Actes de la 2ème Conférence Internationale de Mécanique (ICM'15)



TOME 2

Deuxième Conférence Internationale de Mécanique

ICM'15 – 25 et 26 Novembre 2015

Département de Génie Mécanique

Faculté des Sciences de la Technologie

Université des Frères Mentouri Constantine 1, Algérie

PRÉAMBULE

Dans le cadre des manifestations scientifiques de l'UFM et dans le cadre des activités de Constantine Capitale de la culture Arabe, le Département de Génie Mécanique, Université des Frères Mentouri en collaboration avec les deux Laboratoires (Laboratoire de Mécanique et Laboratoire d'Energétique Appliquée et de Pollution) et en concertation avec les différentes entreprises de la Wilaya de Constantine qui constituent le Pole National de Mécanique par excellence, organise la Deuxième Conférence Internationale de Mécanique et ce dans le but de favoriser les rencontres entre Industriels et Universitaires sur les problématiques de la mécanique. Cette Conférence donnera lieu à de nombreux échanges et mettra en avant les avancées sur des aspects expérimentaux, théoriques et numériques, tout en laissant une place importante aux applications industrielles.

Nous sommes en contact étroit avec plusieurs Entreprises du secteur de la mécanique et les recherches actuellement en cours vont se poursuivre à court et moyen terme tant du point de vue fondamental qu'expérimental.

Les différentes réunions tenues entre le Département, l'Université des Frères Mentouri et les responsables du secteur industriel ont permis d'établir des conventions afin de répondre aux exigences et aux besoins de ce secteur, surtout en matière de formation des cadres pour subir une formation de qualité certaine.

Dans ce contexte, des formations spécifiques de Master, dont le programme de formation a été élaboré conjointement avec ces entreprises, sont en cours.

Donc, cette conférence va renforcer davantage les relations Université-Université d'une part et Université-Industrie d'autre part pour améliorer la qualité de formation et résoudre certaines problématiques existantes au sein des différentes entreprises implantées dans la région de Constantine. Cette conférence a pour objectif de réunir les spécialistes autour de onze thèmes choisis en fonction des besoins de l'industrie mécanique, en particulier, et le secteur industriel en général, durant deux journées de travail, d'échange d'idées et de débats.

Les thèmes fédérateurs retenus pour cette conférence sont:

1. Modélisation et simulation en ingénierie mécanique;
2. Structure et comportement des matériaux;
3. Maintenance industrielle;
4. Aéronautique et propulsion;
5. Construction et fabrication mécanique;
6. Robotique et biomécanique;
7. Tribologie et mécanique énergétique des surfaces;
8. Mécaniques des fluides;
9. Transferts de chaleur et de matière;
10. Énergies renouvelables et environnement;
11. Machines thermiques.

Ces thématiques mettront en avant les résultats récents dans tous les domaines de la mécaniques en s'intéressant plus particulièrement aux domaines touchant l'industrie mécanique de Constantine à savoir: les moteurs thermiques, la tribologie, la mécanique des fluides, la fabrication mécanique, les structures, ...

Le comité scientifique a reçu près de 400 articles, dont 130 ont été retenus suite aux deux avis des experts (Algériens et étrangers) spécialisés et désignés par le Comité Scientifique de la Conférence.

Par ailleurs, Constantine possède des opportunités importantes et lance un appel à tous les investisseurs Algériens et étrangers à investir et s'installer dans notre wilaya et nous les accueillerons à bras grand ouverts.

Enfin, nous tenons à remercier tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réussite de cette manifestation scientifique. Nous citons en particulier tous ceux qui nous ont aidés financièrement, les Conférenciers, les communicants, les comités scientifiques et d'organisation pour leur participation active à cette Conférence.

Le Président de la Conférence

Pr A. Bouchoucha



Constantine : Le Foncier Industriel Entre Réalité et Horizons

Constantine métropole du Nord-est Algérien, l'une des plus anciennes cités appelée Cirta, connue pour ses monuments et ses ponts suspendus, considérée comme troisième ville d'Algérie, abritant une grande population dépassant le million d'habitants, ce qui lui a conféré le caractère urbain à forte concentration humaine.

Concernant l'investissement touchant le secteur de la fabrication mécanique,Constantine est considérée comme un important pole de l'industrie mécanique (Complexes Oued Hmimime et Ain Smara…), celui ci est basé sur le partenariat et la sous-traitance, visant ainsi à encourager les compétences des petites et moyennes entreprises locales (PME) à aller vers des perspectives de mécanisation, confortant ainsi son statut de leader national.

Constantine dispose d'un parc foncier industriel considérable géré par la société de gestion immobilière (SGI), d'une superficie globale brute de : **922 Ha 38 Ar 19 Ca**, étalée sur(11) onze zones d'activités et (04) quatrezones industrielles le tout réparti sur les différentes communes de la wilaya.

Zone :	Surface globale Brute	Surface globale Nette	Nombre de Lots
11 Zones d'Activités.	267 Ha 03 Ar 65 Ca	182 Ha 39 Ar 28 Ca	1079
04 Zones Industrielles.	655 Ha 34 Ar 54 Ca	495 Ha 99 Ar 42 Ca	585
TOTAL :	922 Ha 38 Ar 19 Ca	678 Ha 38 Ar 70 Ca	1664

Afin de promouvoir l'investissement et lui donner un nouveau souffle, des efforts déployés localement ont permis de lancer une opération de réhabilitation de (07) sept zones d'activités existantes et d'éventuelles extensions de (03) trois zones, notamment la zone d'activité multiple (Nouvelle ville- Ali Mendjeli) et les deux zones industrielles Aissa Benhamida (Didouche Mourad) et El Tarf (Benbadis), offrant ainsi une superficie brute additive d'environ **400 Ha** . Ce qui nous donnera une future surface brute du seul parc foncier industriel existant à environs **1300 Ha**.

Outre ce parc foncier et suite a une opération centralisée,Pilotée par l'agence nationale d'intermédiation et de régulation foncière (ANIREF), Constantine a bénéficié d'un programme d'aménagement de trois sites faisant objet de grands parcs industriels, d'une superficie totale brute de : **921 Ha 97 Ar 57 Ca**, touchant trois localités, a savoir Ain Abid, Didouche Mourad et Sidi Romane (AinSmara). Les travaux débuteront à Ain Abid et Sidi Romaneau mois de novembre 2015.

Localité :	Surface Brute :
Ain Abid	543 Ha 09 Ar 82 Ca
Sidi Romane (AinSmara)	140 Ha
Didouche Mourad	238 Ha 87 Ar 75 Ca
TOTAL :	921 Ha 97 Ar 57 Ca

Cette opération permettra d'encourager et de développer toute initiative visantà booster l'investissement et répondre à la quasi-totalité des instances.

Après réception des trois grands parcs,Constantine aura une assiettefoncière industrielle globale brute avoisinant les **2200 Ha**, remédiant ainsi définitivementàl'indisponibilité du foncier industriel duquel se plaignent les investisseurs.

Par Monsieur : MEGUEDDEM Mohamed Hanafi - Architecte Président de la Commission Investissement et Emploi-APW Constantine

PRÉSIDENT D'HONNEUR
Prof. A.DJEKOUNE (Recteur de l'Université)

PRÉSIDENT DE LA CONFÉRENCE
Prof. A. BOUCHOUCHA

VICE PRÉSIDENT DE LA CONFÉRENCE
Dr. Ab. MERABET

COMITÉ SCIENTIFIQUE
Prof. S. BENISSAAD (Président)

A. BOUCHOUCHA	ALG	K. ZIDANI	ALG	R. BENELMIR	FR
S. MEZIANI	ALG	M. BALISTRO	ALG	M. LACHI	FR
A. MERABET	ALG	M. DJEZZAR	ALG	A. BOUKHALFA	FR
F. MILI	ALG	A. BOUCHELAGHEM	ALG	P. GUILLAUM	FR
D. PAULMIER	FR	B. MERZOUG	ALG	L. KHEZZAR	UEA
K. TALBI	ALG	C. BOHER	FR	M. FILLON	FR
M.S. MECIBAH	ALG	M. KHOUDEIR	FR	C. RICHARD	FR
A. BELHAMRI	ALG	M. ARBAOUI	ALG	M. ELMANSORI	FR
B. NECIB	ALG	O. IMINE	ALG	D. ZIED	TUN
E.H. BEGHIDJA	ALG	S. CHEKROUD	ALG	A. BETAIB	KSA
R. BESSAIH	ALG	M. LAHMAR	ALG	A. LIMAM	FR
H. ADJLOUT	ALG	S. CHIKH	ALG	L. TALEB	FR
M. KADJA	ALG	K. MOHAMMEDI	ALG	N. TABET	KSA
Z. NEMOUCHI	ALG	H. ZAIDI	FR	Y. KARBOUA	ALG
A. ZAATRI	ALG	M. FEIDT	FR	Ab. MERABET	ALG
B. BENKOUSSAS	ALG	L. HADJADJ	ALG	K. MIROUH	ALG
A. HAIAHEM	ALG	A. KHEMIS	ALG	E. MEZAACHE	ALG
Z. LABED	ALG	T. LOULOU	FR	C. BOUGRIOU	ALG
A. KHEMIS	ALG	J. FRENE	FR	C. MAHFOUDI	ALG
T. BENMANSOUR	ALG	B. BOUSSAID	FR	R. KHELIF	ALG
A. FOUATHIA	ALG	C. ABID	FR	T. BOUFENDI	ALG
V. VALLE	FR	A. KHELLIL	FR	H. BENMOUSSA	ALG
G. MOUTHON	FR	N. BENSEDDIQ	FR	K. BELMOKRE	ALG
H. GHEORGHUI	ROUM	A. AMROUCHE	FR	M.A. BUENO	FR
M. ZAOUI	ALG	A. CHERFIA	ALG	H. ZAHOUANI	FR
A. ACHOUR	ALG	M. SOULI	FR	N. BELLEL	ALG
M. A. BRADAI	ALG			A.BENABDESSALEM	ALG

COMITE D'ORGANISATION
Dr. A. CHORFIA (Président)

A. FOUATHIA	R. BENCHAABI	K. HEGUEHOUG
A. MEKROUD	M S. MECIBAH	Am. MERABET
A. ACHOUR	Y. MOUADJI	M. GACI
F. BENKAFADA	A. BENHACINE	A. BELKHIRI
F. BOUROUIS	Y. KARBOUA	Z. LABED
K. LAHMAR	H. BOUHABILA	K. BOUSSOUARA

SOMMAIRE

TOME1

THEME 1: MODELISATION ET SIMULATION EN INGENIERIE

Experimental analysis and numerical simulation oftensile behavior of Ti-Ni shape memory alloy fibresreinforced epoxy matrix composite at high temperatures
Abdelaziz Lebied Mohamed Sahli, Brahim Necib 2

Modélisation et optimisation par les plans d'expériences de la trempabilité des boulets de broyage
Sahraoui Aissat Hamid Sadeddine 9

Analyse des champs cinématiques au voisinage de la pointe de fissure en présence de plasticité étendue : comparaison expérimentation modélisation
Mohand Berdjane Arnaud Germaneau, Stephen Hedan,Valéry Valle 19

Caractérisation mécanique des bétons fibrés à ultra-hautes performances
Farida Ait Medjber Mohammed Saidi 29

Modélisation de vibration libre en torsion des poutres hybrides inter plis composite-métal
Rachid Benzidane Kaouter Hamamousse, Nadjia Deghoul, Yassine Adjal, Zouaoui Sereir, 34

Étude expérimentale et modélisation de l'influence de la qualité du lubrifiant sur la vibration des machines tournantes
Wafa Krika Azzedine Bouzaouit 43

Optimisation du comportement en vieillissement de composites stratifiés travaillant dans des conditions d'environnement
Abdelaziz Lekrine Fayçal Mili 53

Modélisation de la plasticité de transformation dans un multi grain avec milieu environnant non uniforme
Mounir Gaci Salim Meziani, Atmane Fouathia 62

Optimisation de l'endommagement des poutres sandwiches en mode de rupture des peaux en compression
Fairouz Bourouis Fayçal Mili 71

Étude d'une plaque fissurée sous tension
Zohra Labed Rabie Chettah, Chaabane Rouba 80

THEME 2: STRUCTURE ET COMPORTEMENT DES MATERIAUX

Effet du Fluage sur la capacité portante des poutres fissurée réhabilitées par plaque en composite
Khamis Hadjazi Zouaoui Sereir, H. R. E. Houachine, Amar Semmani 86

Étude du voilement des plaques rectangulaires perforées
Fatima Zohra Kettaf Soumia Benguediab, Mohamed Benguediab, Abdelouahed 97

	Tounsi	
La réponse mécanique de la poutre FGM non-locale : une théorie raffinée de déformation de cisaillement		
Amine Zemri	Mohammed Sid Ahmed Houari, Abdelmoumen Anis Bousahla, Abdelouahed Tounsi	105
Effect of Doping Lead on Optical and Structural Properties of Thin Films of TiO_2		
Fouzia Abbas	Rabah Bensaha	115
The effect of the orientation of a crack on the critical buckling load in a hybrid composite		
Nadjid Hamani	D. Ouinas	122
Analyse de la propagation des fissures dans les trous des plaques sous l'effet des charges extérieures		
Soufiane Chorfi	B. Necib	131
Maximum tangential stress prediction of mixed-mode crack propagation in FGMs		
Abdelkader Boulenouar	Nabil Benamara, Noureddine Benseddiq	141
Propriétés structurales et mécaniques des dépôts à base Nickel projetés thermiquement par le procédé à flamme.		
Mohand Amokrane	Rassim Younes, Abdelhamid Sadeddine,Youcef Mouadji, Abderrahim Benabbas	151
Caractérisation mécanique et microstructurale de structures soudées par points en acier à effet TRIP		
Mustapha Seghir	Mohand Ould Ouali	160
Etude du comportement d'une fissure émanant d'entaille circulaire renforcée par patch composite		
Hadja Imane Beloufa	Djamel Ouinas, Mostapha Tarfaoui	170
Comportement à la corrosion des revêtements de cermet en milieu marin		
Assia Lekoui	K. Belmokre, S. Brioua	177
Stress Concentrations in Composite Plates With a Circular Hole		
Rabia Boubeker	Mabrouk Hecini, Moustafa Bouakba	187
Mesure des particules fines et des éléments métalliques en site trafic dans la ville de Constantine		
Fairouz Bencharif Madani	Hocine Ali-khodja, Nouna Bendjaballah, Asma Meribai	196
Contribution à l'étude du comportement mécanique des matériaux bio-sourcés de type composite (Cynara cardunculus/polyester)		
Brahim Issasfa	Toufik Benmansour, Valéry Valle, Morad Boukhatem, Mostapha Bouakba	204
Rôle de la micromécanique dans la prévision de la résistance à la traction monotone des matériaux composites fibreux		
Saber Benferdi	Abdelaziz Lekrine, Mourad Amrani, Fayçal Mili	212
Analyse mécanique de structures à base céramique réparées par des patchs composites à joints simple ou double bracelet		
Toufik Achour	Fayçal Mili, Noureddine Benseddiq	221

Caractérisation et analyse des revêtements pour outils de coupe
Ali achour L Chekour 232

Microstructure et Détermination de la température de contact d'un dépôt en céramique Al2O3-13%TiO2 obtenu par projection thermique
Rassim Younes Mohand Amokrane Bradai, Nadia Aderghal, Abdelhamid Sadeddine, Youcef Mouadji et Abderrahim Benabbas 240

Evaluation du paramètre fréquentiel fondamental des plaques orthotropes CCCC et SSSS en vibration libre par la méthode de Ritz
Fatiha Boussalih Tahar Zarza, Toufik Benmansour 249

THÈME 3: MAINTENANCE INDUSTRIELLE

Réparation des matériaux composites verre/polyester insaturé
Khedoudja Laoubi Ali Ahmed Benyahia 259

Influence des défauts des ailettes de turbomachines sur les vibrations des paliers
Bouhali Rima Tadjine Kamel, Bendjama Hocine 269

Étude paramétrique de l'impact d'un panneau pour différentes forme d'impacteur
Kawter Hamamousse Amer Semmani, Nadjia Deghoul, Rachid Benzidane, Zouaoui Sereir 274

Nodestructive microwaves methods for detection of micro-cracks on stainless steels
Mounir Boudjerda Mounir Amir, Mourad Zergoug 283

Diagnostic des dégradations des structures métalliques sous l'effet de corrosion dans la région de Jijel
Med Amin Boumehraz Mekki Mellas 289

Diagnostic des défauts par la conversion d'un arbre de défaillance en Réseau Bayésien
Malika Medkour Azzedine Bouzaouit 295

Détection des défauts des roulements par analyse spectrale
Mohamed Bouamama K. Reffasi, A. Elmeiche, A.El Hennani 305

Analyse vibratoire de fatigue par piqûres de transmission par engrenages
Salim Sellami M$^{ed\ S}$aleh Mecibeh 312

Application de la méthode des réseaux de neurones pour la prédiction des vibrations induites par des défauts combinés (désalignement et balourd)
Younes Debbah Abdelhakim Cherfia, Abdelhafid Saadi. 320

Dynamique de rotor non équilibré sur palier à roulement avec frottement sec.
Nourredine Rida Abdelhakim Cherfia 328

Méthodologie expérimentale de diagnostic des défauts de machines tournantes
Djamal zaarour Salim Meziani, Marc Thomas 336

Détermination de la périodicité optimale de remplacement préventif des pièces mécaniques
Ryma Berrehal Smail Benissaad 346

THÈME 4: AÉRONAUTIQUE ET PROPULSION

Étude de vibration d'un arbre port hélice fissuré

Rachid Benzidane — Boumedyen Abdesselam , Sakina Benlebna, Yamna Hammou, Zouaoui Sereir, — 355

Les caractéristiques de la stabilité dynamique d'un avion de type jet

Amel Merabet — Brahim Necib — 363

The combined effects of couple stresses and the pressure dependent viscosity of lubricant on the nonlinear dynamic response of an unbalanced flexible rotor supported by coated journal bearings

M. Lahmar — H. Bensouilaha , H. Boucherita , B. Bou-saïd — 369

Impact de l'angle d'incidence du nombre de Mach et de la géométrie du profil sur la stabilité aérodynamique d'une aube en mouvement

Faiza Brahimi — Ahmed Ouibrahim — 381

Simulation numérique d'un écoulement hypersonique autour d'un corps émoussé

Nabil Ghendour — Samir Ouchen, Rachid Allouche, Rachid Renane — 390

THÈME 5: CONSTRUCTION ET FABRICATION MÉCANIQUE

Analyse de fabrication de la pièce porte tige filetée

Hamid Guellouma — Djamel Bensahal, Mohamed Nadir Amrane — 399

Méthode de Fabrication par Usinage des aubes de compresseur sur Machine Cnc

Malim Madani — Assas Mekki — 408

Experimental Investigation and modeling of Cutting force and surface roughness in hard turning of AISI H11 steel with coated and uncoated ceramic tools using Taguchi plan and RMS method: including 2D and 3D surface topography

Ahmed Khellaf — Hamdiaouici, Sarra Smaiah, Mohamed Elbah, Said Benlahmidi, Mohamed Fayçal Ameur, M. Bouitna — 414

Influence des conditions de coupe sur la rugosité arithmétique en fraisage

Fatiha Khettabi — Ahmed Lagred, Amel Bouchareb — 425

Etude de la corrélation entre les paramètres-procédé et les caractéristiques mécaniques des tôles en aluminium soudées par la technique FSW.

Mohamed Merzoug — Abdelkader Ghazi, Abdelkader Boulenouar, Benattou Bouchouicha, Mohamed Mazari — 431

Caractérisation des zones affectées thermiquement dans le soudage classique des aciers

Zineb Maouadj — Benattou Bouchouicha, Mokhetar Zemri — 441

Elaboration et caractérisation numérique des matériaux Auxétiques.

Moncef Cherief — Ismail Daoud, Sidali Kaoua, Nouredine Bouzegzi, Amine Rezzouge — 448

Influence de la profondeur de pénétration de l'épaulement de l'outil sur la qualité du soudage FSW

Imane Elmeguenni — Mohamed Mazari — 456

Application de la méthode de régression linéaire multiple pour la détermination des modèles des efforts de coupe en tournage dur — 465

Zahia Hessainia	Oussama Zerti, M. A. Yallese	
Etude expérimentale de l'évolution de l'usure des outils de coupe en tournage.		
Saadi Abdelhafid	Cherfia Abdelhakim, Debbah Younes	475
Etude de l'état de surface de l'acier 42 Cr Mo4 après recuit usiné avec deux outils de coupe lors du tournage		
Razika Aouad	Razika Aouad	487

THEME 6: ROBOTIQUE ET BIOMECANIQUE

Etalonnage géometrique du robot RV-2AJ		
Abdelmadjid Flitti	Houria Segai flitti.	494
L'effet des propriétés du matériau sur le comportement du modèle élément fini de fémur humain		
Dalila Belaid	Ali Bouchoucha	505
Analyse par éléments finis du comportement mécanique d'une prothèse de hanche de type spacer		
Hichem Salah	Bouziane Mohamed Mokhtar, Smaïl Benbarek , Belabbes Bachir Bouiadjra, Boualem Serier	514
Modélisation d'une classe des robots flexibles bioniques a courbure constante		
Ammar Amouri	Chawki Mahfoudi, Abdelouahab Zaatri, Halim Merabti	520
Contribution à la Résolution du Modèle Géométrique Inverse des Manipulateurs Hyper – Redondants Plans.		
Abdelhakim Chibani	Abdelouahab Zaatri, Chawki Mahfoudi	530
Experimental study of new titanium alloy Ti-6Al-4Fe for biomedical application		
Mamoun Fellah	Mohamed Labaiz, Omar Assala, Mohammed Abdul Samad, Iost Alain, Nacira Sassane	541
Etude d'un modèle biomécanique du manteau adhésif chirurgical de la prothèse de hanche par la méthode des éléments finis pour les différents mouvements quotidiens		
Habib Hamani	Abderrahmane Belarbi, Bensmaïne Mansouri	552
Analyse biomécanique de l'évolution de la détérioration d'une dent		
Ismail Bouri	Abderahman Belarbi,Tawfik Tamine, Mustapha Benachour	564
Application of strain energy density approach in biomechanics fracture problems		
Abdelkader Boulenouar	Ali Benouis, Mohamed Merzoug	574

TOME 2

THEME 7: TRIBOLOGIE ET MECANIQUE ENERGETIQUE DES SURFACES

Modeling of surface roughness in dry hard turning of X38CrMoV5-1 machined by coated carbide GC3015 using Taguchi technique		
Said Benlahmidi	Hamdi Aouici, Brahim Fnides, M. A. Yallese	577
Étude de l'usure des engrenages par analyse vibratoire		
Hanene Benmohamed	Youcef Khadri	587

Etude comparative du comportement tribologique et thermique des couples cuivre-graphite et graphite-graphite

Abdeldjalil Benfoughal Ali Bouchoucha, Redha Aboud, Youcef Mouadji 598

Effet de couplage mécano-chimique sur le comportement électrochimique de l'acier austénitique 316Ti

Houria Kaddour Benrabah Imed-Eddine, Taguia Sohaib, Fatah Hellal 605

Compatibilité tribologique des métaux purs

Mohammed Arbaoui Rachid Bouzid 612

Le comportement tribologique du couple acier-acier sans et avec lubrification

Hamoudi Bouhabila Ali Bouchoucha, Ratiba Benzerga, Claire Le Paven 621

Etude théorique et expérimentale du coefficient de frottement dans un contact dynamique sec bronze-graphite, cuivre-graphite et graphite-graphite

Youcef Mouadji Ali Bouchoucha, Mohand Amokrane Bradai 627

Étude de l'influence du paramètre charge sur le comportement en frottement et usure du couple dynamique sec bronze-acier

Djamel Bekhouche Ali Bouchoucha, Hamid Zaidi, Youcef Mouadji 634

Influence des paramètres de frottement sur l'usure et la dureté de la surface chromée

Ramdane Sabrina Fouathia Athmane 640

Étude comparative des modèles de contact entre deux surfaces rugueuses

Achraf Tchanderli Braham Abdelhakim Cherfia 647

THEME 8 :MECANIQUE DES FLUIDES

Natural convection in a cavity filled with nanofluids

Abd el Malik Bouchoucha Rachid Bessaïh 657

Fluid/Structure interaction in open channel using CFD approach

Fouzi Benmoussa Hocine Benmoussa, Ahmed Benzaoui 667

Etude des effets combines du non-newtonien et de la piézoviscosité du fluide lubrifiant sur les caractéristiques statiques d'un palier compliant infiniment long

Hamid Boucherit Mustapha Lahmar, Hameza Bensouilah, Ahcen Mouassa 678

Simulation of biogas counter flow diffusion flame under several operation conditions of composition and pressure

A. Mameri F. Tabet and A. Hadef 689

Modeling and simulation of the porous media pollution

Kenza Irinislimane Kamal Mohammedi 699

Single- and two-phase flow pressure drop through orifice

Ammar Zeghloul Abdelwahid Azzi, Abdelkader Messilem, Faiza Saidj 706

Simulation numérique de l'écoulement turbulent dans une cuve bombée et chicanée agitée à l'aide d'un système à plusieurs étages de turbines à pales inclinées 714

Zied Driss	Mohamed Samet, Fareh Hamrit, Hedi Kchaou, Brahim Necib, Mohamed Salah Abid	
Etude des courants de gravité non-Boussinesq dans les milieux homogènes.		
Ouardia Ait Oucheggou	Bouzid Benkoussas, Rabah Mehaddi, Olivier Vauquelin	724
Étude expérimentale d'un caloduc à rainures trapézoïdales en différentes positions		
Ghada Chibani	Saloua Bouadila, Safa Skouri, Mohamed Chaker Zaghdoudi	732
Large Eddy Simulation of Thermal Turbulent Mixing in T-Junction		
Melouka Benyamina	Pavel Knyazkov , Omar Imine	742
Study of the interaction between coherent structures and boundary layer in a Forced Turbulent Plane Jet Impinging on a Semi-Cylinder		
Nabil Kharoua	Lyes Khezzar, Zoubir Nemouch , Mohamed Alshehhi	754
Étude du comportement d'écoulement supersonique dans une tuyère bidimensionnel et axisymétrique		
Said Sellami	Omar Kholai	764
Simulation numérique de l'écoulement autour de l'ensemble Stator-Hélice marine		
Fadhila Sadeg	Djahida Boucetta, Omar Imine	772
Etude expérimentale de l'influence de la dépression mécanique sur le transport et le comportement rhéologique du mucus bronchique synthétique dans une trachée artificielle		
Hana Benkoussas	Isabelle Seyssie, Sébastien Poncet	781

THEME 9: TRANSFERT DE CHALEUR ET DE MATIERE

دراسة إنتقال الحرارة بالحمل الحراري الطبيعي داخل نمودج سكني على شكل متوازي سطوح موجه جنوبا وخاضع لدرجة حرارة ثابتة		
نوال بومعيزة	صالح لعور	790
Étudenumériqueduchamp thermique d'un jet rond turbulent impactant une plaque plane circulaire		
Amina Derdouri	Zoubir Nemouchi	799
Optimisation des paramètres du système de centrale thermique combinée hybride solaire-gaz		
Adel Miles	Otman Khemis	809
Etude des mouvements du fluide autour d'un radiateur de chauffage (ou batterie froide) placé dans un local.Amélioration de l'efficacité des émetteurs de chaleur (radiateur)		
Abdeldjouad Touahria	Chérif Bougriou	817
L'écoulement et le transfert thermique au sein d'un canal horizontal muni d'obstacles poreux		
Kaouter Bouarnouna	A. Boutra, A. Ragui, Y.K. Benkahla	828
Etude numérique de l'évaporation dans un canal vertical à parois humides		
Karima Sellami	Nabila Labsi, Imene Bouchelkia , M'barek Feddaoui , Youb Khaled Benkahla	837
Étude d'un écoulement thermosolutal en convection naturelle dans un milieu poreux rempli d'un nanofluide		
Hamza Ali Agha	Mohamed Najib Bouaziz	646

Etude numérique de la convection naturelle dans une cavité rectangulaire contenant des nanofluides
Billel Boudjeniba Salah Laouar, El Hacene Mezaache 857

Etude de la régulation de la température d'une cavité équipée d'un échangeur à matériau à changement de phase
Rachid Chebah El Hacene Mezaache, Salah Laouar 868

Stabilitéde la convection naturelleMHD dans une cavité carrée avec génération de la chaleur interne
Farid Berrahil Smail Benissaad 878

Existence of natural and anti-natural solution in thermosolutal convection in a tilted porous square cavity under cross temperature and concentration gradients
Nabil Ouazaa Mahmoud Mamou, Smail Benissaad 888

Etude du refroidissement interne d'une cascade d'aubes
Karima Heguehoug Noureddine Louahadj, Abd El Djelil Hattab 898

Effet Dufour sur la bifurcation de la convection naturelle thermosolutale dans un milieu poreux
Abbes Attia Mahmoud Mamou, Smail Benissaad 906

Simulation numérique bidimensionnelle de la convection naturelle dans une cavité carrée fermée
Rahima Lanani Benchabi 915

Thermal development for a pseudoplastic fluid in simple duct with consideration of viscous dissipation
Abderrahmane Horimek Lakhdar Bougaa, Noureddine Ait-Messaoudene, Saad Abed 926

Analyse de la convection thermosolutale dans une cavité poreuse inclinée et anisotrope
Safia Safi Smain Benissaad 937

Numerical study of laminar combined convection heat transfer of Al2O3-water nanofluid flow in a heated annular pipe
Mohamed Benkhedda Toufik Boufendi 946

THÈME 10: ÉNERGIES RENOUVELABLES ET ENVIRONNEMENT

Simulation d'un séchoir solaire indirect à convection forcée pour les produits agroalimentaires
Nasri Mohamed Yacine Azeddine Belhamri 956

L'influence d'orientation sur un système thermique d'un concentrateur solaire cylindro parabolique et leur performance dans plusieurs positions
Nadir Bellel Rafik Lahlour, Nadia Bouguetaia, Billel Boumaaraf 966

Etude et réalisation d'un nouveau capteur solaire thermique à contact direct eau-plaque d'absorption
Mohamed Harizi M. Tahar Abbes, Dj. Belkacem, S. Mohamed Belkebir 975

L'Influence du Vieillissement et des Conditions Climatiques sur la Réponse Électrique d'un Module Photovoltaïque
Amina Ennemri R. Doumane, M. Balistrou 984

Evaluation de l'efficacité énergétique et du comportement en endommagement d'un film polymère noir sur le rendement des dispositifs solaires.

Baba Ahmed Nassim Benmoussat Abderrahim 991

Numerical study of colling of photovoltaic module in COMSOL software

Hanene Ben Cheikh El Hocine Abdelkrim Khelifa , Khaled Touafek , Fouad Kerrour , Hafsi Haloui 1001

Etat des lieux d'une installation de pompage solaire

Hocine Guellil 1010

Contribution à l'étude d'un système de dessalement des eaux saumâtres et des eaux de mer par distillation solaire

Mahmoud Hammou Ahmed Bouzidane 1022

Étude et modélisation thermoélectrique d'un capteur hybride PV/T à air.

Mohamed El Amine Slimani Madjid Amirat, Sofiane Bahria 1031

Introduction de chicanes perforées dans la veine d'écoulement d'un capteur solaire

Mustapha Henaoui Khaled Aliane 1039

Modeling of Heat Transfer by Laminar Natural Convection of a nanofluid in a Solar Water Heater Enclosure

Mabrouk Guestal Mahfoud Kadja 1047

THÈME 11: MACHINES THERMIQUES

Theoritical study of some materials used in refrigeration systems

Saber Saad Essaoud Z. Charif, H. Baaziz 1057

Etude numérique de L'influence des conditions d'injection sur le comportement d'une flamme de diffusion de type hydrogène-air

Mohamed Boukhelef Mounir Alliche, Abdallah Benarous 1063

Etude de la production d'éthanol biocarburant à partir de rejets agricoles

Assia Mansouri Rachida Rihani, Nadia Aicha Laoufi 1070

THEME 7

TRIBOLOGIE ET MECANIQUE ENERGETIQUE DES SURFACES

Modeling of surface roughness in dry hard turning of X38CrMoV5-1 machined by coated carbide GC3015 using Taguchi technique

Said BENLAHMIDI[1], Hamdi AOUICI[1,2], Brahim FNIDES[2,3], M. A. YALLESE[2]

[1]Département de Génie Mécanique et Productique, Ecole Nationale Supérieure de Technologie (ENST) - ex CT siège DG. SNVI, RN N°5 Z.I. Rouiba, Alger, Algérie

[2] Laboratoire Mécanique et Structures (LMS), Université 08 mai 1945, BP 401, Guelma 24000,

[3]Département de Construction Mécanique et Productique (CMP), FGM&GP, Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene (USTHB), BP 32 El-Alia, Bab-Ezzouar, 16111, Alger, Algérie

Abstract. In the present work, the performance of multilayer coated carbide tool was investigated considering the effect of cutting parameters during turning of hardened X38CrMoV5-1 high alloy steel (~50 HRC). This steel is free from tungsten on Cr-Mo-V basis. It is employed for the manufacture of plastic moulds subject to high stress, helicopter rotor blades and forging dies. Nine experimental runs based on an orthogonal array (L_9) of the Taguchi method were performed to derive objective functions to be optimized within the experimental domain. The objective functions were selected in relation to the parameters of the cutting process: surface roughness criteria. The correlations between the cutting parameters and performance measures, like surface roughness, were established by multiple linear regression models. Highly significant parameters were determined by performing an Analysis of variance (ANOVA). Arithmetic mean roughness (*Ra*), total roughness (*Rt*) and mean depth of roughness (*Rz*) get affected mostly by feed rate. Its contributions on *Ra*, *Rt* and *Rz* are (71.72, 22.16 and 48.46%), respectively.

Keywords: Taguchi technique; X38CrMoV5-1; coated carbide tool; surface roughness; RSM.

Nomenclature

ap Depth of cut, mm	r_ε Tool nose radius, mm
f Feed rate, mm/rev	*Vc* Cutting speed, m/min
HRC Rockwell hardness	α Relief angle, degree
R^2 Coefficient of determination	γ Rake angle, degree
Ra Arithmetic mean roughness, μm	λ Inclination angle, degree
Rt Total roughness, μm	χ Major cutting edge angle, degree
Rz Mean depth of roughness, μm	

1. Introduction

At present, hard machining of steel is a topic of immense interest for industrial production and scientific research since it offers a number of potential advantages, including lower equipment costs, shorter setup time, high accuracy, fewer process steps, greater part geometry flexibility, and usually there is no need to use cutting fluid during turning of hardened steel.

Taguchi's orthogonal arrays are highly fractional designs, used to estimate main effects using very few experimental runs. These designs are not only applicable for two level factorial experiments,

but also can investigate main effects when factors have more than two levels. Designs are also available to investigate main effects for some mixed level experiments where the factors included do not have the same number of levels. For example, a four-level full factorial design with five factors requires 1024 runs while the Taguchi orthogonal array reduces the required number of runs to 16 only [1-2].

A three-level full factorial design with three factors ($3^3 = 27$) requires 27 runs while the Taguchi orthogonal array reduces the required number of runs to 9 only ($L_9 = 9$) [3-4].

The machining of hardened steels using polycrystalline cubic boron nitride (PCBN) and ceramic tools is widely accepted as a best replacement to costly grinding operations. However, development in the cemented carbide grades, coating materials and coating deposition technologies have attracted many researchers in the field of hardened steel machining using coated carbide tools [5].

In dry hard turning of AISI H11 steel treated at 50 HRC machined by the following cutting materials: the carbides (H13A and GC3015), the reinforced ceramic CC670 and the cermets (CT5015 and GC1525) and for this cutting regime: V_c = 120 m/min, a_p = 0.15 mm and f = 0.08 mm/rev, the tool life of the uncoated cermets CT5015 and the coated cermets GC1525 are less than 2 minutes. The tool life of the uncoated carbide H13A is 4.5 minutes. The tool life of the reinforced ceramic CC670 is only 8 minutes. However the tool life of the coated carbide GC3015 is 16 minutes. This experimental study confirms that in dry hard turning of this steel and for the cutting regime tested, the coated carbide GC3015 is the most powerful tool in terms of wear resistance and lifespan [6].

The productivity in terms of volume chip carved of five cutting tools at two different cutting conditions in straight hard turning of X38CrMoV5-1 (50 HRC) was investigated. For the first cutting regime (V_c = 120 m/min, a_p = 0.15 mm et f = 0.08 mm/rev), the productivity of the coated cermets GC1525, the uncoated cermets CT5015, the uncoated carbide H13A, the reinforced ceramic CC670 and the coated carbide GC3015 are (1440; 2160; 6480; 11520 and 23040) mm^3, respectively. The productivity of these two selected tools, i.e. reinforced ceramic CC670 and coated carbide GC3015 for the second cutting regime (V_c = 90 m/min, a_p = 0.15 mm and f = 0.08 mm/rev) are (12960 and 30780) mm^3, respectively. These results prove that the coated carbide GC3015 is more efficient than other tools used in terms of productivity [7].

In the theoretical study of *Ra* for mild, Response Surface Methodology is used to investigate the relationship between laser machining parameter with responses. The cutting parameters studied here are cutting speed, frequency and duty cycle. The dimensions of *Ra* for mild steel are directly proportional to the duty cycle and frequency and inversely proportional to cutting speed can be observed with the help of model equation. For mild steel the best value for the surface roughness (6.37μm) can be obtained at high cutting speed (1200 mm/min) value and low duty cycle value (60%). It is clear that surface roughness decreases with increase in cutting speed. Surface roughness increases with increase in the duty cycle. Frequency is not a major factor in influencing the outcome of the surface roughness. The effect of cutting speed and duty cycle on the surface roughness is more as compared to frequency [8].

The statistical analysis based on ANOVA, during turning AISI 420 steel with coated carbide tool GC2015, has established that the feed rate has the highest influence on the surface roughness (81.69%). In the second rank come both of Vc^2 and f^2 with 6.071% and 6.071% contributions, respectively. The depth of cut parameter has a very less effect compared to that of the feed rate. The best surface finish is obtained at lower cutting speed with lower feed rate and lower depth of cut. The reduced model obtained for *Ra* using the RSM quadratic modeling, with correlation coefficient R^2 of 95.27%, showed strong correlation with the input data. The comparison between predicted and measured values for surface roughness proved that predicted values are very close to

experimental ones. The model can be employed to predict the surface roughness patterns developed. Based on the response surface optimization and the composite desirability method of RSM, the optimal turning parameters are found to be as follows: *Vc* = 120 m/min, *f* = 0.08 mm/rev and *ap* = 0.15 mm. The optimized response is *Ra* = 0.523 µm with a composite desirability of 0.987. From the confirmation test, it can be seen that the empirical model developed is reasonably accurate. The error of surface roughness is *Ra* = maximum value 5.12% and minimum 0.84% [9].

In dry hard turning of X38CrMoV5-1 steel treated at 50 HRC machined by whisker ceramic tool (Al_2O_3+SiC), the results of ANOVA show that the feed rate is the dominant factor affecting surface finish. Its contribution on *Ra* is 85.70%, on *Rt* 96.57% and on *Rz* 98.95%. The second factor influencing *Ra*, *Rt* and *Rz* is cutting speed. Its contribution on *Ra* is 8.12%, on *Rt* 1.91% and on *Rz* 0.45%. As for the depth of cut, its contribution is not important. The interaction *Vc*×*f* is significant on *Rt* and *Rz* [10].

The aim of the present work is, thus, to model surface roughness in hard turning of X38CrMoV5-1. Nine machining tests were carried out under dry conditions with the multilayer coated carbide GC3015 inserts using Taguchi technique.

The model predicting equations for cutting force and surface roughness were developed. To calculate constants and coefficients of these models, the software's Minitab 15 and Design-Expert 8 characterized by analysis of variance (ANOVA), multiple linear regression and response surface methodology (RSM) were exploited.

In order to achieve this: statistical analysis of the experimental, the analysis of variance (ANOVA) was applied. This latter is a computational technique that enables the estimation of the relative contributions of each of the control factors to the overall measured response. In this work, the parameters were used to develop mathematical model using multiple linear regression and response surface methodology (RSM). RSM is a collection of mathematical and statistical techniques that are useful for the modelling and analysis of problems in which response of interest is influenced by several variables and the objective is to optimize the response [11-15].

2. Experimental procedure

Experiments were performed using commercially available coated tungsten based cemented carbide inserts. The grade of the inserts is GC3015 (CVD coating layer sequence TiCN/Al_2O_3/TiN) with three main layers and several more sub-layers of coating with a total thickness of 14 µm (figure 1). The main coating layers include: medium temperature titanium carbonitride (TiCN), fine grain alpha structure aluminum oxide (Al_2O_3), and a thin layer of titanium carbonitride (TiCN) and titanium nitride (TiN). The insets have identical geometry designated by ISO as SNMA 120408-KR [16].

A right hand style tool holder designated by ISO as PSBNR 2525M12, has a geometry of the active part characterized by the following angles: χ = 75°; α = 6°; γ = -6°; λ = -6°, was used for mounting the inserts.

The workpiece used for experiments was of 300 mm length and 75 mm in diameter, hardened to 50 HRC. Its grade is X38CrMoV5-1, hot work steel which is popularly used in hot form forging. It is employed for the manufacture of the module matrices of door for car and helicopter rotor blades. Its chemical composition is given in Table 1.

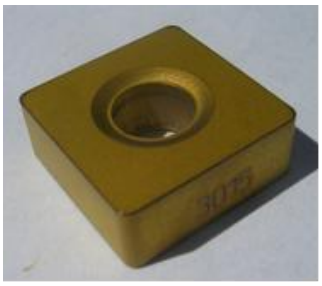


Figure 1: Multilayer coated carbide GC3015 insert.

The lathe used for machining operations was from TOS TRENCIN company; model SN40C, spindle power 6.6 KW.

Surface roughness was measured by a roughness meter (2d) Surf test 201 Mitutoyo.

Table 1: Chemical composition of X38CrMoV5-1.

Composition	(wt. %)
C	0.35
Cr	5.26
Mo	1.19
V	0.5
Si	1.01
Mn	0.32
S	0.002
P	0.016
Other components	1.042
Fe	90.31

3. Experimental results and discussion

Experimental matrix and results of surface roughness criteria (*Ra*, *Rt* and *Rz*) when turning a work material hardened to 50 HRC with multilayer coated carbide GC3015 insert using an orthogonal array ($L_9 = 9$) of the Taguchi method; are shown in Table 2.

3.1. ANOVA for surface roughness

Tables 3, 4 and 5 display the ANOVA for arithmetic mean roughness (*Ra*), total roughness (*Rt*) and mean depth of roughness (*Rz*), respectively. It can be seen that the feed rate is the most major cutting parameters for affecting surface roughness criteria because its increase generates helicoids furrows the result tool shape and helicoid movement tool-workpiece. These furrows are deeper and broader as the feed rate increases. Feed rate contributions on *Ra*, *Rt* and *Rz* are (71.72 , 22.16 and 48.46%). The cutting speed impact on *Ra* is 25.19%, on *Rt* is 38.30% and on *Rz* is 26.10%. As for the depth of cut, its effect on *Ra* is 1.88%, on *Rt* is 31.15% and on *Rz* is 24.09%.

Table 2: Orthogonal array L_9 of surface roughness experimental results.

Parameters							Results		
Parameter levels				Real values			Surface roughness criteria		
Run N°	X_1	X_2	X_3	*Vc*, m/mn	*f*, mm/rev	*ap*, mm	*Ra*, µm	*Rt*, µm	*Rz*, µm
1	-1	-1	-1	50	0.08	0.15	0.66	6.49	4.66
2	-1	0	0	50	0.12	0.30	0.71	7.66	4.78
3	-1	+1	+1	50	0.16	0.45	0.96	5.97	4.96
4	0	-1	0	75	0.08	0.30	0.72	6.26	4.69
5	0	0	+1	75	0.12	0.45	0.73	4.16	3.51
6	0	+1	-1	75	0.16	0.15	1.15	9.43	6.55
7	+1	-1	+1	100	0.08	0.45	0.44	2.70	2.36
8	+1	0	-1	100	0.12	0.15	0.47	3.71	3.07
9	+1	+1	0	100	0.16	0.30	0.91	5.92	5.29

Table 3: ANOVA for Ra.

Source	DF	SS	MS	F-VAL.	P-VAL.	Contr. %
Vc	2	0.1046	0.523	20.92	0.046	25.19
f	2	0.2978	0.1489	59.56	0.017	71.72
ap	2	0.0078	0.0039	1.56	0.391	1.88
Error	2	0.005	0.0025			1.21
Total	8	0.4152				100

Table 4: ANOVA for Rt.

Source	DF	SS	MS	F-VAL.	P-VAL.	Contr. %
Vc	2	13.034	6.517	4.58	0.179	38.30
f	2	7.554	3.777	2.66	0.273	22.16
ap	2	10.603	5.301	3.73	0.211	31.15
Error	2	2.843	1.422			8.39
Total	8	34.034				100

Table 5: ANOVA for Rz.

Source	DF	SS	MS	F-VAL.	P-VAL.	Contr. %
Vc	2	3.3266	1.6633	19.27	0.049	26.10
f	2	6.174	3.087	35.77	0.027	48.46
ap	2	3.0691	1.5346	17.78	0.053	24.09
Error	2	0.1726	0.0863			1.35
Total	8	12.7423				100

3. 2. Surface roughness models

Regression equations for arithmetic mean roughness (*Ra*), total roughness (*Rt*) and mean depth of roughness (*Rz*) were developed based on experimental data. The values of the coefficients involved in the equation were calculated by regression method by using the software's Minitab 15 and Design-Expert 8. Equations (1), (2) and (3) developed for three components of surface roughness (*Ra*, *Rt* and *Rz*) are given below:

$$Ra = 0.455 - 0.0034Vc + 5f - 0.167ap \quad (1)$$

$$Rt = 9.0378 - 0.0519Vc + 24.4583f - 7.5556ap \quad (2)$$

$$Rz = 4.8781 - 0.0246Vc + 21.2083f - 3.8333ap \quad (3)$$

The coefficients of correlation R^2 are (69.1; 69.2 and 67.2) %, respectively.

3. 3. Main effects plot for surface roughness

Figures 2, 3 and 4 show the main effects plot for *Ra*, *Rt* and *Rz*. It can be seen that feed rate is the most important parameter affecting surface finish followed by cutting speed and depth of cut.

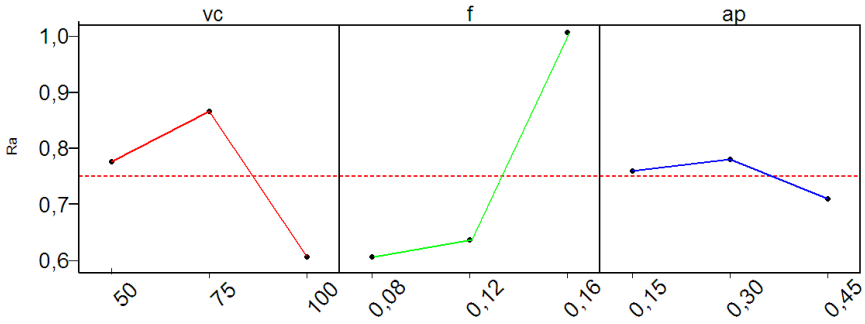


Figure 2: Main effect plot for Ra.

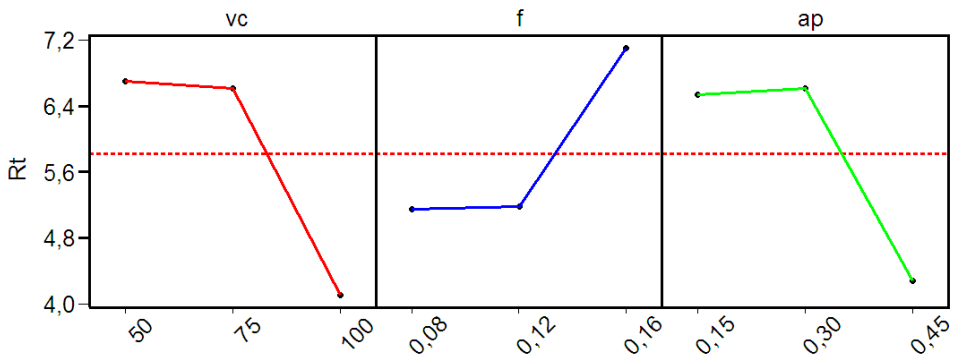


Figure 3: Main effect plot for Rt.

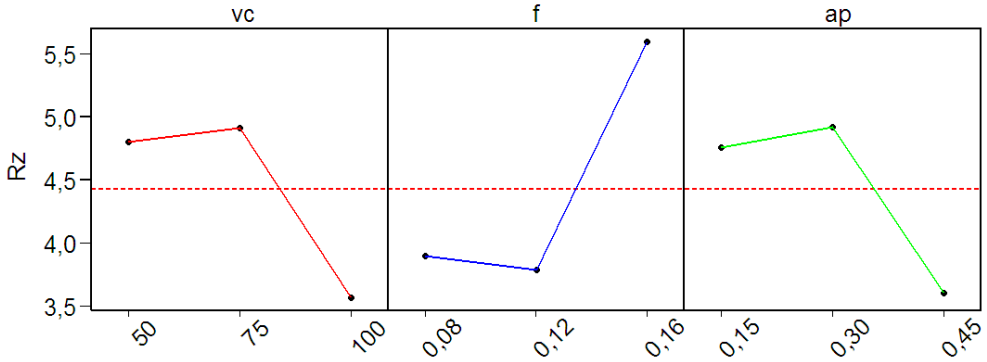
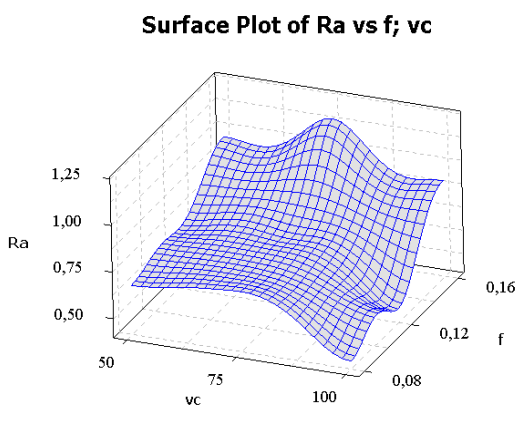


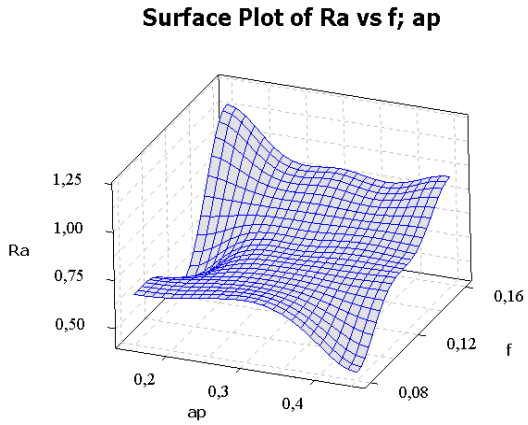
Figure 4: Main effect plot for Rz.

3. 4. 3D Surface plots for surface roughness

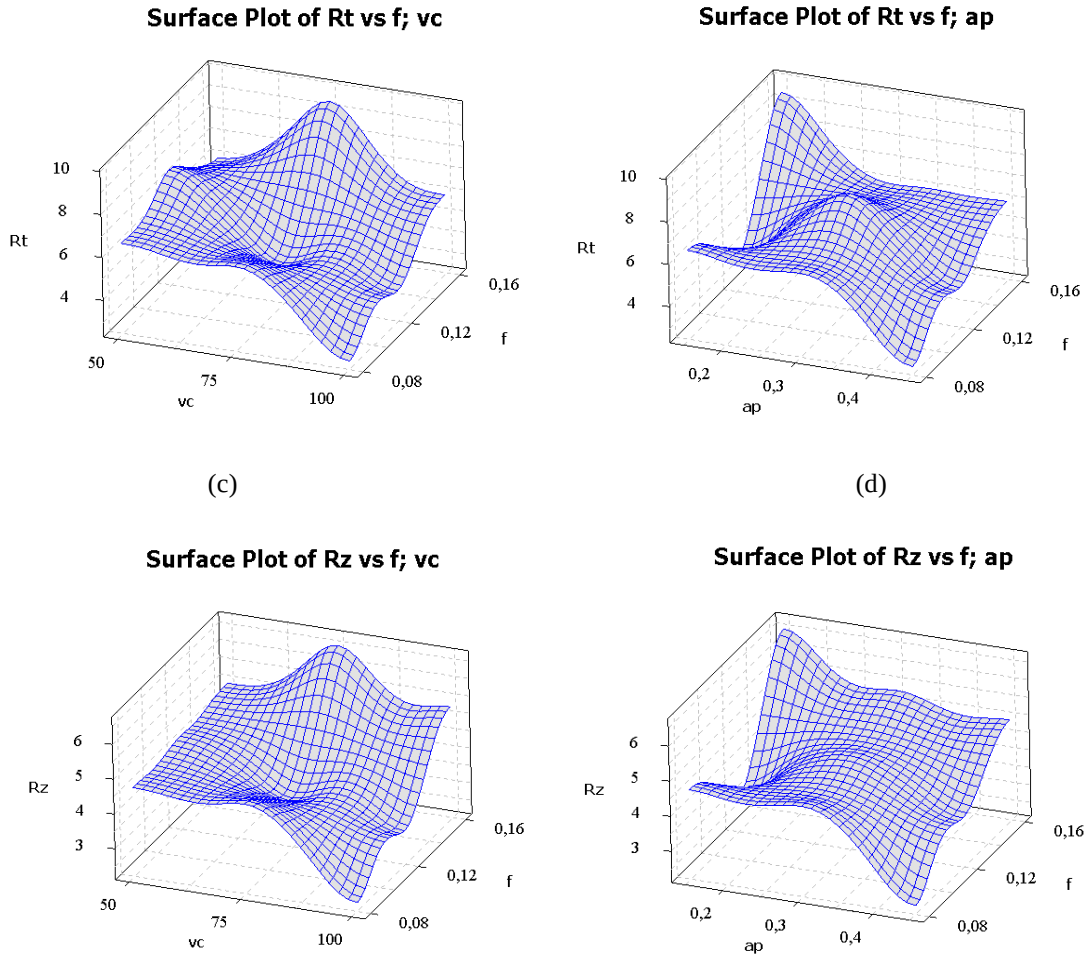
Figures 5 (a, b, c, d, e and f) present 3D surface plots of arithmetic mean roughness (*Ra*), total roughness (*Rt*) and mean depth of roughness (*Rz*). These figures were drawn using response surface methodology (RSM) according to experimental results.



(a)



(b)



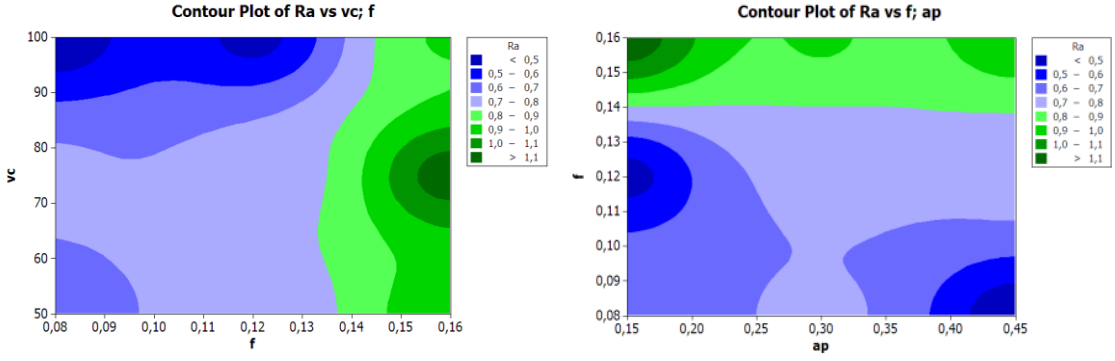
(c) (d)

(e) (f)

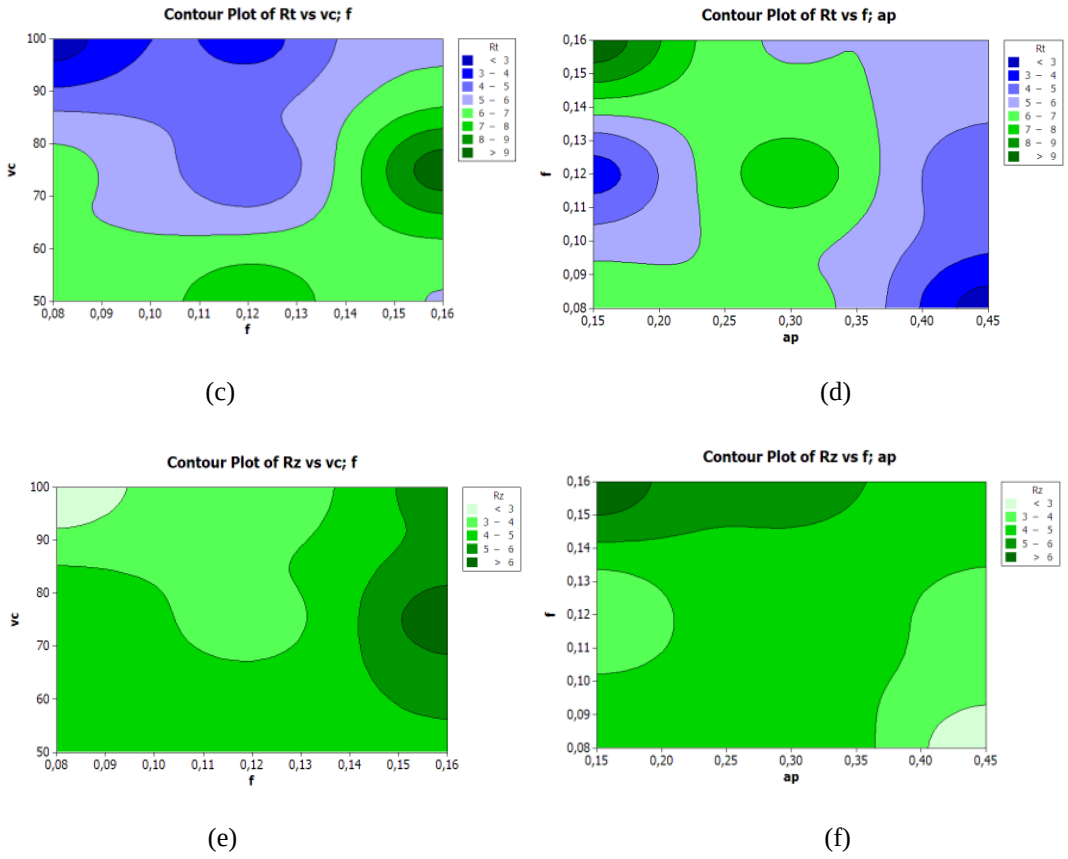
Figure 5: 3D Surface plots of surface roughness.

3.5. Contour plots of surface finish

Contour graphs of surface finish *Ra*, *Rt* and *Rz* are plotted in figures 6 (a, b, c, d, e and f). These figures were drawn using response surface methodology (RSM) according to experimental results.



(a) (b)



(c) (d)

(e) (f)

Figure 6: Contour plots of Ra, Rt and Rz.

4. Conclusion

Based on the experimental results of the present work that was done in dry hard turning of X38CrMoV5-1 high alloy steel treated at 50 HRC machined by multilayer coated carbide GC3015 tool using Taguchi technique, the subsequent conclusions can be derived:

1- Arithmetic mean roughness (*Ra*), total roughness (*Rt*) and mean depth of roughness (*Rz*) get affected mostly by feed rate. Its contributions on *Ra*, *Rt* and *Rz* are (71.72; 22.16 and 48.46%), respectively.

2- The cutting speed impact on *Ra* is 25.19%, on *Rt* is 38.30% and on *Rz* is 26.10%.

3- As for the depth of cut, its effect on surface finish is less important than feed rate and cutting speed. Its contribution on *Ra* is 1.88%, on *Rt* is 31.15% and on *Rz* is 24.09%.

4- Mathematical models would be helpful in selecting cutting variables for optimization of hard cutting process.

References

1. Sharma, P.; Bhambri, K. Multi-response optimization by experimental investigation of machining parameters in CNC turning by Taguchi based grey relational analysis. *International Journal of Engineering Research and Applications* **2012**, *2*, 1594-1602.

2. Kaladhar, M.; Venkata Subbaiah, K.; Srinivasa Rao, Ch. Determination of optimum process parameters during turning of AISI 304 austenitic stainless steels using Taguchi method and ANOVA. *International*

Journal of Lean Thinking **2012**, *3(1)*, 1-19.

3. Mishra, A.; Gangele, A.; Israr, M. Application of Taguchi approach in the optimization of roundness of cylindrical bars of AISI 1045 steel. *International Journal of Basic and Applied Science* **2013**, *2(1)*, 186-194.

4. Yadav, A.; Bangar, A.; Sharma, R.; Pal, D. Optimization of turning process parameters for their effect on En 8 material work piece hardness by using Taguchi parametric optimization method. *International Journal of Mechanical and Industrial Engineering (IJMIE)* **2012**, *1(3)*, 36-40.

5. Chinchanikar, S.; Choudhury, S.K. Effect of work material hardness and cutting parameters on performance of coated carbide tool when turning hardened steel: An optimization approach. *Measurement* **2012.** doi: http://dx.doi.org/10.1016/j.measurement.2012.11.032

6. Fnides, B.; Boutabba, S.; Fnides, M.; Aouici, H.; and Yallese, M.A. Tool life evaluation of cutting materials in hard turning of AISI H11. *Estonian Journal of Engineering* **2013**, *19*, 143-151.

7. Fnides, B.; Boutabba, S.; Fnides, M.; Aouici, H.; and Yallese, M.A. Cutting tools flank wear and productivity investigation in straight turning of X38CrMoV5-1 (50 HRC). *International Journal of Applied Engineering and Technology* **2013**, *3(1)*, 1-10.

8. Panu, S.; Gautam, G.D.; Singh, K.P.; and Norkey, G. Parametric analysis of cutting parameters for laser beam machining based on box-behnken design. *International Journal of Advanced Mechanical Engineering* **2014**, *4(1)*, 61-68.

9. Bouzid, L.; Yallese, M.A.; Chaoui, K.; Mabrouki, T.; and Boulanouar, L. Mathematical modeling for turning on AISI 420 stainless steel using surface response methodology. *Journal of Engineering Manufacture (Proc IMechE Part B)* **2014**, 1-17.

10. Fnides, B.; Berkani, S.; Yallese, M.A.; Boutabba, S.; Rigal, J-F.; and Daffri, S. Analysis of technological parameters through response surface methodology in machining hardened X38CrMoV5-1 using whisker ceramic tool (Al_2O_3+SiC). *Estonian Journal of Engineering* **2012**, *18*, 26-41.

11. Uvaraja, V.C.; Natarajan, N. Optimization on friction and wear process parameters using Taguchi technique. *International Journal of Engineering and Technology* **2012**, *4(2)*, 694-699.

12. Fnides, B.; Yallese, M.A.; Mabrouki; T.; Rigal, J-F. Surface roughness model in turning hardened hot work steel using mixed ceramic tool. *Mechanika. Kaunas: Technologija* **2009**, *Nr. 3(77)*, 68-73.

13. Jafarian, F.; Amirabadi, H.; Sadri, J.; and Banooie H.R. Simultaneous optimizing residual stress and surface roughness in turning of inconel718 superalloy. *Materials and Manufacturing Processes* **2014**, *29(3)*, 337-343.

14. Safari, H.; Sharif, S.; Izman, S.; H. Jafari, H.; and Kurniawan, D. Cutting force and surface roughness characterization in cryogenic high-speed end milling of Ti–6Al-4V ELI. *Materials and Manufacturing Processes* **2014**, *29(3)*, 350-356.

15. Fnides, B.; Yallese, M.A.; Mabrouki, T.; Rigal, J-F. Application of response surface methodology for determining cutting force model in turning hardened AISI H11 hot work tool steel. *Indian Academy of Sciences* (*Sadhana-APES)* **2011**, *36*, 109-123.

16. Sandvik Coromant. Catalogue Général, Outils de coupe Sandvik Coromant, Tournage – Fraisage – Perçage – Alésage – Attachements **2009**.

Étude de l'usure des engrenages par analyse vibratoire

Hanene BENMOHAMED[1*], Youcef KHADRI[1]

[1]Laboratoire de Mécanique Industrielle, Département de Génie Mécanique, Université Badji Mokhtar BP 12 Annaba 23000, Algérie

[*]auteur correspondant : h.benmohamed80@yahoo.fr

Résumé - L'étude se porte sur le comportement vibratoire d'un système d'engrenages à denture droite par une analyse expérimentale. Cette analyse est menée dans le cas de vibration d'un système d'engrenages entrainé par le mandrin d'un tour. L'expérience est réalisée avec plusieurs essais en fonction de la vitesse de rotation pour les deux cas, système d'engrenage sec et lubrifié. La deuxième partie de ce travail concerne l'effet de l'usure de plusieurs dents sur la réponse vibratoire du système. Les mesures expérimentales de notre analyse sont réalisées à l'aide d'un dispositif de mesure vibratoire composé d'un accéléromètre et d'un vibrotest 60. Les résultats obtenus montrent que les vibrations du système d'engrenage augmentent avec l'augmentation de la vitesse de rotation et la présence de l'usure des dents.

Mots Clés : Défauts d'engrenages, lubrifiant, analyse vibratoire, diagnostic

1. Introduction

Les engrenages, sont les organes fréquemment utilisés en industrie, travaillent dans des conditions en général sévères et sont par conséquent soumis à une détérioration progressive de leur état, notamment au niveau des dentures (usure, écaillage, fissure, rupture, …). Ces défauts entraînent une défaillance dans le fonctionnement des machines tournantes, d'où la nécessité de les soumettre à une surveillance conditionnelle continue [1]. L'analyse vibratoire, vu son efficacité, prend actuellement une place très importante dans le cadre de la mise en place d'une maintenance conditionnelle. Elle permet de suivre l'état de la machine tournante en fonctionnement afin d'éviter les arrêts indésirables [5]. À ce propos on s'intéresse sur un des indicateurs de détection comme mesure globale du niveau vibratoire tel que RMS (Root Mean square) qui est l'un des meilleurs indicateurs pour montrer l'évolution de la dégradation des engrenages et dans le domaine fréquentiel. Cette technique basée sur le spectre a fait ses preuves quand il s'agit de détecter des défauts d'engrenages [1,2] et [5]. Drouiche, Sidahmed et grenier [8] présentons des applications de techniques de traitement du signal pour le diagnostic précoce de l'écaillage dans les dentures d'engrenages. Laurent, Sidahmed et Doncarli [9], proposent une étude comparative de deux méthodes pour la surveillance de systèmes mécaniques. La première méthode utilise une approche temps-fréquence basée sur le calcul de distance entre représentations temps-fréquence. La seconde, repose sur l'interprétation cyclo-stationnaire des signaux en utilisant une corrélation spectrale. Belaid [7], a essayé de détecter des défauts combinés du type choc, simulés sur un engrenage par la transformée continue en ondelettes. Merzoug [6] a travaillait sur deux indicateurs, le premier indicateur est valeur RMS appliqué au signal de vibration divisé par sa fréquence instantanée correspondante. Le second est la fréquence normalisée de vitesse par la vitesse moyenne. Le but de ce travail est l'étude de l'influence des paramètres tels que la vitesse de rotation du système, la lubrification et l'usure des dents sur le niveau vibratoire du système d'engrenage.

L'usure des dents est provoquée en trois stades, sur une seule dent, sur deux dents et sur trois dents. La réalisation de cet objectif est faite par une série d'expériences sur le système d'engrenage

monté sur un tour. Parmi les indicateurs les plus utilisés dans l'industrie pour la mesure des niveaux vibratoires, nous avons choisi d'adapter la valeur RMS et crête à crête.

2. Analyse expérimentale

Le système étudié présenté sur la figure 1, est un banc d'essai constitué d'un système d'engrenages entrainé par le mandrin d'un tour. Vu l'ensemble du stand qui est représenté sur la figure 2, qui se compose d'un ensemble d'engrenages d'une roue et un pignon à denture droite.



Figure 1 : Banc d'essai avec système d'engrenages entrainé par le mandrin d'un tour



Figure 2 : Système d'engrenages roue-pignon

La mesure des vibrations dans les deux directions horizontale et verticale est faite par des accéléromètres (figure 3 et 4). et la collecte des données vibratoires est réalisée par l'intermédiaire du vibrotest 60 (figure 5).



Figure 3 : Mesure Horizontale



Figure 4 : Mesure verticale



Figure 5 : Appareil de mesure de vibration « vibrotest 60 »

Le tableau 1 présent les caractéristiques géométriques des deux roues à denture droite.

Tableau 1 : Caractéristiques géométriques du pignon et de la roue

Désignation	Symbole	Pignon	Roue
Module	M	2	2
Nombre de dents	Z	24	32
Diamètre primitif	D	48	64
Diamètre de tête	??	52	68
Diamètre de pied	??	43	59
Saillie	h	2	2
Creux	h	2,5	2,5
Hauteur de dent	H	4,5	4,5
Pas	P	6,28	6,28
Largeur de denture	B	25,3	25,3
Entraxe	A	28	66

2.1. Analyse temporelle :

Les méthodes temporelles sont basées sur l'analyse statistique du signal à travers des indicateurs dits "globaux". Ces indicateurs évaluent l'état de fonctionnement global des équipements mais ne localisent pas le défaut. Ce sont des méthodes utiles à la surveillance. Nous avons relevé les valeurs vibratoires par les deux indicateurs suivants : valeur efficace RMS **(**Root Mean Square) et le le crête (peak), voir figure 6. Il faut remarquer que l'amplitude nous renseigne sur l'importance du défaut surveillé, alors que la fréquence nous renseigne sur son origine. On classe généralement les vibrations d'après l'évolution de la variable considérée dans le temps (périodicité).

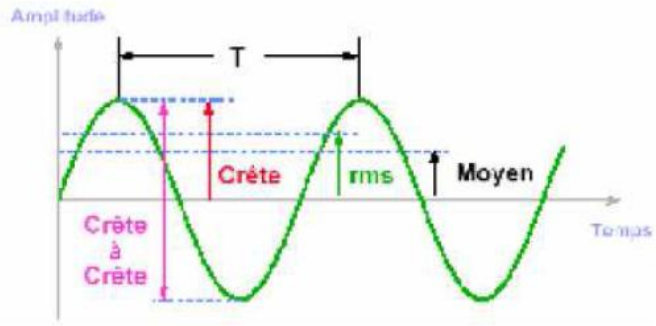


Figure 6 : Représentation des différentes amplitudes

La valeur efficace RMS **(**Root Mean Square) : c'est l'image de l'énergie contenue dans un signal. Elle est exprimée en unités physiques (m/s², m/s, m ou g pour les vibrations par exemple). Elle est

très bien adaptée pour les composantes déterministes du spectre (raies pures). La valeur efficace se détermine par la formule suivante :

$$X_{eff} = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T x^2(t)dt} \quad (1)$$

où T est la durée correspondant à l'intervalle du temps entre deux positions successives identiques; l'unité s'exprime en secondes (s) et $f = 1/T$ est le nombre de cycles par seconde, et qui est l'inverse de la période son unité est le Hertz (Hz). La valeur maximale X_c (crête) : c'est la plus grande valeur atteinte qui ne prend pas en compte l'évolution de la vibration en fonction du temps. Elle est rarement utilisée.

Les deux indicateurs, la valeur efficace et crête (RMS & Peak) sont mesurés entre 0.5 et 199.9 m/s.

2.1.1. Effet du lubrifiant

L'étude de l'effet de lubrification du système d'engrenage est réalise l'utilisation d'une huile de très bonne qualité SAE90 (W90). Les caractéristiques de ce lubrifiant sont : Huile extrême pression mono-grade épaisse de très bonnes capacités de protection anti-usure, anticorrosion et antirouille destinée à la lubrification des engrenages et roulement. Sa viscosité cinématique à 40°C est 215 Cst. Les essais réalisés à sec (sans lubrification) et avec lubrification sont montrés sur la figure 7 et 8, respectivement.

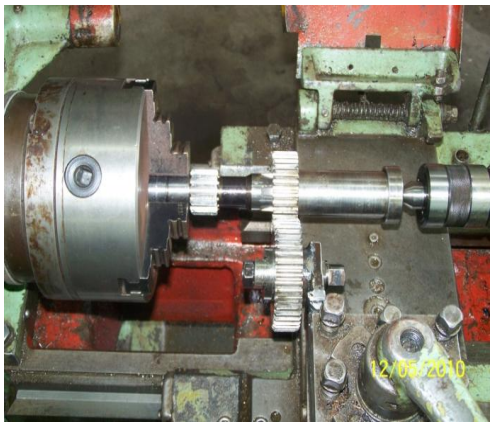


Figure 7 : engrènement sans lubrification



Figure 8 : engrènement avec lubrification

Les figures 9 et 10 représentent les courbes représentatives des deux indicateurs RMS et le Peak avec variation de la vitesse de rotation, de 180 tr/min à 900 tr/min, pour le cas sec et avec lubrification, respectivement. On constate que l'augmente la vitesse de rotation provoquent de très grandes augmentations dans les vitesses dans les deux directions horizontale et verticale. Ainsi que pour les deux cas sec et lubrifié. Sauf que pour la direction verticale, l'augmentation des vibrations est plus élevée par rapport à celle de la direction horizontale. D'après la figure 10 on remarque que lubrification fait diminuer les vibrations de 22 % par rapport au cas sec (sans lubrification).

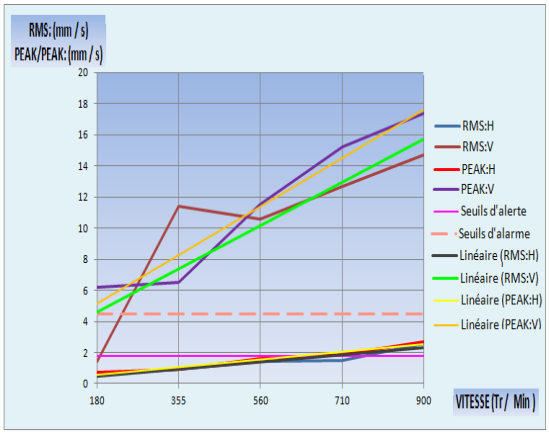


Figure 9 : Courbes de tendance : sec (sans lubrification)

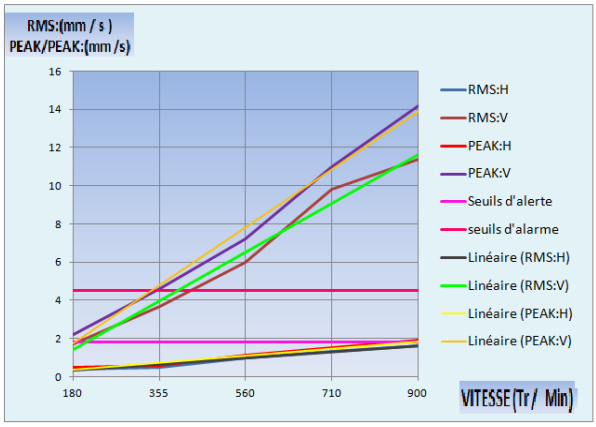


Figure 10 : Courbes de tendance : (avec lubrification)

La figure 11 représente l'effet de lubrification sur la température d'engrènement, on a réalisé deux essais sans et avec lubrification. On constate que pour la 1re courbe sans lubrification, le gradient de température augmente avec l'augmentation de la vitesse. Mais pour la 2ème courbe avec lubrification le gradient de la température reste faible.

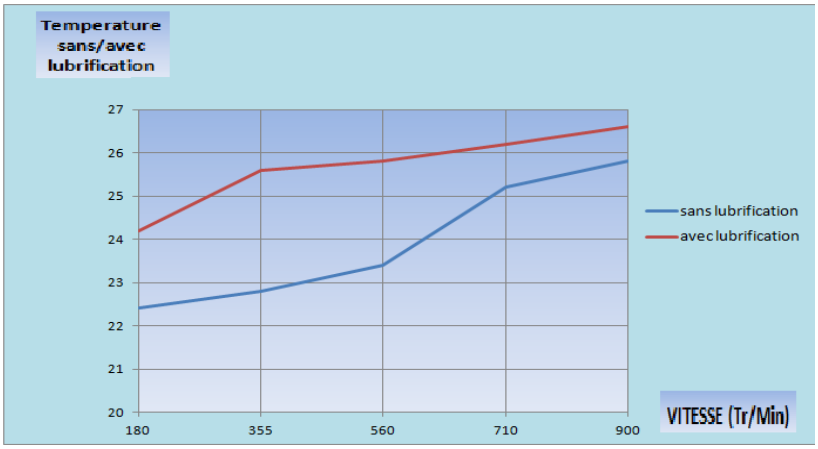


Figure 11 : Courbes de température d'engrènement sans et avec lubrification

2.1.2. Effet de l'usure

L'analyse de l'influence de l'usure des dents sur les réponses vibratoires du système engrenages est réalisée par la création d'une usure verticale sur une seule dent (figures 12 et 13), puis sur deux dents à intervalles de 180° (figure 14 et 15) et enfin sur trois dents à 120°(figure 16 et 17) . Et pour chaque essai on fait varier la vitesse de rotation de 180 à 900 tr /min. On fixe les seuils pour chaque relevé. Le seuil d'alarme est 4,5mm/s et seuil d'alerte est 1,8 mm/s.

D'après les figures 12 et 13, on constate que les vibrations sont élevées sur la courbe d'usure d'une dent sans lubrification augmente par rapport à un système d'engrènement sein sans lubrification d'un pourcentage de 30.9 %. Et la lubrification les réduisent de 30.5 %.

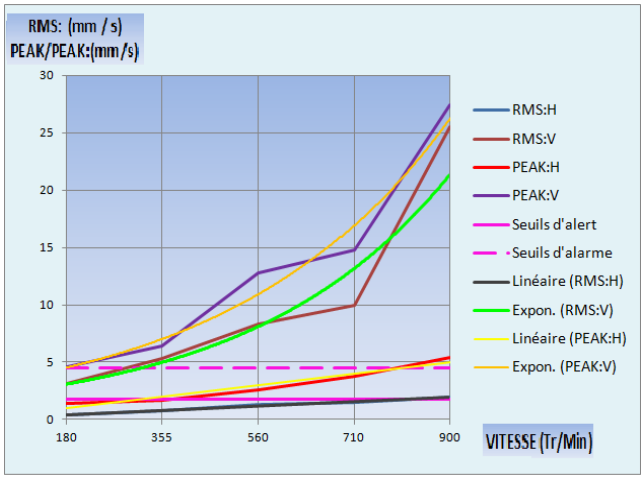


Figure 12: Courbes de tendance: usure d'une dent sans lubrification

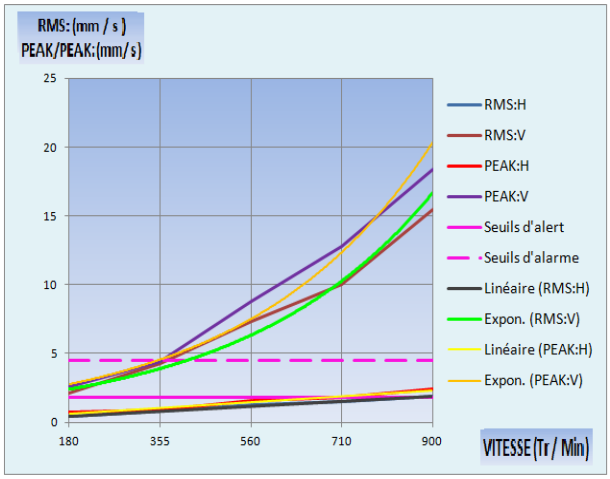


Figure 13 : Courbes de tendance usure d'une dent avec lubrification

Les figures 14 et 15, montrent la courbe de tendance de l'usure à deux dents sans et avec lubrification. On constate que les vibrations du coté vertical sont trop élevées et cela signifie que la transmission des roues et celui-ci peut provoquer plusieurs défauts parmi eux : rupture de la dent. Alors cette élévation par rapport au courbe précédente sur la figure 13 d'un pourcentage de 40 % et la lubrification les réduisent à 33.33 %.

Les figures 16, et 17 représentent l'usure à trois dents sans et avec lubrification. On a constaté les mêmes remarques par rapport à la précédente, une élévation des vibrations qui attribue un pourcentage de 33 % par rapport à l'usure à deux dents sans lubrification, mais le lubrifiant (huile) les diminue de 49 %.

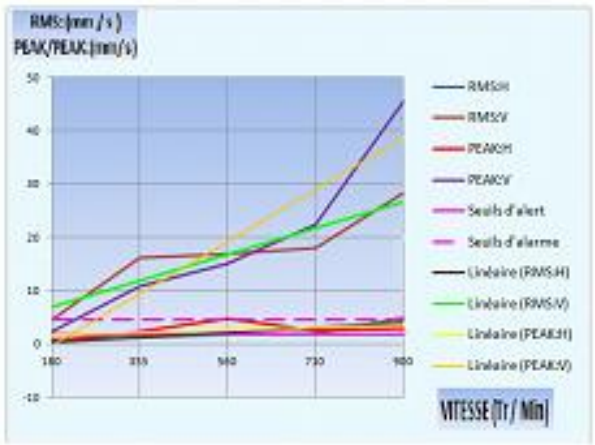


Figure 14 : Courbes de tendance: usure deux dents sans lubrification

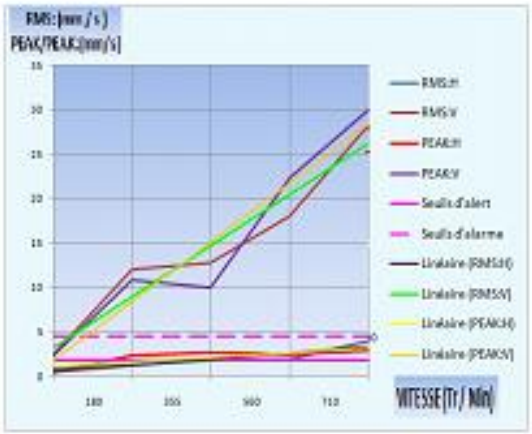


Figure 15 : Courbes de tendance: usure deux dents avec lubrification

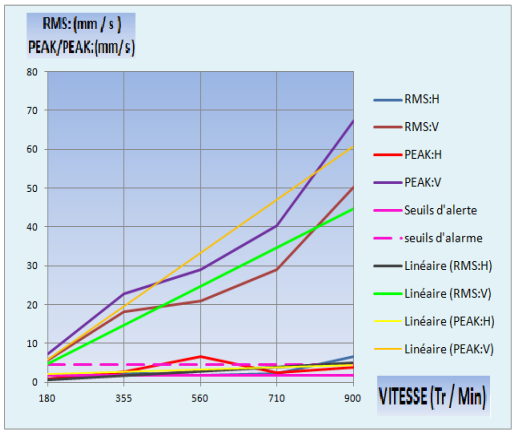


Figure 16 : Courbes de tendance: usure trois dents sans lubrification

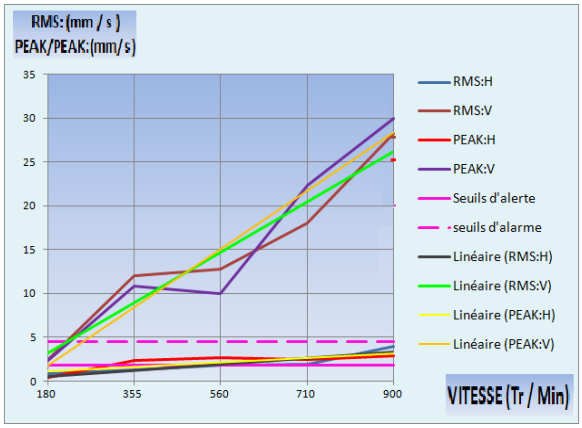


Figure 17 : Courbes de tendance: usure trois dents avec lubrification

2.2. Analyse fréquentielle :

Les méthodes fréquentielles sont basées sur la transformée de Fourier. La connaissance des fréquences caractéristiques permet d'identifier et de localiser les défauts issus des composants mécaniques en analysant leur spectre. Elles sont souvent utilisées pour les machines complexes comportant beaucoup de composants mécaniques.L'orientation vers l'analyse spectrale est devenue une solution intéressante. Les données sont transférées au micro-ordinateur pour réaliser le diagnostic à l'aide d'un logiciel spécifique «vibroexpert cm-400». Alors, on a pris des relevés à l'aide de cet appareil sur notre système d'engrènement sain et avec usure, sec et lubrifié. Les deux spectres de vibration représentée sur les figures 18 et 19 montrent une atténuation claire des amplitudes de spectre vibratoire relevé sur le système d'engrènement. Le spectre de la figure 18 sans lubrification montre qu'il y a un frottement entre les dents et la figure 19 présente un engrènement avec une lubrification montre une atténuation des vibrations entre les dents.

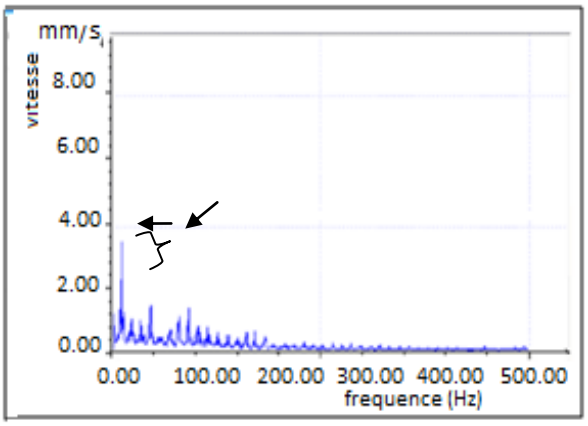


Figure 18 : spectre de signal sans lubrification

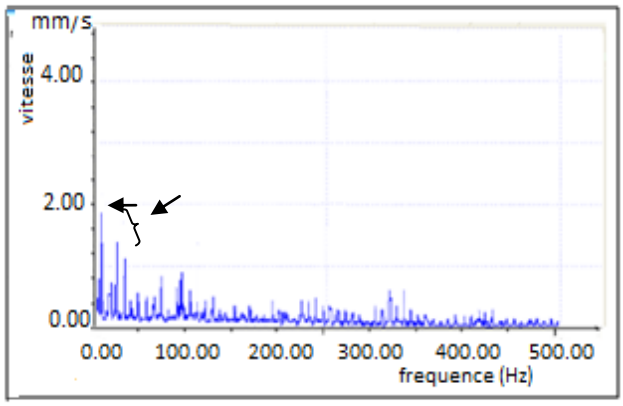


Figure 19 : Spectre de signal avec lubrification

L'analyse spectrale nous permet d'identifier avec précision le type de défaut dans chaque cas à savoir (l'usure d'une dent, deux et trois dents) avec lubrification qui se sont présentés sur les figures (20, 21 et 22). Les résultats nous permettrons de développer une banque de données

concernant les engrenages. Cela aidera à identifier la nature exacte du défaut et par conséquent la cause de cette avarie.

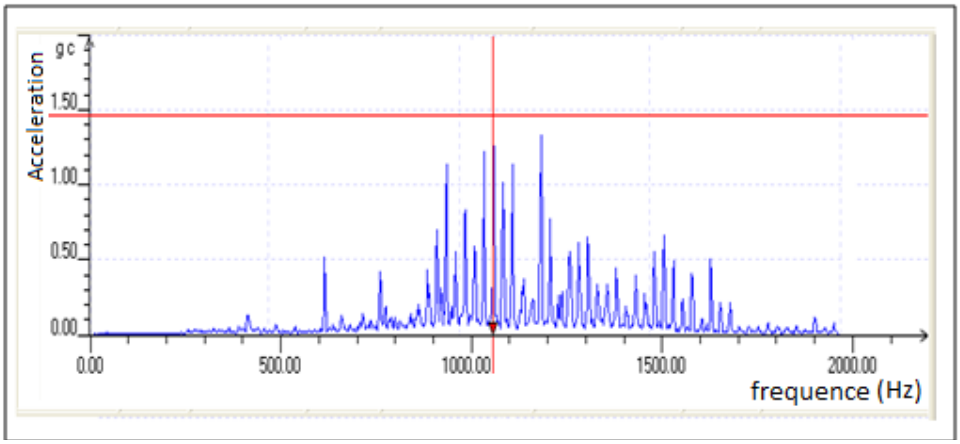


Figure 20 : Spectre de signal d'usure à une dent avec lubrification

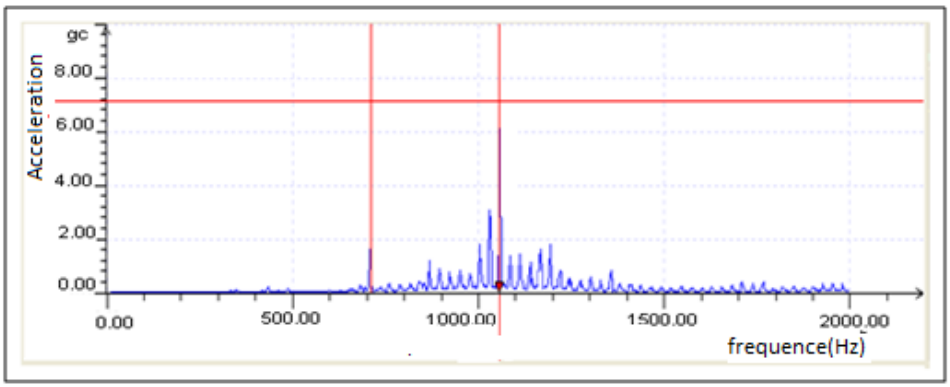


Figure 21 : Spectre de signal d'usure à deux dents avec lubrification

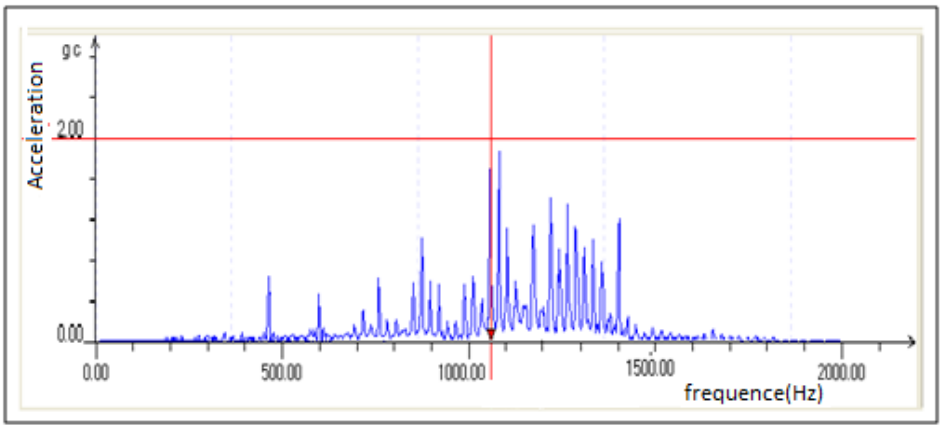


Figure 22 : Spectre de signal d'usure à trois dents avec lubrification

3. Conclusion

Nous avons réalisé une batterie d'expériences qui mettent en évidence l'influence de la lubrification des systèmes d'engrenages, et principalement, l'usure des dents, nous avons remarqué que plus l'usure augmente sur l'ensemble des dents, plus les vibrations s'atténuent, c'est-à-dire lorsque l'usure se répartit sur l'ensemble des dents, il y a une atténuation du niveau globale des vibrations. Plus la vitesse de rotation à l'effet sur le comportement vibratoire, plus y a une importance de taux de propagation d'usure. Ce travail d'expérimentation réalisé a permis d'acquérir des signaux réels après avoir réalisé des courbes de tendances, ces dernières qui définissent l'évolution des vibrations. La simplicité de la mise en application, l'efficacité et la finesse de la technique de diagnostic vibratoire imposent cette dernière comme un outil indispensable dans toute élaboration d'une stratégie de maintenance préventive et conditionnelle. Cela permettra à l'avenir, de nous faciliter le diagnostic; en comparant le spectre des engrenages sains avec ceux qui présentent des défauts.

Références

1. M.SidAhmed, Simulation numérique du comportement dynamique d'une transmission par engrenage en présence de défauts de denture, Mécaniques § industries, 2006, p 625-633

2.A.Mekhalfa, Modélisation numérique du comportement dynamique non linéaire d'un engrenage induit par la présence de la propagation des fissures de fatigue – Thèse doctorat, Université d'Annaba, 2009. pp 12-18

3.Bdirina El Khansa, Diagnostic des défauts d'engrenage par analyse spectrale – mémoire Magistère – Université Mohamed Boudiaf- Msila, 2006

4. Document pédagogique – S.I.I. Etude des systèmes – les transmetteurs de puissance les engrenages. pp6

5. c. benchaabane, a. djebala, n. ouelaa et s. guenfoud - Diagnostic Vibratoire des Défauts d'Engrenages Basé sur les Indicateurs Scalaires -2006

2.M. Merzoug, K. A. Sghir, A. Miloudi1 and J. P. Dron - Vibratory monitoring of gear transmissions in variable regime. Mechanics & Industry Volume 15, Number 5, September 2014, p(377 – 382)

3.Kamel Belaid, Abdelhamid Miloudi, , Mohand Slimani- Utilisation du Kurtosis dans le diagnostic des défauts combinés d'engrenages par la transformée continue en ondelettes. Revue Synthèse N° 22, Décembre 2010

8.Drouiche.k, Sidahmed .M, grenier.Y - Détection de défauts d'engrenages par analyse vibratoire. Revues. Traitement de signal volume 8, numéro 5, 331-343, france1991

2. Laurent H., Sidahmed M., Doncarli C, Détection précoce d'endommagement de denture sur des trains d'engrenages droits par analyse vibratoire, Dix-septième colloque GRETSI, 1999

Etude comparative du comportement tribologique et thermique des couples cuivre-graphite et graphite-graphite

Abdeldjalil BENFOUGHAL[1, 2*], Ali BOUCHOUCHA[1], Redha ABOUD[1], Youcef MOUADJI[1]

[1]Laboratoire de mécanique, Département de Génie mécanique, Faculté des Sciences de la Technologie. Université des Frères Mentouri,Campus Chaab Ersas, 25000 Constantine, Algérie
[2]Research Center in Industrial Technologies (CRTI), P.O.Box 64 Cheraga 16014.Algiers.ALGERIA*auteur correspondant: abdeldjalilbenfoughal@yahoo.fr

Résumé - Le comportement tribologique du contact glissant sec cuivre-graphite est étudié en fonction des paramètres charge normale, vitesse de glissement et temps d'essai. Les expériences ont été réalisées, dans une ambiance atmosphérique, en utilisant un tribomètre pion-disque. La mesure de la température moyenne de contact s'effectue à l'aide d'un thermocouple de type K placé à 2 mm de la surface de contact. Cinq efforts normaux et cinq vitesses de glissement ont été appliqués pour cette étude. Les résultats expérimentaux illustrent l'évolution de la température moyenne au voisinage de contact, coefficient de frottement et l'usure en fonction du temps, la vitesse linéaire et de la charge normale. Ces résultats montrent que ces paramètres ont un effet plus ou moins significatif sur la variation de la température moyenne de contact, l'usure et le coefficient de frottement. La discussion des résultats repose sur des observations au microscope optique et des phénomènes interfaciaux résultant du frottement.

Mots Clés :température, coefficient de frottement, usure, cuivre, graphite.

Nomenclature

P	charge normale,*N*	t	temps, *mn*
V	vitesse de glissement,*m/s*	m_i	masse avant essai,*mg*
T	température de contact,°*C*	m_f	masse après essai,*mg*
W	taux d'usure,*mg/m*	d	distance parcourue par le pion, *m*
		μ	coefficient de frottement,

Symboles grecs

1. Introduction

Les problèmes de l'industrie sont très complexes par la nécessité d'optimiser le service de la vie des différents éléments, et impliquer beaucoup de phénomènes complexes tels que l'usure, le frottement entre les surfaces antagoniques et la surchauffe généré à l'interface de contact [1, 2].

Il existe plusieurs méthodes pour des essais tribométriques [3, 4]. Les plus utilisés pour les études fondamentales, des tribomètres : essai pion-disque, essai, essai bloc sur cylindre, essai unidirectionnel ou essai à mouvement alterné sur une plaque et l'essai des quatre sphères. De nombreuses études ont été confirmées ou prouvé que le coefficient de frottement dépend largement à la pression normale [5-12].

L'élévation locale de la température qui résulte et la perte de matière l'hors de fonctionnement peut fortement affecter les propriétés de surface des matériaux en contact dynamique et produise une dissipation d'énergie dans la zone de frottement [2].

Le graphite a été adopté dans plusieurs domaines technologiques pour les contacts de glissement, en raison de sa structure lamellaire et de ses propriétés anisotropes qui induisent un bon comportement de frottement. L'interaction du cuivre avec le graphite est d'importance pratique

considérable par transmission du courant électrique avec des contacts de glissement incluant dans la technologie des moteurs et des moteurs électriques ferroviaires [13].

L'objectif de ce travail est d'étudier l'influence de la vitesse de glissement et la charge normale appliquée sur le comportement au frottement, usure et la température de contact du couple tournant cuivre-graphite et graphite-graphite et de faire une comparaison du comportement tribologique entre les deux couples.

2.Dispositif expérimental

2.1. Tribomètre

Le tribomètre utilisé (Fig.1) se base sur le principe de la machine d'usure par glissement, il consiste à créer un certain frottement entre deux pièces (pion sur disque).

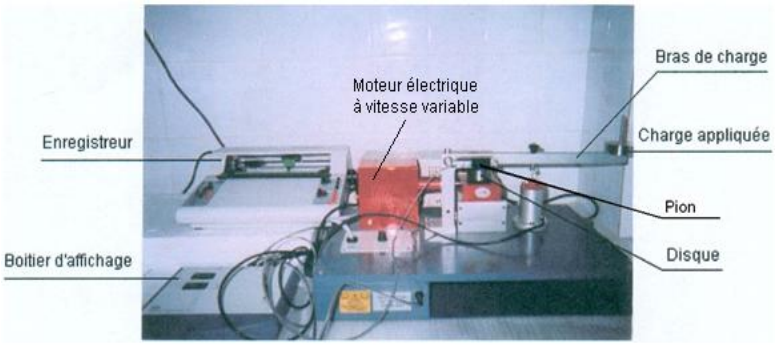


Figure 1 :Tribomètre de type pion-disque

2.2. Contact pion-disque

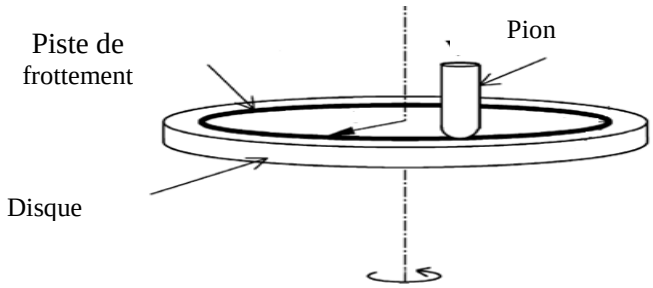


Figure 2 :Schéma du contact pion-disque

Le modèle de contacte utilisé est de type pion-disque. Les essais sont effectués à un air ambiant. Le pion utilisé est de forme cylindrique (Fig.2) contient un méplat, qui permet de le fixer dans un trou à l'aide d'une vis de blocage sur un bras de charge en aluminium. Il est chargé contre un disque par des masses du poids variable. Le pion est aisément échangé par un autre échantillon, ou peut être enlevé pour permettre la mesure de la perte de masse ou du changement dimensionnel dû à l'usure. Le disque est un plateau circulaire d'usure fixé sur un support qui tourne à des vitesses de rotation variables. La transmission de la puissance du moteur électrique au disque se fait à l'aide d'un réducteur de vitesses de rapport 1:20. Le variateur de fréquence qui permet d'avoir une gamme de vitesses de rotation allant de 10 tr/mn à 240tr/mn. Le rayon de la piste d'usure est fixé à 0,02m, la vitesse linéaire varie donc entre 0,020 m/s et 0,5m/s. La force normale est transmise au support d'échantillon à l'aide des masses reposant sur l'extrémité d'un bras de charge. La gamme de charge sur le pion est inférieure à 40N. Le disque est de 50mm de diamètre et

5mm d'épaisseur, le pion à 8mm de diamètre et 20mm de longueur.

Le capteur de force retient le bras de charge dans le plan horizontal et ceci enregistre la force de frottement produite dans le contact entre les deux échantillons.

3. Matériaux

Pion

Ilestencuivrepurà99,9%,bon conducteur de la chaleur et d'électricité. Sa structure CFC le laisse élastique et ductile, facilement déformable à froid, sa recristallisation commence vers 220°C [14].

Disque

Le disque est en graphite (brush of carbon DE9000). Ce type de graphite est utilisé dans les moteurs électriques.

4. Méthode expérimentale d'évaluation du coefficient de frottement et la température de contact

1.1.Mesure de la température de contact

Le banc d'essai est équipé de capteurs, pour effectuer le suivi de l'évolution de la température. Les pions sont instrumentés par des thermocouples de type K placés à 2 mm derrière la surface de frottement (Fig.3). La température relevée n'est pas exactement celle de la surface de contact, mais elle en est un bon indicateur.

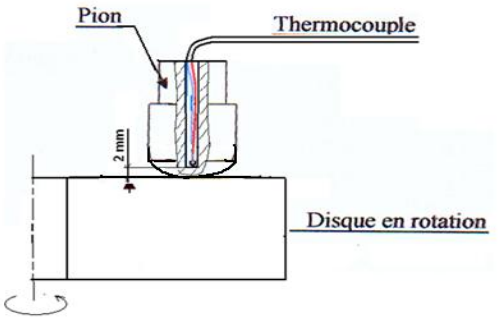


Figure 3 : Méthode expérimentale de mesure de la température

1.2. Mesure de l'usure

Comme les dommages causés par l'usure peuvent être de formes différentes, les essais traditionnels permettent d'évaluer la quantité de matière perdue. L'importance même de l'usure va aussi influencer le choix du test. En effet, si l'usure est élevée, la détermination de la variation de volume ou de masse sera un critère suffisant et facile à évaluer et le coût de l'essai sera économique. Par contre, lorsqu'il est nécessaire d'identifier une usure faible, des techniques beaucoup plus sensibles et donc plus coûteuses sont indispensables afin de détecter les variations de masse par minute [15].

L'usure des pions est évaluée par la méthode de pesage, en utilisant une balance de précision 10^{-5} [g]. L'échantillon est pesé avant et après de chaque essai.

$$\Delta m = m_i - m_f \quad (1)$$

Le taux d'usure est calculé par la formule :

$$W = \Delta m/d \text{ avec } d = v.t \quad (2)$$

1.3. Mesure du coefficient de frottement

On a directement obtenu le coefficient de frottement par un système d'acquisition (capteur piézo-électrique). Nous obtenons l'évolution de la force de frottement en fonction du temps.

La courbe d'étalonnage (Fig.4) est la courbe de correspondance effective entre l'affichage du système d'acquisition de la force tangentielle et les charges réelles appliquées à son extrémité lors de la situation d'étalonnage. Ces courbes sont nécessaires à l'utilisateur qui peut définir quels sont les réglages conduisant à la meilleure exactitude.

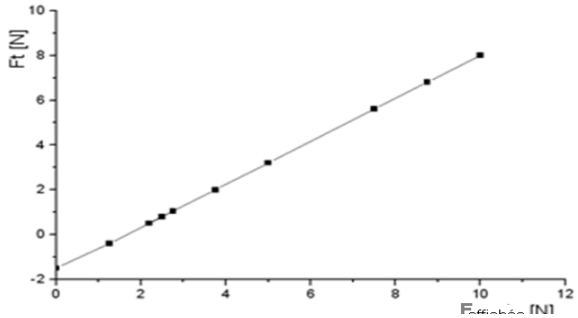


Figure 4 : Courbe d'étalonnage de la force de frottement.

La force tangentielle F peut être calculée par la relation suivante

$$F = 1{,}041667\ (F_{affichée}-0{,}8)+2{,}5 \qquad (3)$$

Le coefficient de frottement est défini par : $\mu = F/P$

2. Résultats et discussions

2.1. Influence de la charge normale et la vitesse de glissement sur la détermination de la température de contact

Le comportement en frottement et l'évolution de la température en fonction du temps pour plusieurs charges normales et vitesse de glissement sont enregistrés.

La température de contact est une valeur inestimable pour comprendre le comportement tribologique et thermique des matériaux en contact dynamique direct l'un sur l'autre [2].

L'usure dépend de l'interaction entre la charge appliquée et la vitesse de glissement, le changement du mécanisme d'usure est lié à la déformation plastique du métal sous-jacent et à la température de contact qui est fortement affectée par la charge normale P et la vitesse de glissement V. on peut considérer que la température de contact mesurée est une température moyenne de la surface apparente du pion.

Lors de l'étude de la température d'essai, les pions utilisés étaient instrumentés de thermocouples. Les températures mesurées se stabilisent après 1200 secondes (fig.5).

La figure 5 montre que la température augmente rapidement pour le couple cuivre-graphite alors que pour le couple graphite-graphite, elle est plus faible. Par ailleurs, on remarque aussi que, l'écart de température pour les mêmes conditions entre les deux couples de matériaux varie jusqu'à t = 20mn, ensuite, elle se stabilise pour une valeur de $\Delta T = 20°C$.

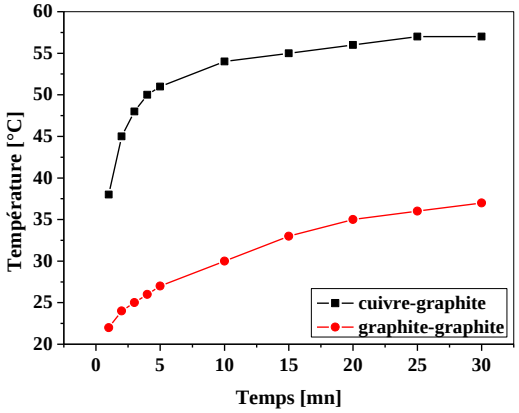
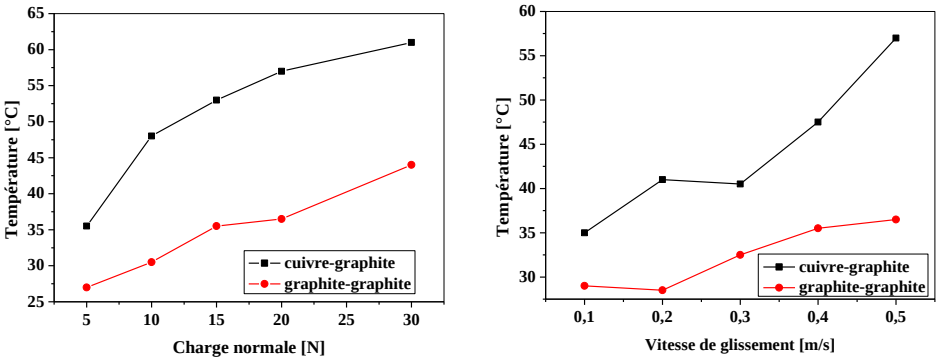


Figure5 :Evolution de la température à 2mm de l'interface dans le pion en fonction du temps pour les deux couples, P = 20 N et v = 0,5 m/s.

La température de contact à l'air ambiant augmente avec l'augmentation de la charge normale et la vitesse de glissement et atteint une valeur maximale de 58°C pour le couple cuivre-graphite, et 37°C pour le deuxième couple. Cette augmentation est accélère la vitesse de plusieurs réactions et en particulier celle de la formation de la couche d'oxyde [16]. Par ailleurs, la pression de contact a pour objectif d'accroître l'aire réelle de contact.

La température de contact l'oxydation et change les propriétés mécaniques des surfaces en contact surtout quand la charge normale est élevée [17].



(a) (b)

Figure 6: Evolution of the contact temperature of the interface to 2 mm in the pin according to, (a) load applied to V=0,5m/s and (b) sliding speed to P = 20N

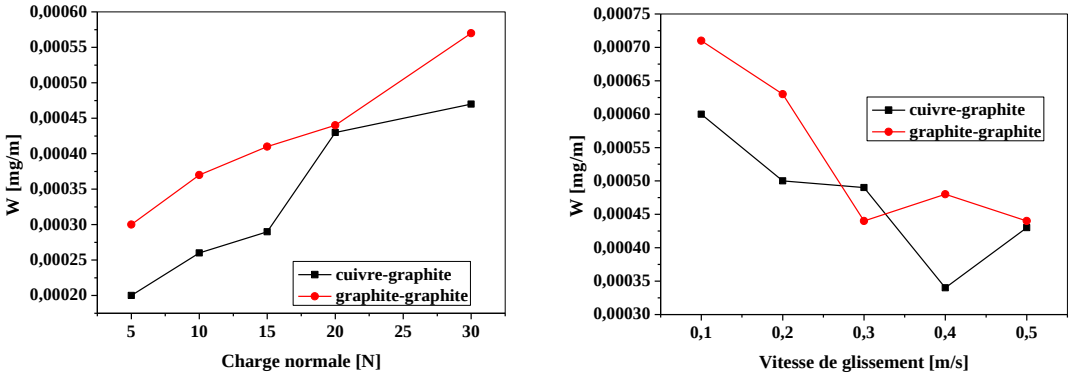
2.2. Influence de la charge normale et la vitesse de glissement sur l'usure

Les différents mécanismes d'usure développés dépendent de la charge normale et la vitesse de glissement [18]. Des rayures de surface et des particules d'adhésion sont observées sur les surfaces usées par un microscope optique (fig.8 et 9). Les débris d'usure sont sous forme de poudre noire ou de particules métalliques avec différentes morphologies, variant des particules irrégulières aux formes plus ou moins régulières comme l'illustre la figure 8.

L'évolution du taux d'usure en fonction de la charge normale appliquée et la vitesse de glissement sont représentés graphiquement par la figure 7 à l'air ambiant.

La figure 7 montre que, le volume usé est sensiblement proportionnel à la charge où l'usure croit considérablement pour les deux couples en contact [14]. L'usure augmente linéairement en fonction

de la charge normale. Au Contraire, lorsqu'on augmente la vitesse de glissement l'usure des couples étudiés est diminuée.



(a) (b)

Figure 7 : Evolution de l'usure en fonction de (a) charge appliquée avec V=0,5m/s (b) vitesse de glissement avec P=20N

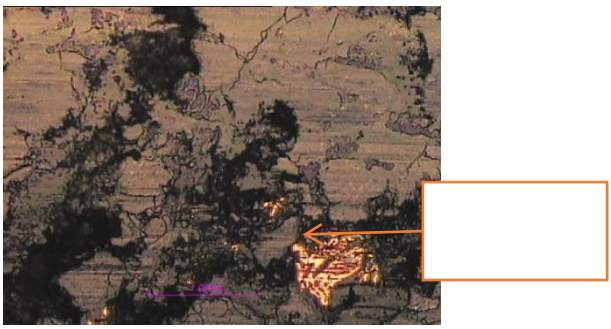


Figure 8 : Image optique d'une zone usée de graphite ayant frotté contre le cuivre, P = 20N et V = 0,5m/s.



(a) (b)

Figure 9 : Image obtenu par microscope optique de la surface usé du pion, (a) contact cuivre-graphite, (b) contact graphite-graphite pour P = 20N et V = 0,5m/s.

2.3. Influence de la charge normale et la vitesse de glissement sur le coefficient de frottement

Les coefficients de frottement enregistrés des deux couples en fonction du temps, pour une charge appliquée de 20 N et une vitesse de glissement de 0,5 m/s, montrent l'existence de deux

régimes : le premier caractérisé par une augmentation brusque (période de rodage), le second est plus ou moins stable (Fig.10).

Le couple cuivre-graphite, montre que la courbe de frottement enregistrée est caractérisée d'abord par une étape transitoire reliée par un régime stable qui tend à se stabiliser à une valeur du coefficient de frottement de 0,24.Pour le couple graphite-graphite, le coefficient de frottement se stabilise autour d'une valeur inférieure à 0,18.

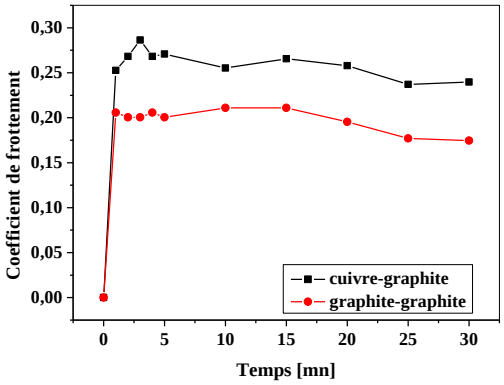
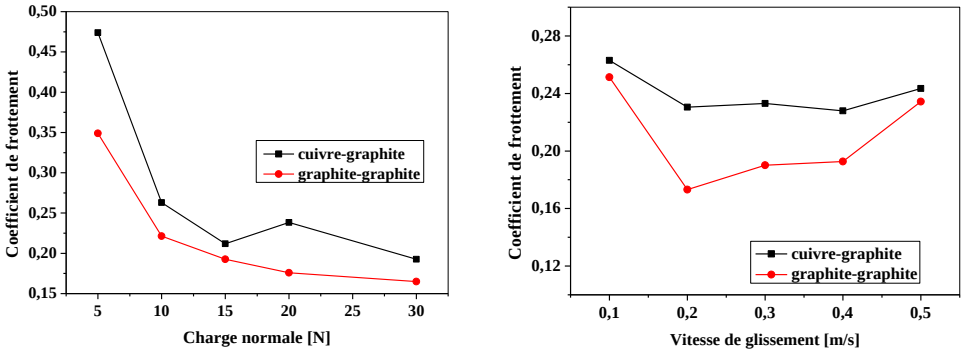


Figure 10 : Evolution du coefficient de frottement en fonction du temps pour les deux couples avec : P = 20 N et v = 0,5 m/s.

D'une manière générale, l'augmentation de la charge normale conduit à une réduction significative du coefficient de frottement [18], le pion comprime la matière et l'oblige à s'écouler vers les côtés, sous forme des bourrelets (Fig.9), ce qui facilite son déplacement. Au contraire pour un faible effort, la matière passe d'avantage au-dessous du pion. Ce phénomène peut être expliqué aussi par l'effet de l'écrouissage de la pièce qui empêche le phénomène d'adhésion pour les hautes valeurs d'efforts. En effet, plus la pression de contact est grande plus le contact sera parfait [18]. Par conséquent, au lieu d'avoir le frottement entre les aspérités dans le cas des faibles pressions, il devient un frottement parfait dans le cas des grandes pressions. De plus, les phénomènes liés à la déformation plastique augmentent avec la pression de contact.



(a) (b)

Figure 11 : Evolution du coefficient de frottement en fonction de (a) charge normale avecV=0,5m/s (b) vitesse de glissement avec P=20N

La figure 11(a) montre, qu'il y a une diminution rapide du coefficient de frottement entre 5 et 15N et décroissement modérée jusqu'à 30N pour les deux couples étudiés. Nous notons également que, dans le cas du couple graphite-graphite, le coefficient de frottement tend vers une valeur de 0,16. Pour le deuxième couple le μ est stabilisé autour de 0,19.

La courbe de la figure11 (b) prouve que, la vitesse n'a pas une influence significative sur le coefficient de frottement pour des faibles vitesses. ¶En effet, pour le couple graphite-graphite, le coefficient de frottement change de 0,25 à 0,24.¶Le couple cuivre-graphite reste presque inchangé est vari de 0,19 à 0,18

.

3. Conclusion

Nous avons développé dans cet article une étude destinée pour la détermination des températures interfaciales d'un contact dynamique, l'usure et le coefficient de frottement.

Les résultats expérimentaux ont confirmé l'effet de la charge normale appliquée et la vitesse de glissement des surfaces de contact sur la température de contact, le taux d'usure et le coefficient de frottement.

L'application d'une charge normale P a une influence significative sur le coefficient de frottement des pions de cuivre et, avec moins de degré de ceux du graphite.

Les résultats obtenus montrent que les paramètres les plus influents sur la variation de la température, l'usure et le coefficient de frottement sont : la charge normale, la vitesse de glissement et la nature des matériaux utilisés.

Le taux d'usure et le coefficient de frottement changent avec la charge normale appliquée et la vitesse de glissement. Cependant, la variation du taux d'usure et le coefficient de frottement en fonction de la charge normale appliquée et/ou la vitesse de glissement sont de nature différente.

On peut constater que le couple graphite-graphite supporte mieux la température que le couple cuivre-graphite, et ce à cause des propriétés thermiques du carbone, qui supportent très bien les changements thermiques.

On peut conclure aussi que, la température interfaciale joue un rôle primordial dans les tribocontacts.

Références

1. A. Bouchoucha and Al, Influence of electric fields on the tribological behaviour of electrodynamical copper/steel contacts, Wear 203-204 (1997) 434-441.F. Joly, P. Vasseur, G. Labrosse, Soret instability in a vertical Brinkman porous enclosure. Number. Heat Transfer, Part A, 39 (2001) 339–359.
2. C. Boubechou; A. Bouchoucha; H. Zaidi; Y.Mouadji, Thermal and tribological analysis of the dry sliding steel-steel couple traversed by an electrical current, Physics Procedia 55 (2014) 165 – 172.
3. J.Paulo Davim; R. Cordoso, Effect of the reinforcement (carbon or glass fibers on friction and wear behavior of PEEK against steel surface at long dry sliding, Wear 266, (2009) pp. 795-799.
4. Chunxia Li, Fengyan Yan, A comparative investigation of the wear behavior of PTFE and PI under dry sliding and simulated sand dust conditions, Wear 266 (2009) 632-638.
5. J. Rech, C. Claudin, E. Eramo, Identification of a friction model—application to the context of dry cutting of an AISI 1045 annealed steel with a TiN-coated carbide tool, Tribology International 42 (2009) 738–744
6. C. Bonnet, F. Valiorgue, J. Rech, C. Claudin, Identification of a friction model—application to the context of dry cutting of an AISI 316L annealed steel with a TiN-coated carbide tool, International Journal of Machine Tool & Manufacture 48 (2008) 1211–1223.

7. O. Klinkova, J. Rech, S. Drapier, J.-M. Bergheau, Characterization of friction properties at the work material/ cutting tool interface during the machining of randomly structured carbon fibers reinforced polymer with carbide tools under dry conditions, Tribology International 44 (2011) 2050–2058.
8. W. Grzesik, P. Nieslony, Prediction of friction and heat flow in machining incorporating thermophysical properties of the coating–chip interface, Wear 256 (2004) 108–117.
9. M. Chen, K. Kato, K. Adachi, The comparison of sliding speed and normal load effect on friction coefficient of self-mated Si_3N4 and SiC under water lubrication, Tribology International 35 (2002) 129–135.
10. P. Spijker, G. Anciaux, J. Molinari, Relations between roughness, temperature and dry sliding friction at the atomic scale, Tribology International 59 (2012) 222–229.
11. E. Feyzullahoglu, Z. Saffak, The tribological behaviour of different engineering plastics under dry friction conditions, Materials and Design 29 (2008) 205–211.
12. M. Stembalski and Al, Determination of the friction coefficient as a function of sliding speed and normal pressure for steel C45 and steel 40HM, archives of civil and mechanical engineering 13 (2013) 444–448.
13. A. Senouci, J. Frene, H. Zaidi, Wear mechanism in graphite–copper electrical sliding contact, Wear 225–229 (1999) 949–953.
14. A. Senouci, H. Zaidi, J. Frene, A. Bouchoucha, D. Paulmier, Damage of surfaces in sliding electrical contact copperrsteel, Applied Surface Science 144–145 (1999) 287–291.
15. T. Delvigne, Utilisation de la technique d'activation superficielle pour la mesure en continu des phénomènes d'usure, d'érosion et de corrosion, Matériaux et Techniques. vol. 1-2-3, p. 111-114, (1993).
16. C. Vergne, C. Boher, R. Gras, C. Levaillant, Influence of oxides on friction in hot rolling: Experimental investigations and tribological modeling, Wear 260 (2006) 957–975.
17. H. Zhao, G. C. Barber, J. Liu, Friction and wear in high speed sliding with and without electrical current, Wear 249 (2001) 409-414.
18. T. Ding, G.X. Chen, X. Wang, M.H. Zhu, W.H. Zhang, W.X. Zhou, Friction and wear behavior of pure carbon strip sliding against copper contact wire under AC passage at high speeds, Tribology International 44 (2011) 437–444.

Effet de couplage mécano-chimique sur le comportement électrochimique de l'acier austénitique 316Ti

Houria Kaddour[1], Benrabah Imed-Eddine[2], Taguia Sohaib[2], Fatah Hellal[2]

[1]Le Centre de Recherche Scientifique et Technique en Soudage et Contrôle, Alger (Chéraga) – Algérie.

[2]Département de Métallurgie, Ecole Nationale Polytechnique, Alger, Algérie.

Résumé- La corrosion intergranulaire est une attaque préférentielle aux joints de grain de l'acier inoxydable austénitique [1]. Elle apparaît au voisinage des soudures, particulièrement dans les zones affectées par la température (ZAT) et est généralement le résultat d'une sensibilisation. Cette dernière se produit quand le matériau est chauffé dans une gamme de température allant de 500C° à 900 C°. A ces températures, le chrome et le carbone diffusent aux joints de grain pour former des carbures de chrome de type $Cr_{23}C_6$. Alors que les carbures se forment, la teneur en chrome diminue dans le métal de base, mais augmente considérablement dans les joints de grain. Dans les zones ayant un niveau de chrome bas, la teneur en chrome est inférieure à celle du reste de l'alliage, rendant ces zones susceptibles d'être corrodées.

La stabilisation est une façon plus traditionnelle d'empêcher la corrosion intergranulaire. Les nuances stabilisées ont des additions de titane ou de niobium. Le carbone se combine avec ces éléments stabilisants et laisse la teneur en chrome inchangée. Le chrome reste disponible dans tout le matériau pour former la couche passive.

Le but de ce travail est d'étudier l'effet de couplage mécano-chimique sur le comportement électrochimique de l'acier austénitique 316Ti dans une solution acide H_2SO_4 de 0.75N.

MOTS-CLES : acier inoxydable austénitique stabilisé au titane, corrosion sous contrainte, laminage à froid.

1. Introduction

Les aciers inoxydables austénitiques stabilisés au titane de type AISI316Ti et 321 sont très employés dans le circuit primaire des centrales nucléaires REP du fait de leur bonne résistance à la corrosion intergranulaire à haute température. En revanche, ils présentent une sensibilité marquée à la Corrosion Sous Contrainte (CSC) dans certaines situations de milieux ou d'écrouissage [2]. La corrosion sous contrainte se caractérise par l'apparition de fissures dont la propagation est perpendiculaire à la contrainte.

L'objectif de ce travail est de suivre la cinétique de corrosion, dans un milieu acide, d'un substrat en acier 316Ti soumis à différents taux de laminage, et ce par l'utilisation de différentes techniques de caractérisation microstructurale (Diffraction des RX, Microscope optique et Microscope électronique à balayage) électrochimique (voltamétrie) et mécanique (microdureté).

2. Procédures expérimentales

Le matériau pris dans cette étude est l'acier inoxydable austénitique stabilisé au titane 316Ti (Z8 CNDT 17-12selon la norme AFNOR). Le tableau1 donne le pourcentage massique des éléments d'alliage de cet acier.

Tableau 1 : *Composition chimique du 316Ti.*

Fe %	C %	Cr %	Ni %	Mo%	Mn %	Ti%	S %
67,50	0.034	16,52	10,41	2,02	1,690	0.48	0,017

Des éprouvettes plates, de dimension 160 x 10 x 5mm^3, ont été découpées à partir de tôle. Ces éprouvettes ont été laminées à froid (température ambiante) à différents taux de laminage : 20%, 40%, 60% et 75%.

Le taux de laminage est calculé par la relation suivante:

$$\varepsilon\% = \ln(l_0/l),$$

avec l_0 est épaisseur initiale, l est épaisseur finale.

Le tableau 2 montre les dimensions finales des éprouvettes après chaque taux de laminage.

Tableau 2: *Dimensions des éprouvettes après laminage à froid*

Taux de laminage (%)	Longueur (mm)	Largeur (mm)	Epaisseur (mm)
0%	160	10	5
20%	180	10	4.1
40%	213	10.5	3.4
60%	258	11.2	2.8
75%	316	11.5	2.4

La préparation de la surface du substrat a été réalisé par le polissage mécanique à l'aide des papiers de carbure de silicium (SiC) allant jusqu'à une granulométrie de 4000, et successivement nettoyé et rincé avec de l'eau distillée et de l'acétone.

Les essais de la microdureté ont étés réalisés avec un microduromètre Zwick ZH 10 de charge minimale de10 g et de charge maximale de 10 kg.

Ces séries essais ont pour but d'étudier l'influence du laminage sur la dureté du substrat.

Le montage électrochimique utilisé est un montage à trois électrodes comprenant l'électrode de référence est une électrode au calomel saturée (ECS), la contre électrode de platine et l'électrode de travail (316Ti).

La solution d'étude est la solution H_2SO_4 de concentration 0.75N. Les essais voltamétrie ont été effectués dans les conditions suivantes :

• abandon de 8 heures.

• balayage depuis la partie cathodique jusqu'à la partie anodique (de -0.6V jusqu'à +0.9V), avec une vitesse de balayage de 2mV/s.

3. Résultants et discussions

3.1 Examen au Microscope optique

La figure (1-a, b) montre les résultats des observations optiques de la microstructure de l'acier 316Ti à son état de réception dans le sens transversal (a) et longitudinal (b).

Ces micrographie montrent une structure austénitique, avec une grande densité de macles, la distribution des grains est uniforme, leur forme est polygonale avec des joints de grain apparents.

On observe d'une part, peu de différence de taille de grain entre le sens longitudinal et le sens transversal, comme le montrent respectivement les micrographies de la figure (1-a, b).

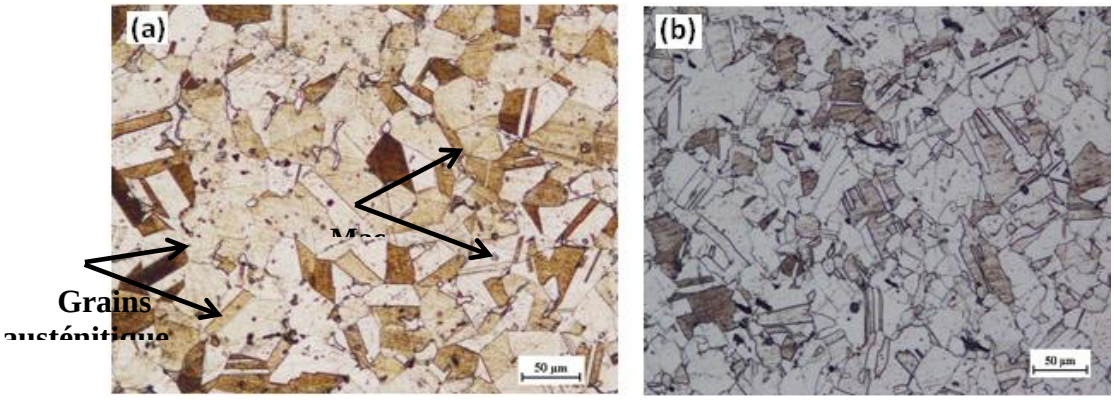


Figure 1 : *Micrographie métal de base. (a) dans le sens longitudinal et (b) dans le sens transversal*

D'autre part, les micrographies de la figure (2) présentent de petites plages de ferrite au joint de grains.

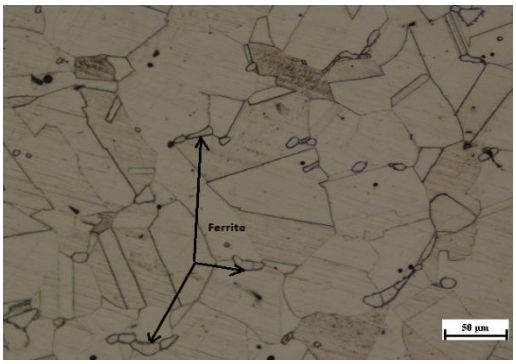


Figure 2 : *Micrographie de l'acier 316Ti présente des petites plages de ferrite*

Les résultats des observations de la microstructure de l'acier 316Ti déformé plastiquement montrent qu'en présence de contraintes externes mécaniques, des modifications au niveau de la morphologie de la surface se produisent : des hétérogénéités rendent la surface plus réactive. Il s'agit de marches monoatomiques, des émergences en surface de dislocations mobiles évoluant dans le volume formant ainsi des crans et des marches de hauteurs variables (figure 3).

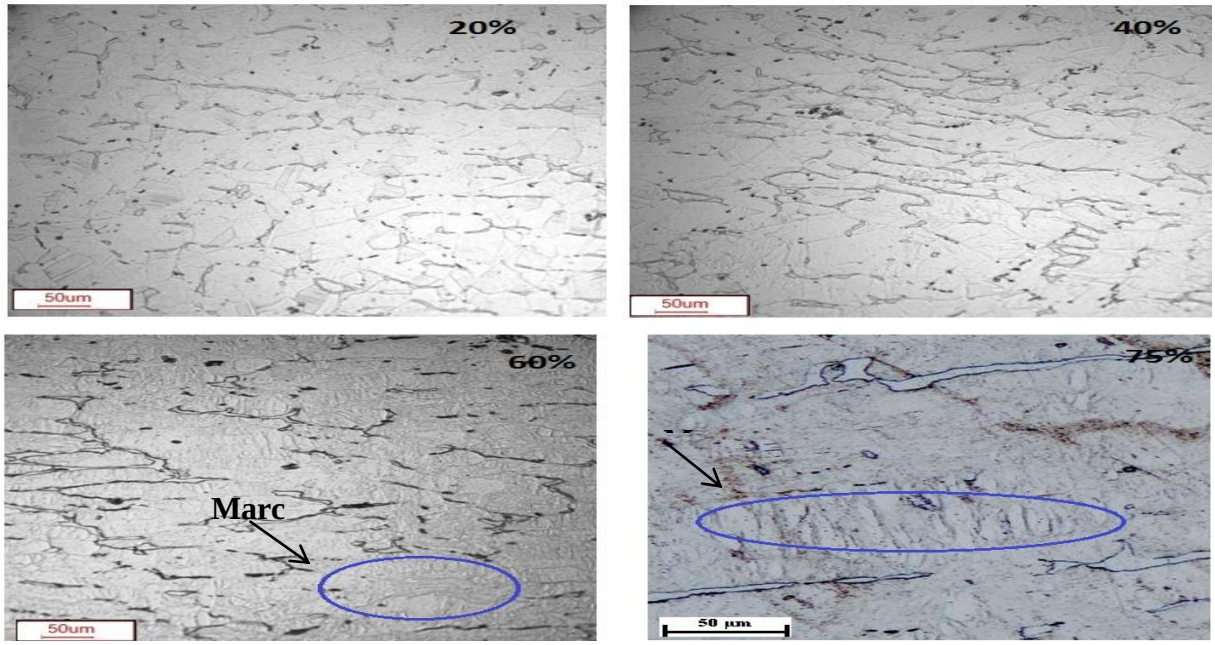


Figure 3 : *Microstructure de 316Ti après avoir été déformé à température ambiante*

3.2 Essais de microdureté

Les résultats des essais de microdureté HV des différents échantillons obtenus sont résumés dans le tableau 3.

Tableau 3 : *Essais de microdureté HV*

Echantillon	Microdureté HV
Non déformé	144
Déformé à 20%	265
Déformé à 40%	333
Déformé à 60%	351
Déformé à 75%	353

D'après le tableau 3, la microdureté du substrat non déformé est de 144HV. Après déformation de 20%, la microdureté devient égale à 265HV, soit pratiquement le double de la première valeur. Par augmentation de la déformation du substrat de 40 à 75%, la microdureté devient uniforme et elle est comprise entre 333 et 353HV (figure 4). Cette évolution est à rattacher à la microstructure de laminage.

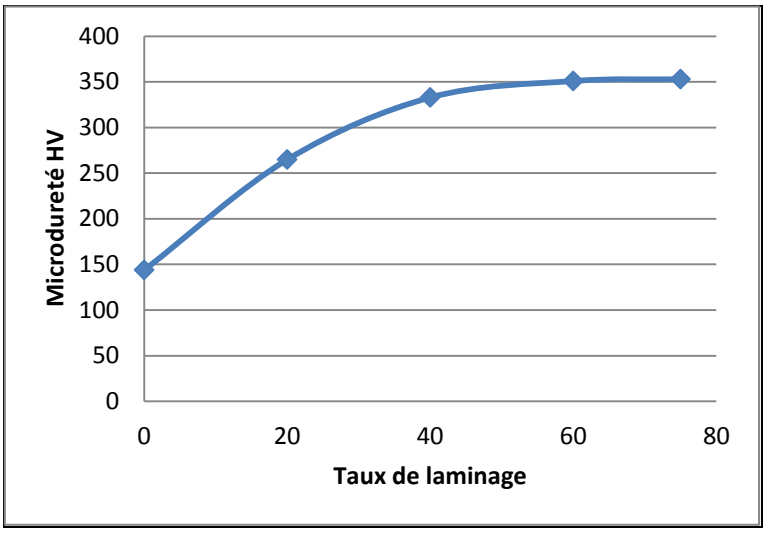


Figure 4 : *Evolution de microdureté Vickers en fonction de taux de laminage*

3.3 Technique de polarisation anodique

Les courbes de polarisation anodique de 316Ti sont représentées dans la figure 5.

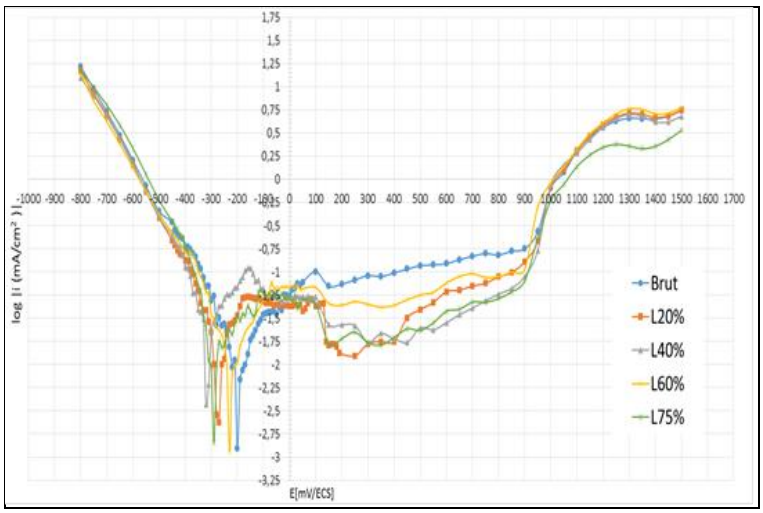


Figure 5 : *Courbes de polarisation anodique de substrats à différents taux de laminage*

La figure 5 montre que les courbes de polarisation anodique du 316Ti aux différents taux de laminage ont la même allure.

Les paramètres électrochimiques (le potentiel de corrosion Ecorr, le courant de corrosion Icorr et la résistance à la polarisation Rp) ont été calculés à l'aide de logiciel Corrview.

Les résultats obtenus par l'exploitation des courbes précédentes sont récapitulés dans le tableau 4.

Tableau 4 : *Ecorr, Icorr et Rp à différents taux de laminage*

Taux de laminage	E_{CORR} (*V/ECS*)	I_{CORR} ($\mu A/cm^2$)	R_P (Ω/cm^2)
0%	-0,205	6.5	1820
20%	-0,280	9.37	623
40%	-0,319	17.32	814
60%	-0,233	8.25	1357
75%	-0,294	11.36	1125

Les tracés des courbes Ecorr, Icorr et Rp en fonction de taux de déformation sont représentés respectivement dans les figures 6, 7 et 8.

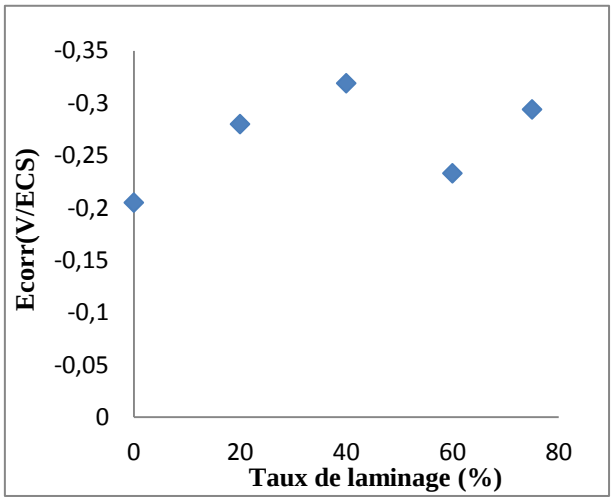


Figure 6 : *Evolution du potentiel de corrosion en fonction de taux de déformation*

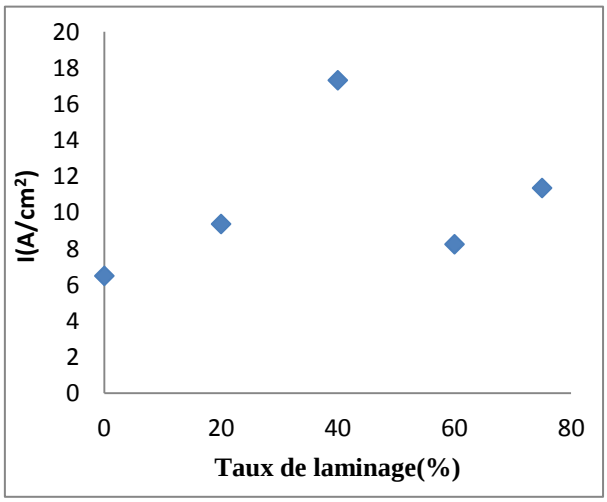


Figure 7 : *Evolution du courant de corrosion en fonction de taux de déformation*

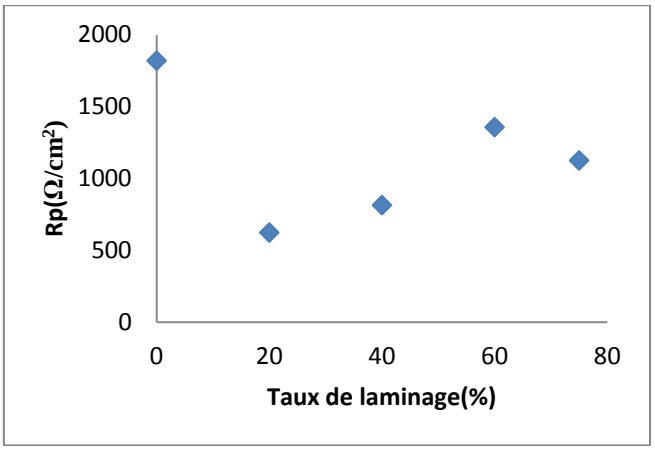


Figure 8 : *Evolution du la résistance de polarisation en fonction de taux de déformation*

D'après les résultats de la voltamétrie nous avons une petite diminution de potentiel en fonction de taux de laminage jusqu'à 40%. L'écrouissage associé se traduit par une augmentation de la densité des dislocations [3] qui sont des sites de dissolution anodique. En outre, une transformation partielle de l'austénite en martensite peut entraîner la formation de micropiles locales entre la martensite et l'austénite. Pour les taux de laminage supérieurs à 40%, nous avons une petite augmentation de potentiel, qui est due au réarrangement, sous l'effet des contraintes appliquées, de la structure des dislocations et des défauts de structures existants.

Conclusion

En présence de contraintes externes mécaniques induisant la déformation plastique, des modifications au niveau de la morphologie de la surface se produisent : des hétérogénéités rendent la surface plus réactive. Il s'agit de marches monoatomiques, des émergences en surface de dislocations mobiles évoluant dans le volume formant ainsi des crans et des marches de hauteurs variables. Ces hétérogénéités de surface favorisent une modification des processus électrochimiques, des potentiels de dissolution ou d'adsorption des espèces oxydantes. La rupture du film passif par ces émergences de lignes ou de bandes de glissement en surface expose le métal au milieu par endroit, favorisant ainsi la dissolution sur la surface dépassivée.

Les mécanismes de déformation plastique ont donc une grande importance sur les réactions électrochimiques au même titre que l'état d'écrouissage de la surface [3], et sont donc évalués avec intérêt.

Références

[1] Julien DELEUME., « Facteurs métallurgiques et mécanique contrôlant l'amorçage de défauts de corrosion sous contrainte dans l'alliage 718 en milieu primaire des réacteurs à eau sous pression ». Thèse de doctorat, de l'institut national polytechnique de Toulouse (2007).

[2] F. VAILLANT, P. HUGUENIN, B. DECAMPS, M. LE MILLIER. « La Corrosion Sous Contrainte des aciers inoxydables austénitiques dans l'industrie nucléaire ». SÉMINAIRE du 30 mars 2012 Centre des Matériaux – Évry

[3] Sarata CISSE., « Influence de la localisation de la déformation plastique sur la Corrosion sous Contrainte des aciers inoxydables. Application à l'IASCC des internes de cuve ». Thèse de doctorat, de l'institut national polytechnique de Toulouse (2012).

Compatibilité tribologique des métaux purs

Mohammed ARBAOUI[1*], Rachid BOUZID[1]

[1] Département Transport et Equipements des Hydrocarbures, Faculté des Hydrocarbures et de la Chimie.
Université M'Hamed BOUGARA- BOUMERDES- Algérie
[*]auteur correspondant : arbaoui_umbb@yahoo.fr

Résumé - Afin d'avoir un choix rationnel des couples de matériaux et de déterminer leur domaine d'utilisation, une étude des phénomènes de frottement, d'usure et d'adhésion est nécessaire. Quelques travaux sur la compatibilité tribologique ont été réalisés en particulier sur les métaux purs avec chacune sa particularité : étude du frottement des solutions solides, détermination du mécanisme d'adhésion des matériaux, étude du phénomène de diffusion mutuelle,...

Dans notre étude on fera frotter sur un premier matériau : un second qui lui est tribologiquement compatible, un troisième qui lui est incompatible. Et au cours de cette étude on cherchera à déterminer l'évolution du comportement au cours du frottement de glissement des couples Cuivre et Nickel sur du Fer sachant que le Cuivre étant tribologiquement compatible avec le fer, alors que le Nickel a une compatibilité limitée.

Mots Clés : Compatibilité, Frottement, Usure, Adhésion, Métaux purs.

1. Introduction

Le travail réalisé concerne l'étude de l'usure, du frottement et de l'adhésion des métaux purs ainsi que des alliages binaires. La synthèse bibliographique, [**1 ; 2 ; 3 ; 4**] nous a montré les principales tendances observées dans le comportement tribologique des matériaux lors de l'utilisation industrielle aussi bien que d'essais de laboratoire sur Frictiographe et Tribomètre. Dans ce cas la mise en évidence des paramètres les plus importants ; des questions les plus aiguës ainsi que des lacunes, a donné des éléments précieux pour l'établissement de la stratégie (programme d'essai) à utiliser pendant le processus expérimental. La logique développée avec les métaux par la théorie du frottement et de l'adhésion conduit à l'établissement de liaisons étroites entre le comportement tribologique des couples de matériaux et leur solubilité mutuelle [**5**]. Dans cette recherche ayant pour but de déterminer les mécanismes physiques ; intervenant au cours de la déformation des solides ; dépendant de la température, du niveau de contrainte, comme paramètres extérieurs et de la constitution du couple en contact et surtout de la nature des matériaux ; on fera frotter sur un premier matériau (le Fer) un second (le Cuivre) qui lui est compatible, puis un troisième (le Nickel) présentant une compatibilité limitée.

Cette étude du comportement tribologique se fera à sec, c'est-à-dire en l'absence de tout lubrifiant, liquide ou solide, qui est une étude des plus importantes, car c'est à l'occasion d'une rupture du film de lubrifiant, cas de l'arrêt ou du démarrage des mécanismes que le contact direct de surfaces frottantes est inévitable, avec toutes ses conséquences. L'étude du frottement des matériaux est motivée par des intérêts multiples liés d'une part au besoin d'accroissement des performances et de la fiabilité des systèmes sollicités de plus en plus sévèrement et, d'autre part aux économies que représentent l'augmentation de la durée de vie, l'amélioration du rendement, ... Pour atteindre ce but, il est indispensable de connaître avec précision les mécanismes métallurgiques qui provoquent

cet accroissement des coefficients de frottement, d'usure et de l'adhésion, de façon à limiter les effets en agissant sur les paramètres qui les régissent [**6 ; 7**].

2. Généralités sur le comportement tribologique des métaux :

Afin de pouvoir diminuer le facteur adhésion pour une situation tribologique donnée, il faudrait choisir convenablement les paramètres extérieurs (charge, vitesse, mode de contact...) aussi un bon choix de matériaux s'impose, c'est-à-dire avoir des matériaux mutuellement insolubles dont le plus mou n'est pas écrouissable. C'est pourquoi une étude préliminaire de compatibilité tribologique est nécessaire. Les matériaux sont choisis sur la base des différentes remarques concernant le comportement tribologique [**8**], en particulier le phénomène d'adhésion [**9**] : les métaux ayant un réseau cubique à faces contrées ou cubique centré ont une aptitude élevée à l'adhésion lorsqu'ils sont en contact sous charge alors que pour ceux à réseau hexagonal, celle-ci étant très faible.

Le choix des matériaux composants un couple de frottement implique le respect de certaines conditions ou impératifs de façon à prévenir les possibilités d'adhésion entre les deux éléments constituants le contact mécanique.

L'effet de la compatibilité tribologique peut-être expliquée par l'effet de la composition chimique des matériaux, et que la compatibilité influence le phénomène tribologique par l'affectation de l'énergie d'adhésion de surface entre le contact de deux matériaux [**10 ; 11**]. Aussi il est bon de rappeler, que les métaux compatibles ont une énergie d'adhésion très élevée, et que celle-ci entraîne à une grande augmentation de la surface réelle de contact et qui augmente aussi l'adhésion. Mais un inconvénient majeur réside dans la mesure de cette énergie d'adhésion, qui présente de nombreuses difficultés, de même pour les caractéristiques de solubilité des oxydes [**12**] ; ou autres films contaminants [**13**], entre eux ou avec les métaux ainsi que les caractéristiques de diffusion dans les couches superficielles. COFFIN [**3**], a montré que la compatibilité a un effet plus prononcé dans le vide que dans l'air ; MACHLIN et YANKEE [**14**], en accord avec COFFIN [**3**], trouvent avec les échantillons préparés et testés dans un environnement inerte un fort effet de la compatibilité que celui des échantillons testés dans l'air.

1.1.Compatibilité tribologique

Les études concernant les corrélations entre les avaries superficielles et la solubilité ont montré que les meilleurs couples de frottement étaient ceux qui correspondent à des métaux insolubles ou qui donnent naissance à des composés intermétalliques, chimiques. On les appelle : couples compatibles tribologiquement.

La compatibilité tribologique, selon R. GRAS [**15**], peut être définit de la façon suivante : Deux matériaux sont dits compatible au frottement, si ces matériaux placés dans une situation tribologique donnée, c'est-à-dire :

- en contact sous une certaine charge,
- avec un état de surface déterminé,
- animés d'une certaine vitesse relative ;

+ n'adhérent pas l'un à l'autre,

+ ne subissent pas de détériorations rapides, c'est-à-dire ne transfèrent pas l'un sur l'autre,

+ ou ne grippent pas au cours du frottement.

1.2.Coefficient de frottement à sec entre surfaces métalliques

Du point de vue thermodynamique, la plupart des métaux sont instables à la température ambiante au contact de l'oxygène et forment des oxydes [**16**]. Vis-à-vis de l'usure, la formation de ces oxydes constitue habituellement une barrière aux métaux ou alliages en séparant le substrat du milieu environnant. Les oxydes superficiels ne protègent pas uniquement les métaux ou alliages contre l'oxydation avancée, mais aussi contre les endommagements occasionnés par l'usure. Effectivement, les effets bénéfiques de l'oxygène pour réduire l'usure sont bien connus depuis des années [**17**]. Si la compréhension des mécanismes de formation des oxydes est bien avancée, il n'est pas de même lorsqu'on envisage un glissement sur les surfaces libres des pièces en contact [**6**]. Dans cette situation, les mécanismes d'oxydation sont perturbés par les effets mécaniques du frottement.

L'explication la plus cohérente des interactions qui se développent au cours du glissement relatif de deux surfaces fût proposée par BOWDEN et TABOR [**18**]. Ils supposent qu'aux points de contact se développent des liaisons adhésives très solides qu'il faut cisailler lors du glissement, et la force nécessaire constitue la première cause du frottement.

1.3. Théorie de l'adhérence

La théorie de l'adhérence est basée sur le fait que le contact des surfaces s'effectue par des aspérités. La pression au contact de chacune de ces aspérités est très élevée ; précisément parce que la surface réelle de contact est très petite [**19**]. En fait la pression de contact atteint la limite de la résistance de la matière sous pression et il en résulte un écoulement plastique. Dans le cas d'un contact entre deux matériaux ; les conditions d'adhésion dépendent considérablement de l'aire de contact. Les surfaces n'étant jamais parfaites géométriquement, la charge appliquée aux solides en contact se répartit sur un petit nombre d'arêtes et pics. Il s'ensuit que même pour des charges moyennes, la pression de contact est très grande et peut -être assez élevée pour provoquer des déformations plastiques au voisinage des points de contact. On considère en général que l'adhésion met en jeu des interactions atomiques, quelques fois des accrochages mécaniques qui se traduisent par une force qui maintient les solides l'un contre l'autre : force d'adhésion. BOWDEN et TABOR [**18**] ont montré que l'effet est d'autant plus marqué qu'il se produit des déformations plastiques locales ou localisées. Il est à signaler que les forces d'adhérence à haute température résultent de la compétition de deux facteurs dans les effets antagonistes sont :

- l'augmentation de l'aire réelle de contact par fluage ou / et frittage qui sont régis par des processus thermiquement activités tels que la diffusion en volume, en surface le long des joints,...

- l'accroissement de la ductilité qui est également thermiquement activé.

1.4. Théorie de l'usure

L'usure considérée dans son large sens, c'est-à-dire comme la détérioration que produit l'usage, peut être due à plusieurs processus physiques, mécaniques et chimiques. L'usure considérée dans le contexte général est très difficile à décrire sous forme quantitative. L'usure est un enlèvement indésirable de matière d'un couple de surfaces en mouvement, et aussi c'est le résultat d'une action mécanique, physique ou chimique (ou combiné) dans le volume est variable selon la nature du matériau utilisé. Les surfaces métalliques, soumises à un frottement solide ou fluide, en présence ou non de lubrifiants, sont affectées par des formes d'usure qui peuvent aller de l'usure douce régulière et contrôlable (usure normale) à la détérioration brutale (usure catastrophique) entraînant la mise hors service du mécanisme.

Une grande partie des défaillances techniques s'amorce à la surface de contact des pièces mécaniques en mouvement relatif, de ce fait, le comportement tribologique des matériaux et les

performances des lubrifiants ou des revêtements dans un contact glissant déterminent à terme la qualité de la conception initiale ainsi que la fiabilité de fonctionnement de l'équipement.

1.5. Phénomène de frottement

Le comportement tribologique d'un couple de matériaux, en frottement, est très influencé par les propriétés mécaniques des matériaux en contact ; les conditions d'utilisation ; l'affinité métallurgique. L'usure et l'adhésion résultantes, dépendent du nombre de jonctions métalliques et de leurs tailles ; et elles ont beaucoup plus d'effet avec l'augmentation de la température et du temps de contact (ou de mouvement). Aussi le milieu ambiant, selon les cas, tend à accélérer le phénomène d'usure et d'adhésion ou à le ralentir, suivant qu'il favorise ou défavorise l'existence de jonctions métal - métal et le transfert qui en résulte. Afin de pouvoir diminuer les facteurs : usure et adhésion, pour une situation tribologique donnée, il faudrait choisir convenablement les paramètres extérieurs (charge, vitesse, ...), aussi un bon choix de matériaux s'impose.

Le cuivre et ces alliages, sont des matériaux largement utilisés dans les contacts tournants des machines, comme le recouvrement des roulements, les bagues, etc… L'usure générée par glissement est un paramètre important dans le comportement de ces éléments tournants. Ainsi, il est nécessaire de connaître les mécanismes d'usure de ces matériaux et d'identifier les différents phénomènes de contact comme le transfert des matériaux, le transfert des particules d'usure, l'usure abrasive, adhésive et ainsi qu'une éventuelle transition d'usure.

2. Partie expérimentale :

2.1. Matériaux utilisés

Les matériaux ont été choisis sur la base des différentes remarques concernant le comportement tribologique, en particulier le phénomène d'adhésion : les métaux ayant un réseau cubique à faces centrées (c.f.c) ou cubiques centrés (c.c) ont une aptitude élevée à l'adhésion lorsqu'ils sont en contact sous charge alors que ceux à réseau hexagonal, celle-ci étant très faible. D'où l'idée de prendre des matériaux avec un réseau cubique et notre choix s'est porté sur :

- **le Fer (Fe)** ; - **le Cuivre (Cu)** et - le **Nickel (Ni)**

et celui-ci repose sur le fait que :

- Fe : matériau largement employé dans l'industrie,

- Ni : métal de base de nombreux alliages réfractaires dans la gamme de température (400 à 1000 °C),

- Cu : a été choisi surtout par le fait qu'il se détériore plus rapidement que les deux premiers.

2.2. Dispositif expérimental utilisé

Afin de tenir compte du renforcement de certains effets dans le vide et aux températures élevées, notamment de l'adhésion, de la désorption des gaz contenus dans les couches superficielles, disparition en grande partie des couches d'oxydes laissant ainsi un contact entre matériaux propres, on utilisera le frictiographe à haute température sous vide.

Celui-ci permet de mesurer et d'enregistrer en continu le coefficient de frottement de deux éprouvettes en forme d'anneaux cylindriques avec des faces parallèles et de suivre son évolution au cours du temps, en fonction de la charge, de la vitesse et de la température. Et le contact est du type plan sur plan. L'aire nominale de contact des différents échantillons utilisés est de 220 mm^2 Les

éprouvettes doivent subir un traitement sont d'abord polies à l'alumine, nettoyées aux ultrasons dans un bain de trichloréthylène, et avant qu'elles soient placées dans l'enceinte du F.H.T.V, elles sont nettoyées à l'éther pour éliminer toutes traces dues au toucher sur les faces frottantes. Puis elles sont placées dans l'enceinte, qui est alors mise sous vide puis chauffées à raison de 200 à 300 °C par heure. La température d'essai atteinte, on laisse une période de stabilisation et d'homogénéisation de la température des éprouvettes d'une trentaine de minutes.

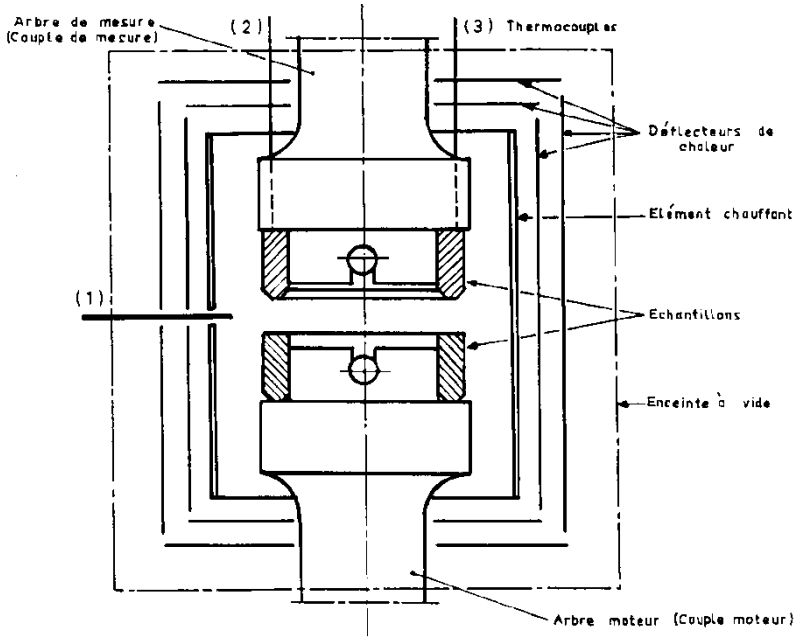


Figure 1 : Schéma de principe du frictiographe : montage des éprouvettes

2.3. Conduite et résultats des essais

On propose les conditions suivantes :

+ pression de contact p = 0.4 MPa (F = 10.5 daN) ;

+ temps de contact τ_0 = 60 mn ;

+ rupture des jonctions éventuelles à la température d'essai.

+ état de surfaces : polis alumine 24 h ; a $\cong 3 \times 10^{+4}$ µm

Tableau 1 : Valeurs du coefficient de frottement fs pour les couples : Fe / Cu

N° essai	*1*	*2*	*3*	*4*	*5*	*6*	*7*
t °C	*20*	*130*	*180*	*270*	*390*	*400*	*450*
fs	*0.08*	*0.13*	*0.22*	*0.59*	*0.74*	*0.35*	*0.46*

Tableau 2 : Valeurs du coefficient de frottement fs pour les couples : Fe / Ni

N° essai	*10*	*11*	*12*	*13*	*14*	*15*	*16*	*17*	*18*
t °C	*20*	*130*	*180*	*270*	*390*	*400*	*450*	*540*	*715*
fs	*0.11*	*0.14*	*0.15*	*0.13*	*0.12*	*0.12*	*0.12*	*0.13*	*0.15*

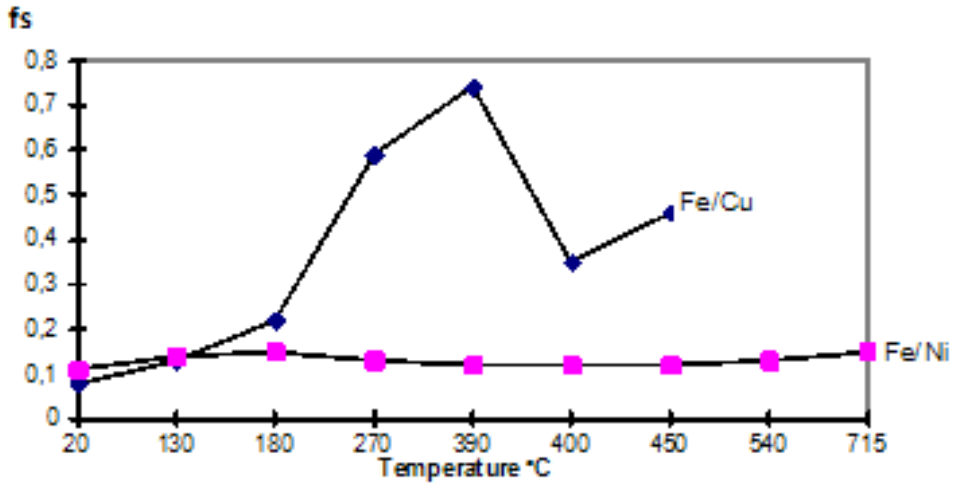


Figure 2 : Coefficients de frottement fs en fonction de la temperature d'-- couples de materiaux: Fe/Cu et Fe/Ni

3. Analyses et discussions :

Le coefficient de frottement fs égal à 0.08 à t = 20 °C, augmente rapidement pour atteindre la valeur 0.74 à t = 390 °C et la diminution de celui-ci au-delà de cette température proviendrait d'un :

- changement de propriétés magnétiques : le fer magnétique devient paramagnétique,
- début du glissement dévié dans le cas du cuivre.

A partir de 180 °C, on obtient un transfert du cuivre sur le fer ; et l'on a pu voir la zone de détérioration et d'arrachement sur le cuivre, avec un reflux de matière en fin de course. Mais les dégâts observés ne sont pas importants relativement à la surface nominale de contact. La localisation des traces de transfert semble être due aux déformations importantes imposées aux couches superficielles qui sont sollicitées et aussi par la faible dureté du cuivre par rapport à celle du fer. Alors que pour des températures supérieures, la détérioration des échantillons est plus importante, l'essai à 390 °C nous a montré une zone :

- d'arrachement non uniforme sur le cuivre dans toute la surface ;
- de transfert du cuivre sur le fer ;

et c'est dans cet essai qu'on a obtenu des zones de grippage importantes (figure 4 a), contrairement à l'essai n° 6 où l'on a eu une usure et un transfert plus faible. Par contre avec l'augmentation de la température, les régions d'adhérence commencent à devenir plus importantes quantitativement (par rapport à la surface nominale) et qualitativement (importance des rayures) ainsi que l'augmentation de la valeur de fs jusqu'à l'adhésion complète (cas de l'essai n° 7). Et cette soudure des éprouvettes (figure 4 b), ainsi que le grippage total ont lieu après que l'accroissement de l'aire de contact soit généralisé. Et un tel comportement met en évidence le rôle déterminent d'un effort tangentiel dans le développement des microsoudures par extension des déformations plastiques. Alors que dans le cas des couples Fe/Ni où la valeur de fs oscille autour de 0.13 (de 20 à 715 °C), on a observé un arrachement du fer de 20 à 400 °C, et au-delà le frottement, l'usure tendent à s'uniformiser. La détérioration des éprouvettes peut être expliquée par la différence des propriétés mécaniques avec le nickel ; et quantitativement le transfert et la détérioration sont plus faibles que dans le cas des couples Fe/Cu.



Cu

Fe

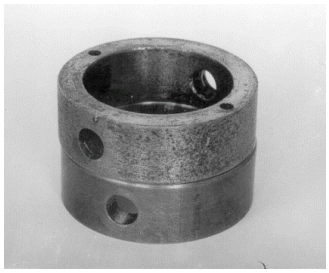


Figure 4 a : Déformation plastique entraînant la formation puis la rupture de jonctions des éprouvettes,

Figure 4 b : Déformation plastique entraînant une adhésion sévère des éprouvettes

Un pic de dureté à (20 µm de l'interface des éprouvettes, (**Figures 4 a et 4 b**), qui a été observé lors de l'adhésion complète (grippage) après essai de frottement statique à 450 °C dans le cas du couple Fe/Cu ; ceci a été aussi remarqué par YOKOTA [**8**] dans son étude sur l'acier 304. D'où l'on peut conclure que la formation de jonctions s'effectue dans des conditions de contraintes élevées avec un écrouissage à une certaine distance de l'interface.

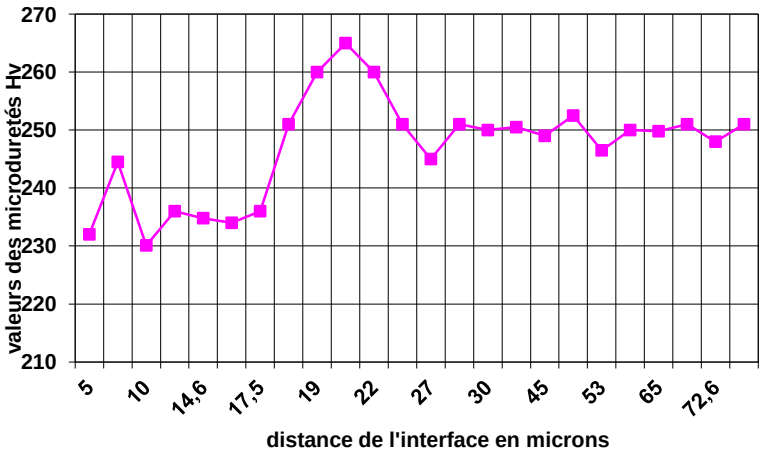


Fig. 4 a : Mesures de microdureté des éprouvettes de fer (après essai) sous une charge de 25 gr

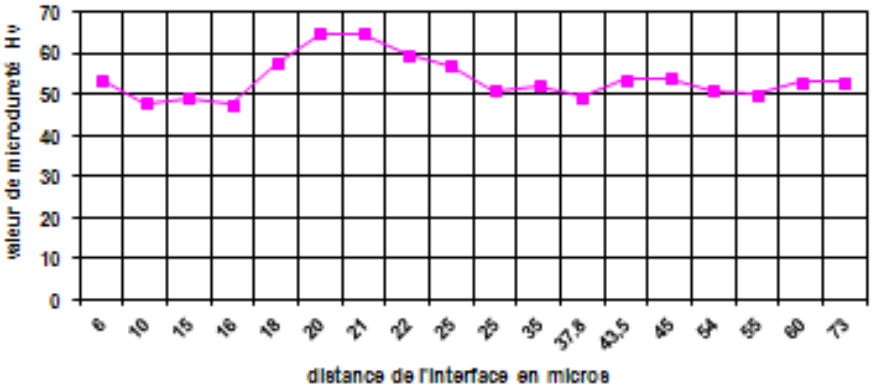


Fig. 4 b : Mesures de microdureté des éprouvettes de cuivre (après essai) sous une charge de 25 gr

4. Conclusions :

On a enregistré une usure adhésive des échantillons Fe/Cu : on a un transfert du cuivre sur le fer ; le cuivre étant transféré facilement (en dépendance de la température) ; le même type d'usure a été observé pour les échantillons Fe/Ni mais avec un transfert du fer sur le nickel. Et en ce qui concerne l'état de surface, on a obtenu une nette diminution de la valeur moyenne de courbures des aspérités, et dans le cas des éprouvettes de cuivre, celle-ci est plus importante, ce qui nous montre bien que le cuivre a subit des détériorations considérables par rapport au fer ou au nickel. Le rôle déterminant d'un effort tangentiel dans le développement des microsoudures par extension des déformations plastiques superficielles (en particulier cas de Fe/Cu à $\theta = 450$ °C).

Références

19. J. M. GEORGES :''Frottement, Usure et Lubrification'' ; Edition Eyrolles France, 2000.
20. G. W. STACHOWIAK, A. W. BATCHELOR, Engineering Tribology (Second Edition) BUTTER WORTH HEINEMANN 2001
21. L. E. COFFIN ″A study of sliding of metal with particular reference to atmosphere″. Lubrication Engineering (January-February 1956).
22. H. HAIDARA. Mécanismes fondamentaux du mouillage et de l'adhésion. 12èmes Journées d'Étude sur l'adhésion, Session de formation, 2003.
23. S. HOGMARK, S. JACOBSON, O. VINGSBO : Surface damage, ASM Handbook volume 18, Surface, lubrification and wear technology, Edition P.J. Blau, ASM International, 1992, 177-183
24. Y. BERTHIER : "Mécanismes et Tribologie" Thèse d'état es-science : INSA de Lyon, n° 88 INSAL 0050 1988, 156 p.
25. F. H. STOTT : "High Temperature Sliding Wear of Metals" Tribology International 35, n°8, (2002) 489-495.
26. J. BLOUET: ''Contribution à l'étude de l'évolution initiale de l'usure dans le cas du frottement de certains métaux''. Thèse Dr. és-sciences, Université Paris VI, Novembre 1973.
27. J. R. FEHLING, N. K SARKAR : ''The friction of copper, nickel and iron in air and vacuum''. Wear 14, (1969).
28. N. YOKOTA, S. SHIMOYASHIKI,: "Characteristics of seld-welding of structural materials in liquid sodium". Liquid Metal Engineering and Technology BNES LONDON (1984).
29. K. HIRATSUKA : Environmental effects on the formation process of adhesive wear particles. J. Tribology international 28, 279-286, 1995.
30. H. SO, D. S. YU, C. Y. CHUANG : "Formation and wear mechanism of tribo-oxides and the regime of oxidational wear of steel" Wear, 253(9-10) 2002 1004-1015
31. M. HANS JO□RG ; E. BERGMANN; R. GRAS: Traité des matériaux : 4, Analyse et technologie des surfaces, Couches minces et tribologie. Presses polytechniques et universitaires romandes, Lausanne. 2003
32. - MACHLIN-YANKEE Journal of applied physics Vol. 25 n° 5 (May 1954)
33. R. GRAS : "Compatibilité des matériaux au frottement". Polycopie cours : ''Mécanique des surfaces et tribologie'' ISMEP / SUPMECA Saint-Ouen, 2006.
34. O. DALVERNY: "Vie tribologique à chaud et température interfaciale dans des contacts céramiques" Thèse Mécanique: Université de Bordeaux, 1998 231 p.
35. J. LARSEN-BASSE, : Basic theory of solid friction, ASM Handbook vol. 18, Surface, lubrication and wear technology, Edition P.J. Blau, ASM International, 27-38, 1992.

36.F. P. BOWDEN, D. TABOR, "The Friction and Lubrication of Solids Part I" (1958) Clarendon Press, Oxford. Reprint in the Oxford Classics Series (2001) Oxford University Press (374 pages), ISBN 0-19-850777-1.

37. J. A. GREENWOOD, J. B. P. WILLIAMSON :'' Contact of nominally flat surfaces''. Proc. Roy. Soc. A 295, (1966).

Le comportement tribologique du couple acier-acier sans et avec lubrification

Hamoudi Bouhabila[1,2*], Ali Bouchoucha[2], Ratiba Benzerga[3], Claire Le Paven[3]

[1] Département de Génie Mécanique, Faculté des Sciences de l'ingénieur, Université Boumerdes, Algérie ;
[2] Laboratoire Génie mécanique, Département de Génie Mécanique, Faculté des Sciences de la Technologie, Université –Constantine-1-, Route Ain-El-Bey, 25000 Constantine, Algérie ;
3 IUT Saint Brieuc, Université de Rennes 1, 22004 Saint Brieuc, France
*** :** hamoudi_bouhabila@yahoo.fr

Résumé - La qualité des surfaces métalliques usinées est principalement déterminée par les erreurs de forme et le degré de finition des pièces usinées induits par les différents facteurs impliqués dans le processus de la coupe. Il est donc nécessaire de définir l'influence de ces différents paramètres afin d'en choisir les plus appropriés qui permettent d'atteindre la qualité des surfaces désirée, et d'optimiser ainsi le coefficient d'usure des surfaces en contact. Dans ce travail, nous étudions l'influence de la rugosité sur le comportement en frottement et en usure du couple acier-acier dans des conditions atmosphériques, des essais tribologiques, à l'aide d'un tribomètre pion-cylindre, ont été réalisés.

Mots Clés : Etat de surface ; Rugosité ; Qualité de surface; Frottement ; Usure.

1. Introduction

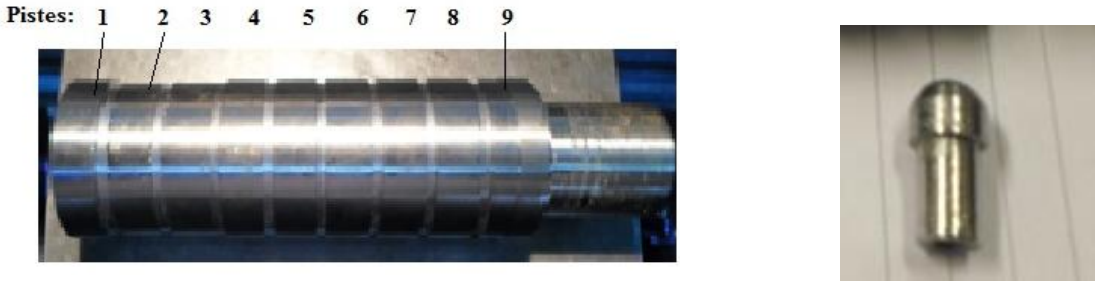
Sur le marché de la productique mécanique, quelque soit le mode d'usinage par enlèvement de matière, le but final est d'obtenir un produit dont la qualité d'exécution sera caractérisée par une précision dimensionnelle des formes géométriques et un degré de propreté des surfaces lié directement à la notion de la rugosité [1]. L'état de surface est l'un des aspects les plus pertinents des opérations d'usinage, puisqu'il représente la phase finale du cycle de production. Cet état de surface détermine le degré de finition des surfaces et les propriétés dimensionnelles et géométriques des pièces usinées [2].

L'étude tribologique du couple acier-acier, a été réalisée afin de voir l'influence de la rugosité moyenne Ra du cylindre sur le coefficient de frottement μ et minimiser la valeur d'usure pendant le contact à sec ou lubrifié en utilisant un tribomètre pion-cylindre équipé d'un dispositif d'acquisition.

2. Etude expérimentale

2.1. Machine-outil et éprouvettes

La machine utilisée est un tour parallèle de puissance P= 4.9 KW. La pièce (cylindre) de dimensions (ϕ =40 mm, L=134 mm) est fixée à l'aide d'un mandrin d'un côté et entre pointe tournante de l'autre côté (montage mixte). 9 pistes ont été réalisées avec différents paramètres de coupe choisis : la vitesse de coupe (V_c) variant de 800 à 1600 $m.min^{-1}$, une vitesse d'avance d'outil (f) variant de 0.1 à 0.2 $mm.tr^{-1}$ et un rayon de bec de l'outil (R_c) variant de 0.5 à 1.5 mm. L'opération effectuée est le chariotage en finition de 0.5 mm de passe [3]. La deuxième pièce est un pion de dimensions (ϕ =10 mm, L=20 mm). La pièce usinée ainsi que le pion sont montrés en (Fig.1).



(a) *(b)*

Figure 1 : Pièces usinées : (a) Cylindre de nuance 42CrMo4 et (b) Pion de nuance A60

2.2.Matériaux

Deux aciers, de différentes nuances, ont été choisis pour cette étude. Le 42Cr Mo4 est un acier traité prés à l'emploi utilisé pour les pièces de transmission chargées, arbres, vérins, pignons et les couronnes, et le A60 est un acier étiré mi-dur, souvent utilisé pour les bagues, les pignons à chaines et les axes [4].

2.2.1. *Caractéristiques mécanique*

Les propriétés mécaniques des différents aciers utilisés sont présentées dans Tab. 1.

Tab. 1 Les caractéristiques mécaniques

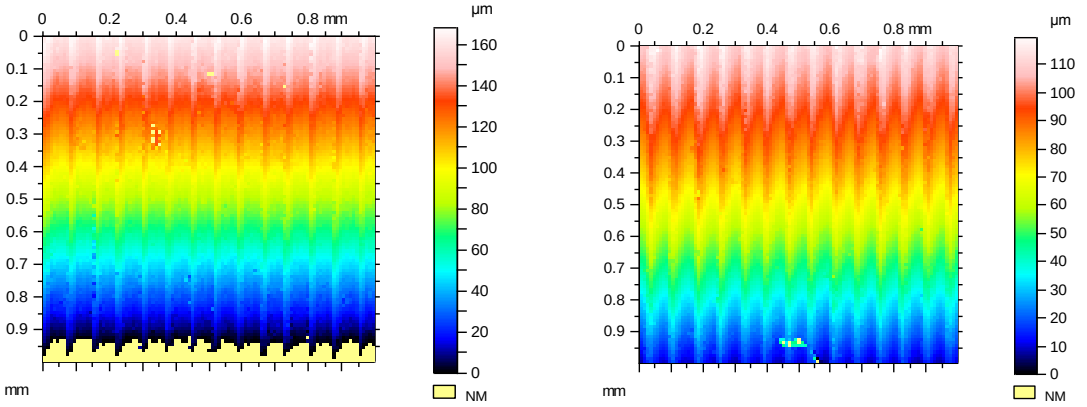
Norme	Limite Elastique $\geq$ [N/mm^2]	Résistance à la traction [N/mm^2]	Allongement %	Striction à la Rupture %	Résilience [J]	Dureté [HV] 10Kg de charge
Désignation A60	350	620-700	17	45	20	260
Désignation 42CrMo4	370	700-850	10	-	30	340

2.3.Appareil de mesure de la rugosité

Pour cette étude, un profilomètre (Alti Serf 500) équipé d'un logiciel de traitement d'image en 3D et du profil de la rugosité en 2D a été utilisé (Fig.2). Une mesure de la rugosité arithmétique moyenne Ra (issues à partir de l'opération de chariotage en finition de chaque piste en fonction des différents paramètres de coupe utilisés (Fig.3) a été ainsi réalisée.



Figure 2 : Profilomètre type Alti Surf 500



(a) *(b)*

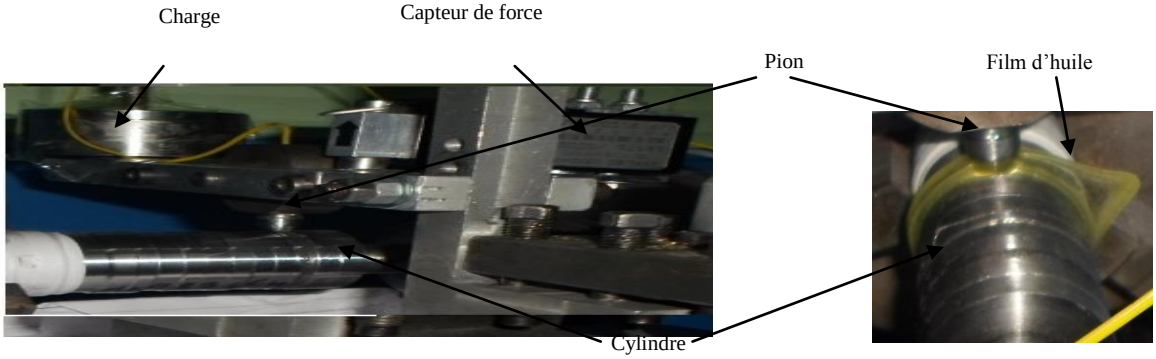
Figure 3 : Exemple de rugosité, Ra obtenus pour le 42CrMo4, après usinage

(a) Vc = 800 m.min^{-1}, Ra = 1.10 µm et (b) Vc = 1600 m.min^{-1}, Ra = 1.63 µm

3. Comportement tribologique

3.1. Contact à sec et lubrifié

L'étude tribologique du couple acier-acier, de nuances et de duretés différentes (42CrMo4 et A60) a été réalisée en utilisant un tribomètre pion-cylindre équipé d'un dispositif d'acquisition figure 4 [5]. Les essais se sont déroulés dans une ambiance atmosphérique. Les essais secs ont donnés des valeurs du coefficient de frottement ($\mu \leq 0.9$), c'est la raison pour laquelle, on a utilisé de l'huile commerciale 20W40 pour lubrifier le contact dynamique [6], dans ces conditions µ diminue ($\mu = 0.4$) figure 4 (b).

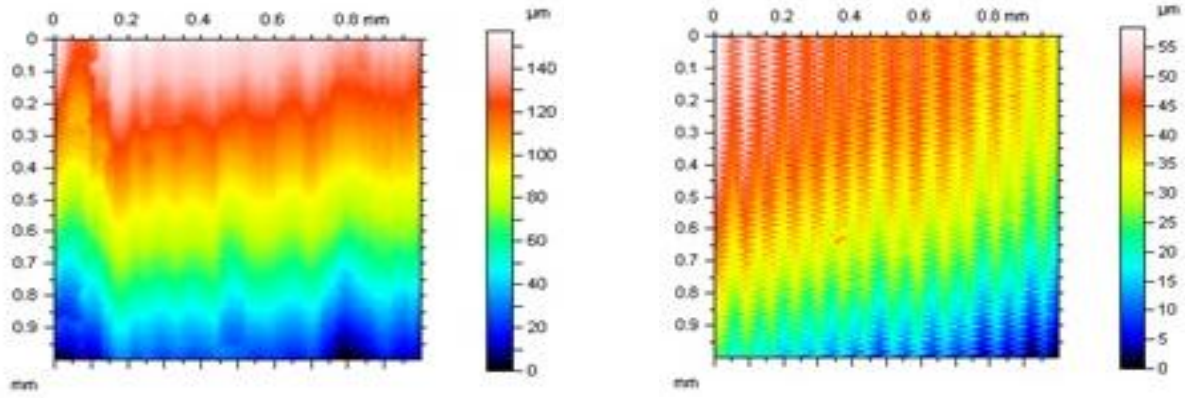


(a) Contact à sec *(b) Contact lubrifié*

Figure 4 : Contact pion-cylindre

3.2. Mesure de la rugosité

On constate, d'après les résultats obtenus de la rugosité Ra par le profilomètre après essai tribologique, que la valeur de cette dernière diminue (de 1.10 µm à 0.92 µm contact à sec et de 1.63 µm à 1.5 µm contact lubrifié) ce qui explique la disparition des pics de la rugosité et l'augmentation du coefficient d'usure de la pièce tournante (cylindre), pendant le contact à sec (Fig.5 (a) et (b)).



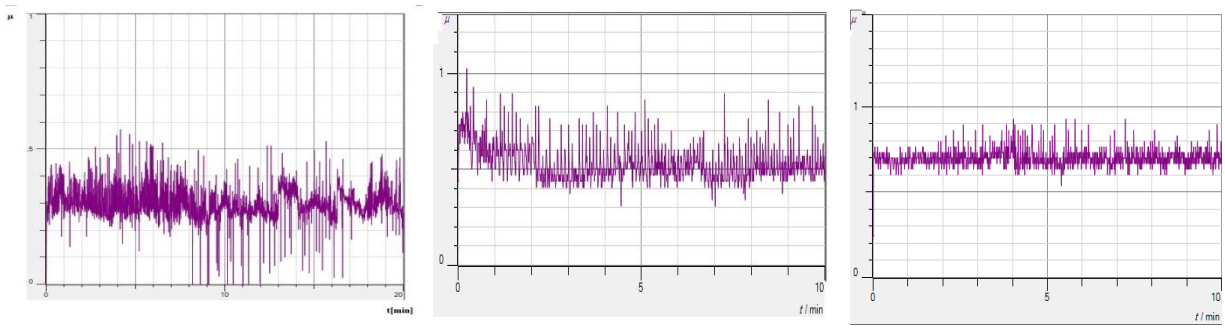
(a) *(b)*

Figure 5 : Exemple de la rugosité obtenu pour 42CrMo4, après essai tribologique avec et sans lubrifiant, Vc = 750 m.min^{-1},

(a) à sec, Ra = 0.92 µm et (b) avec lubrifiant, Ra = 1.5 µm

3.3.Résultats et discussion

On remarque, d'après les figures (6,7) et (Fig.8 (a) et (b)), que le coefficient de frottement µ en fonction du temps, pour une charge et une vitesse données, demeure pratiquement constant pour toute la durée de l'essai et sa valeur varie selon la rugosité de : $\mu_{lubrifié}$ = 0.4 à 0.65 et μ_{sec} = 0.35 à 0.85. Donc la rugosité du cylindre a une influence sur le coefficient de frottement; En effet, lorsque la rugosité augmente µ augmente aussi (Fig.9, (a) et (b)).



(a) Ra_1=1.5 µm, µ=0.4 *(b) Ra_2=2.4 µm, µ=0.5* *(c) Ra_3=3.94 µm, µ=0.65*

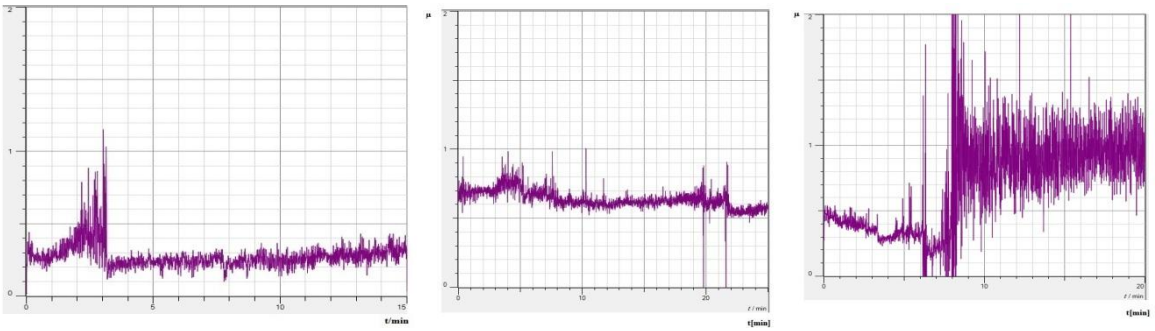
Figure 6: (a), (b) et (c) Variation du coefficient de frottement en fonction du temps, pour P= 12N et V= 740 tr/min en faisant varier la rugosité moyenne Ra -contact lubrifié-

A travers les résultats obtenus, les coefficients de frottement enregistrés du couple acier-acier à sec, en fonction du temps, pour une charge normale appliquée et à une vitesse linéaire fixes, montrent l'existence de trois phases distinctes :

Première phase : il s'agit d'une phase transitoire (de rodage) qui dure environ 5 minutes et au cours de laquelle le coefficient de frottement varie entre (0.2 à 0.6) suivant la piste de la rugosité choisie.

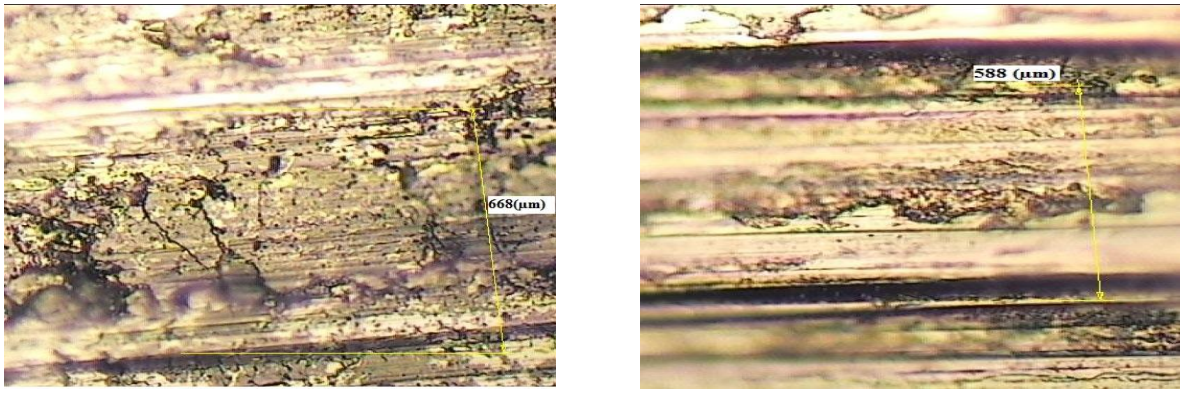
La deuxième phase, est une phase perturbée où les aspérités des antagonistes s'enchevêtrent augmentant ainsi l'adhésion (µ = 0.9 à 1.5). Les pics du cylindre, plus dures que la contre face pénètrent dans le métal du pion arrachant de la matière, et labourent cette surface (Fig.8.a). La

déformation plastique entraîne une élévation de la température à l'interface (valeurs mesurées de la température moyenne à l'interface en utilisant un thermocouple placé à 2 mm du contact : 45 °C à 85°C) affectant ainsi les propriétés mécaniques des surfaces particulièrement, la plus tendre, diminuant alors le frottement et augmentant l'usure du pion.



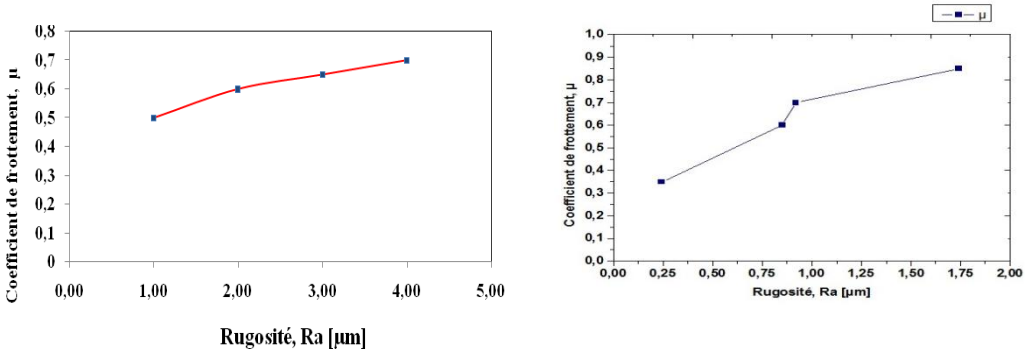
(a) Ra_4=0.24 µm, µ=0.35 *(b) Ra_5=0.92 µm, µ=0.65* *(c) Ra_6=1.74 µm, µ=0.85*

Figure 7: (a), (b) et (c) Variation du coefficient de frottement en fonction du temps, pour P= 12N et V= 740 tr/min en faisant varier la rugosité moyenne Ra -contact à sec-



(a) *(b)*

Figure 8 : Représentation de la structure des pistes des pions après essai à l'aide d'un microscopique-optique x40 : (a) contact à sec Ra_4 = 1.74 µm, μ_{sec}= 0.85 et (b) contact lubrifié Ra_5 =1.5 µm, $\mu_{lubrifié}$ = 0.4



(a) *(b)*

Figure 9 : Variation du coefficient de frottement µ en fonction de la Rugosité Ra:

(a) contact lubrifié et (b) contact à sec

La troisième phase, caractérise le régime stationnaire où l'état d'équilibre est établi par la stabilité des conditions de fonctionnement à l'interface. Dans cette zone le coefficient de frottement est de l'ordre de 0.7 à 0.8, suivant la piste choisie, alors que la température diminue jusqu'à 37°C (Fig.7).

De plus, vu les conditions sévères de fonctionnement, et les contraintes cycliques exercées sur la surface, des fissures le long de la surface de contact du pion ont été créées. Ces fissures augmentent l'usure par fatigue qui génère des débris actifs de tailles moyennes à l'interface. Ces débris s'accumulent et s'enfoncent dans le pion en arrachant le métal (Fig.8.a).

Le lubrifiant facilite le glissement entre les surfaces en contact et diminue les contraintes, par conséquent, les fissures disparaissent et μ diminue (Fig.8.b).

4. Conclusion

Il ressort de notre étude ce qui suit :

Une diminution de la valeur de la rugosité moyenne Ra, issue de l'usinage après l'essai tribologique (contact acier-acier à sec ou lubrifié) suite à la disparition des pic et usure de la matière en contact du cylindre.

Une variation du coefficient de frottement qui dépend de la valeur de l'état de surface de la piste du cylindre en contact à sec ou lubrifié pendant la durée de l'essai,

Une augmentation du coefficient d'usure de pion constaté après pesage de ce dernier suite au perte de matière et dégagement de débris pendant la durée de l'essai tribologique.

Présence des fissures le long des surfaces en contact du pion pendant l'essai à sec ce qui facilite l'enlèvement de matière des parties usées et présence des parties oxydées dues à l'augmentation de la valeur de la température.

Afin de faciliter le glissement des surfaces en contact nous avons utilisé du lubrifiant à huile qui a permet de stabiliser la température et diminuer l'effet des vibrations pendant l'essai.

Références

38. J. Cecha et al, Surface roughness reduction using spray-coated hydro-gen silsesquioxane. Applied Surface Science, vol 280 (2013) 424–430.

39. A. Boryczko et al, Effect of waviness and roughness components on trans-verse profiles of turned surfaces. Measurement, 46 (2013) 688–696.

40. R. Suresh, Some studies on hard turning of AISI 4340 steel using multilayer coated carbide tool. Measurement, 45 (2012) 1872–1884.

41. M. Sortino, Dry turning of sintered molybdenum. Journal of Materials Processing Technology, 213 (2013) 1179– 1190.

42. Y. Mouadji, Effets du courant électrique sur le mécanisme de croissance de la couche d'oxyde a l'interface des contacts électrodynamiques cuivre-graphite et graphite-graphite, thèse de doctorat, Université Constantine 1, (2013).

43. T. Leppert, Effect of cooling and lubrication conditions on surface topo-graphy and turning process of C45 steel. International Journal of Machine Tools & Manufacture, 51 (2011) 120–126.

Etude théorique et expérimentale du coefficient de frottement dans un contact dynamique sec bronze-graphite, cuivre-graphite et graphite-graphite

Youcef MOUADJI[1], Ali BOUCHOUCHA[2], Mohand Amokrane BRADAI[3]

[1] Ecole Nationale Polytechnique de Constantine, 25000 Constantine 3. ymouadji@yahoo.fr.

[2] Laboratoire de Mécanique, Campus Chaabet-Ersas, Faculté des Sciences de l'Ingénieur, Université Constantine1.

[3]Laboratoire de Mécanique, Matériaux et énergétique (L2ME). Faculté de Technologie, Université de Bejaia, 06000 Bejaia.

Résume

Le frottement sec désigne un ensemble de phénomènes et de mécanismes qui intervient en absence de lubrifiant au niveau de l'interface de deux corps en contact. Le contact unilatéral avec frottement est un des problèmes les plus compliqués de la mécanique des solides, car de nombreuses difficultés découlent de la nature souvent très complexe des surfaces réelles mais aussi du régime sévère de déformation qui se produit même, à de faibles niveaux de chargement. En outre, des phénomènes thermiques et physico-chimiques tels que des fusions ou des oxydations s'activent dès la mise en contact des solides et dans certains cas divers contaminants surfaciques peuvent être présents [1].

Ce travail a porté sur l'étude de l'influence de l'effort normal sur le comportement au frottement d'un pion frottant à sec sur un disque des couples cuivre-graphite, bronze-graphite et graphite-graphite. Les essais ont été réalisés sur un tribomètre de type pion-disque. Cinq efforts normaux de contact ont été retenus pour cette étude. est confrontée à la théorie d'Archard.

Les résultats ont montré que le coefficient de frottement croît avec l'augmentation de l'effort normal de contact. Les résultats obtenus corroborent assez bien ceux de la littérature.

Mots Clés : Coefficient de frottement, cuivre, bronze, graphite.

1. Introduction

Le coefficient de frottement est défini implicitement par μ = force de frottement/force normale. Plusieurs recherches se sont intéressées par la suite à cette théorie et il a été observé que pour les matériaux ductiles, les aspérités se déforment plastiquement, produisant une croissance de l'aire réelle de contact limitée par les contraintes de cisaillement.

Les premières études sur le frottement sont dues à Léonard de Vinci et datent du début du 16e siècle, d'Amontons (1699) et Coulomb (1781), le frottement était considéré comme un phénomène de nature exclusivement surfacique. Le modèle des jonctions adhésives, établi en 1950 par Bowden et Tabor [2], représente incontestablement une avancée majeure dans la compréhension des mécanismes du frottement, car il permet d'associer le frottement aux propriétés mécaniques et géométriques des surfaces en contact. C'est d'ailleurs sur la base de cette hypothèse des jonctions adhésives, que Greenwood-Williamson [3] a proposé en 1966 un

modèle à aspérités qui, suite aux travaux d'Archard [4], fournit une justification de la proportionnalité entre la force de frottement et la charge normale.

L'interface est d'ailleurs parfois considérée comme un troisième matériau avec des propriétés mécaniques spécifiques. A cette complexité, des mécanismes en jeu s'ajoutent à la difficulté des mesures expérimentales. Ceci explique que, malgré les nombreuses études sur le sujet, le lien entre les mécanismes microscopiques et le comportement macroscopique ne soit pas encore clairement élucidé.

Cependant, l'expérience permet d'établir certains faits concernant ce phénomène ; ils ont conduit à l'élaboration de lois simples connues sous le nom de lois de Coulomb [5]:

- la force de frottement est indépendante de l'aire apparente de contact,

- la force de frottement est proportionnelle à la force qui presse les deux surfaces l'une contre l'autre,

- la force de frottement cinétique est indépendante de la vitesse relative des deux surfaces.

1.1. Modèles de frottement

Un modèle de frottement est un modèle mécanique reliant les paramètres qui conditionnent le mécanisme physique du frottement. Les premiers travaux [2, 3-11] mettaient déjà en évidence une relation entre la composante tangentielle de l'action mécanique et sa composante normale. Ces études mettaient aussi en évidence le fait que lors du glissement, la force de frottement est opposée à la vitesse de glissement. Les recherches en tribologie [12-14] ont ensuite montré la dépendance des lois de frottement vis-à-vis des paramètres tels que la température, les matériaux, la vitesse de glissement et la rugosité des surfaces.

2. Modélisation du coefficient du frottement

La construction du modèle théorique passe tout d'abord par l'analyse des résultats recherchés. Le modèle théorique doit répondre à certains critères de validation avant que nous puissions utiliser ses résultats dans le modèle de frottement. Il faudra alors vérifier la pertinence du modèle vis-à-vis des résultats expérimentaux pour construire une simulation proche de la réalité.

Le modèle proposé par Bowden et Tabor est le premier qui prend en compte l'importance de la plasticité des surfaces en contact, en relation avec des phénomènes d'adhésion (soudages) localisés au niveau des sommets des irrégularités surfaciques.

Dans notre cas, nous avons calculé le coefficient de frottement par l'équation suivante [2] :

$$\mu_{th} = \frac{1{,}5\ \tau_{max}\ A_r}{P} \qquad (1)$$

Avec τ_{max} est la contrainte maximale de cisaillement.

$$A_r = \pi\ a^2 \qquad (2)$$

Avec a est le rayon de contact donné par :

$$a = \left(\frac{3PR}{4E^*}\right)^{1/3} \quad (3)$$

Avec E^* est le module d'Young équivalent définit par l'expression :

$$\frac{1}{E^*} = \frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \quad (4)$$

2.1. Calcul de la contrainte maximale de cisaillement

Très souvent un déplacement tangentiel dynamique est associé à la charge appliquée. Dans certains cas le massif peut rouler. Si aucun mouvement de rotation n'est possible, il frotte. Au déplacement imposé est associé un effort tangentiel que nous mesurons. Considérons à présent une charge normale P appliquée dans la direction z, et une force tangentielle F appliquée dans la direction du déplacement x sur une sphère élastique de rayon R. Cette sphère se trouve au point O sur un plan semi-infini (Fig. 1).

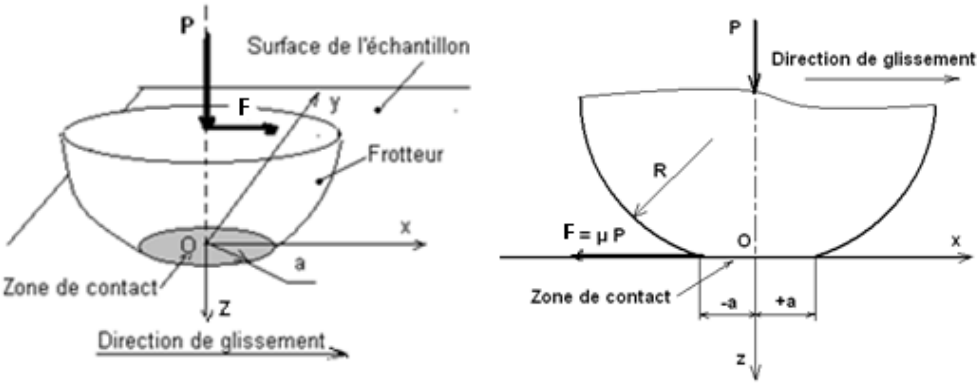


Figure 1. Schéma général du problème.

Nous supposons que les distributions hertziennes de chargement ne sont pas modifiées par la sollicitation tangentielle. Ceci est vérifié lorsque les deux massifs ont des propriétés identiques.

On utilise la formulation donnée par Mc Ewen [3]. Pour obtenir les équations des contraintes normales en chaque point du matériau :

$$\sigma_{xx} = \frac{-2P}{\pi a^2}\left[m - 2z + 2\mu(x-n) + m\frac{z^2-m^2}{m^2+n^2} + \mu n\frac{x^2-n^2}{m^2+n^2}\right] \quad (5)$$

$$\sigma_{yy} = \frac{-2P}{\pi a^2}[m - z + \mu(x-n)] \quad (6)$$

$$\sigma_{zz} = \frac{-2P}{\pi a^2}\left[m - m\frac{z^2-n^2}{m^2+n^2} + \mu n\frac{z^2-m^2}{m^2+n^2}\right] \quad (7)$$

$$\tau_{xz} = \frac{-2P}{\pi a^2}\left[2\mu(m-2z) + n\frac{z^2-m^2}{m^2+n^2} + \mu m\frac{z^2-n^2}{m^2+n^2}\right] \quad (8)$$

où $\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{zz}$ sont les contraintes normales dans les directions normales x, y, z et τ_{xz} la contrainte tangentielle.

Avec :

$$m = \pm\sqrt{\frac{1}{2}\left\{(a^2 - x^2 + z^2) + \sqrt{(a^2 - x^2 + z^2)^2 + 4(xz)^2}\right\}} \quad (9)$$

$$n = \pm\sqrt{\frac{1}{2}\left\{-(a^2 - x^2 + z^2) + \sqrt{(a^2 - x^2 + z^2)^2 + 4(xz)^2}\right\}} \quad (10)$$

Un des paramètres les plus significatifs et pourtant généralement le moins considéré concerne la topographie du contact. En effet, les hypothèses de calcul posent l'hypothèse de surfaces parfaites sans discontinuités.

On utilisant les équations précédentes (3-10). Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 1.

Tableau 1. Les valeurs de la contrainte maximale de cisaillement et de la surface réelle de contact en fonction de la charge appliquée.

P [N]	Graphite-graphite		Cuivre-graphite		Bronze-graphite	
	τ_{max} [MPa]	A_r [mm²]	τ_{max} [MPa]	A_r [mm²]	τ_{max} [MPa]	A_r [mm²]
5	30,23	0,029	35,42	0,021	35,49	0,021
10	38,69	0,046	35,02	0,034	34,67	0,034
15	46,01	0,06	46,63	0,044	46,02	0,044
20	55,1	0,073	54,58	0,053	49,54	0,053
30	66,05	0,095	78,49	0,07	59,58	0,07

5. Résultats et discussions

Les résultats obtenus montrent que le tribomètre permet de reproduire correctement le comportement observé, et en particulier :

- l'application d'une charge normale P à une influence significative sur le coefficient de frottement des pions en cuivre et, à un degré moindre de ceux en bronze. En revanche, leur effet demeure faible pour les pions en graphite ;

- le matériau frottant contre le disque en graphite a un effet important sur le comportement en frottement, tant que les couples qui donnent les meilleurs résultats tribologiques sont ceux des contacts bronze-graphite et ce, quelque soient les valeurs des charges.

Le couple graphite-graphite donne le frottement le plus élevé, suivi de celui du couple cuivre-graphite. Alors que le frottement le moins important est donné par le couple bronze-graphite. Tout en sachant que la différence entre les valeurs des coefficients de frottement des différents couples est faible.

Les trois figures 2,3 et 4 montrent aussi la comparaison des résultats théoriques et expérimentaux. Nous notons que l'écart entre les deux courbes expérimentale et théorique diminue avec l'augmentation de la charge en particulier à partir de 10 N où l'erreur relative se situe entre 3 % et 16%. Nous remarquons aussi, que la courbe expérimentale est en dessus de celle théorique et suit la même allure.

De la figure 2, pour une charge comprise entre 10 N et 20 N, l'erreur relative se situe entre 7% et 16%. Nous remarquons que les deux courbes se concourent à la valeur de P = 12 N.

Dans le cas du contact cuivre-graphite (Fig. 3), pour une charge supérieure à 10 N, l'erreur relative se situe entre 3% et 15% et les deux courbes se croisent à la valeur de P = 16 N.

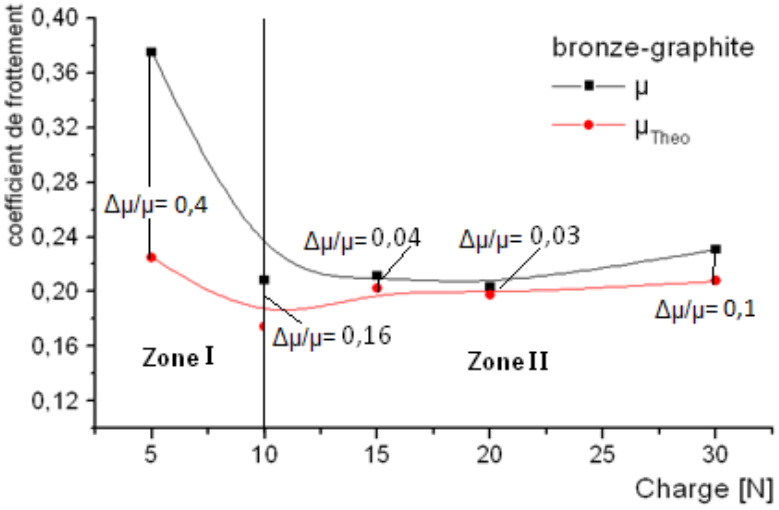


Figure 2. Confrontation des modèles théorique et expérimental du couple bronze-graphite en fonction de la charge, pour V = 1 m/s.

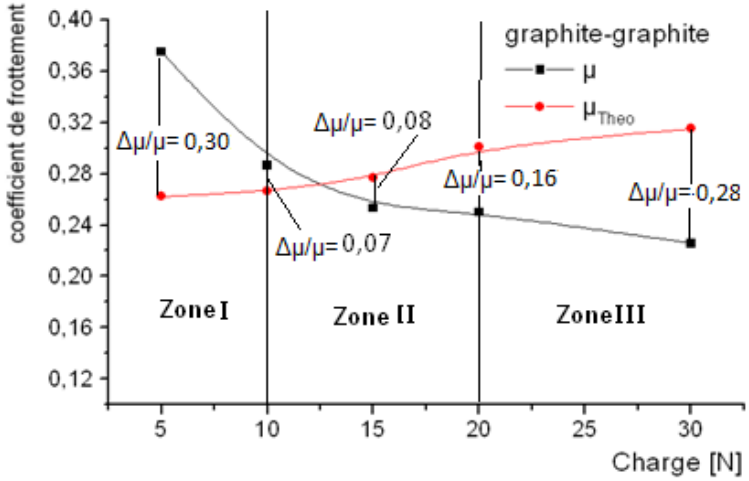


Figure 3. Confrontation des modèles théorique et expérimental du couple graphite-graphite en fonction de la charge pour V = 1 m/s.

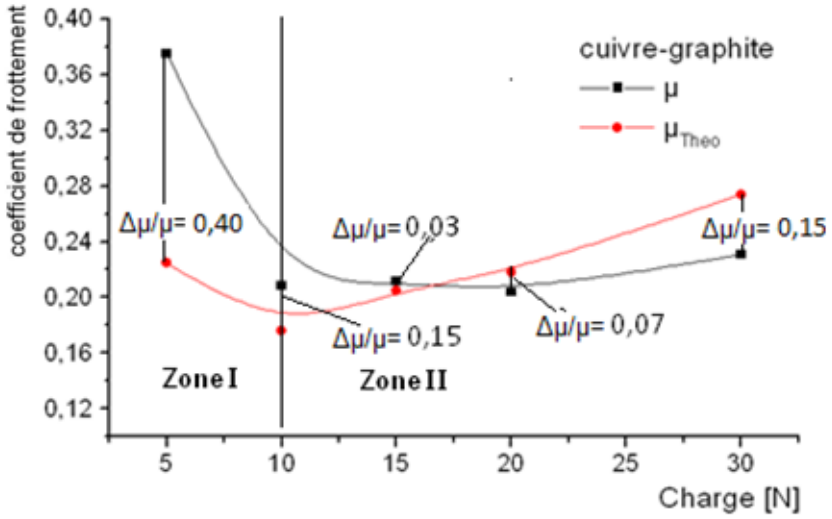


Figure 4. Confrontation des modèles théorique et expérimental du couple cuivre-graphite en fonction de la charge pour V = 1 m/s.

4. Conclusion

La confrontation des résultats expérimentaux et théoriques, du modèle de détermination du coefficient de frottement, montre que le modèle est optimiste pour les charges supérieures à 10 N et l'incertitude relative varie selon le couple de 3 à 28%. Il semble bien que l'influence de la vitesse n'est pas prise en compte ; vu que le coefficient de frottement n'enregistre pas de grandes variations.

References bibliographiques

[1] J.R. Barber, Bounds on the electrical resistance between contacting elastic rough bodies, Proc. R. Soc. Lond. A pp.459, 53-66. 2003.

[2] E. P. Bowden and D. Tabor, The friction and lubrication of solids I, Clarendon Press, Oxford. 1950.

[3] J.A Greenwood, J.B.P Williamson, Contact of nominally flat surfaces, Proc. R. Soc. Lond. A 295, pp.300-319. 1966.

[4] J.F Archard, Elastic deformation and the laws of friction, Proc. R. Soc. Lond. A 243, pp.190-205. 1957.

[5] C. A. Coulomb, Téorie de machines Simples. Mémoire de mathématique et de Physique de l'académie Royale, Paris, pp. 161-342, 1785.

[6] B. Bushan, Tribology and mechanics of magnetic storage devices, Springer Verlag. 1990.

[7] R. C. Jonson, Optimum Design of Mechanical Elements, 2 ed., John Wiley and Sons, New York 1980.

[8] B. Bhushan and B.K. Gupta, Handbook of Tribology Materials. Coatings and Surface Treatrnents, McGnw-Hill, United States, 1991.

[9] H. J. Mathieu, E. B. Rene, Analyse et technique des surfaces, Presse polytechnique Lausane, premiere edition 2003.

[10] E. Rabinowicz, Friction and Wear of Materials, 2 Edition, Wiley, New-York,.pp. 3 15, 1995.

[11] E. P. Bowden and D. Tabor, The friction and lubrication of solids I, Clarendon Press, Oxford. 1950.

[12] M. Meiller. Etude Expérimentale du frottement outil/pièce en coupe orthogonale. PhD thesis, ENSAM Cluny, 2002.

[13] N. T. Trinh, la Modélisation du Comportement Thermomécanique et Métallurgique des Aciers Application au procédé de soudage et de traitements thermiques, thèse Doctorat de l'école polytechnique ParisTech, 2008.

[14] F. Zemzemi, Caracterisation de modèles de frottement aux interfaces Pièce-outil-copeau en usinage application au cas de l'usinage des aciers et de l'inconel 718, Thèse Doctorat de l'École Centrale de Lyon, 2007.

Étudede l'influence du paramètre charge sur le comportement en frottement et usure du couple dynamique sec bronze-acier

Djamel BEKHOUCHE[1*], Ali BOUCHOUCHA[1], Hamid ZAIDI[2], Youcef MOUADJI[3]

[1]Laboratoire de Mécanique, Faculté des Sciences de la Technologie. Université Frères Mentouri – Constantine . Campus ChaabErsas, 25000 Constantine, Algérie
[2]Département génie Mécanique et systèmes complexes, branche Mécanique des solides, CNRS, Université de Poitiers, ENSMA UPR 3346 SP2MI, Téléport 2, Boulevard Marie et Pierre Curie, Téléport 2, BP 30179,86962 FUTUROSCOPE CHASSENEUIL CEDEX, France
[3]Département de Génie Mécanique, Ecole Nationale Polytechnique Constantine, Constantine, Algérie

[*]bekhouche_djamel@yahoo.fr

Résumé - L'objet de cette étude est de mettre en évidence l'effet de paramètre charge sur le comportement en frottement et usure du couple glissant bronze-acier. Pour ce faire, un tribomètre pion sur cylindre est utilisé à l'air ambiant. Il s'agit d'un pion en bronze frottant à sec contre un cylindre tournant en acier. Les résultats obtenus, montrent que la charge normale a une influence significative sur le comportement tribologique du couple. En effet, la charge normale engendre une diminution du coefficient de frottement. En revanche, elle entraîne une augmentation de l'usure.Par ailleurs, des observations microscopiques des faces usées du pion et du disque montrent une prédominance de l'usure par adhésion et que le transfert de matière du pion vers le disque joue un rôle important et régie le comportement tribologique du couple étudié. La discussion des résultats obtenus s'appuie sur des observations réalisées au microscope optique et des analyses par profilomètre et des phénomènes observés lors du fonctionnement du couple.

Mots Clés : Frottement, Usure, Transfert de matière, Adhésion

Nomenclature

E	module d'Young	λ	conductivité thermique
R	résistance à la traction	P	la charge normale
$A\%$	allongement	V	la vitesse de glissement
HB	Dureté brinell	W	l'usure

1. Introduction

Le comportement tribologiques des matériaux en contact dépendent de plusieurs paramètres tribologiques qui sont interdépendants les uns des autres comme l'effort normal, la vitesse de glissement, la dureté du matériau, etc. Ceci rend l'étude du frottement et de l'usure au niveau du laboratoire assez spécifique, puisqu'il est difficile de reproduire, du point de vue expérimental, les mêmes conditions que celles dans lesquelles évolue un équipement industriel. Il existe de nombreuses méthodes d'essais tribologiques [1]. Les plus courantes pour les études fondamentales utilisent des tribomètres de laboratoire : essai pion-disque, essai bloc sur cylindre, essai unidirectionnel ou essai à mouvement alterné sur une plaque et l'essai des quatre sphères. Par ailleurs, le comportement tribologique des couples de matériaux dépend aussi desfilms présents à l'interface [2]. Ces phénomènes sont complexes, dépendent des conditions externes et varient largement d'un matériau à l'autre [3].Les films d'oxyde ainsi formés jouent un rôle

important dans le comportement en frottement et usure des matériaux en contact. Des travaux [4,5] ont montré que les films d'oxyde de surface sont bénéfiques au processus de friction et d'usure. De plus, le frottement et l'usure sont largement affectés par la nature et les propriétés de ces films. Or, contrairement au frottement, l'usure est un processus sensible qui peut varier d'un facteur deux ou plus, pour de faibles changements dans les conditions expérimentales [6].

Cet article présente l'étude de l'influence de la charge normale sur le comportement tribologique du contact tournant sec bronze-acier. Les expériences ont été faites dans une ambiance atmosphérique, de façon à privilégier certains mécanismes, et confirmer l'interprétation globale sur l'effet de facteur charge.

2. Dispositif expérimental

Comme il est peu aisé de reproduire les conditions réelles, même à faible échelle, l'étude a été transposée par l'adaptation d'un tribomètre pion sur cylindre monté sur un tour(figure 2). Les expériences se sont déroulées à sec dans une ambiance atmosphérique. Le cylindre(figure1.a) est de diamètre extérieur égal à 45mm est emboité entre deux cylindres en téflon (porte disque) pour la fixation dans le mandrin de tour et le pion (figure1.b)a une forme cylindrique de longueur 20mm et de diamètre égal à 8mm. Le pion appuyé contre le cylindre par une charge normale P. Les matériaux utilisés pour les disques et les pions sont respectivement le bronze et l'acier. La surface de contact est polie à l'aide d'un papier abrasif d'un grade variant entre 400 et 2000. La température ambiante est environ 22°C. La charge normale P appliquée prend les valeurs 7; 15; 18; 23 et 33 N (à l'aide des masses mortes), la vitesse linéaire V est égale à 2.4m/s. La force de frottement F est enregistrée grâce à un capteur de force fixé sur le bras du tribomètre. Le coefficient de frottement $\mu = F/P$. Quant à l'usure W, elle est obtenue par pesage des échantillons à l'aide d'une microbalance de 10^{-5} g avant (m_i) et après (m_f) chaque essai: $\Delta m = m_i - m_f$. Chaque essai dure 2400 s.

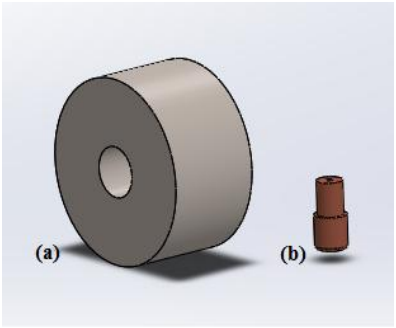


Figure 1 : (a) pion, (b) cylindre

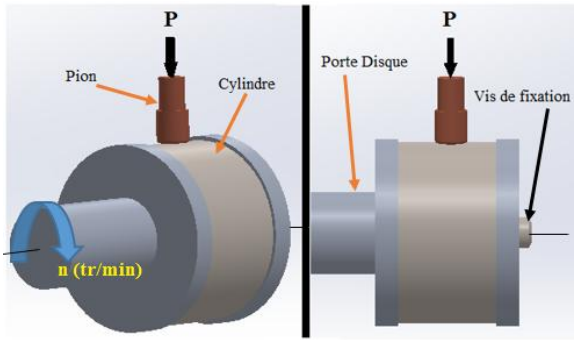


Figure 2 : contact pion-cylindre

3. Matériaux utilisés

Les tableaux ci-dessous donnent les compositions chimiques et les caractéristiques mécaniques des matériaux utilisés.

Tableau 1 : composition chimique des matériaux du couple

Matériaux	C	Si	Mn	P	S	Cr	Cu	Sn	Pb	Zn
20MnCr5	0.22 max	0.4	1.4	0.025	0.035	1.3	/	/	/	/
CuSn7 Zn4 Pb7	/	/	/	/	/	/	Reste	6 à 8 max	5 à 7 max	2 à 5 max

Tableau 2 : Caractéristiques mécaniques de l'acier et du bronze

Matériaux	R [MPa]	E [MPa]	A%	HB	λ [W/(m.K)]
20MnCr5	750	600	17	152-250	41
CuSn7 Zn4 Pb7	260	120	12	70-90	58

4. Résultats et discussion

4.1.Influence du paramètre temps sur le frottement

En examinant la courbe de la figure 3, nous constatons l'existence de deux zones distinctes :

- une phase transitoire (de rodage) qui dure de 6 à 10 minute (selon P) et au cours de laquelle µ augmente, atteint un maximum puis diminue. La valeur de µmax diminue quand P augmente, car la mise en adaptation est plus rapide lorsque P est élevée (surface réelle de contact devient suffisante pour supporter P).

- une phase établie, atteinte par stabilité des conditions de fonctionnement à l'interface (nombre de particules d'usure arrachée devient constant). L'allure de la courbe confirme cette interprétation.

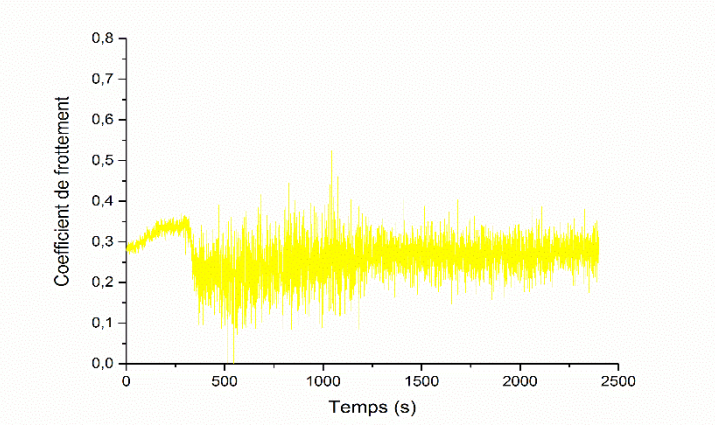


Figure 3 : Evolution du frottement µ en fonction du temps (P=33 N, V=2,4 m/s)

Durant la période initiale les contacts sont de nature métallique, ainsi que les transferts. Il y a très peu de débris d'usure (l'aire réelle de contact très réduite) dans le contact. Avec le temps cette aire augmente par fluage, les débris se forment et les conditions de frottement deviennent stables; ce qui facilite le glissement entre les deux surfaces et le coefficient de frottement atteint une valeur quasi constante.

4.2.Influence de la charge normale sur le coefficient de frottement

La figure 4 présente la variation de µ en fonction de la charges P. Nous remarquons que le coefficient de frottement diminue rapidement entre 7 N et 18 N et montre une diminution modérée jusqu'à la charge 33 N et a tendance de se stabiliser.

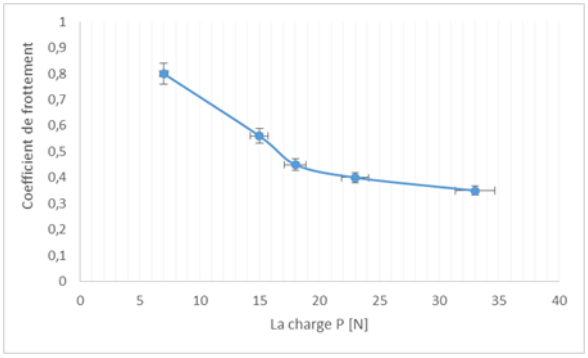


Figure 4 : Evolution du frottement µ en fonction de la charge normale(V= 2,4 m/s)

D'une manière générale, l'augmentation de la charge conduit à une diminution du coefficient de frottement [7], ceci est dû principalement au mécanisme de transfert du pion vers le disque (figure 5). En effet, aux faibles charges les surfaces s'accrochent par imbrication (enchevêtrement) des aspérités des antagonistes, augmentant ainsi l'adhérence des surfaces en contact. Par contre, quand la charge augmente, la force tangentielle augmente aussi, les déformations plastiques deviennent de plus en plus importantes (figure 6), la chaleur générée par frottement mécanique et la température de contact s'accroissent favorisant ainsi l'oxydation des surfaces et génère un film d'oxyde jouant le rôle de lubrifiant. De plus, le détachement des particules de bronze et leur transfert sur la contre face favorise le glissement.

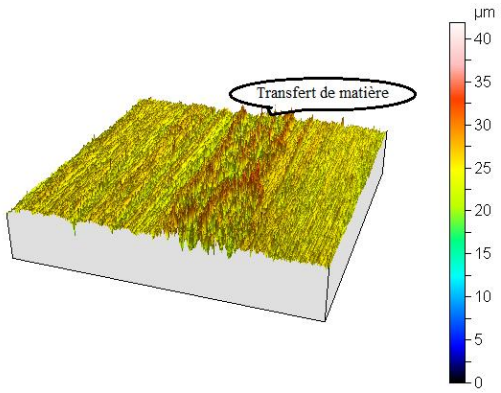


Figure 5 : vue en profilomètre 3D dela face usée du disque (V= 2.4m/s, P= 23N)

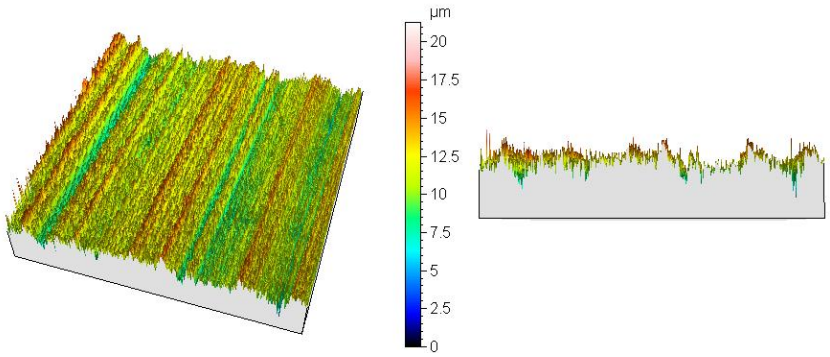


Figure 6 : vue en profilomètre 3D dela face usée du pion (V= 2.4m/s, P= 33N)

4.3.Influence de la charge normale sur l'usure

L'évolution de l'usure W en fonction de la charge est représentée graphiquement par la figure 7. Nous remarquons que l'usure augmente presque linéairement avec P.

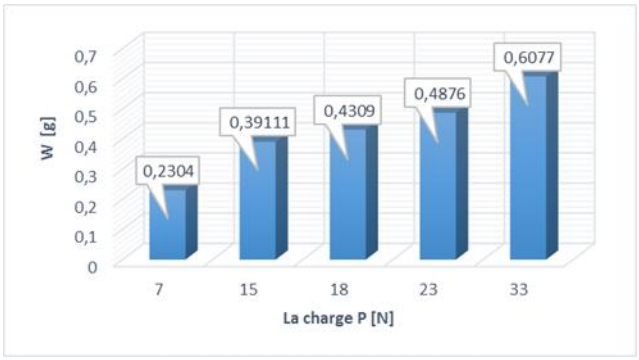
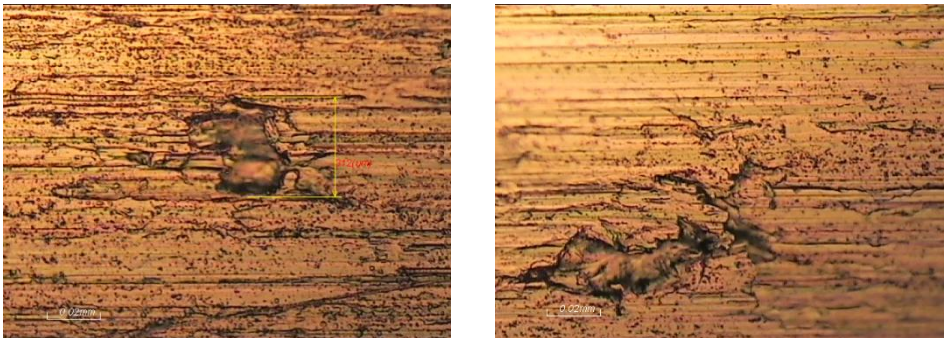


Figure 7 : Evolution de l'usure en fonction de la charge (V= 2.4 m/s)

L'accroissement de la charge normale, engendre une augmentation de l'aire réelle de contact et du transfert de bronze. Durant le fonctionnement de ce couple, nous avons observé l'apparition à l'interface de deux types de débris issus de l'usure des antagonistes. Les gros débris, aussitôt formés, ces débris sont évacués hors-piste de friction. En revanche, les débris de taille plus fines sont interposés à l'interface et participent au processus d'usure par abrasion en accélérant l'enlèvement de la matière. En effet, les débris broyés s'agglomèrent et recouvrent la surface, provoquant une usure de plus en plus intense. De plus, dans ces conditions, l'augmentation de la charge provoque la destruction de la surface (pion en bronze)(figure 8), par les transformations, due aux échauffements superficiels.



(a) (b)

Figure 8 : vue en microscopie optique de la face usée du pion (a) 18 N, (b) 33 N (V= 2.4m/s)

5. Conclusion

Cette étude nous a permis d'apporter une réponse à certaines questions relatives au frottement et usure d'un pion en bronze soumis à une charge normale pour un contact glissant à sec contre un disque en acier.

Il ressort que la charge normale a un effet significatif sur le comportement en frottement et usuredu couple. En effet, quand la charge augmente, le frottement diminue. Par contre, l'usure augmente.

Le transfert du bronze sur la surface du disque influe directement le comportement tribologique du couple. En fait, il facilite le glissement entre les deux surfaces et joue le rôle d'un film lubrifiant solide.

Références

1. G. Zambelli, L. Vincent, Matériaux et contacts, une approche tribologique, Presse polytechniques et universitaires romandes, Suisse, 1998.
2. H. Da Hai, M. Rafael, A novel electrical contact material with improved self-lubrication for railway current collectors, Wear 249 (2001) 626-636.
3. D. Paulmier, A. Bouchoucha, H. Zaidi, influence of the electrical current on wear in a sliding contact copper-chrome steel, and connection with the environment, Vacuum, 41(1990) 2213-2216.
4. Z.L. Hu, Z. Chen, J.T Xia, G.Ding, Effect of PV factor on the wear of carbon brushes for micromotors , Wear 265 (2008) 336-340
5. Z.L. Hu, Z. Chen, J.T Xia, Study on surface film in the wear of electrographite brushes against copper commutators for variable current and humidity, Wear, 264 (2008) 11-17.
6. N. Soda, T. Sasada, Mechanism of lubrication by surrounding gas molecules in adhesive wear, ASME. J. Lubr. Technol, 100, 492, 1978.
7. Y. Mouadji, Effets du courant électrique sur le mécanisme de croissance de la couche d'oxyde à l'interface des contacts électrodynamiques cuivre-graphite et graphite-graphite, thèse de doctorat. Université Frères Mentouri,Constantine, 2013.

Influence des paramètres de frottement sur l'usure et la dureté de la surface chromée

RAMDANE Sabrina, FOUATHIA Athmane

Laboratoire de Mécanique. Département de Génie mécanique, Faculté des Sciences de la Technologie. Université Frères Mentouri – Constantine 1. Campus Chaab Ersas, 25000 Constantine, Algérie.

Sabrina.sabr@hotmail.fr

Résumé : Ce travail concerne l'effet des facteurs de revêtements électrolytiques sur la rugosité de la surface de l'acier faiblement allié le 42CrMo4. Nos essais consistent à soumettre les échantillons à des tests d'usure en termes de perte de masse en fonction de l'intensité et la température du bain pour des charges et des vitesses de glissement variable.

Mots clés : revêtement, dépôt, rugosité, température, intensité du courant, usure

Nomenclature

μ : le coefficient de frottement.	V : vitesse de rotation de disque.
P : Charge appliquée contre le disque.	HV : dureté Vickers.
W : perte de masse.	

1. Introduction

Les équipements industriels sont perturbés par des dysfonctionnements qui affectent les coûts de production, la disponibilité et la sûreté des installations, la qualité des produits et des services, la sécurité des personnes… On peut se représenter la maintenance comme une sorte de régulateur qui élabore des actions pour limiter les effets de ces perturbations et permettre d'atteindre ainsi les performances exigées [1]. Les caractéristiques mécaniques des mâtereaux jouent un rôle important dans la maintenance vu qu'on peut optimiser les conditions de la maintenance en les améliorant.

Parmi Les techniques modernes, pour l'amélioration des caractéristiques surfaciques des matériaux métalliques, se distingue les dépôts électrolytiques. Le chromage par dépôt électrolytique avec des épaisseurs variable est un traitement de revêtement appliqué à la plupart des aciers faiblement allié, son objectif est l'amélioration des caractéristiques tribologiques de l'objet traité aux propriétés mécaniques initiales modeste (augmentation de la dureté, de la résistance à l'usure, diminution du coefficient de frottement et la bonne tenue contre la corrosion). Vu le faible coefficient de frottement, le chromage de certaines pièces, permet d'améliorer leur fonctionnement et leur durabilité.

Les revêtements électrolytiques sont aujourd'hui largement utilisés dans l'industrie, au vu de l'intérêt économique qu'ils présentent, notamment pour la construction des vérins d'engins industriels. Cette nécessité d'améliorer les propriétés de surface des matériaux, a conduit au développement de la technique du Chromage dur déposé sur un substrat aux propriétés mécaniques plus modestes. En chromant certaines pièces travaillant au frottement, on améliore entre autres leur fonctionnement. L'épaisseur de la couche de chrome dur varie selon l'application entre 20μm jusqu'à 500μm.

2. caractéristiques mécaniques surfaciques de la couche du chrome

Le métal de base est un acier faiblement allié 42CrMo4. Les caractéristiques mécaniques et sa composition chimique sont données respectivement dans les (Tab. 1) et (Tab. 2).

Tableau1 : Caractéristiques mécaniques du substrat

Dureté	270 à 330 HB = 26 – 27 HRC
Limite élastique	Rp (MPa/mm²) = 650
Résiste à la traction	Rm (MPa/mm²) = 900 – 1100
Allongement	A % (mm) min = 12
Résilience	min = 41 (j/cm²)

Tableau2 : Composition chimique du substrat

Elément	*5.1. Teneur*
C	0,38 – 0,45
Si	0,15 – 0,40
Mn	0,50 – 0,80
P	Max : 0,035
S	Max : 0,035
Cr	0,90 – 1,20
Mo	0,15 – 0,30

2.1. Dépôt

Les dépôts en chrome dur ont été réalisés sur le substrat, en tenant en compte des paramètres de l'électrolyse tels que : l'intensité de courant 50A, la température 60 °C, la teneur des catalyseurs, la concentration en CrO_3 et le polissage électrolytique avant revêtement.

3. Tests d'usure

2.2.Dispositif expérimental

Pour étudier l'influence des paramètres du revêtement et la résistance à l'usure des différents dépôts réalisés, nous avons fait subir aux échantillons des essais de perte de masse sur un tribomètre de type pion disque TE 91 (Figure. 1) qui comporte un moteur à courant continue de vitesse maximal de 4000 tr/mn, un capteur de vitesse et une cellule de charge qui nous permet d'avoir des charges allant jusqu'à 40N.

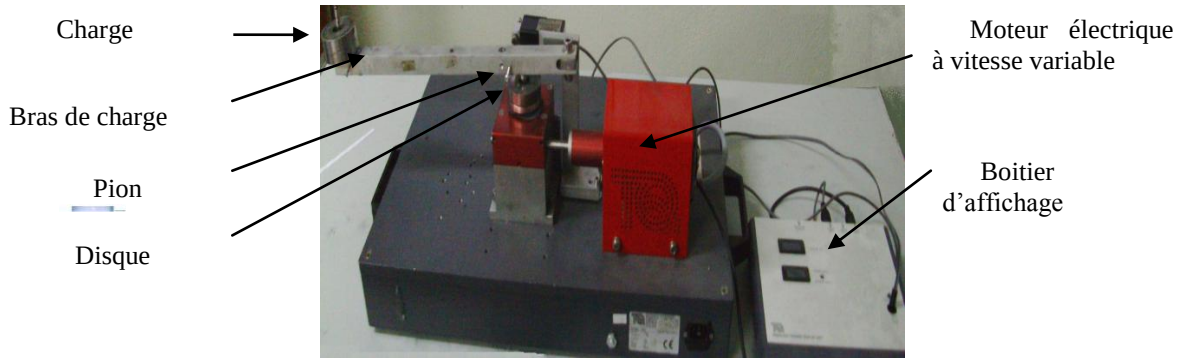


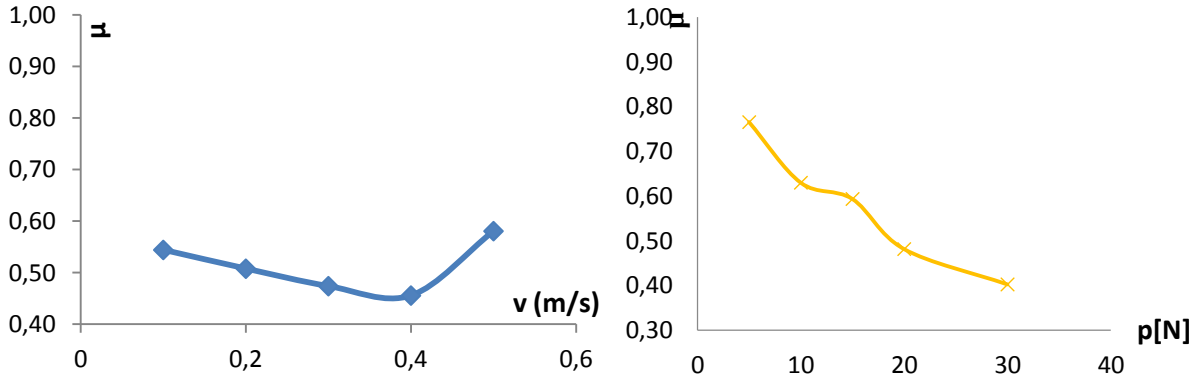
Figure 1: Tribomètre TE 91.

2.3.Déroulement des expériences

Le tribomètre utilisé se base sur le même principe, est présenté sur (Fig. 1). Le pion est de forme cylindrique de longueur 20 mm et de diamètre 8 mm. Il est chargé contre un disque par des charges variables (5N, 10N,,,, 30N). Le disque a un diamètre de 100 mm et une épaisseur égale à 15 mm fixé sur un support qui tourne à des vitesses de rotation entre 0.1 à 0.5 M/S. L'usure est alors caractérisée par la quantité de matériau perdue lors de ce frottement.
Nous avons effectués les essais en deux parties avec des paramètres:

- **Essai de Frottement Partie 1:** la charge égale à 20N et la vitesse de glissement variable (0.1,,, 0.5 M/S) pour les échantillons (D2, D4, D5, D6 et D8), afin de mettre en évidence de l'influence de la vitesse sur l'usure .
- **Essai de Frottement Partie 2:** la charge variable (5,,, 30 N) et la vitesse de glissement égale à 20N pour les échantillons (D3, D7, D9, D12 et D13), afin de mettre en évidence de l'influence de la charge sur l'usure.

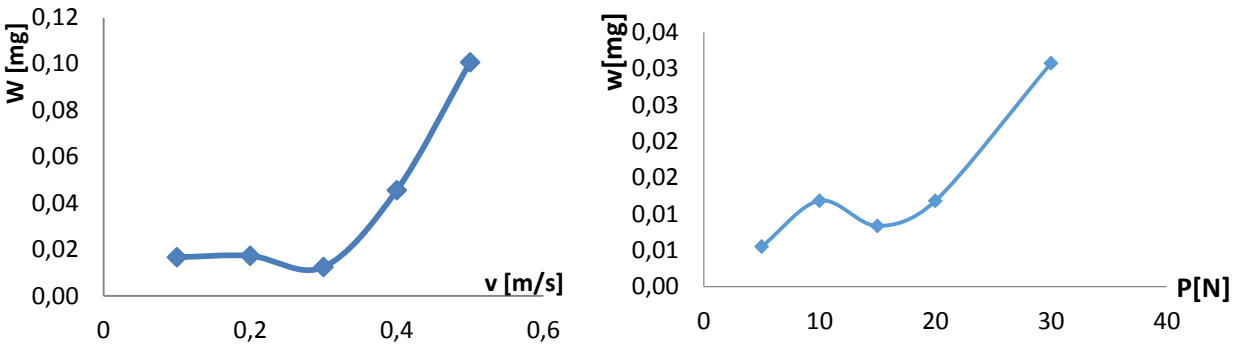
4. Influence des paramètre des frottement sur la rugosité et l'usure



a. Courbe des essais de frottement Partie 1 *b. Courbe des essais de frottement Partie 2*

Figure .2. Variation du Coefficient de frottement.

La Figure. 2 nous démontre qu'en augmentant la charge le coefficient de frottement diminue, cependant en augmentant la vitesse il diminue puis rehausse légèrement à la vitesse 0,5 m/s.



a. Courbe des essais de frottement Partie 1 *b. Courbe des essais de frottement Partie 2*

Figure.3. Variation de la perte de masse.

On remarque clairement sur la Figure.3 que la Perte de masse augmente proportionnellement en accélérant la vitesse de rotation, de même qu'en augmentant la charge.

5. L'essai de la micro durete

Sur la Figure 4, on peut remarquer, que la microdureté dans la couche de chrome diminue progressivement et devient presque constante lorsque le substrat est atteint. Le substrat a subit une partie de la déformation plastique engendrée par l'indentation. Par conséquent, la valeur de la microdureté calculée à partir de l'empreinte mesurée, est le résultat des contributions conjointes du substrat et du film.

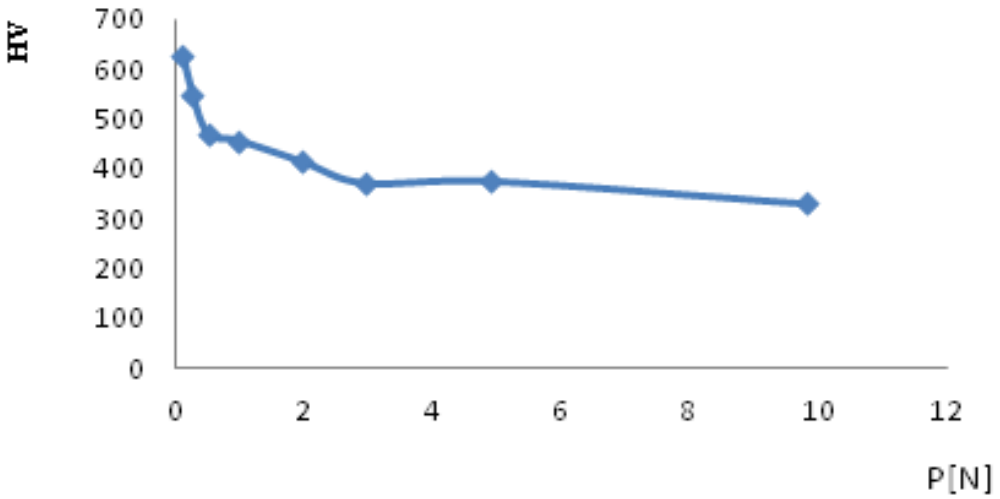
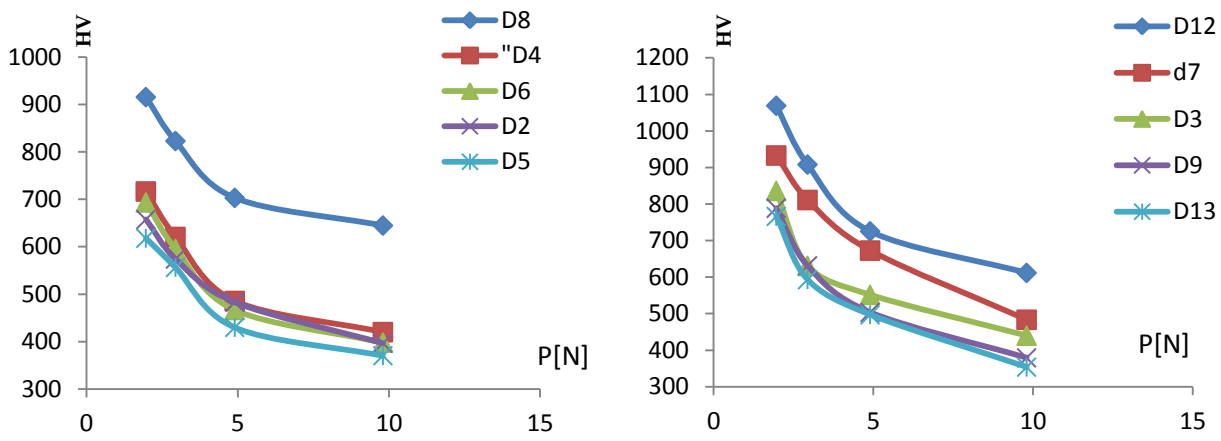


Figure 4: Variation de la microdureté en fonction de la charge avant l'essai de frottement.



a. Courbe des échantillons de la Partie 1 *b. Courbe des échantillons de la Partie 2*

Figure.5: Variation de la microdureté en fonction de la charge après l'essai de frottement

La Figure 5 nous montre que plus l'épaisseur de la couche n'est importante, plus la contribution du film n'est importante. On remarque aussi la microdureté est plus élevée pour les échantillons de la partie 2 des essais de frottement.

6. Observations microscopiques des surfaces usees (meb)

Le M.E.B (Microscopie Electronique à Balayage) est un outil indispensable pour l'analyse des surfaces en tribologie, pratiqué sous vide, il permet de décrire la topographie, la cristallographie de la surface et l'analyse qualitative.

Nous avons effectué la Microscopie M.E.B sur la surface d'un échantillon vierge n'ayant pas subis d'essai de frottement (Figures 6) et sur la surface de l'échantillon D8 (Figure 8). Les analyses EDAX ont été effectuées sur la portion de l'échantillon représentée par une croix sur les micrographies (Figures 6 et 8).

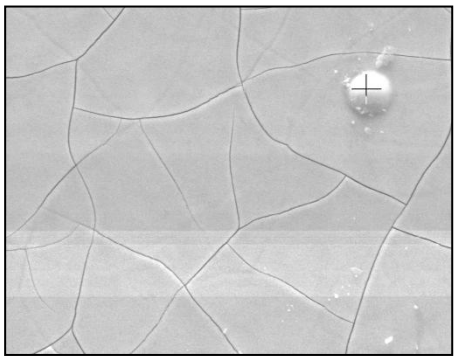
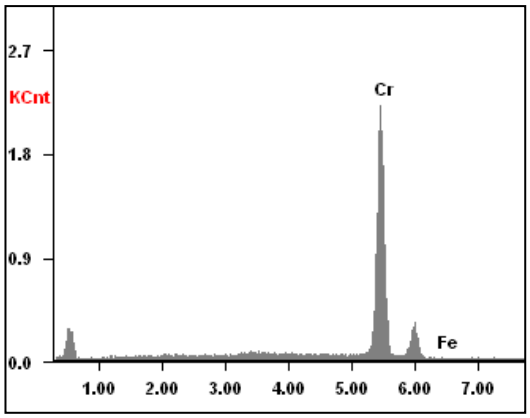


Figure 6. Micrographie obtenue par (M.E.B) de la surface chromée



Element	Wt%	At%
CrK	100.00	100.00
FeK	00.00	00.00

Figure7. Analyses EDAX réalisées sur la surface chromée

On distingue nettement sur la Figure 7 la teneur élevée en Chrome sur la surface de l'échantillon vierge alors que le Fer est quasiment inexistant.

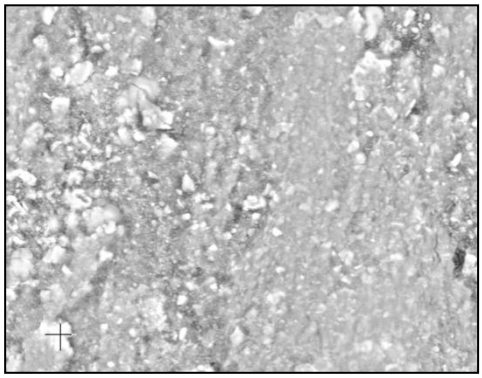
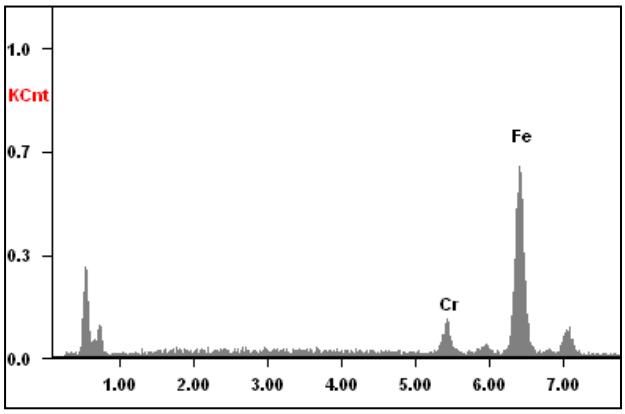


Figure8. Micrographie obtenue par (M.E.B) sur la surface usée D8 (p=5N)



Element	Wt%	At%
CrK	08.64	09.22
FeK	91.36	90.78

Figure9. Analyses EDAX réalisées sur la surface usée D8 (p=5N)

Sur la Figure 9 il est apparent que la teneur en Chrome sur la surface usée de l'échantillon D8 a été réduite ostensiblement alors que la teneur en Fer a atteint une teneur supérieur à 90%.

7. Conclusion

Dans ce travail, nous concluons que les petites charges 5N engendrent une vibration du pion sur le disque et cela crée un mouvement irrégulier, cela va engendrer une rugosité ce qui a détruit la surface du matériau. La rugosité est élevée l'essai de la charge 30N vue qu'elle est engendrée par l'effet de frottement (charge lourde) qui arrive à nous retirer des feuilles de chrome au-dessus du substrat.

Ainsi que l'effet de frottement (charge 20N vitesse 0.3m/s) parvient à nous retirer des feuilles de chrome au-dessus du substrat comme nous a démontré clairement la micrographie M.E.B, la vitesse 0.3 m/s produis une vibration du pion sur le disque et cela crée un mouvement irrégulier, ce qui détruit la surface du matériau.

Les dépôts en chrome dur qui sont réalisés avec les paramètres de l'électrolyse suivants : Intensité de courant 50A, température 60°C, et un polissage électrolytique avant revêtement ; les pièces ainsi revêtues qui fonctionnent dans les conditions idéales de charge (10 à 20N) présentent une résistance élevée à l'usure permettant de prolonger la durée de vie d'une pièce critique avant qu'il faille en changer, tout en réduisant les coûts de maintenance.

.

Références

[1] D.T. Gawne, T.F.P. Gudyannga, in: K.H. Strafford, P.K. Datta, C.G. Googan (Eds.), Coatings and Surface Treatment for Corrosion and Wear Resistance, Ellis Horwood, Chichester, UK, 1984,pp. 28–45..

[2] Antoine Despujols, Méthodes d'optimisation des stratégies de maintenance, MT 9 050 Techniques de l'Ingénieur, France, 04/06/2012.

[3] M. Godet, Aspects mécaniques de la tribologie, 6°" congrès français de mécanique, Lyon, pp.5-9, 1983.

[4] J.D.Lin, J.G. Duh, Fracture toughness and hardness of ceria- and yttria-doped tetragonal ceramics, Material Chemistry and Physic, 78, Issues 1-2 (2003), 253.

[5] A.G. Evans, E.A. Charles, Fracture toughness determinations by indentation, Journal of American Ceramic Society, 59, Issues 7-8, (1976) 371.

[6] R.F. Guffie, the Handbook of Hard Chromium Plating, Gardener, Publications Inc., USA, 1986.

[7] D.T. Gawne, T.F.P. Gudyannga, in: K.H. Strafford, P.K. Datta, C.G. Googan (Eds.), Coatings and Surface Treatment for Corrosion And Wear Resistance, Ellis Horwood, Chichester, UK, 1984, pp. 28–45.

[8] D.T. Gawne, T.F.P. Gudyannga, in: K.H. Strafford, P.K. Datta, C.G. Googan (Eds.), Coatings and Surface Treatment for Corrosion and Wear Resistance, Ellis Horwood, Chichester, UK, 1984, pp. 28–45.

Étude comparative des modèles de contact entre deux surfaces rugueuses

A. Tchanderli braham[1], A. Cherfia[1]

[1]Laboratoire de mécanique, Département de Génie mécanique, Faculté des Sciences de la Technologie. Université des Frères Mentouri – Constantine . Campus ChaabErsas, 25000 Constantine, Algérie

a.tchanderli@outlook.fr, cherfia_abdelhakim@yahoo.fr

Résumé :

Les propriétés de surface jouent un rôle très important dans tous les systèmes tribologiques et plus précisément les propriétés micro-géométriques qui influencent même les procédés de fabrications.

Modéliser un contact revient à développer un modèle qui se rapproche de la réalité et qui décrit au mieux la topographie des deux surfaces antagonistes. De nombreux chercheurs ont essayé de modéliser le comportement du contact triborugueux, mais les premiers qui ont développé un modèle statistique du contact rugueux sont Greenwood et Williamson.

L'objectif de notre étude est de revoir quelques modèles statistiques selon leurs types de contact, tribolisse ou triborugueux, et de faire une analyse comparative tout en essayant de faire ressortir la contribution de chaque modèle dans le domaine de l'étude des surfaces de contact.

Mots Clés : modèle statistique, micro-géométrie, surface rugueuse, contact triborugueux, contact tribolisse

Nomenclature

E^*:Module équivalent d'élasticité.

L :Longueur portante d'une spiraled'Archimède, [m]

m^* :moyenne des hauteurs des sommets, [µm]

m_{pq} : moment centré d'ordre q de la densité de probabilité ϕ

z : altitude sur les profils, [µm]

$\emptyset(z)$:densité de probabilité gaussienne des hauteurs d'un profil, fonction de l'altitude

$f_1(R)$: La distribution statistique gaussienne du rayon

$f_2(z)$: La distribution d'altitude.

$f(z,R)$: La probabilité pour un pic d'être un sommet.

R(β) : fonction d'autocorrélation

D (kx,Ky) : densité spectrale de puissance

p_m: pression maximale de contact [Pa]

Symboles grecs

σ: écart-type des hauteurs de profil, µm

σp :écart-type des hauteurs des sommets, µm

β: Distance de corrélation,

1. Introduction :

Dans la mécanique des contacts, le contact entre deux objets solides est considéré topographiquement lisse pour pouvoir déterminer les différents paramètres tribologiques qui

lient les deux solides en contact. Mais en réalité le contact se fait entre les sommets des aspérités qui constituent la surface réelle de contact.

La théorie de Hertz nous permet de calculer l'aire apparente. Elle est en général de 10 à 100 fois supérieure à l'aire réelle de contact entre aspérités ce qui nous induit a des résultats imprécis.

Bien que l'état de surface n'est pas parfaitement lisse et que les aspérités des surfaces sont distribuées de façon aléatoire cela n'a pas empêché de nombreux chercheurs de développer des modèles statistiques pour prédire les efforts entre aspérités de surfaces.

Green Wood et Williamson [1] furent les premiers à avoir développé un modèle statistique du contact rugueux, appelé modèle GW.

2. Modèles de contact entre surfaces lisse/rugueuse :

Il existe d'autres recherches liées au contact lisse/rugueux mais nous n'avons choisi que ceux que nous avons jugés importants suivant leurs apports au domaine de l'étude des surfaces de contact :

2.1 Modèle Greenwood et Williamson (modèle GW)

Greenwood et Williamson [1] ont développé leur modèle en 1966 communément appelé modèle GW qui est un modèle statistique de type lisse sur rugueux en supposant que :

-la surface rugueuse est isotrope;

- les sommets d'aspérités sont sphériques avec un rayon de courbure R_c constant;

-la hauteur des aspérités est supposée suivre une distribution gaussienne (aléatoire) selon un plan moyen;

-les aspérités sont suffisamment loin les unes des autres;

-il n'y a pas de déformation globale de la surface, seules les aspérités se déforment pendant le contact.

Ce modèle est défini par trois paramètres :

- L'écart type de la distribution de la hauteur des aspérités σ_p.
- La densité d'aspérités par unité de surface.
- Le rayon de courbure des aspérités R_c qui est supposé constant.

La densité de probabilité de la hauteur des sommets s'écrit sous la forme suivante :

$$\emptyset(z) = \frac{1}{\sigma_p\sqrt{2\pi}} exp\left[\frac{-(z-m^*)^2}{2\sigma_p^2}\right] \quad (1)$$

L'idée principale de ce modèle est de représenter le comportement d'une aspérité quelconque, faisant parti du contact. Comme les aspérités sont supposées indépendantes, en intégrant ce résultat sur l'ensemble des aspérités participant au contact, on obtient les grandeurs macroscopiques généralement accessibles : charge totale, aire réelle de contact et éventuellement la pression moyenne de contact.

2.2 Modèle Whitehouse et Archard (modèle WA) :

Whitehouse et Archard [2] élaborent leur modèle en 1970. Ils considèrent que la représentation des surfaces aléatoires (gaussienne) suivant le modèle GW est incomplète ou imprécise, Archard et Whitehouse vont donc tenir en compte de la variabilité de la

distribution du rayon de courbure des sommets des aspérités contrairement au modèle GW (R_c constant).

Donc pour eux si un profil de surface est de type aléatoire alors il peut être défini par deux paramètres seulement :

-la distribution des hauteurs des aspérités (qui n'est pas la distribution des sommets telle que définie par le modèle GW) ;

-la fonction d'autocorrélation ;

La fonction d'autocorrélation du profil est définie par la formule :

$$R(\beta) = \lim_{L\to\infty} \frac{1}{L} \int_{-\frac{1}{2}L}^{+\frac{1}{2}L} z(x)z(x+\beta)dx \quad (2)$$

2.3 **Modèle de Nayak :**

Nayak [3] (1971) considère que la théorie des sommets des aspérités de forme sphérique (modèle GW) est souvent invalide.

L'approche de Nayak utilise les techniques de la théorie du processus aléatoire en se basant sur les travaux de Longuet-Higgings (1957) sur les surfaces aléatoires des océans.

Ces techniques reposent sur deux hypothèses :

- les statistiques de la surface sont les mêmes que le profil de la surface;
- les aspérités ont des extrémités sphériques.

La modélisation proposée par Nayak pour les surfaces aléatoires gaussiennes est basée sur la seule hypothèse : la hauteur d'un point quelconque de la surface est une variable aléatoires dont les coordonnés sont deux variables indépendantes.

Le modèle proposé par Nayak est défini par les trois fonctions suivantes :

-la fonction d'autocorrélation ;

- la densité spectrale de puissance D (k_x,k_y).

-les moments de la densité spectrale de puissance m_{pq}.

2.4 **Modèle de Robbe-valloire (modèle FRV1) :**

Plus récent que les autres modèles (2001), Robbe-Valloire [4] développe son modèle en décrivant les surfaces rugueuses comme étant des processus statistiques dont les paramètres sont tirés de la norme ISO 12085 (1996) appelée « norme motifs ».

Ce modèle décrit les surfaces en se basant sur un modèle probabiliste qui tient compte de la variabilité des altitudes des sommets et les rayons de courbure des aspérités.

Les théories des autres modèles utilisent des paramètres non standardisés et parfois difficile à mesurer d'où l'idée de Robbe-Valloire d'introduire des paramètres normalisés.

En couplant la distribution d'altitude et de rayon et en les considérant comme des variables indépendantes, la probabilité pour un pic d'être un sommet d'altitude z et de rayon R est donnée par :

$$f(z,R) = f_2(z)f_1(R) \quad (3)$$

Ce modèle, contrairement aux autres, se caractérise par son indépendance de la forme de surface à étudier. Il peut être donc appliqué à plusieurs types de surfaces.

2.5 **Modèle de Francis (1977):**

Francis [5] définit un nouveau modèle probabiliste pour le comportement mécanique de l'interface entre deux surfaces nominalement planes rugueuses qu'il considère plus réaliste que les modèles précédents.

Dans son modèle, Francis suppose que le contact entre deux surfaces techniques nominalement planes est équivalent au contact entre une surface somme et un plan lisse. La surface somme est supposée être gaussienne et isotrope ce qui permet de décrire la hauteur et la courbure des pics, qui sont considérées comme des variables aléatoires corrélées, par la fonction densité de probabilité dérivée par Nayak [3].

En 1982, Francis a critiqué son propre modèle et les modèles d'aspérités probabilistes [6]. Il considère que ces modèles ont quatre principaux défauts :

- Les hypothèses concernant les distributions de probabilité de hauteur, de forme et de position latérale d'aspérités sont nombreuses

- Cela demande de choisir quelle(s) échelle(s) d'aspérités est (sont) pertinente(s).

- Ces modèles se limitent à des aires de contact discret qui se déforment indépendamment les unes des autres.

- Ils ne peuvent pas prédire une géométrie discontinue.

Francis présente un nouveau modèle éléments finis déterministe pour les surfaces rugueuses en contact en prenant comme données d'entrée des profils ou des surfométries de deux surfaces.

3. Modèles de contact entre surfaces rugueuses :

Contrairement au premier type de contact, le nombre de recherches liées au contact rugueux sur rugueux reste limité et nous n'avons choisi que trois modèles :

3.1 **Modèle Greenwood et Tripp :**

Grenwood et Tripp [7] sont les premiers à avoir étudié la possibilité de modélisation du contact entre deux surfaces rugueuses en 1970, par une transformation mathématique et cela en simplifiant le problème de contact en supposant que le contact se fait entre une seule surface rugueuse, qui représente les deux surfaces en contact mais différente de chacune d'entre-elles, et un plan lisse parfaitement rigide avec prise en compte du désalignement. Ce concept est connu sous le nom de « Concept de surface somme ».

Les auteurs établissent les équations régissant l'aire réelle de contact et la charge totale appliquée en fonction de la distance entre les plans moyens de chacune des deux surfaces et montrent qu'ils ne dépendent pas des hauteurs individuelles mais de leur somme.

Ils établissent par ailleurs qu'il n'est pas nécessaire que les deux surfaces aient la même distribution de hauteurs et que le désalignement a peu d'influence sur les résultats, même si sa prise en compte tend à améliorer la proportionnalité entre la charge et l'aire réelle de contact.

La figure 1 présentes deux surfaces rugueuses en vis-à-vis dont les plans moyens des hauteurs sont distants de d. La transformation proposée par

Greenwood et Tripp remplace une surface par un plan lisse rigide mais conserve en tout point la distance entre les deux surfaces.

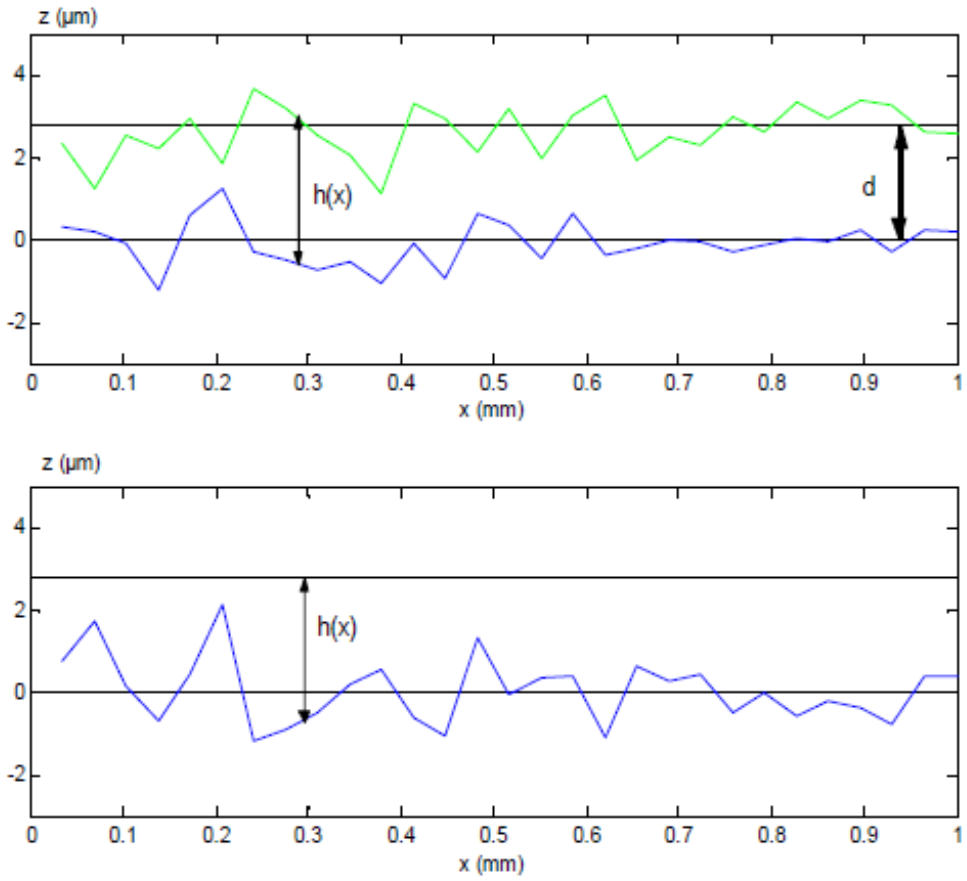


Figure 1 : Illustration du concept de surface somme

3.2 **Yamada et Al (1978) :**

Le modèle proposé par Yamada [8] repose sur les hypothèses suivantes :

- Les aspérités des surfaces sont sphériques au moins à proximité de leur sommet avec un rayon de courbure constant.
- La distribution des pics des aspérités est aléatoire et aucune interférence ne se produit entre aspérités voisines.
- La déformation des aspérités obéit à la théorie de Hertz et n'est pas influencée par la force de frottement qui agit sur les contacts.

Yamada et Al ont commencé par une étude du contact entre une surface rugueuse et un plan lisse en se basant sur le modèle GW, ensuite entre deux surfaces rugueuses

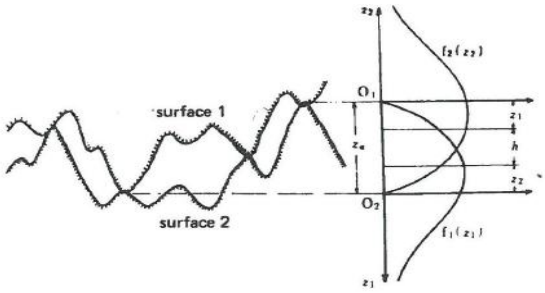


Figure 2 : contact entre deux surfaces rugueuses

Ils déterminent ainsi :la force normale, la force de frottement, l'aire réelle de contact, le nombre de points de contact et la fonction densité de probabilité est calculée en utilisant deux distributions à savoir la distribution normale et la distribution de Rayleigh (distribution réelle des hauteurs d'aspérités).

3.3 **Modèle CEB (1987) :**

Le modèle CEB ou modèle de Chang, Estion, Bogy [9] est similaire au modèle GW mais tient compte de la conservation d'un certain volume contrôlé d'aspérités déformées plastiquement ainsi il garde les cinq hypothèses de départ du modèle GW.

Le modèle CEB considère, en se basant sur l'étude de Greenwood et Tripp, que le contact entre deux surfaces rugueuses peut être modélisé par un contact entre une surface rugueuse équivalente et un plan lisse.

Quand deux surfaces rugueuses sont en contact, deux plans de référence peuvent être pris. Le premier est la moyenne des hauteurs des aspérités et le deuxième est la moyenne des hauteurs de surface. Ce dernier est plus facilement obtenu expérimentalement que le premier et est plus pratique d'utilisation pour comparer les résultats des différents modèles.

Les équations du modèle CEB sont celles définies par le modèle GW, elles définissent la pression maximale de contact p_m sur une aspérité par :

$$p_m = \frac{E^*}{\pi}\left(\frac{W}{R}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{4}$$

En utilisant les mêmes notations que celles du modèle GW et ils relient cette pression de contact maximale au début de la déformation plastique à la dureté du matériau le plus mou par p_m = KH avec K le facteur de pression de contact maximum. L'interférence w_c critique à partir de laquelle apparait la déformation plastique est ainsi:

$$w_c = \left(\frac{\pi KH}{2E^*}\right)^2 \beta \tag{5}$$

Quand *w* est inferieur a *wc* le contact est élastique et dans le cas contraire le contact est partiellement plastique et la dépendance de la charge de contact et de l'aire de contact avec w doit être déterminée par un nouveau modèle basé sur la conservation de volume d'une région de l'aspérité déformée plastiquement.

La déformation de l'aspérité est supposée localisée principalement à proximité du contact. A une certaine profondeur ℓ sous le contact, l'aspérité ne se déforme pas. L'aspérité déformée est modélisée par un segment sphérique tronqué de hauteur ℓ

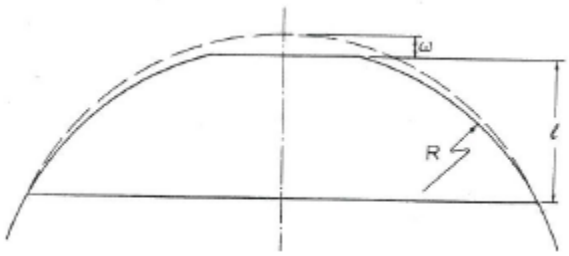


figure 3: aspérité déformée plastiquement

La différence entre le modèle CEB et le modèle GW augmente en fonction de la charge au contact ou avec la l'augmentation de l'indice de plasticité. Le modèle GW sous-estime la séparation comparée au modèle CEB.

4. Analyse des modèles :

Les modèles vus dans la première partie de cet article essayent de décrire les surfaces rugueuses grâce à d'hypothèses plus ou moins proche de la réalité. Ces modèles sont résumés dans le tableau suivant :

Tableau 1 : résumé des modèles de contact lisse/rugueuse

	Forme des sommets	Hauteurs	Courbure	Paramètres de mesure
Greenwood et Williamson (GW)	Sphères	Sommets aléatoires	Constante (moyenne)	
Whitehouse et Archard (WA)	Sphères	Surface aléatoire	Aléatoire corrélée à la hauteur	Fonction d'autocorrélation
Nayak	Pas d'hypothèse	Surface aléatoire	Aléatoire corrélée à la hauteur	Fonction d'autocorrélation, densité spectrale de puissance et ses moments
Robbe-Valloire	Pas d'hypothèse	Sommets aléatoires	Aléatoire corrélée à l'espacement	Norme « motif s »

Tous les modèles présentés ci-dessus supposent que les aspérités sont géométriquement indépendantes.

L'hypothèse de Greenwood et Williamson qui considère que la courbure des sommets des aspérités est constante n'est pas très réaliste puisque le modèle GW est basé sur un concept purement physique.

La forme particulière donnée aux sommets des aspérités dans les modèles de Greenwood et Williamson et de Whitehouse et Archard n'est dictée par aucun impératif expérimental mais elle est utile pour la modélisation du contact. Ce modèle contrairement au modèle GW est basé sur un concept purement mathématique en utilisant les mathématiques et la théorie des processus aléatoires.

Les auteurs du modèle WA supposent que les surfaces sont isotropes mais leur théorie peut être étendue aux surfaces anisotropes.

Les paramètres proposés par Nayak sont accessibles par des mesures profilo-métriques mais ces mesures présentent une forte variabilité, ce qui rend délicat leur interprétation. De plus, si on souhaite traiter le cas de surfaces non-isotropes il faut considérer un nombre important de paramètres (neuf), ce qui rend la modélisation difficile à mettre en œuvre.

La modélisation de Robbe-Valloire propose une description statistique dont tous les paramètres sont normalisés.

Le modèle propose une réelle indépendance entre la hauteur des sommets et leur courbure et attribue la variabilité de celles-ci à la variabilité de la distance entre les aspérités et donc peut être appliqué à une grande variété de surfaces spécialement les pièces tournées.

De plus, la statistique proposée pour les rayons de courbure est log-normale, ce qui est plus réaliste compte-tenu du fait qu'on ne rencontre pas d'aspérité à rayon de courbure négative (il s'agirait d'un creux).

Greenwood et Tripp montrent que le contact entre deux surfaces rugueuses peut être modélisé par le contact d'un plan avec une surface rugueuse équivalente « concept de surface somme ».

Ce concept apporte simplicité et facilité dans la mise en équation des problèmes de contact entre surfaces rugueuses. Ce concept est utilisé par plusieurs chercheurs.

Yamada et Al constatent que l'aire réelle de contact et le nombre de points de contact sont grossièrement proportionnels à la charge

Les valeurs obtenues expérimentalement sont en bon accord avec les valeurs calculées avec la distribution de Rayleigh dans le domaine des charges élevées.

La modélisation GW malgré ses hypothèses simplificatrices se révèle malgré tout très pertinente en termes de prédiction de la répartition des efforts dans le contact.

5. Conclusion :

La modélisation statistique des surfaces de contact a vite évoluée et cela en commençant par les travaux de Greenwood et Williamson en 1966. Après seulement quelques années d'autres recherches ont permis d'améliorer les modèles proposés par Greenwood et Williamson en apportant d'autres théories et paramètres.

Dans le cas des contacts tribolisses, plusieurs modèles ont été validés expérimentalement. Contrairement aux contacts triborugueux où les modèles proposés restent limité.

L'étendue de notre travail reste à mettre en évidence l'apport de chaque modèle dans le domaine de la modélisation statistique des surfaces en contact et ainsi essayer de montrer l'évolution des théories et concepts avec le temps.

Références

1. J. GREENWOOD et J. WILLIAMSON, «Contact of nominally flat surfaces, »*Proc. R.Soc. A,* pp. 295-300, 1966.IN : Tony DA SILVA BOTELHO, contribution à l'étude du comportement élastoplastique de surfaces métalliques rugueuses revêtues d'un métal de faible dureté, Université de Poitiers, (2004)
2. D. WHITEHOUSE et J. ARCHARD, «The proporties of random surfaces of significancein theicontact, »*Proc. Roy. Soc. Lond. A,* vol. 316, pp. 97-121, 1970.IN : Tony DA SILVA BOTELHO, contribution à l'étude du comportement élastoplastique de surfaces métalliques rugueuses revêtues d'un métal de faible dureté, Université de Poitiers, (2004).
3. R. NAYAK, «Random process model of rough surfaces, »*J. Lub. Tech.,* vol. 93, pp. 398-407, 1971.IN :IchTachTran, Vérification de la validité du concept de surface somme par

une approche statistique du contact élastique entre deux surfaces rugueuses, École Centrale Paris (2015).

4. F. ROBBE-VALLOIRE, «Modélisations des microgéométries de surface : application àla modélisation du comportement tribologique,» Université Pierre et Marie Curie (ParisVI), 2000.IN : IchTachTran, Vérification de la validité du concept de surface somme par une approche statistique du contact élastique entre deux surfaces rugueuses, École Centrale Paris (2015).
5. H. FRANCIS, «Application of spherical indentation mechanics to reversible and irreversible contact between rough surfaces,» *Wear*, vol. 45, pp. 221-269, 1977. IN :IchTachTran, Vérification de la validité du concept de surface somme par une approche statistique du contact élastique entre deux surfaces rugueuses, École Centrale Paris (2015).
6. H. FRANCIS, «A finite surface element model for plane-strain elastic contacty,» *Wear*, vol. 76, pp. 221-245, 1982. IN :IchTachTran, Vérification de la validité du concept de surface somme par une approche statistique du contact élastique entre deux surfaces rugueuses, École Centrale Paris (2015).
7. J. A. GREENWOOD et J. H. TRIPP, «The contact of two nominally flat rough surfaces,»*Proc. InstnMech. Engrs*, vol. 185, pp. 625-633, 1970-71.IN : Tony DA SILVA BOTELHO, contribution à l'étude du comportement élastoplastique de surfaces métalliques rugueuses revêtues d'un métal de faible dureté, Université de Poitiers, (2004)
8. K. YAMADA, N. TAKEDA, J. KAGAMI et T. NAOI, «Mechanisms of elasticcontactand friction between rough surfaces, »*Wear*, vol. 48, pp. 15-34, 1978.IN : Tony DA SILVA BOTELHO, contribution à l'étude du comportement élastoplastique de surfaces métalliques rugueuses revêtues d'un métal de faible dureté, Université de Poitiers, (2004)
9. W. CHANG, I. ETSION et D. BOGY, «An elastic-plastic model for the contact of rough surfaces,» *Journal of tribology*, vol. 109, pp. 257-263, 1987. IN : IchTachTran, Vérification de la validité du concept de surface somme par une approche statistique du contact élastique entre deux surfaces rugueuses, École Centrale Paris (2015).

THEME 8

MECANIQUE DES FLUIDES

Natural convection in a cavity filled with nanofluids

Abd el Malik Bouchoucha, **Rachid Bessaïh**

Laboratoire d'Énergétique Appliquée et de Pollution Département de Génie mécanique, Faculté des Sciences de la Technologie. Université Frères Mentouri – Constantine 1. Route de Ain El Bey, 25000 Constantine, Algérie

bouchoucha.malik@gmail.com

Abstract— The present paper deals with a numerical study of natural convection in a cavity filled with nanofluids. The highest temperature value stands for the left vertical wall, T_h (heat source), the right vertical wall is kept at a low temperature, T_C and the other walls are isolated. The equations of continuity, Navier-Stocks and energy were solved by using the finite-volume method based on the SIMPLER algorithm. A computer program was developed and compared with the numerical results found in the literature. Results were presented in terms of streamlines, isotherms, local and average Nusselt numbers for the Rayleigh number($10^3 \leq Ra \leq 10^6$), solid volume fraction of nanoparticles ($0 \leq \phi \leq 0.10$), dimensionless length of the heat source (B=0.5), and the type of nanofluids (Cu, Ag, Al_2O_3 and TiO_2). The results show that the previous parameters have considerable effects on the flow and thermal fields.

Keywords— Natural convection, Nanofluid, Cavity.

Nomenclature

B	dimensionless heat source length
C_P	specific heat, J kg^{-1} K^{-1}
k	thermal conductivity, Wm^{-1} K^{-1}
L	cavity length, m
Nu_s	local Nusselt number along the heat source
α	thermal diffusivity, m^2 s^{-1}
β	thermal expansion coefficient, K^{-1}
ϕ	solid volume fraction
Θ	dimensionless temperature

Nu_m	average Nusselt number
U,V	dimensionless velocity components
X,y	Cartesian coordinates,m
X,Y	dimensionless coordinats (x/L, y/L)

μ	dynamic viscosity, kg $m^{-1}s^{-1}$
ν	kinematic viscosity, m^2s^{-1}
ρ	density, kg m^{-3}
ψ	dimensionless stream function

P	dimensionless pressure
g	gravitational acceleration, ms^{-2}

H	hot
P	nanoparticle
f	fluid (pure water)

1. Introduction

Nano-scale particle added fluids are called as nano-fluid, this technique was introduced by Choi [1]. Compared with the suspended particles of millimetres or higher, nanofluids have greater stability and rheological properties, higher thermal conductivity and negligible pressure drop. Nano-fluids seem to constitute a very interesting alternative for electronic cooling applications, micro-electromechanical systems, process heating and cooling to energy conversion and supply and magnet cooling, etc.

During the several past years, numerical studies of nanofluid free convection in a square cavity were well studied and discussed [2-6]. Aminossadati and Ghasemi [7] investigated numerical study of free convection of nanofluid in a square cavity cooled from two vertical and top horizontal walls and heated by a constant heat flux heater on its horizontal bottom wall. It was found that type of nanoparticles and the length and location of the heat source affected significantly the heat source maximum temperature. Khanafer et al. [8] investigated the heat transfer enhancement in a two-dimensional enclosure utilizing nanofluids for various pertinent parameters. They tested different models for nanofluid density, viscosity, and thermal expansion coefficients. It was found that the suspended nanoparticles substantially increase the heat transfer rate any given Grashof number. Keblinski et al. [9] found that the increase of nanofluids thermal conductivity is due to the Brownian motion of particles, the molecular-level layering of the liquid at the liquid/particle interface, the nature of heat transport in the nanoparticles, and the effect of nanoparticle clustering. Saleh et al. [10] investigated numerically heat transfer enhancement of nanofluid in a trapezoidal enclosure using Water–Cu and water–Al_2O_3, and developed a correlation of the average Nusselt number as a function of the angle of the sloping wall, effective thermal conductivity and viscosity as well as Grashof number. Cheng [11-13] studied a diversity of free convection such as non-Newtonian nanofluids about a vertical truncated cone in a porous medium, where he illustrated that increasing the thermophoresis parameter or the Brownian motion parameter tends to reduce the Nusselt number. Chou et al. [14] studied natural convection heat transfer performance in a complex-wavy-wall enclosed. The accomplished work confirms that the presented results in of this study provide a useful insight into the natural convection heat transfer of nanofluids. Oztop et al. [15] numerically analysed the problem of steady state natural convection in an enclosure filled with a nanofluid by using heating and cooling sinusoidal temperature profiles on one side. They found that the addition of nanoparticles into water affects the fluid flow and temperature distribution especially for higher Rayleigh numbers. Mahmoudi et al. [16] investigated the problem of free convection fluid flow and heat transfer of Cu–water nanofluid inside a square cavity having adiabatic square bodies at its centre. The results show that for all Rayleigh numbers with the exception of Ra $=10^4$, the average Nusselt number increases with an increase in the volume fraction of the nanoparticles. Jou and Tzeng [17] used nanofluids to enhance natural convection heat transfer in a two-dimensional rectangular enclosure for various parameters. They conducted a numerical study using Khanafer's model. They indicated that the solid volume fraction of nanofluids causes an increase in the average heat transfer coefficient.

The objective of this study is to investigate the steady laminar natural convection in a square cavity filled with nanofluid. The influence of relevant parameters such as the Rayleigh number, solid volume fraction, type of nanofluids on flow and thermal fields and on local and average Nusselt numbers were studied. This geometry has potential application in the cooling of electronic components.

2. Mathematical formulation and numerical model

2.1 Problem description

The configuration considered in this study is shown in figure 1. The fluid in the cavity is a water based nanofluid containing Copper nanoparticles. The left vertical wall is kept at a local hot temperature T_H, the right vertical wall is maintained at a local cold temperature T_C, and the remaining boundaries are adiabatic. The base fluid (water) used is incompressible, Newtonian fluid that satisfies the Boussinesq hypothesis, and the nanofluid is assumed to be incompressible and the flow is laminar. The thermo-physical properties of the nanofluid are constant, except for the variation of density, which is estimated by the Boussinesq hypothesis.

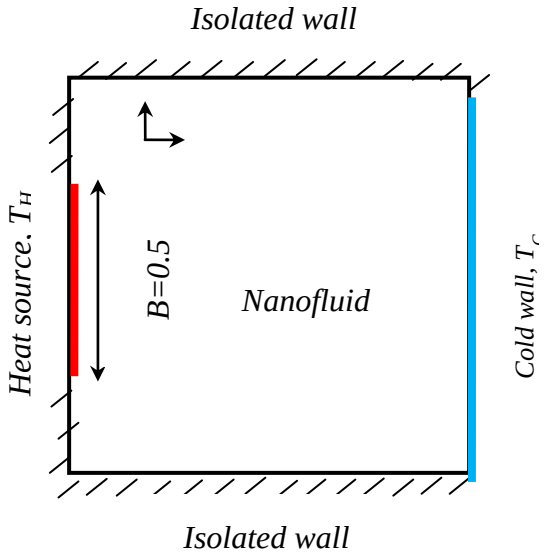


Fig. 1. A schematic diagram of the physical model.

2.2. Governing Equations

The continuity, momentum and energy equations for the laminar and steady state natural convection in the two-dimensional cavity can be written in dimensional form as f

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial y}=0 \tag{1}$$

$$u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}=\frac{1}{\rho_{nf}}\left[-\frac{\partial p}{\partial x}+\mu_{nf}\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)\right] \tag{2}$$

$$u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}=\frac{1}{\rho_{nf}}-\left[\frac{\partial p}{\partial x}+\mu_{nf}\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right)+(\rho\beta)_{nf}\,g(T-T_C)\right] \tag{3}$$

$$u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}=\alpha_{nf}\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right) \tag{4}$$

The effective density of the nanofluid is given as:

$$\rho_{n_f} = (1-\phi)\rho_f + \phi\rho_p \tag{5}$$

where ϕ is the solid volume fraction of nanoparticles.
The thermal diffusivity of the nanofluid is

$$\alpha_{n_f} = k_{nf} / (\rho Cp)_{nf} \tag{6}$$

where, the heat capacitance of the nanofluid is given by:

$$(\rho Cp)_{n_f} = (1-\phi)(\rho Cp)_f + \phi (\rho Cp)_p \tag{7}$$

The thermal expansion coefficient of the nanofluid can be determined by

$$(\rho\beta)_{n_f} = (1-\phi)(\rho\beta)_f + \phi (\rho\beta)_p \tag{8}$$

The effective dynamic viscosity of the nanofluid given by Brinkman [18] is:

$$\mu_{nf} = \frac{\mu_f}{(1-\phi)^{2.5}} \tag{9}$$

In Equation (2), k_{nf} is the thermal conductivity of the nanofluid, which for spherical nanoparticles, according to Maxwell [19] is:

$$k_{nf} = \left[\frac{(k_p + 2k_f) - 2\phi(k_f - k_p)}{(k_p + 2k_f) - \phi(k_f - k_p)}\right] \tag{10}$$

In order to cast the governing equations into a dimensionless form, the following dimensionless parameters are introduced:

$$X = \frac{x}{L} \quad ,Y = \frac{y}{L} \quad ,U = \frac{uL}{\alpha_f} \quad ,V = \frac{vL}{\alpha_f} \quad ,P = \frac{\bar{p}L^2}{\rho_{nf}\alpha_f^2}$$

$$\theta = \frac{T - T_C}{\Delta T(=T_h - T_C)} \quad ,Ra = \frac{g\beta_f L^3 \Delta T}{\nu_f \alpha_f} \quad ,Pr = \frac{\nu_f}{\alpha_f}$$

The non-dimensional continuity, momentum and energy equations are written as follows:

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \tag{11}$$

$$U\frac{\partial U}{\partial X} + V\frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{\mu_{nf}}{\rho_{nf}\alpha_f}\left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2}\right) \tag{12}$$

$$U\frac{\partial V}{\partial X} + V\frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{\mu_{nf}}{\rho_{nf}\alpha_f}\left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2}\right) + \frac{(\rho\beta)_{n_f}}{\rho_{nf}\beta_{nf}} Ra\,\mathrm{Pr}\,\theta \tag{13}$$

$$U\frac{\partial\theta}{\partial X}+V\frac{\partial\theta}{\partial Y}=\frac{\alpha_{nf}}{\alpha_f}\left(\frac{\partial^2\theta}{\partial X^2}+\frac{\partial^2\theta}{\partial Y^2}\right) \quad (14)$$

2.3. Boundary Conditions

The dimensionless boundary conditions are:

$$U=0,\quad V=0,\quad \theta=1,\quad X=0,\quad 0\le Y\le 1$$

$$U=0,\quad V=0,\quad \theta=0,\quad X=1,\quad 0\le Y\le 1$$

$$U=0,\quad V=0,\quad \frac{\partial\theta}{\partial X}=0,\quad Y=0,\quad 0\le X\le 1$$

$$U=0,\quad V=0,\quad \frac{\partial\theta}{\partial X}=0,\quad Y=1,\quad 0\le X\le 1$$

3. Numerical method and code validation

The governing equations presented in Eqs. (11)- (14)along with the boundary conditions were solved by using FORTRAN code, which using a control volume formulation [25].The numerical procedure called SIMPLER [25] was used to handle the pressure-velocity coupling. For treatment of the convection and diffusion terms in equations (12)-(14), the power-law and central difference schemes were adopted. The convergence was obtained when the energy balance between the heat source and the cold wall is less than a prescribed accuracy value, i.e., 0.1%.

3.1. Code validation

With the numerical results of Aminossadati and Ghasemi [7] at $Ra=10^5$, $\phi=0$ and 0.10 for the local Nusselt number Nu (Fig.2a) and the dimensionless temperature θ_S along the heat source (Fig.2b). As shown in Figures 2a-b, it is clear that our results are in good agreement with the numerical results of references [7].

3.2.Grid Independence Study

The study was undertaken to six grids: 122×122, 132×132, 142×142, 152×152and 162×162, 172×172 nodes. Table 2 shows the variation of the maximum values Nu_m with grid size for Cu-water nanofluid, B=1, ϕ = 0.1 and $Ra=10^5$.The changes in the calculated values are very small for three 152×152, 162×162, 172×172 grids and we noticed that the variation of Nu_m between 152×152 and 162×162 nodes is less than 0.001248 (Table 2). However, and after running tests of independence between the numerical solution and the mesh, the fourth grid 152×152 nodes was chosen to complete the calculations. This grid also gives the best compromise between cost and accuracy of calculations.

Table 1.Grid independency results (Cu-water nanofluid, B=1,ϕ = 0.1, and $Ra=10^5$)

Grid	122×122	132×132	142×142	152×152	162×162	172×172
Nu_m	5.251923	5.250128	5.248814	5.247566	5.246435	5.248814

4. Results and discussion

Figure 3 represents the variation of the average Nusselt number ratio as a function of the nanoparticles volume fraction and for heat source length B=0.5, for various values of the Rayleigh number. We show that the average Nusselt number is independent of the $Ra<10^3$. In this case, we note the improved average Nusselt number with the increasing the volume fraction of nanoparticles. This is due to the enhancement of the effective thermal conductivity of the nanofluid with the increasing of the volume of nanoparticles. It is found that the addition of nanoparticles to a significantly improve in the average Nusselt number, and the heat transfer inside the cavity is dominated by conduction regime effect. In addition, the effect of the nanoparticles is more significant in the low Rayleigh number than the high Rayleigh number. For ($10^3<Ra<10^4$), the average Nusselt number increases in a non-linear way with the increasing of Rayleigh number because the heat transfer is associated to conduction and convection regime effect. For $Ra>10^4$, the average Nusselt number increases linearly with the increase of Rayleigh number, this is justified by the high buoyancy force effects, and the heat transfer inside the cavity is dominated by convection. Also, the highest values for Nusselt number are found at $Ra = 10^6$, where a stronger buoyant flow field appears in the enclosure. The figure shows that the Nusselt numbers are starting from the same value. It is worth to remark that, the Rayleigh number values move away according to the solid volume increasing.

Figure 4 shows the variation of the average Nusselt number ratio as a function of the nanoparticles volume fraction, for various values of the Rayleigh number. We show that the average Nusselt number ratio increases almost monotonically with increasing concentration for all nanofluids, and this increase is negligible for small values of number of Ra (the natural convection mode). For high values of the Rayleigh number ($Ra=10^5$), we find the increase in the average Nusselt number ratio with the augmentation of the nanoparticles volume fraction, and this is justified by the increased of heat transfer mode by convection. Also, we see that the average Nusselt ratio decreases as a function of the nanoparticle type (Ag, Cu, Al_2O_3, TiO_2) and the lowest value of the average Nusselt ratio was obtained for TiO_2 nanoparticles, this can be justified by the effect of the heat transfer mode by conduction and their low thermal conductivity compared to the other type of nanoparticle. However, the difference between the values of the average Nusselt ratio of Ag and Cu is negligible; this is due to the thermal conductivity effect of the nanoparticle type as it has shown in table (1). In addition, we show that the average Nusselt number of the Ag and Cu nanoparticle are similar. We conclude that the highest value of the average Nusselt ratio is obtained for the type Ag nanoparticle.

Figure 5 shows the local Nusselt number profile concerned the nanofluid at $Ra= 10^5$, for different solid volume fraction values. We notice that the local Nusselt number takes highest solid volume fraction values that fact leads to its increasing. Therefore, the local Nusselt number increasing is depending to the solid volume fraction increasing.

Figure 6 shows the vertical velocity profile along the mid-section of the enclosure, one can notice that, the velocity profiles are inversed, which indicate the flow rotation direction. It is worth to remark that, the flow rises on the left side and descends near the vertical wall. It is also obviously clear that the absolute vertical velocity magnitude increases with the maximum temperature. In addition, the velocity increases according to the solid volume fraction increasing.

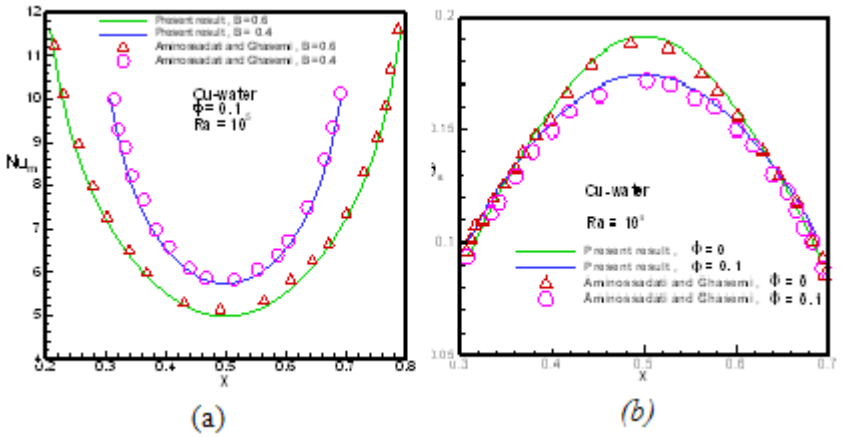


Fig. 2 .Comparison between our results and those of Aminossadati and Ghasemi [7] at Ra=10^5, ϕ=0 and 0.10: (a) Local Nusselt number Nu and (b) dimensionless temperatureθ_S along the heat source.

Figure 7 presents velocity profile along the vertical median of the enclosure for Ra= 105, and different volume fraction. Figure 7 shows a symmetric flow for a median plane of the enclosure. The flow velocity along the middle of the enclosure is equal to zero when the heat source is located to the left wall. The circulating cell on the left side of the enclosure becomes limited as the heat source moves towards the left side of the bottom wall. As a consequence, the right circulating cell grows and moves towards the centre of the enclosure. The velocity in the enclosure axis for the highest value of the Rayleigh number is very small compared to the limits levels ones where the fluid is moving with high velocities. This behaviour presents a single-phase flow. As the volume fraction increases, the velocity components of nanofluid increase as a consequence of an increase in the energy transport during the fluid. High velocity peaks of the vertical velocity component are illustrated in this figure at high volume fractions, when the heat source moves towards the middle the maximum velocity increases significantly increases, the velocity components of nanofluid increase as a consequence of an increase in the energy transport during the fluid. High velocity peaks of the vertical velocity component are illustrated in this figure at high volume fractions, when the heat source moves towards the middle the maximum velocity increases significantly.

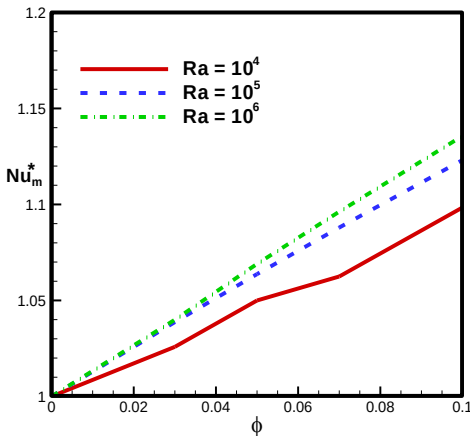


Fig.3.Variation of average Nusselt number ratio with solid volume fraction ϕ at various Rayleigh numbers .

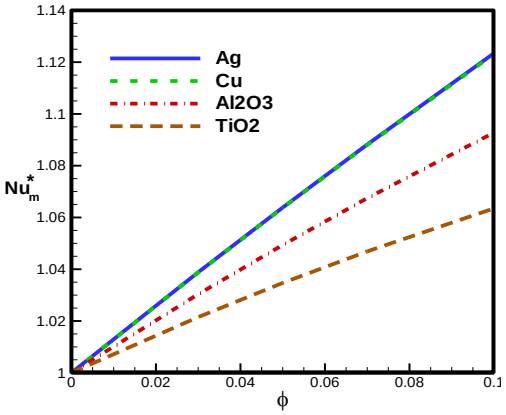


Fig.4.Variation of average Nusselt number ratio with solid volume fraction ϕ for dimensional heat source length B=0.5, at Ra=$10^5$and various nanofluids.

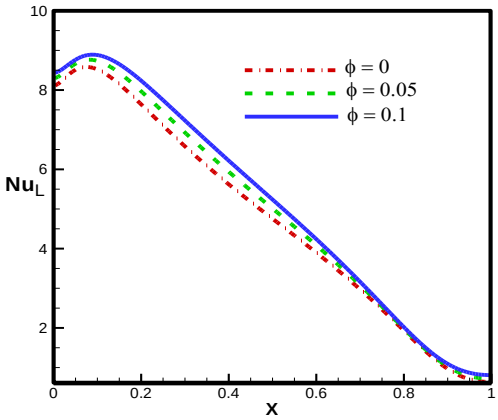


Fig.5. Profile of local Nusselt number Nu_Salong the heat source for various solid volume fractionsϕ at Ra=$10^5$and Cu–water nanofluid.

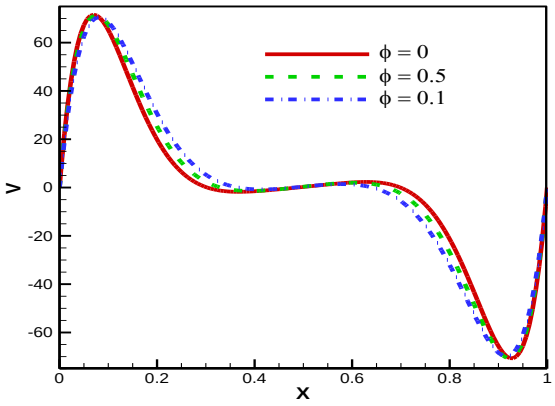


Fig. 6 Vertical velocity profiles V at Y=0.50 for various solid volume fractions ϕ at Ra=$10^5$and Cu–water nanofluid.

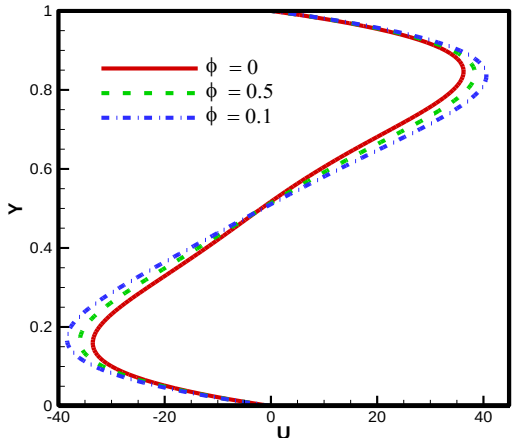


Fig. 7. Horizontal velocity profiles U at X=0.50 for various solid volume fractions ϕ at Ra=10^5 and Cu–water nanofluid.

5. Conclusion

The important concluding remarks are presented:

- The effect of nanofluid on natural convection is particularly evident for high Rayleigh numbers.
- The nanoparticles when immersed in a fluid are capable of increasing the heat transfer capacity of base fluid. As solid volume fraction increases, and the effect is more pronounced.
- The type of nanofluid is a key factor for heat transfer enhancement. The highest values are obtained when using Cu nanoparticles.

References

[1] Aminossadati, S.M, and Ghasemi, B., Enhanced Natural Convection in an Isosceles Triangular Enclosure Filled with a Nanofluid, Computers and Mathematics with Applications, 61(2011) 1739–1753.

[2] Ho, C.J., Chen, M.W., and Li.,Z.W, Numerical Simulation of Natural Convection of Nanofluid in a Square Enclosure: Effects Due to Uncertainties of Viscosity and Thermal Conductivity, International Journal of Heat and Mass Transfer, 51 (2008)., 4506–4516.

[3] Mahmoodi, M., and Sebdani, S.M., 2012, Natural Convection in a Square Cavity Containing a Nanofluid and an Adiabatic Square Block at the Center, Superlattices and Microstructures, 52 (2012) 261–275.

[4] Jmai, R., Ben-Beya, B., and Lili, T,Heat Transfer and Fluid Flow of Nanofluid-Filled Enclosure with Two Partially Heated Side Walls and Different Nanoparticles," Superlattices and Microstructures .53 (2013) 130–154.

[5] Ho, C.J., Chen, M.W., and Li.,Z.W,Numerical Simulation of Natural Convection of Nanofluid in a Square Enclosure: Effects Due to Uncertainties of Viscosity and Thermal Conductivity, International Journal of Heat and Mass Transfer, 51 (2008) 4506–4516.

[6] Ooi, E.H., and Popov, V Numerical Study of Influence of Nanoparticle Shape on the Natural Convection in Cu-water Nanofluid, International Journal of Thermal Sciences,65 (2013),178-188.

[7] S.M. Aminossadati, B. Ghasemi Natural convection cooling of a localised heat source at the bottom of a nanofluid-filled enclosure. European Journal of Mechanics B/Fluids 28 (2009). 630–640.

[8] K. Khanafer, K. Vafai, M. Lightstone, Buoyancy- driven heat transfer enhance-ment in a two- dimensional enclosure utilizing nanofluid-filled. European Journal of Mechanics B/Fluids 28 (2009). 630–640.

[9] Keblinski, S.R.Phillpot, S.U.S Choi, J.A.Eastman. Mechanism of heat flow in suspensions of nano-sized particles (nanofluides). International Journal of Heat and Mass Transfer 45 (2002) 855-863.

[10] H. Saleh, R. Roslan, I. Hashim. Natural convection heat transfer in a nanofluid-filled trapezoidal enclosure. International Journal of Heat and Mass Transfer 45(2002) 855-863.

[11] Cheng, C.Y, Free Convection of Non-Newtonian Nanofluids About a Vertical Truncated Cone in a Porous Medium,'' International Communications in Heat and Mass Transfer,39 (2012) 1348–1353.

[12] Cheng, C.Y Free Convection Boundary Layer Flow Over a Horizontal Cylinder of Elliptic Cross Section in Porous Media Saturated by a Nanofluid, International Communications in Heat and Mass Transfer ,39 (2012) 931–936.

[13] Cheng,C.Y, Natural Convection Boundary Layer Flow Over a Truncated Cone in a Porous Medium Saturated by a Nanofluid, International Communications in Heat and Mass Transfer ,39(2012). 231–235.

[14] Cho, C.C., Chen,C-L., and Chen, C.,2012,Natural Convection Heat Transfer Performance in Complex-Wavy-Wall Enclosed Cavity Filled with Nanofluid, International Journal of Thermal Sciences, 60.(2012) 255-263.

[15]Oztop, H., Abu-Nada,E., Varol,Y., and Al-Salem, K. ,Computational Analysis of Non-Isothermal Temperature Distribution on Natural Convection in Nanofluid Filled Enclosures, Superlattices and Microstructures ,49 (2011). 453–467.

[16] Mahmoodi, M., and Sebdani, M., Natural Convection in a Square Cavity Containing a Nanofluid and an Adiabatic Square Block at the Center,Superlattices and Microstructures, 52, (2012) 261–275.

[17] Jou,R.Y., and Tzeng, S.C,Numerical Research of Natural Convective Heat Transfer Enhancement Filled with Nanofluids in Rectangular Enclosures,''International Communications in Heat and Mass Transfer, 33.(2006) 727–736.

[18] H.C. Brinkman, The viscosity of concentrated suspensions and solution, J. Chem. Phys.20 (1952) 571-581.

[19] J. Maxwell, A Treatise on Electricity and Magnetism, second ed. Oxford University Press, Cambridge, UK, 1904.

Fluid/Structure interaction in open channel using CFD approach

Fouzi BENMOUSSA[1*], Hocine BENMOUSSA[1], Ahmed BENZAOUI[2]

[1] Laboratory (LESEI), Faculty of Technology, Mechanics Department. Hadj Lakhdar University, Batna, Algeria

[2] Laboratory of Thermodynamics and Energy Systems, Faculty of Physics. Houari Boumedienne Sciences and Technology University, Algiers, Algeria

*benmoussa_fouzi@yahoo.fr

Abstract - The present work deals with a numerical study of three-dimensional incompressible free-surface flow in rectilinear channel of rectangular section over a parallelepiped obstacle placed on the channel bottom wall. The finite volume computational fluid dynamics module of the Fluent software was used to solve the continuity and momentum equations. The main objective of the numerical simulation is devoted to examine the three-dimensional structure of the free-surface flow around an obstacle: Three-dimensional visualization of the interaction Fluid/Obstacle, visualization of the recirculation zone, velocity and pressure profiles. The study of the hydrodynamic effects of the obstacle on the flow consists in analyzing these processes in terms of zones of influences (upstream and downstream) in order to examine the three-dimensional structure of the free-surface flow around an obstacle.

Résumé - Le présent travail concerne une étude numérique tridimensionnelle d'un écoulement à surface libre d'un fluide incompressible dans un canal rectiligne de section rectangulaire au-dessus d'un obstacle parallélépipède s'appuyant sur l'une des parois. L'outil d'investigation étant le logiciel Fluent modèle numérique tridimensionnel en volumes finis utilisant les équations de Navier-Stockes. L'objectif principale de cette simulation est consacré à examiner la structure tridimensionnelle de l'écoulement autour d'un obstacle: visualisation tridimensionnelle de l'interaction Écoulement/Obstacle, visualisation de la zone de recirculation, profils de vitesse axiale et profils de pression. L'étude des effets hydrodynamiques de l'obstruction sur l'écoulement consiste à analyser ces processus en termes de zones d'influences (en amont et en aval) afin d'examiner la structure tridimensionnelle de l'écoulement autour de cet obstacle.

Keywords: Free-surface flow, Fluid-Structure interaction, Computational fluid dynamics, Navier-Stokes equation.

Nomenclature

U	Instantaneous velocity, $m.s^{-1}$	*Greek symbols*	
g	Acceleration of gravity, $m.s^{-2}$	ρ	Density of fluid, $Kg.m^{-3}$
P	Pression, Pa	μ	Viscosity of fluid, $Kg.m^{-1}.s^{-1}$
S	Source term	Φ	Transported property
$x,$	Cartesian coordinates	Γ	Coefficient of diffusion, $Kg.m^{-1}.s^{-1}$
		D	Deformation rate, $Kg.m^{-2}.s^{-2}$

1. Introduction

Free-surface flows in the natural environments occur in general with inhomogeneous boundary conditions because of the roughness distribution of the bottom, fixed or mobile and/or the significant deformations of the free-surface in particular when it has an impact with obstacles. The free-surface flows in rectilinear channels, the interaction between the flow and the obstacle are at the origin of secondary currents generated by the anisotropy of turbulence. These secondary currents are organized in cellular moving in a plan perpendicular to the principal direction of the flow, and their speed does not exceed 3 to 5% of the average speed [1]. In parallel, a lot of studies and mathematical models have been carried out to simulate the three-dimensional structure of the free-surface flows around an obstacle of various forms.

Among these studies we quotes those of Lu Lin et al. [2] which proposed a two-dimensional hybrid numerical model, FEM-LES-VOF for free-surface flows, which is a combination of three-step Taylor-Galerkin finite element method, large eddy simulation for turbulence model and computational Lagrangian-Eulerian volume of fluid method. Using the FEM-LES-VOF model, the free-surface flow over a semi-circular obstruction is investigated. The simulation results are compared with available experimental and numerical results. Good performance of the FEM-LES-VOF model is demonstrated. Franc Vigie [3] numerically investigated a free-surface flow over a single two-dimensional obstacle placed on the channel bottom wall. The main objective is to determine the obstacle role and its influence on the flow dynamics. Two obstacles, a semi-cylinder and a flat gaussian one are used in this work. For both obstacles, free-surface profiles in the channel centerline are performed using water depth measurements. These profiles are classified in surface waves regimes, depending on the flow parameters: the Froude number and the blocking factor, which compares the obstacle's height and the undisturbed water depth. Hydrodynamics in the obstacle vicinity is characterized with two-dimensional velocity field measurements. Mean-velocity-field topology and turbulence structure are analysed. Some of physical mechanisms, controlling the free-surface shape and the local structure of the flow, are exhibited.

The main objective of the present paper is devoted to examine the three-dimensional structure of the free-surface flow around a parallelepiped obstacle placed on the channel bottom wall in rectilinear channel of rectangular section: Three-dimensional visualization of the interaction Fluid/Obstacle, visualization of the recirculation zone, velocity and pressure profiles.

2. Physical model and mathematical formulation

We present our physical model, the assumptions, as well as the mathematical formulation which describes the phenomenon of an incompressible flow has free-surface in rectilinear channel.

2.1.Physical model

The physical model studied in this paper is horizontal channel (null slope), with length ($L_{channel}$ = 8 m), and constant rectangular section (Width $l_{channel}$ = 1.2 m, Height $H_{channel}$ = 0.4 m). To study numerically the interaction Fluid/Obstacle, a parallelepiped emerged obstacle (20 mm thickness, 0.2 m height, and 0.4 m width) was oriented perpendicular to the channel side wall to 2.6 m of the exit face of the channel as shown in Figure 1.

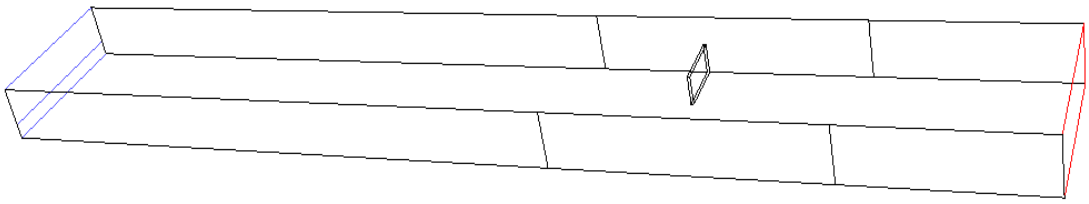


Figure 1. Physical configuration of rectilinear channel with a parallelepiped obstacle placed on the channel bottom wall

2.2.Assumptions

In order to simplify the physical and mathematical model, the following assumptions are adopted.

- The free-surface flow is incompressible and can be considered as a Newtonian fluid;
- Immiscible fluids (no interpenetration between fluids, air and water);
- The centrifugal rotational forces is negligible compared to the gravity force;
- No thermal transfer.

2.3.Governing equations

Mathematical formulation involves the Navier–Stokes equations, which are based on the assumptions of conservation of mass and momentum within a moving fluid. The continuity and momentum equations for incompressible flow may be written in the cartesian tensor notation as follows [4]:

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \tag{1}$$

$$\overbrace{\underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho U_i U_j\right)}_{terme convectif}}^{force d'énercie} = \overbrace{-\underbrace{\frac{\partial P}{\partial x_i}}_{pression} + \underbrace{\mu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2}}_{terme visqueux} + \underbrace{\rho g_i}_{force de gravité}}^{force appliquées} \tag{2}$$

The viscous term can be written according to the deformation rate tensor D_{ij} :

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho U_i U_j\right) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\mu\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right)\right] + \rho g_i \tag{3}$$

Calculations of the three-dimensional (3-D) free-surface flow in open channel are based on the solution of the transport equation (of form convection-diffusion) governing the equations of continuity and momentum:

$$\frac{\partial\left(\rho\bar{U}\Phi\right)}{\partial x}+\frac{\partial\left(\rho\bar{V}\Phi\right)}{\partial y}+\frac{\partial\left(\rho\bar{W}\Phi\right)}{\partial z}=\frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\Gamma\frac{\partial\Phi}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\Gamma\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)+S_{\Phi} \quad (4)$$

Where Φ is the transported property, Γ_{Φ} the coefficient of diffusion and S_{Φ} the source term.

The first term of the transport equation called ''Convectif term'', the second term called ''Diffusif term'', and the third term called ''Source term''.

The expressions of the transported property, coefficient of diffusion and source term vary according to the types of equations to be solved. For the continuity equation, the transported property presents the volume fraction, the coefficient of diffusion and the source term are null. For the momentum equation, the transported property presents the instantaneous velocity, the coefficient of diffusion presents the deformation rate tensor, and the source term includes the pressure and gravity term.

3. Resolution and discretisation method

3.1.Grid system and discretisation

The governing equations based on the above assumptions including continuity and momentum equations were reformulated and numerically investigated in (3-D) coordinates, which can describe the phenomenon of an incompressible free-surface flow in rectilinear channel over obstacle. The finite volume method is used to discrete the transport equation. For easy capturing of the discretisation process, the schematic diagram of grid system is shown in Figure 2, 3.

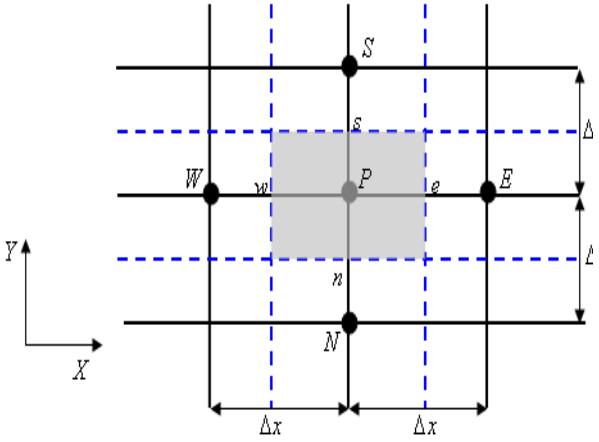


Figure 2: Schematic diagram of grid system in the channel. Vertical plane (X, Y).

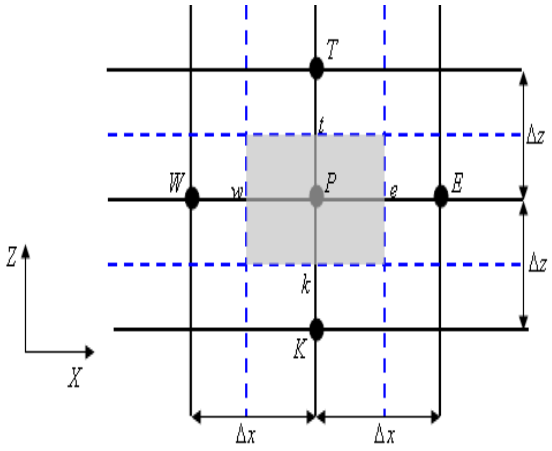


Figure 3: Schematic diagram of grid system in the channel. Horizontal plane (X, Z).

$$\int_k^t\int_n^s\int_w^e\left(\frac{\partial\left(\rho\overline{U}\Phi\right)}{\partial x}+\frac{\partial\left(\rho\overline{V}\Phi\right)}{\partial y}+\frac{\partial\left(\rho\overline{W}\Phi\right)}{\partial z}\right)dx.dy.dz=\int_k^t\int_n^s\int_w^e\left(\frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\Gamma\frac{\partial\Phi}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\Gamma\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)\right)dx.dy.dz$$

$$+\int_k^t\int_n^s\int_w^e S_\Phi dx.dy.dz \qquad (5)$$

Result discretisation of the convectif term

$$\Delta y.\Delta z\left[\left(\rho\overline{U}\Phi\right)_e-\left(\rho\overline{U}\Phi\right)_w\right]+\Delta x.\Delta z\left[\left(\rho\overline{V}\Phi\right)_s-\left(\rho\overline{V}\Phi\right)_n\right]+\Delta x.\Delta y\left[\left(\rho\overline{W}\Phi\right)_t-\left(\rho\overline{W}\Phi\right)_k\right] \qquad (6)$$

Result discretisation of the diffusif term

$$\Delta y.\Delta z\left[\left(\Gamma\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right)_e-\left(\Gamma\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right)_w\right]+\Delta x.\Delta z\left[\left(\Gamma\frac{\partial\Phi}{\partial y}\right)_s-\left(\Gamma\frac{\partial\Phi}{\partial y}\right)_n\right]+\Delta x.\Delta y\left[\left(\Gamma\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_t-\left(\Gamma\frac{\partial\Phi}{\partial z}\right)_k\right] \qquad (7)$$

Result discretisation of the source term

$$\int_k^t\int_n^s\int_w^e\overline{S}_\Phi\,dx.dy.dz=\overline{S}_\Phi\Delta x.\Delta y.\Delta z=\left(S_p\Phi_p+S_u\right)\Delta x.\Delta y.\Delta z \qquad (8)$$

The linear form of the transport equation after discretisation of all terms is:

$$a_p\Phi_p=\sum_{nb}a_{nb}\Phi_{nb}+b \qquad (9)$$

Where a_p, a_{nb} are coefficients, *nb: r*epresent the indices of the vicinity cells in the computational grid. Fluent solves this linear system by using an implicit specific solver of linear equations (Gauss-Seidel).

3.2.Computational domain

The computational domains were created in the commercial pre-processor software Gambit. It was also used for meshing, labeling boundary conditions and determines the computational domain.

During generation the computational grid we pass by the following instructions:

- The creation of volume and the definition of its dimensions, Figure 4
- Meshing the faces and volume, Figure 5

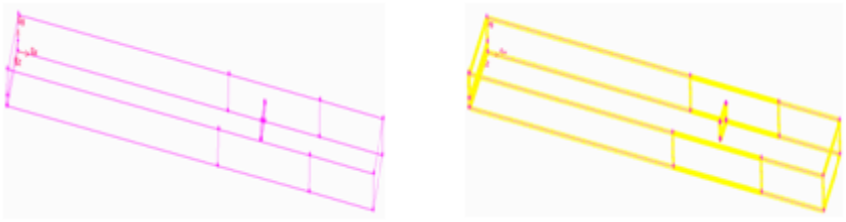


Figure 4: Creation of the geometry in (3-D)

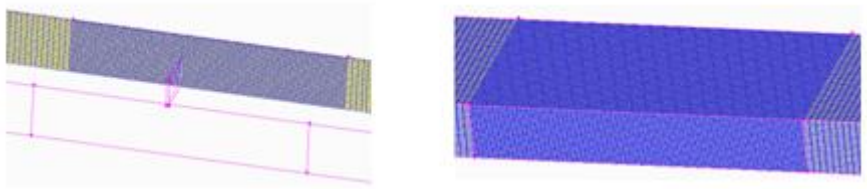


Figure 5: Meshing the vertical face and volume

- The insertion of the boundary conditions on various surfaces of volume, Figure 6

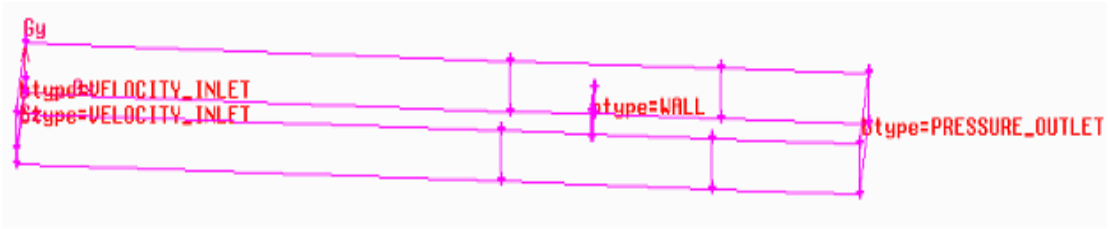


Figure 6: Different types of boundary conditions

3.3.Boundary conditions

Two different velocity inlets were needed to define the water flow (Inlet I) and air flow (Inlet II) in the model domain called *''Velocity-inlet''* function. These inlets were defined as stream-wise velocity inlets that require the values of velocity. For the pressure we used the *''Pressure outlet''* function to define the value of the pressure in the exit face of the channel. Finally to estimate the effect of walls on the flow (roughness distribution), empirical *''Wall''* function was used. Convergence was reached when the normalized residual of each variable (continuity residual, velocity, pressure) was on the order of 1×10^{-3} and the computation for about 450 iterations.

3.4.Two-dimensional examination of the mesh

In the present paper, an unstructured mesh was used in both horizontal and vertical planes around the parallelepiped obstacle, because of the important and rapid variation in the flow characteristics. Figure 7 shows the mesh for the numerical model. The area around the obstacle used a finer mesh than the other region. The number of mesh in horizontal and vertical view was increased near the obstacle to trace more accurately the flow parameters (velocity, pressure …etc). The final number of mesh in various conditions is 241527cells.

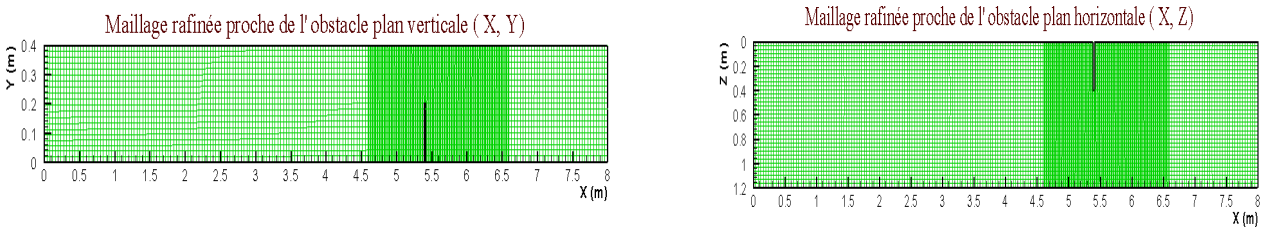


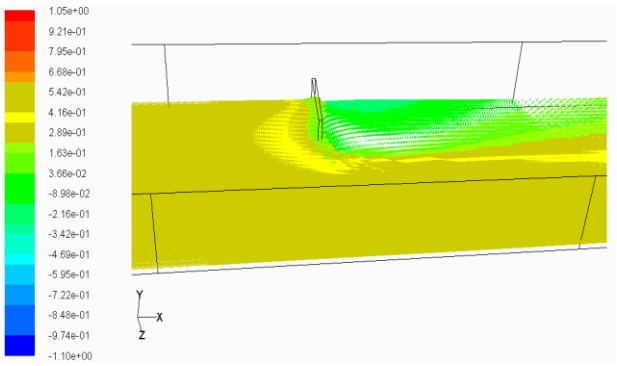
Figure 7: Computational grid in the obstacle vicinity in both horizontal and vertical planes.

4. Analysis of computational results

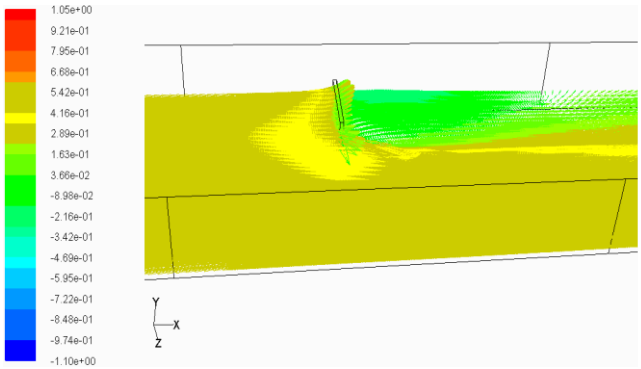
4.1.Three-dimensional visualization of the interaction Fluid/Obstacle

The interaction between the flow and the obstacle is shown in Figure 8. The presence of the obstacle in the channel creates strong disturbances in the flow, which modified the overall structure of the flow. The following statements can be drawn from the below results:

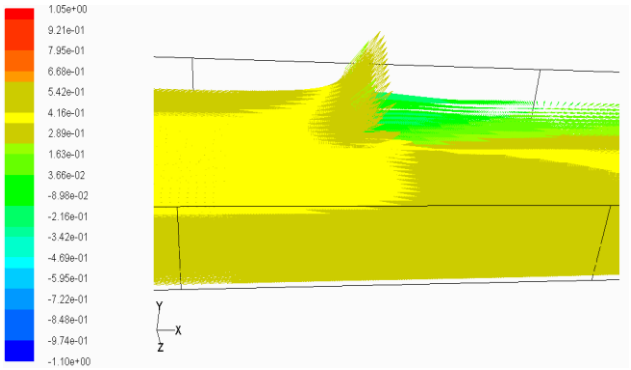
- Blocking of the flow with formation of a mascaret which propagates upstream and above the obstacle when the flow impact the obstacle (Collisional regime) (Y = 0.05, 0.1, 0.2, 0.25) m.
- A permanent regime can be reached with the formation of a stationary rise (Y = 0.3 m).
- Disappearance of the rise and transition toward the inertial regime and formation a jet with significant length (strong curve of the free-surface over the obstacle) (Y= 0.3 m).

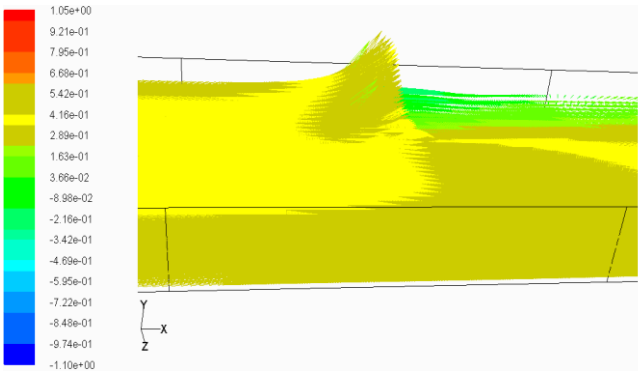


Horizontal plane (Y = 0.05 m)

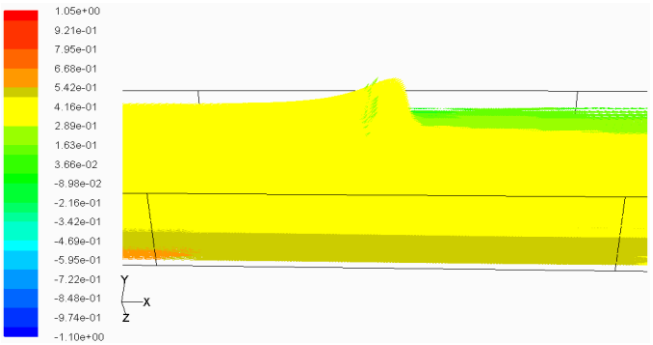


Horizontal plane (Y = 0.1 m)

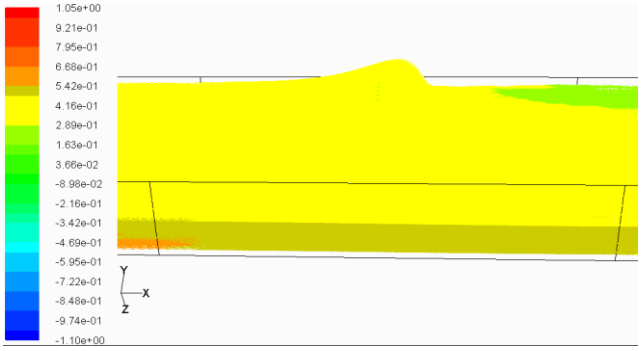




Horizontal plane (Y = 0.2 m)



Horizontal plane (Y = 0.25 m)



Horizontal plane (Y = 0.3 m)

Horizontal plane (Y = 0.35 m)

Figure 8: Three-dimensional visualization of the interaction Fluid/Obstacle

4.2.Visualization of the recirculation zone

Secondary currents vectors around the obstacle are shown in Figure 9. A recirculation zone formed downstream from the obstacle due to the direction of flow by the obstacle. The recirculation zone shown in Figure 9, in horizontal plane situated near the bottom takes the shape of contrarotating rollers, located in the alignment of the obstacle and extends until the exit of the channel. The flow pattern formed downstream from the obstacle in the present geometry is expected to be very similar to the one observed by other researchers [5, 6].

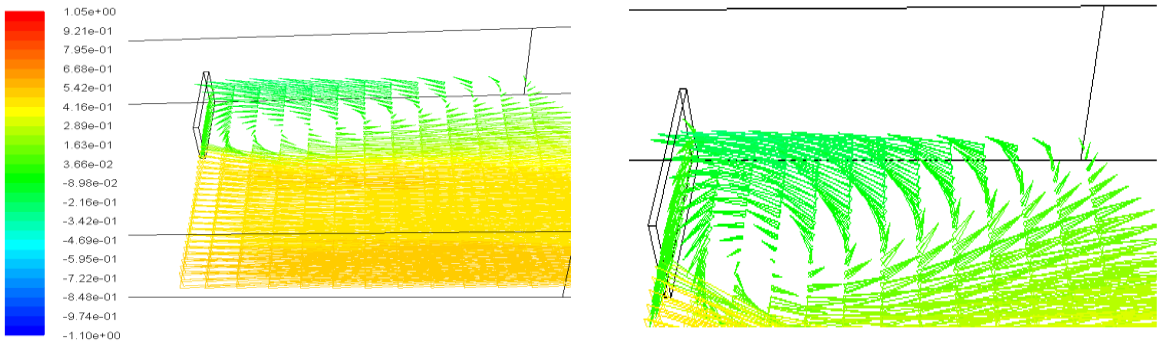


Figure 9: Visualization of the recirculation zone

4.3.Velocity profiles

The axial velocity profiles in both horizontal and vertical planes around the obstacle are shown in Figure 10. The following statements can be drawn from the below results:

- It's observed for each vertical plane the significant velocity variation with the variation of the horizontal station Y (Flow level).

- The flow reaches the obstacle with significant velocity dropping (0.4 m/s), (long distance between the flow inlet and obstacle position 5.4 m), (Z= 0.1, 0.2, 0.3, 0.4) m.
- Downstream of the obstacle, the recirculation region appears well behind the obstacle (velocity presented by negative values), especially for the two planes (Z= 0.1, 0.2) m, which present the corner region in the channel. The extremity of the obstacle presents less recirculation.
- Because of the reduction in the passage section of the flow, we can notice an acceleration in velocity between space wall-obstacle (Z= 0.6, 0.8) m.

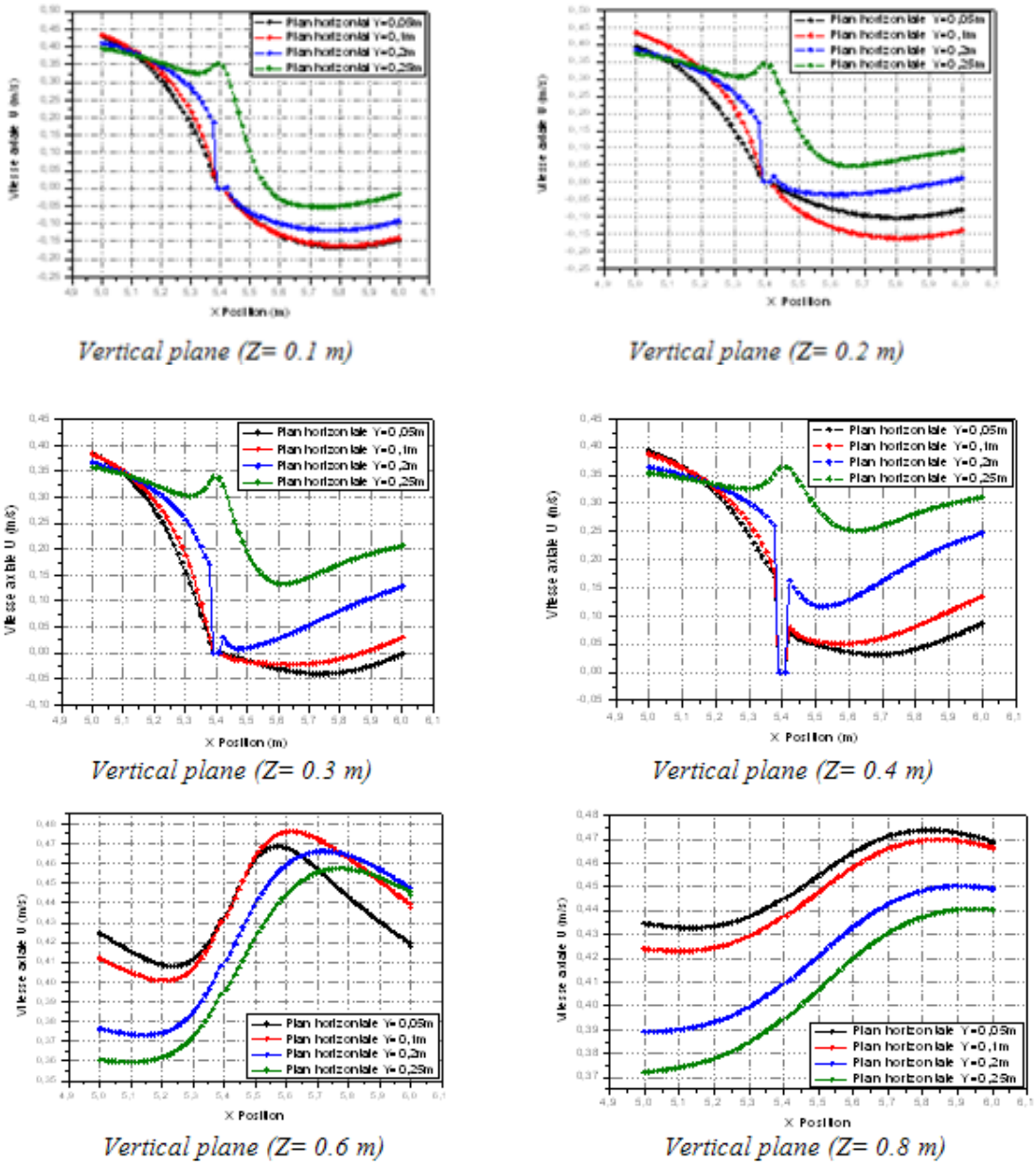
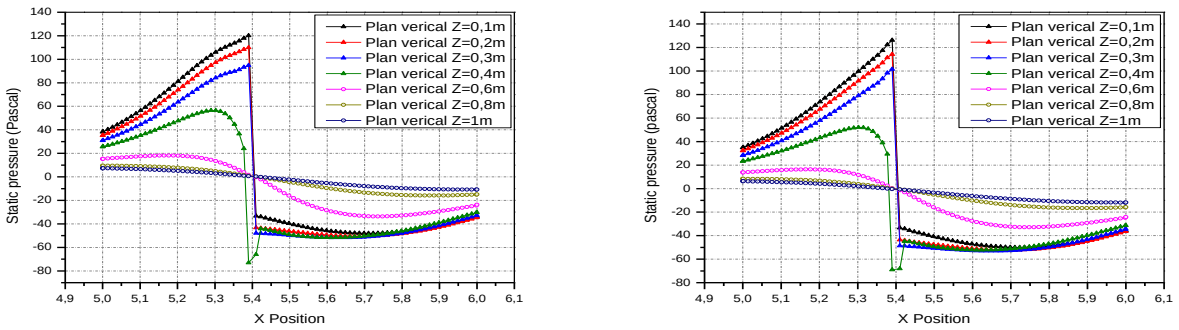


Figure 10: Axial velocity profiles U (m/s) in different vertical planes around the obstacle

4.4.Pressure profiles

The axial pressure profiles upstream and downstream from the obstacle in both horizontal and vertical planes are shown in Figure 11. The following statements can be drawn from the below results:



Horizontal plane (Y= 0.05 m) *Horizontal plane (Y= 0.1 m)*

Figure 11: Axial pressure profiles in different horizontal planes around the obstacle

- The evolution of pressure in the channel undergone a jump on the obstacle, the increase in pressure reaches a maximum value when the flow impact the obstacle (Collisional regime), the maximum value was located in (Z= 0.1 m), which present the corner region of the channel. More we move away from the corner region to the extremity of the obstacle, the increasing becomes weak.
- Downstream from the obstacle, the pressure profiles shows a significant dropping (Recirculation zone).

5. Conclusion

In this research, free-surface flow around a parallelepiped obstacle in rectilinear channel of rectangular section was studied using a (3-D) numerical hydraulic model. The finite volume computational fluid dynamics module of the Fluent software was used to solve the transport equations (of form convection-diffusion) governing the equations of continuity and momentum in order to simulate the main characteristics of the free-surface flow around obstacle. By comparing the (3-D) model with the others results in the literature, the model was found to produce flow around a parallelepiped obstacle with sufficient accuracy. The study of the hydrodynamic effects of the obstacle on the flow consists in analyzing these processes in terms of zones of influences (upstream and downstream) in order to examine the three-dimensional structure of the free-surface flow around an obstacle.

References

1. C. Labiod. Ecoulement a surface libre sur fond de rugosité inhomogène. Thèse présenté pour obtenir le titre de docteur de l'université de Toulouse. Spécialité : Sciences de la Terre et de l'Environnement. N° d'ordre: 2242.

2. L. Lin, L. Yu-Cheng, T. Bin. Numerical simulation of turbulent free surface flow over obstruction. Journal of Hydrodynamics. 20 (2008) 414-423.

3. F. Vigie. Etude expérimentale d'un écoulement à surface libre au-dessus d'un obstacle. Thèse présenté pour obtenir le titre de docteur de l'université de Toulouse. Spécialité: Energétique et Dynamique des Fluides. No d'ordre: 2258.

4. W. Czernuszenko, A. Rylov. Modeling of three-dimensional velocity field in open channel flows. Journal of Hydraulic Research. 40(2002) 135-143.

5. J. Yazdi, H. Sarkardeh, H. Azamathulla, A. Ghani. 3D simulation of flow around a single spur dike with free-surface flow. International Journal of River Basin Management. 8 (2010) 55-62.

6. M. Andrew, C. George, W. Larry. Exchange processes in a channel with two vertical emerged obstructions. Springer Science+Business Media B.V. 2006

Etude des effets combines du non-newtonien et de la piézoviscosité du fluide lubrifiant sur les caractéristiques statiques d'un palier compliant infiniment long

Hamid BOUCHERIT, Mustapha LAHMAR, Hameza BENSOUILAH, Ahcen MOUASSA

Laboratoire de Mécanique & Structures (LMS), Université 8 mai 1945, Guelma, BP 401, Guelma (24000), Algérie,
bouchrit_f @yahoo.fr

Résumé- Le travail proposé s'intéresse à l'étude théorique et numérique des effets combinés de la longueur des chaînes moléculaires des additifs améliorant l'indice de viscosité, de la variation viscosité-pression et de la variation densité-pression sur les caractéristiques statiques d'un palier compliant (déformable). Le Modèle Couche Elastique Mince, la loi de Barus et la loi de Dawson et Higginson sont retenus pour tenir compte à la fois des effets de déformations élastiques du revêtement de surface du palier dues au champ de pression hydrodynamique, de la piézoviscosité et de la compressibilité de lubrifiant dans l'étude paramétrique. Les résultats obtenus montrent d'une part que la présence des additifs améliorant l'indice de viscosité dans le lubrifiant de base et la piézoviscosité a une influence non négligeable sur les performances statiques du palier surtout pour les grandes valeurs de la longueur des chaînes moléculaires des additifs et d'autre part que la compressibilité du fluide n'a pas d'effets significatifs sur le champ de pression dans le film lubrifiant.

Mots Clés : Paliers compliants, Interaction fluide-structure, Méthode de Newton-Raphson.

Nomenclature

p	pression,	h	épaisseur du film lubrifiant
ℓ	paramètre des couples de contraintes ($\ell = (\eta_0/\mu_0)^{1/2}$)	E	module d'Young
ρ_0	densité du fluide à la pression atmosphérique	θ_{Ca}	angle de cavitation
μ_0	viscosité dynamique à la pression atmosphérique	α	coefficient de piézoviscosité
ω	vitesse angulaire de l'arbre	R	rayon du palier
ε	excentricité relative statique du palier	C	jeu radial
ϕ	angle de calage	ν	coefficient de Poisson
C_C	couple de frottement sur à la surface de coussinet	W	portance hydrodynamique

1. Introduction

Les lubrifiants liquides et semi-solides tels que les huiles minérales et les graisses sont largement utilisés dans la lubrification des systèmes mécaniques (paliers, butées, roulements, engrenages, etc.). Dans la plupart de ces systèmes mécaniques, le pouvoir lubrifiant intrinsèque d'une huile minérale n'est pas suffisant, des produits chimiques de synthèse ou dopes appelés aussi additifs sont donc mélangés à l'huile de base pour en augmenter les performances et répondre à une demande d'efficacité

accrue. Ces additifs, qui entrent dans la composition des huiles moteurs et certaines huiles industrielles, sont des composés de structures chimiques très variées (polymères solubles, etc.) incorporés aux huiles de base afin de modifier leurs propriétés. Ces additifs se caractérisent par des longues chaînes moléculaires pouvant être un million de fois le diamètre d'une molécule d'eau et ont un comportement rhéologique complexe. Ainsi, leur écoulement ne peut être décrit par la théorie des milieux continus classique qui néglige la taille des particules fluides en mouvement. Un certain nombre de théories ont été développées pour expliquer le comportement particulier des huiles contenant des additifs (polymères) [1, 2, 3]. Parmi ces théories, la théorie de Vijay Kumar Stokes [1], de mise en œuvre simple, permet de tenir compte des effets polaires dus à la présence des couples de contraintes et couples de forces de volume en plus des forces de surface et de volume. Un fluide à couples de contraintes ou fluide polaire est caractérisé par deux paramètres μ et η_0, tandis qu'un seul paramètre μ est nécessaire pour caractériser un fluide newtonien qui est le coefficient de viscosité dynamique. La nouvelle constante physique η_0 est due à la présence des couples de contraintes dans le fluide. Dans la littérature, les effets des couples de contraintes sur le comportement des paliers fluides sont étudiés en définissant un paramètre des couples de contraintes ($\ell = (\eta_0/\mu)^{1/2}$), qui représente physiquement la longueur de la chaîne moléculaire des additifs. L'étude de l'influence du paramètre des couples de contraintes sur les performances statiques et dynamiques linéaires ou non linéaires des paliers fluides a fait l'objet de plusieurs travaux tant théoriques qu'expérimentaux [4 ÷ 7].

Dans la présente étude, on s'intéresse à l'étude des effets combinés de la longueur des chaînes moléculaires des additifs améliorant l'indice de viscosité (polymères), de la variation viscosité-pression (effet de piézoviscosité) et de la variation densité-pression (effet de compressibilité) sur les caractéristiques statiques d'un palier compliant fonctionnant en régime isotherme.

2. Equations de la lubrification hydrodynamique

2.1. Equation de Reynolds modifiée

Dans le cas d'un palier (figure 1) lubrifié par fluide polaire piezovisqueux et barotrope fonctionnant en régime isotherme et pour un écoulement laminaire l'équation de Reynolds modifiée est donnée comme suit :

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\rho G_m(h,\ell,p)\frac{\partial p}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\rho G_m(h,\ell,p)\frac{\partial p}{\partial z}\right)=6U_2\frac{\partial(\rho h)}{\partial x} \tag{1}$$

Où, $G_m(\ell,h,p)=h^3\exp(-\alpha p)-12h\ell^2\exp(-2\alpha p)+24\ell^3\exp(-2.5\alpha p)\tanh\left(h/\left(2\ell\exp(-0.5\alpha p)\right)\right)$

Avec, $U_2=\omega\times R$ et $\theta = x/R$

Pour caractériser l'effet de la piézoviscosité et densité-pression, on utilise les relations de Barus [8] et de Dowson et Higginson [9] qui sont les plus utilisés en régime isotherme :

$$\mu(p) = \mu_0\exp(\alpha p) \tag{2}$$

$$\rho=\rho_0\left(\frac{0{,}59\times10^9+1{,}34\times p}{0{,}59\times10^9+p}\right) \tag{3}$$

Dans le cas d'un palier aligné lisse et compliant déformable (figure 1), l'équation géométrique qui définit en chaque point l'épaisseur du film lubrifiant est donnée par [6]:

$$h(\theta,p)=C(1+\varepsilon\cos\theta)+U_r \tag{4}$$

où, U_r est le déplacement radial défini par : $U_r=L_0\times p$

avec, p est la pression hydrodynamique engendrée dans le film lubrifiant et L_0 est l'opérateur de compliance qui s'exprime comme suit : $L_o=\frac{(1+\nu)(1-2\nu)}{(1-\nu)}\frac{t_h}{E}$

E et ν sont respectivement le module d'Young et le coefficient de Poisson de la couche élastique mince représentant le revêtement du palier et t_h est l'épaisseur du revêtement de surface du palier.

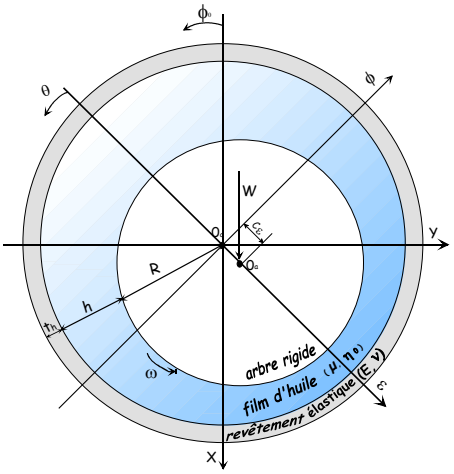


Figure 1 : Section droite d'un palier compliant

Pour les traitements numériques, il est recommandé de réécrire toutes les équations de la lubrification hydrodynamique en variables sans dimension. Dans le cas d'un palier fluide, on pose :

$$\tilde{h}=\frac{h}{C},\quad \tilde{\mu}=\frac{\mu}{\mu_0},\tilde{\rho}=\frac{\rho}{\rho_0},\tilde{\ell}=\frac{\ell}{C},\text{ et }\quad \tilde{p}=\frac{p}{\mu_0\omega(R/C)^2}.$$

Ainsi, Pour un palier compliant infiniment long, l'écoulement axial du fluide lubrifiant est négligé devant l'écoulement circonférentiel $\left(\frac{\partial p}{\partial z}<<\frac{\partial p}{\partial x}\right)$. Dans ces conditions l'écoulement du fluide lubrifiant est unidirectionnel et l'équation de Reynolds modifiée (1) en variables réduites s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\tilde{\rho}\tilde{G}_m(\tilde{h},\tilde{\ell},\tilde{p})\frac{\partial\tilde{p}}{\partial\theta}\right)=6\frac{\partial\left(\tilde{\rho}\tilde{h}\right)}{\partial\theta} \tag{5}$$

où, $\tilde{G}_m(\tilde{\ell},\tilde{h},\tilde{p})=\tilde{h}^3\exp(-\tilde{\alpha}\tilde{p})-12\tilde{h}\tilde{\ell}^2\exp(-2\tilde{\alpha}\tilde{p})+24\tilde{\ell}^3\exp(-2.5\tilde{\alpha}\tilde{p})\tanh\left(\tilde{h}/\left(2\tilde{\ell}\exp(-0.5\tilde{\alpha}\tilde{p})\right)\right)$

Les relations de Barus (2) et Dowson et Higginson (3) deviennent :

$$\tilde{\mu}=\exp(\tilde{\alpha}\tilde{p}) \tag{6}$$

$$\tilde{\rho} = \left(\frac{0{,}59 \times 10^9 + 1{,}34\tilde{p}}{0{,}59 \times 10^9 + \tilde{p}} \right) \quad (7)$$

où, $\tilde{\alpha}$ est le coefficient de piézoviscosité adimensionné du fluide : $\tilde{\alpha} = \mu_0 \omega \left(\frac{R}{C} \right)^2 \alpha$

L'expression de l'épaisseur du film adimensionnée :

$$\tilde{h} = 1 + \varepsilon \cos\theta + \tilde{U}_r \quad (8)$$

où, $\tilde{U}_r$ est le déplacement radial adimensionné défini par : $\tilde{U}_r = \frac{(1+\nu)(1-2\nu)}{(1-\nu)} \times \tilde{C}_d \times \tilde{t}_h \times \tilde{p}$

avec, $\tilde{t}_h$ = th / R est l'épaisseur relative de la couche élastique mince du revêtement de surface du palier et $\tilde{C}_d$ est le coefficient de déformation élastique ($\tilde{C}_d = \frac{\mu_0 \omega (R/C)^3}{E}$).

2.2. Les conditions aux limites sur la pression

Le champ de pression dans le film lubrifiant doit satisfaire à l'équation de Reynolds modifiée (5) et aux conditions aux limites sur la pression suivantes :

$$\tilde{p}(0) = \tilde{p}(2\pi) = 0 \quad (9)$$

$$\tilde{p}(\theta_{Ca}) = \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \theta}(\theta_{Ca}) = 0 \quad (10)$$

Les conditions (10) sont les conditions limites de Swift-Stieber connues sous le nom conditions de Reynolds qui permettent de prendre en considération la rupture du film dans la région divergente du palier.

3. Caractéristiques statiques du palier

La résolution numérique de l'équation de Reynolds modifiée permet de définir le champ de pression statique dans le film lubrifiant. La connaissance de la répartition de la pression du film pour une position statique de l'arbre dans le palier permet de déterminer les performances statiques du palier, tels que la portance hydrodynamique, l'angle de calage, le couple de frottement (perte par frottement) du palier, etc.

3.1. Charge portante et l'angle de calage

L'intégration du champ de pression à la surface du coussinet permet de déterminer les composantes de la portance hydrodynamique du palier. Dans le repère intermédiaire ($O_c, \vec{\varepsilon}, \vec{\phi}, \vec{z}$), (figure 1), les composantes de la portance s'expriment par :

$$\begin{cases} F_{\varepsilon} = R\int_{0}^{2\pi} p\cos(\theta)d\theta \\ F_{\phi} = R\int_{0}^{2\pi} \sin(\theta)d\theta \end{cases} \tag{11}$$

De ces deux relations, on peut déterminer la portance hydrodynamique (W) et l'angle de calage (ϕ) du palier fluide, comme suit :

$$W = \left(F_{\varepsilon}^{2} + F_{\phi}^{2}\right)^{1/2} \tag{12}$$

$$\phi = tan^{-1}\left(-\frac{F_{\phi}}{F_{\varepsilon}}\right) \tag{13}$$

En variables réduites la portance hydrodynamique adimensionnée est : $\tilde{W} = \dfrac{W}{\mu_0 \omega R\left(R/C\right)^2}$

3.2. Couple de frottement sur le coussinet

Le couple de frottement est obtenu par intégration des contraintes de cisaillement à la surface de coussinet :

$$C_c = R^2\int_{0}^{2\pi}\left[\mu_0\left(\frac{\omega R}{h}exp(\alpha p)\right) - \frac{1}{2}\frac{\partial p}{R\partial\theta}\left\{h - 2\ell\, exp(-0.5\alpha p)tanh\left[h/\left(2\ell\, exp(-0.5\alpha p)\right)\right]\right\}\right]d\theta \tag{14}$$

En variables adimensionnées :

$$\tilde{C}_c = \left(\frac{C}{\mu_0\omega R^3}\right)C_c = \int_{0}^{2\pi}\left(\frac{exp(\tilde{\alpha}\tilde{p})}{\tilde{h}} - \frac{1}{2}\frac{\partial\tilde{p}}{\partial\theta}\left\{\tilde{h} - (-0.5\tilde{\alpha}\tilde{p})tanh\left[\tilde{h}/\left(2\tilde{\ell}\, exp(-0.5\tilde{\alpha}\tilde{p})\right)\right]\right\}\right)d\theta \tag{15}$$

Le nombre de frottement par unité de longueur est défini par : $f = \dfrac{\tilde{C}_c}{\tilde{W}}$

4. Schéma de résolution du problème d'interaction fluide-structure

La solution du problème d'interaction fluide-structure dans le cas d'un palier compliant infiniment long lubrifié par fluide à couples de contraintes piézovisqueux et compressible, est obtenu à partir d'une discrétisation spatiale de l'équation de Reynolds modifiée (5) non linéaire par la méthode des différences finies centrées. L'application de cette méthode nécessite un découpage de la circonférence du coussinet en N intervalles. L'équation de Reynolds modifiée (5) peut s'écrire sous la forme suivante :

$$f(\tilde{p}) = \tilde{G}_m(\tilde{h},\tilde{\ell},\tilde{p})\left(\frac{\partial\tilde{\rho}}{\partial\theta}\right)\left(\frac{\partial\tilde{p}}{\partial\theta}\right) + \tilde{\rho}\left(\frac{\partial\tilde{G}_m(\tilde{h},\tilde{\ell},\tilde{p})}{\partial\theta}\right)\left(\frac{\partial\tilde{p}}{\partial\theta}\right) + \tilde{\rho}\tilde{G}_m(h,\tilde{\ell},\tilde{p})\frac{\partial^2\tilde{p}}{\partial\theta^2} - 6\tilde{h}\frac{\partial\tilde{\rho}}{\partial\theta} - 6\tilde{\rho}\frac{\partial\tilde{h}}{\partial\theta} = 0 \tag{16}$$

où, f est la fonction résidu.

La discrétisation de l'équation (16) par la méthode des différences finies centrées donne :

$$f_i = \left(\tilde{G}_m\right)_i \frac{\left(\tilde{\rho}_{i+1} - \tilde{\rho}_{i-1}\right)}{2\Delta\theta}\frac{\left(\tilde{p}_{i+1} - \tilde{p}_{i-1}\right)}{2\Delta\theta} + \tilde{\rho}_i \frac{\left(\tilde{G}_{mi+1} - \tilde{G}_{mi-1}\right)}{2\Delta\theta}\frac{\left(\tilde{p}_{i+1} - \tilde{p}_{i-1}\right)}{2\Delta\theta} + \tilde{\rho}_i \left(\tilde{G}_m\right)_i \frac{\left(\tilde{p}_{i+1} - 2\tilde{p}_i + \tilde{p}_{i+1}\right)}{\left(\Delta\theta\right)^2} - 6\tilde{h}_i \frac{\left(\tilde{\rho}_{i+1} - \tilde{\rho}_{i-1}\right)}{2\Delta\theta} - 6\tilde{\rho}_i \frac{\left(\tilde{h}_{i+1} - \tilde{h}_{i-1}\right)}{2\Delta\theta} = 0 \quad (17)$$

$\Delta\theta = 2\pi / N$ est le pas circonférentiel et i = 0, n, tel que n = N-1.

Le système d'équations algébriques non linéaires obtenu est résolu par la méthode itérative de Newton-Raphson amortie. Le problème consiste à trouver le vecteur $P = \left\langle \tilde{p}_1 : \tilde{p}_2 : \tilde{p}_3 : \ldots : \tilde{p}_n \right\rangle$ vérifiant les n équations non linéaires suivantes :

$$\begin{cases} f_1\left(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2, \tilde{p}_3, \ldots, \tilde{p}_n\right) = 0 \\ f_2\left(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2, \tilde{p}_3, \ldots, \tilde{p}_n\right) = 0 \\ \vdots \\ f_n\left(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2, \tilde{p}_3, \ldots, \tilde{p}_n\right) = 0 \end{cases} \quad (18)$$

La linéarisation du système (18) conduit à la résolution d'un système d'équations linéaires de la forme :

$$\sum_{j=1}^{n} E_{ij}^{(k)} \delta\tilde{p}_j^{(k)} = -f_i^{(k)} \quad (19)$$

Où, $k = 0,1,2,\ldots,k_{max}$ et k_{max} est le nombre maximal d'itérations.

Et, $E_{ij}^{(k)} = \dfrac{\partial f_i}{\partial \tilde{p}_j}\Big|_{\boldsymbol{P}^{(k)}}$ sont les composantes de la matrice jacobienne :

$$\boldsymbol{E}\left(P^{(k)}\right) = \begin{bmatrix} \frac{\partial f_1}{\partial \tilde{p}_1}\left(P^{(k)}\right) & \frac{\partial f_1}{\partial \tilde{p}_2}\left(P^{(k)}\right) & \ldots & \frac{\partial f_1}{\partial \tilde{p}_n}\left(P^{(k)}\right) \\ \frac{\partial f_2}{\partial \tilde{p}_1}\left(P^{(k)}\right) & \frac{\partial f_2}{\partial \tilde{p}_2}\left(P^{(k)}\right) & \ldots & \frac{\partial f_2}{\partial \tilde{p}_n}\left(P^{(k)}\right) \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ \frac{\partial f_n}{\partial \tilde{p}_1}\left(P^{(k)}\right) & \frac{\partial f_n}{\partial \tilde{p}_2}\left(P^{(k)}\right) & \ldots & \frac{\partial f_n}{\partial \tilde{p}_n}\left(P^{(k)}\right) \end{bmatrix} \quad \text{et,} \quad f\left(P^{(k)}\right) = \begin{Bmatrix} f_1\left(P^{(k)}\right) \\ f_2\left(P^{(k)}\right) \\ \vdots \\ f_n\left(P^{(k)}\right) \end{Bmatrix} ; \; \delta P^{(k)} = \begin{Bmatrix} \delta\tilde{p}_1 \\ \delta\tilde{p}_2 \\ \vdots \\ \delta\tilde{p}_n \end{Bmatrix}$$

Il est important de souligner que l'estimé initial doit être proche de la solution pour que la méthode converge bien.

La détermination du vecteur $\delta P^{(k)}$ à partir de la résolution du système (19) permettra de calculer des nouvelles composantes du vecteur $P^{(k+1)}$ par la relation suivante :

$$\tilde{p}_i^{(k+1)} = \tilde{p}_i^{(k)} + \lambda\delta\tilde{p}_i^{(k)} \quad (20)$$

où, λ est le coefficient de relaxation.

$\lambda = 1$: méthode classique de Newton

$\lambda \prec 1$: méthode de Newton dite amortie

L'introduction du facteur de relaxation (λ) permettra à l'algorithme de Newton-Raphson de converger plus rapidement.

Le processus général de résolution du problème d'interaction fluide-structure est résumé comme suit :

1. Lecture des données : $\mu_0, \rho_0, t_h, \alpha, E, \varepsilon, \nu, \lambda$, k_{max}, N, etc. ;

2. Calcul du champ de pression initial ($\tilde{p}_i^{(0)}$), en utilisant la solution de Gümbel [10], (i = 0, N) dans le cas d'un palier cylindrique indéformable ;

3. Calcul de l'épaisseur du film adimensionnée ($\tilde{h}_i$), de la densité relative ($\tilde{\rho}_i$) et de la viscosité dynamique adimensionnée ($\tilde{\mu}_i$), (i = 0, N)

4. Calcul du résidu (f_i) aux nœuds intérieurs (i = 1, n) ;

5. Construction de la matrice jacobienne (E_{ij}) par la méthode des différences finies décentrées :

$$E_{ij} = \frac{\partial f_i}{\partial p_j}\left(\tilde{p}_1, \tilde{p}_1, ..., \tilde{p}_n\right) \approx \frac{f_i\left(\tilde{p}_1, .., \tilde{p}_{j-1}, \tilde{p}_j + \delta, ..., \tilde{p}_n\right) - f_i\left(\tilde{p}_1, .., \tilde{p}_{j-1}, \tilde{p}_j, ..., \tilde{p}_n\right)}{\delta}$$

et $\delta = 10\text{-}4$

$$\sum_{j=1}^{n} E_{ij}\,\delta\tilde{p}_j = -f_i$$

6. Résolution du système linéaire par la méthode d'élimination de Gauss :

7. Calcul de la nouvelle répartition de la pression : $\tilde{p}_i^{(k+1)} = \tilde{p}_i^{(k)} + \lambda\delta\tilde{p}_i^{(k)}$

8. Si $\left(\frac{1}{n}\right)\sum_{i=1}^{n}\left|\frac{\tilde{p}_i^{(k+1)} - \tilde{p}_i^{(k)}}{\tilde{p}_i^{(k+1)}}\right| \le 10^{-5}$

convergence atteinte

calcul les caractéristiques hydrodynamiques du palier : la portance hydrodynamique, l'angle de calage et le nombre de frottement à partir des équations (12), (13) et (14).

arrêt

9. Sinon poser $k \leftarrow k+1$ et retourner à l'étape 3 pour une autre itération.

5. Résultats et discussions

L'étude paramétrique menée dans ce travail permet de mettre en évidence l'influence de la longueur relative des chaînes moléculaires ($\tilde{\ell}$) des additifs, de la piézoviscosté et de la compressibilité du fluide lubrifiant sur le champ de pression ainsi que quelques performances statiques, tels que la portance hydrodynamique et le nombre de frottement d'un palier infiniment long revêtu d'une couche élastique

mince en bronze, dont les caractéristiques géométriques, les conditions de fonctionnement, les propriétés physiques du lubrifiant et les caractéristiques élastiques et géométriques du revêtement mince de surface sont portés dans le tableau 1.

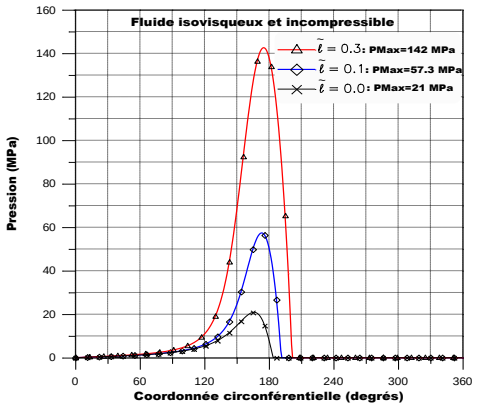
Tableau 1: Caractéristiques géométriques et conditions de fonctionnement

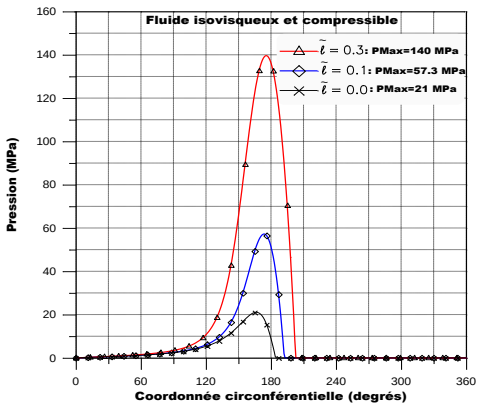
- Rayon de l'arbre, R	25×10^{-3} m
- Jeu radial, C	7×10^{-5} m
- Vitesse angulaire de l'arbre, ω	$100\times\pi$ rad.s^{-1}
- Viscosité dynamique à la pression atmosphérique, μ_0	0.03Pa.s
- Masse volumique à la pression atmosphérique, ρ_0	870 kg.m^{-3}
- Coefficient de piézoviscosité, α	0 et 25×10^{-9} Pa^{-1}
- Module d'Young du matériau, E	126 GPa
- Coefficient de Poisson, ν	0.3
- Epaisseur du revêtement, t_h	0.005 m

5.1. Influence du paramètre des couples de contraintes, de la piézoviscosité et de la compressibilité de fluide lubrifiant sur le champ de pression

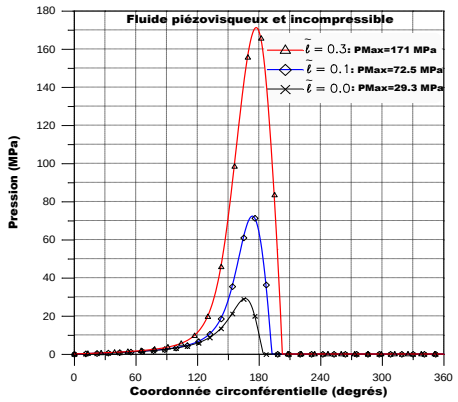
On a étudié les effets de la longueur relative des chaînes moléculaires des polymères, la piézoviscosité et de la compressibilité du fluide lubrifiant sur la pression maximale dans le palier. Les calculs ont été effectués pour une excentricité relative statique $\varepsilon = 0.9$, différentes valeurs du paramètre des couples de contraintes ($\tilde{\ell} = 0.0$ (fluide newtonien), 0.1 et 0.3) et quatre types de fluide lubrifiant : fluide incompressible et isovisqueux, fluide compressible et isovisqueux, fluide incompressible et piézovisqueux et fluide compressible et piézovisqueux.

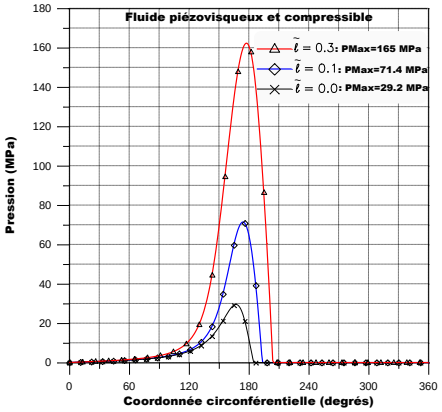
La figure 2 présente les variations circonférentielles de pression hydrodynamique dans le palier fluide. On observe une augmentation importante du pic de pression dans le film lubrifiant d'un palier lubrifié avec fluide à couple de contraintes (fluide non newtonien) comparativement au palier lubrifié avec fluide newtonien (fluide non additivé) (figure 2 : a, b, c et d). Cette augmentation devient très importante de l'ordre de 136% lorsque le paramètre des couples de contraintes augmente ($\tilde{\ell} = 0.3$ qui représente la longueur relative de la plus grande chaîne moléculaire des additifs) et le fluide est piézovisqueux (figure 2-c). Par comparaison aux huiles newtoniennes, les huiles additivées permettent d'augmenter le champ de pression dans le film lubrifiant du palier fluide et surtout pour les grandes valeurs des chaines moléculaires relatives des additifs. Pour les mêmes valeurs du paramètre des couples de contraintes, la piézoviscosité du fluide lubrifiant conduit à une augmentation assez importante (40%) du pic de pression dans le film (figure 2 : a-c et b-d). On peut conclure que la piézoviscosité du fluide lubrifiant ne peut être négligée pour la prédiction des performances statiques ou dynamiques des paliers fluides sévèrement chargés. La compressibilité du fluide n'a pas d'effets significatifs sur le champ de pression dans le film lubrifiant (figure 2 : a - b et c - d).





a) fluide isovisqueux et incompressible *b) fluide isovisqueux et compressible*





c) fluide piezovisqueux et incompressible *d) fluide piezovisqueux et compressible*

Figure 2 : Variations circonférentielles de la pression d'un palier compliant pour différentes valeurs du paramètre des couples de contraintes

5.2. Influence du paramètre des couples de contraintes et de la piésoviscosité du fluide lubrifiant sur les caractéristiques statiques

Les performances statiques (la portance hyd²rodynamique et le nombre de frottement) ont été obtenues pour une excentricité relative statique variant de 0.05 à 0.90 et différentes valeurs du paramètre adimensionné des couples de contraintes ($\tilde{\ell}$ = 0.0, 0.1 et 0.3) d'un palier compliant lubrifié par fluide polaire piézovisqueux (α=25 × 10-9 Pa-1).

La figure 3 présente les variations de la portance hydrodynamique par unité de longueur en fonction de l'excentricité relative statique et différentes valeurs du paramètre des couples de contraintes ($\tilde{\ell}$) d'un palier compliant. La figure montre une augmentation significative de la portance hydrodynamique du palier avec le paramètre des couples de contraintes et surtout pour des grandes valeurs d'excentricité relative statique (palier lourdement chargé). On peut conclure que la présence des additifs améliorant l'indice de viscosité dans les huiles lubrifiantes (huiles non newtoniens) permet d'améliorer la capacité de charge du palier fluide comparativement au palier lubrifié avec une huile pure ne contenant pas d'additifs.

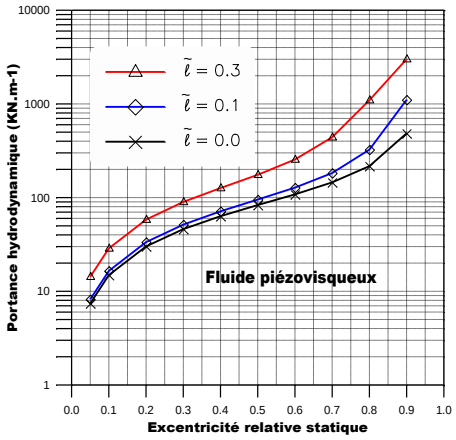


Figure 3 : Variations de la portance hydrodynamique par unité de longueur en fonction de l'excentricité relative statique pour différentes valeurs du paramètre des couples de contraintes

Les variations du nombre du frottement en fonction de l'excentricité relative statique pour différentes valeurs du paramètre des couples de contraintes d'un palier compliant sont présentées sur la figure 4. Comme le montre la figure, les effets du paramètre des couples de contraintes conduit à une diminution du nombre de frottement dans le film lubrifiant, cette diminution est plus significative de l'ordre de 68% dans le cas de grande valeur du paramètre des couples de contraintes et palier lourdement chargé ($\varepsilon = 0.9$). Les huiles à couple de contraintes permettent de réduire sensiblement les pertes d'énergie par frottement dans le film lubrifiant surtout dans le cas où les paliers fluides sont fortement chargés.

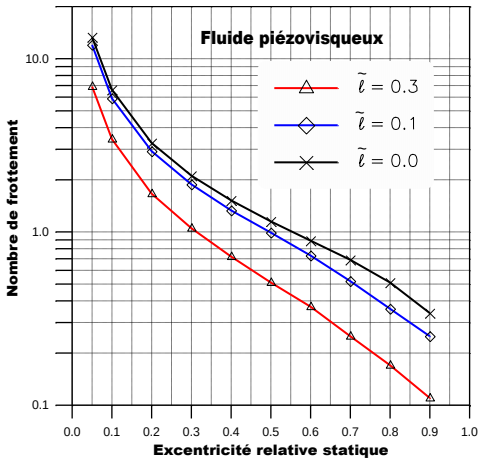


Figure 4 : Variations du nombre de frottement en fonction de l'excentricité relative statique pour différentes valeurs du paramètre du couple de contraintes

6. Conclusion

Le présent travail s'intéresse à l'étude théorique et numérique des effets combinés du paramètre des couples de contraintes, de la variation viscosité-pression et de la variation densité-pression sur les performances statiques d'un palier compliant fonctionnant en régime isotherme, en se basant sur la théorie de Micro-Continuum de V. K. Stokes pour décrire le mouvement des fluides à couples de contraintes (fluides polaires). Le Modèle Couche Elastique Mince est utilisé pour la prise en compte des déformations élastiques du revêtement de surface du palier dans l'étude paramétrique. Les résultats

obtenus montrent que la présence dans le lubrifiant de base des additifs améliorant l'indice de viscosité (VI) et la piézoviscosité a une influence non négligeable sur les performances statiques du palier surtout pour les grandes valeurs du paramètre des couples de contraintes (présence des grandes des chaines moléculaires des additives). Par comparaison aux huiles newtoniennes, les huiles additivées permettent :

- une augmentation importante du pic de pression dans le film lubrifiant et de la portance hydrodynamique surtout pour les grandes valeurs des chaines moléculaires relatives des additifs et de l'excentricité relative statique ;
- une diminution du nombre de frottement dans le film pour les grandes valeurs de l'excentricité relative statique. En conséquence, le fluide à couples de contraintes permet de réduire sensiblement les pertes d'énergie par frottement dans le film lubrifiant surtout dans le cas où le palier est fortement chargé.

Pour les mêmes valeurs du paramètre des couples de contraintes, la piézoviscosité du fluide lubrifiant conduit à une augmentation du pic de pression dans le film. On peut conclure que la piézoviscosité du fluide lubrifiant ne peut être négligée pour la prédiction des performances statiques ou dynamiques des paliers fluides sévèrement chargés. La compressibilité du fluide n'a pas des effets significatifs sur le champ de pression dans le film lubrifiant.

References

1. V. K. Stokes, Couple stresses in fluids, The physics of fluids, volume 9, (1966) pages 1709-1715.

2. T.T. Ariman, et N.D. Sylvester, , Microcontinuum fluid mechanics, A review, Int. J. Eng. Sci., volume 11 (1973) pages 905-930.

3. T.T. Ariman, et N. D. Sylvester, Application of micro continuum fluid mechanics, J. Eng. Sci., volume 12 (1974) pages 273-293.

4. M. Lahmar, Elasto-hydrodynamic analysis of double-layered journal bearings lubricated by couple-stress fluids, Journal of Engineering Tribology, Proceedings of the IMech E, Part J 219 NoJ2 (2005) 145-171.

5. Cai-Wan Chang-Jiana, Chao-Kuang Chen, Bifurcation analysis of flexible rotor supported by couple-stress fluid film bearings with non-linear suspension systems, Tribology International 41 (2008) 367-386.

6. H. Boucherit, M. Lahmar, et M.B. Bou-Saïd, Misalignment effects on steady-state and dynamic behaviour of compliant journal bearings lubricated with couple stress fluids, Journal of Lubrication Science, Vol. 20 (2008) pp. 241-268, John Wiley Editor.

7. H. Boucherit, M. Lahmar, J. Tichy et B. Bou-Saïd, , Comparison of Non-Newtonian Constitutive Laws in Hydrodynamic Lubrication, Tribology Letters, James Lauer Memorial Issue, Guest Editor : Frank Talke 40 (2010) 49-57

8. C. Barus, isotherms, isopiestics and isometrics relative to viscosity, Am. J. Sci. 45 (1893) 87-96.

9. D. Dowson et G.R. Higginson, Elasto-hydrodynamic lubrication, the fundamentals of roller and gear lubrication. Pergamon Press (1966) Oxford.

10. J. Frêne, D. Nicolas, B. Degueurce, D. Berthe, M. Godet, Lubrification hydrodynamique : paliers et butées, Collection des études et recherches d'EdF, Eyrolles, (1990) 117-122.

Simulation of biogas counter flow diffusion flame under several operation conditions of composition and pressure

A. Mameri[1,*], F. Tabet[2]and A. Hadef[1]

[1]Faculté des sciences et sciences appliquées, FSSA. Dept. du Génie Mécanique, Université Larbi Ben M'hidi, Oum El Bouaghi, BP 358 04000, Algérie

[2]DBFZ (Deutsches Biomasseforschungszentrum gemeinnützige GmbH), Torgauer Straße 116 D-04347 Leipzig, Germany.

mameriabdelbaki@yahoo.fr

Résume

Cette étude considère l'influence de plusieurs conditions opératoires (composition et pression ambiante) sur la structure de la flamme non pré mélangée du biogaz et l'émission du NO. La flamme du biogaz est modélisée par une flamme de diffusion à contre courant et analysée dans le plan de la fraction de mélange en utilisant l'approche des flammelettes. La cinétique chimique est représentée par le mécanismeGRI Mech-3.0 qui comprend 53 espèces chimiques et 325 rectionsélémentaires.

Il a été observé que l'ajout du CO2 diminue la température de la flamme, la fraction massique des radicaux O, H et OH et de l'indice d'émission de NO. Le CO2ajouté peut participer dans la réaction chimique du à la dissociation thermique; par contre l'ajout d'une quantité importante de CO2 joue le rôle d'un diluant. L'augmentation de la pressionréduit l'épaisseur de la flamme, les pertes par rayonnement et le taux de dissociation. Aux pressions élevées, les réactions de recombinaisoncouplée avec la réduction des radicaux porteurs de chaine réduit la fraction massique du NO.

Abstract

This study addresses the influence of several operating conditions (composition and ambient pressure) on biogas diffusion flame structure and NO emissions with particular attention on chemical and thermal effect of CO2.The biogas flame is modeled by a counter flowdiffusion flame and analyzed in mixture fraction space using flamelet approach. The GRI Mech-3.0 mechanism that involves 53 species and 325 reactions is adopted for the oxidation chemistry.

It has been observed that flame properties are very sensitive to biogas composition and pressure. CO2 addition decreases flame temperature, mass fraction of chain carrier radicals (O,H and OH) and index NO emission. Added CO2 may participate in chemical reaction due to thermal dissociation; excessively supplied CO2 plays the role of pure diluent. Pressure rise reduces flame thickness, radiation losses and dissociation amount. At high pressure, recombination reactions coupled with chain carrier radicals reduction, diminishes NO mass fraction.

1. Introduction

Biogas is composed (by volume) mainly of methane (CH4 : 40%-70%), carbon dioxide (CO2 : 60%-30%), smaller amount of hydrogen sulphide (H2S : 1000-5000 ppm), moistures and siloxanes. Carbon dioxide CO2 in biogas (30% to 60%) can act as a diluent which reduces heating value, laminar burning velocity, flame stability and flammability range [1].

Research activities on biogas as a fuel are performed in several configurations (laboratory flames, gas turbines, thermal combustion engines, etc.). In the following, the main results obtained are summarized.

A simulation analysis of biogas diffusion flame, using full and reduced mechanism, was conducted on blends of CH4 and CO2 by Saeed Jahangirian et al [2] to study the dioxide concentration effects on flame structure. It was shown that the reduced mechanism poorly tracks the minor species and chain branching radicals. The computations done with the full mechanism suggested that biogas may be beneficial for soot suppression.

Nathan and Stone [3] conducted an experimental study to measure the laminar flame velocity of methane/carbon dioxide with air under the following conditions: ambient pressure up to 18 bars, injection temperature up to 660 K, carbon dioxide concentration up to 40% and equivalence ratio ranges from 0.7 to 1.4. The results showed that low laminar burning velocity exist at high pressure. Burning velocity increased with temperature decreased with CO2 addition.

In biogas fuelled HCCI engine, and to increase operating range, Iván D. Bedoya et al. [4] have studied experimentally three parameters: oxygen enrichment, gasoline pilot port injection and delayed combustion time. Results showed that oxygen content in air above 27% combined with higher inlet absolute pressure lead to more stabilized combustion at low equivalence ratios. Gasoline pilot port injection strongly improved auto-ignition properties of biogas/air mixture and decreased HC and CO emissions at low load limit. Delayed combustion within certain limits increased IMEPg (gross Indicated Mean Effective Pressure) and reduced ringing intensities.

Stability of turbulent non-premixed biogas flame for turbomachinery applications under a wide range of coflow, swirl and burner geometry was examined experimentally by Saediamiri et al. [5]. A well-defined region within which a stable lifted biogas flame can operate safely was identified.

The aim of the present study is to investigate biogas diffusion flame structure and emissions in counterflow configuration over a wide range of operating conditions (CO2/CH4 molar ratio between 0.33 and 1.5 and ambient pressure from 1 to 10 atm). A special emphasis is put on chemical and thermal effect of CO2.

2. The laminar flamelet model

The counterflow flame (figure 1) is analyzed in mixture fraction space using flamelet approach. Air formed by oxygen and nitrogen is injected from the first side, while biogas composed by methane and carbon dioxide is injected by the second side. A thin sheet of flame is formed between the injectors.

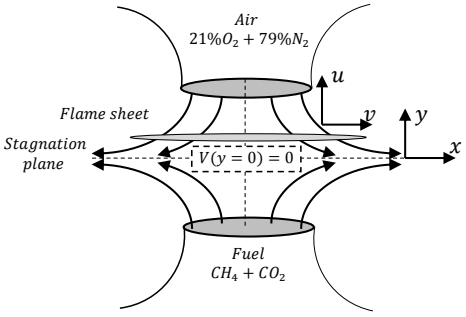


Figure 1: Counter-flow configuration of biogas diffusion flame

Considering Z direction perpendicular to flame sheet, Z stands for the mixture fraction which takes the value 1 in the fuel stream and 0 in the oxidizer one. Flamelet equations simplifies to [6]:

$$\rho\frac{\partial Y_i}{\partial t}=\frac{1}{2}\rho\chi\frac{1}{Le_i}\frac{\partial^2 Y_i}{\partial Z^2}+\dot{\omega}_i-\frac{1}{2}\frac{\partial Y_i}{\partial Z}\left[\frac{1}{2}\left(1-\frac{1}{Le_i}\right)\left(\frac{\partial\rho\chi}{\partial Z}+\rho\chi\frac{C_p}{\lambda}\frac{\partial\left(\frac{\lambda}{C_p}\right)}{\partial Z}\right)\right] \quad (1)$$

$$\rho\frac{\partial T}{\partial t}=\frac{1}{2}\rho\chi\frac{\partial^2 T}{\partial Z^2}-\frac{1}{C_p}\sum_i H_i\dot{\omega}_i+\frac{1}{2c_p}\rho\chi\left[\frac{\partial C_p}{\partial Z}+\sum_i\frac{1}{Le_i}c_{p,i}\frac{\partial Y_i}{\partial Z}\right]\frac{\partial T}{\partial Z}-\frac{1}{C_p}\left[4\sigma p\sum_j X_j a_i\left(T^4-T_b^4\right)\right] \quad (2)$$

Notation in Equations (1) and (2) is as follows: Yi, T, ρ are the ith species mass fraction, temperature and density, respectively.Leiis the Lewis number of the ith species defined as $Le=\lambda/(\rho D_{im}C_p)$ where Dimis the multi-component ordinary diffusion coefficient, $\dot{\omega}_i$is the ith species reaction rate and χ is the instantaneous scalar dissipation rate defined by: $\chi=2D_z(\nabla Z.\nabla Z)$. Its modelling is based on the relation below which is taken from the counter-flow geometry [7]:

$$\chi=\chi_{st}\frac{\phi}{\phi_{st}}\frac{g(Z)}{g(Z_{st})} \quad (3)$$

$\chi_{st}$is the scalar dissipation rate at stoichiometry and ϕ is a factor introduced in order to include density variation effect [8]:

$$\phi=\frac{1}{4}\frac{3\left(\sqrt{\rho_\infty/\rho}+1\right)^2}{2\sqrt{\rho_\infty/\rho}+1} \quad (4)$$

The subscript ∞ means the oxidizer stream.

The function $g(Z)$ is given as follows [9] :

$$g(Z)=\exp\left[-2\left(\mathrm{erfc}^{-1}(2Z)\right)^2\right] \quad (5)$$

where erfc^{-1} is the inverse of the complementary error function.

Thestoichiometric dissipation scalar is found from :

$$\chi_{st}=\frac{a}{\pi}\exp\left[-2\left(\mathrm{erfc}^{-1}(2Z_{st})\right)^2\right] \quad (6)$$

Where a is the strain rate.

The stoechiometric mass fraction is given by :

$$Z_{st}=\frac{1}{1+sY_{FF}/Y_{OO}} \quad (7)$$

Where s is the stoechiometric mass ratio of oxygen to fuel, Y_{FF} and Y_{OO} are the feed stream mass fraction of the fuel (regardless of the chemical composition) and oxygen, respectively.

The two parameters are to input in equations (1) and (2), mixture fraction Z and stoichiometric scalar dissipation rate χst.

3. Simulation details

The flamelet equations (1) and (2) are solved for several values of CO2/CH4 molar ratio until steady state is achieved assuming Lei = 1 for all species involved in the chemical mechanism. Calculations are carried out with PrePDF 4 code [10]. Computations are performed over a wide range of CO2/CH4

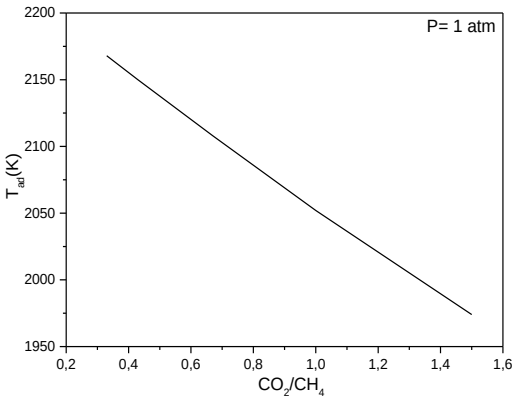
molar ratio (0.33 to 1.5) and ambient pressure (from 1 atm to 10 atm). Hereafter results are presented for two biogases composition, BG40 (40% CO2 and 60%CH4) and BG60 (60% CO2 and 40% CH4). Biogas oxidation chemistry is modelledby the GRI Mech-3.0 mechanism that involves 53 species and 325 reactions. Chemical and thermal influences of biogas CO2 content are evaluated over the range of operating conditions considered using an artificial non reacting species X which has the same thermal and transport properties as CO2 [11].

4. Results and Discussion

In this section, computations results are presented for each operating parameter.

4.1 Biogas composition effects

Biogas composition effect on flame structure and NO emission is investigated at χ=20 s-1and P = 1 atm. An analysis of thermal and chemical effect of CO2 is also provided. CO2 volume content is increased from 25% to 60%. These limits correspond to low quality biogas, which contains a small amount of methane, and a high quality one containing important quantities of methane. First, results of adiabatic flame temperature are shown followed by flame structure and NO emission. An analysis of thermal and chemical effect of CO2 addition is then provided.



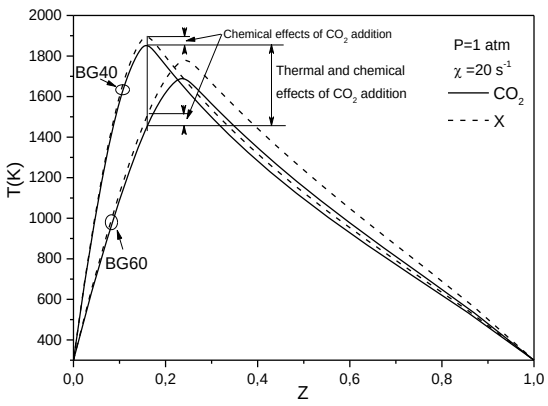


Figure 2: Adiabatic flame temperatureFigure 3: Flame temperature

Figure 2 depicts the influence of CO2/CH4 molar ratio on adiabatic flame temperature which is obtained from thermodynamic equilibrium calculation. Adiabatic flame temperature deceases linearly with CO2/CH4 ratio. More CO2 is added, the smaller is the power input.

Figures 3 to8 present flame structures and NO emission at χ=20 s-1. Inlet temperature and ambient pressure are 300 K and 1 atm, respectively. Flame structure includes distributions of flame temperature, mass fractions of major species(H2O, CO2 and CO) and minor species (OH).

According to these figures, CO2 addition induces a shift of the radial spreading profiles of the involved temperature and species towards the fuel side. This is due to low diffusivity and heaviness of CO2. Indeed, reducing the concentration of CH4 increases the stoichiometric mixture fraction and this

displaces all temperature and species mass fraction curves to the right.

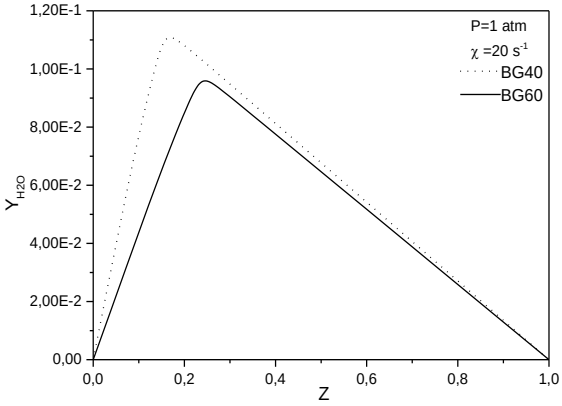


Figure 4: H_2O mass fraction

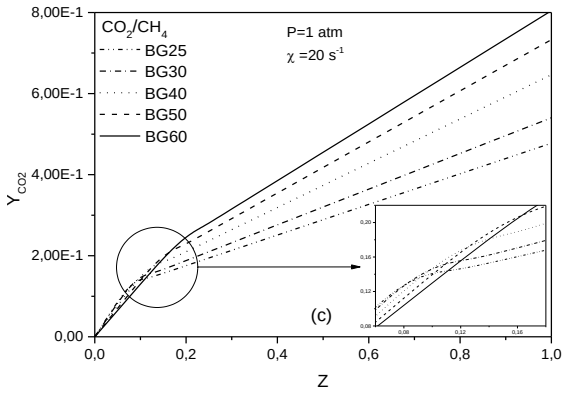
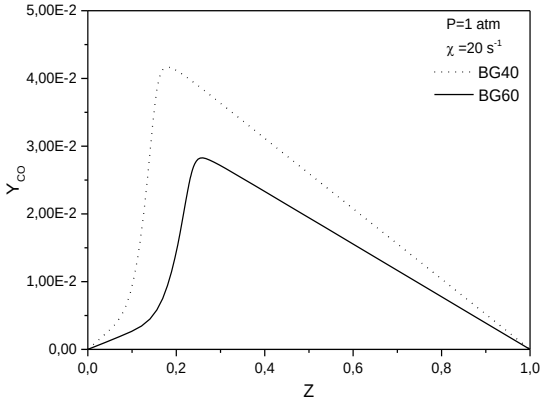


Figure 5: CO_2 mass fraction

The maximum temperature (figure 3) decreases with CO2/CH4 ratio and occurs at the rich side of the stoichiometric mixture fraction of the biogas mixtures. Forboth BG40 and BG60 biogases, chemical and thermal CO2 addition effects are shown. The flame produces less H2O (figure 4) and slightly less CO2 for Z < 0.12 and more CO2 for Z > 0.12 (figure 5).CO mass fraction is lowered with CO2 addition(figure 6).



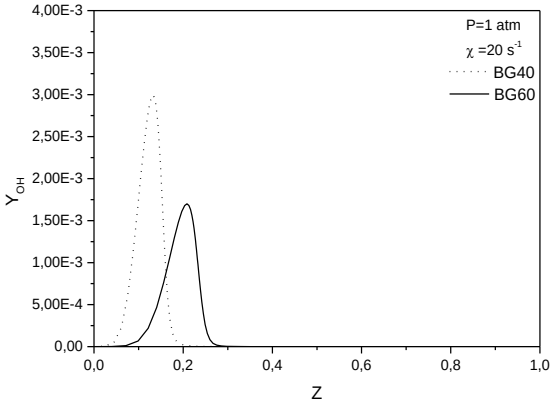
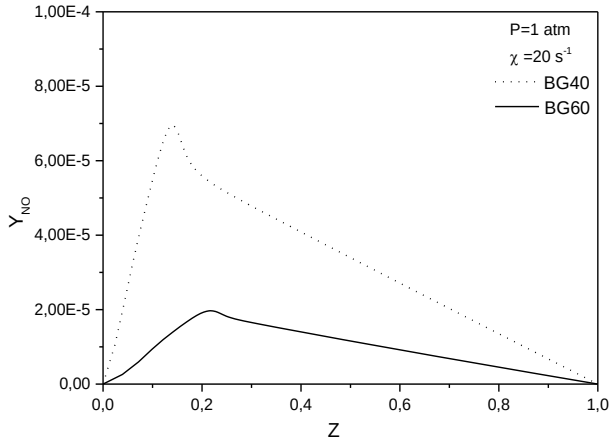


Figure 6: CO mass fractionFigure 7: OH mass fraction

CO2in the fuel mixture rise reduces the mass fraction of OH radical(figure 7).The same behavior has been found in previous studies [12].



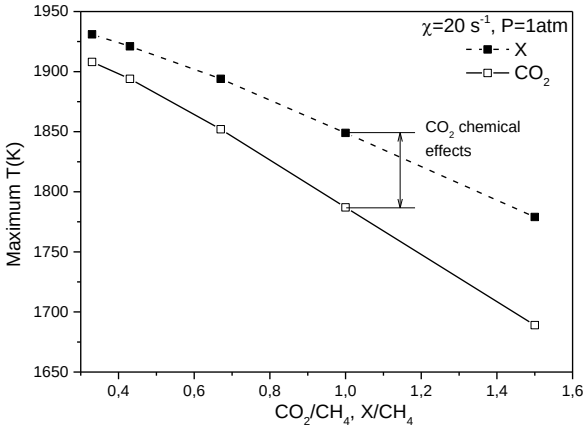
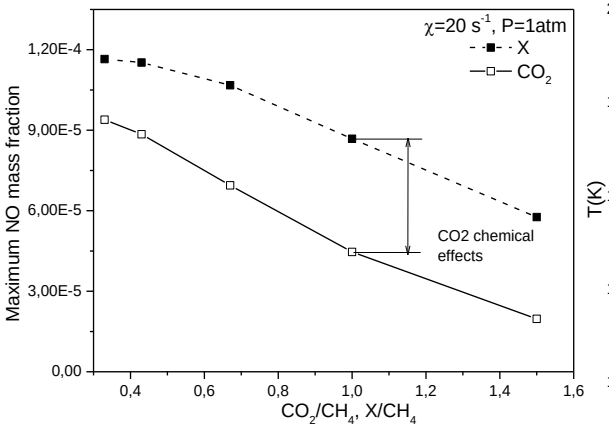


Figure 8: NO mass fractionFigure 9: Maximum flame temperature

NO mass fraction (figure 8) is maximal at temperature peaks, located at z_{st}, it decreases due to reduction of reactive species with increasing CO_2/CH_4 molar ratio.

Figures 9 and 10 illustrate chemical effects of CO_2 addition on maximum temperature and maximum NO species for different CO_2/CH_4 molar at ambient pressure of 1 atm and scalar dissipation of 20 s^{-1}.



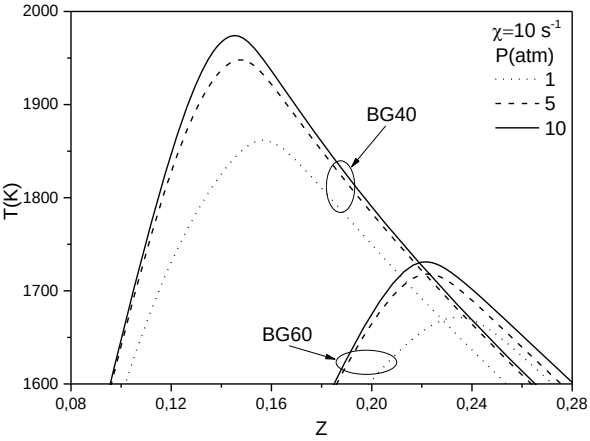


Figure 10: Maximum NO mass fractionFigure 11: Flame temperature

From figure 9,it can be seen that both chemical and thermal effects of CO_2 addition reduce maximum flame temperature; it is worth noting that chemical effect is more pronounced with increasing CO_2/CH_4 molar ratio.In figure 10, maximum NO mass fraction isalso decreased by thermal and chemical CO_2 effects.

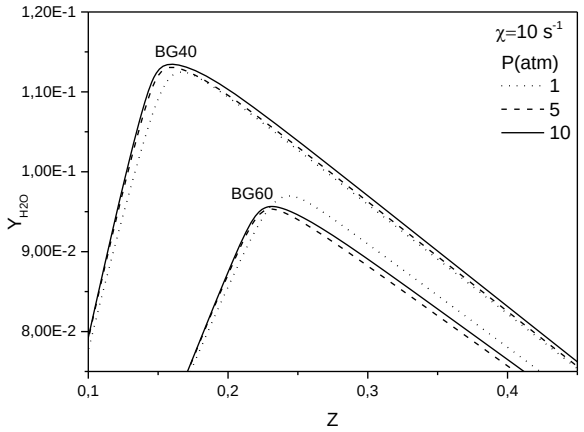
4.2 Pressure effects

Pressure effect results are presented for BG40 and BG60 biogases, scalar dissipation of 10 s^{-1} and ambient pressure from 1 to 10 atm.

Effect of ambient pressure on flame temperature, H_2O, CO_2, CO, OH and NO mass fractions arecharacterized in figures 11 to 16.

Figure 11 shows that with increasing pressure, flame reaction zone become thinner [14], as can be seen in temperature and species profiles. Flame thickness is proportional to $(Pa)^{-1/2}$ since it is of the order of $(D/a)^{1/2}$ and D is inversely proportional to pressure, where D is the mixture diffusion coefficient and $a$is the strain rate[25]. According to this, thermal radiation becomes progressively less important since it is inherently a volumetric phenomenon.

Pressure rise increases flame temperature (figure 11) and CO_2 mass fraction (figure 13).This increase is fast from 1 to 5 atm and more gradual between 5 and 10 atm [15]. Pressure effect is more visible on BG40 than BG60 biogas, peak temperature difference and deflection in CO_2 profile are important in BG40 compared with BG60. However, H_2O mass fraction (figure 12) is less sensitive to pressure increase for both biogases; its variation is very slight.



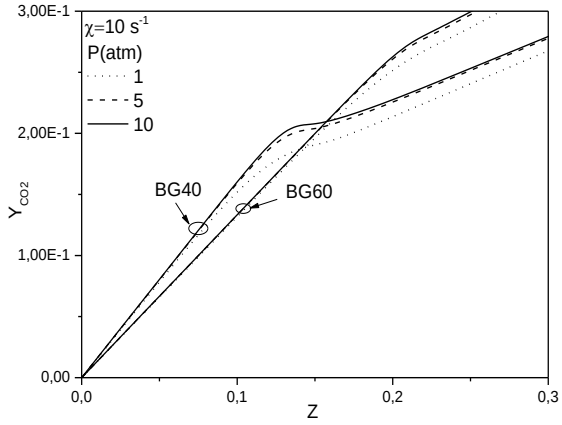
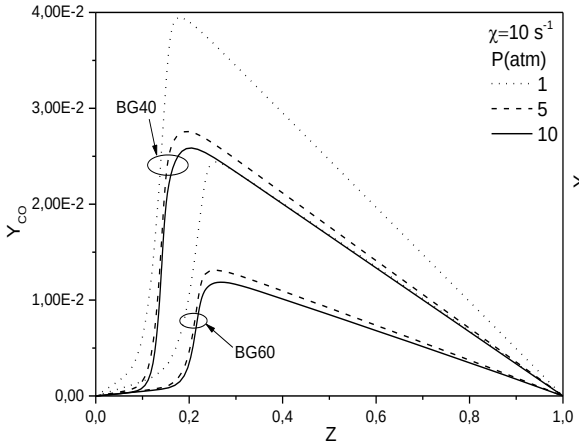


Figure 12: H_2O mass fractionFigure 13: CO_2 mass fraction

CO mass fraction (figure 14) is deceased with pressure; this decrease is fast from 1 to 5 atm and more gradual between 5 and 10 atm.

OH and NO mass fractions (figures 15 and 16) are all reduced with pressure rise. The chain branching reaction are inhibited by produced hydrocarbon products induced with CO_2 addition, furthermore high pressure promotes recombination reactions involving a third body. This reduces the chain branching and then CO and NO mass fractions.



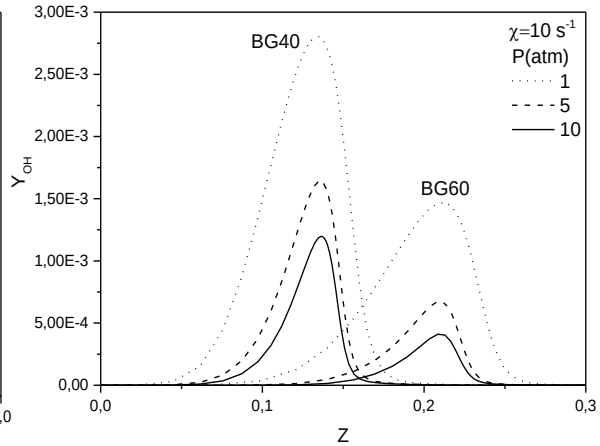


Figure 14: CO mass fractionFigure 15: OH mass fraction

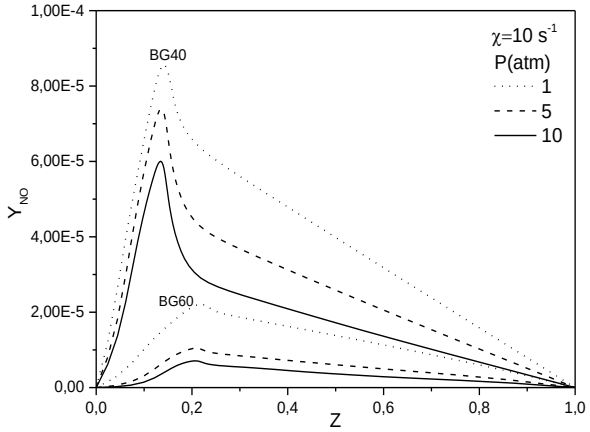


Figure 16: NO mass fraction

From figure 17,it can be seen that the maximum temperature is decreased by CO_2 chemical effects and augmented by pressure. Figure 18 shows that maximum NO mass fraction diminishes with CO_2 chemical effects and pressure rise.

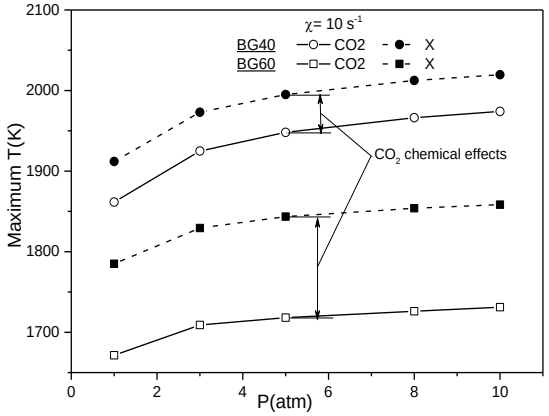


Figure 17: Maximum flame temperature

3.3 NO emissions

The emission index, EINO, is a global parameter that has been commonly used to characterize NO emission from different flames. It is defined according to [31]:

$$EINO = \frac{\int W_{NO}\dot{w}_{NO}dz}{\int W_{fuel}\dot{w}_{fuel}dz}$$

Where W_i and $\dot{w}_i$ are molecular weights and molar production rates of ith species, respectively.

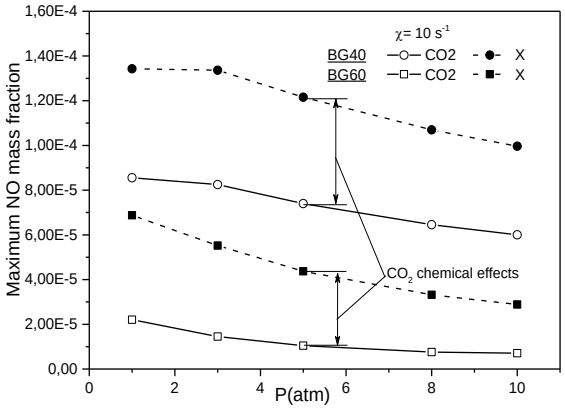


Figure 18: Maximum NO mass fraction

Figures 19 and 20show that pressure and CO_2 mass fraction rise reduce the NO emissions index.

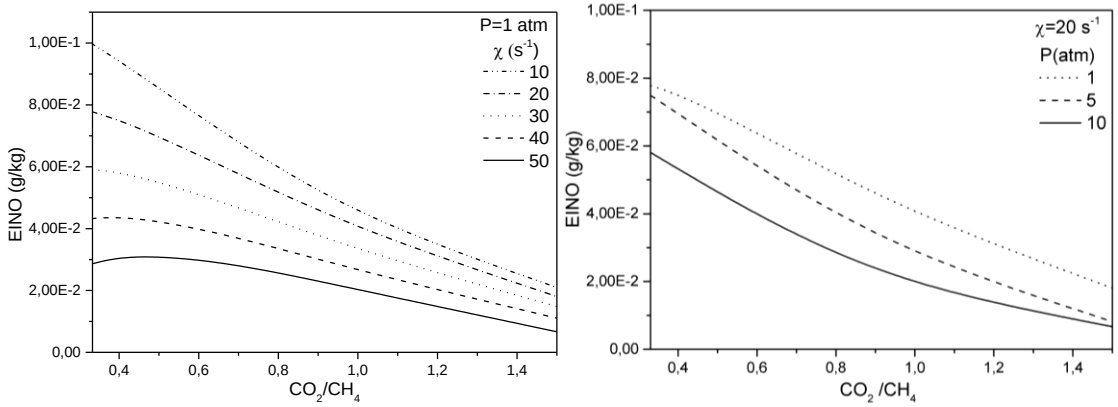


Figure 19: EINO distribution with concentrationFigure 20: EINO distribution with pressure

4. Conclusion

A numerical study on flame structure and emissions of biogas counter-flow diffusion flame was conducted in mixture fraction space over a wide range of operating conditions: CO_2 volume in the fuel mixture ranging from 25 to 75% and ambient pressure from 1 to 10 atm. Thermal and chemical effects of CO_2 addition on flame structure were also investigated. The following conclusions can be drawn

- Flame temperature is decreased by both thermal and chemical CO_2 addition effects. Also, radiation losses are enhanced with CO_2 enrichment.
- Maximum mass fraction of chain carrier radicals and NO are decreased by CO_2 chemical effect and increased by CO_2/CH_4 molar ratio.
- NO emission index is reduced with CO_2 addition in the whole composition and strain rate space.
- Added CO_2 amount more than a digestible one plays a role of diluent and limits chemical reaction participation.
- The chain branching reaction is inhibited with CO_2 addition and recombination reactions are promoted at high pressure, as a result CO and NO mass fractions are reduced.

References

[1] X. Paubel,A. Cessou,D. Honore,L. Vervisch,R. Tsiava, A flame stability diagram for piloted non-premixed oxycombustion of low calorific residual gases Proceedings of the Combustion Institute, Volume 31, Issue 2, January 2007, Pages 3385–3392

[2] Saeed Jahangirian; Abraham Engeda; Indrek S. Wichman, Thermal and chemical structure of biogas counterflow diffusion flames, Energy and Fuels. 2009;23(11):5312-5321.

[3] Nathan Hinton; Richard Stone**,**Laminar burning velocity measurements of methane and carbon dioxide mixtures (biogas) over wide ranging temperatures and pressures**,** Fuel 116(2014) 743-750

[4] Iván D. Bedoya ,Samveg Saxena,Francisco J. Cadavid,Robert W. Dibble,Martin Wissink, Experimental evaluation of strategies to increase the operating range of a biogas-fueled HCCI engine for power generation, Applied EnergyVolume 97, September 2012, Pages 618–629

[5] Meghdad Saediamiri, Madjid Birouk, Janusz A. Kozinski**,** On the stability of a turbulent non-premixed biogas flame: Effect of low swirl strength**,**Combustion and Flame 01/2014; 161(5):1326–1336

[6]N. Peters, Turbulent combustion, Cambridge University Press, 2000.

[7]H. Pitsch ,N. Peters, A Consistent Flamelet Formulation for Non-Premixed Combustion Considering Differential Diffusion Effects, Combustion and FlameVolume 114, Issues 1–2, July 1998, Pages 26–40

[8] J. S. Kim, F. A. Williams, Extinction of diffusion flames with non-unity Lewis numbers, Journal of Engineering MathematicsApril 1997, Volume 31, Issue 2-3, pp 101-118

[9] N. Peters, Laminar Diffusion Flamelet Models in Non Premixed Combustion, Prog. Energy Combust. Sci., 10:319-339, 1984.

[10] FLUENT Inc., Fluent User's Guide Ver. 6.2. (2005).

[11] Jeong Park, Dong-Jin Hwang, Jong-Geun Choi, Kee-Man Lee, Sang-In Keel and Sung-Hoon Shim, Chemical effects of CO2 addition to oxidizer and fuel streams on flame structure in H2–O2 counterflow diffusion flames, Int. J. Energy Res. 2003; 27:1205–1220

[21] A. Matynia, J. Molet, C. Roche, M. Idir, S. de Persis, L. Pillier, Measurement of OH concentration profiles by laser diagnostics and modeling in high-pressure counterflow premixed methane/air and biogas/air flames,Combustion and FlameVolume 159, Issue 11, November 2012, Pages 3300–3311

[22] Hsin-Yi Shih , Jou-Rong Hsu, A computational study of combustion and extinction of opposed-jet syngas diffusion flames, International Journal of Hydrogen EnergyVolume 36, Issue 24, December 2011, Pages 15868–15879

[14] U. Niemann, K. Seshadri, F.A. Williams, Effect of pressure on structure and extinction of near-limit hydrogen counterflow diffusion flames, Proceedings of the Combustion Institute 01/2013; 34(1):881-886

[15] K. Safer, F. Tabet, A. Ouadha, M. Safer and I. Gökalp, Simulation of a syngas counter-flow diffusion flame structure and NO emissions in the pressure range 1 - 10 atm, Fuel Processing TechnologyVolume 123, July 2014, Pages 149–158.

[16] X.L. Zhu, J.P. Gore, Radiation effects on combustion and pollutant emissions of high-pressure opposed flow methane/air diffusion flames, Combustion and FlameVolume 141, Issues 1–2, April 2005, Pages 118–130

Modeling and simulation of the porous media pollution

Kenza IRINISLIMANE[1*], Kamal MOHAMMEDI[2]

[1*]MESOteam/Laboratoire d'Énergétique mécanique et ingénierie, Faculté des sciences de l'ingénieur Université M'Hamed Bougara, Boumerdes 35000, Alger;
[2]MESOteam/ Laboratoire d'Énergétique mécanique et ingénierie, Université M'Hamed Bougara, Boumerdes35000, Alger;

[*]Irinislimane kenza: irinislimanekenza@yahoo.fr

Résumé

Les problèmes de pollution du sol sont courants de nos jours, la présence de polluants pose un problème de toxicité dès lors que ces polluants migrent dans le sol.

De nombreux liquides organiques non aqueux (NAPLs : " Non Aqueous Phase Liquids " en anglais) sont employés en grande quantité par beaucoup d'industries dans le monde entier. Malheureusement, en raison de leur utilisation, ces liquides sont parmi les polluants les plus répandus dans le sol et les eaux souterraines.

Il est malheureusement extrêmement difficile de dépolluer les nappes d'eaux souterraines compte tenu de leur relative inaccessibilité, de leur volume important, leur lenteur d'écoulement. C'est pourquoi la pollution d'une nappe phréatique peut causer un dommage écologique très grave et de longue durée, notamment parce que l'élimination des polluants prend beaucoup de temps.

Dans le contexte des sites pollués, la modélisation numérique est un outil permettant de comprendre le comportement des polluants dans le milieu souterrain et de prédire leur devenir dans l'espace et dans le temps.

L'objectif de mon travail consiste à reproduire, par la simulation, certains phénomènes physiques fréquemment rencontrés dans la réalité et identifier les paramètres qui les gouvernent.

Pour ce faire, on a étudié le problème sur un modèle physique réduit et grâce aux lois de la similitude, les résultats obtenus peuvent s'étendre aux applications réelles.

Mots-clés : milieu poreux, aquifères, pollution, écoulement, simulation numérique.

Nomenclature

Φ : porosity of the milieu

$\check{C}_i$: total concentration of the species in the k mobile and stationary phases, m3/ m3 PV

ρ_k : density of the pure component k ,kg/m3

n_p : the number of phases

C_{ki} : concentration of component K in the phase liquid m³/m³

S_l: saturation of phase liquid m³/ m³ PV

R_k: term source relative to the bore for the component K

Q_k: injection rate compared to production of the component k.

r_{kl} and r_{ks} rates of reaction of component k in the liquid(l) and solid (s) phases.

u_l : Darcy velocity of the phase l in a multiphase flow ,m / s.
k : intrinsic permeability tensor ,m^2
z : depth , m
k_{rl} : relative permeability of the porous milieu to the phase l
μ_l : phase l viscosity [kg/m2s]
λ_{rlc} : relative mobility of the phase l
λ_{rTc} : total mobility
C_t : total compressibility
C^0_k and C_r compressibility of the component k and the solid matrix.

Greek symbols

Φ : Porosity
σ : Superficiel tension, N/m^2
μ_l : Dynamic viscosity of phase l, Pa.s
γ_l : Specific weight of phase l, $Kg/m^2 s^2$

Abbreviations

DNAPL Dense non aqueous phase liquid
LNAPL Light non aqueous phase liquid
PCE Perchlorethylène

1. Introduction

The study of fluid flows in porous media includes the description and characterization of both the fluid that the environment in which it operates. Due to the terrific development of means of reconnaissance highly heterogeneous subsurface formations, and the improvement opportunities for interpretation of complex data growing computer tool that allows the current problems concern mainly to the heterogeneity of natural porous milieu.

The migration of immiscible oil and restoring aquifers where they are present involve multiphase process. At hydrocarbon migration, numerical modeling has allowed a better understanding of the phenomena that act in the gas phase (Baehr, 1987 Faltaand al, 1989) and in liquid form (Guarnacciaand al, 1997, and MoridisPruess, 1995).[1]

2. Pollution of aquifers by NAPLs

Chlorinated solvents and petroleum hydrocarbons, in most cases, are poorly soluble chemicals (miscible) in water. They exist in the aquifer as separate liquid phases, often referred to as non-aqueous liquid phase or NAPL.A NAPL can consist of a single or many components compound. For example, trichlorethylene (TCE) and tetrachlorethylene (PCE) are simple compounds. [2]

The underground water can be of two types: unconfined and confined aquifer .[3]

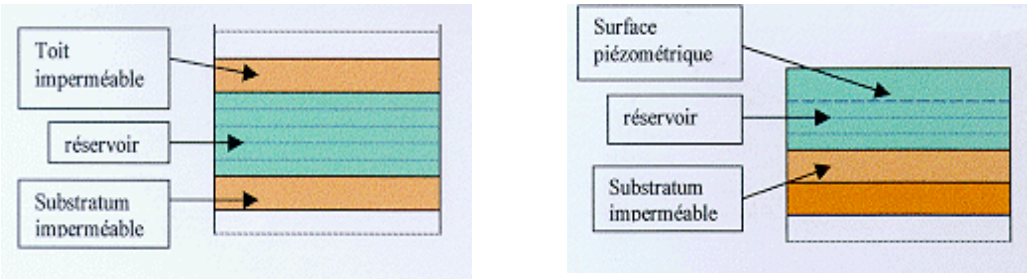


Figure 1:*Nappe captive and unconfined [3]*

Worldwide, all kinds of waste are discharged into the ground or are accidentally spilled on the surface. Fortunately, most hazardous waste is absorbed and broken down by natural processes such as

bacterial activity. However, some are not easily degraded and in some cases, the amount of toxic substances into the soil is such that the natural capacities of the latter to remove pollutants are exceeded, resulting in the pollution of groundwater. The vulnerability of groundwater depends on the type of water, free or captive, and the mode of flow of water in the aquifer. Confined groundwater is better protected by impermeable layers which surmount. Their supply of water is more limited, so easier to protect. Their pollution occurs when the impermeable protective level is pierced by a book (old drilling deep excavation ...). The unconfined aquifers are more vulnerable revenge pollutants from surface can diffuse freely in the soil and the groundwater level to unsaturated area. [2]

3. Trapping NAPLs in groundwater

3.1 Trapping mechanism

During the migration of NAPL in the porous milieu, a party may find themselves trapped under the action of capillary forces; the figure shows the free and trapped NAPL. [2]

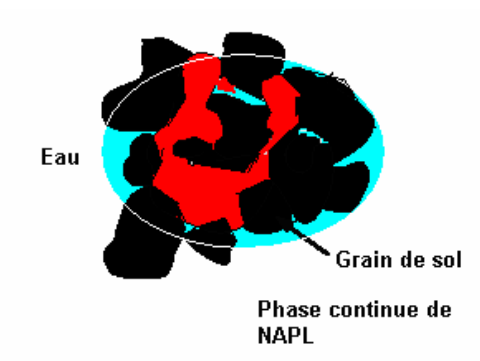


Figure 2: *Phase free NAPL (mobile)*

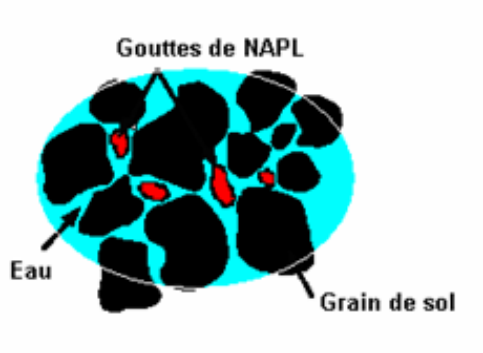


Figure 3: *NAPL residual (trapped)*

4. Modeling of multiphase displacements under UTCHEM

4.1 The UTCHEM code:

This is a multiphase simulator 3D multicomponent particularly complex. Written in FORTRAN, it is very robust and can be run either on a super computer or workstation. This calculation code digital, still in development at the University of Texas in Austin, was originally developed by Pope and Nelson (1978) to simulate the process of oil recovery by the use of surfactants (surfactants) and polymers [4]. The simulator has the ability to simulate adequately the complex phenomena [5] and also allows us to consider the phenomenon of diffusion between all phases [6] The simulator allows the modeling of more than 19 components: water, oil, surfactant, polymer, alcohol, air, plotters, gels, etc ... which can form up to four (04) fluid phases [5]: a gaseous phase three liquid phases: an aqueous phase (the = 1), an oil phase (l = 2) a microemulsion phase (l = 3).

4.2 Mathematical description

4.2.1 Equation of conservation of mass:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\phi \tilde{C}_k \rho_k) + \vec{\nabla}.[\sum_{l=1}^{n_p} \rho_k (C_{kl}\vec{u}_l - \phi S_l \tilde{\tilde{D}}_{kl}.\vec{\nabla} C_{kl})] = R_k \qquad (1)$$

The total concentration of the species in the k mobile and stationary phases

[m3/ m3 PV] is given by:

$$\bar{C}_k = \left(1 - \sum_{k=1}^{n_{cv}} \hat{C}_k\right) \sum_{l=1}^{n_p} S_l C_{kl} + \hat{C}_k \quad \text{pour } k = 1, \ldots . n_c \qquad (2)$$

$$R_k = \phi \sum_{l=1}^{n_p} S_l r_{kl} + (1-\phi) r_{ks} + Q_k \qquad (3)$$

$$\vec{u}_l = -\frac{k_{rl}\vec{\vec{k}}}{\mu_l}.\left(\vec{\nabla} P_l - \gamma_l \vec{\nabla} z\right) \qquad (4)$$

4.2.2 Pressure Equation:

$$\phi C_t \frac{\partial P_1}{\partial t} + \vec{\nabla}.\vec{\vec{k}}.\lambda_{rTc}\vec{\nabla} P_1 = -\vec{\nabla}.\sum_{l=1}^{n_p} \vec{\vec{k}}.\lambda_{rlc}\vec{\nabla} z + \vec{\nabla}\sum_{l=1}^{n_p} \vec{\vec{k}}.\lambda_{rlc}\vec{\nabla} P_{cl1} + \sum_{k=1}^{n_{cv}} Q_k \qquad (5)$$

$$\lambda_{rTc} = \sum_{l=1}^{n_{cv}} \lambda_{rlc} \qquad (7)$$

$$C_t = C_r + \sum_{k=1}^{n_{cv}} C_k^0 \tilde{C}_k \qquad (8)$$

5. Simulation-Results and Discussion

The product used in our application is Perchloroethylene or PCE is found in many other denominations 1, 1, 2, 2-tetrachlorethylene, tetrachloroethene ethylene tetrachloride, carbon dichloride.

In this application we simulated from a simple model, the behavior of a heterogeneous aquifer, considered as representative of a type of heterogeneity frequently found in nature (stratified milieu). The model used is a simplified physical model, similar to a stack of parallel layers of constant thickness and different characteristics (porosity, permeability).

The milieu considered in this study is a rigid aquifer initially saturated with the pollutant "PCE". The injection of the displacing fluid (aqueous phase) through an injection well, allows to push the contaminant to the recovery wells. The aqueous phase consists of water, of polymer and surfactant.

The injection of a surfactant solution is used to reduce the interfacial tension and decreasing the saturation of residual polluting, and injection of the polymers (often combined with the use of surfactants) increases the viscosity of the water and decreases the mobility ratio to improve sweep efficiency. Exchanges between phases are not taken into account (no phenomenon of diffusion-dispersion) and the tank temperature is invariable (isothermal process).

5.1 Meshing:

The mesh used to discretize the milieu (aquifer) is a three-dimensional Cartesian grid. The finite difference scheme used is the TVD scheme (Total Variation Decreasing); it consists in discretizing the domain into rectangular mesh. Values calculated are average values characterizing the mesh and not the values at the center of the mesh.

Tables 1: Properties of reservoir

Compressibility of the rock (1/KPa)		0 (undeformable rock)		
Rock porosity		layer 1	layer 2	layer 3
		18%	12%	8%
Permeability of the rock (millidarcy)	X	1000	1000	200
	Y	500	500	200
	Z	70	35	25
Reference pressure (atm)		1		
Initial saturation of the phases	phases	layer 1	layer 2	layer 3
	1	0%	0%	0%
	2	100%	100%	100%

We focus in this study to determine the saturation fields of the fluid phases in the case of the method of recovery of the pollutant (PCE) by injection of an aqueous phase (water, polymer, surfactant). This study examines the influence of the injection of the aqueous phase of the displacement of PCE through the medium under consideration.

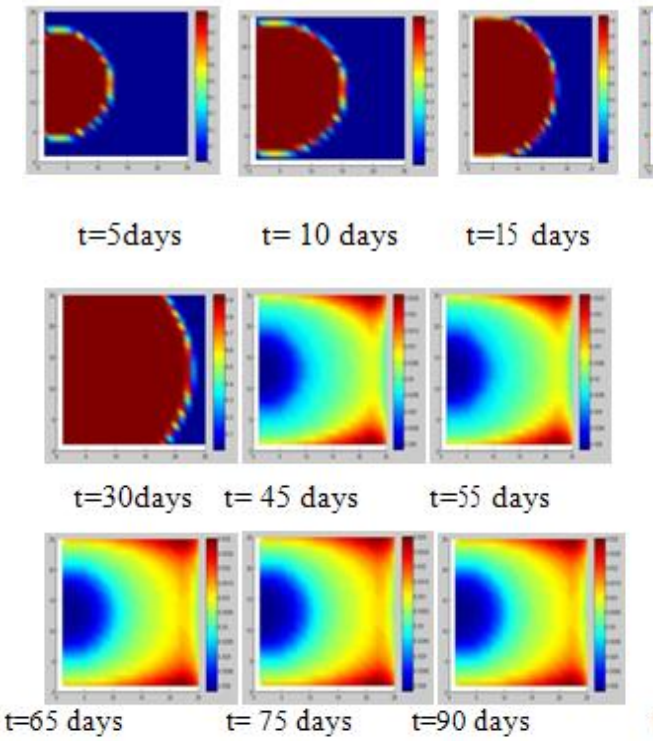


Figure 4: Saturation of the injectable Phase (Water, polymer, surfactant) in the layer 1.

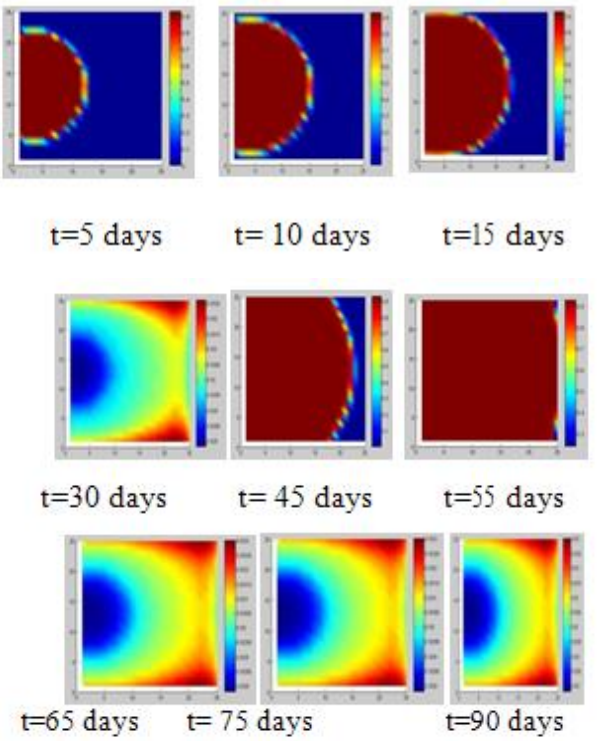


Figure 5: Saturation of the injectable Phase, (Water, polymer, surfactant) in the layer 2.

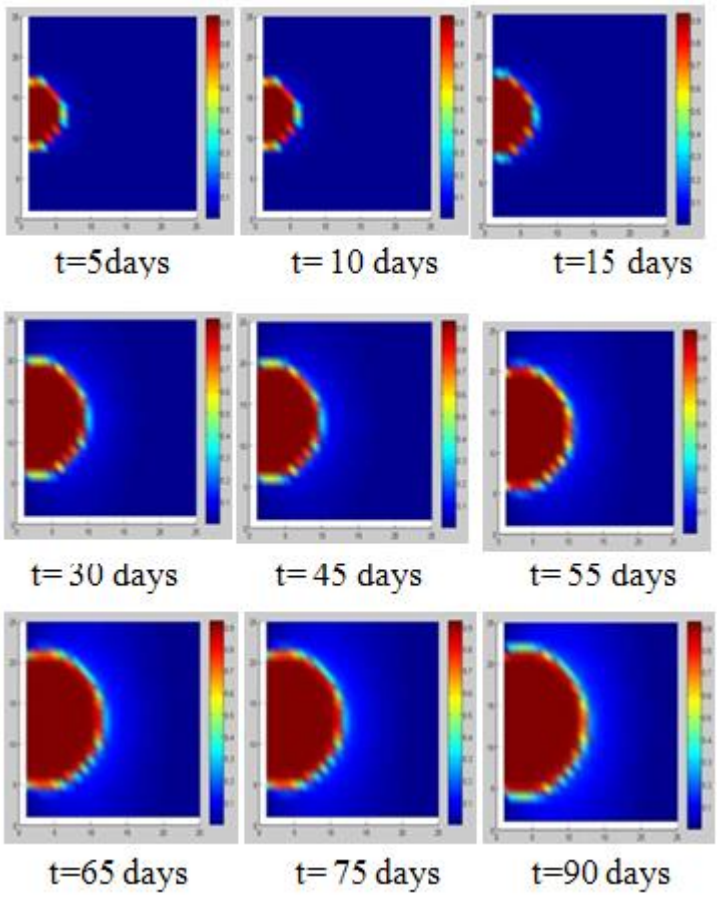


Figure 6: Saturation of the injectable Phase (Water, polymer, surfactant) in the layer 3.

From the figures (4), (5) and (6), we find that the injected aqueous phase moves quickly in the most permeable layers (1 and 2). So the permeability plays an important role in the movement of fluids through the aquifer. The Variation of the saturation of the aqueous phase is initially recorded in the vicinity of the injection well of the same phase. Thereafter the spread of this phase front across the milieu is circular in shape, and forming surfaces iso-saturations. In layer 3, wherein the porosity and permeability is low, and also because the depth to which is the displacement of the moving fluid is very long.

Behind the displacement front, saturation occurs in this phase to a maximum value in the injection well that is complementary to the residual saturation PCE. From the injection well, the saturation of the latter is gradually increased until the onset of the steady state, and stabilized at this value.

By approaching the right boundary, the aqueous phase which serves to push the pollutant moves more southerly along flow axis see Figures (4, 5.6) recovery wells. We also note that the vicinity of the two lateral boundaries is not completely swept away by the latter in the layer 1 and 2 before the first 30 days of the simulation, and in this phase 3 layers reaches the center of the aquifer after 90 days.

6. Conclusion

Unfortunately, it is extremely difficult to clean up underground water due to their relative inaccessibility, their large volume, and flow slowly. Therefore the pollution of groundwater can cause a very serious ecological damage and long-term, especially because the pollutant removal takes time.

The study of fluid flows in porous milieu includes the description and characterization of both the fluid that the environment in which it operates. Due to the tremendous development of means of reconnaissance highly heterogeneous subsurface formations, and improving opportunities for interpretation of complex data and growing software tool that allows the current issues related mainly to the heterogeneity of natural porous media.

References

1. J.Burger,Enhanced oil recovery, thermal methods, Technip, France (1984)

2. A.Yra, Active dispersion in heterogeneous porous milieus contaminated with hydrocarbon products, Doctoral Thesis, University of Bordeaux I.juin(2006).

3. S.Angiboust, Aquifers on their structure, function and their response to pollution, Platform Environment, ENS. april(2006).

4. Technical Documentation for UTCHEM-9.0.3D. Reservoir Engineering Program Center for Petroleum and Geosystems Engineering, University of Texas. july(2000).

5. L.Alonso Bernardez. , Numerical simulation of recovery of Diesel in porous milieus by injection of surfactant solutions, Memory Sciences, Laval University, Canada,july (1999).

6. O.Bour , Modeling the case of Type 1 TRANSPOL program: Results obtained with the simulator UTCHEM, Report of the National Institute for Industrial Environment and Risks.july (2003).

Single- and two-phase flow pressure drop through orifice

Ammar Zeghloul*, Abdelwahid Azzi, Abdelkader Messilem, Faiza Saidj

University of Sciences and Technology Houari Boumedien (USTHB), FGMGP/LTPMP, Bab Ezzouar, 16111, Algiers, Algeria.

a-zeghloul@live.fr

Abstract

Measurements of upward single and two-phase gas-liquid flow pressure drop through an orifice placed in a vertical pipe are reported. These were achieved using differential pressure transmitters. Six orifices of different diameters and thicknesses have been employed. The superficial velocities of the gas was varied from 0 to 4 m/s and for the liquid from 0.3 to 0.91 m/s. For single-phase flow it was found that the models of Idel'chik [1] and that proposed by Akhter et al. [2] correlate fairely good the orifice single-phase pressure drop coefficient for low open area ratio orifices. Moreover present data have been used to assess the most referenced correlations devoted for predicting two-phase flow pressure drop through orifice. It appeared that those of Morris and Simpson are the most reliable with an error of 7 to 20 %.

Keywords: Orifice, single-phase, two□phase, pressure drop, multiplier coefficient

Nomenclature

B	Chisholm constant (Equation (5))	*Greek symbols*	
C_c	contraction coefficient	ρ	density (kg/m3)
D	pipe diameter (m)	β	area ratio ($\beta=d/D^2$)
d	orifice diameter (m)	Φ_{lo}^2	two-phase multiplier
k	the single phase pressure drop coefficient	ΔP	differential pressure (Pa)
S	slip ratio(-)	*Subscripts*	
t	orifice thickness (m)	g	gas
V	lquid velocity (m/s)	l	liquid
x	Mass flow quality (-)	TP	Two-phase
Z	distance from the orifice (m)		

1- Introduction

Gas□liquid two□phase flows through orifices are encountered in a variety of industrial plants. Some examples are: flow characteristics of rupture discs in engineering relief system of chemical reactors; leaks from ruptured vessels and pipes in power generation units; refrigeration systems, control of two phase flow using choke valves on oil production platforms; desalination process by multistage flash (MSF), and the metering of two□phase flows more particularly in wet gas. The evaluation of the pressure drop associated with the orifice and the knowledge of its influence on the flow behaviour are necessary for a safe and optimal design of the equipment where orifices might occur. There has been significant effort in modelling single□phase flow through

orifices and the corresponding pressure dropes. Details of flow behaviour and models of pressure dropes can be found in fluid mechanics textbooks such as Idel'chik [1].

In two□phase flow, the flow mechanics are more complex due to the nature of the flow.These can exhibit a wide range of phase configurations as a consequence of the deformable interface.The majority of published work has been directed to the pressure drop as well as the pressure drop prediction models Simpson et al [3], Chisholm [4], Morris [5], Watson et al. [6], Collins and Gacesa [7], and James [8].

From a literature review it appears that, only the works of Collins and Gacesa [7] and that of Smith [9] have been focusing on pressure drop generated by orifice placed in vertical pipe; despite that the flow pattern may affect dramatically the associated pressure drop. One other hand, another question may arise regarding the reliability of the two-phase pressure drop prediction models if one should apply them for the vertical plane case. The aim of the present work is to fill this gap.

2- Experimental setup and the methodology

A schematic diagram of the experimental apparatus employed for single and two□phase flow pressure drop measurements through orifice is shown in Figure 1. It is the same test facility as that used recently by Zeghloul et al. [10]; on which the pressure drop measurement devices and the associated pipes and fittings have been added.

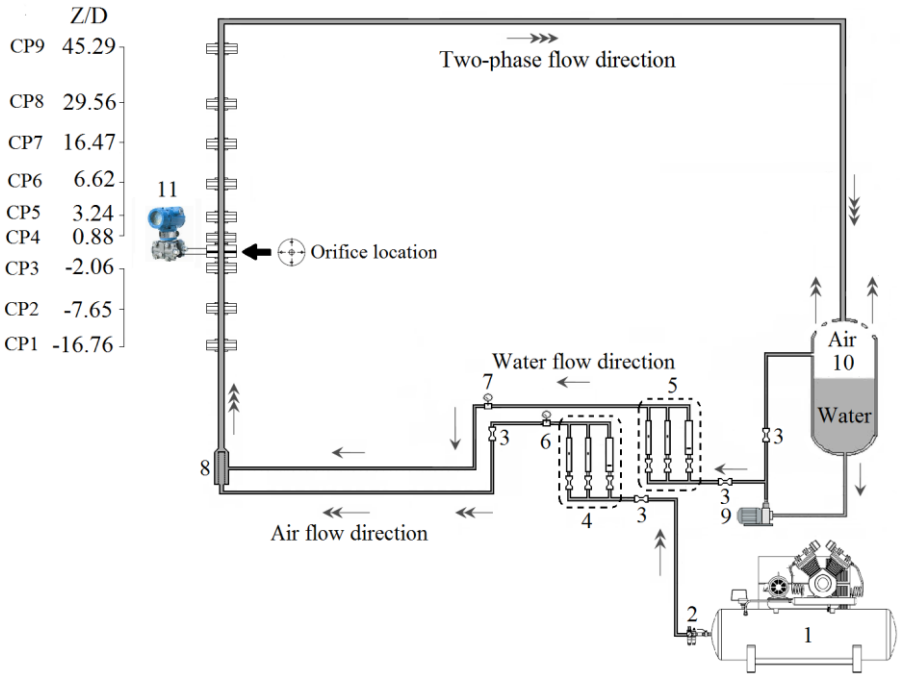
The vertical test section was made of transparent acrylic resin (PMMA), which permits visual observation of the flow pattern, is about 6m long with an inner diameter, D_t, of 34 mm. Tap water is drawn by pump from a storage tank, which also acts as a phase separator, and injected in to the mixer where it is combined with the air supplied from the compressor. Downstream the mixer, the air□water mixture flows through the vertical pipe, a bend, a horizontal pipe and finally to the storage tank, where the air and the water are separated.

The water is recirculated and the air is released to the atmosphere. Inflow of air and water are controlled by valve and metered using banks of calibrated rotameters mounted in parallel before the mixing unit. The maximum uncertainties in the liquid and gas flow rate measurements are 2%. The static pressure of the air flow is measured prior entering the mixing section.

A series of six orifices have been used in the present study. *Table 1* summarizes the dimensions of these orifices.

The orifice is installed at a distance of 4110 mm, 121 pipe diameters downstream the mixer. The conductance probe technique has been used to measure the average void fraction .

The pressure drop generated by the orifice is measured by using two differential pressure transmitters. The ranges of these transmitters are (0-7.2 kPa) and (0-36 kPa) respectively, with a precision of ±0.2 %. According to norme ISO 5167-1 [11] for measurement of pressure drop through orifice, the pressure transmitter are connected to pressure taps placed at 1D and 0.5D, respectively upstream and downstream the orifice plate.



1: Compressor, 2: Pressure regulator, 3: Valve, 4: Air flowmeters, 5: Water flowmeters, 6: Manometer, 7: Thermometer, 8: Mixer, 9: Pump, 10: Tank/Separator, 11: Dp/Cell

Figure 1: Schematic diagram of the experimental facility

Table 1: Dimensions of the orifices

Orifice	Diameter, d [mm]	Thickness, t [mm]	Diameter ratio σ=d/D	Thickness ratio t/d
1	25	2.5	0.73	0.1
2	25	5	0.73	0.2
3	25	14.7	0.73	0.59
4	18.5	1.9	0.54	0.1
5	18.5	3.7	0.54	0.2
6	18.5	10.8	0.54	0.59

3. Results and discussion

3.1. Single-phase flow pressure drop through orifice

The single-phase pressure drop through orifice is generally expressed by:

$$\Delta p = k\rho V^2/2 \quad (1)$$

k is the single phase pressure drop coefficient, or resistance coefficient of the orifice given in different fluid mechanics text books or obtained from momentum equation of flow through orifice. From momentum equations, other forms of the pressure drop through orifice can be determinated.

In figure 2 is given the evolutions of the single-phase flow pressure drop through the six orifices as function of the liquid superficial velocity. The effect of the diameter ratio is obvious. The pressure drop increases with the decrease of this ratio. The pressure drop for small diameter ratio can reach seven times that of the high diameter ratio at the highest liquid superficial velocity. Moreover the thickness of the orifice has a clear influence on the pressure drop. Independently of

the diameter ratio, the pressure drop increases with orifice thickness decreasing.

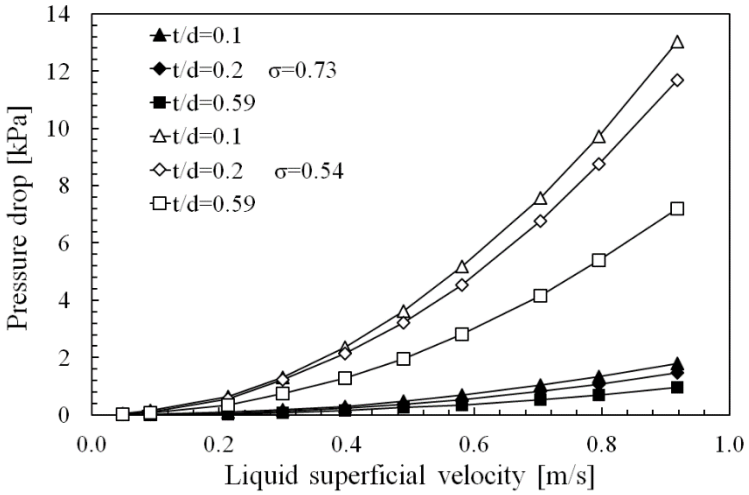


Figure 2: Single-phase flow pressure drop through the orifice versus the liquid superficial velocity

3-2 Two-phase flow

During two-phase flow experiments, A a series of visual observations through the transparent vertical acrylic test section allowed to observe bubbly, slug and churn flow pattern similar to the recent study of Zeghloul et al [10]. These latter plotted the experimental gas and liquid superficial velocities on the flow pattern map of Shoham [12], (Figure 3), for the pipe upstream the orifice. On this figure the flow pattern was identified using a combination of direct observation and inspection of the Probability Density Function of the void fraction time series as suggested by Costigan and Whalley [13]. Similar to the present study, most of the experiments lies in the slug flow region.

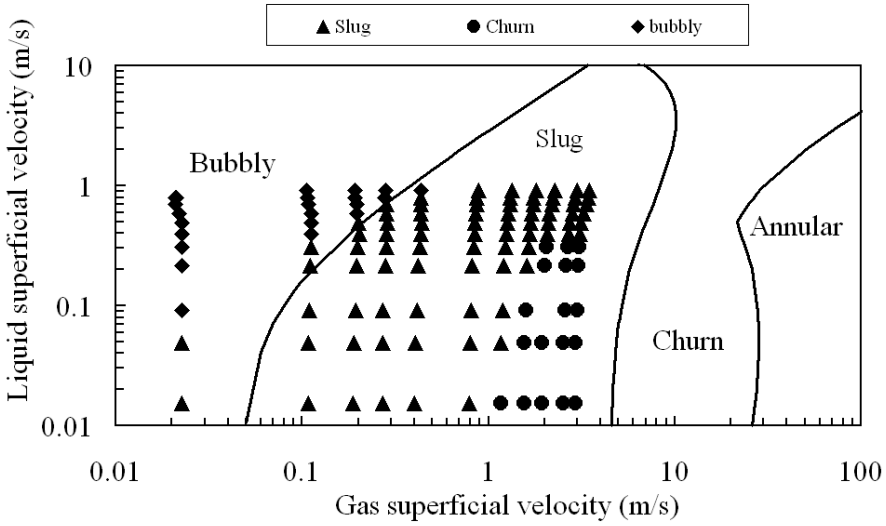


Figure 3: Flow pattern map in the vertical pipe before the orifice, Zeghloul et al. [10]

The two-phase multiplier has been obtained by comparison with single phase measured pressure drops. They are expressed as:

$$\Phi^2_{LO} = \Delta p_{TP} / \Delta p_{LO} \quad (2)$$

The Table 2 sumarised the diffirent multiplier correlations for orifice from the literature.

Table 2: Two-phase flow multiplier correlations for orifice

Author	Correlation
Homogeneous	$\Phi^2_{LO} = 1 + x\left[\frac{\rho_l}{\rho_g} - 1\right]$ (3)
Simpson et al. [3]	$\Phi^2_{LO} = [1+x(S-1)][1+x(S^{-1}-1)]$; $S = \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{1/6}$ (4)
Chisholm [4]	$\Phi^2_{LO} = 1 + \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} - 1\right)\left[Bx(1-x) + x^2\right]$ (5) Thin Orifice: $B = \frac{\left[\frac{1}{(C_c\beta)^2} - 1\right]\frac{1}{S} - \frac{2}{C_c\beta S} + \frac{2}{S^{0.28}}}{\frac{1}{(C_c\beta)^2} - 1 - \frac{2}{C_c\beta} + 2}$; Thick Orifice: $B = \frac{\left[\frac{1}{(C_c\beta)^2} - 1\right]\frac{1}{S} - \frac{2}{C_c\beta^2 S} + \frac{2}{\beta^2 S^{0.28}} - \left[\frac{1}{\beta} - 1\right]\frac{2}{S^{0.28}}}{\frac{1}{(C_c\beta)^2} - 1 - \frac{2}{C_c\beta^2} + \frac{2}{\beta^2} - \frac{2}{\beta} + 2}$ $C_c = \frac{1}{[0.639(1-\beta)^{0.5}+1]}$
	$S = \begin{cases} \left(1 + x\left(\frac{\rho_l}{\rho_g} - 1\right)\right)^{0.5} & \text{si } X > 1 \\ \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{\frac{1}{4}} & \text{si } X \le 1 \end{cases}$; $X = \frac{(1-x)}{x}\left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{0.5}$
Morris [5]	$\Phi^2_{LO} = \left[x\frac{\rho_l}{\rho_g} + S(1-x)\right]\left[x + \left(\frac{1-x}{S}\right)\left(1 + \frac{(S-1)^2}{(\rho_l/\rho_g)^{0.5} - 1}\right)\right]$ (6)
Watson et al. [6]	$\Phi^2_{LO} = (1-x)^2[1 + 4.25Y + Y^2]$; $Y = \left(\frac{x}{1-x}\right)\left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{0.5}$ (7)
Collins and Gacesa [7]	$\Phi^2_{LO} = (1-x)^2[0.928 + 0.375\sqrt{Y} + 0.913Y]^2$ $Y = \left(\frac{x}{1+x}\right)\left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{0.5}$ (8)
James [8]	$\Phi^2_{LO} = \left[\left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right) - 1\right]x^{1.5} + 1$ (9)

The experimental data are compared with the predictions models from the Comparison of the experimental two-phase pressure drop data collected by the authors with the two-phase flow pattern model is presented in Figure 4 and Table 2. It can be observed that they are in agreement with the models of Morris and Simpson et al.

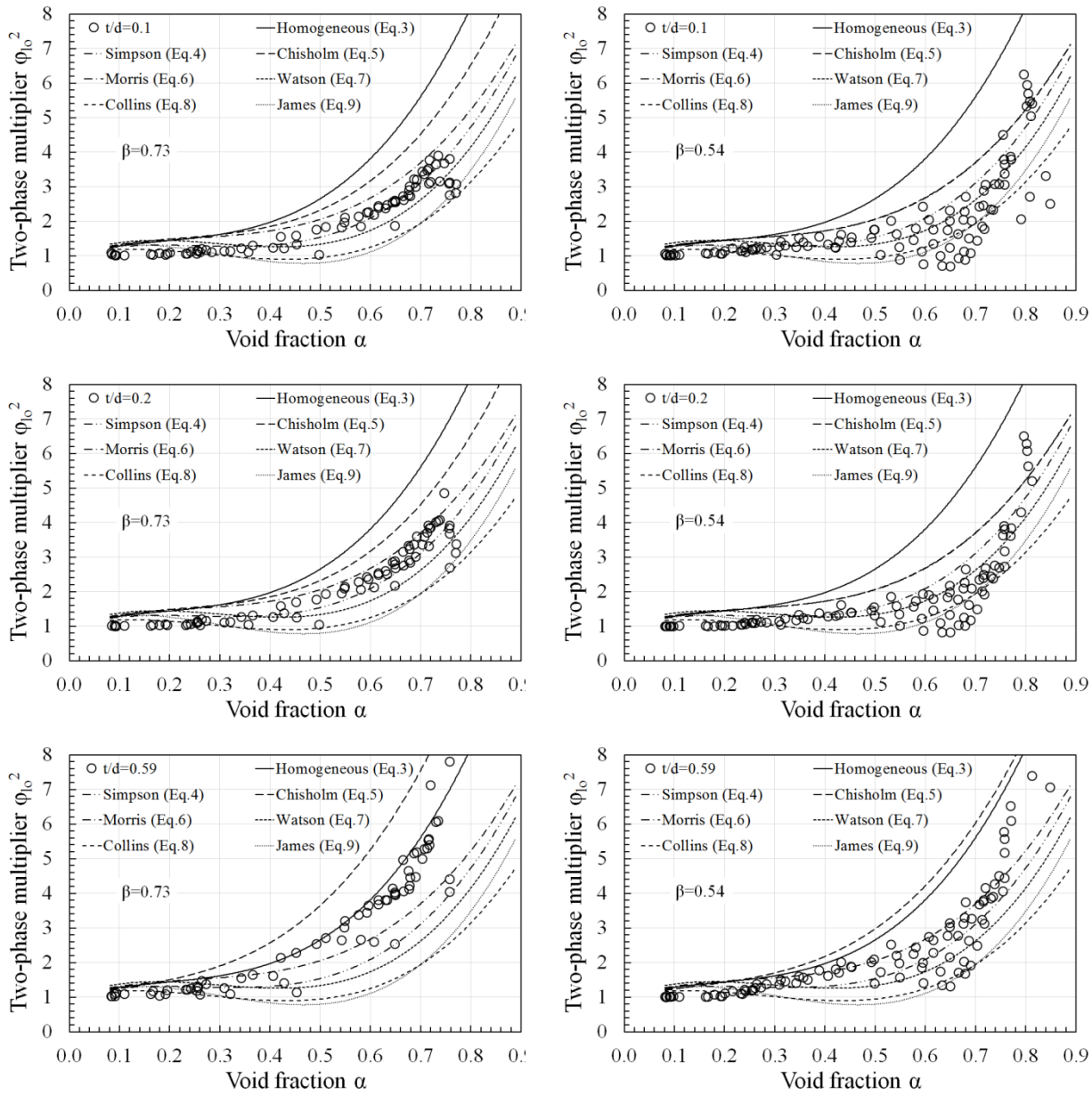


Figure 4: Pressure multiplier versus gas volume fraction for different orifice geomrtries

Govan [14] carried out an assessment of the methods for comparing predictions and experimental data for large data sets. He concluded that rather than use an error, comparison should be made through the logarithm of the ratio of predicted to experimental values as this tends to yield a more Gaussian distribution.

Two statistical parameters, *F* and *S*, are employed to judge the accuracy of the prediction methods. These are defined as: *F*, the correction factor, which is the average factor by which the calculated value must be multiplied to give the experimental value; and *S* which is a transformed standard deviation =exp(σ)-1 , where P(i) is the predicted two-phase pressure drop and E(i) is the experimental two-phase pressure drop.

$$\mu = \text{meam} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} e(i) \qquad \text{with:} \quad e(i) = \log\left[\frac{P(i)}{E(i)}\right] \tag{3}$$

$$\sigma=\sqrt{\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}(e(i)-\mu)^2} \tag{4}$$

Table 3: Comparison of the experimental data with the selection of correlations

		Orifice 1	Orifice 2	Orifice 3	Orifice 4	Orifice 5	Orifice 6
Number of points		78	75	71	105	102	101
Homogeneous	F	0.828	0.841	0.969	0.721	0.738	0.835
	S	0.151	0.135	0.079	0.327	0.232	0.173
Chisholm	F	0.902	0.918	0.884	0.858	0.881	0.809
	S	0.085	0.079	0.117	0.177	0.150	0.190
Morris	F	0.951	0.971	1.108	0.847	0.869	0.981
	S	0.069	0.075	0.118	0.200	0.134	0.100
Simpson	F	1.035	1.057	1.207	0.916	0.939	1.061
	S	0.082	0.091	0.139	0.203	0.123	0.104
Watson	F	1.148	1.177	1.336	1.030	1.057	1.193
	S	0.118	0.136	0.210	0.165	0.126	0.142
James	F	1.217	1.250	1.417	1.082	1.111	1.254
	S	0.154	0.174	0.253	0.188	0.128	0.164
Saadawi	F	1.135	1.163	1.313	1.060	1.062	1.197
	S	0.109	0.130	0.206	0.188	0.225	0.220
Collins et al.	F	1.206	1.236	1.401	1.086	1.116	1.259
	S	0.122	0.141	0.217	0.160	0.137	0.154

5- Conclusion

From the work presented above it can be concluded that:

- Experimental data of the single-phase and two-phase upward flow pressure drop in orifices have been presented.

- The single–phase flow was found to increase with superficial velocity, and decreases with the orifice thickness increasing.

- The two-phase multiplier for thin orifices (t/d=0.1 to 0.2) are found to be quite well correlated by Simpson equation. Thicker orifices (t/d=0.59) are characterized by higher pressure multipliers. Finally, the two-phase multipliers pertinent to the orifice having area ratio β=0.73 show values close to unity (or even lower) when the gas volume fraction is less than about 0.5.

References

[1] I. Idel'chik, G. Malyavskayafs, O. Martynenko et E. Fried, «Handbook of Hydraulic Resistances,» 3rd edition, CRC Press, 1994.

[2] M. Akhter, J. McNaught et D. A. McNeil, Pipe3: Single and two-phase pressure drop calculations in pipeline systems, AERE-R 3022, HTFS DR38, 1990.

[3] H. Simpson, D. Rooney et E. Grattan, «Two□phase flow through gate valves and orifice plates,» Int. Conf. Physical Modelling of Multi□Phase Flow, Coventry, 1983.

[4] D. Cisholm, Two□Phase Flow in Pipelines and Heat Exchangers, London: Longman Group Ed., 1983.

[5] S. Morris, «Two□phase pressure drop across valves and orifice plates,» European Two Phase Flow Group Meeting, Marchwood Engineering Laboratories, Southampton, UK., 1985.

[6] G. Watson, V. Vaughan et M. W. McFarlane, Two-phase pressure drop with a sharp-edged orifice, NEL Report N°290, May, 1967.

[7] D. Collins et M. Gacesa, «Measurement of steam quality in two-phase upflow with venturis ans orifice plates,» J. Bas. Engng, vol. 93, n° %11, pp. 11-21, 1971.

[8] R. James, «Metering of steam–water two-phase flow by sharp-edged orifices,» Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, vol. 180, p. 549–572, 1965.

[9] J. Smith, «Numerical predictions of bubbly two-phase flow through an orifice,» MSc thesis, Lehigh university , Lehigh, USA., 1997.

[10] A. Zeghloul, A. Azzi, F. Saidj, B. Azzopardi et B. Hewakandamby, «Interrogating the effect of an orifice on the upward two□phase gas□liquid flow behaviour,» International Journal of Multiphase Flow, vol. 74, pp. 96-105, 2015.

[11] International Organization for Standardization, Measurement of fluid flow by means of pressure differential devices—part1: orifice plates, nozzles and Venturi tubes inserted in circular cross-section conduits running full, ISO 5167-1., Geneva, 1991.

[12] O. Shoham, « Mechanistic modelling of Gas□liquidtwo□phase flow in pipes,» Society of Petroleum Engineering, USA., 2006.

[13] G. Costigan et P. Whalley, «Slug flow regime identification from dynamic void fraction measurements in vertical air□water flows,» International Journal of Multiphase Flow, vol. 23, p. 263□282, 1997.

[14] A. H. Govan, «UKAEA Report AERE-M3621.,» 1988.

Simulation numérique de l'écoulement turbulent dans une cuve bombée et chicanée agitéeà l'aide d'un système à plusieurs étages de turbinesà pales inclinées

Zied DRISS[1*], Mohamed SAMET[1], Fareh HAMRIT[2],Hedi KCHAOU[1], Brahim NECIB[3],Mohamed Salah ABID[1]

[1]Laboratoire des Systèmes Electro-Mécaniques (LASEM), Département de Génie Mécanique, Ecole Nationale d'Ingénieurs de Sfax (ENIS), Université de Sfax, B.P. 1173, Route de Sokra, 3038 Sfax, Tunisie
[2]Département de GénieMécanique, Faculté de Technologie, Université Mohamed Boudiaf - M'sila, 28000M'sila,Algérie
[3]Laboratoire de mécanique, Département de Géniemécanique, Faculté des Sciences de la Technologie,UniversitéFrèresMentouri - Constantine 1,Campus ChaabErsas, 25000 Constantine, Algérie
[*]auteur correspondant : zied.driss@enis.tn

Résumé –L'étudede l'écoulement turbulent dans une cuve bombée et chicanée agitéeà l'aide d'un système à plusieurs étages de turbines à pales inclinées est entamée par voie de simulation numérique. Les résultats présentésdans différents plans de la cuve sont issus de l'application du code commercial "Fluent" utilisant l'approche multi-références frame (MRF). Avec ce code, les équations de Naviers-Stokes régissant le phénomène de transfert sont résolues par une méthode de discrétisation aux volumes finis. Le modèle de turbulence utilisé est du type k-ε standard. La validité de la méthode d'analyse adoptée est assurée par comparaison de nos résultats numériques avec des résultats expérimentaux tirés de la littérature.

Mots Clés : Cuve bombée, chicanes,turbine, plusieurs étages,écoulement, turbulent.

Nomenclature

b	largeur des chicanes
d	diamètre de la turbine
e	hauteur de la pale
D	diamètre de la cuve
h	position de la turbine
H	Hauteur de la cuve
k	énergie cinétique turbulente
p	pression
r	position radiale
s	diamètre de l'axe de rotation
V	vitesse
w	largeur de la pale
z	position axiale

Symboles grecs

β	angle d'inclinaison
ε	taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente
θ	position angulaire
μ	viscosité du fluide (Pa.s)

Indices et exposants

d	dynamique
t	turbulente
1	première turbine
2	deuxième turbine
6.	troisième turbine

1. Introduction

Les cuves agitées sont largement utilisées dans l'industrie alimentaire. Ils sont conçues afin d'effectuer plusieurs opérations comme les mélanges des fluides miscibles ou non miscibles, la dispersion des gaz, la suspension des solides et les réactions chimiques. L'opération d'agitation mise en œuvre par l'industrie vise essentiellement d'obtenir l'homogénéité du mélange et d'assurer

une distribution uniforme de la température et de particules. A ce propos, plusieurs travaux ont été développés. A titre indicatif, on peut citer les travaux réalisés par Suzukawa et al. [1], Dohi et al. [2], Szalai et al. [3], Dakshinamoorthy et al. [4], Kelly et al. [5], Zalc et al. [6], Alvarez et al. [7], Baccar et al. [8], Kuncewicz et al. [9], Distelho et al. [10], Kchaou et al. [11], Karcz et al. [12],Aubin et al. [13], Ammar et al. [14], Ben Amira et al. [15] etDriss et al. [16-17]. Une attention particulière a été consacrée à l'hydrodynamique des écoulements générés dans les cuves hautes équipées de plusieurs agitateurs. Ce type de système d'agitation présente des performances très intéressantes pour les opérations de dispersion de gaz et en particulier pour les fermentations puisqu'ils permettent l'augmentation du temps de résidence des bulles de gaz. Les systèmes multi-étagés sont également utilisés pour la mise en suspension de particules solides afin de limiter l'accumulation des particules au fond de la cuve. Parmi les différents types d'association de mobiles d'agitation, l'association de deux agitateurs radiaux est généralement recommandée dans les opérations de dispersion de gaz ou de liquide dans des fluides de faible viscosité. Par contre, ces systèmes ne sont plus adaptés pour les opérations contrôlées par le mélange, le transfert thermique et la mise en suspension des particules solides. Pour ces dernières applications nécessitant une bonne circulation de fluide, il est préférable d'associer un agitateur radial à un agitateur mixte ou deux agitateurs mixtes. Ce système est d'autant plus intéressant que la consommation de puissance est moindre comparé aux deux autres types d'association.

Dans ce cadre-là, nous nous sommes intéressés à simuler numériquement l'écoulement turbulent dans une cuve bombée et chicanée agitée à l'aide d'un système à plusieurs étages de turbines à pales inclinées. Il s'agit en fait de présenter les caractéristiques locales telles que la vitesse, la pression, ainsi que les caractéristiques de turbulence dans la cuve entière tout en modifiant le nombre des étages sur simulateur et d'étudier l'impact sur l'hydrodynamique de l'écoulement généré dans la cuve entière. La validité de la méthode d'analyse adoptée est assurée par comparaison de nos résultats numériques avec les résultats expérimentaux d'Aubin et al. [13].

2. Modèle numérique

Sur la figure 1 sont présentés les paramètres géométriques utilisés dans cette application. Il s'agit d'une cuve cylindrique bombée munie d'une turbine à six pales inclinées ayant un angle d'inclinaison $\beta=45°$. Cet angle est mesuré entre le plan horizontal et le plan coïncidant avec la surface d'une pale. La cuve agitée est de diamètre D=190 mm et de Hauteur H=190 mm. Elle est équipée sur toute sa longueur de quatre chicanes de largeur b=19 mm. La turbine de diamètre d=95 mm et de largeur w=14 mm est installée dans la cuve à l'aide d'un axe de rotation de diamètre s=8 mm. Dans le ca cas d'un système à plusieurs étages, on note par h_1, h_2 et h_3 les positions axiales de la première, de la deuxième et de la troisième turbine par rapport au fond de la cuve. Selon l'application considérée, les valeurs de ces positions sont récapitulées dans le tableau 1. La position de la première turbine par rapport au fond de la cuve.Dans le cas Sa position par rapport au fond de la cuve est égale à h=H/3.

Dans ces conditions, on note par h_1, h_2, h_3 les positions axiales de la turbine par rapport au fond de la cuve. La première configuration à un seul étage est déjà étudiée expérimentalement par Aubin et al. [13]. C'est sur cette configuration que nous sommes basés pour la validation de nos résultats numériques avant de passer à l'étude des systèmes à deux et trois étages.

Les résultats présentés dans différents plans de la cuve sont issus de l'application du code commercial "Fluent" utilisant l'approche multi-références frame (MRF). Avec ce code, les équations de Naviers-Stokes régissant le phénomène de transfert sont résolues par une méthode de discrétisation aux volumes finis. Le modèle de turbulence utilisé est du type k-ε standard [14-17].

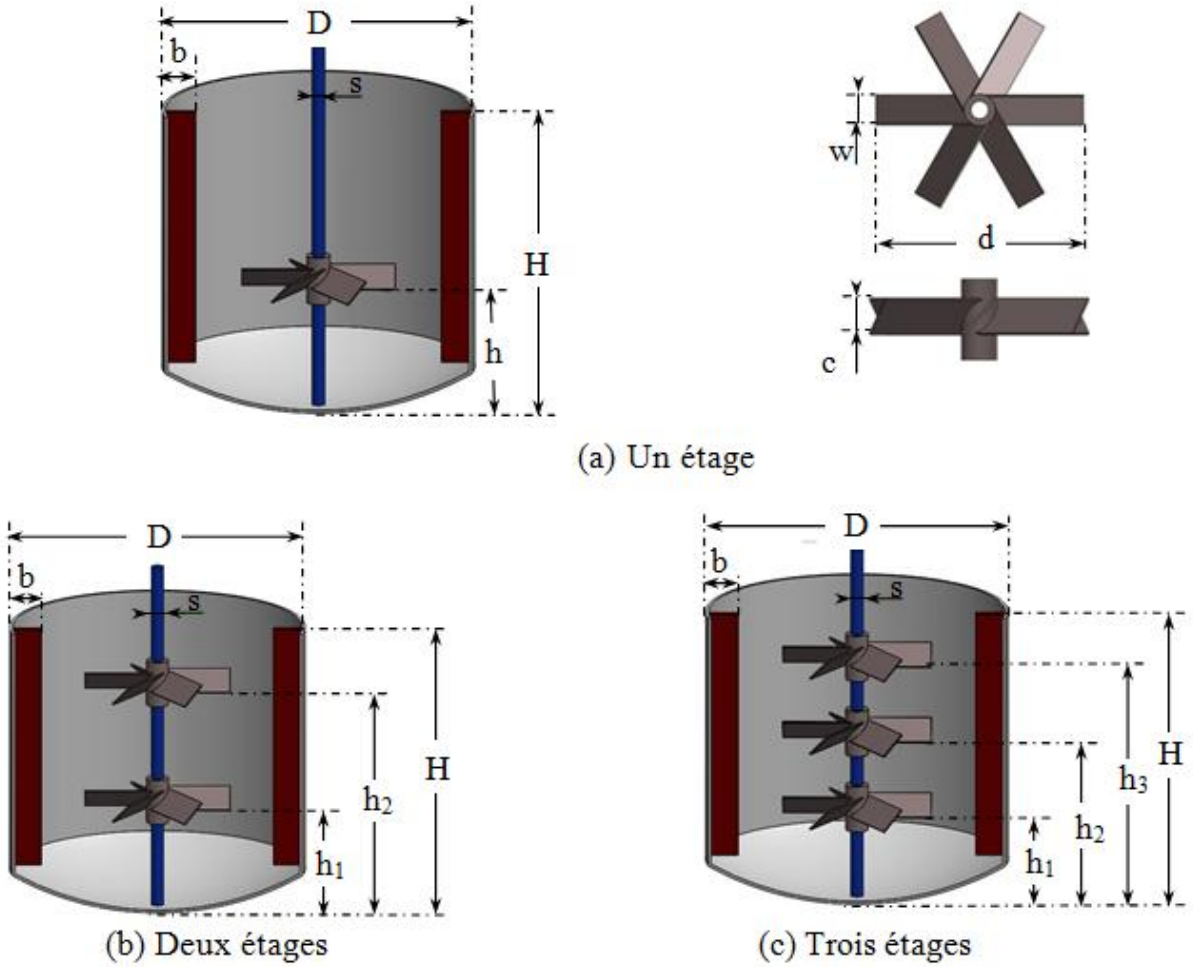


Figure 1 : Paramètres géométriques du système d'agitation.

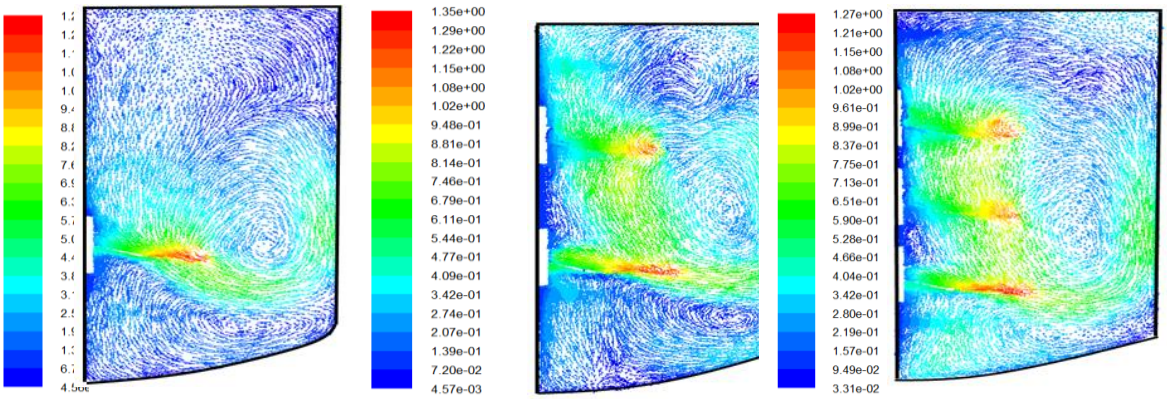
Tableau 1 :Position des turbines

Paramètres	Trois étages	Deux étages	Un étage
h_1	47.5 mm	63 mm	63 mm
h_2	95 mm	125.4 mm	-
h_3	142.5 mm	-	-

3. Résultats numériques

6.1. Champ des vitesses

Sur la figure 2 est présenté le champ des vitesses pour les configurations à un seul, deux, et trois étages. D'après ces résultats, on note la création d'un jet radial dominant l'écoulement près des turbines inférieures. Sous l'effet des chicanes, ce jet se transforme en écoulement axial. On constate que dans les configurations à deux et à trois étages, les turbines supérieures créent un jet axial ;ce qui assure le pompage du fluide vers la turbine inférieure. Par ailleurs, ces résultats montrent la naissance de deux zones de recirculation du fluide de part et d'autre de la turbine pour les configurations ayant une et deux turbines. Par contre, on remarque que la configuration à trois étages de turbines est caractérisée par une seule zone de recirculation. On peut justifier cette différence dans la configuration à trois étages par le rapprochement de la turbine inférieure par rapport au fond de la cuve z=0,25, assurant ainsi la transformation du jet radiale en écoulement axial ascendant.

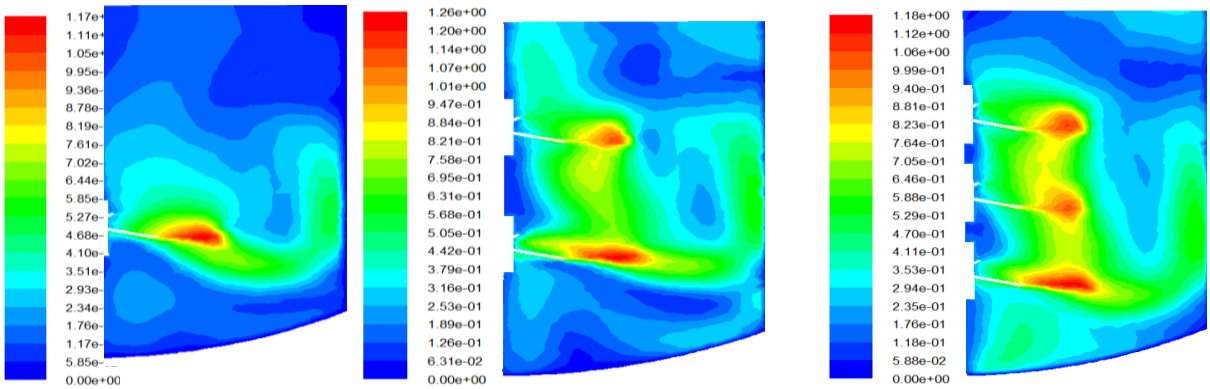


(a) Un étage (b) Deux étages (c) Trois étages

Figure 2 : Champ de vitesse dans le plan r-z défini par θ=45°.

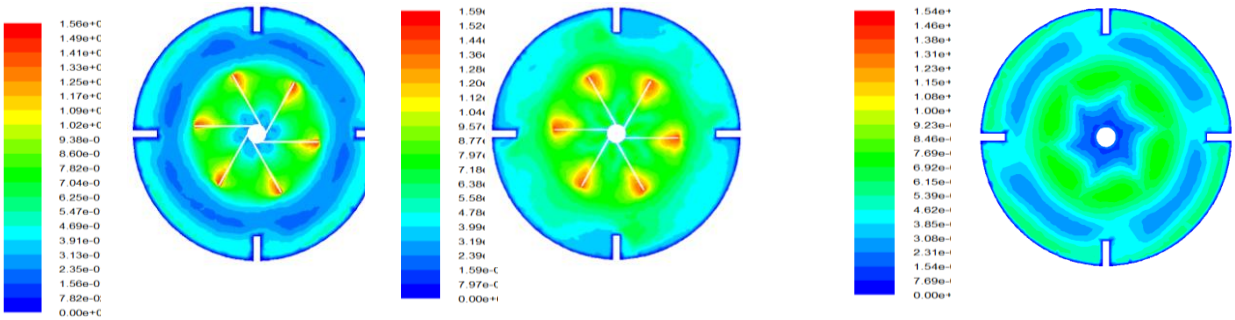
6.2. Vitesse moyenne

Sur les figures3 et 4 est présentée la distribution de la vitesse moyenne dans les plans r-z et r-θ définis respectivement par la position angulaire θ=45° et par différentes positions axiales tout le long de la cuve. D'après ces résultats, on note l'existence des zones mortes pour la configuration à un seul étage, à partir de la position z=0,52. Egalement, on observe un ralentissement important de la vitesse du fluide.De même, la configuration à deux étages présente un ralentissement important au niveau de fond de la cuve. Ces zones mortes sont pratiquement éliminées dans la configuration à trois étages. Malgré que l'écoulement présente un ralentissement au voisinage des chicanes pour toutes les configurations, ces chicanes restent toujours indispensables afin d'éviter le phénomène de vortex.

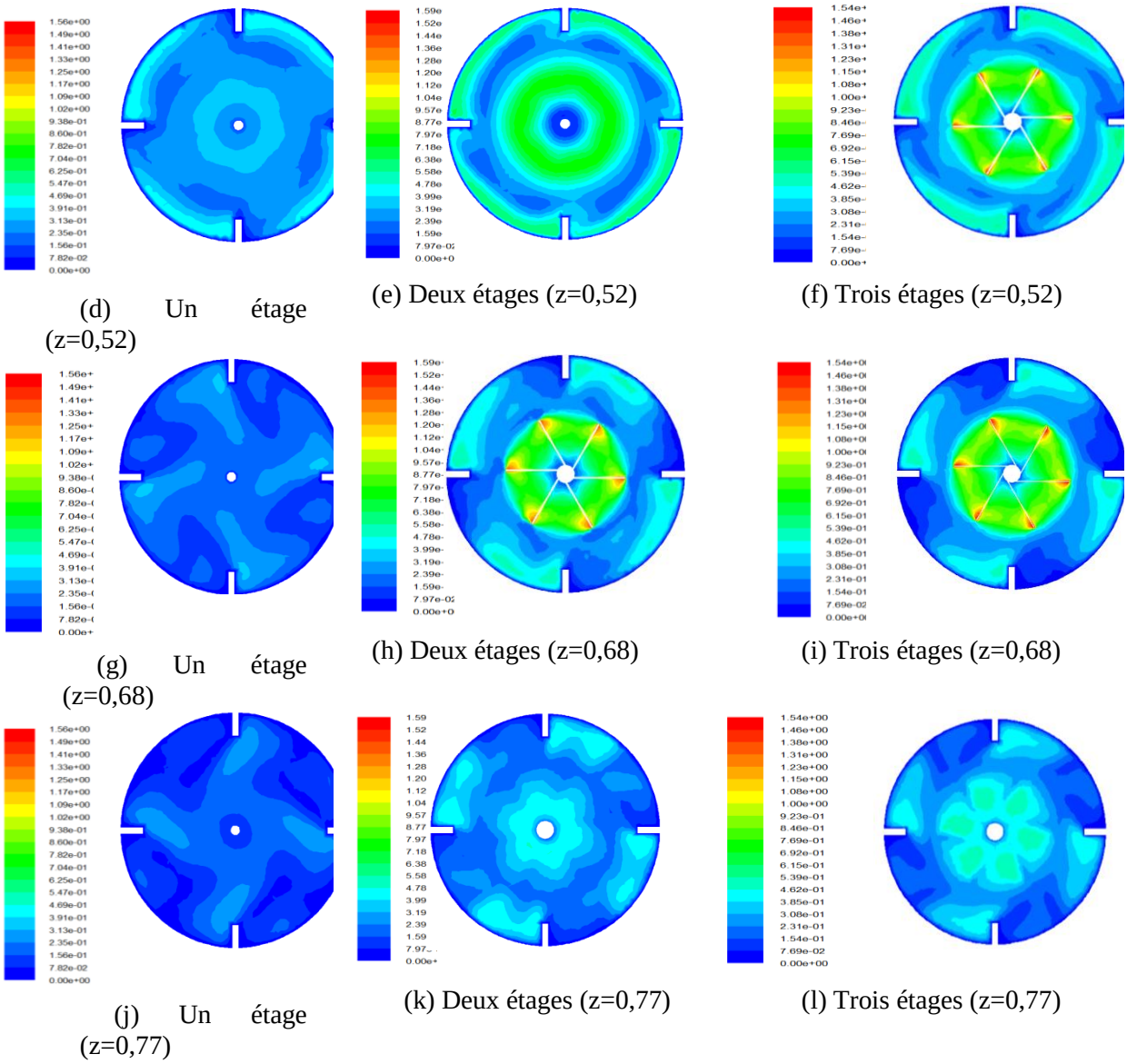


(a) Un étage (b) Deux étages (c) Trois étages

Figure 3 : Distribution de la vitesse moyenne dans le plan r-z défini par θ=45°.



(a) Un étage (z=0,35) (b) Deux étages (z=0,35) (c) Trois étages (z=0,35)



(d) Un étage (z=0,52) (e) Deux étages (z=0,52) (f) Trois étages (z=0,52)

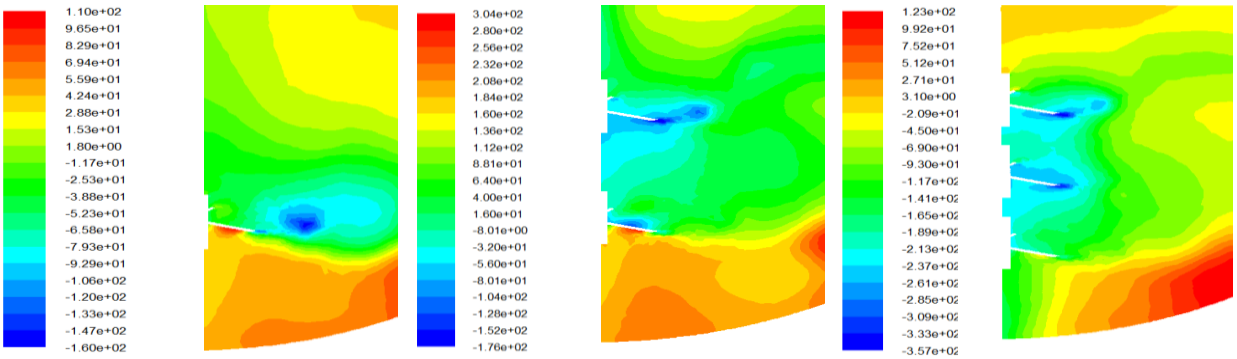
(g) Un étage (z=0,68) (h) Deux étages (z=0,68) (i) Trois étages (z=0,68)

(j) Un étage (z=0,77) (k) Deux étages (z=0,77) (l) Trois étages (z=0,77)

Figure 4 : Distribution de la vitesse moyenne dans des différents plans r-θ.

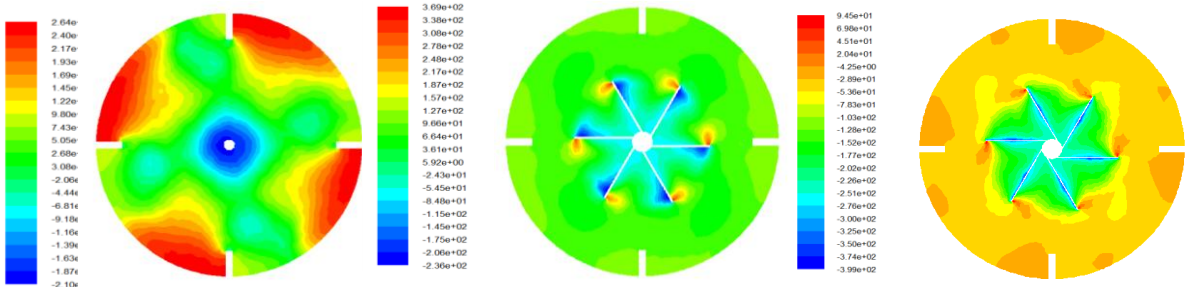
6.3. Pression statique

Sur les figures 5 et 6 est présentée la distribution de la pression statique dans la cuve agitée muni d'une ou plusieurs turbines dans les plans r-z et r-θ définis respectivement par θ=45° et z=0,68. D'après ces résultats, on observe la formation d'une zone de dépression qui apparaît au voisinage des turbines supérieures pour les configurations à deux et à trois étages. Cette zone de dépression est définie par des valeurs de pression statique négatives qui caractérisent la dépression créée par les turbines. Au-dessous de la turbine située dans le premier étage, on remarque la création d'une zone de compression caractérisée par des valeurs de pression positives. Cette zone de compression est située dans la partie inférieure de la cuve du côté des parois cylindriques pour toutes les configurations étudiées.



(a) Un étage (b) Deux étages (c) Trois étages

Figure 5 : Distribution de la pression statique relative dans le plan r-z défini par θ=45°.

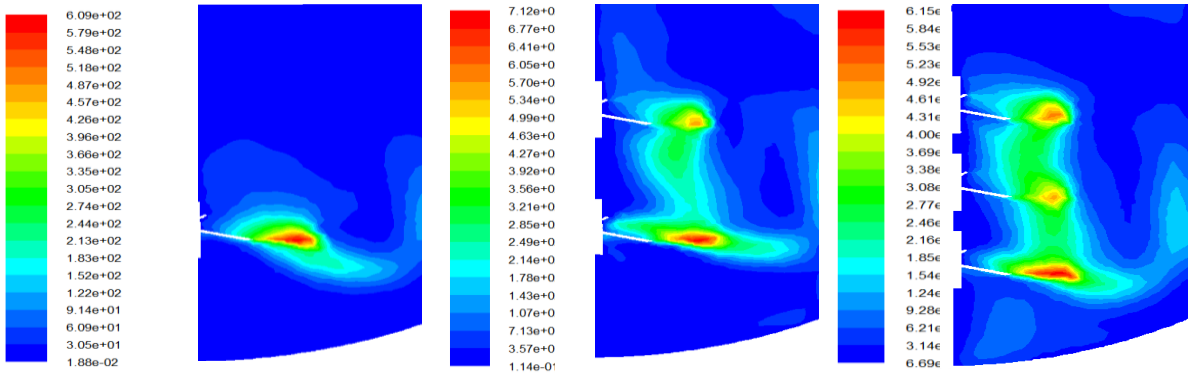


(a) Un étage (b) Deux étages (c) Trois étages

Figure 6 : Distribution de la pression statique relative dans le plan r-θ défini par z=0,68.

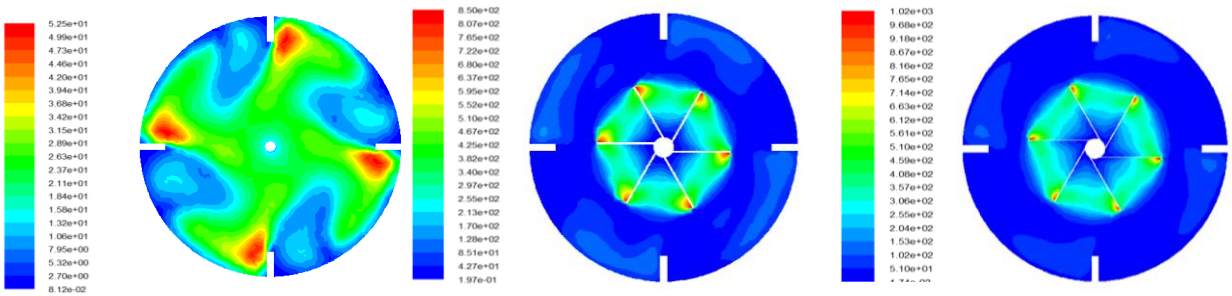
6.4. Pression dynamique

Sur les figures 7 et 8 est présentée la distribution de la pression dynamique dans la cuve agitée muni d'une ou plusieurs turbines dans les plans r-z et r-θ définis respectivement par θ=45° et z=0,68. D'après ces résultats, on observe la formation d'une zone de compression au bout des pales pour les différentes turbines. Les valeurs de la pression dynamique diminuent rapidement loin de ce domaine et au voisinage des parois des trois cuves étudiées. Par ailleurs, on remarque que la région inférieure de la cuve ayant trois turbines admet une pression dynamique importante. Par contre elle est très faible pour les deux autres configurations. Les valeurs maximales des pressions dynamiques sont localisées au bout de la turbine inférieure pour toutes les configurations considérées. Dans ces conditions, la pression dynamique atteint les valeurs égales à p_d=609 Pa, p_d=850 Pa, p_d=1020 Pa respectivement pour les configurations à une, deux et trois étages.



(a) Un étage (b) Deux étages (c) Trois étages

Figure 7 : Distribution de la pression dynamique dans le plan r-z défini par θ=45°.

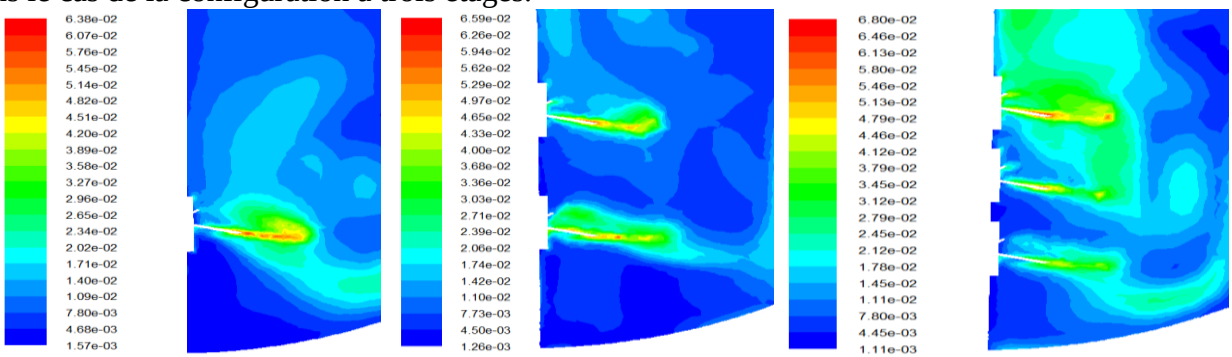


(a) Un étage (b) Deux étages (c) Trois étages

Figure 8 : Distribution de la pression dynamique dans le plan r-θ défini par z=0,68.

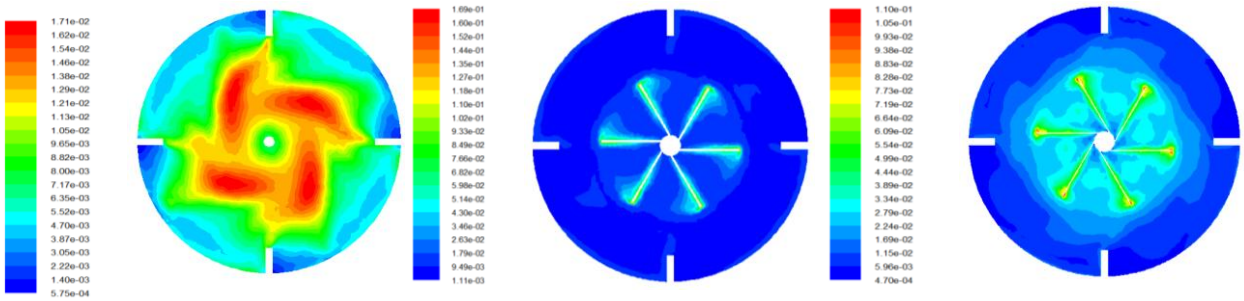
6.5. Energie cinétique turbulente

Sur les figures 9 et 10 est présentée la distribution de l'énergie cinétique turbulente dans la cuve agitée munie d'une ou plusieurs turbines dans les plans r-z et r-θ définis respectivement par θ=45° et z=0,68. D'après ces résultats, on constate que l'énergie cinétique turbulente demeure assez élevée aux voisinages des turbines pour toutes les configurations. Loin de ce domaine, elle devient très faible. Par ailleurs, on note que l'énergie cinétique turbulente au niveau du fond de la cuve pour les géométries ayant une et deux turbines est très faible. De plus, on remarque que l'étendue de la zone de sillage siège des valeurs maximales de l'énergie cinétique turbulente est beaucoup plus important dans le cas de la configuration à trois étages.



(a) Un étage (b) Deux étages (c) Trois étages

Figure 9 : Distribution de l'énergie cinétique turbulente dans le plan r-z défini par θ=45°.



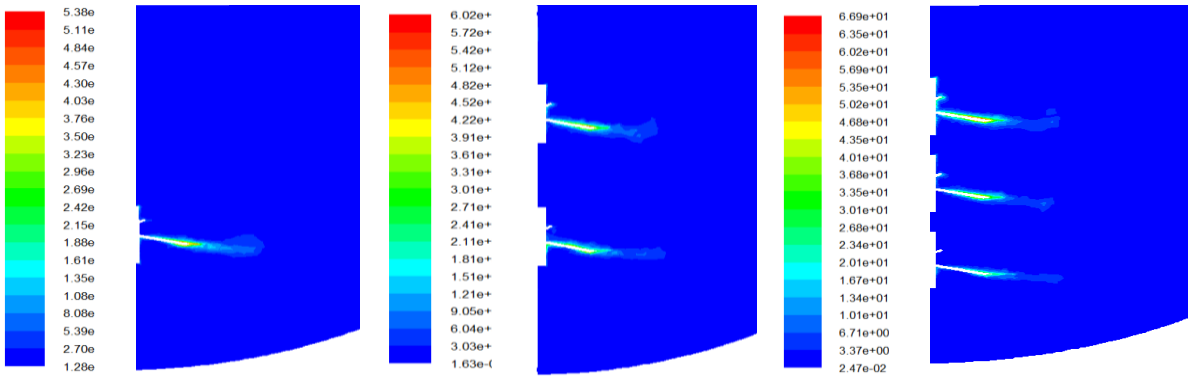
(a) Un étage (b) Deux étages (c) Trois étages

Figure 10 : Distribution de l'énergie cinétique turbulente dans le plan r-θ défini par z=0,68.

6.6. Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente

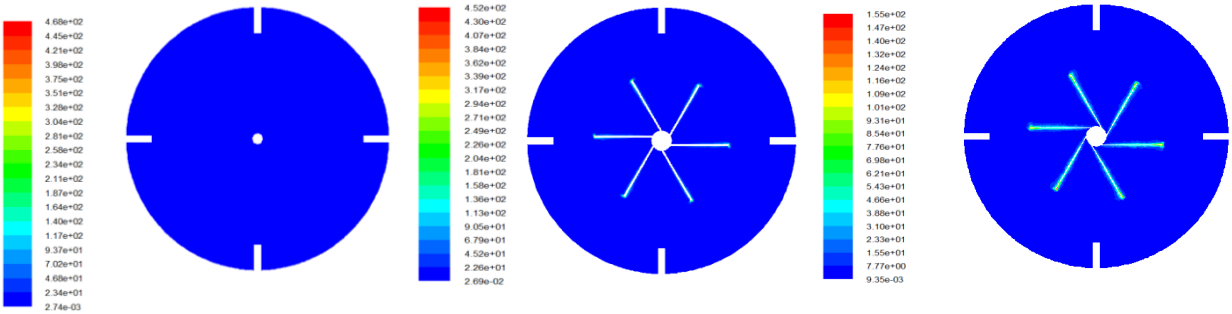
Sur les figures 11 et 12 est présentée la distribution du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente dans la cuve agitée munie d'une ou plusieurs turbines dans les plans r-z et r-θ définis

respectivement par θ=45° et z=0,68. D'après ces résultats, on observe une distribution similaire pour les différentes configurations. La région siège des valeurs maximales se localise au voisinage des turbines. Hors de ce domaine, le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente reste invariant et très faible.



(a) Un étage (b) 2 étages (c) 3 étages

Figure 11 : Distribution du taux de dissipation turbulent dans le plan r-z défini par θ=45°.

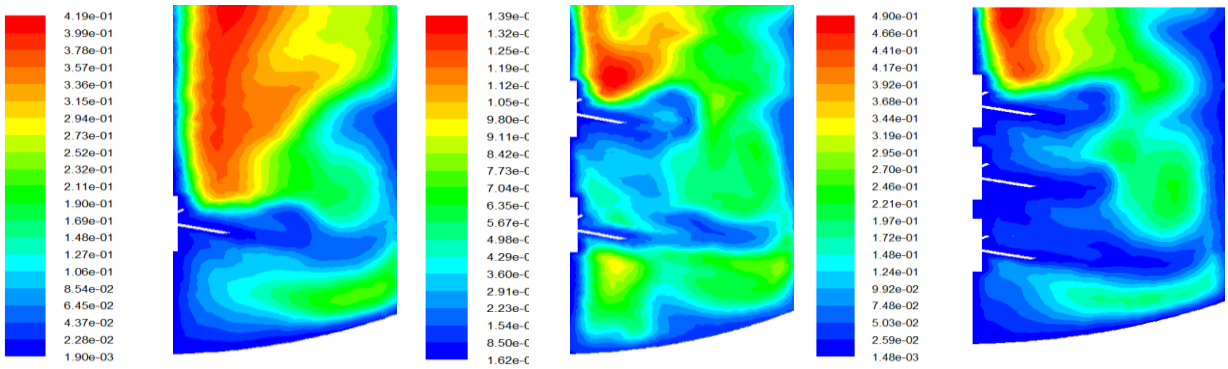


(a) Un étage (b) Deux étages (c) Trois étages

Figure 12 : Distribution du taux de dissipation turbulent dans le plan r-θ défini par z=0,68.

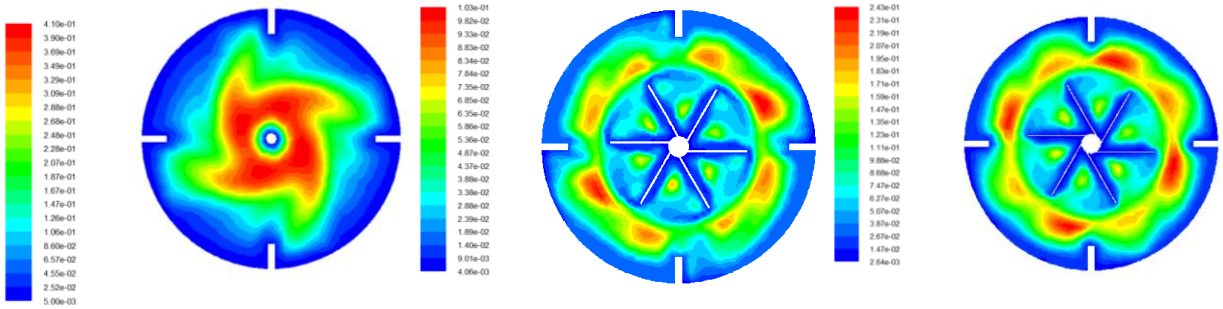
6.7. Viscosité turbulente

Sur les figures 13 et 14 est présentée la distribution de la viscosité turbulente dans la cuve agitée munie d'une ou plusieurs turbines dans les plans r-z et r-θ définis respectivement par θ=45° et z=0,68. D'après ces résultats, on note que la zone de sillage siège des valeurs maximales de la viscosité turbulente est située au-dessus de la turbine et s'étend jusqu'à la surface libre de la cuve. L'étendue de cette zone de sillage est très développée avec un seul étage. Par contre, cet étendu diminue avec la diminution de la distance entre la turbine et la surface libre de la cuve. Loin des turbines, elle devient très faible et tend vers zéro. Pour les configurations à deux étages et à trois étages, on remarque que la viscosité turbulente atteint respectivement les valeurs maximales égales à μ_t=0,13kg.m^{-1}.s^{-1} etμ_t=0,49 kg.m^{-1}.s^{-1}.



(a) Un étage (b) Deux étages (c) Trois étages

Figure 13 Distribution de la viscosité turbulente dans le plan r-z défini par θ=45°.



(a) Un étage (b) Deux étages (c) Trois étages

Figure 14 : Distribution de la viscosité turbulente dans le plan r-θ défini par z=0,68.

4. Conclusion

Par voie de simulation numérique, nous sommes intéressés à l'étudede l'écoulement turbulent dans une cuve bombée et chicanée agitée à l'aide d'un système à plusieurs étages de turbines à pales inclinées.Il s'agit en fait de présenter les caractéristiques locales dans la cuve entière tout en modifiant lenombre des étages.D'après cette étude, on montrel'intérêt d'utiliser un système à plusieurs étages afin de minimiser les zones mortes et d'assurer un meilleur mélangedans la cuve agitée. Ces résultats trouveront leurs intérêts dans les applications industrielles s'intéressant essentiellement aux préparations des huiles végétaux.

Références

44. K.Suzukawa, S. Mochizuki, H. Osaka, Effect of the attack angle on the roll and trailing vortex structures in an agitated vessel with a paddle impeller. Chemical Engineering Science. 61 (2006) 2791-2798.

45. Dohi N., T. Takahashi, K. Minekawa, Y. Kawase, Power consumption and solid suspension performance of large-scale impellers in gas-liquid-solid three-phase stirred tank reactors. Chemical Engineering Journal. 97 (2004) 103-114.

46. Szalai E.S., P. Arratia, K. Johnson, F.J. Muzzio, Mixing analysis in a tank stirred with EkatoIntermig impellers. Chemical Engineering Science. 59 (2004) 3793-3805.

47. D.Dakshinamoorthy, A.R. Khopkar, J.F. Louvar, V.V. Ranade, CFD simulations to study short stopping runaway reactions in a stirred vessel. Journal of Loss Prevention in the Process Industries. 17 (2004) 355-364.

48. W. Kelly, B. Gigas, Using CFD to predict the behavior of power law fluids near axial-flow impellers operating in the transitional flow regime. Chemical Engineering Science. 58 (2003) 2141-2152.

49. J.M.Zalc, E.S. Szalai, M.M. Alvarez, F.J. Muzzio, Using CFD To Understand Chaotic Mixing in Laminar Stirred Tanks.AIChE Journal. 48 (2002) 2124-2134.

50. M.M.Alvarez, J.M. Zalc, T. Shinbrot, P.E. Arratia, F.J. Muzzio, Mechanisms of Mixing and Creation of Structure in Laminar Stirred Tanks.AIChE Journal. 48 (2002) 2135-2148.

51. M.Baccar, M. Mseddi, M.S. Abid, Contribution numérique à l'étude hydrodynamique et thermique des écoulements turbulents induits par une turbine radiale en cuve agitée. International Journal of Thermal Sciences. 40 (2001) 753-772.

52. C. Kuncewicz, M. Pietrzykowski, Hydrodynamic model of a mixing vessel with pitched-blade turbines. Chemical Engineering Science. 56 (2001) 4659-4672.

53. M.F.W.Distelho, A.J.Marquis, Scalar mixing in the vicinity of two disk turbines and two pitched blade impellers. Chemical Engineering Science. 55 (2000) 1905-1920.

54. H.Kchaou, Z.Driss, G. Bouzgarrou, W. Chtourou, M.S. Abid,Numerical Investigation of Internal Turbulent Flow Generated By A Flat-Blade Turbine and A Pitched-Blade Turbine in A Vessel Tank. International Review of Mechanical Engineering. 2 (2008) 427-434.

55. J. Karcz, M. Major, An Effect of a baffle Length on the power consumption in an agitated vessel. Chemical Engineering and Processing. 37 (1998) 249-256.

56. J.Aubin, N.Le Sauze, J.Bertrand, D.F.Fletcher, C.Xuereb, PIV measurements of flow in an aerated tank stirred by a down- and an up-pumping axial flow impeller. Experimental Thermal and Fluid Science. 28 (2004) 447-456.

57. M. Ammar, W. Chtourou, Z. Driss, M.S. Abid, Numerical investigation of turbulent flow generated in baffled stirred vessels equipped with three different turbines in one and two-stage system. Energy. 36 (2011) 5081-5093.

58. B. Ben Amira, Z. Driss, M.S. Abid, Experimental study of the up-pitching blade effect with a PIV application. Ocean Engineering.102 (2015) 95-104.

59. Z.Driss, G.Bouzgarrou, W.Chtourou, H.Kchaou, M.S.Abid, Computational studies of the pitched blade turbines design effect on the stirred tank flow characteristics. European Journal of Mechanics B/Fluids. 29 (2010) 236-245.

60. Z. Driss, S. Karray, W. Chtourou, H. Kchaou, M. S. Abid, A Study of Mixing Structure in Stirred Tanks Equipped with Multiple Four-Blade Rushton Impellers. Archive of Mechanical Engineering. 59 (2012) 53-72.

Etude des courants de gravité non-Boussinesq dans les milieux homogènes

Ouardia AIT OUCHEGGOU[1], Bouzid BENKOUSSAS[1], Rabah MEHADDI[2], Olivier VAUQUELIN[2]

[1] Laboratoire GMD, Ecole Nationale Polytechnique, 10 Rue des frères Oudek, Hassen Badi, El-Harrach 16200, Alger, Algérie

[2]Aix-Marseille Université/Laboratoire IUSTI/ UMR CNRS 7343, 5 rue E. Fermi, 13453 Marseille, France,

Auteur correspondant: bouzid.benkoussas@gmail.com

Résumé - Les courants de gravité sont des déplacements le long d'une surface d'un fluide dense au sein d'un fluide moins dense. Ils forment d'impressionnants murs de sable lors des tempêtes en milieu désertique. Ils peuvent aussi avoir lieu à des échelles plus faibles posant de sérieux problèmes de sécurité à l'homme, par exemple les avalanches et les coulées de boue. L'étude réalisée concerne la prédiction analytique et numérique du comportement des courants de gravité non-Boussinesq dans des milieux homogènes. La variation de la vitesse de propagation et de l'avancée du front du courant de gravité à partir des modèles théoriques de la littérature, dont la validité est montrée aussi bien pour le cas Boussinesq que pour le cas non-Boussinesq, sont déterminées. La confrontation des résultats analytiques avec ceux des simulations numériques a permis de valider l'approche de résolution numérique utilisée. Les résultats obtenus ont mis en évidence, dans la configuration non-Boussinesq l'existence d'une nouvelle loi de comportement « linéaire » dans le cas où les effets inertiels sont prépondérants, pour les larges valeurs de différences de masse volumique.

MOTS-CLÉS : Courant de gravité, non-Boussinesq, loi de comportement

Nomenclature

Fr	Nombre de Froude
g'	Accélération réduite, $m.s^{-1}$
h_f	Hauteur du courant au niveau de la tête, m
Re	Nombre de Reynolds.
u_f	Vitesse de déplacement de la tête du courant de gravité, m

Symboles grecs

ρ	Masse volumique, $kg.m^{-3}$
μ	Viscosité dynamique du fluide en déplacement, $kg.m^{-1}s^{-1}$
$\Delta\rho$	Ecart des masses volumiques, $kg.m^{-3}$

Acronymes

FDS	Fire Dynamics Simulator
LES	Large Eddy Simulation

Indices

I	Phase inertielle
V	Phase visqueuse
C	Courant de gravité
A	Milieu ambiant

1. Introduction

Le courant de gravité est le déplacement le long d'une surface horizontale ou inclinée d'un fluide dense au sein d'un fluide moins dense, ou l'inverse. À grand échelle, on évoque les courants de gravité lorsqu'il s'agit des situations liées à la météorologie et la géophysique, notamment la forme d'enclume de nuage orageux qui est en fait liée à l'existence d'un courant de gravité créé au sommet du nuage. On cite également les avalanches de neige, les écoulements pyroclastiques lors des éruptions volcaniques. Ces courants de gravité sont aussi omniprésents dans les applications industrielles, notamment en aéronautique qui s'intéresse aux sciences incluant en particulier l'aérodynamique. On rencontre encore les courants de gravité lors d'incendie ou de rejet de gaz dans les tunnels miniers ou routiers.

Les premières investigations sur la problématique ont été menées par Von Karman [1] qui a mis le point sur l'importance d'une combinaison sensée et judicieuse entre vision physique et modélisation mathématique des courants de gravité. Trente ans plus tard, Benjamin [2] a utilisé une approche similaire pour modéliser l'écoulement d'une cavité d'air dans un canal rempli de liquide. Il a développé un modèle théorique en se basant sur le théorème de Bernoulli le long des frontières et la ligne de courant interfaciale, en plus des équilibres de masse et de débit. Bien que cette situation soit idéalisée, sans dissipation ni mélange, ce modèle fournit des résultats en bon accord avec ceux obtenus expérimentalement et a constitué le fondement de plusieurs analyses ultérieurement.

Pour le cas Boussinesq comme pour le cas non-Boussinesq cette analyse et les autres études qui ont été menées après, ont révélé l'existence de deux lois de comportement selon qu'on est dans le cas où les effets inertiels sont dominants (Phase inertielle) ou dans le cas où les effets visqueux sont dominants (Phase visqueuse). Les courants de type Boussinesq sont les plus rencontrés dans la nature. Un courant est dit de type Boussinesq lorsque la différence de masse volumique entre le courant et le fluide ambiant qui le compose est relativement faible (de l'ordre de 0.05), Ungarish [3]. Les travaux présentés dans la littérature sont majoritairement effectués sous l'approximation de Boussinesq [4-8] cependant, la configuration non-Boussinesq est peu traitée, sa compréhension nécessite plus d'investigation.

Dans cette étude, nous nous sommes intéressés à la reproduction analytiques des lois de comportement obtenues par Benjamin en approximation de Boussinesq, ensuite à l'élargissement de l'étude sur la configuration non-Boussinesq pour une plage plus étendue des différences de masse volumique et ce à travers des simulations réalisées par le code FDS.

2. Modèle théorique

2.1. Cas Boussinesq

Le modèle théorique est développé par application des lois physiques et de conservation sur un volume de contrôle du modèle classique proposé par Benjamin [2], (Figure 1). Les hypothèses suivantes sont considérées : (1) le régime est permanent, (2) le courant de gravité est de type Boussinesq, (3) Le volume du courant de gravité est constant, (4) le milieu ambiant est homogène, (5) le nombre de Reynolds du courant de gravité est de l'ordre de 10^4 permettant de s'assurer qu'au départ les effets inertiels sont dominants.

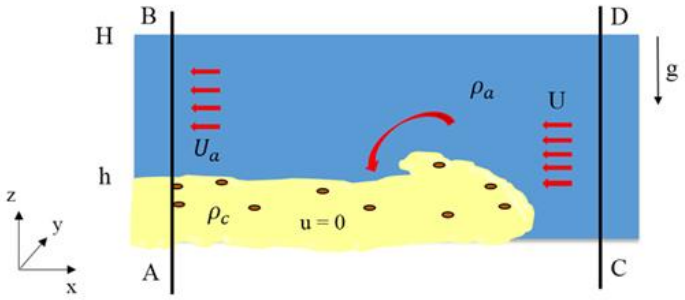


Figure 1: Volume de contrôle et image d'un courant de gravité

Dans le volume de contrôle ABCD du modèle physique schématisé dans la Figure 1, le fluide lourd étant considéré au repos (fluide de référence), le fluide léger circule de façon régulière sur l'interface, s'approchant de loin avec une vitesse de propagation « U » en amont du front du courant de gravité (du côté CD) et a une vitesse « U_a » en aval (du côté AB).

La continuité du débit entre les deux extrémités gauche (AB) et droite (CD) du volume de contrôle ABCD s'étalant toutes les deux sur la hauteur H, permet d'écrire :

$$UH = (H - h)\, U_a \tag{1}$$

L'adimensionnement sur la hauteur permet d'obtenir la vitesse de propagation :

$$U_a = \frac{U}{(1-a)} \tag{2}$$

Avec : a = $\frac{h}{H}$ le paramètre géométrique.

L'équilibre dynamique suivant la direction *x* se traduit par une compensation entre les forces de l'écoulement sur les deux extrémités verticales (AB) et (CD) du volume de contrôle, il se traduit par :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial (uw)}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} \tag{3}$$

Sur la base des hypothèses introduites, l'équation (3) devient :

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2 + P) = 0 \Rightarrow \rho u^2 + P = constante \tag{4}$$

Ce qui permet d'écrire entre les deux extrémités verticales du volume de contrôle ABCD :

$$\int_A^B (\rho u^2 + P)\, dz = \int_C^D (\rho u^2 + P)\, dz \tag{5}$$

Du côté CD, la vitesse « U » est la même de 0 à H et pour un repère lié au milieu ambiant la pression est nulle. Par contre, du côté AB, u = 0 pour $0 \leq z \leq h$ et est calculé selon l'équation (2) pour $h \leq z \leq H$. Concernant la pression, elle est déterminée par le théorème de Bernoulli appliqué entre (AB) et (CD) dans chacune des zones $0 \leq z \leq h$ et $h \leq z \leq H$.

En tenant compte de ce qui a été défini sur les deux extrémités (AB) et (CD) à travers les deux zones verticales, les expressions donnant la pression du côté (AB), pour $0 \leq z \leq h$ et pour $h \leq z \leq H$ sont respectivement $P = \frac{1}{2}\rho_a U^2 - \Delta\rho gz$ et $P = \frac{1}{2}\rho_a U^2 - \Delta\rho gh$.

Ainsi en remplaçant dans l'équation (5), on obtient :

$$\int_0^h (\frac{1}{2}\rho_a U^2 - \Delta\rho gz)\, dz + \int_h^H \rho(\frac{U}{(1-a)})^2 dz = \int_0^H \rho U^2\, dz \qquad (6)$$

Après intégration, l'expression donnant la vitesse « U » en fonction de la hauteur du courant de gravité «h», de l'accélération réduite « g' » et du paramètre géométrique « a » est comme suit :

$$U = \sqrt{g'h\frac{(2-a)(1-a)}{1+a}} = Fr.\sqrt{g'h} \qquad (7)$$

Par identification, l'expression du nombre de Froude en fonction du paramètre géométrique $a = \frac{h}{H}$ est alors:

$$Fr = \sqrt{\frac{(2-a)(1-a)}{1+a}} \qquad (8)$$

En translatant l'extrémité (AB) jusqu'à la tête du courant de gravité, l'expression (7) peut être reproduite pour les paramètres de la tête du courant de gravité :

$$Uf = \sqrt{g'h_f}Fr \qquad (9)$$

A l'issue de cette analyse et des investigations de la littérature dans la configuration Boussinesq, les lois de comportement présentées dans le Tableau 1 ont été obtenues.

Tableau 1 : Lois de comportement, cas Boussinesq pour les deux phases : inertielle et visqueuse

Phase inertielle	Phase visqueuse
$X=K_I T^{2/3}$ Avec : $1,6 \leq K_I \leq 1,47$ (Hoult, 1972) $1,3 \leq K_I \leq 1,6$ (Marino, 2005)	$X=K_V T^{3/8}$ (Hoult, 1972) $X=K'_V T^{1/5}$ (Huppert, 1982)

Où X et T sont des variables sans dimension désignant la distance parcourue par le courant de gravité et le temps, données par :

$$T = \frac{t}{\frac{x_0}{\sqrt{g_a' h_0}}} \text{ et } X = \frac{x}{x_0}$$

2.2. Cas non-Boussinesq

Dans la littérature, la plus grande majorité des investigations ont été rapportées sur la configuration Boussinesq. Cela justifie l'intérêt que nous portant à la configuration non-Boussinesq (peu traitée). En premier, on s'est référé à une étude récente effectuée sur ce type de courant de gravité, Dai [9]. Ensuite, nous l'avons approfondie dans le but de mettre en évidence l'existence de nouvelles lois de comportement, en particulier dans la phase inertielle. La phase visqueuse se caractérise par une non-régularité, ce qui rend sa représentation aléatoire.

Les résultats de la série d'expériences réalisée par Dai [9] dans les écoulements gravitaires non-Boussinesq, où la différence des masses volumiques entre les deux fluides est relativement importante, se situant dans la plage $0.05 \leq \varepsilon \leq 0.17$, avec $\varepsilon = (\rho_a - \rho_c)/\rho_c$, sont analysés. Ces résultats ont été obtenus pour les angles d'inclinaison du domaine θ, variant entre 0 et 9°. Dans sa conclusion, il rapporte qu'il n'y a pas de différence entre le cas Boussinesq et le cas Non-Boussinesq par rapport aux lois de comportement, du fait que l'entrainement du fluide ambiant au niveau de la tête réduit la différence de masse volumique entre ce dernier et celui du fluide à la tête et donc les mêmes lois de comportement que celles de la littérature sont obtenues dans les deux cas, Tableau 1.

Dans cette étude, on a considéré des valeurs de différences de masse volumique dans un domaine plus étendu ($0.6 \leq \varepsilon \leq 0.9$). Le code FDS est exploité pour étudier le comportement du courant de gravité dans cette plage. Ce programme écrit en langage Fortran et qui effectue la lecture d'un fichier d'entrée que l'utilisateur rédige suivant une syntaxe bien déterminée. Ce logiciel est basé sur la simulation des grandes échelles ou Large Eddy Simulation (LES) et résout des équations de Navier & Stokes à faible nombre de Mach. La géométrie du domaine de calcul est présentée sur la Figure 2. Initialement, les vitesses des deux fluides sont nulles, le volume du courant de gravité est de 0.0016 m^3 et celui du milieu ambiant étant de 0.3 m^3. Les tests ont été réalisés pour une seule valeur de la masse volumique du milieu ambiant qu'est celle de l'air ($\rho_a = 1.2\ kg/m^3$) et différentes valeurs de la masse volumique du courant de gravité.

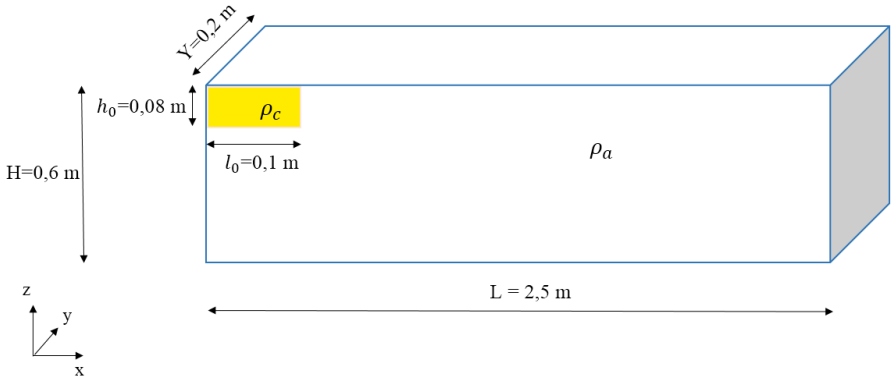


Figure 2: Modèle géométrique adopté pour les simulations avec FDS.

3. Résultats et interprétations

3.1. Caractérisation qualitative du courant de gravité

Un test numérique réalisé sur le domaine de la Figure 2 pour une masse volumique du courant de gravité de 1.18 kg/m^3 est représenté dans la Figure 3. On observe que le fluide de masse volumique ρ_c se déplace le long du domaine. L'interface montre aussi qu'il y a entrainement, la couleur verte sur l'échelle des masses volumiques correspond bien à une valeur intermédiaire entre la masse volumique du milieu ambiant et celle du courant de gravité. Le résultat illustré sur la Figure 3 montre bien que le code FDS peut reproduire avec une certaine fidélité le comportement du courant de gravité.

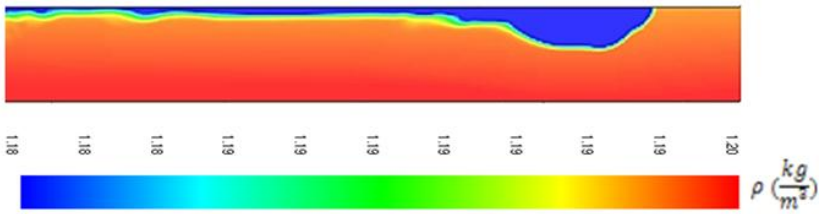


Figure 3: illustration qualitative du courant de gravité obtenue par simulation avec le code FDS en configuration Boussinesq à t = 0.5 s

3.2. Validation quantitative des résultats de simulation avec le code FDS

Une série de simulations numériques sur FDS a été réalisée pour évaluer l'avancée du front de courant de gravité en fonction du temps pour les valeurs de la masse volumique variant entre 1.14 et 0.02 kg/m^3. La masse volumique du milieu ambiant étant prise égale à 1.2 kg/m^3. Nous montrons dans Figure 4, le déplacement du front de courant de gravité en fonction du temps, obtenu pour ε = 0.05. Des lois de comportement ont été déduites pour les phases inertielle et visqueuse, elles ont été comparées à celle de la littérature pour les mêmes conditions. Une parfaite concordance est observée, particulièrement pour la phase inetilelle. Ceci permet de confirmer la fiabilité du code FDS quant à l'étude de ce type d'écoulement dans la configuration non-Boussinesq.

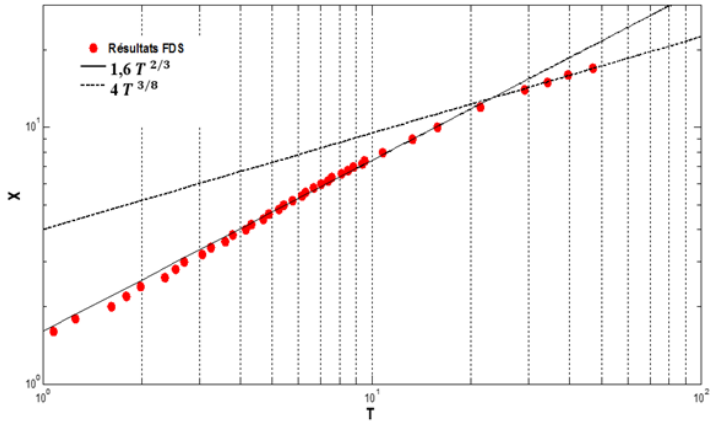


Figure 4: Résultats des simulations avec FDS et les asymptotes dans les deux phases inertielle et visqueuse pour ε = 0.05

La Figure 4 montre le tracé de « X » en fonction de « T ». Les pentes étant de 1.6 et 4 pour les phases inertielle et visqueuse respectivement et les asymptotes sont de 2/3 pour la phase inertielle et de 3/8 pour la phase visqueuse. Ce qu'on observe également est que la transition entre les deux phases a eu lieu dans l'intervalle de temps 20 ≤ T ≤ 30.

3.3. Lois de comportement du courant de gravité lors de la phase inertielle

3.3.1. Corrélation reliant K_I à ε'

Afin de corréler l'évolution de la pente de la loi de comportement dans la phase inertielle K_I en fonction de ϵ', plusieurs simulations avec un intervalle plus étendu des valeurs de ϵ'ont été réalisées. Pour convenance ϵ' est rapportée à la masse volumique de l'air, $\varepsilon' = (\rho_a - \rho_c)/\rho_a$. Cette évolution est tracée sur la Figure 5, avec la courbe de tendance et son équation. Sur la Figure 6, nous avons présenté l'avancée X en fonction de T pour les deux phases du courant de gravité.

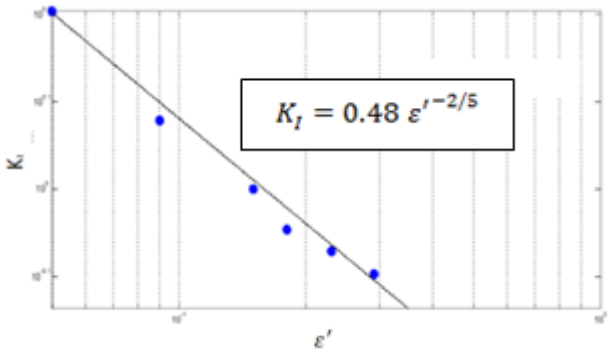


Figure 5: Variation de K_I en fonction de ε' obtenue avec FDS et courbe de tendance

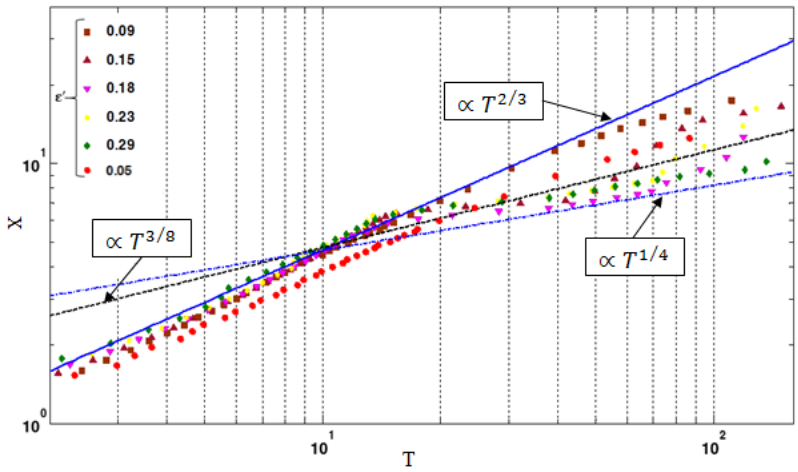


Figure 6: Comportement dynamique d'un courant gravitaire en fonction de ϵ'

On remarque que la transition de la phase inertielle vers la phase visqueuse se fait à 10<T<30 pour toutes les courbes présentées dans la Figure 6, et que ces dernières se rejoignent dans la phase inertielle avec un comportement asymptotique $\propto T^{2/3}$ et que pour la phase visqueuse, ces courbes se situent entre deux asymptotes $\propto T^{2/3}$ et $\propto T^{1/4}$.

3.3.2. Nouvelle loi de comportement pour la phase inertielle

Le résultat précédent sur l'évolution de la pente de la loi de comportement dans la phase inertielle K_I en fonction de ϵ' était un argument pour étendre nos investigations sur une plage plus large des valeurs de ϵ'. Le résultat montre un comportement plutôt linéaire à partir de la valeur de $\varepsilon' = 0.6$ (Figure 7). Ce même comportement linéaire lors de la phase inertielle est aussi retrouvé pour les valeurs de $\varepsilon' = 0.6, 0.7, 0.8$ et 0.9. Ce dernier est considéré comme une originalité par rapport à ce qui existe déjà dans la littérature concernant le comportement asymptotique de X en

fonction de T dans le cas des écoulements des courants de gravité non-Boussinesq dans la phase inertielle.

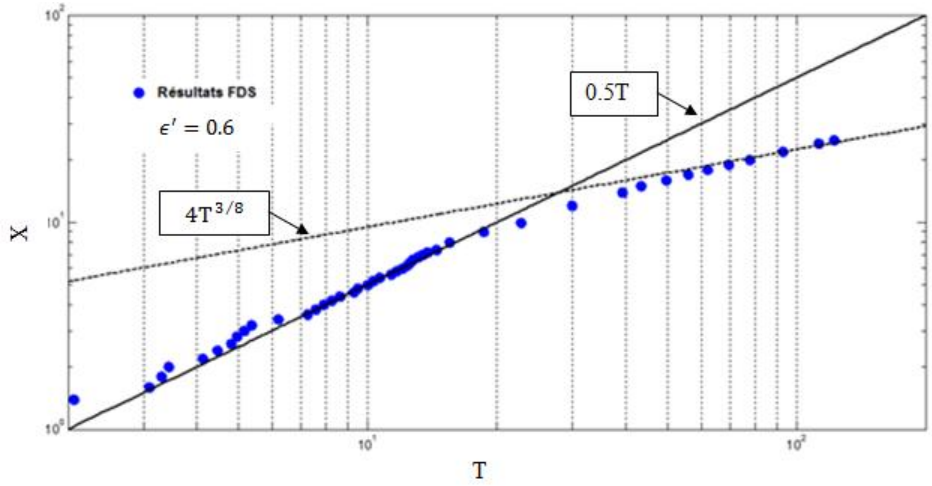


Figure 7: Résultats des simulations et les asymptotes dans les deux phases inertielle et visqueuse

4. Conclusion

Dans la littérature, pour le cas Boussinesq comme pour le cas non-Boussinesq, il existe deux lois de comportement des courants de gravité selon qu'on est dans une phase où les effets inertiels sont dominants ou dans une autre où les effets visqueux sont dominants. L'étude présentée nous a permis de mettre en évidence numériquement dans la configuration non-Boussinesq une nouvelle loi linéaire de comportement dans la phase inertielle pour les larges valeurs des différences de masse volumique.

5. Références

1. V. Karman, The engineer grapples with non-linear problems, Bull. Amer. Math. Soc, (1940), pp. 615-683.

2. Benjamin, Gravity Current and Related Phenomena, J. Fluid. Mech, (1968), pp. 209-248.

3. M. Ungarish, An Introduction to Gravity Currents and Intrusions, CRC Press, (2009), p. 110.

4. J. Rottman and J. Simpson. Gravity currents produced by insantaneous releases of a heavy fluid in a rectangular channel. J. Fluid Mech. (1983), 135, pp. 95–110.

5. T. Maxworthy and N. Didden, The viscous spreading of plane and axisymmetric gravity currents, Eng ASCE (1982), 113(5) pp 615-629.

6. T. Bonometti, S. Balachandar and J. Magnaudet, Wall effects in non-Boussinesq density currents, J. Fluid. Mech., (2008), pp. 315-325.

7. J. Simpson., Experiments on the dynamics of the gravity current head, J. Fluid. Mech, (1979), pp. 477-495.

8. J. Simpson, Gravity Currents, 2nd edition-Cambridge University Press, (1997), pp. 450-512.

9. A. Dai, Non-Boussinesq gravity currents propagating on different bottom slopes, Cambridge university Press, (2014), pp. 658-680.

Étude expérimentale d'un caloduc à rainures trapézoïdales en différentes positions

Ghada CHIBANI[1, 2], Saloua BOUADILA[2], Safa SKOURI[2], Amenallah GUIZANI[2] Mohamed Chaker ZAGHDOUDI[1]

[1]Laboratoire de Recherche Matériaux Mesures et Applications (MMA),
Institut National des Sciences Appliquées et de Technologie (INSAT), Centre Urbain Nord –
BP N° 676 – 1080 Tunis Cedex, Tunisie

[2]Laboratoire des procédés thermiques
Centre de Recherche et des Technologie de l'Energie (CRTEn). Technopole Borj-Cédria B.P N°95 - 2050 Hammam-Lif - Tunisie
* auteur correspondant : ghada.chibani@gmail.com

Résumé –. Le présent travail, réalisé au sein du Laboratoire de Recherche Matériaux Mesures et Applications (MMA), à Institut National des Sciences Appliquées et de Technologie (INSAT), représente uneétude expérimentale qui a pour but la caractérisation thermique d'un caloduc rainuré en cuivre cylindrique remplie d'eau dans des opérations au régime transitoire et stationnaire. L'objectif principal de cette étude est la détermination des performances thermiques du caloduc en fonction de la température imposé à l'évaporateur (source chaude).
Afin de caractérisé le caloduc, une mesure de températures est faite tout au long de ce dernier. La principale caractéristique thermique du caloduc est la résistance thermique Rth, qu'on détermine a chaque point de mesure.Cette évaluation de température pendant le régimepermanant nous fait aboutir à une estimation de résistance thermique du caloduc proposé a permis de montrer l'efficacité dans différentes position.

Mots Clés : caloduc, changement de phase, résistance thermique, position

Nomenclature

		Indices et exposants	
Q	Flux thermique, W	ad	Adiabatique
R	Résistance thermique, W^{-1}	c	Condenseur
T	Température, °C	ev	Evaporateur
Z	position	th	Thermique
		Tot	Totale

1. Introduction

Les densités de flux de chaleur à évacuer des composants électroniqueposentdes problèmes de surchauffe et peuvent atteindre plusieurs centaines de Watts par cm² [1]. Spécifiquement, les modules depuissance ont tendance à devenir de plus en plus compacts ce qui engendre une augmentationsignificative des densités de flux à évacuer. Un refroidissement performant est devenuimpératif, il est nécessaire de développer des dispositifs permettant l'évacuation de la chaleur excédentaire et l'adapter ainsi à des différentes puissantes sources de chaleur en électronique. Il est primordial de refroidir ces composants pour maintenir sa températurede bon fonctionnement. Pour les conditions industrielles et pour garantir la fiabilité de ces composants,la température ne dépasse jamais 125°C.Les composants électroniques ont un

caractère thermosensible : en dépassants le niveau de la température maximaleils ont des performancesinsatisfaisants, et risque être
endommagé.

De nombreux types de refroidissement ont été conçus et étudiés. Entre l'ensemble de ces solutionsnotre étude est dirigée vers les systèmes exploitant les caloducs qui reposent principalement sur les performances thermiques et la fiabilité de ce type de refroidisseur. Caractérisé par un fonctionnement autonome, sansorgane mécanique en mouvement ni électrique, permet d'atteindre la fiabilitéexigées. Le caloduc étant un dispositif capable de transmettre le flux thermique avec un très faible gradient de température à travers le changement de phase liquide-vapeur et la circulation d'un fluide à l'état de saturation.Plusieurs études ont étaient réalisées sur ce dispositif depuis qu'on s'est intéressé au caloduc dans le domaine spatial au milieu du siècle précèdent pour que des études plus approfondie se fait en 20 ans après.

Le but de ces études était d'optimiser les performances du caloduc dans différents domaine d'application notamment la nature du fluide, la forme intérieure, la nature de la mèche transportant le liquide, la position du caloduc. En effet,Chi S.W [2] s'est intéressé à expliquer les principes de ces système énergétique se basant sur les lois fondamentales de la thermodynamique, transferts de chaleur, aussi bien au types de fluides (eau, ammoniaque, méthanol…)et les applications dans les procédés industrielle.K.V. Paiva et Al [3] à étudier l'effet de la gravité et la microgravité du caloduc pour simuler les conditions spatiale et démontre que les mini caloducs remplie en méthanol une résistance thermique faible dans les deux conditions étudiées. Salem A. et al [4] dans une étude expérimentales en différentes positions a montré, en comparent deux caloducs avec et sans mèches (coton), que les performances de celui ayant la mèche est plus importante de point de vue transfert thermique. Dans ce travail nous proposons d'étudier les performances thermique du caloduc en particulier la résistance thermique .En premier lieu une présentation du principe de fonctionnement du caloduc sera faite. Nous aborderons alors les phénomènes d'échange que le caloduc adapte pour le transfert de chaleur pour finir avec une étude expérimentale.

2. **Principe de fonctionnement du Caloduc**

Le caloduc est un système fermé permettant des changements de phase d'un fluide caloporteur, de transférer de la chaleur à un endroit à un autre sans utiliser de pompes ou autre appareil mécanique.

Il se constitue d'un matériau enveloppé dont la paroi intérieure présente un réseau capillaire saturé de liquide et d'un espace rempli de la valeur saturante de ce même liquide. Le fonctionnement du caloduc est expliqué dans la figure 1. Au niveau de la source de chaleur, il y a une évaporation du liquide présent dans le réseau capillaire ; la vapeur se dirige vers la source froide sous l'action du gradient de température et s'y condense. Le condensat revient ensuite vers la source chaude grâce au réseau capillaire et le cycle peut recommencer.

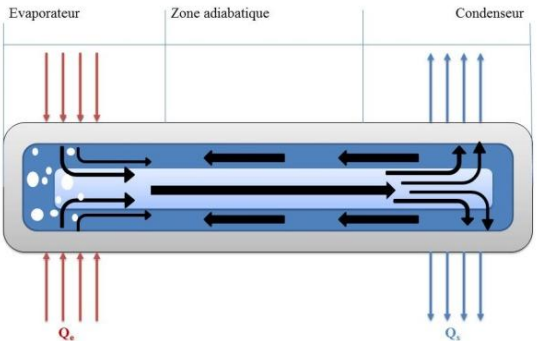


Figure 1 : Principe de fonctionnement d'un caloduc

3. Etude des échanges thermique des caloducs et résistances thermiques:

On différentie les échanges thermiques des caloducs, par le type d'échanges communs (conduction, convection, rayonnement) et le principale mode d'échanges est le changement de phase ces phénomènes sont localisés dans chaque partie,on distingue :

1.1.Echange par Conduction

L'échange par conduction est présent en différents localités avec une intensité différente. En effet, un échange par conduction entre la paroi extérieure du caloduc et la surface d'évaporation ou de condensation est très inférieur à laconductance pure de changement de phase. D'où, les conductances globales d'évaporation etde condensation entre les parois et la phase vapeur sont fortement conditionnées par lesphénomènes conductifs.

A l'opposé, le transfert de chaleur entre la zone de condensation et la zoned'évaporation est fortement dominé par le transfert fluidique (transport d'énergie parmouvement de fluide). La conduction dans la paroi du caloduc représente une part très faibledu transfert longitudinal.

1.2. Echange par Convection

Au sein du caloduc, les phénomènes convectifs sont en général très faibles puisque les gradients de température entre la vapeur et la surface des parois ou du liquide sont très faibles. De plus, les coefficients d'échanges pour un gaz sont faibles en regard des conductances de changement de phase. Les échanges convectifs entre la phase liquide et la paroi sont également faibles car les vitesses de la phase liquide sont faibles.
Toutefois, lorsqu'une partie de l'évaporateur est asséchée, la vapeur est directement en contact avec une paroi surchauffée. Il existe donc un gradient de température assez important pour que des échanges non totalement négligeables existent.
Les phénomènes convectifs jouent un rôle important dans les échanges au niveau de laparoi externe du condenseur puisque le flux transféré est en général cédé à un fluide

1.3. Echange par Rayonnement

Les échanges par rayonnement au sein du caloduc sont négligeables en raison des différences de températures relativement faibles dans un caloduc. De plus, les parois internes sont très peu émissives puisqu'elles sont métalliques. Même une surchauffe locale importante (20 à 30 °C) n'entraîne pas d'échange thermique par rayonnement notable par rapport au changement de phase.
Le seul cas où les échanges radiatifs sont importants concerne l'évacuation externe de la chaleur au condenseur. Dans certains cas, le refroidissement convectif n'est pas possible et le

flux transféré doit être évacué par rayonnement. On retrouve ce cas dans les applications spatiales ou pour des caloducs particuliers fonctionnant à hautes températures.

1.4. Echange par Changement de phase

De par le principe de fonctionnement du caloduc, le changement de phase est un élément essentiel dans le transfert thermique. Comme nous le verrons par la suite, le processus de changement de phase est très efficace en termes de transfert d'énergie et représente une part très faible dans les conductances globales.

1.5. Résistance thermique

Les résistances thermiques, selon la loi de Fourrier,mis en équations sont :

$$R_{Th,ev} = (T_{moy,ev} - T_{moy\ sat})/Q \quad (1)$$

$$R_{Th,c} = (T_{moy,sat} - T_{moy\ c})/Q \quad (2)$$

$$R_{Th,a} = (T_{moy,sat\ e} - T_{moy,sat\ s})/Q \quad (3)$$

$$R_{Th,ToTal} = R_{Th,ev} + R_{Th,c} + R_{Th,a} = \frac{T_{moy,ev} - T_{moy\ c}}{Q} \quad (4)$$

2. Dispositif expérimental

2.1. Description

Le dispositif expérimental (figure 2) que nous avons conçu est réalisé, et constitué de deux blocs d'aluminium à savoir :

- un premier bloc est équipé de quatre résistances électriques permettant de chauffer le caloduc, c'est le bloc chauffant qui joue le rôle de la source chaude (évaporateur) ;
- Un deuxième bloc refroidisseur permettant de refroidir le caloduc par circulation d'eau à l'aide d'une pompe.

Les blocs ainsi que le caloduc sont isolé thermiquement de l'environnement extérieur.



Figure 2 : Vue d'ensemble du dispositif expérimental

Le bloc chauffant (évaporateur) est un parallélépipède en aluminium de section $60mm^2 * 60mm^2$ et de 30mmd'hauteur .quatre résistances chauffantes permettant de délivrer chacune une puissance de 250W et trois thermocouple type K localisé aux positions Z_1, Z_2, Z_3 ; permettant de mesurer la distribution axiale de la température dans ce bloc.

Le bloc refroidisseur (condenseur) est un autre parallélépipède en aluminium de mêmes dimensions que le bloc précédant, cependant, ayant un circuit de circulation d'eau froide afin de le refroidir la température de l'eau d'entrée est une consigne du bassin qui varie entre 5°C et 100°C. La mesure de la température se fait aux positions aluminiumZ_6, Z_7, Z_8à l'aide du thermocouple de même type.

La zone adiabatique du caloduc est comprise entre les blocs chauffant et refroidisseur est isolée thermiquement. Elle est équipée de deux thermocouples insérés en Z_4, Z_5.

Ainsi, la distribution de la température tout au long du caloduc est obtenus à partir des mesures fournies par au total 8 thermocouple de type K placées à 10mm, 30mm 50mm, 80mm, 110mm, 140mm, 160mm et 180mm à partir de l'extrémité de l'évaporateur.

Les blocs évaporateur et condenseur sont montés sur un support métallique (Figure 3) tournant permettant d'étudier les performances thermiques du caloduc en fonction de sa position.

Les performance délivrées par les résistances thermiques sont contrôlées par un variateur de résistances et contrôlé en performance par le principe du diviseur de tension (ampèremètre, voltmètre).

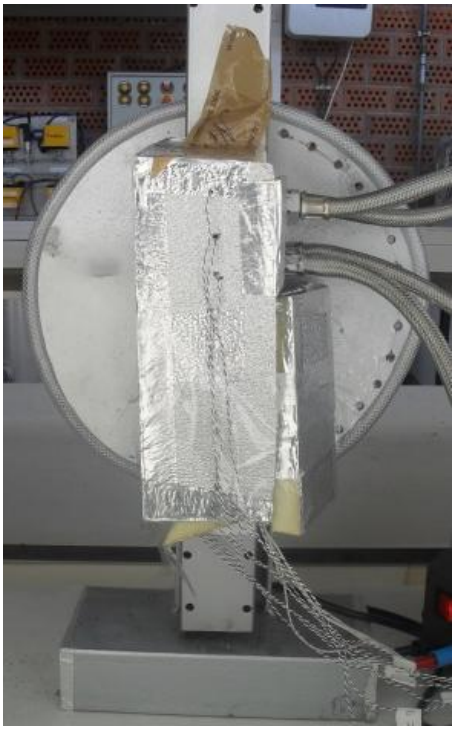


Figure 3 : Le caloduc installé sur le support tournant pour changement de postions

2.2. Méthodologie

Dans une position choisie, on fixe tout d'abord la température de l'eau de refroidissement par le cryostat (Figures 4) et ensuite on fait varier la puissance électrique imposée au niveau de l'évaporateur.



Figure 4: Photo du cryostat et son régulateur

Pour une puissance électrique imposée on prélève :

- Les températures correspondantes aux thermocouples positionnés aux points (Z_1, Z_2…, Z_8) ;(Figure 5)

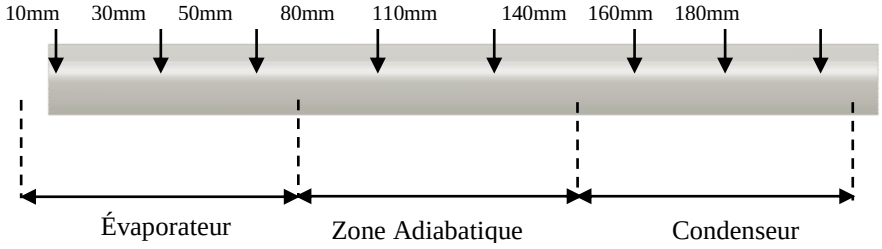


Figure 5 : Position des thermocouples le long du caloduc

- Les températures d'entrée et de sortie de l'eau ;(Figure 6)

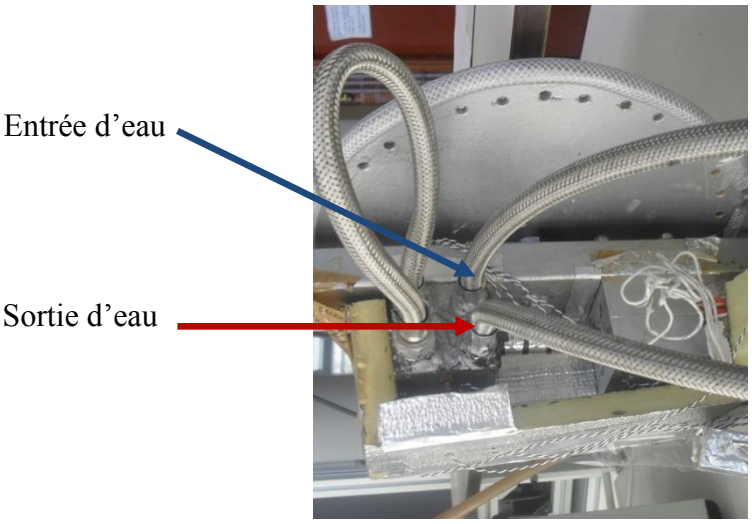


Figure 6: Circuit de refroidissement d'eau

3. Exploitations des essais et interprétations des résultats

3.1. Comportement du caloduc en régimeTransitoire

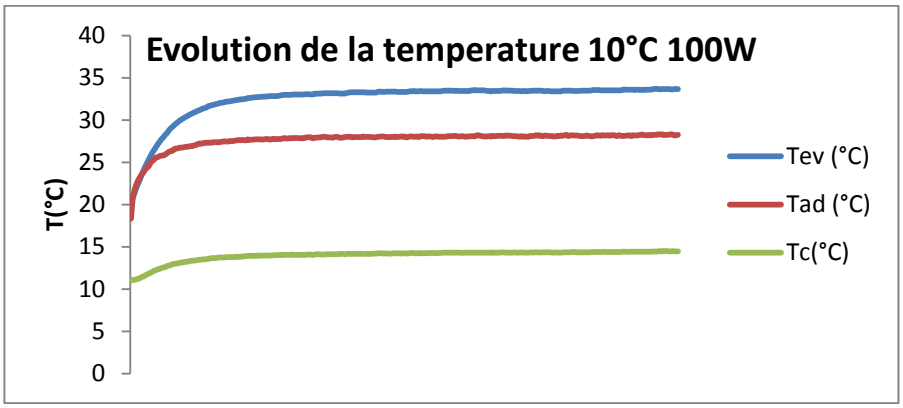


Figure 7 : Comportements de la température du caloduc en position horizontale

3.2. Effet de la puissance sur les performances thermiques du caloduc en régimepermanant

3.2.1. Effet de la puissance sur la distribution axiale de la température

Dans cette partie nous présentonsles essais effectué pour une température d'eau dans le bloc égale à T_{sf}= 10°C, le caloduc étant monté horizontalement, sur la figure 8 sont présentées les variations des températures axiales, pour différents puissance imposées.

Pour une puissance donnée, on distingue trois types d'évolution de la température pariétale axiale le long su caloduc. Dans la zone d'évaporation la température axiale diminue et reste pratiquement constante. Passant par la zone adiabatique à la zone de condensation la température reste constante pour diminuer dans la dernière zone.

La distribution axiale de la températuredépend fortement de la puissance imposée. En effet les niveaux de température dans la zones d'évaporation et adiabatique augmentent lorsque la puissance imposée augmente. Cependant dans la zone de condensation, la températurede la paroi tend vers la valeur imposée par celle de l'eau de refroidissement 10°C

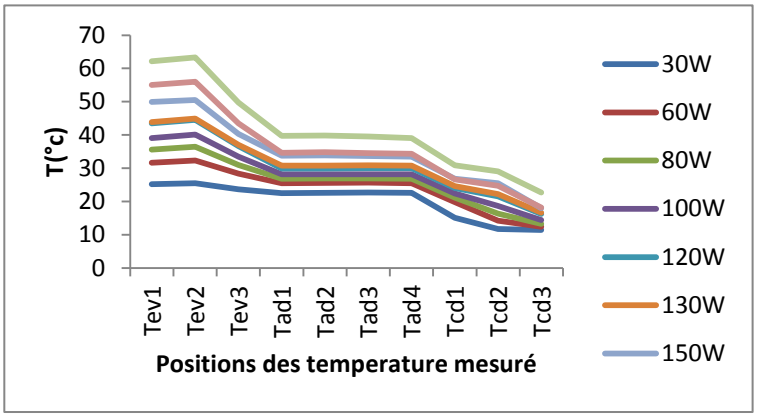


Figure 8 : Distribution axiale de la température en fonction de différentes puissances imposées

Le gradient de température de long du caloduc illustre la capacité du caloduc a transféré la chaleur dans les différenteszones. Le gradient de température est plus important mors du passant de de la zone d'évaporation a la zone adiabatique. Ceci montre la résistance thermique dans cette

zone est très faible et peut êtreconsidéré comme négligeable. Au passage de la zone adiabatique a la zone de condensation, il existe un gradient de température mais reste plus faible que celui noté lors du passage de la zone d'évaporation a la zone adiabatique. Cela montre la faible résistance thermique due à la condensation.

3.2.2. *Effet de la puissance sur les résistancesthermiques des zones d'évaporations de condensation et adiabatique*

La figure 9montre la variation des résistances thermiques des différenteszones en fonction de la variation de puissance.

L'examen de cette figure montres que la résistance thermique R_{thev} augmente pour des puissances inferieure a 100W

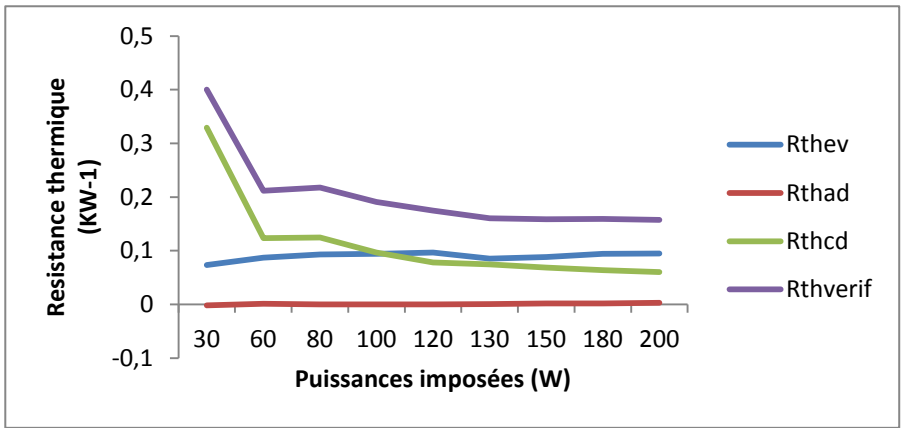


Figure 9 :Effet de la puissance sur les résistances thermiques

3.2.3. *Effet de la puissance sur la résistance thermique totale du caloduc*

La variation de la résistancethermique totale du caloduc sontprésentés sur la figure 10.

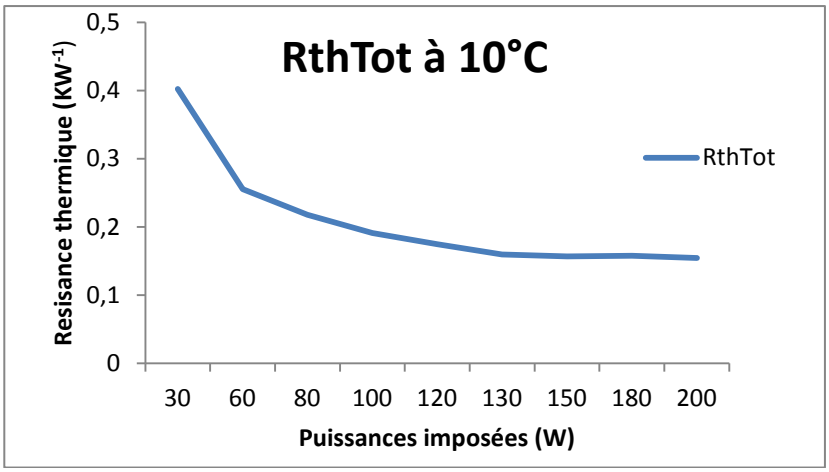


Figure 10 :Effet de la puissance sur la résistance thermique totale

Pour des puissances inferieure à 100W, la résistante augmente, au-delà de cette puissance la résistance reste constante dans cette zone le caloduc atteint la limite capillaire Qmax=100W

3.3. Influence de la position du caloduc sur ses performances thermique

Dans cette partie nous analysons les performances thermiques du caloduc en fonction de son orientation : position horizontale, thermosiphon (verticale favorable) et antigravitaire (verticale défavorable) représentées dans la figure 11.

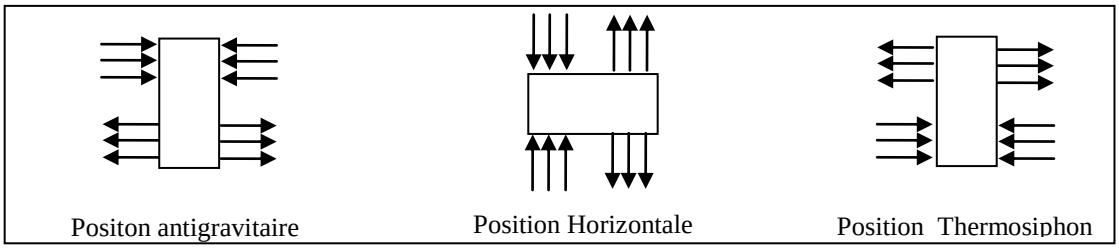


Figure 11 : Différentes positions expérimentées

Sur la figure 12 sont présentées les distributions axiales de la température pariétale (murale) du caloduc pour une seule puissance imposées 30W à une température fixée à35°C et pour différentes variation.

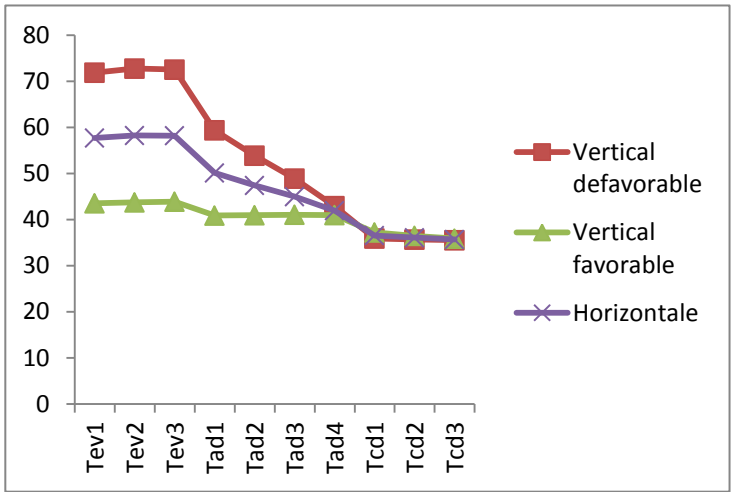


Figure 12 : Distributions axiales de température à 35°C imposées 30W

Pour la position thermosiphon la limite capillaire est repoussée et le caloduc peut transférer la chaleur plus facilement que celle de la position horizontale. Ceci s'explique par le fait que dans le cas, les forces de gravité favorisent d'avantage le retour du liquide à l'évaporateur.

Pour la position antigravitaire, la limite capillaire diminue et les puissances dissipées par le caloduc sont plus faibles que celle transférées lorsque le caloduc est orienté dans la positionhorizontale. Ceci s'explique par le fait que les forces de gravité s'opposent au retour du liquide à l'évaporateur et par conséquent, la limite d'assèchement est atteint pour des puissances plus faibles que celle dissipées lorsque le caloduc est testé en position horizontale.

4. Conclusion

Cette étude nous a permis de montrer les performances thermiques du caloduc pour différents conditions opératoires.

Les résultats expérimentaux montres que ces performances dépendent des certains paramètres tel que la température de la source froide, l'orientation du caloduc par rapport à la gravité. Ces résultats montrent que le caloduc est sensible vis-à-vis la gravité.

Références

61. Meysenc L., "Etude des micro-échangeurs intégrés pour le refroidissement des semi-conducteurs de puissance", Thèse de doctorat de l'INPG, février 1998.

62. Chi S.W., "Heat Pipe Theory and Practice", McGraw-Hill, 1976.

63. K.V. Paiva,M.B.H. Mantelli, L.K. Slongo "Experimental testing of mini heat pipes under microgravity conditions aboard a suborbital rocket" Aerospace Science and Technology Volume 45, September 2015, Pages 367–375

64. Salem A. Said, Bilal A. Akash. Experimental performance of a heat pipeInternational Communications in Heat and Mass Transfer, Volume 26, Issue 5, July 1999, Pages 679–684

Large Eddy Simulation of Thermal Turbulent Mixing in T-Junction

Melouka Benyamina [1*], Pavel Knyazkov [2], Omar. Imine [1]

[1]Institute of Mechanical, University of science and Technology Oran (USTO) BP 1505 El Mnaouer, Algeria

[2] J.V. AL CONTRACTING, Algiers, Algeria

* corresponding author : benyaminamelouka@yahoo.fr

Résumé - Cet article présente les résultats numériques de mélange thermique dans un T-jonction. Les champs d'écoulement ont été prédits en utilisant la simulation de la grande échelle (LES) sur le code Fluent avec la supposition de profils de vitesse complètement développés en aval du pipe principale et le pipe de branchement. Les données numériques ont été comparées à celles de l'étude expérimentale effectuée par d'autres auteurs. Les résultats obtenus se trouvent dans un accord satisfaisant avec les données expérimentales disponibles. En outre, les paramètres de l'écoulement calculé pour T-jonction, comme la vitesse, la vorticité, les fluctuations de température ainsi que leurs densités de spectre de puissance (PSD), ont été étudiés. A partir l'analyse de ces résultats, il est constaté que la gamme de fréquence est de 3-5 Hz contient la plupart de l'énergie pour ce T-jonction.

Abstract - This paper presents the numerical results of thermal mixing in a T-junction. The flow fields have been predicted by using Large Eddies Simulation (LES) on the Fluent code with the assumption of fully-developed velocity profiles at both main and branch pipe inlet. The numerical data were compared to those of the experimental study carried out on this one by other authors. The obtained results were to be found in a satisfactory agreement with the available experimental data. Furthermore, the calculated flow parameters for T-junction, as velocity, vorticity, temperature fluctuations as well as their power spectrum densities (PSD), have been carried out. From the analysis of these results, it's found that the frequency range is 3-5 Hz contains most of the energy for this T-junction.

Keywords: T-junction, Thermal mixing, Turbulence, Large-Eddy Simulations, Temperature fluctuations.

Nomenclature

RMS	Root Mean Square
LES	Large Eddies Simulation
DES	Detached Eddy Simulation
RANS	Reynolds Averaged Navier Stokes
URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes
CFD	Computational Fluid Dynamics
PSD	Power Spectrum Densities
SGS	Sub-Grid Scale
$\overline{u}$	velocity implicit filtered variable
$\overline{p}$	pressure implicit filtered variable
$\overline{T}$	temperature implicit filtered variable
$\overline{u}''$	velocity sub-grid part
$\overline{T}''$	temperature sub-grid part
C_p	specific heat capacity
L_s	mixing length for the sub-grid scales
k	von Karman constant
d	distance to the closest wall
C_s	Smagorinsky constant

Greek Symbols

ρ	density
ρ_0	reference density
β	thermal expansion coefficient
μ	molecular dynamic viscosity
λ	thermal conductivity
$\overline{S}_{ij}$	rate-of-strain tensor
τ_{ij}	Eddy viscosity
μ_t	turbulent viscosity
Ω	vorticity

Indices

c	Cold
h	Hot

1. Introduction

The mixture of two hot and cold fluids downstream a T-junction generates thermal fluctuations which can cause thermal fatigue and consequently cracks in pipes. To understand thermal stripping phenomena, encountered in pipe systems of nuclear plants, several experimental and numerical researches were carried out by analyzing cyclic stresses in the pipes induced by fluid temperature fluctuations. To suggest adequate solutions aiming to attenuate thermal stresses, the exact assessment of temperature fluctuations magnitude is important. Many authors have investigated experimentally thermal mixing in T-junctions (Faidy, 2003; Hu and Kazimi, 2006; Metzner and Wilke, 2005; Westin et al.; 2008 Zboray et al., 2007). It is mentioned, in their studies, that thermal fatigue depends on temperature signals near the pipe wall. In particular, (Walker et al., 2009) have noted, in their experimental study, the occurrence of four flow regions near the mixing zone. The first region is characterized by low values of (RMS) temperature. The second is a strong mixing zone with high values of temperature RMS. The third region is also characterized by low values of the temperature RMS as the first. The last region is a separation zone which contains two vortices. To complete experimental research in mixing tees, the numerical studies became very important to simulate thermal stripping phenomena using (CFD) codes. Among the numerical methods, (RANS) and Unsteady RANS (URANS) models which are applied to calculate essentially the mean flow field. The results obtained from these methods cannot be directly used to identify the local fluctuations associated with thermal mixing. Therefore, in most of numerical studies, (LES/DES) turbulence models were chosen for the study of thermal mixing in T-junction. Many authors compare between the (LES/DES) and (RANS/URANS) approaches (Addad et al., 2009; Coste et al., 2008; Frank et al., 2008, 2010; Höhne, 2014; Hu and Kazimi, 2006; Kuczaj and Komen, 2008; Kuczaj et al., 2010; Kuhn et al., 2010; Manera et al., 2009; Niceno et al., 2008; Smith et al., 2013; Westin, 2007, Westin et al., 2008). They noted that LES and DES approaches are the appropriate tools to predict thermal mixing in piping systems. To evaluate accurately thermal fatigue in pipe,

(Hannink and Blom, 2011) have suggested an adequate method for the thermal stresses calculation, called sinusoidal method. By using LES with a dynamic Smagorinsky sub-grid scale model, (Ndombo and Howard, 2011) have investigated the effect of the turbulent inlet conditions in a mixing tee junction. The authors stipulated that the turbulence at the inlet influences the flow parameters near the pipe wall. Finding solutions to prevent and diminish thermal fatigue in the pipes has become a very important issue in the nuclear power field. It is known that the maximum of temperature fluctuations is proportional to the thermal stresses. In this context, many authors have committed in the study of new configurations aiming to reduce temperature fluctuations in piping systems. (Lu et al., 2013) have studied, numerically, the influence of the elbow upstream of the main branch pipe in T-junction by using LES model. They have found the geometrical conditions leading to the attenuation of temperature and velocity fluctuations. (Passuto et al., 2007) have investigated the effects of the upstream elbows on thermal fatigue using LES. The results show that the upstream elbows have little influence on the flow dynamic. As expected, the mean and RMS temperature field are twisted when elbows are taken into account. (Lu et al., 2015) find a way to reduce temperature fluctuations and thermal fatigue. Numerical simulations are modeled by LES on the FLUENT code. The obtained results show that temperature fluctuations in the elbow pipe can be reduced by fixing a vortex breaker in the upper straight pipe.

In the present work, thermal mixing is numerically investigated on a mixing T-junction, in order to avoid the contact of the hot fluid with the wall. This investigation has been carried out by using LES approach with Smagorinsky Lilly sub-grid scale model (SGS) on the Fluent code. The numerical method has been applied to Study thermal mixture in T-junction and Calculate thermo-fluid parameters, the results have been compared with the available experimental data.

2. Large Eddy simulation (LES) turbulence model

2.1 Governing equations

The large eddies are solved by the filtered Navier–Stokes equations, and the small eddies are modeled using Smagorinsky Lilly sub-grid scale (SGS) model. For incompressible flow, the filtered Navier–Stokes and energy equations can be found in literature about turbulence (Lu et al., 2013; Ndombo and Howard, 2011):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial \rho \bar{u}_i}{\partial x_i}=0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial \rho \bar{u}_i}{\partial t}+\frac{\partial \rho \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j}=-\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i}-\rho_0 \beta\left(T-T_0\right) g+\frac{\partial}{\partial x_j}\left(2\mu \bar{S}_{ij}-\tau_{ij}\right) \tag{2}$$

$$\frac{\partial \rho \bar{T}}{\partial t}+\frac{\partial \rho \bar{T} \bar{u}_j}{\partial x_j}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{\lambda}{C_P}\frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j}-\rho \bar{T}'' \bar{u}_j''\right) \tag{3}$$

Where $\bar{S}_{ij}$ is the rate-of-strain tensor for the resolved scale defined by

$$\bar{S}_{ij}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}+\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}\right) \tag{4}$$

2.2 Sub-Grid Scale (SGS) Modeling

The effect of the unresolved scale on the resolved scale in the above equations is represented by the sub-grid scale (SGS) stress, which is modeled by eddy viscosity hypothesis. The Smagorinsky SGS model was firstly proposed by (Smagorinsky, 1963) and further developed by (Lilly, 1966). In the Smagorinsky–Lilly model, the eddy-viscosity is modeled by

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3}\tau_{kk}\delta_{ij} = -2\mu_t \bar{S}_{ij} \tag{5}$$

Where μ_t is the turbulent viscosity, which is written as

$$\mu_t = \rho L_s^2 \left|\bar{S}\right| \tag{6}$$

L_s and $\left|\bar{S}\right|$ are computed using

$$L_s = \min(\mathrm{kd}, \mathrm{C}_s V^{1/3}) \tag{7}$$

$$\left|\bar{S}\right| = \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ji}} \tag{8}$$

Where k is the von Karman constant equal to 0.42, d is the distance to the closest wall, C_s is the Smagorinsky constant for which FLUENT recommends a value of 0.1, and V is the volume of the computational cell.

3. Geometrical models

In the present paper, computational domain is based on the experimental setup described by (Andersson et al.; 2006), mentioned as Standard T-junction presented in Figure 1.

For tested configuration, the system of piping is composed of a main straight branch pipe (primary pipe) to which is connected another lateral branch pipe (secondary pipe). The cold fluid flows out in the main pipe whereas the hot fluid flows out in the secondary pipe before mixing themselves in the T-junction. The origin of the axis system is placed in the center of the mixing tee. The coordinate system showing the x-axis is directed along the axis of the main pipe's centerline. The z-axis is along the centerline of the branch pipe, and the y-axis spans the main pipe perpendicular to both main and branch centerlines, therefore the velocity components (u, v, w) reflect these axes of coordinate.

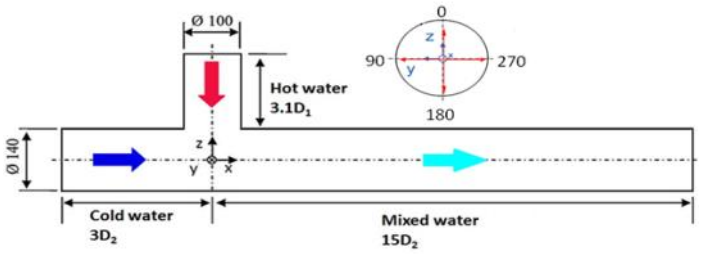


Figure 1 Computational domain for standard T-junction.

The inner diameters of both primary and secondary pipes are respectively D_2 =140 mm and D_1 =100 mm. The upstream lengths of the cold and hot pipes are $3D_2$ and $3.1D_1$ respectively, while the down-stream length of the main pipe from the origin of the axis to the outlet is 15 D_2 shown in figure 1.

4. Boundary conditions

Using the LES in thermal mixing requires the generation of boundary conditions, turbulent and unsteady for T-junction. The boundary conditions at the hot and cold inlets are determined by assuming fully-developed velocity profiles at these locations. Therefore, the velocity, turbulent kinetic energy and turbulent dissipation profiles are calculated using a $(k-w)$ SST model in both pipes. The output solutions were used as inlet conditions for both inlets junction. A zero static pressure has been adopted for the outlets main pipes and no-slip boundary conditions at all the walls. The volumetric flow rate in the connecting tube (Q1, hot water) is 6 l/s, and in the main tube (Q2, cold water) is equal to 9 l/s with rate aspect ratio equal to 1.5. The temperature of the cold and hot water are respectively 19° C and 36°C whereas the mean velocity for both fluids are respectively 0.585 m/s and 0.764 m/s, which corresponds to a Reynolds number of $(0.8–0.95)\times10^5$ respectively.

The physical properties of the cold and hot water were kept constant at the values indicated in Table 1.

Table 1.Physical properties of water used as constants in the simulations.

Density [kg/m3]	Specific heat [$m^2/(s^2.K)$]	Conductivity[$kg.m/(s^3.K)$]	Viscosity [m^2/s]
1000	$4.18*10^3$	0.6	$1.005*10^{-6}$

5. Numerical schemes and Mesh

In the present work, the physical domains were meshed with hexahedral elements for the studied configuration by using GAMBIT, a pre-processor for the FLUENT software. All computations were performed with a mesh including two central regions 1 and 2 corresponding to a grid spacing of 3 mm and 3.9 mm respectively as shown in Figure 2. The total number of mush is 2917183 hexahedral cells were obtained with a refinement near the wall of the pipe, to resolve the small-scale turbulent motions in this region.

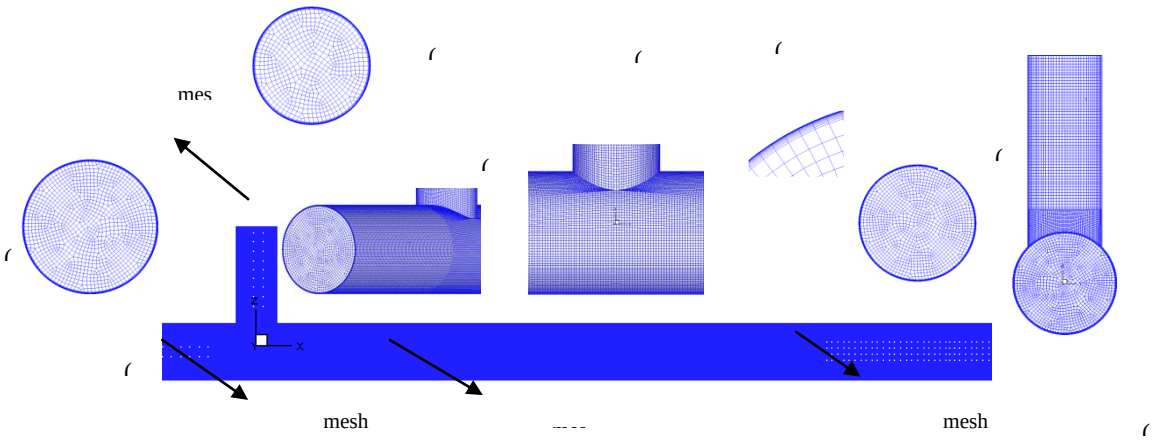


Figure 2 : The computational grid from different views of T- junction: Full domain (a), Cold inlet (b), Hot inlet (c), Outlet (d), Cross section of T- junction (e,f,g), and (d) Boundary layer.

The first element thickness near the wall was $1.25*10^{-5}$ mm and a growth factor of 1.3 is adopted for the subsequent 15 layers. The corresponding y+ values are lower than 1 (y+ < 1) and the CFL number is equal to 0.6.

The spatial discretization scheme for solving the momentum and energy equations was the central-differencing scheme. Except for the convection term in the momentum equation, the second-order upwind scheme was used. The Navier Stokes equations are solved using the SIMPLE algorithm. The equations were considered to be converged when the absolute values of the residuals were below $1\ 10^{-6}$. The total simulation time for the mixing process was about 12 s.

6. Results

The LES was initiated at T=0.0s using the previously converged solution as the initial condition. A constant step time Δt= 0.001s was used for the LES simulation for real-time 12s. The establishment of statistically reliable averaged values was launched after 5s.

6.1. Average velocities profiles and velocities fluctuations RMS

The objective of this section is the assessment of the LES approach used by Fluent code in the present work. For that, a comparison between the numerical data and the already published experimental data by (Smith et al., 2011) has been made.

The velocity profiles were normalized with the bulk velocity defined as $u_{bulk} = Q / \left(\pi r_c^2 \right)$ where Q is the mean flow rate equal to 15 l/s.

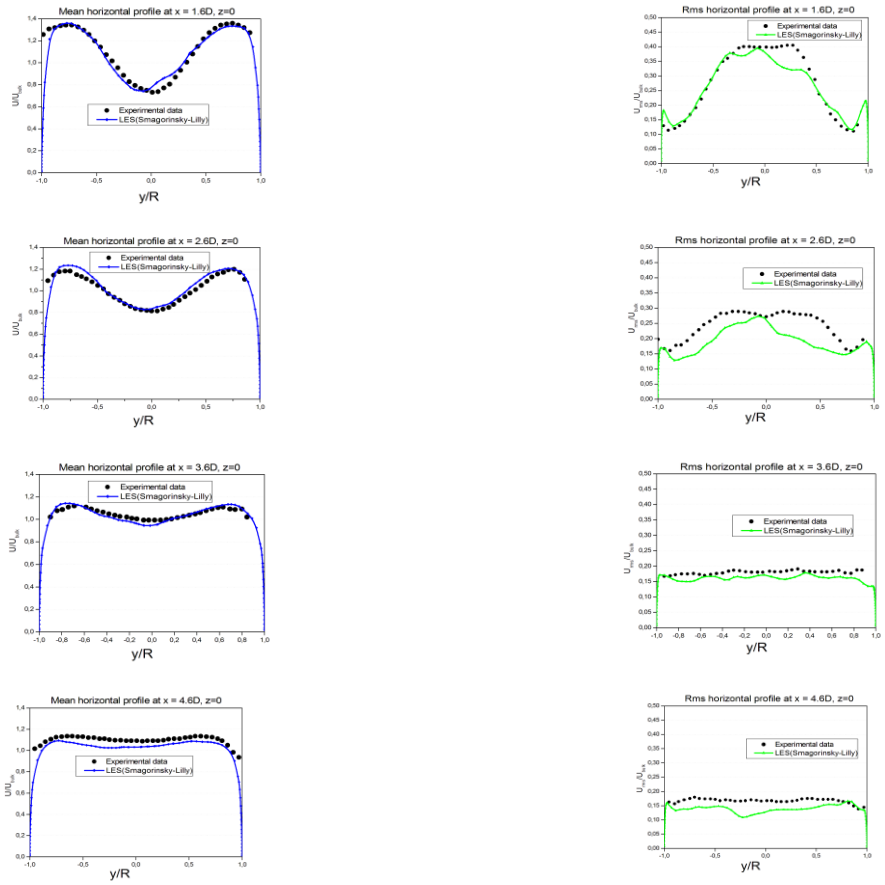


Figure 3 : Time averaged U velocity and U velocity fluctuations at z=0;x=(1.6,2.6,3.6,4.6)D of standard T-junction

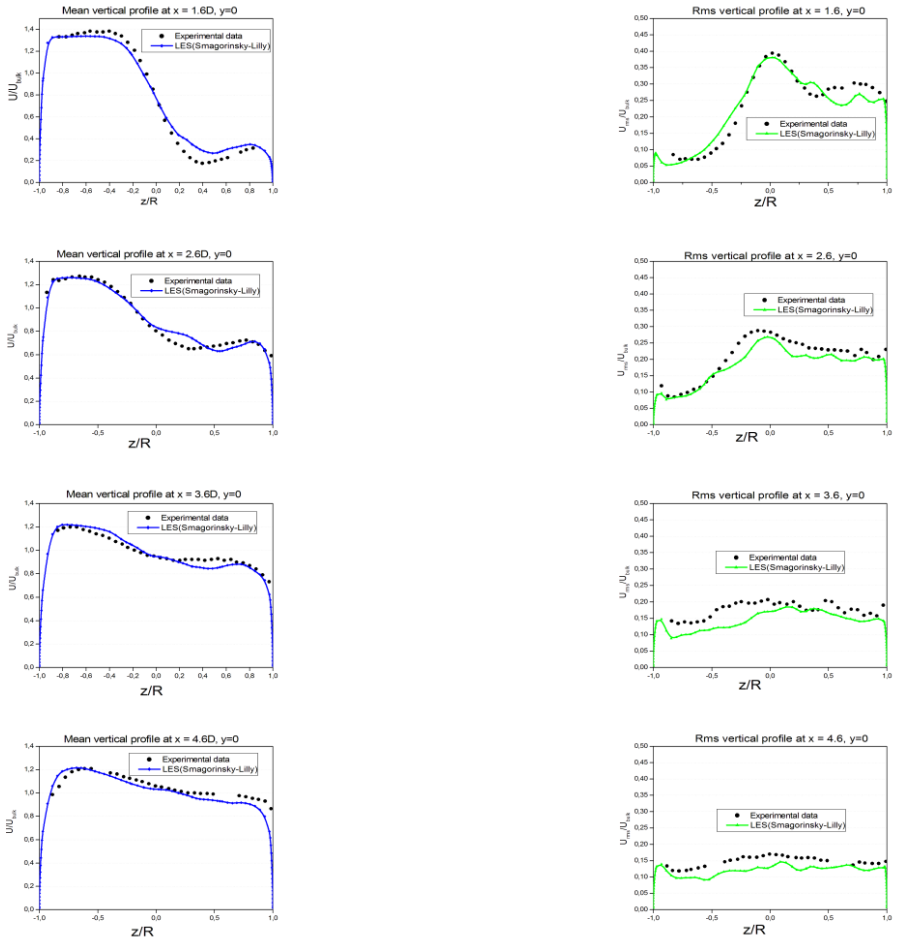


Figure 4 : Time averaged U velocity and U velocity fluctuations at y=0;x=(1.6,2.6,3.6,4.6)D of standard T-junction

Figure 3 and 4 shows the profiles of the mean axial U velocity and the root mean square velocity fluctuations (Urms) at z=0 and y=0 for x=1.6D,2.6D,3.6D and 4.6D downstream the standard T-junction along the horizontal and vertical direction respectively.

The comparisons between experimental and numerical solutions of axial velocity (U) as well as their fluctuations (Urms), show a good agreement. It could be an indication that the LES approach is reliable for good predictions of thermal mixing.

6.2. Analysis of the thermal and dynamic field

To obtain a global impression on the predicted flow in the T-junction, a survey of thermal and dynamic fields has been carried out respectively on geometry. The distribution of the static temperature drawn in the central plane, at y=0, are shown on the Figure 5 where the contours correspond to the time 12s.

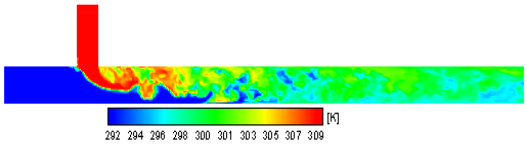


Figure 5 : Contour of Static temperature distributions at y=0, represented at 12s

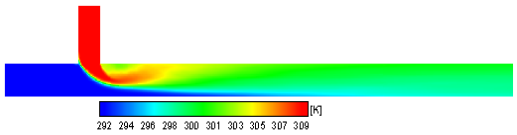


Figure 6 : Contour of Time averaged temperature at y=0, represented at 12s

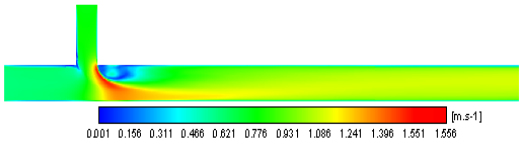


Figure 7 : Contour Time averaged velocities distributions at y=0, represented at 12s

Figure 6 and 7 show respectively the contours of time averaged temperature and velocity magnitude distributions in the central plane of the studied configuration. Figure 7 shows a zone of recirculation close to the T junction at the top side which leads to a delay of hot and cold water mixture in this region for the T-junction as it is well illustrated in Figure 6.

a) x=2D **b) x=6D**



Figure 8: Contour of mean Temperature shows cross section [2D-(a), 6D-(b)] for standard T-junction.

Figure 8 show the distributions of the average temperature in the T-junction, at x=2D and x=6D. The hot water occupies the top of pipe and the cold water gets at the bottom of pipe as it can be seen in the section x=2D. The separation of the two fluids just downstream of the T junction is due to the effect of gravity. The gradient of density which is a consequence of the difference of temperature in the fluid has a meaningful influence on the water distribution. Figure 8.b show that the mixture of the cold and hot fluids is well advanced in the section x=6D where a homogeneous flow covers almost all area of this section.

6.3. Analysis of vortex structures

The relationship between the vortices movement of large scale and the temperature distribution in the T-junction is treated in this section. Figure 9 shows the visualization of vortices generated by the turbulent mixing for studied configuration at the time 12 s.

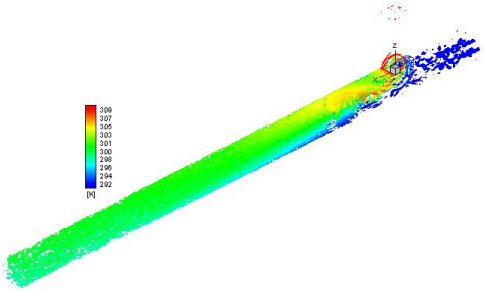


Figure 9 : Vortex structure developing downstream of the Standard T-junction as visualized by iso-surfaces of the Q-criteria colored by mean temperature (mesh 1, Q=5 1/s^2).

at time 12s

The visualization of the vortex structure was based on the iso-surfaces of the Q-criteria which is the second invariant of the velocity gradient, defined by the following equation (Chakraborty et al. 2005; Kim et al. 2013; Tanaka et al.2010):

$$Q = \frac{1}{2}\left(\|\Omega\|^2 - \|S\|^2\right) = \frac{1}{2}\left(\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij}\right) \quad (9)$$

Where S is the strain rate of the flow field defined by Eq. (4).

Ω being the vorticity defined as:

$$\overline{\Omega}_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i}\right) \quad (10)$$

The formation of a horseshoe vortex is clearly visible upstream the hot water jet for studied configuration. Immediately downstream the T-junction, irregular structures of vortex appear. Downstream, the length scale of these structures progressively decreases with the turbulent dissipation conducting to a good mixing of the hot and cold fluids.

6.4. Spectral Analysis

This section presents the results of numerical simulation of the mixing flow turbulent in the pipes with a standard T junction. The LES method is able to predict the instantaneous turbulent variables everywhere in the flow.

To understand the effect of temperature fluctuations, it is appeared very interesting to analyze the temperature signal behavior of hot spots (4D-270°) that reflect high temperature fluctuations. Then, the coordinates of this hot spot has been noted and entered in the Fluent code as point where virtual thermometer sensors are introduced to measure and record the instantaneous temperature signal during about 7s. It is well known that the fluctuations of temperature in the flow near the wall are transmitted to this wall and consequently cause thermal fatigue of the pipes. These fluctuations increase when the hot spot nears the wall and decrease when it moves away. Figure 10 indicates the recorded fluctuations of temperature of hot spot for T junction. The temporary change of the fluctuations magnitude which is a consequence of the instantaneous position of the hot spot from the wall is clearly noticed.

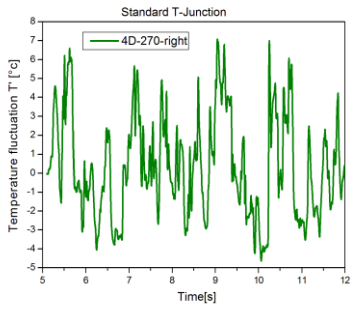


Figure10 : Temperature fluctuations T' as a function of time .plotted at data location (4D-270-right) near the pipe wall

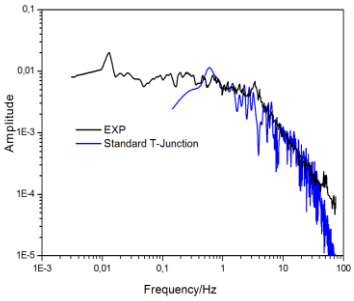


Figure11 : Power spectrum densities of temperature fluctuation at data location (4D-270-right) near the pipe wall compared with (Thermocouple Experiment, (Brain Smith et al., 2009, Höhne, 2014))

Figure 11 presents power spectrum densities (PSD) of the temperature fluctuations recorded in the hot spots close to the wall respectively for the standard configuration. The power spectrum density exhibits the repartition by frequency of the temperature fluctuation signal energy obtained by the Fourier transformation compared with experimental data location thermocouple (4D-270) the spectral peak is near 3–5 Hz.

The frequency characteristic of the temperature fluctuations is an important factor for the thermal fatigue evaluation. As it is reported in the work of (Ayhan et al., 2012), only the fluctuations of dominant amplitudes which have frequencies in the range of several hertz (between 1 and 10 Hz) are converted to the thermal stress. In the figure 11, the main frequency range is between 3-5 Hz for the standard T junction.

7. Conclusion

In the present work, thermal mixing in standard T-junction, have been numerically simulated by using LES approach based on the Smagorinsky Lilly model.

These simulations have permitted to evaluate the risk of temperature fluctuations, delimit the flow regions of high temperature fluctuations near the pipe wall and finally determine the characteristic frequencies of turbulent signals.

For the standard T-junction, comparison shows that the mean velocity profiles and velocity fluctuations RMS are in a good agreement with the experimental data. These results clearly indicate that this approach is reliable for the prediction of temperature fluctuations in thermal mixing which is the origin of thermal fatigue in piping systems.

From the analysis of PSD results, it's found that the Spectral peaks in both CFD and experimental data were found near 3-5 Hz which contains most of the energy for this T-junction studied throw the article.

References

1. Addad, Y., Kesmiri, A., Rolfo, S., Cotton, M., Laurence, D., 2009. LES and URANS predictions using Star-CD V&V for Junction test case. In: France–Japan Joint Seminar on Thermal Fatigue, Tokyo, Japan.
2. Ayhan, H., and Sökmen, C.N., 2012. CFD modeling of thermal mixing in a T-junction geometry using LES model. Nuclear Engineering and Design 253, pp.183– 191.
3. Blom, F., Church, M., Willemsen, S., 2007. A simplified method to predict thermal fatigue in mixing tees of nuclear reactors. In: Proceedings of Fatigue Design, Senlis, France.
4. Chakraborty, P., Balachandar, S., and Adrian, R-J., 2005. On the relationships between local vortex identification schemes. J. Fluid Mech.,vol.535,pp.189–214.
5. Coste, P., Quemere, P., Roubin, P., Emonot, P., Tanaka, M., Kamide, H., 2008. Large Eddy simulation of highly fluctuational temperature and velocity fields observed in mixing-tee experiment. Nucl. Technol. 164, 76–88.
6. Faidy, C., 2003.Thermal fatigue in mixing tees: a step by step simplified procedure. In: 11th International Conference on Nuclear Engineering, ICONE-11, Tokyo, Japan, April 20–23.
7. Frank, T., Lifante, C., Prasser, H.M., Menter, F., 2010. Simulation of turbulent and thermal mixing in T-junctions using URANS and scale-resolving turbulence models in ANSYS CFX. Nuclear Engineering and Design 240,pp. 2313–2328.

8. Frank, Th., Adlakha, M., Lifante, C., Prasser, H.-M., Menter, F., 2008. Simulation of Turbulent and Thermal Mixing in T-Junctions Using URANS and Scale-Resolving Turbulence Models in ANSYS-CFX, XCFD4NRS. Grenoble, France, Paper MIX-07.
9. Hannink, M.H.C., and Blom, F.J., 2011. Numerical methods for the prediction of thermal fatigue due to turbulent mixing. Nuclear Engineering and Design 241, pp.681–687.
10. Höhne, T., 2014. Scale resolved simulations of the OECD/NEA–Vattenfall T-junction benchmark. Nuclear Engineering and Design 269, pp.149– 154.
11. Hu L. and Kazimi M., 2006. LES benchmark study of high cycle temperature fluctuations caused by thermal striping in a mixing tee, International Journal of Heat and Fluid Flow 27, pp. 54-64.
12. Kim, S-H., Huh, N-S., Kim, M-K., Cho, D-G., Choi Y-H., Lee, J-H., and Choi, J-B., 2013. Hydro-thermo-mechanical analysis on high cycle thermal fatigue induced by thermal striping in a T-junction. Journal of Mechanical Science and Technology 27, pp.3087– 3095.
13. Kuczaj, A.K., Komen, E.M.J., 2008. Large-Eddy Simulation Study of Turbulent Mixing in a T-junction. XCFD4NRS, Grenoble, France; Paper MIX-08.
14. Kuczaj, A.K., Komen, E.M.J., Loginov, M.S., 2010. Large Eddy Simulation study of turbulent mixing in a T-junction. Nuclear Engineering and Design 240, pp. 2116–2122.
15. Kuhn, S., Braillard, O., Ničeno, B., Prasser, H-M., 2010. Computational study of conjugate heat transfer in T-junctions. Nuclear Engineering and Design 240, pp. 1548–1557.
16. Lilly, D.K., 1966. On the application of the eddy viscosity concept in the inertial sub range of turbulence, NCAR Manuscript 123.
17. Lu, T., Han, W.W., Zhai, H., 2015, Numerical simulation of temperature fluctuation reduction by a vortex breaker in an elbow pipe with thermal stratification. Annals of Nuclear Energy 75, pp. 462–467.
18. Lu, T., Liu, S.M., Attinger, D., 2013. Large-eddy simulations of structure effects of an upstream elbow main pipe on hot and cold fluids mixing in a vertical tee junction. Annals of Nuclear Energy 60, pp. 420–431.
19. Manera, A., Prasser, H., Lechner, R., Frank, T., 2009. Towards the prediction of temperature fluctuations by means of steady RANS for the estimation of thermal fatigue. NURETH-13.
20. Metzner, K.J., Wilke, U., 2005. European THERFAT project-thermal fatigue evaluation of piping system "Tee"-connections. Nuclear Engineering and Design 235, pp. 473–484.
21. Ndombo, J.M., Howard, R.J.A., 2011. Large Eddy Simulation and the effect of the turbulent inlet conditions in the mixing Tee, Nuclear Engineering and Design 241, pp. 2172–2183.
22. Niceno, B., Smith, B., Prasser, H.-M., 2008. Computational fluid dynamics (CFD) as a tool for prediction of thermal fatigue in T-junctions. In: International Topical Meeting on Safety of Nuclear Installations (TOPSAFE), Dubrovnik, Croatia.
23. Pasutto, T., Peniguel, C., Stephan, J.M., 2007. Effects of the upstream elbows for thermal fatigue studies of PWR t-junction using large eddy simulation. In: 15th International Conference on Nuclear Engineering, ICONE-15, Nagoya, Japan, April 22–26.
24. Smagorinsky, J., 1963. General circulation experiments with the primitive equations. Part I: The basic experiment. Monthly Weather Rev. 91, 99–164.
25. Smith, B.L., Mahaffy, J.H., Angele, K. 2013. A CFD benchmarking exercise based on flow mixing in a T-junction, Nuclear Engineering and Design 264, pp.80– 88.

26. Smith, B.L., et al., July 2009, 2011. OECD/NEA−VATTENFALL T-junction benchmark specifications. OECD/NEA Report.

27. Tanaka, M., Ohshima, H., and Monji, H., 2010. Thermal Mixing in T-Junction Piping System Related to High-Cycle Thermal Fatigue in Structure. Journal of Nuclear Science and Technology, Vol. 47, No. 9, pp. 790–801.

28. Walker, C., Simiano, M., Zboray, R., Prasser, H.M., 2009. Investigations on mixing phenomena in single-phase flow in a T-junction geometry. Nuclear Engineering and Design 239, pp. 116–126.

29. Westin, J., 2007. Thermal mixing in a T-Junction. Model tests at Vattenfall research and development AB 2006. Boundary conditions and list of available data for CFD-validation, Report Memo U 07-26, Vattenfall R&D AB, Älvkarleby, Sweden, pp. 1–17.

30. Westin, J., Veber, P., Andersson, L., 't Mannetje, C., Andersson, U., Eriksson, J., Hendriksson, M., Alavyoon, F., Andersson, C., 2008. High-cycle thermal fatigue in mixing Tees. Large-Eddy simulations compared to a new validation experiment. In: 16th Int. Conf. On Nuclear Engineering (ICONE-16-48731), Florida, Orlando, USA, 11–15 May, pp. 1–11.

31. Zboray, R., Manera, A., Niceno, B., Prasser, H.-M., 2007. Investigations on mixing phenomena in single-phase flows in a T-junction geometry. In: The 12th Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-12), Sheraton Station Square, Pittsburgh, Pennsylvania, U.S.A., September 30–October 4, pp. 1–20, Paper No. 71.

Study of the interaction between coherent structures and boundary layer in a Forced Turbulent Plane Jet Impinging on a Semi-Cylinder

Nabil KHAROUA[1*], Lyes KHEZZAR[1], Zoubir NEMOUCHI[2], Mohamed ALSHEHHI[1]

[1]Mechanical Engineering Department, Petroleum Institute, Abu Dhabi, United Arab Emirates
[2]LEAP, Département de Génie Mécanique, University Constantine 1, Constantine, Algeria
[*]Corresponding author: nkharoua@pi.ac.ae

Résumé

Un jet turbulent forcé, impactant sur un demi-cylindre, a été simulé en utilisant le modèle de simulation des grands tourbillons LES. Le jet est placé à une distance égale à deux fois la largeur de la buse. Le nombre de Reynolds, basée sur la largeur de la buse et la vitesse moyenne, est égal à 5600. Le jet est forcé à une fréquence de 600Hz.

L'étude se concentre sur les effets des structures turbulentes organisées, générées au niveau de la couche de cisaillement libre, sur la couche limite qui se développe le long de la surface courbée et le transfert thermique correspondant. L'interaction complexe est illustrée à travers le nombre de Nusselt et le coefficient de frottement exprime en terme de fréquences.

Le passage des tourbillons principaux, générés au niveau de la couche de cisaillement libre, induit des tourbillons secondaires dans la couche limite et entraîne à la fois l'air chaud du jet, et l'air froid de son entourage qui n'est pas souhaitable dans les applications de chauffage.

Mots-Clés: Impinging jet, Steady jet, Forced jet, Forcing frequency, Large Eddy Simulation

1. Introduction

Turbulent impinging jets are used in several industrial areas to achieve high efficiency heating/cooling/drying. They are also used in the process of controlling film thickness on coated metal products for which the distribution of shear stress and pressure is crucial.

Steady round and plane turbulent impinging jets were studied extensively in the literature [1]. Past studies, which mainly dealt with round jets impinging on plane surfaces, have identified three main regions characterized by a free jet, stagnation and wall jet. In addition, previous studies illustrated the important and intricate role that vortices, generated in the free jet shear layer, have on heat and momentum transfer on the target surface. When forced, turbulent jets exhibits a more coherent behavior allowing the identification of vortices more easily. The primary vortices, generated in the free jet shear layer, induce secondary vortices, on the target solid surface, by roll up of the boundary layer into an opposite signed vortex with sometimes a tertiary vortex. The secondary vortices are generated downstream of regions with boundary layer growth and can be separated undergoing a strong ejection from the wall layer [2]. Few experimental studies focused on the effects of coherent vortices, in circular jet configurations, on the boundary layer developing on flat impingement walls [3-5]. Naguib and Koochesfahani [3] investigated the effects of the vortices on the surface-pressure distribution by using measured velocity data and solving a Poisson's equation for pressure for a forced round jet. Secondary and tertiary vortices were seen to be generated due to the interaction of the primary vortices with the wall. The passage of the primary vortices close to the wall was associated with noticeable pressure signatures. El Hassan et al. [4] studied the effects of the coherent structures on the wall-shear stress distribution along the impingement wall. They noticed that the front part of the transverse vortex caused flow expansion resulting in an ejection of the fluid from the impinging wall and, consequently, reducing the wall shear stress. Hubble et al. [5] devoted their experiments to the effects of the vortical structures on

the heat transfer for cooling applications. They stated that the passage of a coherent structure close to the impingement wall generates three distinguished flows. The maximum heat transfer occurs upstream of the vortex due to a downwash stream causing the entrainment of cold air from the outer region. A stream parallel to the wall, underneath the vortex, decreases the heat transfer because the air has already gained some heat. An upwash stream, downstream of the vortex, decreases the heat transfer to its minimum.

When impinging jets are forced, their behavior and their natural frequency may differ from that of a free jet for small nozzle-to-wall distances [6]. In terms of numerical simulation, previous studies used mainly the Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) approach. Very few contributions have tackled the complex problem of forced jets. Among these, Tsubokura et al. [7] used DNS and LES to study round and plane impinging jets on a plane surface. They forced both jets with a Strouhal number (St), based on the inlet velocity and dimensions, equal to 0.4 for both configurations. They mentioned that no clear dominant frequency was observed for the steady plane jet. Hofmann et al. [8] compared 13 RANS-based turbulence models in the computation of heat transfer of unforced and forced jets. The SST k-w model was found to perform best in predicting the Nu distribution. Uddin et al. [9] used the LES turbulence model to simulate a forced round jet impinging on a flat plate. They found that forcing the jet at the preferred mode of a round jet and its sub-harmonics generated large vortical structures that strike the flat target surface. On the other hand, forcing the jet at harmonics suppresses the structures and alters the jet efficiency in enhancing heat transfer. They also observed an attenuation of the well-known second peak of the Nusselt number under the effects of forcing. As a conclusion from the literature, studies on forced impinging jets with a focus on the interaction between the vortex structures and the surface boundary layer are scarce. It is also evident that most studies focused on round jets impinging on a plane surface.

The present work investigates the detailed behavior of a forced plane turbulent jet impinging on a curved surface placed at a distance of two nozzle widths. Contrary to previous studies, this contribution addresses the effects of coherent vortices and their interaction on more than one parameter. The study is devoted to the behavior of the shear stress and heat transfer rate on the wall simultaneously. LES is used to resolve the details of large eddy structures and hence investigate thermofluid dynamics on a spatial and temporal scale. The plane jet was forced at a frequency equal to 600Hz and amplitude equal to 30% of the mean jet velocity.

2. Numerical approach

2.1. Mathematical and numerical modeling assumptions

The flow is assumed incompressible, unsteady and turbulent. The commercial software ANSYS FLUENT 14.0 [10] was used to solve the filtered continuity, momentum and energy equations. Details of the mathematical model used can be found in the documentation of ANSYS FLUENT 14.0 [10]. Thus, it is briefly presented herein without details of the set of equations solved. The subgrid stress accounting for the unresolved scales contribution is modelled using the Boussinesq hypothesis. The Smagorinsky constant is dynamically calculated based on the information included in the resolved scales of motion [11-12].

2.2.Mesh quality

The geometrical configuration (Fig. 1) and experimental results used in this study are extracted from Chan et al. [13]. A low turbulence heated rectangular plane air jet was blown downstream of a contracting slot nozzle with a width W=6.25mm impinging on a semi-cylindrical convex surface of diameter D=150mm. The distances from the slot exit to the point of impact on the curved wall considered in this study is H=2W. The Reynolds number, based on the slot width and the uniform

jet velocity at the slot exit, is Re_W=5,600. The classical grid independency tests yield a DNS simulation when applied to LES [14-17]. Usually, the efficiency of a computational grid for LES simulations is assessed through some parameters such as the turbulence length and time scales, the percentage of resolved turbulent kinetic energy, and a priori and posteriori validation [17]. In the present study, the computational domain was divided into 16.5 million hexahedral computational cells. The grid was refined in the three characteristic regions of the flow, namely, the free jet, the impingement region, and the wall jet. The recommended cell size, used explicitly as a filter width, should be around 12 times the Kolmogorov scale [18]. In the present work, the ratio was less than 15.75 based on a Kolmogorov scale of approximately 20 microns estimated from a RANS simulation of the same case using the Reynolds stress turbulence model. In addition, grid sizes can be compared to estimates of the Taylor scale or 1/10 of the integral scale [19]. The estimates of these scales were found equal to 0.1 mm and 0.6 mm respectively, which confirms that the present mesh is reasonably fine. The non-dimensional distance from the curved wall (y+) was smaller than 1 in the region of interest (s/W=0-10) with a maximum equal to 2 outside this region. It is worth to mention that two other coarser meshes of 4.6 and 6.5 million cells were used previously to simulate the same case [20, 21].

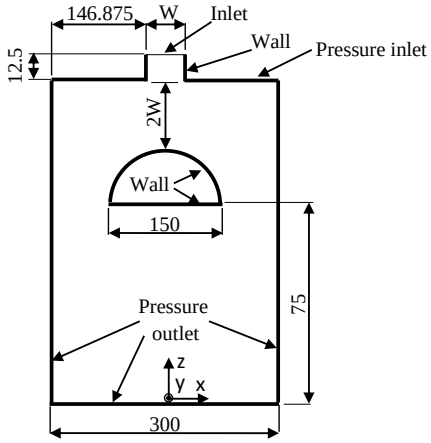


Figure 1: Problem configuration (not to scale) and types of boundary conditions

2.3.Boundary conditions

Figure 1 illustrates the types of boundary conditions used. The fluid enters the domain with a uniform velocity through a channel whose width is W and length 2W. The exiting plane jet is characterized by a uniform velocity within its core and a thin boundary layer on either side [13]. The inlet boundary conditions, taken from the experimental results of Chan et al. [13], are an imposed mean velocity of 14.87 m/s and a turbulence intensity of 2 %. Fluctuating velocities were generated using the spectral synthesizer technique [10]. The velocity at the inlet u_{in} was prescribed using Equ. 1 to force the steady jet at a frequency f equal to 600Hz.

$$u_{in} = 14.87\left[1 + 0.3\sin\left(2\pi ft\right)\right] \quad (1)$$

The forcing frequency *f* was chosen to yield a Strouhal number above the critical value of 0.2 mentioned by Hoffmann et al. [22] and to correspond to the range of dominant Strouhal numbers for plane jets. The Strouhal number, based on the initial boundary layer momentum thickness of the jet just at its exit, was equal to 0.012 and 0.25 when based on the jet width which is consistent with the range of dominant Strouhal numbers for plane jets [23-24].

A zero-relative-pressure and a turbulence intensity of 0.1 % were prescribed on the top surfaces, on either side of the nozzle channel. On the bottom, left and right boundaries of the

domain, zero-relative-pressure boundary conditions were imposed with a turbulence intensity of 0.1 % in the case of fluid backflow into the domain.

In order to minimize the number of computational cells in the domain, periodic boundary conditions were applied on the two opposite faces, in the y direction (front and rear). The distance between the periodic boundaries was equal to 31.25 mm which is larger than twice the integral length scale [25].

A constant temperature of 291 K was prescribed on the semi-cylindrical wall and in the free-entrainment constant-pressure boundary regions where re-entry flow took place. The inlet jet had a constant temperature of 313 K.

2.4.Numerical tools and simulation strategy.

A bounded central differencing scheme was used to discretize the convective terms in the filtered Navier-Stokes and energy equations [10]. A steady mean flow was, first, computed using the k-ε model to provide reasonable initial conditions for the LES simulation. Subsequently, an LES simulation was conducted during more than 0.07 s corresponding roughly to the residence time of the flow based on an average velocity of 6 m/s and the domain height.

The integration time step used was 10^{-5} s. According to ANSYS FLUENT 14.0 documentation [10], the time step should be less than or equal to 1/20 the period of the vortex shedding which corresponds in our case to a maximum Strouhal number of 0.52 and which is adequate enough for the unforced jet. For the forced jet the time step represents 1/160 the period of vortex shedding. In addition, the Courant number based on the time step chosen and the mesh resolution was kept less than 2 [26]. When the flow stabilized, the statistics were collected over a time interval corresponding to more than six times the characteristic residence time.

The local time-averaged Nusselt number $\overline{Nu}(s)$ is calculated from N samples using

$$\overline{Nu}(s) = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} Nu(s, t_i) \qquad (2)$$

The simulations were conducted on a Linux HPCC machine. Each case was run using ANSYS FLUENT 14.0 parallel version on 48 processors during 360 and 550 hours of CPU time for the unforced and forced jets respectively.

3. Results and discussion

The time-averaged flow field is, first, presented to show the overall picture of the flow and to validate the numerical simulation results. The LES results were compared with the experiments of Chan et al. [13] in addition to studies from the literature for similar flows. Then, the instantaneous flow filed is illustrated to elucidate the sequence of phenomena occurring at different times during a chosen observation window and different positions along the curved wall.

3.1.Time-averaged field

The wall-shear stress is an important parameter related to impinging jets usage and operation (e.g., jet stripping). Figure 2 shows the distribution of the mean wall shear stress along the impingement wall. Experimental profiles of Tu et al. [27] and Tu and Wood [28] and theoretical profiles of Phares et al. [29], for a jet impinging on a flat plate, are presented for reference. The theoretical approach adopted by Phares et al. [29] is limited to the laminar region corresponding approximately to twice the jet width from the impingement point x/H<1 (H is the distance from the jet exit to the impingement point). The experimental and theoretical profiles exhibit a similar behavior with an increase towards a maximum value at the same location. The linear growth and

sharp decrease of the mean wall-shear stress occur within the laminar boundary layer region [29]. The second peak of the wall-shear stress, at x/H=3, was explained by the transition from the laminar to the turbulent regime. A good agreement, between the numerical results and those from the literature, is seen within the linear laminar flow region. However, the wall-shear stress first peak is higher than that for flat plates and its location is slightly shifted away from the impingement point. Similar observations are valid for the second peak which is normally followed by the development of the wall jet, except that the unforced jet peak is more pronounced than the forced jet one which displays lower shear stress in the wall jet region than the unforced jet. Animations of vorticity contours indicated that the location of boundary layer separation induced by the primary vortices occurs in the region x/H=1 and 2.

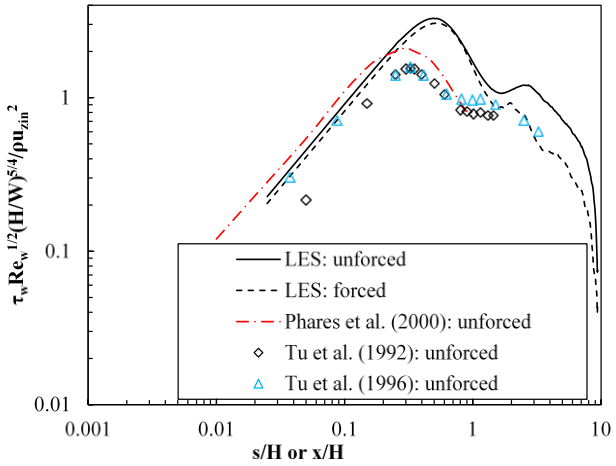


Figure 2: Mean wall shear stress distribution along the impingement wall from the stagnation point

The local time-averaged Nusselt number is illustrated in Fig. 3. A first peak is seen nearby the impingement region where the boundary layer is very thin. Then, it decreases away due to the thickening of the boundary layer. The Nusselt number reaches a dip at about s/W=2.6 for the unforced jet and second peak at about s/W=4.8 which is similar to that in the wall-shear stress distribution (Fig. 2). Similarly to the wall-shear stress distribution, the forced jet exhibits a second peak at about s/W=3.7. These results relatively agree with the experiments of Chan et al. [13]. However, the dip is quantitatively underestimated by the simulation. Forcing the jet caused a decrease of Nu at the impingement. A similar behavior was observed by Mladin and Zumbrunnen [6] for low jet-to-plate distances when the potential core impinges on the surface at stagnation. They attributed this to a thickening of the boundary layer due to the pulsations which reduce the heat transfer rate. Azevedo et al. [30] concluded that degradation in heat transfer for a pulsing jet is believed to be due to relatively low-magnitude small scale turbulent fluctuations superimposed on the instantaneous periodic flow. Heat transfer is a strongly dependent function of temporal flow structure. Turbulence intensity decreases with increasing pulse frequency.

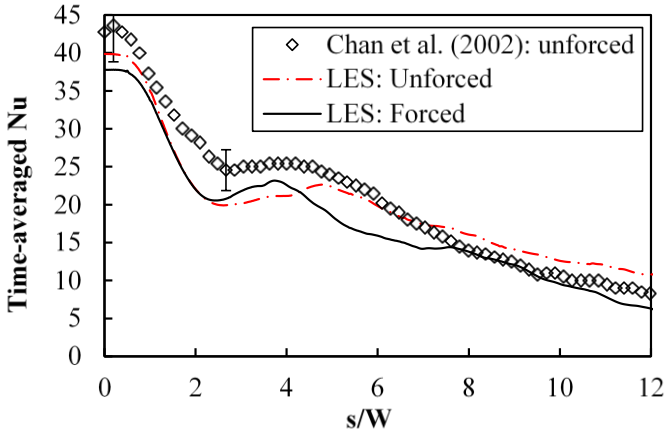


Figure 3: Mean Nusselt number along the impingement wall from the stagnation point

3.2.Instantaneous field

It is important to describe the trajectories of the vortices before discussing their interaction with the impingement wall. Figure 4 depicts the trajectories of the vortices from their point of generation to their disintegration. The primary vortices V1 and V2 are generated regularly and sequentially within the free shear layer of the emerging jet at the frequency of 600 Hz. They travel downstream following different trajectories to interact with the boundary layer forming on the curved target surface. This interaction generates secondary vortices V3 and V4 of opposite vorticity which will merge later to create V5. This sequence of phenomena is repeated systematically (Fig. 5) with slight differences for certain cycles. The observations are conducted by considering a temporal window that contains cyclic repeatable events involving the passage of V1 and V2 in the vicinity of the curved wall and their interaction with it

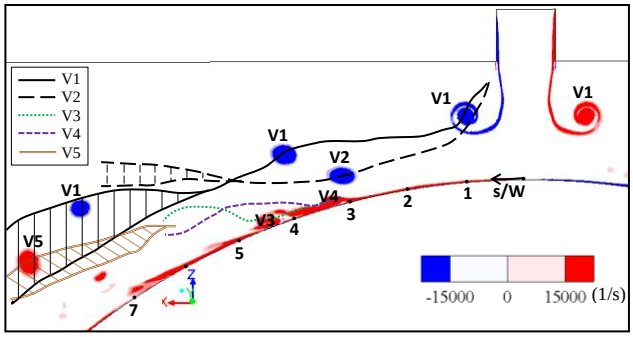


Figure 4: Trajectories of vortices (y vorticity component)

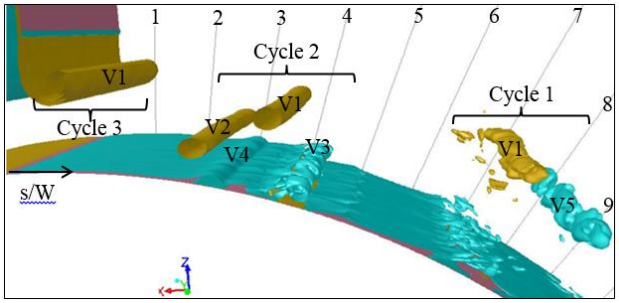


Figure 5: Groups of vortices representing periodic cycles

The starting time of the window is chosen arbitrarily to coincide with the passage of the primary vortex V1 above the point s/W=1 on the curved wall whereas the end time coincides with the passage of V1 above the point s/W=7 after approximately 5 ms from the starting time. The

behavior of the vortices can be better understood through their characteristic frequencies as shown in Figs. 6 and 7. These frequencies were extracted from velocity, Nusselt number and friction coefficient and correspond simply to the peaks of these parameters. A priori, it would be thought that peaks of Nu and Cf should correspond to vortex passage. However, it will be shown that this is not always the case.

Figure 6 shows that the dominant frequency at the jet exit (point a) corresponds exactly to the forcing frequency. This is expected since no particular phenomena occur at that location. Moving farther (point b), peaks at a frequency equal to 600 Hz and its harmonics reflect the successive passage of the two vortices V1 and V2 being generated at the forcing frequency. By observing animations, it was noticed that the harmonics correspond to the passage of V2 with an acceleration under the effect of V1's wake. At point c, the dominant frequency becomes 300Hz with harmonics until 1200Hz. The reason is that only V1 passes by point c while V2 passes slightly below. Thus, the dominant frequency of 300Hz corresponds to the passage of V1 which is characterized by a longer period between every two subsequent passages. At this point V1 and V2 follow different trajectories as shown in Fig. 4 which adds a degree of complexity to the interaction of the coherent primary vortices V1 and V2 with the boundary layer along the impingement wall.

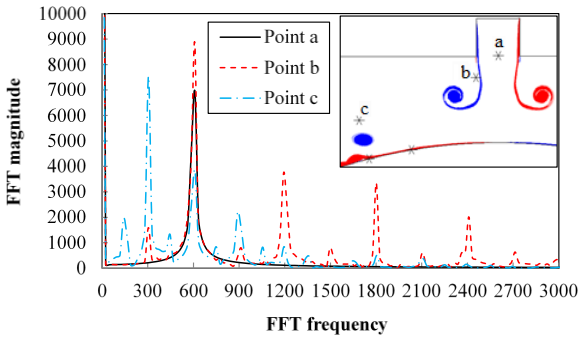


Figure 6: FFT of velocity signals at three points far from the wall

Fig. 7 presents FFT profiles extracted from time signals of Nu and C_f at different normalized distances, from the impingement point, along the curved wall. The distances are normalized by the jet-exit width. These profiles are meant to assess the correlation degree between the dynamic filed and heat transfer under the effect of the coherent vortices. Snapshots of the flow and temperature fields are shown in conjunction with the FFT profiles to explain the characteristic frequencies as a result of interaction between the coherent primary vortices and the boundary layer along the impingement wall. The right snapshot represents contours of vorticity while the left one represents contours of temperature. At s/W=2, Nu and Cf are perfectly correlated with a dominant peak at 300Hz since vortices V1 and V2 interact with the wall separately. Similarly to Fig. 6, the harmonics of 300Hz correspond to the acceleration of V2 under the effect of V1's wake. At s/W=3, Nu and Cf are de-correlated at 900Hz where a high peak of Cf FFT while Nu does not exhibit any noticeable peak. The corresponding snapshots show that although vortex V4 is acting at the location of probe 3, the cold air entrained by vortex V2 towards the wall causes Nu to decrease. This situation illustrates that the presence of recirculation zone does not imply a systematic increase of heat transfer. At s/W=4 vortices peaks of Nu are seen at 600Hz and 900Hz while a lower peak of Cf is senn at 600Hz and no peak of Cf at 900Hz. Referring to the snapshots, it can be seen vortex V3 has separated at probe 4 which explains the lower peaks of Cf whereas its entrainment effect is still strong. Also, V3 accelerates to reach V4 at s/W=4 which explains the combined effect (300Hz) rather than an individual effect (600Hz). Similar effects are observed at s/W=5 and s/W=6 where the separated vortices move farther away from the wall

while their entrainment effect persists. At s/W=6, a very high peak is seen at 600Hz due to the effect of vortex V5 which has resulted from the merging of V3 and V4.

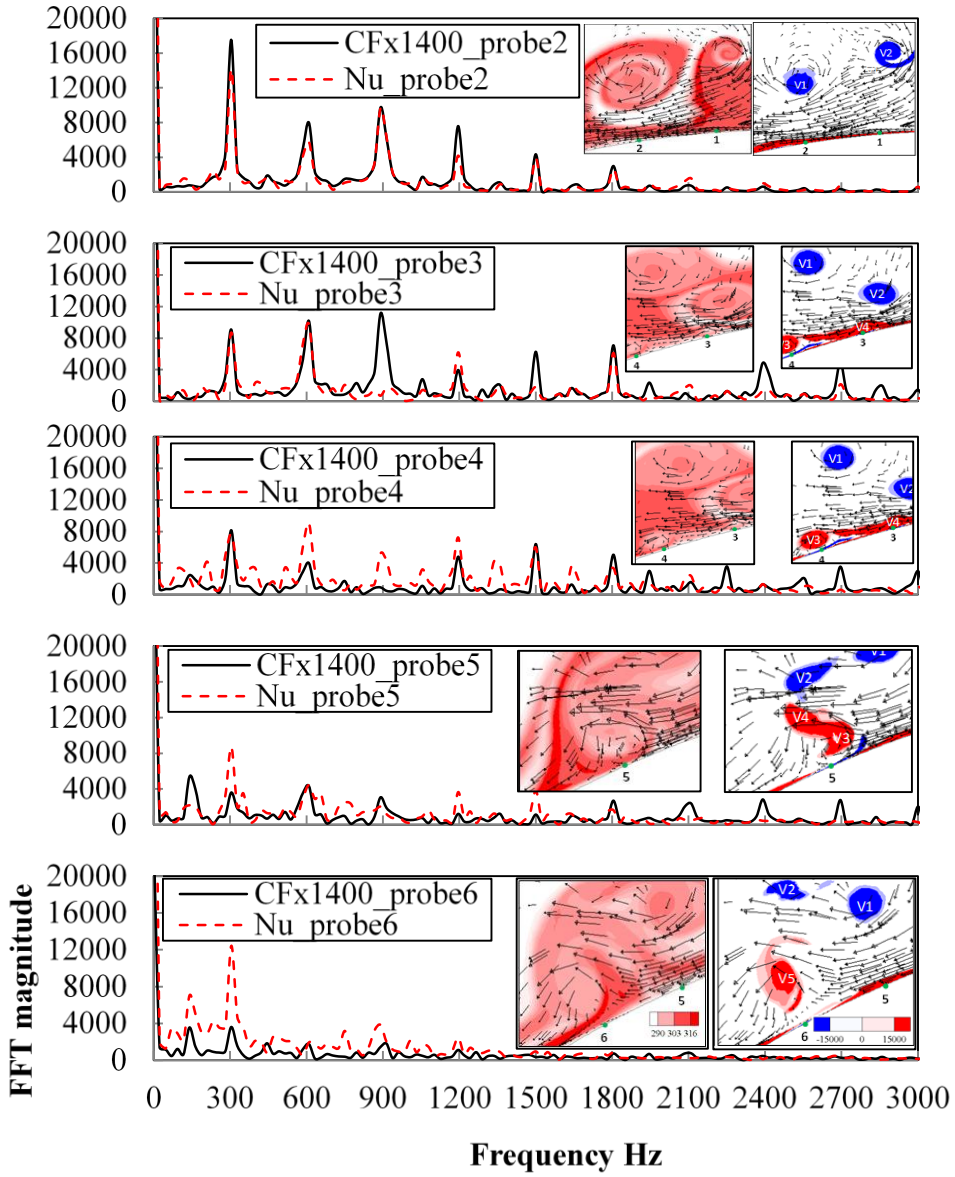


Figure 7: Profiles of FFT extracted from time signals of Nu and Cf at different locations on the wall

4. Conclusions

Large eddy simulation of forced impinging plane jet was conducted. The jet impinges on a convex semi-cylinder. The results of the unforced jet were validated using data extracted from different contributions in the literature. The forcing of the jet allows to generate an organized generation of vortices which maintain their coherence far downstream along the curved wall compared to the unforced jet.

Primary vortices are generated within the free shear layer close to the jet exit and could be grouped into quasi-periodical cycles. These primary vortices follow a different trajectory starting from a distance equal to about s/W=1. At this stage, different dominant frequencies manifest and cause a complex interaction between the primary vortices and the boundary layer along the curved wall.

This study extended previous contributions, focusing on one vortex at a time, to a combination of vortices in more complex flow structure. The flow conditions of the present study allowed to elucidate the effects of several complex phenomena such as the overtaking of one primary vortex by another, the effects of induced secondary vortices and their pairing when lifting from the surface.

The temperature field was found to be crucial for a better understanding of the interaction between the primary vortices and the boundary layer. Indeed, the vortices can entrain both hot and cold air from the jet and the surroundings respectively. It is clear that the purpose of the jet application whether heating or cooling is crucial and any interpretation of the results should account for it. For example, it was seen that a degradation of heat transfer occurs beyond the position s/W = 2, when cold air, drawn in by primary vortices from stagnant surroundings, penetrates the boundary layer. Such flow behavior manifests into a de-correlated flow and heat transfer fields.

Acknowledgement

The authors are grateful to the Petroleum Institute of Abu Dhabi for providing High Performance Computing facilities.

Reference

1. N. Zuckerman, N. Lior, Jet impingement heat transfer: physics, correlations, and numerical modeling. In: J. Hartnett, Y.I. Cho, A. Bar-Cohen (Eds.), Advances in Heat Transfer, Elsevier Inc; (2006) 565-631.
2. J.D.A. Walker, C.R. Smith, A.W. Cerra, T.L. Doligalski, The impact of a vortex ring on a wall. J. Fluid. Mech. 181 (1987) 99-140.
3. A.M. Naguib, M.M. Koochesfahani, On wall-pressure sources associated with the unsteady separation in a vortex ring/wall interaction. Phys Fluids. 16 (2004) 2613-2622.
4. M. El Hassan, H.H. Assoum, R. Martinuzzi, V. Sobolik, K. Abed-Meraim, A. Sakout, Experimental investigation of the wall shear stress in a circular impinging jet. Phys Fluids. 25 (2013) 077101.
5. D.O. Hubble, P.P. Vlachos, T.E. Diller, The role of large-scale vortical structures in transient convective heat transfer augmentation. J. Fluid. Mech. 718 (2013) 189-115.
6. E.C. Mladin, D.A. Zumbrunnen, Local convective heat transfer to submerged pulsating jets. Int J Heat Mass Transfer. 40 (1997) 3305-3321.
7. M. Tsubokura, A.T. Kobayashi, N. Taniguchi, W.P. Jones, A numerical study on the eddy structures of impinging jets excited at the inlet. Int. J. Heat Fluid Flow. 24 (2003) 500-511.
8. H.M. Hofmann, R. Kaiser, M. Kind, H. Martin, Calculations of steady and pulsating impinging jets- an assessment of 13 widely used turbulence models. Num. Heat Transf., Part B, 51 (2007) 565-583.
9. N. Uddin, S.O. Neumann, B. Weigand, Investigation of the effect of inlet velocity field excitation of turbulent impinging jet on heat transfer using large eddy simulation. In: Int. Conf. on Jets, Wakes and Separated Flows (2008) 1-8.
10. ANSYS Inc. Fluent User Guide and Fluent Theory Guide, 2011, version 14.1.
11. M. Germano, U. Piomelli, P. Moin, W.H.Cabot, A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. Phys Fluids. 3 (1991) 1760-1765.
12. D.K. Lilly, A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure model. Phys Fluids. 4 (1992) 633-635.
13. T.L. Chan, C.W. Leung, K. Jambunathan, S. Ashforth-Frost, Y. Zhou, M.H. Liu, Heat transfer characteristics of a slot jet impinging on a semi-circular convex surface. Int. J. Heat Mass Transf. 45 (2002) 993-1006.

14. S. Ghosal, Mathematical and physical constrains on large-eddy simulation of turbulence. AIAA J. 37 (1999) 425-433.
15. J. Gullbrand, Grid-independent large-eddy simulation in turbulent channel flow using three-dimensional explicit filtering. In: Ann Research Briefs 2003, Center for Turbulence Research; (2003) 331-342.
16. I.B. Celik, Z.N. Cehreli, I. Yavuz, Index of resolution quality for large eddy simulations. J. Fluids Eng. 127 (2005) 949-958.
17. P. Sagaut, Large-eddy simulation for incompressible flows - An introduction. 3rd ed. Scientific Computation series, Berlin: Springer-Verlag; 2006.
18. M. Hadžiabdić, K. Hanjalić, Vortical structures and heat transfer in a round impinging jet. J. Fluid Mech. 596 (2008) 221-260.
19. Y. Addad, U. Gaitonde, D. Laurence, S. Rolfo, Optimal unstructured meshing for large eddy simulations. In: Salvetti MV, Geurts B, Meyers J, Sagaut P, editors. Quality and reliability of large-eddy simulations, ERCOFTAC Series 12(I). Springer: Netherlands (2008) 93-103.
20. Benhacine, N. Kharoua, L. Khezzar, Z. Nemouchi, Large eddy simulation of a slot jet impinging on a convex surface. Heat and Mass Transf. 48 (2012) 1-15.
21. Z, Li, L. Khezzar, N. Kharoua, Large eddy simulation of a forced turbulent jet impacting on a semi-cylinder. In: Proceedings of the ASME 2013 Fluids Engineering Summer Meeting FEDSM; (2013) V01AT03A013.
22. H.M. Hofmann, D.L. Movileanu, M. Kind, H. Martin, Influence of a pulsation on heat transfer and flow structure in submerged jets. Int. J. Heat Mass Transf. 50 (2007) 3638-3648.
23. E. Gutmark, C.M. Ho, Preferred modes and the spreading rates of jets. Phys. Fluids. 26 (1983) 2932-2938.
24. J.F. Olsen, S. Rajagopalan, R.A. Antonia, Jet column modes in both a plane jet and a passively modified plane jet subject to acoustic excitation. Exp. Fluids. 35 (2003) 278-287.
25. H. Versteeg, W. Malalasekra, An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method. 2nd ed. Pearson Education Limited. Edinburgh Gate. Harlow. Essx CM20 2JE; (2007).
26. M. Kornhaas, D.C. Sternel, M. Schäfer, Influence of time step size and convergence criteria on large eddy simulations with implicit time discretization. In: Salvetti MV, Geurts B, Meyers J, Sagaut P, editors. Quality and reliability of large-eddy simulations, ERCOFTAC Series 12(I). Springer: Netherlands; (2008) 119-130.
27. C. Tu, J.D. Hooper, D.H. Wood, Wall pressure and shear stress measurements for normal jet impingement. In: llth Australasian Fluid Mech. Conf. (1992) 14-18.
28. C.V. Tu, D.H. Wood, Wall pressure and shear stress measurements beneath an impinging jet. Exp Therm. Fluid Sci. 13 (1996) 364-373.
29. D.J. Phares, G.T. Smedley, R.C. Flagan, The wall shear stress produced by the normal impingement of a jet on a flat surface. J. Fluid Mech. 418 (2000) 351-375.
30. L.F.A. Azevedo, B.W. Webb, M. Queiroz, Pulsed air jet impingement heat transfer. Exp. Therm. Fluid Sci. 8 (1994) 206-213.

Étudedu comportement d'écoulement supersonique dans une tuyère bidimensionnel et axisymétrique

Said SELLAMI[1], Omar KHOLAI[2*]

[1]Départementde GénieMécanique.Université Constantine1, Algérie, sellamisaid1@gmail.com
[2]Laboratoire Ingénierie des Transports et Environnement. Université Constantine1, Algérie.kholai.omar@gmail.com

Résumé –Le déplacement d'un fluide à l'intérieur des tuyères propulsives implique l'existence des phénomènes physiques notable, ces phénomènes sont très complexes peuvent influer directement sur les performances et le rendement de la tuyère. L'objectif de la présente étude est de donner un aperçu général sur le comportement physique d'écoulement compressible à haute vitesse dans une tuyère convergente divergente axisymétrique. Le fluide utilisé est un gaz supposé parfait. Le système d'équations régissant cet écoulement, est résolu à l'aide de la méthode des volumes finis, avec un schéma de discrétisation totalement implicite, implémentée dans le logiciel FLUENT.Les résultats des simulations numériques montrent clairement les phénomènes qui découlent de cet écoulement.

Mots Clés : Tuyère, Convergent-Divergent, Onde de Choc, Ecoulements Compressibles.

Nomenclature

*cp*chaleur spécifique pression constant	*Rc*le rayon du cercle de raccordement
*cv*chaleur spécifique volume constant	*u*, *v*les composantes de vitesse suivant (x,y)
E l'énergie totale	X_{col} l'abscisse du col de la tuyère
*e*l'énergie interne par unité de masse	*XL* la longueur de la tuyère
*M*la masse molaire	$Y_{entrée}$le rayon d'entrée de la tuyère
Ma nombre de Mach	Y_{sortie}le rayon de sortie de la tuyère
p la pression statique	Y_{col}le rayon du col de la tuyère
*r*constant des gaz	ρla masse volumique

1. Introduction

Cette étude présente le comportement physique de l'écoulement compressible et turbulent dans une tuyère convergente divergente, axisymétrique.Cette étude est effectuée par une simulation numérique en utilisant le logiciel FLUENT.

L'écoulement est caractérisé par une très grande vitesse (régime supersonique), et à très haute température, ce que donne naissance aux ondes de choc au niveau du col de la tuyère. L'existence des ondes de chocs dans ce type d'écoulement produit des fortes pertes de chargequi influent directement sur la pousséede l'engin.Ces phénomènes accompagnant les écoulements supersoniques sont très nuisibles aux structures solides de la tuyère.La résolution de ces problèmes, nécessitent une forte demande de la part des industriels et desétudes de recherches approfondies,que ce soient analytique, numériqueou expérimentale, et quelque soient le type d'écoulements (instationnaires, compressibles externes ou internes), pour mieux ficeler ses complexités. R.Haouia et all [1] ont présenté les résultats d'un écoulement de gaz à haute température dans une tuyère axisymétrique en régime hypersonique. Ils ont utilisé un mélange gazeux compose de cinq espèces chimiques (O2, N2, NO, O, N). Les d'équations aux dérivées partielles instationnaire, (équations d'Euler), qui régit cet écoulement, sont résolus avec un schéma explicite en utilisant la méthode numérique des volumes finis et deux

modèles cinétiques de Zeldovich à (3 jusqu'a 17 réactions chimiques). Les auteures ont utilisé un maillage de 150 nœud selon l'axe X et 10 nœud selon le rayon Y. Ils ont obtenu des résultats très intéressants dans les deux cas de modèles cités ci-dessus. A.Nebbache [2] a mis en évidence le phénomène de décollement dans une tuyère asymétrique, où le gaz d'essai est supposé comme un gaz parfait. Le système d'équations régissant cet écoulement est résolu à l'aide de la méthode des volumes finis totalement implicite de type prédicteur-correcteur avec un schéma de Mac - Cormack. Le modèle de turbulence utilisé est (k-ω). Le travail de l'auteur est basé sur deux configurations : La première configuration se compose de (une tuyère principale, un caisson et une tuyère secondaire à col amovible), avec un maillage de (236×200). La seconde configuration sans caisson et est composée (d'une tuyère principale et des domaines notés "Jet" et "Vent"). Plusieurs maillages (quatre maillage) ont été testés afin d'étudier l'indépendance du maillage. Les résultats obtenus ont été comparés dans les deux configurations. Le même auteur [3] a étudié numériquement, le décollement d'un écoulement turbulent dans une tuyère axisymétrique tronqué, où le gaz d'essai est de l'azote supposé parfait. Le système d'équations régissant cet écoulement est résolu à l'aide de la méthode des volumes finis avec un schéma totalement implicite de type prédicteur-correcteur de Mac-Cormack. Le domaine d'intégration de cette étude numérique est constitué, de trois parties distinctes : la tuyère, le jet et le domaine inférieur. Trois maillages ont été utilisés pour étudier l'indépendance du maillage. E.Mahfoudi et all [4] ont travaillé sur l'analyse physique et la simulation numérique de l'écoulement turbulent décollé dans une tuyère supersonique à contour idéal tronqué, la turbulence est modélisée par une approche statistique (RANS) en coordonnées généralisées, avec l'utilisation du modèle (SST-Menter). Le système d'équations régissant cet écoulement est résolu à l'aide de la méthode des volumes finis en maillage structuré. L'intégration en temps est réalisée par le schéma numérique totalement implicite de type prédicteur-correcteur de Mac-Cormack. M.Y. Bouzid et R. Dizene [7] Ont étudié par une simulation numérique bidimensionnelle le comportement des écoulements compressibles et fortement turbulents à travers une tuyère supersonique convergente-divergente, avec l'utilisation de quatre modèles de turbulence intégrés au système des équations de Navier-Stokes moyennées par la méthode statistique de Favre.

2. Etablissement des Équations

Nous supposons dans cette étude l'écoulement d'un gaz parfait dans une tuyèreadiabatique, bidimensionnel. L'écoulement est supposé invicide, ce qui néglige l'influence des forces de frottement, ainsi que de toute force de volume. L'écoulement est de plus supposé isentropique,leurs équations fondamentales peuvent être données par les équations d'Euler : l'équation de conservations de masse, l'équation de conservation de quantité de mouvement et l'équation de conservation de l'énergie.La formulation mathématique du problème physique dans le repère cartésien est :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \rho}{\partial t} + \dfrac{\partial \rho u}{\partial x} + \dfrac{\partial \rho v}{\partial y} = 0 & (1) \\ \dfrac{\partial \rho u}{\partial t} + \dfrac{\partial (\rho u^2 + p)}{\partial x} + \dfrac{\partial \rho uv}{\partial y} = 0 & (2) \\ \dfrac{\partial \rho u}{\partial t} + \dfrac{\partial (\rho u^2 + p)}{\partial x} + \dfrac{\partial \rho uv}{\partial y} = 0 & (3) \end{cases}$$

$$\begin{cases}\frac{\partial \rho e}{\partial t}+\frac{\partial(\rho E+p)u}{\partial x}+\frac{\partial(\rho E+p)v}{\partial y}=0 \end{cases} \qquad (4)$$

L'énergie totale est exprimée comme suit :

$$E = e + \frac{u^2}{2} \qquad (5)$$

Le gaz est parfait, alors *e* par unité de masse est :

$$e = c_v T \qquad (6)$$

La pression du mélange est obtenue par l'équation d'état :

$$p = \rho r T \qquad (7)$$

Où $= \frac{R}{M}$. et la température du mélange est calculée à partir de l'équation d'énergie (4).

3. Domaine de calcul

La première étape dans tout modèle de CFD est la création d'une géométrie qui représente l'objet à étudier, elle est suivie par la génération d'un maillage qui peut être structuré ou non structuré. Une fois ce maillage achevé, les paramètres et les variables d'entrée du modèle sont spécifiés, le logiciel peut alors résoudre les équations du modèle dans chaque volume du maillage jusqu'à la convergence. La géométrie de la tuyère ainsi que le maillage sontcréés par le logiciel "Gambit" 2.2.30. Plusieurs méthodes permettent la création de cette géométrie, soit on se base sur des géométries prédéfinies, soit il suffit d'entrer les coordonnées des différents points (x,y) en 2D, de créer les limites et enfin de créer la surface. La géométrie étudié est une tuyère composée d'un convergent, d'un col et d'un divergent (Figs 1 et 2), parcourue par un écoulement compressible, turbulent et instationnaire. Le convergent et le divergent sont raccordés au col par des arcs de cercle à fin d'assurer la continuité du profil de la tuyère. On note que cette géométrie a été déjà utilisée par R.Haouia& all [1].

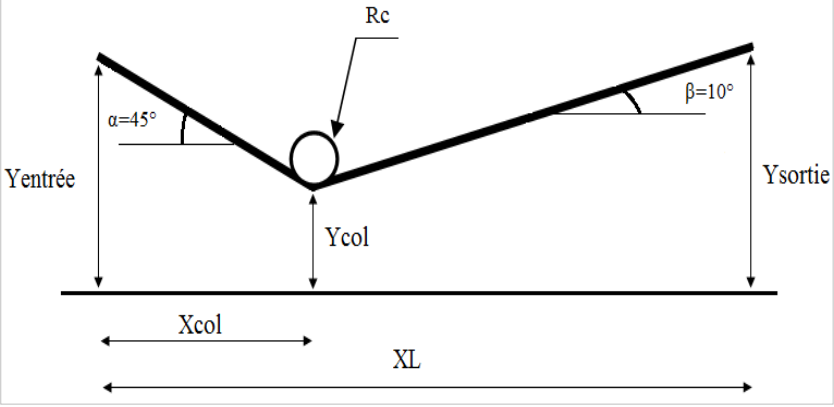


Figure 1 : Géométrie de la tuyère

Lechoix du maillage il est très important pour la convergence des calculs notamment au niveau du col, où le maillage devrait être trop serré. Le maillage qui nous avons utilisé dans cette étude se compose de 300 nœuds selon l'axe (x) et 100 nœuds selon le rayon (y).

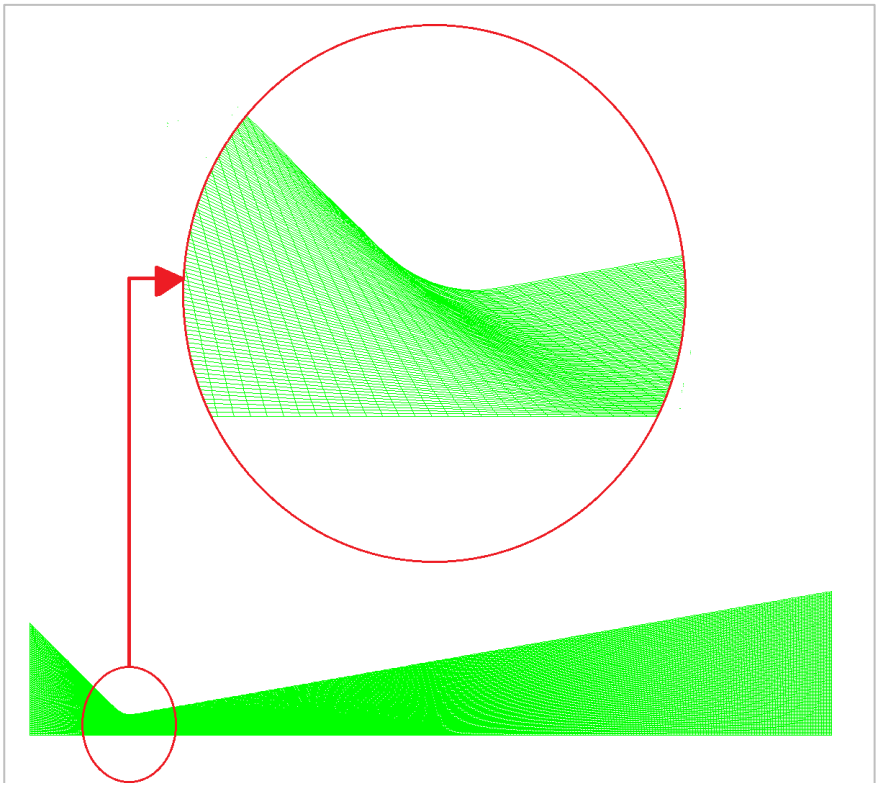


Figure 2 : Maillage la tuyère (300x100)

4. Les conditions aux limites

On a considéré que les conditions de notre étude sont similaires aux conditions l'expérience réalisée par R. Haouia et all [1], il s'agit d'un écoulement dans une tuyère de soufflerie à choc destinée essentiellement à l'étude d'écoulements hypersoniques autour de véhicules spatiaux.Donc c'est un écoulement d'air dans une tuyère de Laval aux conditions génératrices (à l'entrée de la tuyère) une pression de 100 bar et une température de 6000 K, l'air traverse la tuyère, s'accélère le long de celle-ci et s'éjecte à grande vitesse à la sortie du divergent de la tuyère : la température diminué jusqu'à la valeur de 500 K et le nombre de Mach étant supérieure à 1.

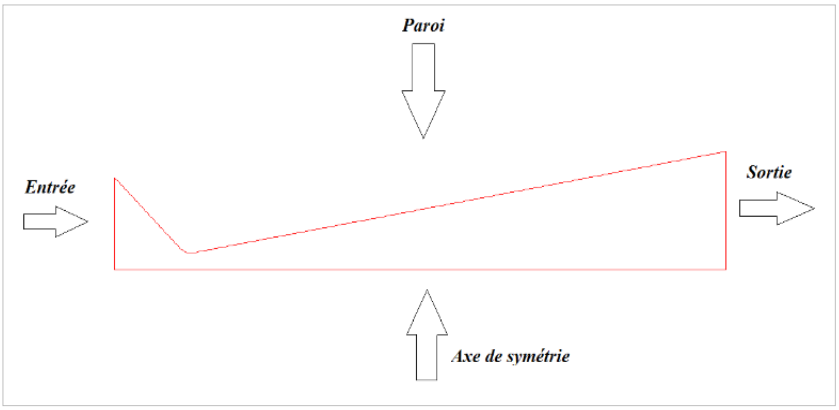


Figure 3 : Domaine de calcule

5. Validation des Résultats

Avant de commencer les simulations avec le codeFLUENT pour trouver la structure de l'écoulement d'air à l'intérieure de la tuyère convergente divergente, il est nécessaire de valider les résultats obtenus avec ce code. La

validation est faite, en comparant les résultats duFLUENT avec les résultats numériques de R.Haouia et all [1]. Les profils comparés du Nombre de Mach et de la Température dans la tuyère supersonique, montrés sur les figures 4 (a et b), sont acceptable et en bon accord.

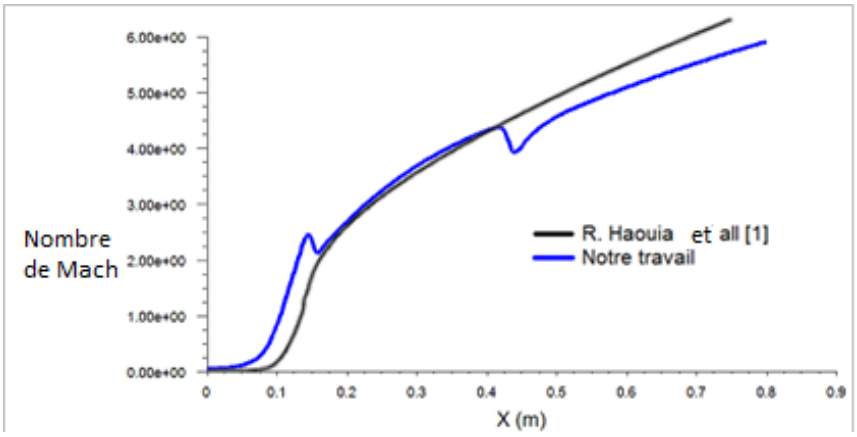


Figure 4 (a) :Profils de Nombre de Mach entre Notre étude et celui de R.Haouiaet all[1]

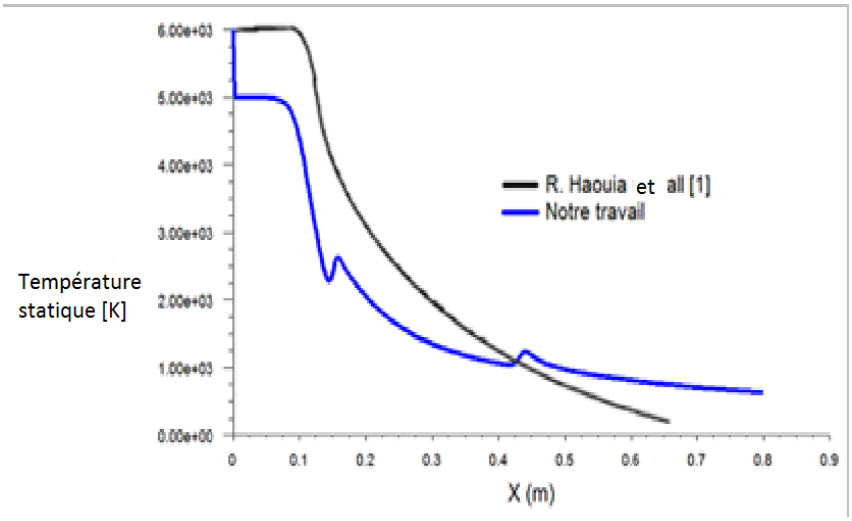


Figure 4 (b) :Profils de Températureentre Notre étude et celui de R.Haouiaet all[1]

6. Résultats et interprétation

On considère que le régime d'écoulement est supersonique dans une tuyère convergente-divergente, les résultats présentées ont été obtenues après 55000 itérations, le temps de calcul prend plusieurs heures.

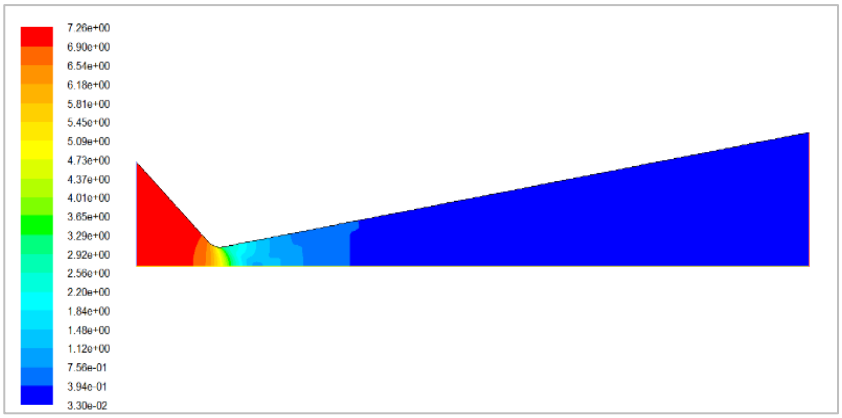


Figure 5 (a) :Champs de la masse volumique [kg/m^3]

La figure 5(a)et 5(b)représente les iso masse volumique ainsi que sa courbe d'évolution. On observe dans ces figures que le profil de la masse volumique prend deux chemins différents, le premier chemin se trouve depuis l'entrée de la tuyère jusqu'à son col, la masse volumique dans cette partie reste presque constante à sa valeur maximale. Le deuxième chemin se caractérise par une chute rapide au voisinage du col de la tuyère, puis, la masse volumique subit une brusque petite augmentation puis elle continue sa diminution jusqu'à la sortie de la tuyère, à cause du caractère compressible de l'écoulement.

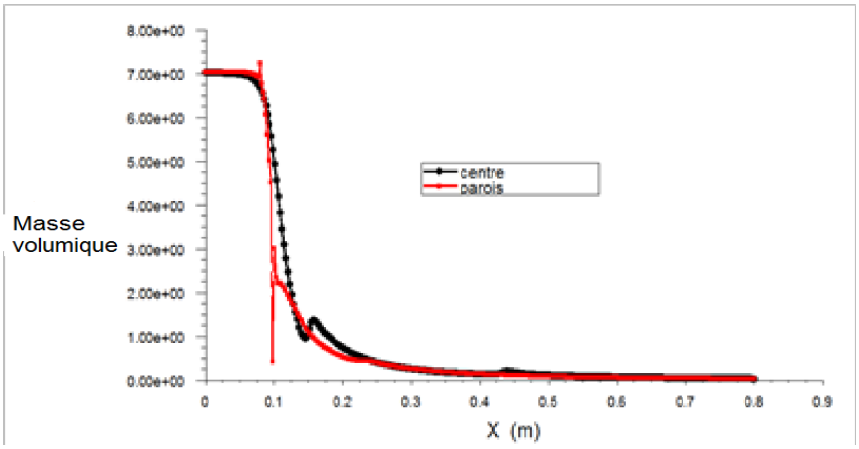


Figure 5 (b) : évolution de la masse volumique au centre et à la paroi de la tuyère[kg/m^3]

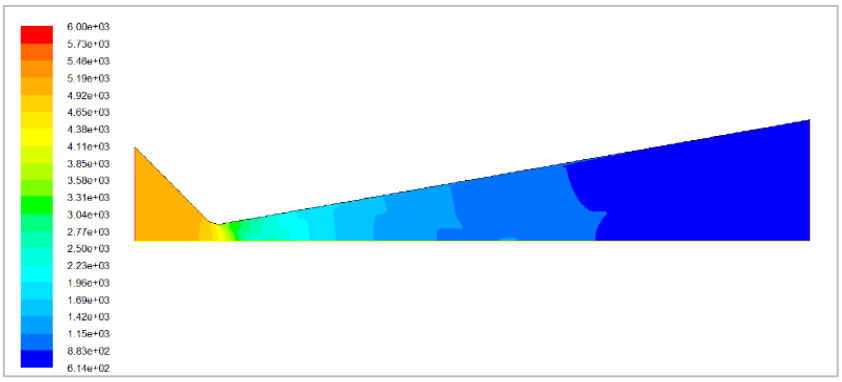


Figure 6 (a) :Champs de Température en [K]

La figure 6 (a) et (b) montre respectivement la distribution de température ainsi que sa variation selon la direction axiale au centre et près de la paroi de la tuyère.On constate que, le profil de la température au sein de la tuyère subit trois phases principaux de décroissance, la première phase est stable sous la forme d'une ligne droite, elle se situe au niveau du convergent jusqu'à le col de la tuyère.Ladeuxième phase de décroissance est une diminution brusque de température au niveau du col et la dernière phase se trouve dans le divergent, elle continue sa diminution jusqu'à les lèvres de la tuyère, avec des petites brusques augmentations à l'entrée du divergent (x=0.175m) et l'autre au milieu de ce dernier (x = 0.45m). D'autre part la variation de température pariétale est presque constante dans le convergent jusqu'au col, puis le profil subi une progressive diminution jusqu'à la sortie de la tuyère. Cette chute de l'énergie thermique dans le divergent est transformée en énergie cinétique.

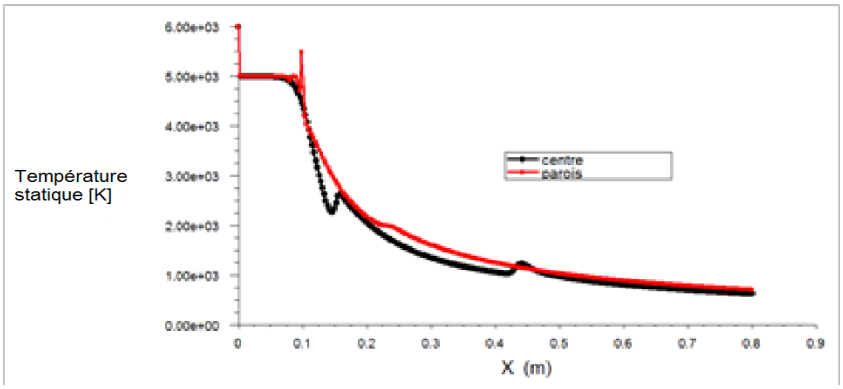


Figure 6 (b) : L'évolution de la Température au centre et à la paroide la tuyère [K]

Les iso-valeurs ainsi que l'évolution du nombre de mach au sein (centre et paroi) de la tuyère sont représentés dans lafigure 7(a) et 7(b) respectivement.Onobserve que, le régime subsonique à l'entrée de la tuyère reste presque stable ou invariable jusqu'à le premier contact du point de tangence au niveau du convergent. Le nombre de mach dans cette région est strictement inférieur à un, puis elle se suit par une brusque augmentation au voisinage du col de la tuyère.Dans cette zone le régime devient transsonique vu son nombre de mach, comme il y a une petite brusque diminution au centre de la tuyère, à l'entrée de la zone du divergent (x=0.15m), la valeur du nombre de mach au sien de la tuyère continu à augmenter jusqu'à la sortie de la tuyère où elle atteint une valeur maximal égale à 6, dans cette zone le régime de l'écoulment est dit hypersonique. Les mêmes observations pour l'évolution du nombre de mach pariétal sauf la perturbation au voisinage du col dues au frottement entre le fluide et la paroi.Ansi le profil convergent-divergent de la tuyère permet d'accélérer les gaz d'une vitesse subsonique à une vitesse supersonique (hypersonique).

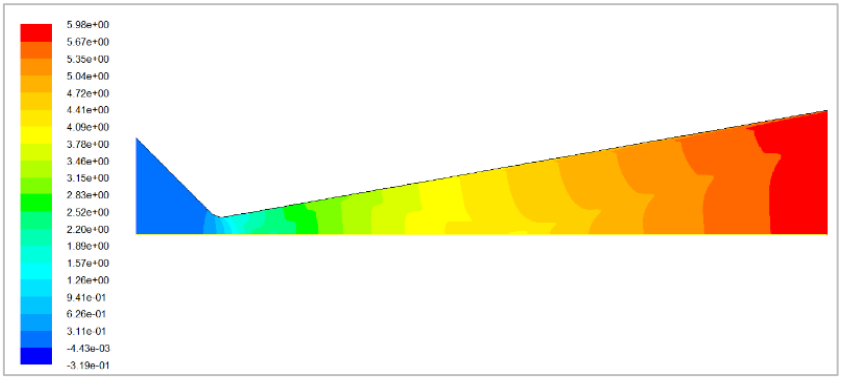


Figure 7 (a) :Distribution du nombre de Mach

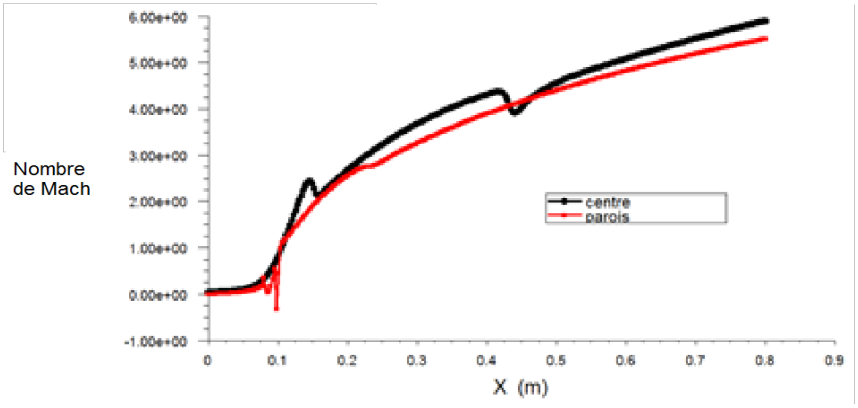


Figure 7 (b) :Evolution du nombre de Mach au centre et à la paroi de la tuyère

7. Conclusion

Lorsqu'un gaz s'écoule dans une tuyère convergente –divergente,quel que soit sa géométrie, plusieurs phénomènes complexes se manifestent. Ces phénomènes dépendentde caractéristiques physiques telles que la vitesse et la température et même aussi des propriétés thermo physiques comme la conductivité et la viscosité du fluide.Leschangements de régimes au sein des écoulements des gaz dans les tuyères sont en général traités du point de vue macroscopique.Laprésence de ces instabilités de la structure hydrodynamique à l'intérieur de l'écoulementproduit généralement à une perte de poussée et une forte perte de charge dans la tuyère.

Références

1. R. Haouia, A. Gahmousse, and D. Zeitoun, "Ecoulement hors d'équilibre chimique et vibrationnel dans une tuyère hypersonique axisymétrique, " papier, accepté le 19 octobre 2000, 2001 Editions scientifiques et médicales Elsevier SAS.
2. A. Nebbache, "Modélisation d'écoulement en tuyère plane et bidimensionnelle, " 19ème Congrès Français de Mécanique, Marseille, 24-28 août 2009.
3. A.Nebbache, "Aérodynamique d'un écoulement en tuyère idéale tronquée, " 18ème Congrès Français de Mécanique, pp. 787-795, Grenoble, 27-31 août 2007.
4. E.Mahfoudi, A.Gahmousse, and K.Talbi, "Etude numérique de l'écoulement compressible turbulent dans une tuyère supersonique, " Revue des énergies renouvelables Vol. 16 N°2 (2013) 285-296, 2013.
5. E.Mahfoudi, A.Gahmousse, A.Harizi, K.Talbi, and A.Hadjadj, "Simulation Numérique De L'écoulement Compressible Supersonique Application aux Tuyères Propulsives à Combustible liquide Hydrogène, " Revue des énergies renouvelables Vol. 15 N°3 (2012) 365-372, 2012.
6. E.Mahfoudi, "Contribution à l'étude des profils de tuyères en écoulements supersoniques visqueux par la méthode des volumes finis, " Thèse de doctorat en sciences de l'université Constantine 1, 2014.
7. M.Y. Bouzid, and R. Dizene, "Modélisation des écoulements dans les tuyères étude comparative de modèles de turbulence, " 17ème Congrès Français de Mécanique, Troyes, Septembre2005.
8. A. Hadjadj, "Analyse physique et simulation numérique des écoulements compressibles, applications aux tuyères de propulseur, "Thèse de doctorat,Université de Rouen, 1997.
9. S. Dubos, "Simulation des grandes échelles d'écoulements turbulents supersoniques, " institut national des sciences appliquées de Rouen, 20 septembre 2005.
10. Y.PERROT, "Etude, mise au point et validation de modèles de turbulence compressible, " institut national des sciences appliquées de Rouen, 19 décembre 2006
11. L.Thierry, "Etude numérique d'un écoulement gazeux dans une tuyère convergente divergente - technique TVD, " Rapport de stage de 4ème année, " institut national des sciences appliquées de Rouen, juin-octobre 1993.

Simulation numérique de l'écoulement autour de l'ensemble Stator-Hélice marine

Fadhila SADEG[1], Djahida BOUCETTA[2*], Omar IMINE[3]

Département de Génie maritime, Faculté de Génie mécanique. Université des Sciences et de la Technologie d'Oran –Mohamed BOUDIAF, Oran, Algérie

*auteur correspondant : djahida.boucetta@yahoo.fr

Résumé

Afin d'améliorer les performances des bateaux de faible vitesse et nécessitant une forte poussée, une simulation numérique de l'écoulement autour d'un ensemble Stator-Hélice est effectuée à l'aide du code FLUENT 6.3. Il s'agit d'une étude visant à montrer l'avantage d'utiliser un stator couplé à une hélice marine à travers l'évaluation du rendement de propulsion. L'écoulement étant de nature turbulent, plusieurs modèles de turbulences RANS ont été testés d'abord dans le cas de l'écoulement autour de l'hélice isolée. Le deuxième test a consisté à étudier l'écoulement turbulent autour de l'ensemble Stator-Hélice en utilisant le modèle de turbulence K- ε RNG . Il est à signaler que plusieurs variantes de l'ensemble Stator-Hélice ont été testées et les résultats obtenus confirment une légère augmentation de la poussée et du rendement pour cette configuration par rapport à l'hélice isolée.

Mots Clés : hélice marine, stator, turbulence, fluide incompressible, volume finis.

Nomenclature

D	Diamètre de l'hélice	J	Coefficient d'avance
R	Rayon de l'hélice	n	Vitesse de rotation de l'hélice
Z	Nombre de pales	V_a	Vitesse d'avance
KT	Coefficient de poussée	ρ	Masse volumique de l'eau
KQ	Coefficient de couple	R_e	Nombre de Reynolds
η	Rendement de l'hélice	*Cp*	Coefficient de pression

1. Introduction

La recherche des formes optimisées d'hélices marines fonctionnant dans des conditions sévères a donné naissance à des configurations permettant une amélioration des performances parmi lesquelles l'ensemble Stator-Hélice qui est une association de deux hélices ; l'une est immobile (stator placé en amont) et l'autre tourne en rotation (hélice). Le stator a un diamètre proche à celui de l'hélice et est monté solidairement avec la coque du navire.

Les méthodes de calculs permettant une bonne prédiction des performances des hélices fond l'objet de plusieurs travaux scientifiques. C'est ainsi que Rhee shin Hyung [1] a effectué une simulation numérique autour d'une hélice marine en utilisant le code fluent version 6.1. Le

modèle de turbulence $k-w$ a été choisi pour l'étude de l'écoulement turbulent en régime stationnaire. Une bonne concordance avec l'expérimental a été mis en évidence. H. Sheng et al. [2] ont procédé à une analyse numérique pour calculer les performances hydrodynamiques d'une hélice avec un gouvernail doté des ailes hydrodynamiques, ces dernières absorbent l'énergie de l'hélice et donnent une force de poussée en utilisant le code commercial Fluent. Dans le cadre du projet « OPTIPROPULSEUR » de chalutier économique [3], une simulation numérique en hydrodynamique a été effectuée pour la conception de propulseurs innovants, basés sur le concept de pompe-hélice (stator + rotor + tuyère), L'étude menée a montré que le gisement de gains possibles sur le rendement d'une hélice sous tuyère par ajout d'un simple stator pré-déviateur en amont de l'hélice. M.C.KIM, H.H. CHUN et Y.D.KANG [4] ont conçu un nouveau design d'une hélice menée d'un stator pour démontrer l'efficacité de ce système une étude expérimentale a été effectuée Les essais sur modèle avec la nouvelle géométrie montrent une augmentation de rendement.

Dans le présent travail, une étude des performances de l'ensemble stator-rotor est montrée. Cette investigation est purement numérique, elle est effectuée à l'aide des codes Gambit, pour le maillage, et Fluent pour le calcul de l'écoulement.

2. Formulation mathématique

Les équations régissant l'écoulement de l'eau autour de l'hélice sont obtenues à partir de :

la loi de conservation de la masse (continuité) ;

la loi de conservation de la quantité de mouvement ;

Ces lois sont exprimées sous forme d'équations a dérivées partielles

Équation de continuité :

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \qquad (1)$$

Equation de quantité de mouvement :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho U_j U_i\right)}_{1} \underbrace{= -\frac{\partial P}{\partial x_i}}_{2} \underbrace{+ \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}}_{3} \underbrace{+ \rho g_i}_{4} \qquad (2)$$

Où

1- terme convectif; 2- effet de la pression (terme de source); 3- terme diffusif; 4- effet de la pesanteur (terme de source).

L'écoulement autour de l'hélice est réputé être turbulent. Dans ce cas les équations de NAVIER-STOKES sont moyennées dans le temps. Cette transformation leurs confèrent le nom d'équations de Reynolds. Cependant cette opération génère un nombre d'inconnus supérieur au nombre d'équations disponibles et les inconnues en plus sont les contraintes du tenseur de Reynolds à savoir $-\overline{U_i U_j}$. Le système est dans ce cas dit ouvert. Pour fermer ce système il existe beaucoup de modèles permettant d'exprimer les éléments de tenseur de Reynolds, parmi ces modèles: le modèle (k-ω), modèle (k-ε), le modèle des contraintes de Reynolds (appelé aussi RSM) et le modèle Spalart –Allmaras [5].

3. Procédures de résolution

Le premier but de ce travail, c'est le traitement par simulation numérique de l'écoulement tridimensionnel turbulent d'un fluide newtonien incompressible autour d'une hélice marine isolée. Ceci, en utilisant l'approche RANS et en testant plusieurs modèles de turbulence pour la bonne prédiction des caractéristiques hydrodynamiques de cette hélice. Le deuxième but, c'est d'ajouter un stator à cette hélice, placé en amont. Pour cela la même méthode de calcul sera adoptée et les résultats de cette simulation seront comparés à ceux de l'hélice isolée.

3.1 Géométrie de l'hélice et du stator

3.1.1 L'hélice isolée

L'hélice testée est composée de cinq pales dont le diamètre est de 3.6 m. Il s'agit d'une hélice fabriquée au Japon qui porte le nom de son navire Seiun-maru. Les caractéristiques géométriques du modèle testé sont résumées dans le tableau ci-dessous.



Figure 1 : L'hélice Seiun-maru

Tableau 1 : Caractéristiques géométriques de l'hélice Seiun-maru

Nom de model	Seiun-maru
Nombre de pale	5
Diamètre [m]	0.400
Pas (constant)	0.950
Fraction surfacique	0.650
Skew [m]	0 .183
Rake [deg.]	6.0

Le domaine de calcul a été crée pour seulement une seule pale en tenant compte de la condition de la périodicité. L'entrée est placée à une distance de 1.5D par rapport à la pale, la sortie à 3.5D et l'enveloppe cylindrique dans la direction radiale est fixée à 1.4D.

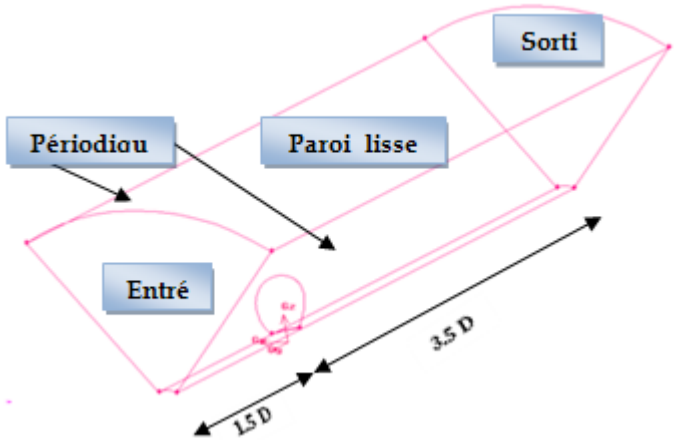


Figure 2 : Domaine de calcul pour l'hélice isolée

Le code Gambit a été utilisé pour le maillage du volume du domaine de calcul. Ainsi, le maillage de la pale a été crée avec des éléments triangulaires (figure 2) en utilisant la technique de 'Size Function'. Les régions proches de la racine du moyeu et du sommet de la pale sont maillées par de petits triangles de taille de 0.0028D**,** alors que la région du milieu est maillée par des triangles de taille 0.028D. Le maillage des faces et du domaine ont été obtenus en imposant un certain nombre de nœuds sur les lignes formant chaque surface. Après cela, le maillage du volume s'obtient aisément.

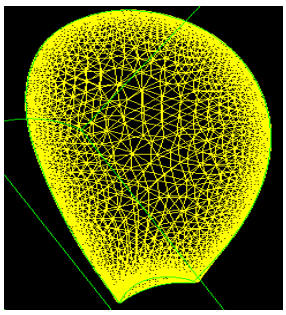


Figure 3 : Maillage de la pale d'hélice

Tableau 2 : Conditions aux limites

Entrée	vitesse uniforme calculée à partir du paramètre d'avancement J qui varie dans un intervalle de $0.3< J <0.9$.
Sortie	Une pression imposée par défaut 0 pascal. Elle est interprétée comme étant la pression statique de l'environnement extérieur.
Paroi	la pale de l'hélice et son moyeu. La vitesse tangentielle du fluide est égale à la vitesse de la paroi et la composante normale de vitesse = 0.
Paroi lisse	la face supérieure du domaine ou la contrainte tangentielle est nulle. Cela entraine un gradient de vitesse normale nul.
Périodique	la condition périodique rotationnelle est appliquée autour l'axe y.
Domaine de fluide	la condition "MRF" (Moving Reference Frame) est adoptée pour rotation par rapport à l'axe y. La vitesse de rotation n a été fixée à 3.63 tr/s qui correspond à un nombre de Reynolds de $3.65.10^6$.

3.1.2 L'hélice avec stator

La même hélice (Seiun-maru) est utilisée pour ce calcul. Cependant, le stator est maintenant placé en amont de cette hélice ce qui modifie la nature de l'entrée de l'hélice qui devient dans ce cas une interface avec la sortie du stator. Cet organe est composé de cinq pales droites conçues à partir du profil NACA0012 qui a une corde constante de 0.11m. Les domaines respectifs de l'hélice et du stator sont conçus séparément et rassemblés à partir du code fluent. Quatre variantes de géométrie de stator ont été considérées dans cette simulation. Il s'agit des configurations suivantes :

- Trois variantes à diamètre constant de 0.34 m mais à calage variable ; 0°, 10°, -10°.
- Une variante à calage égale -10° et dont le diamètre est de 0.44 m.

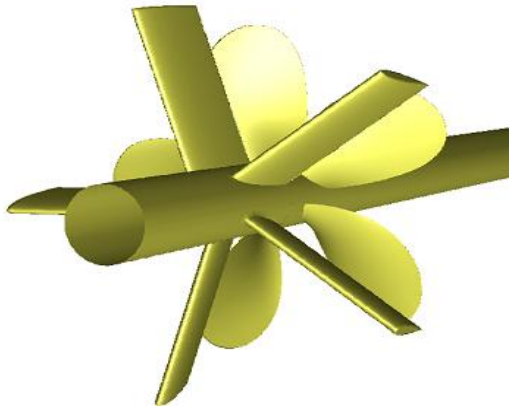


Figure 4 : Hélice-Stator avec un calage de -10°et un diamètre de 0.44 m

3.2 Résultats et discussion

3.2.1 Simulation de l'hélice isolée

Il s'agit d'une simulation de l'écoulement autour de l'hélice en régime stationnaire incompressible. La procédure qui a été utilisée est la procédure SIMPLE. Les schémas adoptés pour les équations de: continuité, quantité de mouvements, modèle de turbulence sont du seconde ordre en gardant les valeurs des coefficients de relaxation par défaut. Une étude comparative a été effectuée entre les modèles de turbulence en l'occurrence : K- ε RNG, K−ω , K−ωsst, RSM et Spalart-Allmaras. Pour valider le modèle numérique, les résultats sont comparés avec ceux issus de l'expérimental.

Les résultats en termes de coefficients de poussée et de moment sont calculés en fonction du coefficient d'avance J dans l'intervalle ($0.3 \geq J \geq 0.9$). Le changement de ce coefficient est assuré par la variation de la vitesse d'avance V_a.

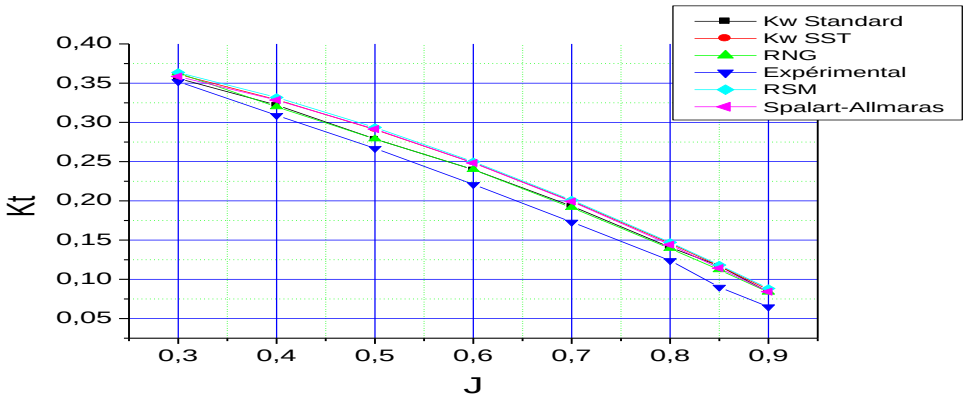


Figure 5 : Variation du coefficient de poussée KT en fonction de J

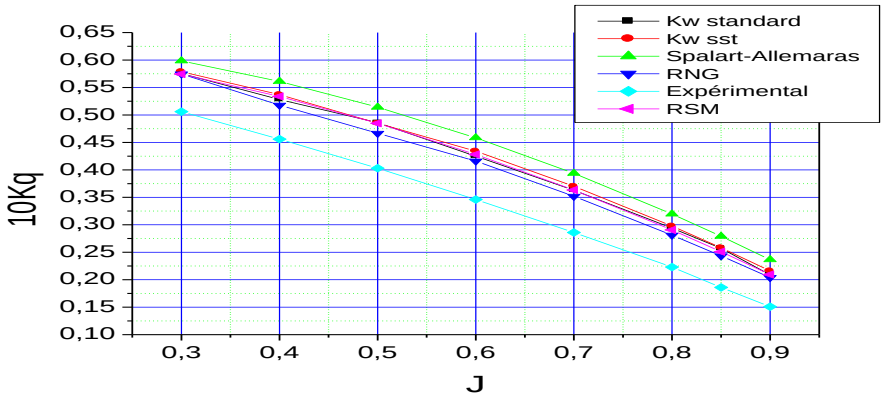


Figure 6 : Variation du coefficient de couple KQ en fonction de J

Les figures (5) et (6) montrent les courbes de K_T et K_Q en fonction du coefficient d'avance *J*. Les résultats obtenus numériquement concordent bien pour ce qui concernent K_T et assez bien pour K_Q avec les valeurs issues des essais en eau libre.

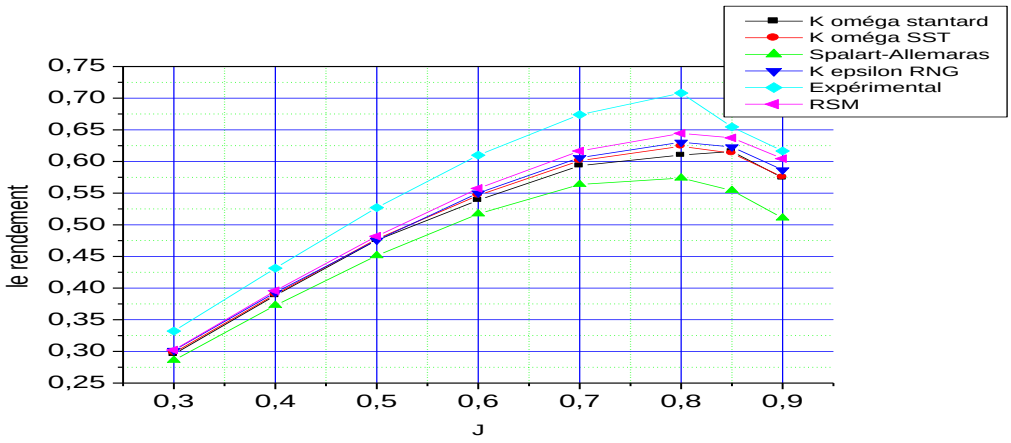


Figure 7 : Evaluation du rendement en fonction de J

La comparaison entre ces cinq modèles de turbulence en termes de rendement (figure 7) a montré que le modèle RSM est le meilleur modèle car il donne des résultats plus proches des résultats expérimentaux malgré son temps de calcul plus élevé que les autres modèles. Cependant il a été judicieux d'opter pour le modèle K $-\varepsilon$ RNG non seulement pour ces meilleures

performances mais aussi pour le temps de calcul modéré qu'il engendre et enfin il est recommandé pour le calcul de l'écoulement autour des hélices.

La figure (8) montre la distribution de coefficient de pression C_p sur la pale au rayon de 0.7 R_p pour le même coefficient d'avance J=0.7. L'examen de cette figure montre que le coefficient de pression minimale est de -0.75 ce qui correspond à une dépression modérée ne causant pas de cavitation et confirmant ainsi les hypothèses adoptées pour le calcul de l'écoulement autour de l'hélice. Cette pression minimale est située pour x = 0.04 m après laquelle le gradient de pression devient positif ce qui indique un risque de décollement à partir de cette position. Il est à signaler que tous les modèles de turbulence donnent la même répartition de pression avec un faible écart.

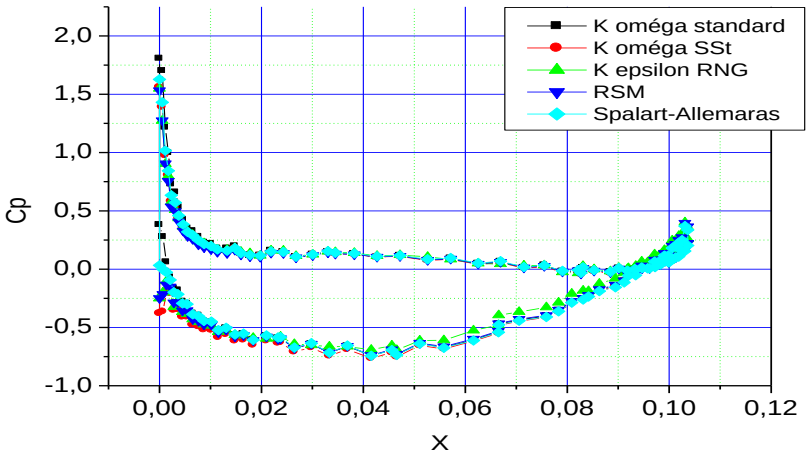


Figure 8 : Distribution des coefficients de pression Cp pour J= 0.7 pour les cinq modèles de turbulence

3.2.2 Simulation de l'hélice avec stator

Après avoir validé le modèle de calcul, la simulation de l'écoulement autour de l'hélice en présence du stator est entamée. Dans ce cas, il s'agit d'une simulation en régime instationnaire incompressible en conservant la même procédure de calcul (SIMPLE). Cependant le pas de temps a été fixé à Δt= 0.003823857814 s, ce qui correspond à une rotation de l'hélice par rapport au stator d'un degré (1°). Les schémas adoptés pour les équations : continuité, quantité de mouvements, modèle de turbulence sont du premier ordre tout en gardant les mêmes valeurs des coefficients de relaxation. L'effet instationnaire n'est pas ressenti dans ce type de calcul. Ceci est dû aux faibles vitesses d'avance où le paramètre d'avance varie entre 0.05 et 0.3.

La figure (9) montre l'évolution du rendement en fonction de J pour différents calages de la pale du stator. Les valeurs du paramètre d'avancement qui ont été choisi correspondent à des situations de fort chargement de pales d'hélice comme dans le cas du chalutier en phase de chalutage et le remorqueur en phase de remorquage y compris le point fixe. La même évolution du rendement en fonction de J est notée pour les cas de l'hélice isolée et de l'hélice avec stator. Cependant, un léger écart existe entre les deux configurations. En effet, une augmentation minime du rendement est observée pour l'hélice avec stator ayant un diamètre de 0.17 m et dont les pales sont calées à : 10°, 0°, -10°. Cette augmentation peut atteindre jusqu'à 2%, pour ce stator qui a cinq pales. Lorsque le diamètre du stator est augmenté, l'écart en rendement croit et atteint jusqu'à 4%.

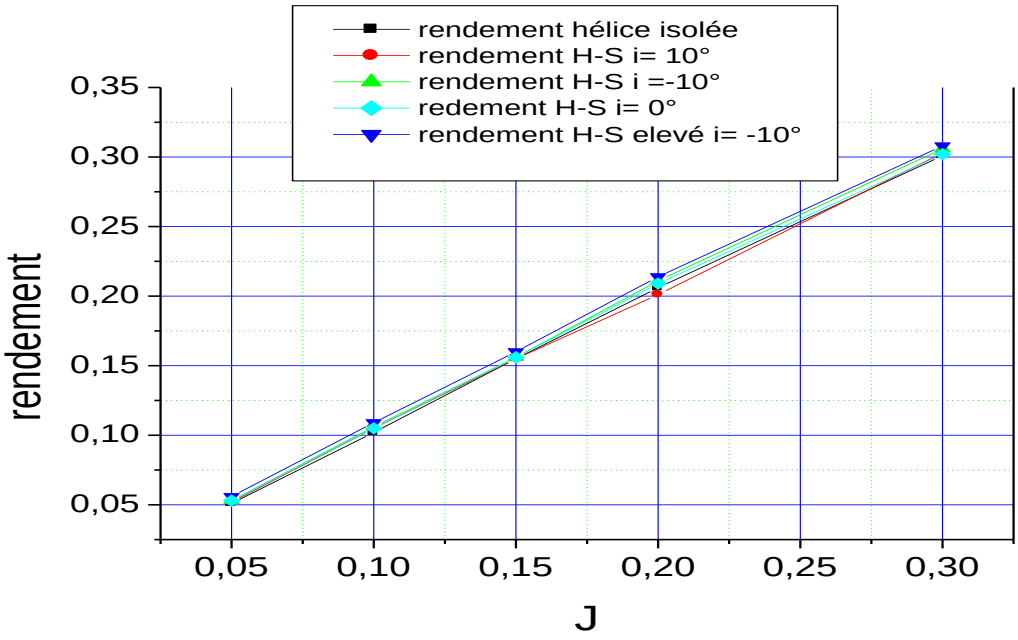


Figure 9 : Evolution du rendement de l'hélice en présence du stator en fonction du paramètre d'avancement et pour différentes incidences de la pale du stator

Une augmentation de poussée est clairement visible dans les contours de pression sur la pale de l'hélice. En effet les figures (10 et 11) qui montrent les contours de pression sur l'intrados et l'extrados pour les deux configurations hélice isolée et hélice avec stator le prouve. Ainsi, la distribution de pression sur l'intrados est à peu près la même pour les deux configurations alors que sur l'extrados les zones de dépression semblent être plus étendues dans le cas de l'hélice avec stator. Il en résulte logiquement une augmentation de poussée pour cette dernière configuration et également une augmentation de couple.

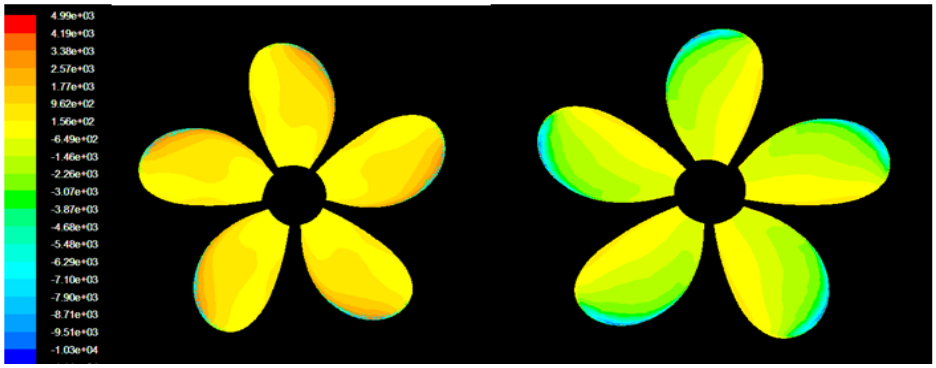


Figure 10 : Distribution de la pression à J=0.2 pour le cas de l'hélice isolée sur les deux faces de la pale intrados à gauche et extrados à droite

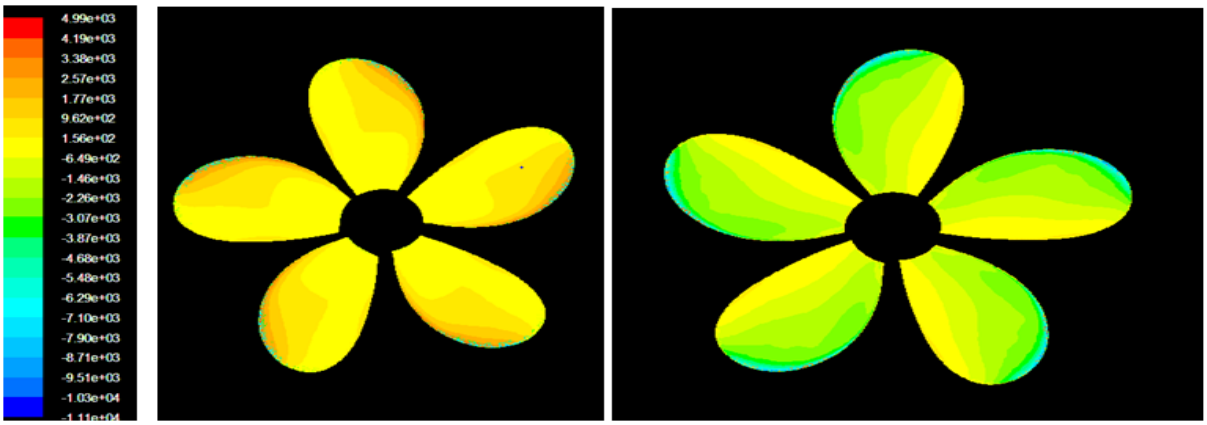


Figure 11 : Contour de pression à J=0.2 pour le cas de l'hélice-stator sur les deux faces de la pale intrados à gauche et extrados à droite = -10° diamètre augmenté

4. Conclusion

Dans cette étude une simulation de l'écoulement turbulent à l'aide du code FLUENT 6.3 a été effectuée autour d'une hélice à cinq pales. Un premier test a consisté à étudier l'écoulement sur l'hélice isolée en mettant à l'épreuve plusieurs modèles de turbulence. Globalement, les résultats obtenus sont en bon accord avec les résultats expérimentaux pour tous les modèles de turbulence. Cependant, les modèles RSM et K- ε RNG ont donné de meilleurs résultats.

Le deuxième test a consisté à étudier l'écoulement turbulent autour de l'ensemble Hélice-Stator placé en amont de l'hélice. Cet écoulement est à priori instationnaire du fait de la présence du sillage engendré par le stator. Plusieurs variantes de stator ont été testées en conservant un nombre de pales constant fixé à cinq. Les résultats obtenus pour les différentes variantes confirment que l'utilisation du stator améliore le rendement de l'hélice pour les paramètres d'avance entre 0 et 0.3 ; domaine où la pale d'hélice est le plus chargée.

Références

1. Shin Hyung Rhee, Takafumi Kawamura, Simulation of Steady and Unsteady Cavitation Using a RANS CFD code, Osaka, Japan November 2003.

2. Huang Sheng, Zhu Xiang-yuan, CFD Simulation of Propeller and Rudder Performance When Using Additional Thrust Fins, Harbin University, China december 2007.

3. David BELLEVRE, Thierry CHAMBENOIS, projet de chalutier économique "OPTIPROPULSEUR ", DGA- Techniques hydrodynamiques, Val de Reuil France, ATMA 2014.

4. M.C.Kim, H.H.Chun, Y.D.Kang, Design and Experimental Study on a New Concept of Preswirl Stator as an Efficient Energy-Saving Device for Slow Speed Full Body Ship, Pusan National University, Korea, 2004.

5. A. Zeghib* et K Talbi, Comparaison des différents modèles de turbulence d'un écoulement aérodynamique dans un cyclone, *Revue des Energies Renouvelables CISM'08 Oum El Bouaghi (2008) 311 - 324*

Etude expérimentale de l'influence de la dépression mécanique sur le transport et le comportement rhéologique du mucus bronchique synthétique dans une trachée artificielle

Hana BENKOUSSAS[1*], Isabelle SEYSSIECQ[1], Sébastien PONCET[1]

[1]Aix-Marseille Université, CNRS, Ecole Centrale Marseille, Laboratoire M2P2 UMR 7340. Europôle de l'Arbois BP 80, 13545 Aix en Provence

[*]auteur correspondant : h.benkoussas@gmail.com

Résumé – Les bronches sont recouvertes d'un film de mucus qui s'écoule en permanence depuis les voies respiratoires inférieures vers la trachée, afin d'empêcher les corps étrangers d'entrer en contact avec les parois bronchiques et de contaminer l'organisme. Ce phénomène naturel porte le nom de clairance mucociliaire. Les pathologies de stagnation, d'accumulation et d'infections respiratoires chroniques conduisent à une modification rhéologique du mucus. L'objectif de cette étude est de caractériser le comportement rhéologique d'une solution synthétique simulant le mucus bronchique avant et après passage dans un appareil d'aide à la respiration et de voir l'effet des dépressions mécaniques de l'appareil sur le transport du mucus synthétique tout au long d'une trachée artificielle. Les résultats obtenus ont mis en évidence des baisses de viscosité. Les dépressions mécaniques influent sur le transport du mucus synthétique dans une trachée modèle.

Mots Clés : aide à la respiration, mucus, rhéologie, dépressions mécaniques, transport

Nomenclature

CFTR	Cystic fibrosis transmembrane conductance regulator

Symboles grecs

τ	Amplitude de la contrainte appliquée (Pa)
γ	Déformation
$\dot{\gamma}$	Taux de cisaillement (s^{-1})
f	Fréquence (Hz)
A	Amplitude de dépression (% de la puissance maximale de l'appareil)

Indices et exposants

n	Indice de l'écoulement
K	Indice de consistance ($Pa.s^n$)
cr	critique

1. Introduction

Plusieurs maladies affectent directement la clairance mucociliaire. C'est le cas de la mucoviscidose, une maladie génétique et héréditaire qui touche les cellules qui tapissent différents organes tels que les voies respiratoires et le tube digestif, en altérant la sécrétion du mucus. Au niveau respiratoire, la mucoviscidose affecte les épithéliums glandulaires des poumons. La conséquence de cette mutation est une altération de la protéine CFTR qui provoque une augmentation de la viscosité du mucus, Figure 1. Certains gels ont la propriété particulière de se liquéfier sous l'effet de l'application d'un cisaillement en fonction du temps. C'est ce que l'on appelle la thixotropie. Le mucus bronchique présente cette propriété, notamment lorsqu'il est soumis à des cycles de dépressions oscillatoires à certaines amplitudes et fréquences. L'application de tels cycles par des appareils d'aide à la respiration est actuellement envisagée afin de provoquer chez les patients une diminution de la viscosité apparente du mucus, permettant d'améliorer son transport et donc son expectoration.

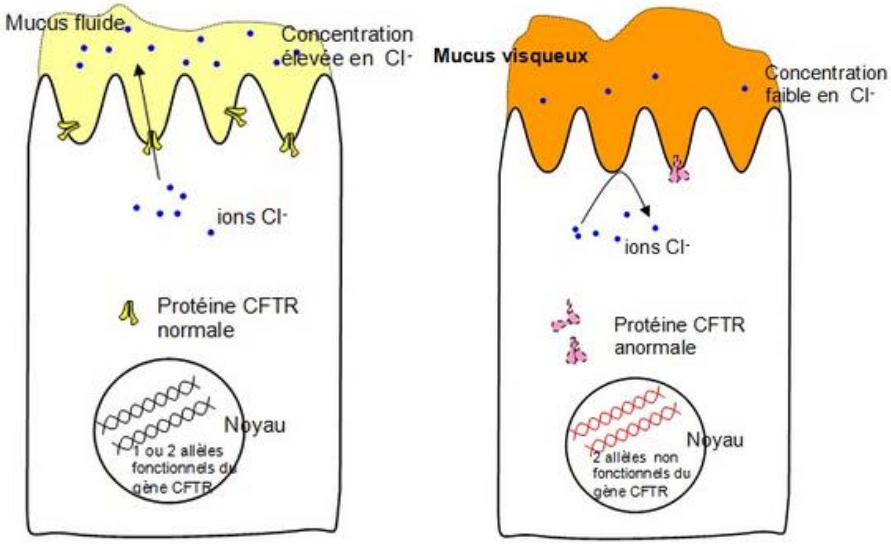


Figure 5: Cellule de l'épithélium bronchique d'un individu sain (gauche), cellule de l'épithélium bronchique d'un individu souffrant de la mucoviscidose (droite).

La rhéologie des fluides biologiques en particulier le mucus bronchique a fait l'objet de plusieurs études. King [1] a décrit le mucus comme étant un liquide non newtonien, viscoélastique non homogène contenant des glycoprotéines, des protéines et des lipides dans une matrice aqueuse**.** Le comportement rhéologique du mucus des voies respiratoires dans des conditions pathologiques à l'état stationnaire a été aussi étudié par Puchelle et al. [2]. Cependant, les fluides biologiques tels que le mucus des voies respiratoires ont été démontrés comme ayant des propriétés rhéologiques non stationnaire, tels que la thixotropie, ce qui correspond à une diminution de viscosité avec le temps, sous l'effet d'une contrainte constante. De plus, quand la contrainte de cisaillement croit un comportement rhéofluidifiant est également observé.

L'objectif de notre étude consiste d'une part, à une caractérisation rhéologique expérimentale d'une solution synthétique simulant le mucus bronchique avant et après passage dans un appareil d'aide à la respiration, d'autre part, à déterminer son transport dans un tube simulant la trachée.

2. Matériels et méthodes

2.1. Mode opératoire et préparation des échantillons

Dans notre étude nous avons utilisé une substance synthétique représentative du mucus réel pour des raisons de sécurité sanitaire liées à la présence de bactéries pathogènes résistantes aux antibiotiques dans le mucus réel des patients atteints de mucoviscidose. Le mode opératoire de Zahm et al. [3] a été reproduit pour préparer les échantillons de mucus selon l'approche de King [1**]**. Les échantillons sont préparés par dissolutions successives dans 100 ml d'eau et sous agitation efficace d'une quantité de 0,9g de NaCl, de 0,5g de Viscogum et de 0,5g à 2g d'Actigum. L'introduction des deux polymères doit se faire par petits incréments afin de limiter la formation de grumeaux. Le temps de dissolution sous agitation des solutions est de 48h. Une fois ce temps écoulé, nous rajoutons 0.2ml de solution de borate de sodium à 0.02 Molaire pour un volume de 10ml de mucus synthétique.

2.2. Rhéomètre et protocole de mesure rhéologique

Toutes les mesures rhéologiques ont été effectuées à l'aide d'un rhéomètre AR 550 de type rotatif à contrainte imposée, muni d'une géométrie plan-plan et d'un couvercle anti-évaporation. Pour cette géométrie le diamètre du plan supérieur est de 40mm, le gap est de 1mm. Le volume de l'échantillon à déposer entre les deux plans est de 1,3ml. Ce rhéomètre est équipé d'un dispositif à effet Peltier qui permet le contrôle de la température à 20°C.

Les manipulations que nous avons réalisées combinent une caractérisation rhéologique en mode écoulement et en mode fluage, en faisant varier soit l'amplitude de la contrainte soit la fréquence appliquée. La mesure en mode écoulement permet d'effectuer des mesures de couple soit en rampe continue soit par palier. La mesure en mode fluage fournit une compréhension des comportements rhéologiques des fluides viscoélastiques car on accède à leurs propriétés dans des conditions proches de celles de l'état de repos. Les tests consistent à appliquer une contrainte constante puis suivre l'évolution de la déformation engendrée au cours du temps.

3. Résultats et interprétations

3.1. Effet de l'amplitude des dépressions sur le transport du mucus synthétique

Afin de montrer l'effet de l'amplitude ainsi que de la fréquence des dépressions mécaniques sur le déplacement du mucus synthétique nous avons réalisé une série d'expériences dans un tube assimilé à la trachée humaine. Nous avons déposé 1ml de mucus synthétique de concentration égale à 0,5g d'actigum pour 100ml de solution dans le tube, puis nous avons appliqué des dépressions de différentes intensités pendant une durée de deux secondes. Les résultats trouvés pour une fréquence fixée à 9Hz et une amplitude de dépression variable, donnée en pourcentage de la puissance maximale de l'appareil, sont présentés sur la figure 2.

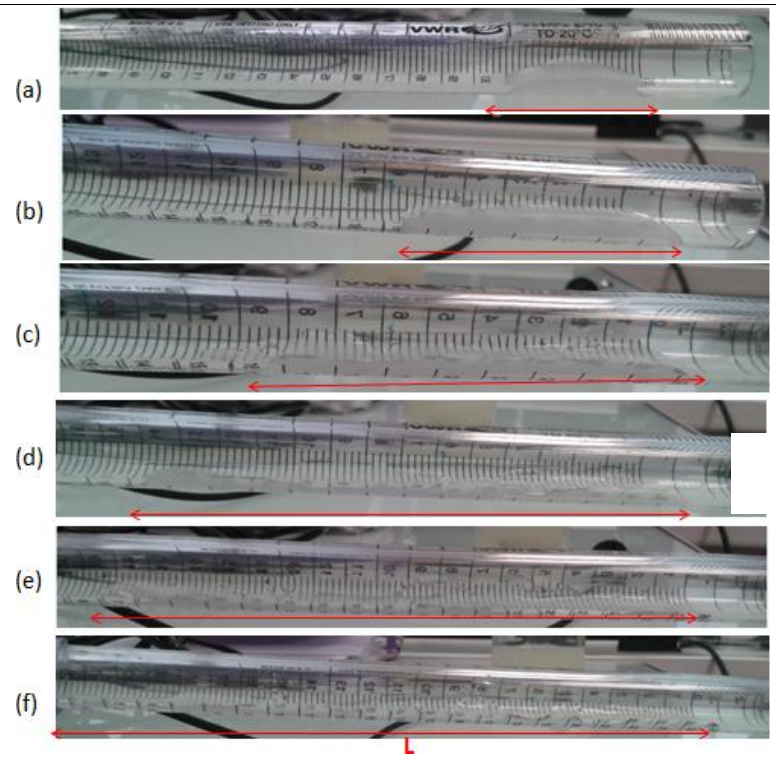


Figure 2: Transport du mucus synthétique à une fréquence de 9Hz en fonction des dépressions (a) 0%, L= 3,2 cm, (b) 10%, L=5,2 cm, (c) 15%, L=8 cm, (d) 25%, L=11,2 cm, (e) 40%, L=14,3 cm et (f) 50%, L=17,3 cm.

On remarque que les dépressions générées par l'appareil d'aide à la respiration ont un effet sur le transport du mucus dans la trachée artificielle. Plus on augmente l'intensité des dépressions, plus le mucus synthétique se déplace. Ce comportement est en bon accord avec celui rapporté par Zahm et al. [3]. La série d'expériences a été aussi réalisée aux fréquences de 12 et 14Hz. Les résultats montrent que le déplacement du mucus varie linéairement avec la puissance des dépressions, (Figure 3). On montre aussi que le déplacement est sensiblement meilleur pour les fréquences élevées.

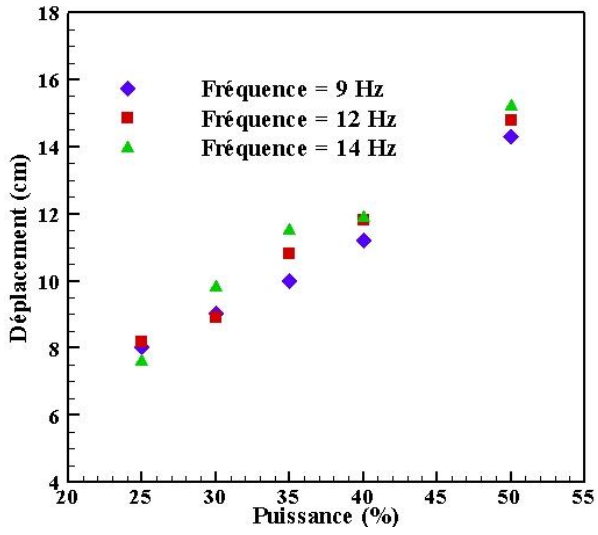


Figure 3: Transport du mucus synthétique en fonction des dépressions pour trois fréquences (9, 12 et 14 Hz)

3.2. Effet de la concentration en Actigum sur le comportement rhéologique du mucus synthétique

Pour mettre en évidence l'effet de la concentration en Actigum sur le comportement rhéologique du mucus synthétique, nous avons réalisé une rampe de contrainte montante pour des échantillons de mucus synthétique de différentes concentrations. Nous présentons sur les figures 4 et 5, les rhéogrammes obtenus pour différentes concentrations en Actigum et les variations de la viscosité correspondantes.

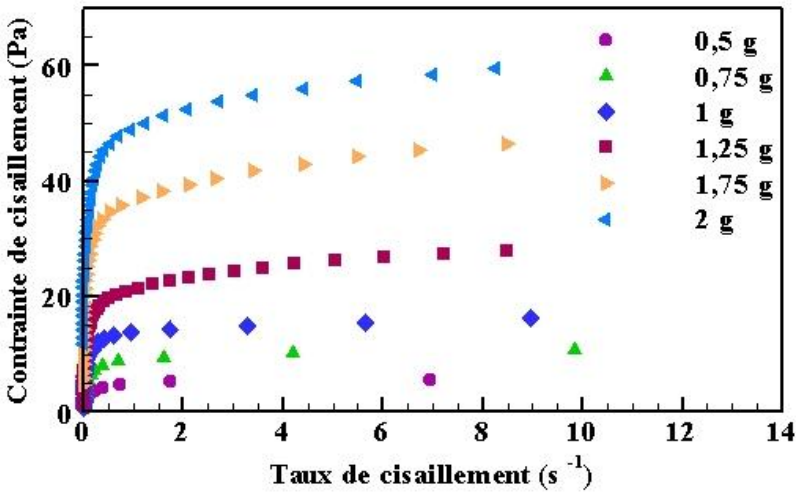


Figure 4: Variation de la contrainte de cisaillement en fonction du taux de cisaillement pour différentes concentrations à T=20°C

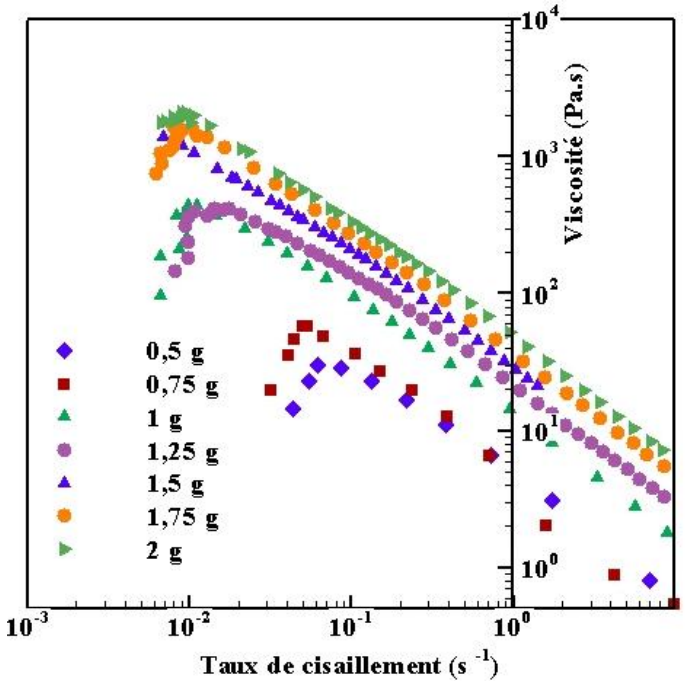


Figure 5: Courbe de viscosité pour différentes concentrations à T=20°C

Les rhéogrammes et courbes de viscosité montrent que le fluide possède un comportement rhéofluidifiant et présente un seuil d'écoulement τ_{cr}. L'augmentation de la concentration génère une augmentation de la viscosité qui est due aux fortes interactions intermoléculaires de la solution.

Le mucus synthétique se comporte comme un solide aux faibles contraintes de cisaillement puis comme un fluide visqueux rhéofluidifiant dont la viscosité diminue au fur et à mesure que la contrainte de cisaillement augmente (Figure 5).

3.3. Effet des dépressions mécaniques sur le comportement rhéologique du mucus synthétique

Afin de comprendre l'évolution du comportement rhéologique d'un échantillon de mucus synthétique avant et après passage dans le dispositif d'aide à la respiration, un test a été réalisé sur un échantillon à 1,5g d'actigum/100ml de solution sous une contrainte constante de 9,6Pa. Un test de relaxation a également été réalisé, au cours duquel l'évolution de la déformation après suppression de la contrainte est suivie. Ces tests ont été réalisés à une température constante de 20°C. Le résultat trouvé est montré sur la Figure 6.

Le résultat obtenu par fluage avant et après les dépressions du dispositif d'aide à la respiration montre que la déformation augmente avec le temps lors de la phase de fluage et décroit lors de la phase de relaxation. Dans un premier temps le mucus synthétique se comporte comme un matériau élastique pour les petites déformations, la réponse élastique suit instantanément l'application de la contrainte. Elle est totalement réversible (phase de relaxation). Dans un deuxième temps, il se comporte comme un fluide visqueux, la déformation croît tant que la contrainte est appliquée, cet écoulement est irréversible. Après suppression de la contrainte on observe une récupération partielle de la déformation due à l'élasticité.

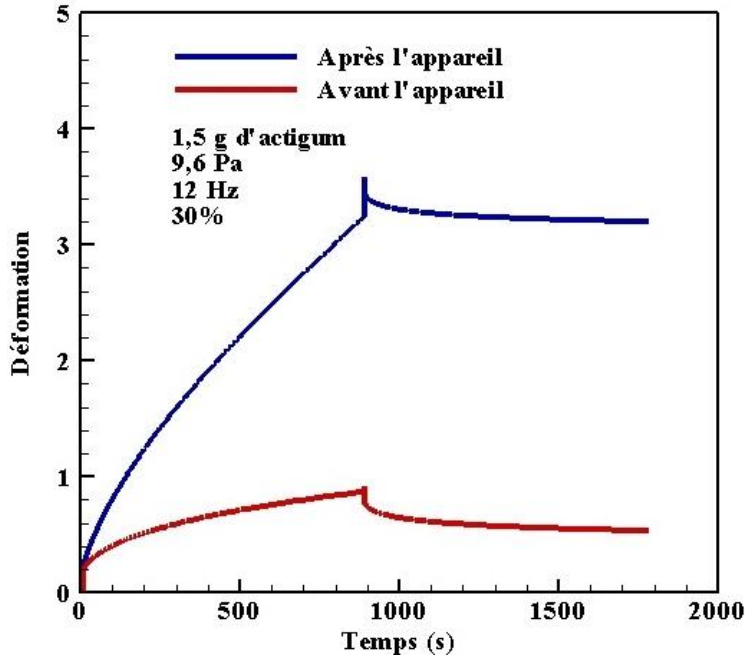


Figure 6: Réponse à une contrainte constante appliquée pendant 15 minutes puis relaxée pendant 15 minutes sur un mucus synthétique avant et après utilisation de l'appareil d'aide à la respiration

Quand on applique une puissance de dépression de 30% à 12 Hz, un effet appréciable sur le caractère visqueux du fluide est observé. Ceci traduit la fluidification du mucus synthétique. La pente de la partie linéaire de chacune des courbes (figure 6) représente le taux de déformation. La viscosité apparente du mucus peut se calculer à partir du taux de cisaillement pour une contrainte de cisaillement constante. Pour une concentration de 1,5 g d'actigum et une contrainte de cisaillement imposée de 9,6 Pa, la viscosité apparente avant les dépressions de l'appareil d'aide à la respiration

est égale à 24721 Pa.s et après les dépressions, elle est de 3673 Pa.s. La chute de viscosité est alors d'environ 85%.

4. Modélisation

Nous nous sommes intéressés par la suite à l'analyse du comportement rhéologique du mucus synthétique en utilisant la loi de comportement qui donne la variation de la contrainte de cisaillement en fonction de la vitesse de cisaillement. Pour ce faire, nous avons adopté le modèle d'Herschel-Bulkley. Ce dernier représente les fluides rhéoplastiques à contrainte seuil. Il s'agit donc d'un modèle à trois paramètres: la contrainte seuil τ_{cr} , l'indice de consistance du fluide K et l'indice de l'écoulement n. L'équation du modèle est la suivante :

$$\tau = \tau_{cr} + K\dot{\gamma}^n \quad pour \ \ \tau \geq \tau_{cr} \tag{1}$$

$$\dot{\gamma} = 0 \quad pour \ \ \tau < \tau_{cr} \tag{2}$$

Au-delà du seuil, c'est à dire sous l'influence de l'excès de contrainte, le comportement prédit par le modèle d'**Herschel-Bulkley** est de type rhéofluidifiant. En utilisant le résultat expérimental pour la solution synthétique simulant le mucus bronchique à 1,5g d'Actigum, nous obtenons le résultat montré sur la figure 7.

Les propriétés rhéologiques du mucus synthétique sont convenablement représentées par le modèle d'Herschel-Bulkley. Les paramètres du modèle sont alors les suivants: $\boldsymbol{\tau_{cr} = 10,21\ Pa}$, ***K = 19, 036 Pa.s^n et n = 0, 2606.***

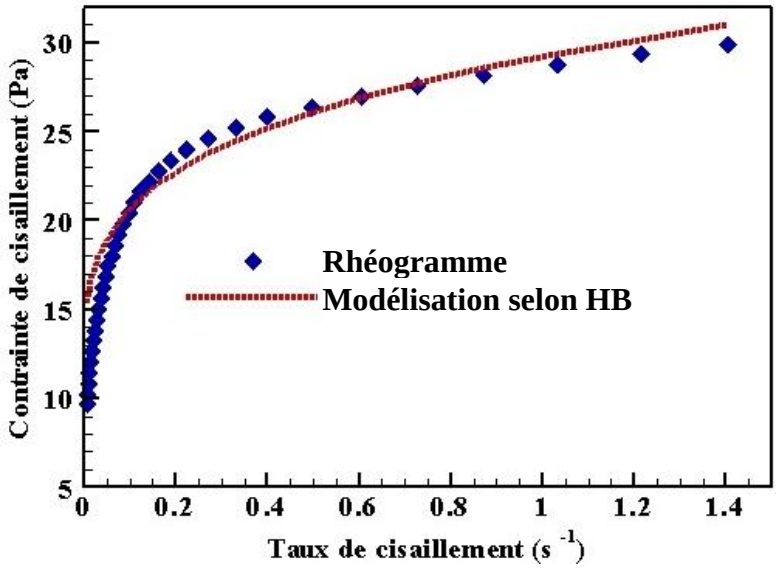


Figure 7: comparaison du rhéogramme d'un mucus synthétique à 1,5 g d'Actigum, Avec celui obtenu avec le modèle d'Herschel-Bulkley à T= 20°C

5. Conclusion

Un dispositif d'aide à la respiration fonctionnant selon le principe des dépressions mécaniques successives avec une amplitude A et une fréquence f données durant la phase

d'expiration peut être conçu et réalisé. Dans ce travail nous nous sommes intéressés à la caractérisation rhéologique expérimentale d'une solution synthétique simulant le mucus bronchique ainsi que le transport de cette substance dans un tube modèle. A l'issu d'une série de tests réalisés sous différentes conditions, les conclusions suivantes ont été tirées :

- Le transport du mucus dans le tube modèle après les dépressions du dispositif d'aide à la respiration a été mis en évidence. Il est montré que plus les amplitudes des dépressions sont grandes, le mucus est plus transporté. Ce comportement concorde bien avec celui rapporté dans la littérature.
- La caractérisation rhéologique du mucus synthétique a montré que cette substance a un caractère rhéofluidifiant et viscoélastique.
- Les rhéogrammes obtenus sont en bon accord avec le modèle d'Herschel-Bulkley.
- La baisse de viscosité après passage dans l'appareil d'aide à la respiration est quantifiée. Les résultats donnent 85% de baisse de la viscosité en mode fluage sous un faible taux de cisaillement pour une concentration de 1,5g d'Actigum/100ml de solution.

Références

1. M. King, Physiology of mucus clearance. Paediatric Respiratory Reviews 7 (1), (2006) 212-214.

2. E. Puchelle, JM. Zahm, C. Duvivier, Didelon, J. Jacquot , D. Quemada, Elasto-thixotropic properties of bronchial mucus and polymer analogs. Biorheology, 22 (1985), 415-423.

3. J. M. Zahm, M . King, C. Duvivier, D. Pierrot, S. Girod, E. Puchelle, Role of simulated repetitive coughing in mucus clearance. Eur. Reeplr. J. 4(3) (1991), 311-315.

THEME 9

TRANSFERT DE CHALEUR ET DE MATIERE

دراسة إنتقال الحرارة بالحمل الحراري الطبيعي داخل نموذج سكني على شكل متوازي سطوموجه جنوبا وخاضع لدرجة حرارة ثابتة

نوال بومعيزة [1]، صالح لعور[2*]

[2،1]كلية العلوم. قسم علوم المادة. جامعة 20 أوت 1955 سكيكدة. الجزائر.

البريد الإلكتروني:boumaiza_nawel@yahoo.fr

تلخيص: نحن بصدد دراسة نقل الحرارة عن طريق الحمل الحراري الطّبيعي لمائع ذي خاصية $\Pr = 0,71$ (هواء) داخل نموذج سكني على شكل متوازي السّطوح ذو مقطع مربع أين نسّخن النّصف العلوي للوجه الجنوبي للنّموذج ونبرّد نصف جداره السّفلي الأيمن مع عزل بقية الجذران ولقد أختيرت هذه الوضعية لمحاكاة وجود نافذة عند الجدار الجنوبي حيث يتعرض للإشعاع الشّمسي الدّائم والأعظمي خلال السّنة.

الهدف من هذا العمل هو البحث عن الرّاحة الحرارية في المنزل عن طريق تحديد معالم مميّزة لتسخين الهواء المتحرك عن طريق الحمل الحراري الطّبيعي.

الكلمات المفتاحية:الحمل الحراري الطّبيعي، الرّاحة الحرارية، تجويف متوازية السّطوح، الفروق المنتهية.

مجموعة المصطلحات:

الزمن اللابعدي	t	انتشارية الحرارة $(\frac{\lambda}{\rho_0 cp})$، $m^2.s^{-1}$.	a
درجة الحرارة اللابعدية $(\frac{T^* - T_f}{T_c - T_f})$.	T	السعة الحرارية الكتلية عند ضغط ثابت، $J.kg^{-1}.K^{-}$.[1]	Cp
درجة الحرارة المتوسطة $(\frac{T_c + T_f}{2})$.	T_0	تسارع الجاذبية، $m.s^{-2}$.	g
معامل حجم التمدد الحراري، K^{-1}.	β	عرض التجويف وفق المحور Ox، m.	L_g
معامل الشكل.	δ	ارتفاع التجويف وفق المحور Oy، m.	L_h
الموصلية الحرارية، $W.m^{-1}.K^{-1}$.	λ	المقدار المتوسط لعدد نوسلت عبر التجويف.	$\overline{Nu}$
اللزوجة الحركية، $m^2.s^{-1}$.	ν	الضغط، Pa.	p
الإعصار اللابعدي، $(\frac{\omega^* L_h^2}{a})$.	ω	عدد برنتل $(\frac{\nu}{a})$.	Pr

دلائل وأس:

ساخن.	c	دالة التيار.	ψ
بارد.	f	عدد رايلي $(\frac{g\beta(T - T_f)L_h}{\upsilon a})$.	Ra
مركز التّجويف.	cer	السرعة اللابعدية وفق المحور Ox $(\frac{u^* L_h}{a})$	u
مقدار بعدي	$*$	السرعة اللابعدية وفق المحور Oy $(\frac{v^* L_h}{a})$	v

را لأهمية الحمل الحراري الطّبيعي داخل التجاويف المغلقة أو المباني ونظرا لأهميته في التّطبيقات الهندسية والتكنولوجية نقدم هذه الدراسة العددية.

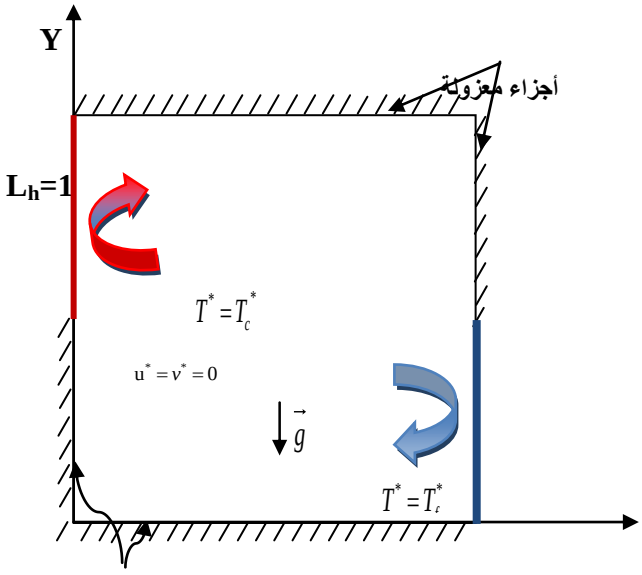
لقد استفاد العلماء من ظاهرة الحمل الحراري الطّبيعي فقاموا بتطبيقات عدة خاصة في تبريد الدارات المتكاملة والغرف الحاوية للمحركات الكهربائية. أما فيما يخص طرق التسخين و التبريد فيمكن الإشارة هنا إلى تثبيت درجة الحرارة كما لاحظنا في غالبية المراجع.إذ درس بعض الباحثين هذه الظاهرة داخل تجويف مربع مملوء بالهواء خاضع لتسخين جزئي على غرار Yücel وTürkoglu [1] MERGUI وPENOT [2] Nawaf et al. فاستخلصوا أن مقدار المتوسط لعدد نوسلت ينخفض مع ارتفاع طول عنصر التّسخين في حين أنّ هذا المقدار يرتفع مع ارتفاع طول عنصر التبريد من [3] أجل كلّ قيم Ra،كما درس كلّ من Das وReddy [4] Zarit [5] الحمل الحراري للهواء داخل نموذج مزاح عن المستوى الأفقي بزوايا معينة فاستخلصا أنّ لعدد رايلي و لزاوية الإنحراف دور مهم في انتقال الحرارة، ودرس Kadja وHacene [6] الحمل الحراري الطّبيعي لمائع داخل تجويف اسطواني خاضع لتسخين جيبي فاستخلص أن الزّيادة في عدد جراتشوف يؤدي إلى تعقيدات في الجريان.

ولمحاكاة السّلوك الحراري للهواء داخل التّجويف بهدف توفير الرّاحة الحرارية. فقد أخضعنا حدود الجملة إلى:

تسخين الوجه الجنوبي للتجويف في نصفه العلوي وتبريد الوجه المقابل في نصفه السّفلي بدرجات حرارة ثابتة مع عزل بقية الجدران.

2. النموذج الفيزيائي:

نحاكي الحمل الحراري الطبيعي لمائع (هواء) داخل تجويف متوازي المستطيلات ذو مقطع مربع $1m\times1m$، أين قمنا بتعريض النّصف العلوي للجدار الأيسر بدرجة حرارة ساخنة بينما نعرض النصف السّفلي للجدار الأيمن بدرجة حرارة باردة مع عزل أجزائها الباقية.



3.الصّياغة الرّياضية:

نفترض في دراستنا ما يلي:الجريان دائم و ثنائي البعد لمائع (هواء) نيوتوني وخصائصه الفيزيائية ثابتة ماعدا كتلته الحجمية فهي متغيرة بدلالة الحرارة وتعطى بتقريبات بوسنسك :

$$\rho(T^*) = \rho_0[1-\beta(T^* - T_f)] \quad (1)$$

أين:

$$\beta = -\frac{1}{\rho_0}\left(\frac{\partial\rho}{\partial T}\right) \quad (2)$$

مع إهمالنا لإنتقال الحرارة عن طريق الإشعاع الشّمسي داخل التجويف أو النّاتج عن منابع داخلية، كما نهمل عمل القوى الضّاغطة.

يؤخذ بعين الإعتبار معامل الشكل:

$$\delta = \frac{L_h}{L_g} = 1 \qquad \textbf{(3)}$$

تعطى معادلة إنحفاظ الكتلة ومعادلة الحركة وفق المحور (ox) و (oy) ومعادلة إنحفاظ الطّاقة كالآتي:

$$\frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = 0 \qquad \textbf{(4)}$$

$$\frac{\partial u^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \mathrm{P}}{\partial x^*} + \nu^* \left(\frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}}\right) \qquad \textbf{(5)}$$

$$\frac{\partial v^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial v^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \mathrm{P}}{\partial y^*} + \nu^* \left(\frac{\partial^2 v^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 v^*}{\partial y^{*2}}\right) - g\beta(T^* - T_f) \qquad \textbf{(6)}$$

$$\frac{\partial T^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial T^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial T^*}{\partial y^*} = \frac{\lambda}{\rho\, C_p}\left(\frac{\partial^2 T^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 T^*}{\partial y^{*2}}\right) \qquad \textbf{(7)}$$

كما تعطى عبارة الإعصار ودوال التّيار كالتالي:

$$\vec{\omega}^* = \overrightarrow{Rot}\vec{V} = \left(\frac{\partial v^*}{\partial x^*} - \frac{\partial u^*}{\partial y^*}\right)\vec{k} \qquad \textbf{(8)}$$

$$\frac{\partial \omega^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial \omega^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial \omega^*}{\partial y^*} = \nu \left(\frac{\partial^2 \omega^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 \omega^*}{\partial x^{*2}}\right) + g\beta \frac{\partial T^*}{\partial x^*} \qquad \textbf{(9)}$$

حيث تعطى مركبتا السّرعة :

$$u^* = \frac{\partial \psi^*}{\partial y^*} \;,\; v^* = -\frac{\partial \psi^*}{\partial x^*} \qquad \textbf{(10)}$$

نختار الشّروط الإبتدائية والحدّية كالآتي:

عند $t^* = 0$:

$$0 \le x^* \le L_g, 0 \le y^* \le L_h, T^* = T_0 = \frac{T_f + T_c}{2} = 0.5 \qquad \textbf{(11)}$$

على الوجه العلوي:

$$0 \le x^* \le L_g \;،\; y^* = L_h \qquad \begin{cases} u^* = v^* = 0 \\ \dfrac{\partial T^*}{\partial y^*} = 0 \quad \text{(كظوم)} \end{cases} \qquad \textbf{(12)}$$

على الوجه السّفلي:

$$0 \le x^* \le L_g \text{ ، } y^* = 0 \qquad \begin{cases} u^* = v^* = 0 \\ \dfrac{\partial T}{\partial y^*}^* = 0 \quad \text{(كظوم)} \end{cases} \qquad \textbf{(13)}$$

على الوجه الأيمن:

$$x^* = L_g \qquad \begin{cases} 0 \le y^* \le L_h/2 \text{ ، } T^* = T_f^* \\ L_h/2 \le y^* \le L_h \text{ ، } \dfrac{\partial T}{\partial x^*}^* = 0 \end{cases} \qquad \textbf{(14)}$$

(15)

الوجه الموّجه باتجاه الجنوب:

$$x^* = 0 \qquad \begin{cases} 0 \le y^* \le L_h/2, \quad \dfrac{\partial T}{\partial x^*}^* = 0 \\ L_h/2 \le y^* \le L_h, \quad T^* = T_c^* \end{cases} \qquad \textbf{(16)}$$

(17)

نقوم بصياغة المعادلات اللابعدية بمعادلات بعدية وذلك بالإعتماد على المقادير المرجعية التالية:

$$\Pr = \frac{\nu}{a}, x = \frac{x^*}{L_h}, y = \frac{y^*}{L_h}, t = \frac{t^* a}{L_h^2}, u = \frac{u^* L_h}{a}, v = \frac{v^* L_h}{a}, \omega = \frac{\omega^* L_h^*}{a} \qquad \textbf{(18)}$$

$$T = \frac{T^* - T_f}{T_c - T_f}, Ra = \frac{g\beta L^3{}_h}{\nu a} \Delta T$$

فتصبح معادلة الحركة ومعادلة انحفاظ الطّاقة كالآتي :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial u}{\partial t} + u\dfrac{\partial u}{\partial x} + v\dfrac{\partial u}{\partial y} = -\dfrac{\partial P}{\partial x} + \Pr\left(\dfrac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right) \\ \dfrac{\partial v}{\partial t} + u\dfrac{\partial v}{\partial x} + v\dfrac{\partial v}{\partial y} = -\dfrac{\partial P}{\partial y} + \Pr\left(\dfrac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right) - Ra.\Pr T \end{cases} \qquad \textbf{(19)}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u\frac{\partial T}{\partial x} + v\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \qquad \textbf{(20)}$$

الشروط الإبتدائية والشّروط الحدّية:

عند اللّحظة الزّمنية $t = 0$:

$$u = v = \omega = \psi = 0, \qquad T = 0.5 \qquad \textbf{(21)}$$

الوجه العلوي:

$$0 \le x \le 1 \text{ ، } y = 1 \qquad \begin{cases} u = v = 0 \\ \dfrac{\partial T}{\partial y} = 0 \\ -\dfrac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = \omega \end{cases} \qquad \begin{matrix} \\ \\ \textbf{(22)} \\ \\ \textbf{(23)} \end{matrix}$$

الوجه السّفلي:

$$0 \le x \le 1 \text{ ، } y = 0 \qquad \begin{cases} u = v = 0 \\ \dfrac{\partial T}{\partial y} = 0 \\ -\dfrac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = \omega \end{cases} \qquad \begin{matrix} \\ \\ \textbf{(24)} \\ \\ \textbf{(25)} \end{matrix}$$

الوجه الأيمن:

$$x = 1 \qquad \begin{cases} 0 \le y \le 1/2 \text{ ، } T = 0 \\ 1/2 \le y \le 1 \text{ ، } \dfrac{\partial T}{\partial x} = 0 \\ -\dfrac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \omega \end{cases} \qquad \begin{matrix} \textbf{(26)} \\ \textbf{(27)} \\ \\ \textbf{(28)} \end{matrix}$$

الوجه الموّجه باتجاه الجنوب:

$$x = 0 \qquad \begin{cases} 0 \le y \le 1/2 \text{ ، } \dfrac{\partial T}{\partial x} = 0 \\ 1/2 \le y \le 1 \text{ ، } T = 1 \\ -\dfrac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \omega \end{cases} \qquad \begin{matrix} \textbf{(29)} \\ \textbf{(30)} \\ \\ \textbf{(31)} \end{matrix}$$

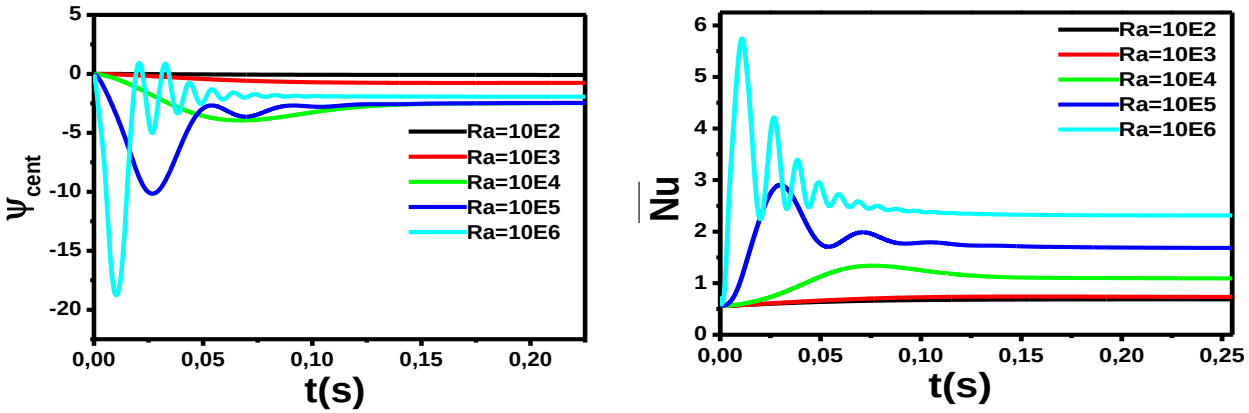
تعطى عبارة نوسلت المتعلق بالجزء البارد والمتعلق بالجزء الساخن بالعلاقتين:

$$Nu_f = -\frac{L_g}{L_h} \int_0^{L_h/2} \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{x=\frac{L_h}{2}} dy \qquad \textbf{(32)}$$

$$Nu_c = -\frac{L_g}{L_h} \int_{L_h/2}^{L_h} \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{x=\frac{L_h}{2}} dy \qquad \textbf{(33)}$$

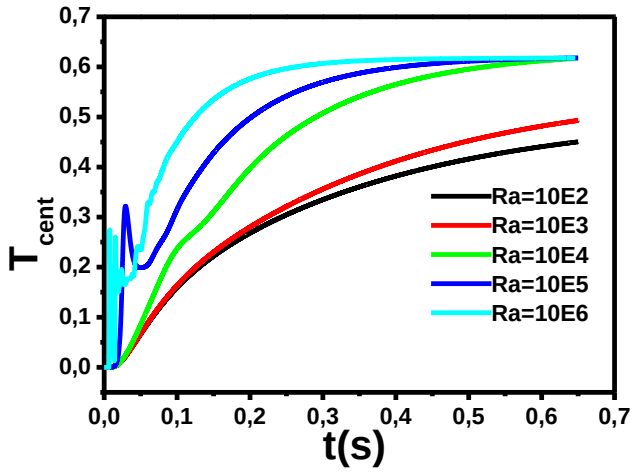
4.النتائج:

استخدمنا برنامج فورترون فاستعملنا في حلّنا العددي طريقة الفروق المنتهية، واختيرت الشبكة 71×71 من أجل عدد رايلي $10E2 \le Ra \le 10E6$ والخطوة الزّمنية $dt = 10E(-5)$.



(ب) (أ)

الشّكل (2): تأثير عدد رايلي على المقادير $\overline{Nu}$ و ψ_{cent}

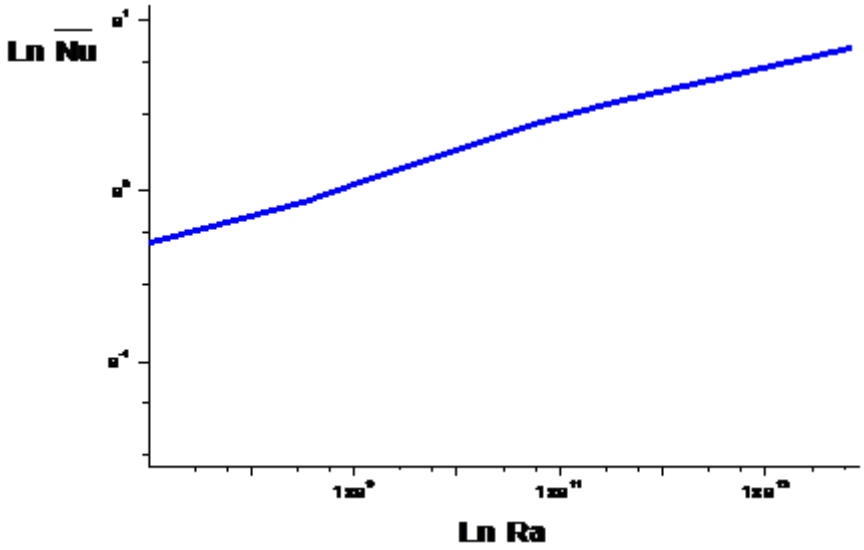


الشّكل (3): تأثير عدد رايلي على المقادير T_{cent}

عندما يكون تسخين التّجويف بدرجة حرارة ثابتة من النّصف العلوي للجدار الموجه جنوبا تظطرب إشارة المقادير $\overline{Nu}$ و ψ_{cent} و T_{cent} في البداية ثم تتجه إلى الإستقرار.

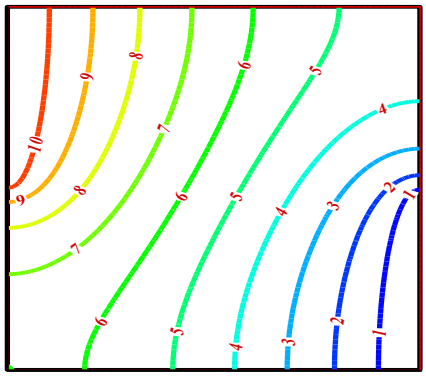
من أجل الشّروط الإبتدائية لدرجة الحرارة يعطى تصحيح عدد نوسلت الآتي:

$$\overline{Nu} = 0{,}2776 Ra^{0{,}15281}$$



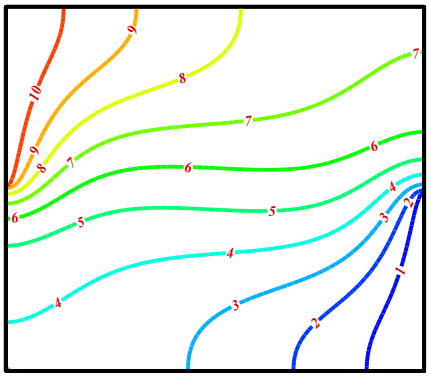
الشّكل (4): $\overline{Nu}$ بدلالة Ra

تعطى خطوط تساوي درجات الحرارة وخطوط التّيار كالآتي:



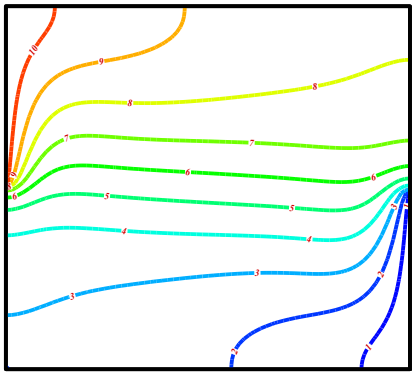
(0.091-؛0.909؛ 0.091)

(أ)



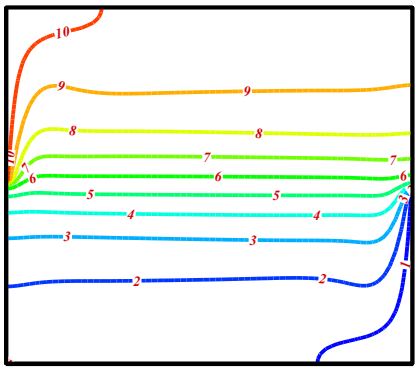
(0.091-؛0.909؛0.090)

(ب)



(0.097-؛0.937؛0.062)

(ج)



(0.097-؛0.937؛0.062)

(د)

الشّكل (5): خطوط تساوي درجات الحرارة

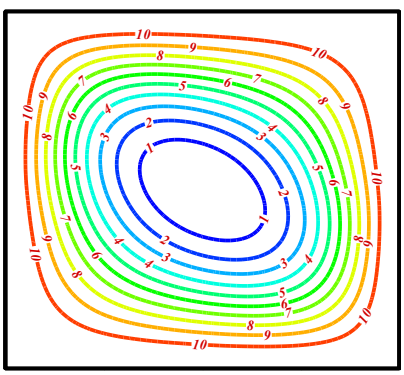
$Ra = 10^2$ (أ)، $Ra = 10^4$ (ب)، $Ra = 10^5$ (ج)، $Ra = 10^6$ (د)

من أجل $Ra = 10^2$ تتشكل خطوط منحنية بجوار الجدارين البارد والساخن أي أن إنتقال الحرارة تتم عن طريق التوصيل فهو المهيمن على التبادل الحراري.

من أجل $Ra = 10^4$ نلاحظ تشكل خطوط منعوجة بجوار الجدارين البارد و الساخن دليل على بداية ظهور الحمل الحراري الطبيعي.

من أجل $Ra \geq 10^5$ نلاحظ تشكل خطوط أكثر انعواجا بجوار الجدارين البارد والساخن وهذا راجع إلى سيطرة الحمل الحراري الطبيعي على التبادل الحراري كما نلاحظ تشكل خطوط متوازية وسط التجويف وهذا يعني التدرج في درجة الحرارة تكون نحو الأعلى والإنتقال في درجات الحرارة يكون نحو الأسفل.

حيث تمثل القيمة الأولى للثلاثية الموجودة أسفل الأشكال (أ) و(ب) و(ج) و(د) الخط الأدنى وتمثل القيمة الثانية الخط الأعظمي بينما تمثل القيمة الثالثة (Δ) الفرق بين خطين متتاليين.

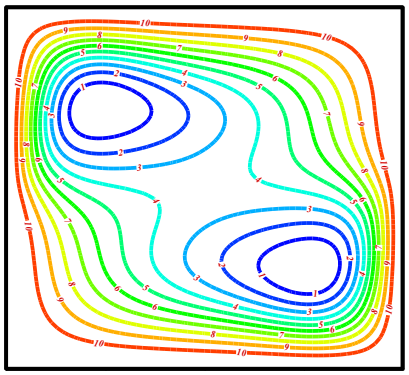


(0.007-؛0.008-؛ 0.078-)

(أ)

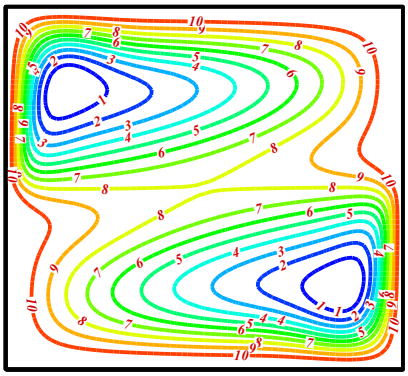
(0.214-؛0.214-؛2.140-)

(ب)



(0.308-؛0.308-؛3.079-)

(ج)



(0.533-؛0.532-؛5.327-)

(د)

الشكل (6): خطوط التيار

$Ra = 10^2$ (أ)، $Ra = 10^4$ (ب)، $Ra = 10^5$ (ج)، $Ra = 10^6$ (د)

من أجل $Ra = 10^2$: نلاحظ تشكّل خلية أحادية سالبة متمركزة في وسط التجويف تدور باتجاه عقارب السّاعة ممّا يدّل على أنّ آلية إنتقال الحرارة هي التّوصيل.

من أجل $Ra = 10^4$: تتشكل خلية مركزية أحادية مشوّهة تدور باتجاه عقارب السّاعة ممّا يدّل على أنّ آلية إنتقال الحرارة هي التّوصيل.

من أجل $Ra = 10^5$: تتشكّل خليتان تدور كل منهما باتجاه عقارب السّاعة ممّا يدّل على أنّ آلية إنتقال الحرارة هي الحمل الحراري الطّبيعي.

من أجل $Ra = 10^6$: تتشكّل خليتان تدور كل منهما باتجاه عقارب السّاعة ممّا يدّل على أنّ آلية إنتقال الحرارة هي الحمل الحراري الطّبيعي.

5.الخلاصة :

تمّت دراستنا العددية لمحاكاة الحمل الحراري الطّبيعي للهواء($\Pr = 0.71$) داخل تجويف متوازي المستطيلات ذو مقطع مربع $1m \times 1m$ موّجه نحو الجنوب أين عرّضنا نصفا جانبي التّجويف العلوي للجدار الأيسر و السّفلي للجدار الأيمن لدرجة حرارة ثابتة وعزلنا بقية الجدران.

وذلك من أجل $10^2 \le Ra \le 10^6$ وشبكة 71×71 ،إعتمدنا في دراستنا على تقريب بوسينسك، ثمّ استعملنا في حلّنا العددي طريقة الفروق المنتهية. حدّدنا الشّروط الإبتدائية والشّروط الحدّية بدلالة دالة التّيار-الإعصار، واتّبعنا الطّريقة الضّمنية للإتّجاهات المتناوبة من أجل معادلة الطّاقة والإعصار ثمّ صغناهما على شكل مصفوفة مثلثية، أمّا معادلة التّيار فصيغت بطريقة فوق الإسترخاء المتعاقب. ثمّ نشرنا مركبات السّرعة بطريقة الفروق المنتهية المركزية والعدد Nu بطريقة سمبسون.

جسدنا النّتائج المتحصل عليها في شكل خطوط تساوي درجات الحرارة و خطوط تساوي التّيار. فوجدنا انتقال الحرارة داخل التجويف تتم عن طريق التّوصيل من أجل $Ra = 10^2$ ،أما بداية ظهور الحمل الحراري الطّبيعي فيكون من أجل $Ra = 10^4$ ، ويكون هذا الإنتقال هو الطّاغي على التّبادل الحراري من أجل $Ra \ge 10^5$.

المراجع :

1. N.Yücel et H.Türkoglu, Natural convection in rectangular enclosures with partial heating and cooling, Wärme-und Sttoffübertragung 29(1994)471-478.
2. S.MERGUI et F.PENOT, Convection Naturelle en cavité carrée différentiellement chauffée : investigation expérimentale à $Ra = 1.69 \times 10^9$, int.J.Heat MassTransfert.Vol.39.N0.3,pp.563-574 ,1996.
3. Nawaf H. Saeid and Yusli Yaacob , Natural Convection in a Square Cavity with Spatial Side-Wall Temperature Variation, Numerical Heat Transfer, Part A, 49: 683–697, 2006**,** Copyright © Taylor & Francis Group, LLC.
4. Manab Kumar Das et K.Saran Kumar Reddy,Conjugate natural convection heat transfer in an inclined square cavity containing a conducting block, International Journal of Heat and Mass Transfer 49(2006)4987-5000.
5. Zarit Rida, convection naturelle instationnaire dans une enceinte fèrmée (mémoire de magister, université 20 août 1955 Skikda,2006).
6. Mahfoud Kadja et Rabah Hacene,Simulation numérique de la convection naturelle d'un liquide soumise à des conditions pariétales variable, Int.J.Therm.Sci.(1999)38,348-354©Elsevier,Paris.

Étude numérique du champ thermique d'un jet rond turbulent impactant une plaque plane circulaire

Amina DERDOURI, Zoubir NEMOUCHI

Laboratoire d'Énergétique Appliquée et de Pollution
Département de Génie Mécanique, Faculté des Sciences de la Technologie.
Université des Frères Mentouri- Constantine 1, route d'Ain-El-Bey, Constantine 25000, Algérie

aminaderdouri@yahoo.fr

Résumé - Le présent travail est une étude numérique par la programmation en Fortran du transfert de chaleur d'un jet turbulent axisymétrique en moyenne et stationnaire en moyenne, impactant perpendiculairement une plaque plane circulaire. Cette configuration est d'un intérêt important. En effet, elle est utilisée dans le secteur industriel pour le refroidissement ou le chauffage localement et de manière efficace d'une zone bien déterminée d'une surface. Le modèle k-ε standard a été adopté pour tenir compte de la turbulence dans l'écoulement. Le programme en Fortran qui résout les équations différentielles partielles régissantes est basé sur la méthode des volumes finis. Des conditions de flux de chaleur constant ont été imposées au niveau de la paroi. Une étude paramétrique a été réalisée. Les effets du nombre de Reynolds et de la distance buse-paroi sur le comportement thermique de l'écoulement ont été explorés.

Mots Clés : Jet impactant, transfert de chaleur, turbulence, modèle k-ε, nombre de Nusselt, programmation en FORTRAN.

Nomenclature

C_1 , C_2 , C_D , C_μ Constantes du modèle k-ε
V_x vitesse moyenne suivant x, *m/s*
V_r vitesse moyenne suivant r, *m/s*
x, r coordonnées du système cylindrique, *m*
k énergie cinétique turbulente, m^2/s^2
D diamètre du jet, *m*
Y distance à partir de la paroi, *m*
T température moyenne, *K*
Symboles *grecs*
ε taux de dissipation, m^2/s^3
μ viscosité dynamique, *kg/m.s*
μ_t viscosité dynamique turbulente, *kg/m.s*
μ_{eff} viscosité dynamique effective, *kg/m.s*
κ constante de Von Karman

1. Introduction

Les jets impactant sont des approches très efficaces qui assurent un meilleur transfert de chaleur et/ou de masse entre un fluide et une partie localisée d'une surface solide. L'importance du jet impactant apparait dans de nombreuses applications, par exemple: l'évaporation de l'eau de la pâte à papier, le refroidissement des feuilles métalliques ou plastiques, le refroidissement des aubes de turbine et des composants électroniques. Il existe plusieurs travaux sur les jets impactant dans la littérature, par exemple : Cooper et al. [1], Baughn et Shimizu [2], Craft et al [3], Candelier et al. [4], Zidouni et Mataoui [5], Dairay et al. [6], Del Frate et al. [7], Tummers et al [8], Anwarallah et al [9], Chen et al [10], Uddin et al [11], Pancet et al. [12].

Dans ce papier nous présentons une étude numérique par la programmation en FORTRAN du transfert de chaleur par jet d'air turbulent axisymétrique en moyenne et stationnaire en moyenne impactant une plaque plane circulaire à l'aide du modèle de turbulence k-ε. Le but de ce travail est de tester les effets du nombre de Reynolds et de la distance buse-paroi sur le champ thermique.

2. Équations

La figure 1 montre le domaine d'étude considéré dans ce travail. Les dimensions géométriques de ce problème sont identiques à celles choisies dans l'étude expérimentale de Cooper et al [1].

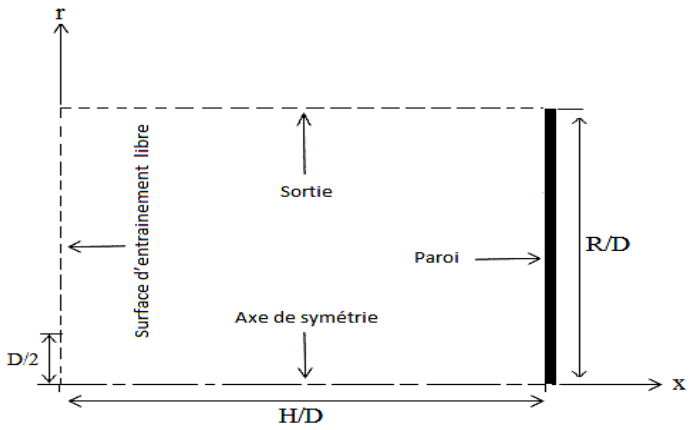


Figure 1 : Frontières du domaine d'étude.

Les détails géométriques, d'écoulement et les propriétés du fluide sont résumés dans les tableaux1et2.

Tableau 1 : détails de la géométrie et valeurs du nombre de Reynolds

D	26 mm
H/D	2, 6 et 10
R/D	9
Re	23000 et 70000

Tableau 2 : propriétés du fluide

Viscosité dynamique μ ($kgm^{-1}s^{-1}$)	1.7894×10^{-5}
Conductivité thermique k ($Wm^{-1}K^{-1}$)	0.0242
Chaleur spécifique Cp ($J\,kg^{-1}K^{-1}$)	1006.43
Nombre de Prandtl Pr	0.71

Les équations traduisant les comportements dynamique et thermique sont celles de la continuité, la quantité de mouvement et l'énergie.

Equation de continuité :

$$\frac{1}{r}\frac{\partial r V_r}{\partial r} + \frac{\partial V_x}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

Equation de quantité de mouvement axiale :

$$\frac{1}{r}\frac{\partial \rho r V_r V_x}{\partial r} + \frac{\partial \rho V_x V_x}{\partial x} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu\left[\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial V_x}{\partial r}\right) + \frac{\partial^2 V_x}{\partial x^2}\right] + \mu\left[\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial V_r}{\partial x}\right) + \frac{\partial^2 V_x}{\partial x^2}\right] - \frac{1}{r}\frac{\partial r\rho\,\overline{u_r u_x}}{\partial r} - \frac{\partial \rho \overline{u_x^2}}{\partial x} \quad (2)$$

Equation de quantité de mouvement radial :

$$\frac{1}{\mathrm{r}}\frac{\partial \rho \mathrm{r} V_{\mathrm{r}} V_{\mathrm{r}}}{\partial \mathrm{r}}+\frac{\partial \rho V_{\mathrm{x}} V_{\mathrm{r}}}{\partial \mathrm{x}}=-\frac{\partial \mathrm{P}}{\partial \mathrm{r}}+\mu\left[\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial V_r}{\partial r}\right)+\frac{\partial^2 V_r}{\partial x^2}\right]+\mu\left[\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial V_r}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial V_x}{\partial r}\right)\right]-\frac{1}{r}\frac{\partial r\rho\,\overline{u_r^2}}{\partial r}-\frac{\partial \rho \overline{u_r u_x}}{\partial x} \quad (3)$$

Equation de l'énergie :

$$\rho\ \mathrm{Cp}\ \frac{\partial \mathrm{T} V_x}{\partial \mathrm{x}}+\frac{\rho\ Cp}{r}\frac{\partial \mathrm{r}\mathrm{T}V_{\mathrm{r}}}{\partial \mathrm{r}}=\mathrm{k}\left[\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial T}{\partial r}\right)+\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}\right]-\frac{\rho\ cp}{r}\frac{\partial r\,\overline{u_r t}}{\partial r}-\ \rho\ cp\ \frac{\partial \overline{u_x t}}{\partial x} \quad (4)$$

Avec V_x , V_r les composantes de vitesse moyenne, u_x , u_x les composantes de vitesse fluctuante, $\overline{u_r u_x}$, $\overline{u_x^2}$, $\overline{u_r^2}$les contraintes de Reynolds et $\overline{u_x\, t}$, $\overline{u_r\, t}$ les doubles corrélations vitesse-fluctuante/température-fluctuante.

a. Modèle de turbulence

Le modèle k-εestun modèle à deux équations de transport: une pour l'énergie cinétique turbulente k et l'autre pour le taux de dissipation ε. Il est basé sur le concept de Boussinesq. Il consiste à introduire dans les équations moyennées une viscosité turbulente telle que :

$$-\overline{\rho u_i u_j}=\mu_t\left[\frac{\partial U_i}{\partial x_j}+\frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right]-\frac{2}{3}\delta_{ij}\,\rho\,k \quad (5)$$

$$\text{et}-\overline{\rho\ u_i\ t}\ =\ \frac{\mu_t}{\sigma_T}\frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (6)$$

$$\text{avec}\mu_t\ =\ \rho\ C_\mu\ \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (7)$$

Equation de l'énergie cinétique turbulente :

$$\frac{\partial \rho k V_x}{\partial x}+\frac{1}{r}\frac{\partial r\rho k V_r}{\partial r}=\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\mu_{eff}}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial x}\right)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{r\mu_{eff}}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial r}\right)+G-C_D\,\rho\varepsilon \quad (8)$$

Equation de la dissipation :

$$\frac{\partial \rho \varepsilon\, V_x}{\partial x}+\frac{1}{r}\frac{\partial r\rho\varepsilon V_r}{\partial r}=\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\mu_{eff}}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{\partial x}\right)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{r\mu_{eff}}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{\partial r}\right)+\ C_1\frac{\varepsilon}{k}\ G-C_2\rho\ \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (9)$$

$$\text{avec } G=\mu_t\left[\left(\frac{\partial V_x}{\partial r}+\frac{\partial V_r}{\partial x}\right)^2+2\left(\frac{\partial V_x}{\partial x}\right)^2+2\left(\frac{\partial V_r}{\partial r}\right)^2+2\left(\frac{V_r}{r}\right)^2\right] \quad (10)$$

Les valeurs des constantes du modèle sont données dans le tableau 3 :

Tableau 3 : constantes du modèle k-ε

C_μ	C_D	C_1	C_2	σ_k	σ_ε	σ_T
0.09	1.0	1.44	1.92	1.0	1.3	0.9

b. Conditions aux limites

Les conditions aux limites sont résumées dans le tableau 4 :

Tableau 4: Conditions aux limites

Frontière	Conditions aux limites
Entrée	1. Profils établis pour la composante axiale de vitesse V_x, k et ε, tirés d'une simulation à l'aide du code de CFD Fluent, d'un écoulement dans une conduite droite. 2. V_r =0 [m/s] 3. T= 293 [K]
Surface d'entrainement libre	1. La pression étant connue, la composante de vitesse normale à la surface est obtenue de l'équation de continuité locale. 2. k =$10^{-4}V_{in}^2$ [m²/s²] 3. $\varepsilon = \rho C_\mu k^2/\mu/\ 10$[m²/s³] 4. T=293 [K]
Axe de symétrie	1. V_r =0 [m/s] 2. $\frac{\partial V_x}{\partial r} = \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = 0$
Paroi	1. $V_r = V_x = 0$ [m/s] 2. $\varepsilon = C_\mu^{3/4} k^{3/2}/\kappa y$ [m²/s³] dans les cellules près de la paroi 3. $\frac{\partial k}{\partial x} = 0$ 4. Flux de chaleur $q = 200$ [w/m²]
Sortie	1. $\frac{\partial V_r}{\partial r} = \frac{\partial V_x}{\partial r} = \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = 0$

3. Détails sur la méthode numérique

La simulation de l'écoulement a été faite par une version adaptée du programme de calcul en fortran TEAM (*Turbulent Elliptic Algorithm Manchester*). Ce dernier est basé sur la méthode des volumes finis. La discrétisation des termes intégro-différentiels est effectuée par le schéma numérique la loi de puissance PLDS. Le couplage pression-vitesse a été traité par l'algorithme SIMPLE [13].

Le maillage généré est non uniforme 90x80 cellules, bien raffiné dans la région de cisaillement maximal située sur le prolongement de la paroi de la buse d'où sort le jet et près de la paroi d'impact, figure 2.

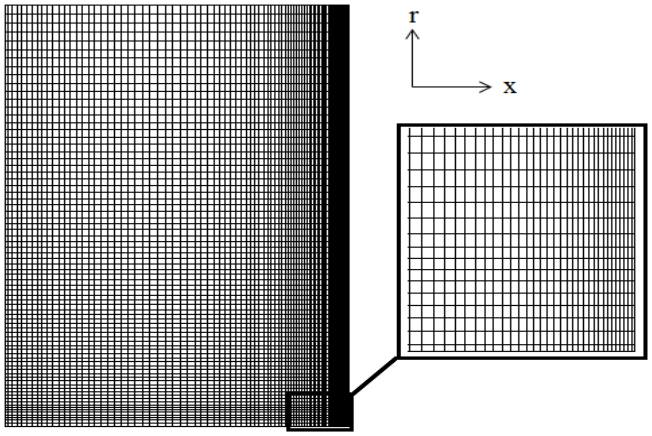


Figure 2 : Maillage

4. Résultats

a. Effet de maillage

Concernant les calculs du jet impactant, pour minimiser le temps d'exécution, le maillage a été optimisé. Pour cela une analyse de la sensibilité de la solution au maillage a été faite. Des solutions ont été obtenues en utilisant différents maillages, (50 x 45), (90 x 80) et (140 x 120). Des profils radiaux de la vitesse axiale, Figure 3, et de l'énergie cinétique turbulente, Figure 4 en une position axiale (à x = 0.1 m) et des profils axiaux en une position radiale (à r = 0.1 m), Figures 5et 6 sont illustrés, permettant ainsi la comparaison des solutions.

D'après ces Figures, on remarque que les profils de vitesse et de l'énergie cinétique turbulente pour les deux grilles (90 x 80) et (140 x 120) sont presque identiques. Par conséquent, nous avons choisi le maillage (90 x 80). Tous les résultats présentés ci-après ont été obtenus avec ce maillage.

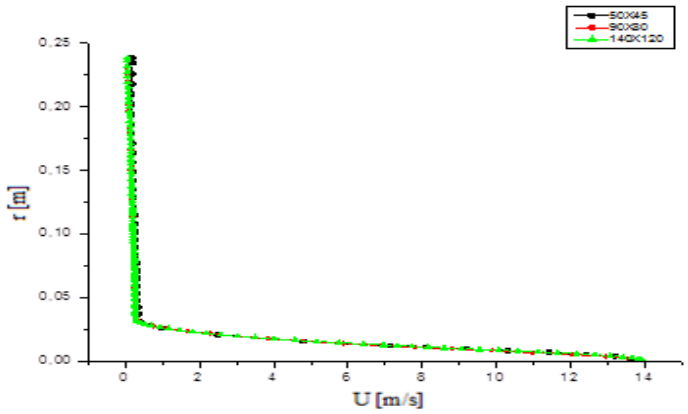


Figure 3 : Profil radial de vitesse axiale à x = 0.1m, obtenu avec différents maillages

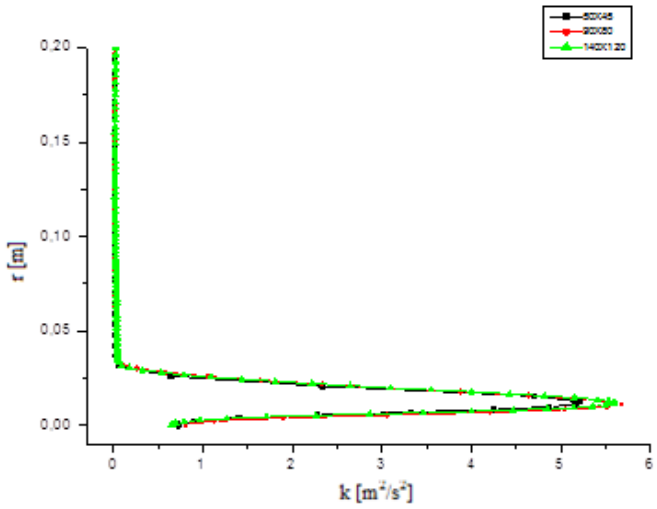


Figure 4 : Profil radial de k à x= 0.1m, obtenu avec différents maillages.

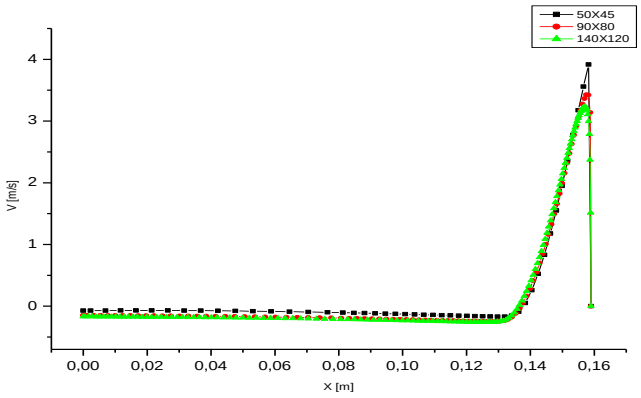


Figure 5 : Profil axial de vitesse radiale à r = 0.1m, obtenu avec différents maillages.

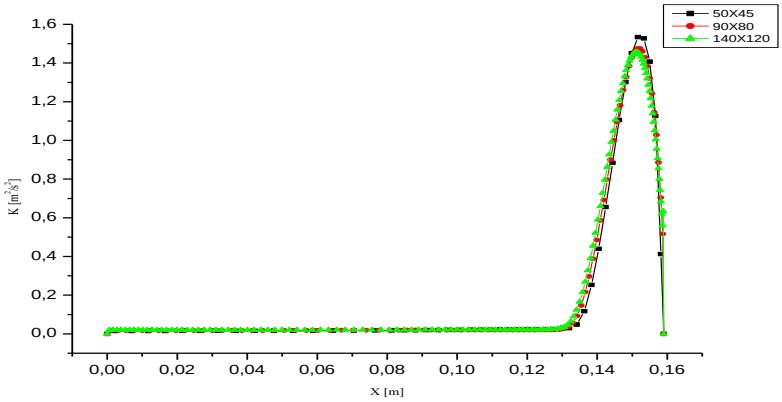


Figure 6 : Profil axial de k à r = 0.1m, obtenu avec différents maillages.

Les résultats numériques du présent travail sont comparés avec ceux expérimentaux de BAUGHN et SHIMIZU [2], et ceux numériques de CRAFT [3] obtenus avec le modèle k-ε. Ces auteurs ont testé la performance d'autres modèles de turbulence non considérés ici. Les données ont été tirées de la base de données 'ERCOFTAC data-base' [14] pour un jet turbulent axisymétrique avec un nombre de Reynolds Re= 70000 et une distance H/D= 6.

La figure 7 illustre la variation du nombre de Nusselt local en fonction du rayon le long de la paroi d'impact, normalisé par le diamètre de la buse. L'allure décroissante de la courbe est bien captée par les résultats du présent travail. Un désaccord est remarqué dans la région de stagnation. Ce défaut de surestimation du nombre de Nusselt dans la zone entourant le point d'impact, par le modèle k-ε, est assez consistent avec ce qui a été rapporté dans la littérature, voir CRAFT [3].

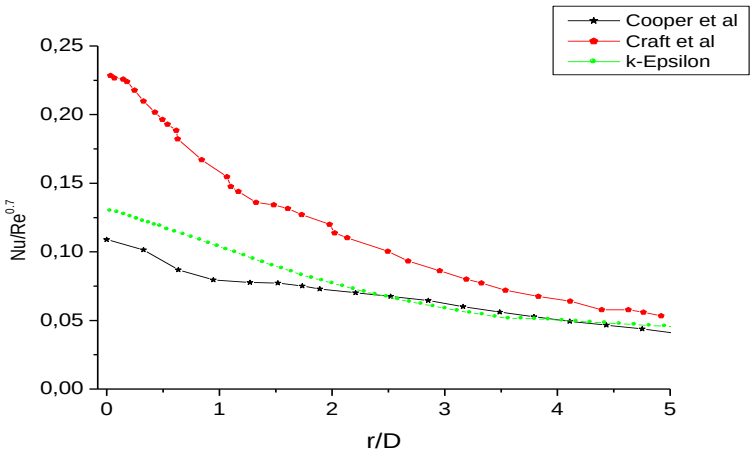
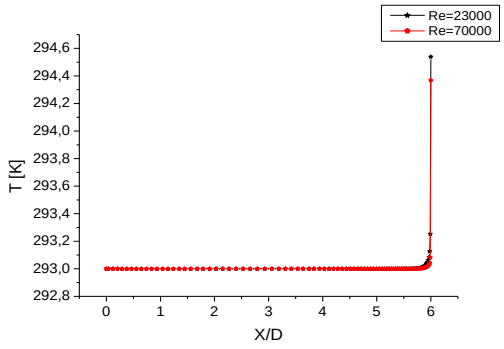


Figure 7 : Variation du nombre de Nusselt local sur la surface d'impact.

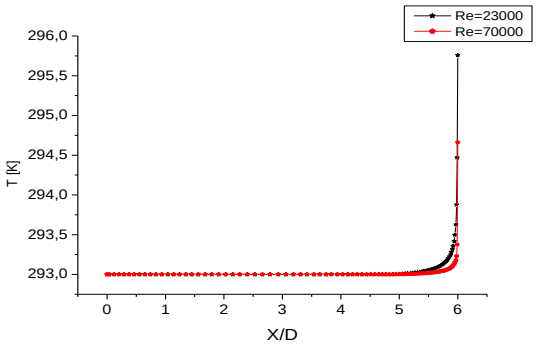
b. Effet du nombre de Reynolds

Les résultats présentés dans cette partie ont été obtenus en utilisant deux valeurs du nombre de Reynolds Re = 23000 et 70000 et une distance buse-paroi fixe H/D = 6.

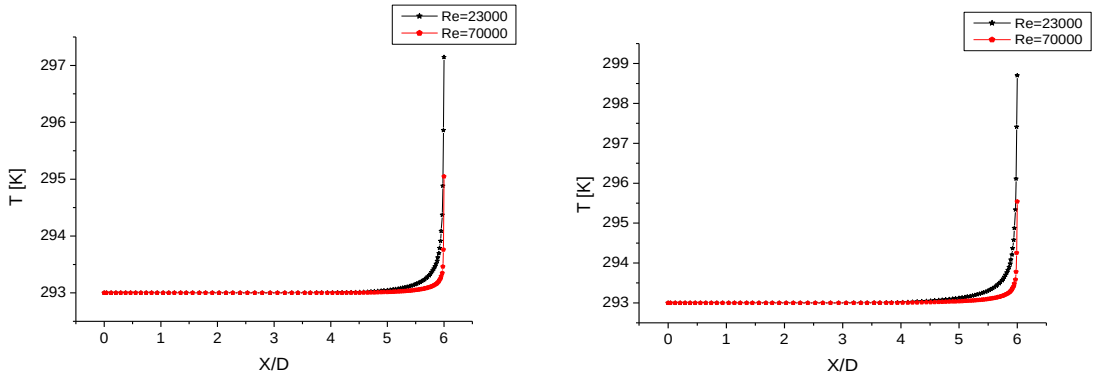
Les figures 8 a, b, c et d représentent la variation de la température en fonction de la distance axiale x/D aux positions radiales r/D = 1, 4, 6 et 8 pour deux valeurs du nombre de Reynolds. Dans tous les cas, la température augmente sur la surface solide en s'éloignant de la zone d'impact. Les courbes indiquent que, pour un flux de chaleur constant imposé à la paroi, quand on augmente le nombre de Reynolds, la température à la paroi diminue, ce qui signifie que la surface d'impact est mieux refroidie. On remarque aussi que, pour un nombre de Reynolds de plus en plus faible, la chaleur est transférée par conduction de la paroi vers des couches de plus en plus éloignées indiquant une couche limite thermique relativement épaisse. Inversement, un nombre de Reynolds élevé, signifie un transfert de chaleur par convection plus dominant et donc une couche limite thermique plus mince.



a) ***r/D=1***



b) r/D=4



c) r/D=6 ***d) r/D=8***

Figure 8 : Variation de température – effet du nombre de Reynolds.

La figure 9 illustre l'effet du nombre de Reynolds sur le comportement du nombre de Nusselt le long de la paroi d'impact. Un nombre de Reynolds plus élevé entraîne un nombre de Nusselt plus grand, ce qui est prévisible parce que la surface est mieux refroidie. Cela s'explique par le fait que plus on augmente la vitesse d'impact du jet, la température de la paroi se rapproche de celle du jet libre (valeur de référence).

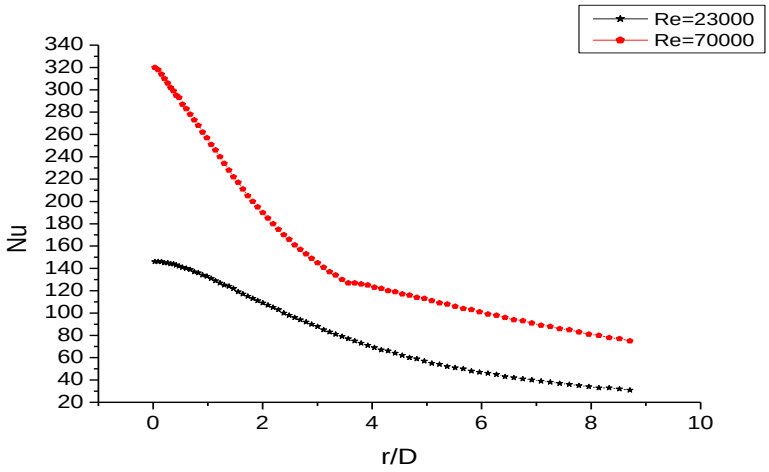
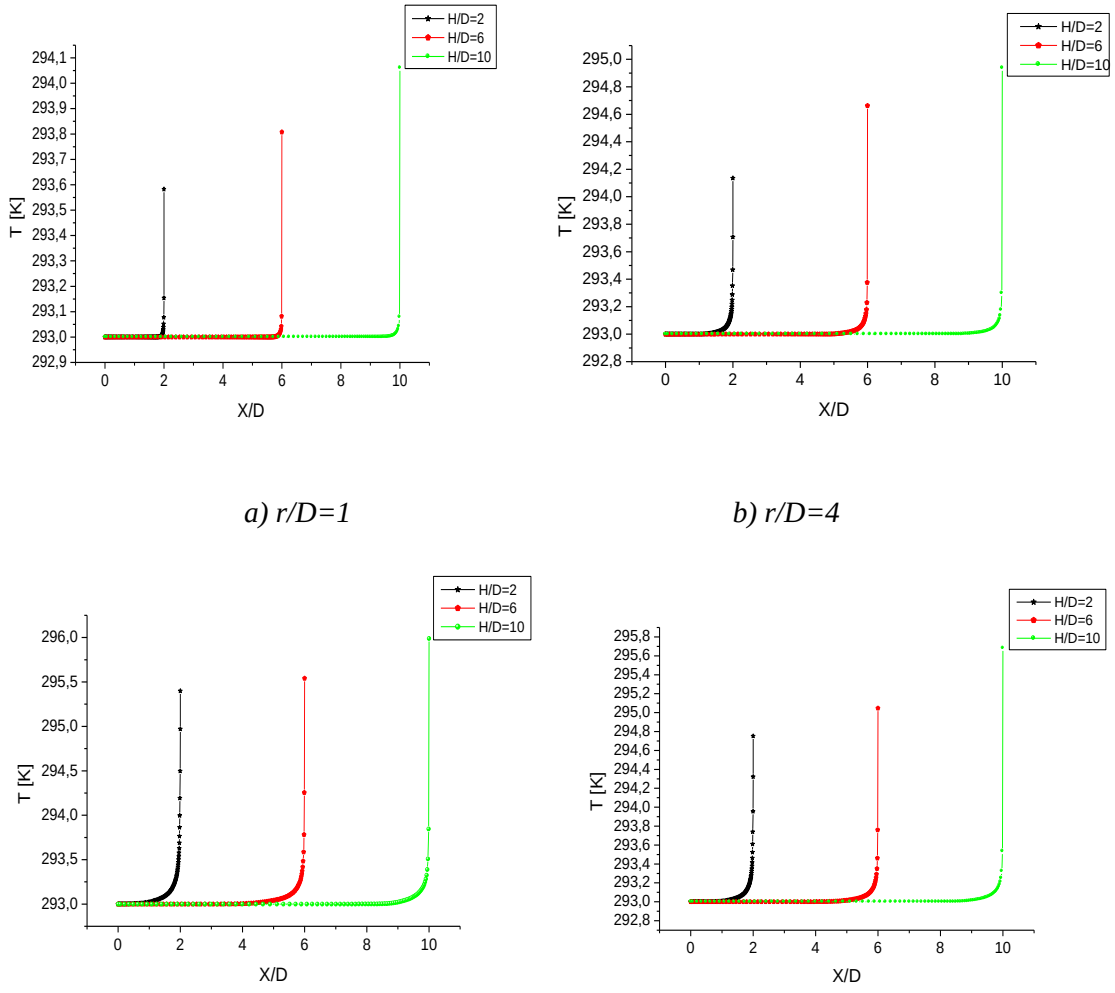


Figure 9 : Variation de Nu en fonction de r/D– effet du nombre de Reynolds

c. Effet de la distance buse-paroi d'impact

Les résultats présentés ont été obtenus en utilisant une valeur fixe du nombre de Reynolds, Re = 70000 et en considérant trois distances buse-paroi H/D = 2, 6 et 10.

Les figures 10 a, b, c et d illustrent les profils de température en fonction de la distance x/D aux positions radiales r/D = 1, 4, 6 et 8. Les courbes indiquent que plus la distance entre la buse et la paroi d'impact est grande, plus les températures sur la surface sont élevées et donc moins elle (cette surface) est refroidie. L'explication est que pour H/D élevé, la vitesse d'approche du jet près de la paroi est faible, impliquant un flux convectif réduit et donc un refroidissement de la surface moindre.



a) r/D=1 *b) r/D=4*

c) r/D=6 *d) r/D=8*

Figure 10 : Variation de la température – effet de la distance H/D.

La figure 11 illustre l'effet de la distance buse-paroi sur la distribution du nombre de Nusselt sur la surface d'impact. Plus la buse d'où sort le jet est éloignée de la paroi d'impact, moins cette dernière (la paroi) est refroidie. La raison est que la vitesse d'impact étant diminuée, la température à la paroi reste relativement élevée par rapport à celle du jet.

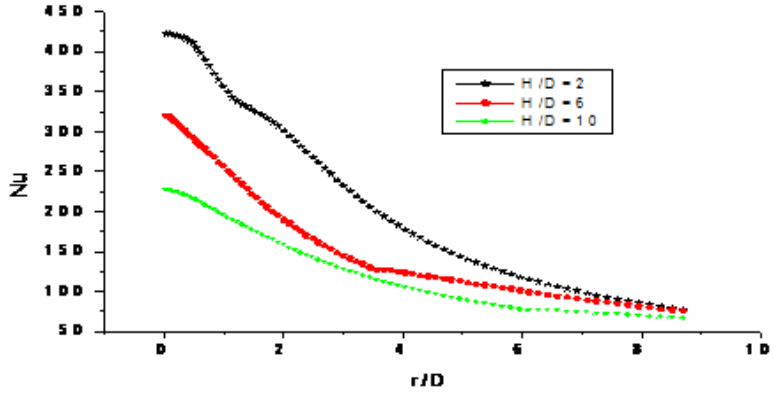


Figure 11 : Variation de Nu en fonction de r/D– effet de la distance H/D.

5. Conclusion

Des jets turbulents axisymétriques impactant perpendiculairementune paroi plane circulaire,ont été simulés numériquement à l'aide d'un programme de calcul en Fortran. Les résultats montrent que le modèle k-ε standard s'est avéré non satisfaisant pour tenir compte des effets de turbulence sur les champs caractéristique moyens.

Il a été mis en évidence que le nombre de Reynolds et la distance entre la buse et la paroi d'impact ont une forte influence sur le comportement thermique de l'écoulement.

Références

65. D. Cooper, D. C. Jackson, B. E. Launder, G. X. Liao, Impinging jet studies for turbulence model assessment –I. Flow-field experiments. Int. J. Heat Mass Transfer 36, 10, (1993). 2675-2684.
66. J.W. Baughn, S. Shimizu, Heat transfer measurement from a surface with uniform heat flux and an impinging jet. ASME .J.Heat Transfer, 111, (1989**)**. 1096-1098.
67. T. J. Craft, L. J. W. Graham, B. E. Launder, Impinging jet studies for turbulence model assessment - II. An examination of the performance of four turbulence models. Int. J. Heat Mass Transfer 36, 10, (1993). 2685-2697.
68. C. Fabien, B. Philippe, C. Philippe, G. Zakaria, Etude expérimentale d'un jet laminaire impactant une plaque plane chauffée, 13émes journées internationales de thermique, (2007), 28-30 Aout, Albi, France.
69. K, F. Zidouni, A. Matoui, Simulation numérique d'un transfert thermique d'un jet rond impactant une cavité cylindrique, revue des Energie Renouvelables CER'07 Oujda, (2007).259-264.
70. T. Dairay, V. Fortune, E. Lamballais, Brizzi, Simulation numérique directes d'un jet impactant, 20éme Congrès Français de Mécanique, Besançon, France, Aout -29 Septembre (2011).1-6
71. L. Del frate, F M, C. Galassi, D. Auria, G. Galassi, ,CFD Simulations of a Normally-Impinging Jet from a Circular Nozzle, International Conference Nuclear Energy for New Europe, Bovec, Slovenia**,** 12-15 September (2011).
72. M. J. Tummers, J. Jacobse, S. G. J. Voorbrood, Turbulent flow in the near field of a round impinging jet. Int. J. Heat and Mass Transfer, 54, (2011**)**. 4939–4948.
73. M. Anwarullah, V. Vasudeva rao, K.V. Sharma, Effect of Nozzle Spacing on Heat Transfer and Fluid Flow Characteristics of an Impinging Circular Jet in Cooling of Electronic Components, Int. J. of Thermal & Environmental Engineering ,4,1, (2012).7-12.
74. H,J. Chen, B. Moshfegh , M. Cehlin, Numerical investigation of the flow behavior of an isothermal impinging jet in a room. Int. J.Building and Environment, 49, (2012).154-166.
75. N. Uddin, S. Neumann, B. Weigand, LES simulations of an impinging jet: On the origin of the second peak in the Nusselt number distribution.Int. J.Heat and Mass Transfer 57, (2013). 356–368.
76. P. Sebastiene, N. Thien duy, H. Souad, P. JULIEN, V, Stephane, Transfert de chaleur et de masse par un jet impactant dans un système discoïde rotor- stator, XIème Colloque Interuniversitaire Franco-québécois sur la Thermique des Systèmes, Reims, France. 3-5 juin (2013).
77. S.V. Patankar, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, New York: Hemisphere Publishing Corporation, 1980.
78. Ercoftac open database, http://www.ercoftac.mech.surrey.ac.uk

Optimisation des paramètres du système de centrale thermique combinée hybride solaire-gaz

Adel MILES[1*], Otman KHEMIS[1]

[1]Laboratoire des énergies renouvelables et développement durable (LERDD)
Département de Génie mécanique, Faculté des Sciences de la Technologie. Université Frères Mentouri – Constantine 1. Campus Chaab Ersas, 25000 Constantine, Algérie
[*]auteur correspondant : adelmiles25@gmail.com

Résumé - Dans cet actuel travail on propose une conception d'un système de cycle combiné solaire intégré (ISCCS) à deux niveaux de pression (HP, LP) avec réchauffement de la partie haute pression, les valeurs de l'énergie gagnée par le collecteur cylindro-parabolique étaient déterminées on utilisant les données de site algériennes de rayonnement au site de Hassi R'mel. Les variations des principaux paramètres du cycle à vapeur en fonction de l'apport solaire sont données pour une centrale thermique produisant environ 150MW équipée de deux turbines à gaz et un train de turbine à vapeur. Les résultats sont présentés, déterminent les conditions les plus favorables pour un meilleur rendement thermique et solaire donnée à la turbine à vapeur.

Mots Clés : cycle combiné, turbine à Gaz, collecteur cylindro-parabolique, thermique solaire, cycle de Rankine.

Nomenclature

DSG Générateur de vapeur solaire
m débit massique *(kg/s)*
W puissance, *(MW)*
H Enthalpie, *(kJ/kg)*
Q La chaleur produite, *(MW)*
ISCCS système de cycle solaire intégré combiné
CCGT cycle combiné gaz turbine
P Pression, *(bar)*
T Température, *(°C)*

Symboles grecs
η_{th} Rendement thermique du système
η_{sol} Rendement net de l'électricité solaire
η_{col} Rendement du collecteur solaire
η_{steam} Rendement thermique du cycle vapeur

HRSG Générateur de vapeur à récupération de chaleur
HTF Fluide de transfert de chaleur
DNA Irradiation normale directe, *(W/m^2)*

Indices et exposants
f fossile (carburant)
ST vapeur
GT gaz turbine
ref Système de référence
LP Basse pression
HP Haute pression
rad Radiation
cc Chambre de combustion
sol solaire

1. Introduction

Les centrales solaires thermodynamiques recouvrent l'ensemble des techniques qui visent à transformer l'énergie rayonnée par le soleil en chaleur à température élevée, puis à convertir cette chaleur en énergie mécanique et électrique au moyen d'un cycle thermodynamique moteur couplé à une génératrice électrique. Les centrales solaires thermodynamiques mettent en œuvre des systèmes concentrateurs, qui permettent de produire de la chaleur, ces systèmes ne captent que la composante directe du rayonnement solaire. La chaleur solaire transférée dans l'absorbeur

au fluide caloporteur peut être stockée de manière fugitive pour s'affranchir des passages nuageux, ou sur des périodes de quelques heures pour décaler l'utilisation en dehors des plages ensoleillées de la journée. L'hybridation avec une source de chaleur fossile ou biomasse permet d'accroître la disponibilité des installations et de produire la chaleur de manière garantie. Cette chaleur est convertie en électricité par des cycles thermodynamiques, bien maîtrisés par l'industrie de la production électrique. La fluctuation et l'interrompu quotidien du rayonnement solaire sont les principaux obstacles à sa plus large utilisation [1]. Néanmoins, les centrales solaires thermiques à grande échelle se sont avéré les plus économiques des technologies solaires en service aujourd'hui [2, 3, 4]. Les solutions primaires pour compenser ces inconvénients de rayonnement solaires sont soit par l'utilisation étendue du stockage thermique qui peut être extrêmement cher, soit par un accouplement avec l'équipement de combustible fossile comme proposé en cette étude. Le concept du cycle combiné solaire intégré (ISCCS) [5], garanti une disponibilité de puissance constante et allège certains des risques perçus liés à l'utilisation de grands champs de concentrateurs solaires.

En Algérie deux sources d'énergie importantes sont disponible en grande quantité à savoir l'énergie solaire (1750 - 2550 kWh/m² an) et l'énergie fossile surtout en gaz naturel [6]. La méthode la plus efficace pour convertir l'énergie thermique solaire en énergie électrique est : retirer l'eau d'alimentation du générateur de vapeur de récupération de chaleur (HRSG) en aval de l'économiseur, produire la vapeur saturée à haute pression en utilisant l'énergie solaire, et de renvoyer la vapeur au HRSG pour la surchauffer par les gaz d'échappement de turbine à gaz. Plusieurs études d'optimisation de Système à cycle combiné solaire intégré d'ISCCS, on été proposé avec plusieurs configurations [7, 8], en utilisant une approche quasi stationnaire basée sur la technologie de pincement. Ils ont trouvé que le point d'invariance minimum ne peut pas être gardé et les pertes d'exergie de la chaleur sont plus hautes avec l'absorption d'énergie solaire.

Le but de cette étude est de simuler l'exécution du premier ISCCS réalisé en 2010 par la société NEAL1 d'une capacité d'environ 150 MW avec 25 MW est de source solaire, sous les conditions climatiques de Hassi R'mel au sud Algérien. Dans ce travail, on propose une usine intégrée avec deux niveaux de pression de la turbine à vapeur. Pendant les périodes ensoleillées, la conversion d'énergie dans la turbine à vapeur est améliorée en utilisant le générateur solaire de vapeur (SSG) parallèlement à HRSGs. Les avantages de cette usine avancée sont présentés.

1. Configuration du système hybride proposé

Le principe de la centrale thermo-solaire consiste à combiner deux systèmes: turbine à gaz à cycle combiné de référence (CCGT), cette dernière se compose de deux turbines à gaz (SGT-800) [8], une seul turbine à vapeur double pression (SST-900) et le générateur de vapeur à récupération de chaleur (HRSG), En introduisant un champ solaires avec un générateur de vapeur auxiliaire dans la centrale de référence, dans la partie haute pression, le système ISCC proposée est représenté sur la figure1. Les gaz d'échappement de la turbine à gaz entrent dans la chaudière de récupération (HRSG) à une température d'environ 650° C. Ils transfèrent leurs énergie thermique au cycle vapeur /eau et quittent la chaudière à une température d'environ 80° C.

L'eau en provenance du condenseur entre dans la chaudière et circule dans une direction opposée aux gaz d'échappement, elle sera chauffée au point d'ébullition, évaporée puis surchauffée. La vapeur surchauffée actionne ensuite la turbine à vapeur qui convertit la chaleur en énergie mécanique, et la turbine actionne un générateur qui convertit l'énergie mécanique en électricité. Le champ solaire prévue est composé de miroirs de type cylindro-parabolique orientés selon la position du soleil. Ces miroirs réfléchissent donc le rayonnement solaire sur des

tubes servant de récepteurs, qui recueillent la chaleur et qui sont couvert d'une couche absorbante.

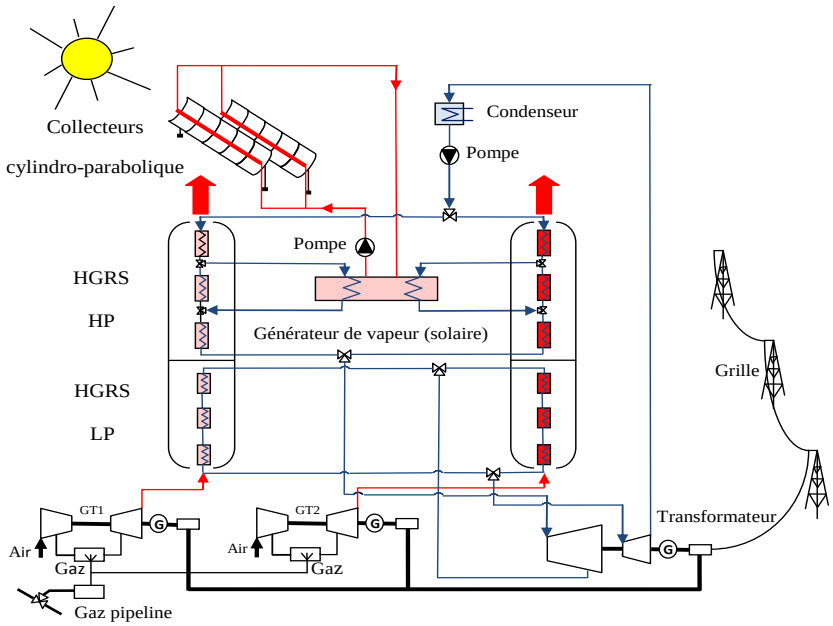


Figure 1 : Diagramme simplifier de la central ISCCS

2. Analyse et exécution de système

Le système de la centrale thermique hybride (ISCCS) à été modélisé avec le processus Aspen Plus [9], les composants du modèle sont basés sur les bilans d'énergie, de masse et d'équations d'équilibre, l'équation d'état de Peng Robinson (PR) est le modèle choisi pour calculer les propriétés thermodynamique. Dans la turbine à gaz un rapport de compression de 19. 34 bars s'effectuent avec une température d'admission et d'échappement de 481°C et 1250°C respectivement, le gaz naturel est employé comme carburant. Une turbine à vapeur à simple niveau de pression et le générateur de vapeur (HRSG) forme le cycle de Rankine, la vapeur à haute pression de 86 bars et 535°C fournie une énergie thermique à la turbine à vapeur, l'absorption de l'énergie solaire à un impact important sur l'exécution de la turbine à vapeur, par conséquent le changement des conditions atmosphérique influx sur le rendement du turbine à vapeur, pour cela l'opération quotidienne et l'analyse d'exécution annuelle effectué sur une base de tranche horaire est nécessaire. Dans cette étude on assume que les deux turbines à gaz fonctionnent à charge complète et à plain temps, mais la turbine à vapeur est actionné avec un changement des valeurs de débit de vapeur, de pression et de température qui sont déterminés par le rendement thermique disponible a partir du champ solaire. Dans le bloc solaire, le modèle du capteur cylindro-parabolique choisi est LS-3 [10].

Tableau 1 : spécifications du collecteur LS-3 [10]

Surface d'ouverture (m^2)	545	HCE transmitance	0.95
Ouverture (m)	5.76	HCE Absorptance	0.96
Longueur (m)	95.2	HCE Emittance	0.19
Segments de miroir	224	Diamètre de tube (m)	0.07
Rendement optique	0.8	Longueur de tube (m)	4
Taux de concentration	82	Réflectivité de miroir (propre)	0.94

Les paramètres géographiques et optiques pour la boucle de collecteur sont obtenus à partir de Réf [7], les données techniques principales pour le collecteur sont indiquées dans le tableau I, les paramètres de l'endroit choisi sont montrés dans le tableau II.

Tableau 2 : les paramètres de l'endroit

Latitude (°)	33.46
Longitude (°)	2.56
Altitude (m)	767
Température ambiante (°C)	21

W_{net} est la puissance totale nette produite du système, y compris la turbine à gaz et la turbines à vapeur.

$$W_{net} = 2W_{GT} + W_{ST} \quad (1)$$

Pour le but de comparé les performances thermique le rendement net d'électricité basé du carburant est calculé comme suit:

$$\eta_f = \frac{W_{net}}{2Q_{cc}} \quad (2)$$

Comme mesure pour l'amélioration du système couplé avec le champ solaire, le rendement thermique du cycle à vapeur est défini comme rapport entre la puissance de la turbine à vapeur produite et la quantité de chaleur totale absorbé par le cycle de vapeur, y compris celle du champ solaire Q_{sol} et aussi de la turbine à gaz Q_{cc} :

$$\eta_{ST} = \frac{W_{ST}}{Q_{sol} + Q_{cc}} \quad (3)$$

Le rendement thermique du système η_{th} d'ISCC tenant compte de la contribution solaire de la chaleur est défini comme :

$$\eta_{th} = \frac{W_{net}}{2Q_{cc} + Q_{sol}} \quad (4)$$

Pour évaluer l'exécution de la conversion solaire de la chaleur dans le système proposé, le rendement de l'électricité solaire basée sur la référence [6] est défini comme:

$$\eta_{sol} = \frac{W_{net} - W_{ref}}{Q_{rad}} = \frac{W_{net} - Q_{ref}.\eta_{th,ref}}{Q_{rad}} \quad (5)$$

Où $W_{ref} = Q_f.\eta_{th,ref}$ est la puissance nette générée par le système de référence avec la même entrée de gaz naturel. Dans cette étude, la centrale de cycle combinée (CCGT) conventionnel au gaz naturel est choisie comme système de référence. Q_{rad} se réfère à l'incident totale d'insolation solaire sur le concentrateur solaire, $Q_{rad} = Q_{sol} / \eta_{col}$; et η_{col} est le rendement du capteur solaire à concentration.

3. Résultats et discutions

En raison d'accouplement du champ solaire avec le cycle de vapeur les paramètres de conception comme la température et la pression, ont un impact sur le rendement thermique du ISCC est différant que ce lui du système de référence CCGT, par conséquent l'optimisation des propriétés de vapeur est nécessaire pour l'étude de ce type des centrales, les paramètres optimisées dans cette étude on à optimisé les valeur de température et pression du vapeur basse pression ainsi que les valeurs de pression du de la vapeur de réchauffement, pour simplifier le processus d'analyse d'autre hypothèses sont maintenir dans l'étude.

Tableau 3: L'effet de la pression secondaire du vapeur sur les performances du système

Paramètres	Conditions de travail				
	1	2	3	4	5
Pression pricipale du vapeur, P_{SH} (bar)	86,63	86,63	86,63	86,63	86,63
Température pricipale du vapeur, T_{SH} (°C)	560	560	560	560	560
Pression secondaire du vapeur, P_{SL} (bar)	3	4	5	6	7
Température secondaire du vapeur, T_{SL} (°C)	320	320	320	320	320
Pression du rechauffement, P_{SR} (bar)	16	16	16	16	16
Tempérarure de rechauffement, T_{SR} (°C)	330	330	330	330	330
Débit du vapeur, m_s (kg/s)	65,55	65,40	65,20	65,00	64,80
Puissance Net, W_{net} (MW)	147,80	148,35	148,82	149,21	149,17
Rendement thermique du système, η_{th} (%)	56,438	56,648	56,828	56,976	56,961
Rendement d'éléctricité solaire, η_{sol} (%)	28,253	28,575	28,866	29,105	28,938

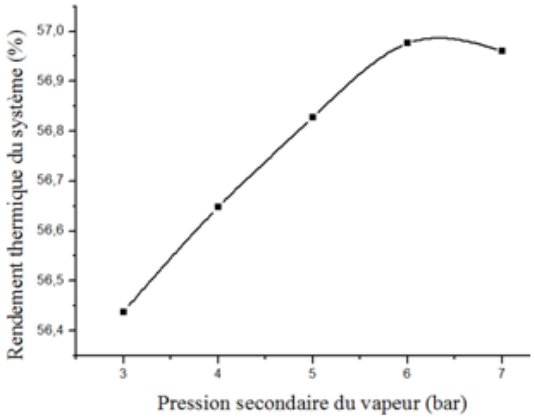


Figure 2 : L'effet de la pression secondaire de vapeur sur le rendement thermique du système

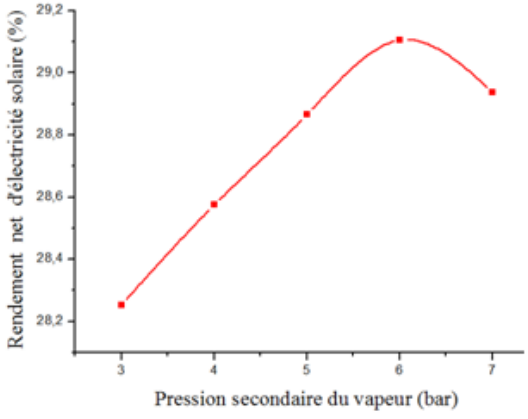


Figure 3 : L'effet de la pression secondaire de vapeur sur le rendement net d'électricité solaire du système

La température d'entré d'aire et de sortie des gaz d'échappement demeurent invariable.

La température et la pression du vapeur haute pression restent constantes (86,63bar et 560°C).

La stratégie de répartition solaire est adoptée dans le système intégré, la flamme du brûleur de secours ou un système de stockage thermique n'est pas nécessaire. Si aucune énergie solaire n'est disponible (par exemple la nuit), la centrale ISCC fonctionne comme un système de CCGT.

Le tableau 3 et les figures. 2 et 3 présentes l'effet de la pression de vapeur à basse pression sur le rendement thermique et le rendement solaire nette d'électricité de la centrale thermique.

Dans le processus de calcul, la température de la vapeur à basse pression est réglée pour être 320°C sur la base de la différence de température minimale donnée de la basse pression.

Dans la sortie de surchauffeur, la pression de vapeur est supposée être 16 bars, cette valeur est à la plage optimale de la pression de travail pour faire fonctionner un système d'alimentation de réchauffage de turbine à vapeur. On voit que le débit massique de vapeur d'eau diminue avec la mise en valeur de la pression de vapeur à basse pression, aussi la puissance nette de sortie. C'est parce que l'augmentation de la température de saturation augmente les fonctions sensibles de transfert de chaleur dans l'économiseur pour une température donné au turbine à gaz, ce qui entraîne une réduction du débit d'eau d'alimentation. Le rendement thermique et d'électricité solaire maximale du système sont atteints lorsque la pression de la vapeur à basse pression est d'environ 6 bars.

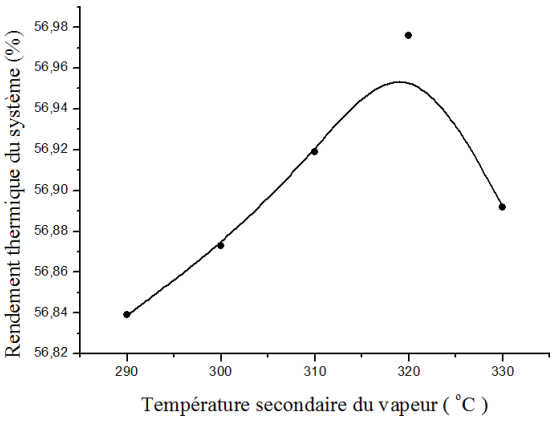


Figure 4 : L'effet de la température secondaire du vapeur sur le rendement thermique du système

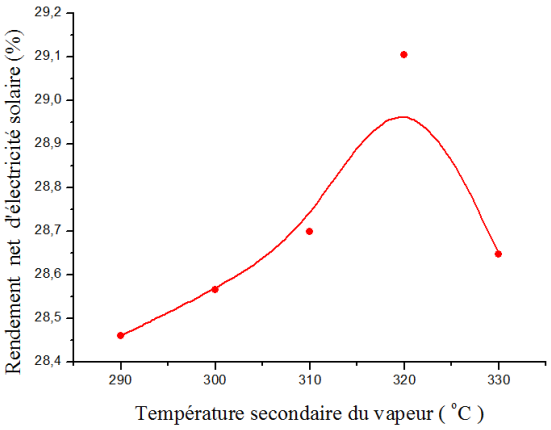


Figure 5 : L'effet de la température secondaire du vapeur sur le rendement net d'électricité solaire du système

Tableau 4: L'effet de la température secondaire du vapeur sur les performances du système

Paramètres	Conditions de travail				
	1	2	3	4	5
Pression pricipale du vapeur, P_{SH} (bar)	86,63	86,63	86,63	86,63	86,63
Température pricipale du vapeur, T_{SH} (°C)	560	560	560	560	560
Pression secondaire du vapeur, P_{SL} (bar)	6	6	6	6	6
Température secondaire du vapeur, T_{SL} (°C)	290	300	310	320	330
Pression du rechauffement, P_{SR} (bar)	16	16	16	16	16
Tempérarure de rechauffement, T_{SR} (°C)	330	330	330	330	330
Débit du vapeur, m_s (kg/s)	65,55	65,40	65,20	65,00	64,80
Puissance Net, W_{net} (MW)	148,85	148,94	149,06	149,21	148,99
Rendement thermique du système, η_{th} (%)	56,839	56,873	56,919	56,976	56,892
Rendement d'éléctricité solaire, η_{sol} (%)	28,461	28,565	28,700	29,105	28,648

L'effet de la température de la vapeur à basse pression sur les performances du système est donné dans le tableau 4 et représenté sur les Fig. 4 et 5. Dans cette simulation, la pression de la vapeur à basse pression est réglée sur la valeur 5 bars, ce qui est la pression optimale pour atteindre les rendements thermiques maximaux.

La vapeur réchauffé est également supposée être 16 bars. On peut voir que le rendement thermique et le rendement net d'électricité solaire peuvent être atteints les valeurs 56,9% et 29,1% respectivement lorsque la température de la vapeur à basse pression est réglée à 320°C. Si la température de la vapeur est encore augmentée (plus de 320°C) le rendement diminuerait fortement. La raison est vraisemblablement que la turbine à gaz disponible évacuant l'air chaud est fixé, le transfert de chaleur sensible de l'eau d'alimentation est limitée, l'augmentation de la température de la vapeur d'eau entraînerait une réduction du débit massique de vapeur et la puissance de sortie nette afin de maintenir la différence de température minimale dans la surchauffeur.

4. Conclusion

Dans cette étude on propose un cycle combiné solaire intégré avec la technologie de génération directe de vapeur (ISCC-DSG). Les capteurs solaires cylindro-parabolique sont couplés au cycle de vapeur d'un système de CCGT classique. Le bloc d'alimentation contient deux turbines à gaz SGT800 et un cycle de vapeur à double pression, uniquement la partie haute pression est réchauffée. Le champ solaire est utilisé pour vaporiser l'eau d'alimentation de la vapeur saturée pour la partie haute pression, tandis que le préchauffage de l'eau d'alimentation et la surchauffe de la vapeur d'eau sont réalisés dans la chaudière de récupération. La génération de vapeur solaire entraînée améliore la récupération de chaleur dans la chaudière de récupération, où seul le processus de transfert de chaleur sensible se produit. Par cet agencement, le point de pincement contraint de différence de température dans HRSG pourrait être éliminé, donc plus de vapeur peut être produite. Le débit de vapeur accrue augmente la puissance de sortie du cycle de Rankine. Les simulations préliminaires pour ce système ISCC sont effectuées en utilisant le code ASPEN PLUS, montré que le cycle de turbine à vapeur, peut atteindre des conditions optimales pour le réchauffage et la basse pression du vapeur (16 bars et 560°C et 6 bars et 320°C, respectivement dans cette étude), ce qui renforcerait la performance du système.

References

79. Lewis NS. Toward cost-effective solar energy use. Science 2007;315:798–801.

80. Jin H, Lin R. Cascade energy utilization and gas turbine integrated energy system. Beijing: Science Press; 2008. I.S.

81. Allani Y., Favrat D., von Spakovsky M., 1996, CO2 mitigation through the use of hybrid solar combined cycles. Third Int. Confi. On Carbon Dioxide Removal Technologies (ICCDR-3), MIT, Cambridge, USA.

82. Li Y, Zhang N, Cai R. Low CO2-emissions hybrid solar combined-cycle power system with methane membrane reforming. Energy 2013;58:36–44.

83. Montes MJ, Rovira A, Muñoz M, Martínez-Val JM. Performance analysis of an integrated solar combined cycle using direct steam generation in parabolic trough collectors. Appl Energy 2011;88:3228–38.

84. Hong H, Jin H, Ji J, Wang Z, Cai R. Solar thermal power cycle with integration of methanol decomposition and middle-temperature solar thermal energy. Sol Energy 2005;78:49–58.

85. Michel capderou, Atlas solaire de l'Algérie, tome2 Aspect énergétique, EPAU (Ecole polytechnique d'architecture et d'urbanisme) ; Edition n°2075.

86. www.siemens.com/energy.

87. Aspen plus, Copyright (c) 1981-2009 by Aspen Technology, Inc.

88. G.E. Cohen, D.W. Kearny, J.K. Gregory, Final report on the operation and maintenance improvement program for Concentrating solar power plants; 1999, SAND 99-1290.

89. Baghernejad A, Yaghoubi M. Exergoeconomic analysis and optimization of an integrated solar combined cycle system (ISCCS) using genetic algorithm.Energy Convers Manage 2011;52(5):2193–203.

Etude des mouvements du fluide autour d'un radiateur de chauffage placé dans un local. (Amélioration de l'efficacité des émetteurs de chaleur dans les locaux d'habitation).

Abdeldjouad Touahria[1*], Chérif Bougriou[2]

[1,2] Laboratoire de Genie mécanique
[1,2] Département de Génie Mécanique, Faculté de Technologie, Université de Batna,
rue A. Boukhlouf, 05000, Batna, Algérie
E-mail :touahriaabdeldjouad@gmail.com

Résumé - Dans ce présent travail une étude a été effectuée, pour améliorer l'efficacité des émetteurs de chaleur (*radiateur*) dans les locaux d'habitation. Un nouveau système économique du système de la ventilation de radiateur est proposé, où il se base sur l'augmentation du coefficient de transfert de chaleur par convection (α_{con}), des surfaces externes du radiateur, sans ventiler le corps de chauffe par de l'air froid ramené de l'extérieur, car on a vus, et par combinaison du système de la ventilation de radiateur avec une *PAC* que, ceci diminuer le *COP* de la *PAC*, et par conséquence, augmente la consommation de l'installation en énergies (combustion) et rendre l'installation de chauffage coûteuse et non économique. À cet effet, une autre technique est proposée, qui remplace l'air froid à des basses températures (dans le système de la ventilation de radiateur) par un ventilateur placé derrière le corps de chauffe.

Mots Clés: radiateur, système de la ventilation de radiateur, coefficient (α_{con}), *COP*, *PAC*, la turbulence.

Nomenclature

Kt: Coefficient total du transfert de chaleur entre l'eau circulant dans le radiateur et l'air ambiant du local a travers la surface extérieure du radiateur (w/m2 K).
A : Surface d'échange thermique du radiateur (m2),
ΔTm : Température moyenne entre la surface d'échange du radiateur et l'air ambiant du local (K). (C°)

T_{in}: Température d'eau à l'entrée du radiateur (K). (C°) ,

T_{out} : Température d'eau à la sortie du radiateur (K). (C°) ;

T_{air} : Température d'air ambiant du local (K). (C°).
Q_{tot} : La quantité de chaleur totale produise par le radiateur.

$Q_{cv.r}$: La chaleur transmise par convection au niveau de la surface extérieure du radiateur.

$Q_{cv.w}$: La chaleur transmit par convection au niveau de la surface extérieure du mur, Q_{cd} : La quantité de chaleur transmit par conduction à travers le mur.

L_w: Épaisseur du mur (m),

T_{w1} : Température de la surface du mur en face du radiateur (K). (C°),

T_{w2} : Température de la surface du mur extérieure (K). (C°)

m: Débit massique de l'eau chaude (Kg/s).
Cp :Capacité spécifique thermique (kcal/kgC°)(W.s/kg C°),

Tin: Température d'eau à l'entrée du radiateur (K). (C°),

Tout : Température d'eau à la sortie du radiateur (K). (C°)

h : hauteur caractéristique du corps de chauffe (m), *Nu* : nombre de *Nusselt*.

T_{sur}: Température de surface (°C),

T_{air} : Température d'air loin de la surface (°C),

h : longueur caractéristique de la géométrie (m),

U : vitesse du fluide (m/s),

L: longueur " caractéristique "de la géométrie (m),

L_{per} : Le Périmètre (m).

Q: La chaleur produite utile à l'échangeur (Chaleur dégagée au puits chaud),

W:travail mécanique absorbé par le compresseur (Énergie apportée au système).

Tc : La température du réservoir chaud ou source chaude (K),

Tf : La température du réservoir froid ou source froide (K).

g : Accélération de la pesanteur, $m.s^{-2}$

Symboles grecs

λ_{air}: Conductivité de l'air (0,025 w/m K). (kcal/mhc°),

λ_W : Conductivité du mur (w/m K).

λ_r : Conductivité du radiateur (surface) (w/mK);

δ : Épaisseur du mur extérieur d'échange thermique du radiateur (m2) ;

α_{in}:Coefficient d'échange thermique par convection interne entre l'eau circulant et la surface interne des tubes du radiateur (w/m2 K).(kcal/m2hc°)

α_{out} : Coefficient d'échange thermique par convection externe entre la surface externe des tubes du radiateur et l'air ambiant (w/ m2K). (Kcal/m2hc°)

β : Coefficient de dilatation à pression constante (β =3 ,73 .10^{-3}(1/°C)),

υ: viscosité cinématique du fluide (υ = 1,83. 10^{-5}(m2/s)).

Nombres adimensionnels

Pr: Nombre adimensionnel de Prandtl *(Pr=0,71 pour l'air),*

Gr: Nombre adimensionnel de *Grashoft*

Nu : Nombre adimensionnel de Nusselt

Re : Nombre adimensionnel de Reynolds

Ra : Nombre adimensionnel de *Rayleigh*

Indices et exposants

w mur

r Radiateur

1. Introduction

L'étude des phénomènes intervenant dans les écoulements autour du radiateur à l'intérieur du local d'habitation consiste à étudier le transfert de chaleur par convection thermique sous ses trois formes, naturelle, forcée, et mixte, ainsi que par rayonnement, et conduction qu'on peut le trouvé au niveau des surfaces externes du radiateur et des murs du local. Le système d'équation gouvernant l'écoulement traduit la conservation de la masse et de la quantité de mouvement d'air à l'intérieur du local (équations de Navier-Stokes), ainsi que la conservation de son enthalpie (équations d'énergie). Ce système est souvent trop compliqué à résoudre, et nécessite une résolution à l'aide d'un code de champ CFD. Mais on peut estimer des rapports entre les termes des équations de Navier-Stokes dans chacun des modes de convection pour former des nombres adimensionnels, l'utilisation de ces grandeurs adimensionnelles transforme et simplifie les équations de Navier-Stokes, et permet de discuter selon le cas, les résolutions des équations de Navier-Stokes. Dans chacun de cas les nombres adimensionnels peuvent donner une idée générale du type de la convection et le mode d'écoulement.

Dans ce travail, on va étudier le système (radiateur-mur), en se basant sur le mode de transfert de chaleur le plus dominant. Puis, nous allons traiter en deuxième lieu, par les nombres adimensionnels, le cas des modes de convection (naturelle, forcée ou mixte), ainsi que les types d'écoulements (laminaires, ou turbulents), sur une plaque plane verticale, ou circulaire, et la même chose pour quelques écoulements autour d'obstacles de géométrie différentes, pour but d'améliorer l'efficacité des émetteurs de chaleur (*radiateur*) dans les locaux d'habitation. À cet effet, nous avons proposé un nouveau système économique du système de la ventilation de radiateur avec une nouvelle technique, qui remplace l'air froid à des basses températures (dans le système de la ventilation de radiateur) par un ventilateur placé derrière le corps de chauffe. Cette technique se

base sur l'augmentation du coefficient de transfert de chaleur par convection (α_{con}), des surfaces externes du radiateur, sans ventiler le corps de chauffe par de l'air froid ramené de l'extérieur, car on a vus, et par combinaison du système de la ventilation de radiateur avec une *PAC* que, ceci diminuer le *COP* de la *PAC*, et par conséquence, augmente la consommation de l'installation en énergies (combustion) et rendre l'installation de chauffage coûteuse et non économique.

2. Ventilation du radiateur

2.1.Combinaison entre une (PAC) et un système de chauffage.

La pompe à chaleur (*PAC*) est une installation frigorifique dont le cycle est inversé, qui sert à chauffer un espace fermé dans les périodes froides, se compose exactement de les mêmes composants d'une installation frigorifique, où le système étudié se situe à la sortie du moteur du compresseur qui est la source chaude, qui situe à l'intérieur du local à chauffer, la (*PAC*) joue le même rôle qu'une installation de chauffage, ce qui nous permettra de faire une combinaison entre les deux systèmes au titre d'étudier l'efficacité thermique pour des raisons d'améliorer les performances de fonctionnement. (*Figure 1-Gauche*).

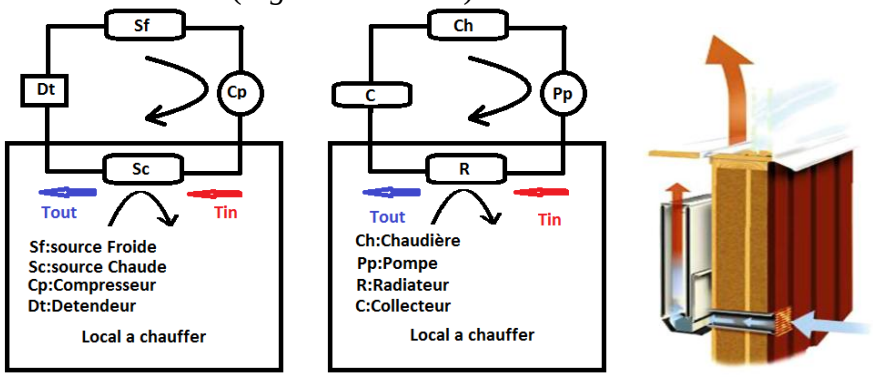


Figure 1 : Gauche : Combinaison entre une PAC et un système de chauffage classique.
Droite : Sketch du système de la ventilation du radiateur.

Pour caractériser l'efficacité d'une pompe à chaleur, on considère, le coefficient de performance calorifique (*COP*).

1.1.1 Principe du système de la ventilation du radiateur

La ventilation du radiateur est une combinaison entre la ventilation et le chauffage où de l'air froid est ramené de l'extérieur du local à chauffer par intermédiaire d'une ouverture sous forme d'un canal au niveau du mur extérieur derrière le radiateur, et soufflé directement vers le radiateur où il subit une réchauffement, avant de le laisser s'écouler dans le local à chauffer. La différence de la température entre l'air ramené et le radiateur est importante que dans les autres systèmes de chauffage ce qui fait augmenter le coefficient d'échange thermique par convection, ceci rendre le radiateur dans le système de la ventilation du radiateur plus efficace que le radiateur de la même puissance dans les systèmes traditionnels. Par conséquence une quantité de chaleur en plus, peut être absorbée ou extraire de l'eau circulant dans le radiateur, et l'eau a la sortie du radiateur ventilé peut théoriquement atteint une température similaire de l'air ambiant dans le local et peut être inferieure ça dépend du débit d'eau circulant dans le radiateur. (*Figure 1- Droite*). [1].

3. Mise en équations de l'écoulement

Dans cette étude le processus de transfert de chaleur est assuré principalement par la convection. Les équations gouvernantes l'écoulement sont : l'équation de continuité, l'équation de l'énergie, et les équations de ***Navier Stockes*** dans le cas d'un *régime permanent, où la densité (ρ) vérifie*

l'hypothèse de boussinesq et l'air est considéré comme un fluide newtonien, incompressible (ou isochore), et obéir la loi de gaz parfait, où la masse volumique est considérée constante.

3.1. Etude du système (radiateur –mur).

La transmission de la chaleur dans la pièce par les corps de chauffe (radiateur) peut s'effectuer par convection et/ou par rayonnement.

3.1.1. Transmission par convection.

Pour le cas des radiateurs dans le cas classique, la convection est naturelle (libre) et l'échange de chaleur est responsable du mouvement. La chaleur transmise par convection au niveau de la surface extérieure du radiateur vers l'air ambiant est : *Qcv.r*, est considérée comme une puissance produite par le passage d'eau a travers le radiateur après avoir perdre la quantité de chaleur dans le local a chauffé par convection, en passant de (T_{in}) a (T_{out}). (*Figure. 2*). Cette quantité de chaleur peut être calculée avec la formule suivante :

$$P = Q_{cv.r} = Kt.A.\Delta Tm \quad (1)$$

Où: $1/Kt = 1/\alpha_{in} + \delta/\lambda_r + 1/\alpha_{out}$, Et : $\Delta T_m = (T_{in}-T_{out}) / \ln (T_{in}-T_{air}/T_{out}-T_{air})$

La plupart des corps de chauffe émettent la chaleur par convection et par rayonnement. Les radiateurs, en revanche, associent les deux modes de transmission, bien que la convection reste en général plus importante. [2].C'est le coefficient d'échange thermique par convection externe entre la surface externe du radiateur et l'air ambiant : α_{out} qui peut exprimer ce phénomène bien que ce dernier peut s'écrire comme :

$$\alpha_{out} = \alpha_{Ray} + \alpha_{Cv} \quad (2)$$

dans une proportion qui dépend des caractéristiques physiques de l'écoulement (régime d'écoulement, type du convection …), et des paramètres physiques de l'eau circulant a l'intérieur du radiateur, ainsi que de la géométrie du corps de chauffe eu même . Le coefficient d'échange thermique par convection peut s'écrire comme :

$$\alpha_{out} = Nu.\lambda_{air}/h \quad (3)$$

3.1.2. Transmission par rayonnement.

On va considérer que l'échange thermique par rayonnement est limité entre la surface extérieure du radiateur en face du mur et la surface du mur, et que la somme des flux thermique par rayonnement est résumée dans un seul flux. Si on considère le système ***radiateur- mur*** (voir Figure.2). Le bilan énergétique total s'écrit comme étant la somme des énergies soit par rayonnement, convection, ou conduction, alors on peut écrire :

$$Q_{tot} = Q_{cd} + Q_{cv} + Q_{Ray} \quad (4)$$

Pour l'air s'écoulant entre le radiateur et le mur, la chaleur gagnée est :

$$Q_{air} = Q_{tot} - Q_{cd} \quad (5)$$

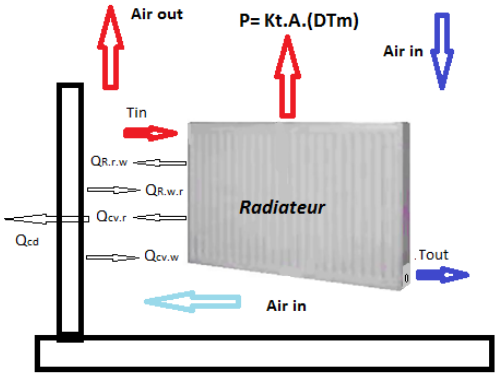


Figure 2 : Balance thermique du système (Radiateur-Mur).

Sachant que la quantité de chaleur transmit par conduction à travers le mur peut s'écrire :

$$Q_{cd} = \lambda_W A / L_w \, (T_{w1}-T_{w2}) \quad (6)$$

Si on adopte que la quantité de chaleur fournie par le passage d'un débit (m), à travers le radiateur est : $Q_{tot} = m.Cp.(T_{in}-T_{out})$ (7)

Alors, le bilan énergétique total gagnée par de l'air en se basant sur la chaleur produite par le corps de chauffe, s'écrit comme étant la somme des deux derniers équations :

$$Q_{air} = Kt.A.\Delta Tm = m.Cp.\,(T_{in}-T_{out}) - \lambda_W A / L_w \, (T_{w1}-T_{w2}) \quad (8)$$

3.2.Ecoulement parallèle à une surface plane ou circulaire.

Dans l'équation (3), le coefficient d'échange thermique par convection est on fonction du nombre adimensionnel de *Nusselt (Nu)*, qui est donné par des corrélations expérimentales. Dans le cas d'une plaque plane verticale où la convection est naturelle, *Nusselt* est donné en fonction du nombre de *Rayleigh* qui est le produit des deux nombres adimensionnels *Grashoft et Prandtl*, [1]. Comme suit :

$$Nu = 1.10.\,(Gr.Pr)^{0.17} \quad \text{quand : } 10<Ra<10^4 \quad (9)$$

$$Nu = 1.48.\,(Gr.Pr)^{0.24} \quad \text{quand : } 10^4<Ra<10^8 \quad (10)$$

$$Nu = 1.16.\,(Gr.Pr)^{0.32} \quad \text{quand : } 10^8<Ra<10^{12} \quad (11)$$

Où, *Grashoft* est:

$$Gr = g.\,\beta.(T_{sur}-T_{air}).\,h^3/\upsilon^2 \quad (12)$$

Dans le cas où la convection est forcée ou mixte, *Nusselt* est donné en fonction du nombre de Reynolds qui nous permet de dire que l'écoulement est turbulent ou laminaire.

$$Re = U.L/\upsilon \quad (13)$$

Le nombre de *Nusselt* est donné dans ce cas, comme suit :

$$Nu = 0.332.\,Re^{1/2}.Pr^{1/3} \quad \text{(Cas de la convection mixte)} \quad (14)$$

$$Nu = 0.0296.\,Re^{4/5}.Pr^{1/3} \quad \text{(Cas de la convection forcée)} \quad (15)$$

Ces équations ci-dessus sont applicable quand : $0,6 < Pr < 60$. Dans le cas où la convection est forcée, et l'écoulement est laminaire ou turbulent ($Re > 5.10^5$), *Nusselt* est donné en fonction du nombre de *Reynolds*, comme suit :

$$Nu = 0.664.\,Re^{1/2}.Pr^{1/3}, \quad 0,5 < Pr < 10 \text{ (écoulement laminaire)} \quad (16)$$

$$Nu = 0.035.\,Re^{4/5}.Pr^{1/3}, \quad 0,6 < Pr < 60 \text{ (écoulement turbulent)} \quad (17)$$

3.3.Ecoulement forcé autour d'un obstacle.

L'écoulement extérieur de l'air circulant est perpendiculaire à l'axe du tube circulaire qui représente un obstacle aux écoulements, c'est le cas -A- dans notre étude, une corrélation expérimentale a été proposée pour ce type de problème par *Hilpert en 1993*. [3], [4], [5], Elle s'écrit:

$$Nu = 0{,}43 + 0.53.Re^{1/2}.Pr^{0.31} \quad \text{, quand : } Re \in [1; 4000] \tag{18}$$

$$Nu = 0{,}43 + 0.193.Re^{0.618}.Pr^{0.31} \quad \text{, quand : } Re \in [4000; 40000] \tag{19}$$

$$Nu = 0{,}43 + 0.265.Re^{0.805}.Pr^{0.31} \quad \text{, quand : } Re \in [40000;400000] \tag{20}$$

Et la corrélation de *davis*, [6], [7] *:*

$$Nu = 0.86.Re_d^{0.43}.Pr^{0.3} \quad \text{, quand : Red} \in [0{,}2;200] \tag{21}$$

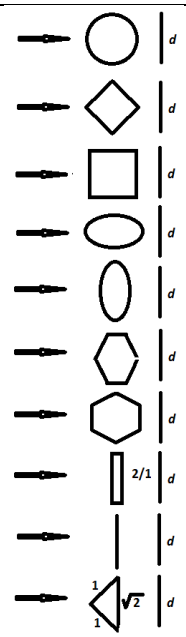
Et la corrélation issue des travaux de *Reiher, Hilpert, Griffiths et Awbery* [6], [7] *:*

$$Nu = 0.26.Re_d^{0.6}.Pr^{0.3} \quad \text{, quand : } Red \in [1000;100000] \tag{22}$$

$$Nu = 0{,}43 + 0.53.Re^{1/2}.Pr^{0.31} \quad \text{, quand : } Re \in [1; 4000] \tag{23}$$

$$Nu = 0{,}43 + 0.193.Re^{0.618}.Pr^{0.31} \quad \text{, quand : } Re \in [4000; 40000] \tag{24}$$

Tableau 1 : Tableau résume les variables C et m de la formule (28).

Cas	Géométries	Red	C	m
A		Les équations : 33, 34, 35,36, et 37.		
B		5.10^3 à 10^5	0,25	0,588
C		$2{,}5.10^3$ à 8.10^3	0,180	0,699
		5.10^3 à 10^5	0,104	0,675
D		$2{,}5.10^3$ à $1{,}5.10^4$	0,25	0,612
E		3.10^3 à $1{,}5.10^4$	0,096	0,804
F		5.10^3 à 10^5	0,156	0,683
G		5.10^3 à $1{,}95.10^4$	0,162	0,683
		$1{,}95.10^4$ à 10^5	0,0395	0,782
H		3.10^3 à 2.10^4	0,264	0,66
I		4.10^3 à $1{,}5.10^4$	0,232	0,731
J		3.10^3 à 2.10^4	0,246	0,61

$$Nu = 0{,}43 + 0.265.Re^{0.805}.Pr^{0.31} \quad \text{, quand : } Re \in [40000;400000] \tag{25}$$

Et la corrélation de *davis*, [6], [7] *:*

$$Nu = 0.86.Re_d^{0.43}.Pr^{0.3} \quad \text{, quand : Red} \in [0{,}2;200] \tag{26}$$

Et la corrélation issue des travaux de *Reiher, Hilpert, Griffiths et Awbery* [6], [7] *:*

$$Nu = 0.26.Re_d^{0.6}.Pr^{0.3} \quad \text{, quand : } Red \in [1000;100000] \tag{27}$$

On considère une série d'obstacle non circulaire de différentes géométries et de diamètre extérieur (d). Le coefficient de convection α_{out}, est la moyenne pour l'ensemble du tube. Ce coefficient est donné selon le cas par la formule générale, simplifiée :

$$Nu_d = C.Re^m.Pr^{0.35} \tag{28}$$

Où, les variables *C* et *m* sont résumées dans le tableau ci-dessus. [8].

3.4.Coefficient de performance calorifique (COP).

Pour caractériser l'efficacité d'une pompe à chaleur, on considère, le coefficient de performance calorifique comme étant le quotient de la chaleur produite (Chaleur dégagée au puits chaud) par le travail fourni (Énergie apportée au système). Si on considère que (*Tc*) est la température du réservoir chaud ou source chaude et (*Tf*) est sûrement la température du réservoir froid ou source froide, on peut écrire, le *COP* comme étant :

$$COP = Q/W = Tc/(Tc-Tf) \quad (29)$$

3.5.Influence de la température d'air extérieur (T_{air}), sur le coefficient de transfert de chaleur par convection (α_{con}).

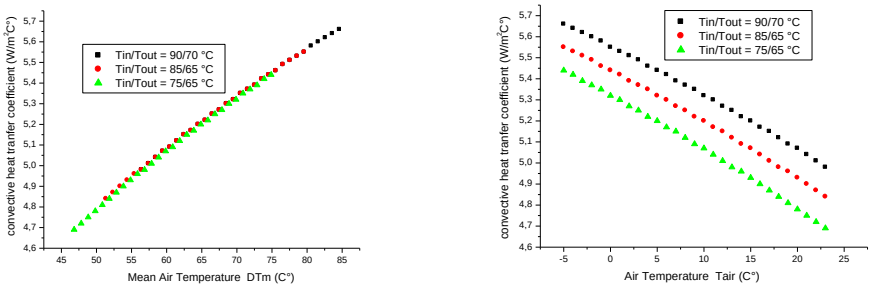


Figure 3 : Variation du coefficient de transfert de chaleur par convection α_{con} avec la température moyenne, cas d'un tube circulaire verticale de h=0.6m

On voit bien clair dans ce graphe, que (α_{con}), augmente avec l'augmentation de la température moyenne , ce qui implique que (α_{con}), augmente avec la décroissance de la température d'air ramené de l'extérieur à l'intérieur du local ; dans tous les cas de type de régime d'alimentation d'eau ; mais reste a dire que (α_{con}), atteint des valeurs maximales quand le régime est de 90/70°C , puis (85/65°C), et enfin (75/65 °C), c.à.d. (α_{con}), augmente avec l'augmentation de la température d'entrée d'eau chaude au radiateur (T_{in}

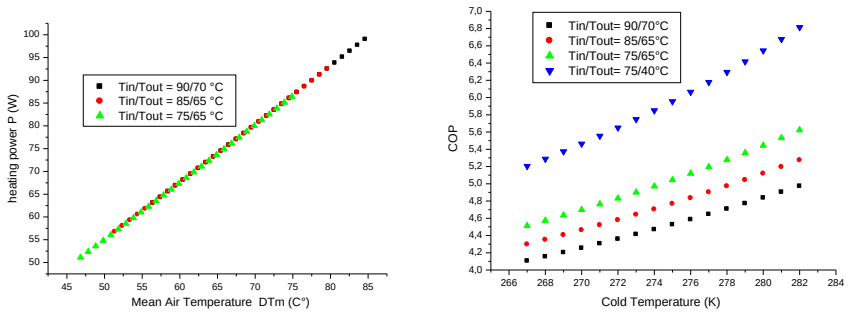


Figure 4 : Gauche - Variation *du pouvoir calorifique du radiateur avec la température moyenne, (régime d'alimentation d'eau chaude 90/70 ,85/65 ou75/65°C). Droite - Variation du coefficient de performance d'une PAC en fonction de la température de la source froide.*

La (*Figure.4-Gauche*), montre que la chaleur qu'on doit fournir au local a chauffé qui est par conséquence égale au pouvoir calorifique du radiateur augmente avec l'augmentation de la température moyenne c.à.d. avec la diminution de la température d'air ramené de l'extérieur, alors : une consommation d'énergie de plus. Ce qui rendre l'installation non économique, et non performante. Ce qui influe directement à la performance de l'installation. Pour des raisons de combinaison entre une *PAC* et un système de chauffage. Il est bien clair (*Voir Figure.4-Droite)*, que le *COP*, se diminue avec la diminution de la température de la source froide dans tous les cas. Et l'installation doive consommer plus d'énergie pour lutter contre la quantité de froid, causé par de

l'air de l'extérieur, ce qui fait augmenter les dépense de l'installation et rendre le coût d'exploitation très élevé.

3.6. Influence de la température d'air extérieur (Tair), sur le coefficient de performance (COP).

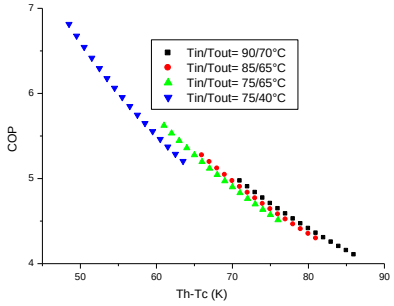


Figure 5 : Variation du coefficient de performance d'une PAC en fonction de la différence de température entre la source chaude et la source froide (Th-Tc) (dont les températures d'entrée et de sortie de la source chaude : 90/70 ,85/65, 75/65, et 75/40 °C)

On voit bien aussi, que le *COP* augmente avec la diminution de la température à la sortie de la source chaude. Aussi, et par combinaison avec le système de chauffage l'installation doive avoir un *COP* très suffisant ou bien optimal : -si on peut avoir une température à la sortie du Radiateur (T_{out}) très basse que possible, pratiquement ça veut dire que le Radiateur a tout cédée sont énergie calorifique dans le local, ce qui augmente le rendement émissif de l'installation. -si on peut diminuer la température à l'entrée du Radiateur (T_{in} *=75°C au lieu de* T_c*=85°C*), en fixant la température à la sortie (T_{out}*=65°C*). Aussi, on observe que si on diminue la température de la sortie de la source chaude, *le COP augmente*. Le même si on peut diminuer la température à l'entrée et à la sortie du Radiateur le maximum. Pratiquement ça veut dire, qu'on a économisé de l'énergie et du coût du combustible, ce qui rendre l'installation économique. Comme nous voyons dans la (figure .5), les mêmes remarques précédentes sont vérifiées, on remarque en plus, que le coefficient de performance *COP* de la *PAC*, diminue avec l'augmentation de la différence de température entre la source chaude et la source froide (T_h-T_c), ca veut dire que pour avoir un *COP* élevé, on doit diminuer l'écart entre la température de la source chaude et la température de la source froide (T_h-T_c). Par combinaison avec le système de chauffage l'installation doive consommer moins d'énergie pour que la combustion et le coût d'exploitation vas diminuer, ce qui rendre l'installation économique. Notant également que les températures de fonctionnement des chaudières actuelles, généralement limitées à 75°C, qui fonctionnent en basse et très basse température car les logements sont maintenant très bien isolés et ne demande donc plus des températures élevées. Alors et après ces résultats, on peut conclus que pour améliorer la performance de fonctionnement d'une installation de chauffage, du point de vue thermique, on doit élever au maximum l'échange thermique entre les surfaces externes des corps de chauffe (Radiateur) et l'air ambiant dans le local à chauffer, ceci peut être réalisable si on assure : -L'augmentation de la température d'entrée d'eau chaude au radiateur (T_{in}). Où le coefficient de transfert de chaleur par convection (α_{con}) va augmenter. Mais pratiquement ça veut dire, qu'on va augmenter la consommation de chaudière au combustible, ce qui rendre l'installation pas économique, et influe directement sur la performance de l'installation. -Une température à la sortie du Radiateur (T_{out}) très basse que possible, pour que le Radiateur cède toute sa chaleur calorifique dans le local. Sans ramener de l'air de l'extérieur à des températures basses pour que l'installation de chauffage ne doive pas consommer plus d'énergie, ce qui fait augmenter les dépenses de l'installation et rendre le coût d'exploitation très élevé.- Une diminution de la température à l'entrée et à la sortie du Radiateur le maximum, en même temps pour avoir un *COP* très suffisant ou bien, optimal.-Après ses résultats et d'après le principe du

système de la ventilation du radiateur, on peut proposer un modèle d'un nouveau système qui est le système de la ventilation du radiateur économique, qu'on va l'étudier ci après. Finalement, Comme nous voyons dans ce graphe, que le meilleur *COP* dans tout les cas est le dernier où on a diminué la température de la sortie de la source chaude jusqu'à 57,5°C, où on voit que le *COP* est égal à 6,8 > 5 (très suffisant).

3.6.1. Principe du système de la ventilation du radiateur économique.

Dans le nouveau système on place un ventilateur à des vitesses variables, derrière le radiateur menu d'un système de régulation local, qui va aspirer de l'air du local loin du radiateur à des températures basses et le souffler directement vers le radiateur pour l'échauffer. A cet effet là, le Radiateur cède toute sa chaleur calorifique dans le local à chauffer et la très basse que possible température à la sortie du Radiateur (T_{out}) est assurée. Sans augmenter la consommation de la chaudière et rendre le coût d'exploitation élevé. La quantité de chaleur en plus, peut être absorbée ou extraire de l'eau circulant dans le radiateur, est aussi très importante dans notre nouveau système, et l'eau à la sortie du radiateur peut pratiquement atteint une température similaire de l'air ambiant dans le local ça dépend de la température de consigne du système de régulation (ΔT_c) qui est la différence entre la température de l'air ambiant et la température de l'eau à la sortie du radiateur, qu'on doit la fixer à 2 °C jusqu'à 5 °C comme valeur maximale. Reste à avoir quel est le meilleur emplacement du ventilateur au dessous du radiateur (écoulement d'air parallèle), ou derrière le radiateur (écoulement d'air perpendiculaire à l'axe des tubes du radiateur) pour augmenter le coefficient d'échange thermique par convection.

3.7. L'influence du type d'écoulement de l'air (parallèle ou perpendiculaire à l'axe du tube) sur le coefficient (α_{con}), dans des diamètres d(m) varient de 0,10 (m) à 0,20 (m), avec l'augmentation de la vitesse.

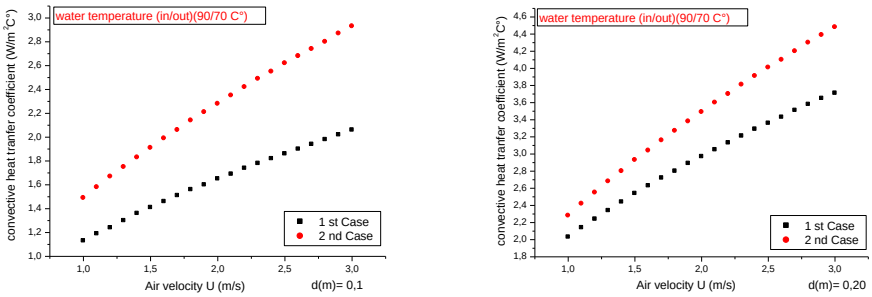


Figure 6 : Variation du coefficient de transfert de chaleur par convection αcon avec la vitesse de l'air ambiant, cas d'un tube circulaire vertical de h=0.6 m, dans les deux cas (écoulement parallèle et perpendiculaire à l'axe du tube) dans des diamètres différents.

On voit bien clair que le coefficient de transfert de chaleur par convection (α_{con}), est plus grand dans le cas des tubes circulaires verticales où l'écoulement est perpendiculaire à l'axe, que, dans l'autre cas des tubes circulaires verticales où l'écoulement est parallèle au tube, dans tous les diamètres varient de *0,10 (m) à 0,20 (m),* avec l'augmentation de la vitesse de *0,10 (m /s) à 0,30 (m/s)* où on a créé l'écoulement turbulent .

3.8. L'influence de la géométrie du tube sur le coefficient de transfert de chaleur par convection (α_{con}), dans les différents diamètres d(m), avec un écoulement d'air perpendiculaire à l'axe.

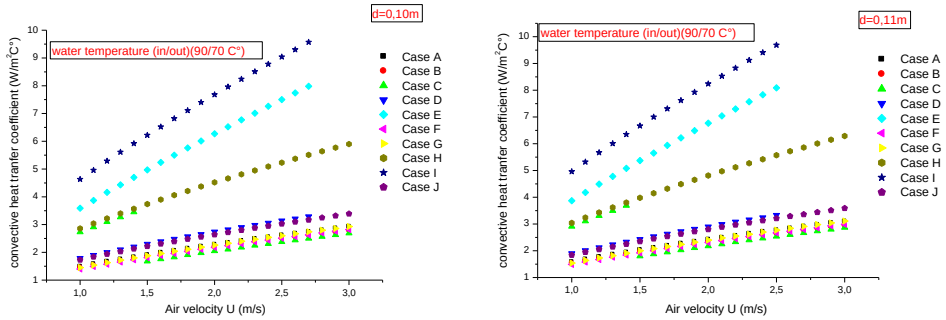


Figure 8 : Comparaison du coefficient de transfert de chaleur par convection αcon dans les diverses géométries dans le cas d'écoulement perpendiculaire à l'axe, et le diamètre constant

on voit que le coefficient de transfert de chaleur par convection (α_{con}), est plus grand (dans tous les diamètres) dans le cas : I, *puis E, H, C, D, J, A, B, G, et à la fin F*. Reste a noter que pour dire que ce tube avec cette géométrie est meilleur de façon définitive qu'un autre il ne faudra jamais oublier que le tube circulaire est absolument le meilleur dans les écoulements interne des fluides , surtout dans notre cas l'eau chaude circule à l'intérieure des tubes et joue un très grand rôle dans le transfert de chaleur ou l'échange thermique.

4. Conclusion

Dans cette étude, nous avons amélioré l'efficacité des émetteurs de chaleur (*radiateur*) dans les locaux d'habitation, et nous avons proposé un nouveau système économique du système de la ventilation du radiateur, qu'il se base sur l'augmentation de l'échange thermique au niveau du radiateur placé dans le local à chauffer. Comme le système de la ventilation du radiateur proposé par *Myhren* [1], où le corps de chauffe (*radiateur*) est ventilé par de l'air froid ramené de l'extérieur pour pouvoir absorber toute la chaleur d'eau chaude circulant dans le corps de chauffe (*radiateur*), et sort avec une température (T_{out}) minimale le maximum, ainsi que pour créer la turbulence dans l'écoulements. Dans cette étude, nous avons vus, et par combinaison du système de la ventilation de radiateur avec une *PAC* que, ceci diminuer le *COP* de la *PAC*, et par conséquence, augmente la consommation de l'installation en énergies (combustion) et rendre l'installation de chauffage coûteuse et non économique. à cet effet, nous avons proposé une autre technique, qui remplace l'air froid à des basses températures, par un ventilateur placé derrière le corps de chauffe, qui fait ventiler ce dernier et faire s'écouler l'air interne du local à des vitesses variables pour créer la turbulence, en ramenant de l'air loin du radiateur à des températures relativement inferieures à la température du radiateur pour l'échauffer. Et pour assurer l'échange thermique optimal, on a étudier comment augmenter le coefficient de transfert de chaleur par convection (α_{con}), entre l'air ambiant et les surfaces extérieures du radiateur, et on a trouvé qu'on peut atteint ce but par: l'augmentation de la température d'entrée d'eau chaude au radiateur (T_{in}), mais ce ci peut toucher la consommation d'énergie de l'installation ,tandis que l'installation doive avoir un *COP* très suffisant ou optimal, quand la diminution de la température à l'entrée et à la sortie du Radiateur en même temps est maximal, aussi bien dans l'écoulement perpendiculaire à l'axe du tubes du radiateur, que dans l'écoulement parallèle aux tubes. Du point de vue géométrique des tubes, le coefficient de transfert de chaleur par convection (α_{con}), est plus grand (avec tous les diamètres) dans le cas des plaques planes et des tubes de forme elliptique (et non circulaire). Par conséquences, le système de la ventilation du radiateur économique proposé, nécessite un radiateur des tubes elliptiques et non

circulaires, ventilé du derrière par un ventilateur à vitesse variable, se situe contre un mur extérieur bien isolé.

Références

5. Jonn Are Myhren, Sture Holmberg Design, 2009. Considerations with ventilation-radiators: Comparisons to traditional two-panel radiators, Energy and Buildings 41 (2009) 92–100. Department of Fluid and Climate Technology, School of Technology and Health, KTH, Alfred Nobels Alle´ 10, SE-14152 Huddinge, Stockholm, Sweden
6. J. Schietecat. le chauffage central dans les habitations. Edition 1998, Centre Scientifique et Technique de la Construction (CSTC) Etablissement reconnu en application de l'arrêté-loi du 30 janvier 1947/ 21-23, rue de la Violette B-1000 Bruxelles. Dépôt légal : D/1998/5322/13
7. Churchill, S.W. 1976. A comprehensive correlation equation for forced convection from a flat plate,AIChE J. 22(2), 264.
8. Churchill, S.W. and Bernstein, M. 1977. A correlating equation for forced convection from gases and liquids to a circular cylinder in cross flow, J. Heat Transfer, 99, 300.
9. Churchill, S.W. and Ozoe, H. 1973. Correlations for laminar forced convection with uniform heating inflow over a plate and in developing and fully developed flow in a tube, J. Heat Transfer, 18, 78.
10. Morgan, Vincent T., 1975. The overall convective heat transfer from smooth circular cylinders, inAdvances in Heat Transfer, Irvine, T.F. and Hartnett, J.P., Eds., 11, 199, Academic Press, New York.
11. Zukauskas, A. 1987. Convective heat transfer in cross flow, in Handbook of Single-Phase ConvectiveHeat Transfer, Kakaç, S., Shah, R.K., and Win Aung, Eds., Wiley-Interscience, New York.
12. Jakob, H., 1949. Heat Transfer, John Wiley & Sons, London.Kays, W.M. and Crawford, M.E. 1993. Convective Heat and Mass Transfer, 3rd ed., McGraw-Hill, New York.

L'écoulement et le transfert thermique au sein d'un canal horizontal muni d'obstacles poreux

K. Bouarnouna[1,*], A. Boutra[1,2], K. Ragui[1], Y.K. Benkahla[1]

[1]Laboratoire des Phénomènes de Transfert, Université de sciences et de Technologie Houari Boumediene
[2]Ecole Préparatoire des Sciences et de la Technologie, BP. 32 El Alia, 16111 Bab Ezzouar, Alger, Algérie
bouarnouna2014@gmail.com

Résumé – Dans ce travail, nous présentons une étude numérique décrivant l'écoulement et le transfert thermique d'un fluide newtonien au sein d'un canal horizontal en présence de trois obstacles poreux montés sur sa paroi inférieure. Un déflecteur mince, considéré comme adiabatique, est inséré à l'intérieur du canal en vue de contrôler l'écoulement du fluide convectif. L'étude paramétrique a été réalisée en tenant compte une large gamme du nombre de Darcy, 10^{-1}-10^{-5}, et du nombre de Reynolds, 100-600. Les résultats obtenus montrent un effet considérable de ces paramètres sur la structure d'écoulement et l'échange thermique au sein du canal, ne peut être négligés. Il est à noter que l'approche numérique de Boltzmann sur réseau (LBM-MRT) a été utilisée. Le modèle bidimensionnel D2Q9 à 9 vitesses discrètes a été adopté pour simuler l'aspect dynamique du problème, tandis que le modèle D2Q5 est développé pour le champ thermique.

Mots Clés : Canal horizontal, obstacles poreux, adiabatique déflecteur, écoulement laminaire, transfert thermique, Lattice-Boltzmann approche.

Nomenclature

d	longueur de l'obstacle, *m*
g	accélération de la pesanteur, $m.s^{-2}$
h	hauteur de déflecteur
H	hauteur du canal, *m*
L	longueur du canal, *m*
Pr	nombre de Prandtl, $= \nu / \alpha$
Re	nombre de Reynolds, $= \rho U_0 H/\mu$
t	temps, *s*
T	température, *K*
Nu	nombre de Nusselt Local
Nu_m	nombre de Nusselt moyen
u, v	composantes de la vitesse, $m.s^{-1}$
u_0	vitesse d'entrée de gaz, $m.s^{-1}$
W	distance de séparation
x, y	coordonnées cartésiennes
Symbole grecs	
ρ	densité du fluide, $kg.m^{-3}$
μ	viscosité dynamique du fluide, $kg.m^{-1}.s^{-1}$
ν	viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
α	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$

1. Introduction

Le transfert thermique par convection au sein d'un canal muni d'obstacles a été largement rencontré dans l'industrie, citant à titre d'exemple les processus de dépôt de vapeurs chimiques, les échangeurs de chaleur, le refroidissement des réacteurs nucléaires, ainsi que les systèmes électroniques [1]. De ce fait, l'approche numérique est adoptée afin d'expliquer, et améliorer, ce phénomène rencontré dans ces réseaux industriels.

De nombreuses approches numériques ont été développées, le long de ces années, afin de simuler les différents types d'écoulements du fluide convectif, parmi lesquels nous citons Lattice Boltzmann, notée par l'abréviation LBM-MRT, qui est l'une des méthodes les plus puissantes et plus utilisées durant les études numériques des problèmes relatifs aux écoulements et au transfert thermique.

Au sein d'un canal caractérisé par un milieu partiellement ou totalement poreux, beaucoup de travaux numériques peuvent être cités, comme ceux d'Al-Nimr et *al*. [2] qui ont analysé numériquement le phénomène de la convection au sein d'un canal vertical totalement poreux, Guo et Zhao **[**3] qui ont proposé un modèle de Boltzmann pour l'écoulement des fluides incompressibles en milieux poreux, Shokouhmand et *al*. [4] qui ont traité l'écoulement laminaire d'un fluide newtonien au sein d'un canal totalement et partiellement poreux, bien que Seta et *al*. [5] qui ont examiné la convection naturelle dans les milieux poreux.

A la lumière de ces travaux, nous allons analyser numériquement l'influence de la présence des obstacles poreux, sur l'écoulement et l'échange thermique d'un fluide newtonien au sein d'un canal horizontal. Pour compléter notre étude, la présence d'un déflecteur adiabatique sur les caractéristiques hydrodynamique et thermique du fluide convectif est aussi prise en considération. Noter que la méthode de Boltzmann sur réseau, avec des temps multiples de relaxation (MRT-LBM), est adoptée comme stratégie numérique.

2. Description du modèle physique

Le problème physique considéré dans cette étude, (voir Figure.1), est celui d'un écoulement laminaire et bidimensionnel de l'air froid (T_f=0) au sein d'un canal horizontal, d'une hauteur H et une longueur L = 15 H, dont les parois sont considérées comme adiabatiques. Trois obstacles identiques poreux de forme rectangulaire sont montés sur les sources chaudes (T_c=1) qui se trouvent au niveau de la paroi inférieure du canal. Ces obstacles sont séparés par une distance fixe notée w, qui est égal à 4 d. Afin de contrôler l'écoulement et l'échange thermique, un déflecteur, thermiquement isolé, d'une hauteur h = H/8 est placé verticalement à l'intérieur du canal.

Il est à noter que toutes les propriétés physiques du fluide caloporteur sont supposées constantes et uniformes, à l'exception de la masse volumique, dans le terme de poussée, qui suit l'approximation de Boussinesq [6].

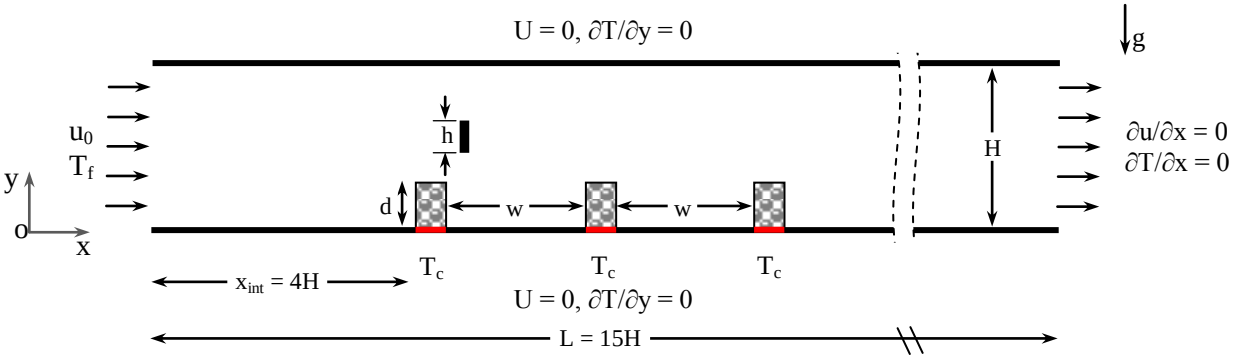


Figure 1 : *Schématisation de problème physique et des conditions aux limites.*

3. Lattice-Boltzmann approche

Considérons un modèle bidimensionnel, à neuf vitesses discrètes, appelé modèle D2Q9, sur une grille carrée de pas $\Delta x = \Delta y = 1$ (*voir Figure 2*). Les particules fluides se déplacent d'un nœud de la grille vers le nœud voisin avec les vitesses discrètes, données comme montre e_j [7]:

$$ej = \begin{cases} (0,0) & pour\ j = 0 \\ \left\{\cos(i-1)\frac{\pi}{2}, \sin(i-1)\frac{\pi}{2}\right\} c & pour\ j = 1,2,3\ et\ 4 \\ \left\{\cos(2i-9)\frac{\pi}{4}, \sin(2i-9)\frac{\pi}{4}\right\} \sqrt{2}\ c & pour\ j = 5,6,7\ et\ 8 \end{cases} \quad (1)$$

où $c = \Delta x/\Delta t$ avec le pas de temps $\Delta t = 1$.

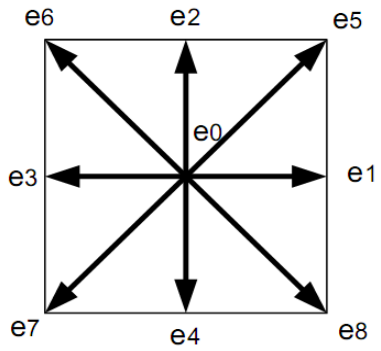


Figure 2 : *Modèle D2Q9*

Les vecteurs e_j qui portent les vitesses discrètes peuvent être défini comme suit :

$$\begin{aligned} &e_0 = (0,0) \\ &e_1 = (1,0)\ ;\ e_2 = (0,1)\ ;\ e_3 = (-1,0)\ ;\ e_4 = (0,-1) \\ &e_5 = (1,1)\ ;\ e_6 = (-1,1)\ ;\ e_7 = (-1,1)\ ;\ e_8 = (1,-1) \end{aligned} \quad (2)$$

L'équation d'évolution temporelle de l'état du fluide est donnée par [8]:

$$f_j(x + v_j\Delta t, t + \Delta t) = f_j(x + t) + \Omega_j\ f_j(x + t), \quad i = 0,1,...,8 \quad (3)$$

Où f_i est la fonction de distribution d'une particule et Ω est l'opérateur de collision représentant la variation de la fonction de distribution due aux collisions particulaires.

La linéarisation de cet opérateur autour de la fonction de distribution à l'équilibre local f_i^{eq} apporte une simplification importante de la méthode LBM.

A chaque nœud du domaine, on calcule un ensemble de neuf moments associés aux neuf fonctions de distribution, qui sont liées par la transformation linéaire [9] :

$$m = M.f \quad (4)$$

où la matrice M d'ordre 9.

Pendant l'étape de collision qui est locale en espace, trois moments sont conservés (la densité et la quantité de mouvement, suivant la direction longitudinale et la direction transversale), les six moments restants, non conservés, sont calculés à partir d'une simple équation de relaxation linéaire vers les valeurs d'équilibre qui dépendent des quantités conservées [10]:

$$m_k^*(x,t) = (1-s_k)m_k(x,t) + s_k m_k^{eq} \quad (5)$$

Où $s_k = \Delta t/\tau_k$ étant le taux de relaxation, τ_k est le temps de relaxation, m_k^* est le moment après collision et m_k^{eq} est la valeur d'équilibre des moments.

Pour une raison de la stabilité, les taux de relaxation vérifient la double inégalité $0 \leq s_k \leq 2$.

La viscosité cinématique du fluide peut être définie par la suite comme [4] :

$$\nu = \frac{1}{3}\left(\frac{1}{s_8} - \frac{1}{2}\right) \quad (6)$$

Les nouvelles fonctions de distribution f^* sont calculées à partir des nouveaux moments m^* :

$$f^* = M^{-1} m^* \quad (7)$$

A l'échelle Macroscopique, la densité de masse et la vectrice vitesse sont donnés comme suite [10]:

$$\rho = \sum_{j=0}^{8} f_j(x,t) \quad (8)$$

$$u(x_i,t) = \frac{1}{\rho}\sum_{j=0}^{8} v_j f_j(x_i,t) \quad (9)$$

Le transfert de chaleur entre les obstacles (chauds) et le fluide (froid) est caractérisé par les nombres de Nusselt local Nu et moyen Nu_m :

$$Nu = \frac{2H}{T_m - T_c}\left.\frac{\partial T}{\partial y}\right|_{y=0} \qquad et \qquad Nu_m = \sum \frac{1}{x_2 - x_1}\int_{x_1}^{x_2} Nu.dx \quad (10)$$

Où T_m est la température moyenne :

$$T_m = \frac{\int_0^H u.T dy}{\int_0^H u.dy} \quad (11)$$

4. Validation du code de calcul

Dans le but de vérifier la fiabilité de nos simulations numériques, quant au phénomène de convection, nous avons confronté nos résultats à une solution analytique donné par [11]. En effet, le profil de vitesse d'un fluide newtonien au sein d'un espace constitué par deux plaques parallèles est donné par la formule suivante [11]

$$\frac{U}{U_0} = 1.5\left[1-\left(\frac{x}{H}\right)^2\right] \qquad (12)$$

où U est sa vitesse et U_0 sa vitesse d'entrée. H étant la largeur du canal, x est la coordonnée d'un point à l'intérieur du canal sur l'axe Ox orienté selon la largeur du canal.

La Figure 3, traduisant le rapport U/U_0 comme une fonction de la distance x, montre une excellente concordance avec la solution exacte obtenue analytiquement, ce qui nous confirme la validité de la méthode qu'on a utilisée.

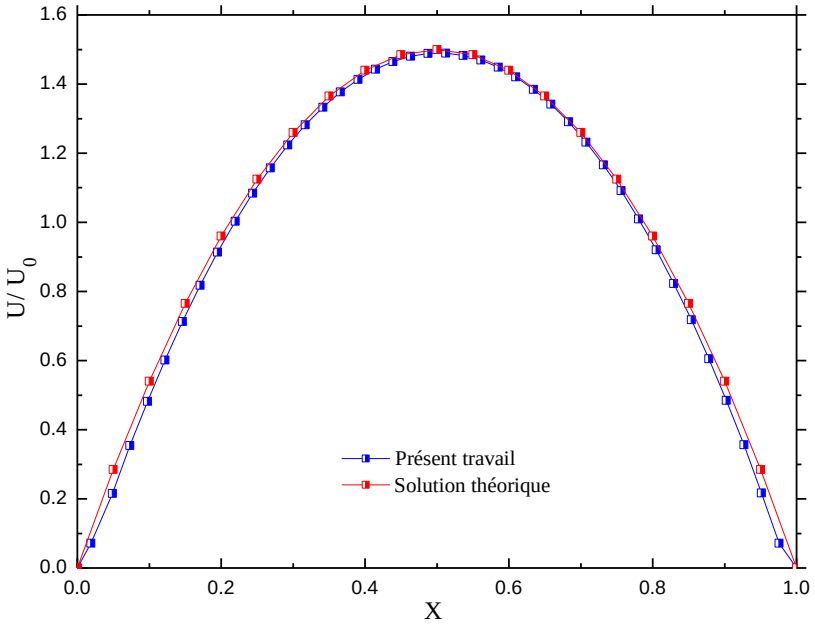


Figure 3 : *Validation du code de calcul*

.

Résultats et discussion 5.

5.1. Influence du nombre de Darcy

Commençons au préalable par l'étude de l'effet du nombre de Darcy Da, sur le comportement hydrodynamique de l'air froid au sein du canal en absence ou en présence du déflecteur. Les obstacles poreux sont montés sur les sources thermiques localisées sur une portion de longueur de la paroi inférieure du canal.

Les figures 4(a-f) présentent les lignes de courant pour différentes valeurs du nombre de Darcy ($10^{-1} \leq Da \leq 10^{-5}$). Pour des valeurs importantes du nombre de Darcy, 10^{-1} et 10^{-3}, le fluide arrive à pénétrer ces obstacles poreux sans perturbation ni freinage important.

Allant un peu loin, et avec une valeur de 10^{-5}, nous remarquons la naissance des zones de recirculation après chaque obstacle poreux. Ce phénomène est référé à la nature de ces obstacles, qu'ils deviennent solides et donc la vitesse de pénétration du fluide caloporteur devient très faible, voir nul.

Là ou le déflecteur adiabatique est placé au sein du canal, figures 4(b,d,f), des vortex contrarotatifs se manifestent derrière ce dernier. Ces zones de recirculations, qui sont fonction du nombre de Darcy, perturbent l'écoulement du fluide, spécialement au niveau du premier obstacle poreux, ce qui améliore sa vitesse à ce stade et affectera le transfert thermique par la suite.

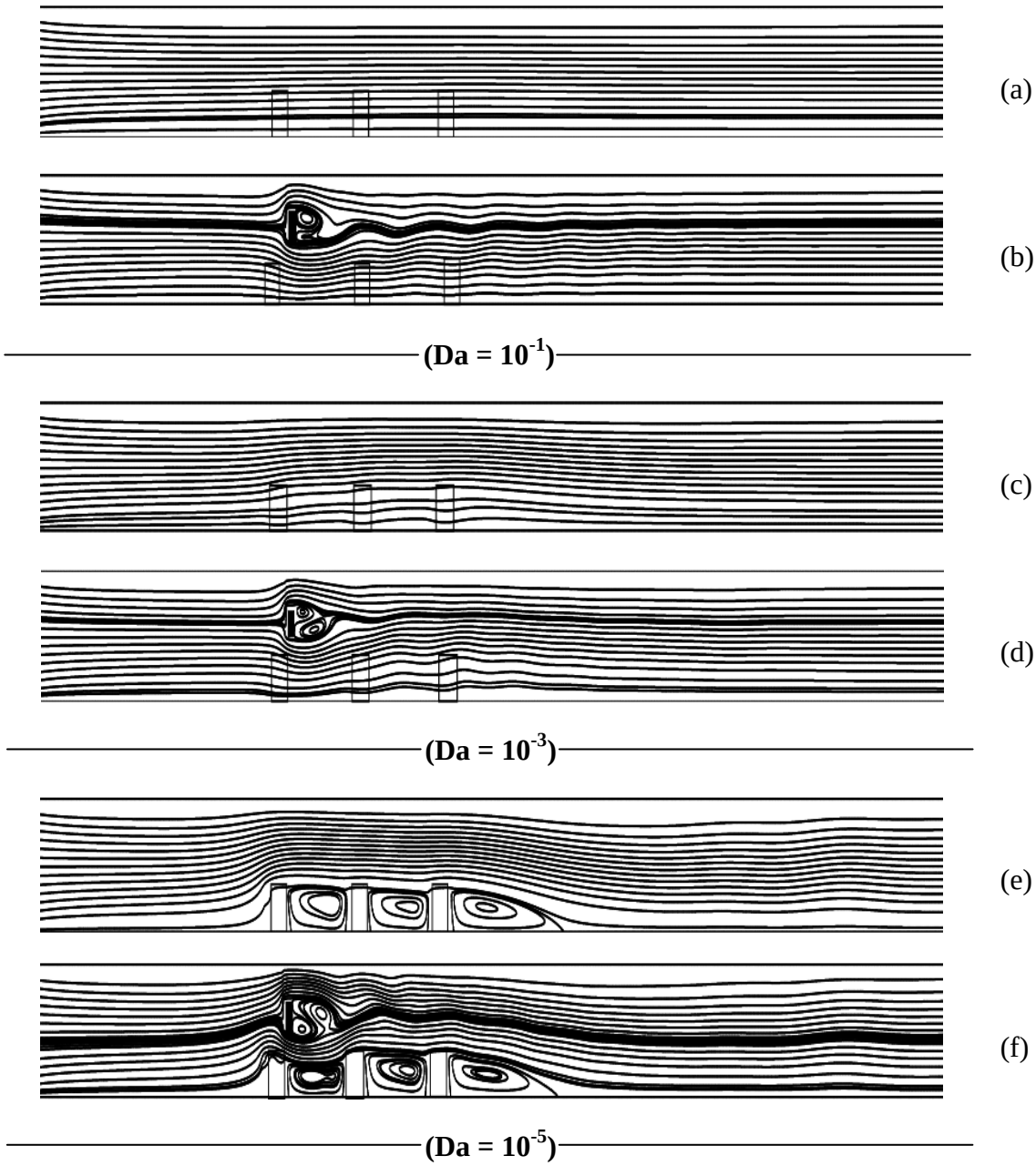


Figure 4: *Lignes de courants du fluide à Re = 200, (sans et avec déflecteur).*

Figure 5 présente l'évolution du taux de transfert, calculé au sein du canal pour chaque source chaude, avec les différentes valeurs du nombre de Darcy. Ce dernier, représenté par le nombre du Nusselt moyen, se trouve comme une fonction décroissante du nombre de Darcy.

En effet, le meilleur transfert est calculé avec une valeur de Darcy égale à 10^{-1}, vu qu'a cette valeur, le milieu est quasi-fluide ce qui favorise le transfert thermique entre le fluide froid et les

sources chaudes, contrairement au cas de Da = 10^{-5} où le milieu est totalement solide, ce qui rend le transfert thermique très faible.

Notons que le taux de transfert thermique ce trouve très important au niveau du premier 1er bloc, (c.-à-d., première source chaude). Ce phénomène peut être référé au gradient de température, qui décroit loin de la première source chaude, vu que la température du fluide augmente.

En présence du déflecteur, le taux de transfert thermique se trouve plus important, suite du comportement hydrodynamique du fluide présenté ci-dessus. Cette amélioration non négligeable du transfert est de l'ordre de 15 % pour une valeur de Darcy égale à 10^{-2} (Re = 200).

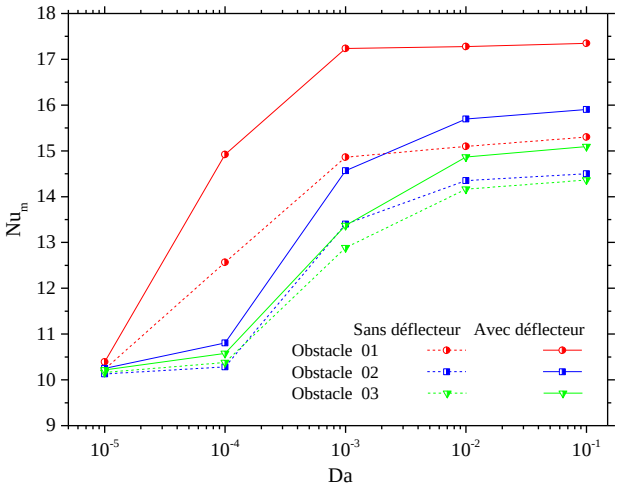


Figure 5 : *Variation du nombre de Nusselt moyen de chaque source chaude (Sans et avec déflecteur).*

5.2. Influence du nombre de Reynolds

Le tableau ci-dessous présente le nombre de Nusselt moyen de chaque source chaude, (*c.-à-d. chaque obstacle poreux*), pour deux différentes valeurs du nombre de Reynolds à savoir Re = 200 et 600, respectivement, et ce en absence et en présence du déflecteur.

Le taux de transfert thermique est relevé comme une fonction croissante du nombre de Reynolds, comme la vitesse du fluide augmente, et par voie de conséquence le transfert thermique.

L'utilisation de déflecteur par la suite améliore considérablement le transfert thermique. Cette amélioration est de l'ordre de 16% au niveau de la source 01, 11% au niveau de la source 02, et de l'ordre de 12% pour la source 03.

Tableau 1 : *Nusselt moyen sur les trois obstacles*

		Obstacle 01	Obstacle 02	Obstacle 03
Re = 200	Sans déflecteur	14,97	14,35	14,17
	Avec déflecteur	17,28	15,69	14,87
Re = 600	Sans déflecteur	20,26	19,14	18,62
	Avec déflecteur	23,99	21,51	21,05

5.3. Influence de la position de déflecteur

La figure 6 présente l'évolution du Nusselt moyen, calculé au sein du canal, pour trois déférentes positions du déflecteur adiabatique, à savoir : avant les obstacles poreux, entre et bien après ces derniers. Suite des résultats obtenus, l'emplacement de déflecteur juste au-dessus de deuxième obstacle est recommandé afin d'optimiser le taux de transfert thermique au sein du canal.

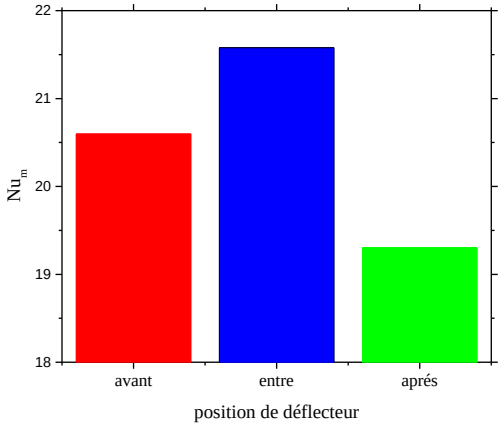


Figure 6 : *Nusselt moyen au sein du canal pour déférentes position de déflecteur (Avant, entre et après les obstacles poreux)*

6. Conclusion

L'étude de comportement hydrodynamique et thermique d'un fluide newtonien au sein d'un canal horizontal muni des obstacles poreux, montés sur sa paroi inférieure, au-dessus des sources chaudes, a été réalisée par voie numérique en utilisant un code de calcul basé sur la méthode de Boltzmann sur réseau. L'effet du nombre de Darcy, du nombre de Reynolds, et la présence d'un déflecteur adiabatique sur l'écoulement du fluide et le transfert thermique a été examiné.

Cette étude nous a permis de constater que le refroidissement des obstacles poreux est d'autant meilleur que les nombres de Darcy et de Reynolds sont importants.

La présence d'un déflecteur adiabatique au sein du canal peut améliorer d'une manière très efficace le taux de transfert thermique, spécialement quand il est placé au centre de l'obstacle central.

Références

[1] T. Icoz and Y. Jaluriam, Numerical simulation of boundary conditions and the onset of instability in natural convection due to protruding thermal sources in an open rectangularchannel, Numerical heat transfer, part A, 48 (2005), pp. 831-847.

[2] M.A. Al-Nimr and M.A. Hader, MHD Free Convection Flow in Open-Ended Vertical Porous

Channels', Chemical Engineering Science, 54, N°12 (1999), pp. 1883–1889.

[3] Z. Guo and T.S. Zhao, Lattice Boltzmann model for incompressible flows through porous media, Phys. Rev. E 66 (2002), pp. 306-304.

[4] H. Shokouhmand, F. Jam and M.R. Salimpour, Simulation of laminar flowand convective heat transfer in conduits filled with porous media using Lattice Boltzmann Method Int.Communications in Heat and Mass Transfer, 36 (2009), pp. 378–384.

[5] T. Seta, E. Takegoshi and K. Okui, Lattice Boltzmann simulation of natural convection in porous media, Math. Comput. Simul, 72 (2006), pp. 195–200.

[6] Bejan, A., 2004, Convection heat transfer, John Wiley and Sons, Inc., Hoboken, New jersey, USA.

[7] Y. Peng, C. Shu, Y.T. Chew, Simplified thermal lattice Boltzmann model for

incompressible thermal flows, Phys. Rev. E 68 (2003) 026701

[8] McNamara G., Zanetti, Use of the Boltzmann equation to simulate lattice-gas automata, Physical Review Letters, vol.

[9] A. Mezrhab, M. Bouzidi and P. Lallemand, Hybrid lattice Boltzmann finite-difference simulation of convective flows, Computer and Fluids, 33 (2004),pp. 623-641.

[10] Tekitek M.M., identification de modèles et de paramètres pour la méthode de Boltzmann sur réseau. Thèse pour l'obtention du diplôme de docteur en sciences ; Université de Paris sud, 2007.

[11] J. Psihogios. M.E. Kainourgiakis. A.G. Yiotis. A. Th. Papaioannou and A.K. Stubos, A Lattice Boltzmann study of non newtonian flow in digitally reconstructed porous domains, 2007.

Etude numérique de l'évaporation dans un canal verticalà parois humides

Karima SELLAMI[1*], Nabila LABSI[1], Imene BOUCHELKIA[1], M'barek FEDDAOUI[2], Youb Khaled BENKAHLA[1]

[1]Laboratoire des Phénomènes de Transfert, Equipe RSNE
Département de Génie chimique et de Cryogénie, Faculté de Génie Mécanique et de Génie des Procédés. Université des Sciences et de Technologie Houari Boumediene,
BP. 32 El Alia, 16111 Bab Ezzouar, Alger, Algérie
[2]Laboratoire GEMS
Département de Génie des Procédés, Ecole Nationale des Sciences Appliquées d'Agadir, Université Ibn Zohr, Maroc
[*]auteur correspondant : sellami_karima@yahoo.fr

Résumé - La présente étude numérique porte sur l'évaporation par convection forcée dominante d'un film d'eau laminaire au sein d'un canal vertical à parois humides maintenues à une température constante. Les équations générales de conservation ainsi que les conditions aux limites associées, sont discrétisées par le biais de la méthode des volumes finis et le couplage pression-vitesse est traité par l'algorithme SIMPLER. L'étude se focalise sur l'analyse de l'effet de la vitesse et de l'humidité relative de l'air à l'entrée, sur le comportement hydrodynamique et thermique de l'écoulement de l'air humide.

Mots Clés : Evaporation d'un film d'eau, convection forcée dominante, canal vertical, paroi humide, méthode des volumes finis.

Nomenclature

b	largeur du canal, *m*
Cp	chaleur spécifique du fluide à pression constante, $J.kg^{-1}.K^{-1}$.
D_h	diamètre hydraulique, *m*
D	diffusivité massique, $m^2.s^{-1}$
g	accélération de la pesanteur, $m.s^{-2}$
k	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
L	longueur de la conduite, *m.*
Nu_s	nombre de Nusselt sensible $\mathrm{Nu_s} = \frac{2\mathrm{h}}{(\mathrm{T_w}-\mathrm{T_m})}\left.\frac{\partial \mathrm{T}}{\partial \mathrm{y}}\right\|_{\mathrm{w}}$
Nu_l	nombre de Nusselt latent $\mathrm{Nu_l} = \frac{2\mathrm{h}}{(\mathrm{T_w}-\mathrm{T_m})}\frac{\rho_m D_{mv} h_{fg}}{1-C_w}\left.\frac{\partial \mathrm{C}}{\partial \mathrm{y}}\right\|_{\mathrm{w}}$
Re	nombre de Reynolds, $\mathrm{Re} = \rho V D_h / \mu$
T	température, °*C*
U_0	vitesse d'entée du gaz, $m.s^{-1}$
V_x	vitesse longitudinale, $m.s^{-1}$
V_y	vitesse transversale, $m.s^{-1}$
W_0	fraction massique à l'entrée, *kg de vap/kg d'air*
W_w	Fraction massique à la paroi, *kg de vap/kg d'air*.
x	coordonnée longitudinale, *m*
y	coordonnée transversale, *m*

Symboles grecs

β	coefficient de dilatation thermique, K^{-1}
ϕ	humidité relative du mélange air-vapeur
μ	viscosité dynamique, $kg.m^{-1}.s^{-1}$.
ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$

Indices et exposants

w	paroi
v	vapeur d'eau
m	moyenne
0	entrée

1. Introduction

En raison de son implication dans divers systèmes industriels, telle que dans la concentration des effluents, la distillation, le refroidissement des aubes des turbines ainsi que lors de l'injection du carburant dans les moteurs, l'évaporation du film liquide en présence d'un gaz compte parmi les phénomènes qui ont suscité l'intérêt des chercheurs au cours de ces dernières décennies.

Parmi ces travaux, on peut citer celui de Ben Jabrallah et *al.* [1] qui ont étudié les effets de la densité du flux de chauffage, de la température de la paroi et du débit massique du gaz sur l'évaporation par convection. Leurs résultats montrent que les transferts thermique et massique peuvent être intensifiés en diminuant le taux d'écoulement de la masse d'alimentation et que l'augmentation de la température d'alimentation fait augmenter la surface efficace de l'évaporation. Lin et *al.* [2] ont étudié les effets de flottabilité et de la diffusion combinée de chaleur et de masse en convection forcée laminaire au sein d'un tube vertical maintenu à température constante. Le film liquide étant supposé extrêmement mince, la résolution des équations s'est faite uniquement dans la phase gaz. Leurs résultats montrent que l'augmentation de la température de la paroi provoque une grande vitesse d'évaporation. Ils ont noté aussi que les effets de flottabilité sont importants (Gr_T/Re^2 et Gr_M/Re^2 élevés) lorsque la température d'entrée du liquide est élevée et le nombre de Reynolds dans la phase gaz est faible. Nasr et *al.* [3] ont présenté une étude numérique de l'évaporation par convection mixte d'un film liquide binaire, composé de l'éthylène-glycol et de l'eau, s'écoulant le long d'un canal vertical. Ils ont examiné les effets des paramètres d'entrée du gaz et du film liquide sur les profils de pression, de température et de concentration. Ils ont constaté que lorsque la concentration de l'éthylène-glycol à l'entrée est moins de 40%, il est possible d'évaporer, dans les mêmes conditions, plus d'eau que si le film à l'entrée était composé uniquement d'eau. Le taux d'évaporation de l'eau, dans le cas du mélange liquide peut-être plus élevé que celui de l'eau pure. Ait Hammou et *al.* [4] ont présenté une étude simultanée des transferts de masse et de chaleur d'un écoulement laminaire d'air humide dans un canal vertical. Leurs résultats montrent que la condensation se produit lorsque la fraction massique de la vapeur à l'entrée est supérieure à la valeur de saturation correspondant à la température de la paroi. Dans le cas contraire, l'évaporation a lieu. Ils ont montré aussi que l'augmentation de la température de l'air à l'entrée induit une augmentation du nombre de Nusselt sensible et une diminution du nombre de Nusselt latent. Yan et Lin [5] ont étudié les effets combinés des forces d'Archimède de diffusion thermique et massique dans un écoulement en convection naturelle laminaire à l'intérieur de conduites verticales. Ces auteurs se sont intéressés aux effets de la température des parois mouillées, de l'humidité de l'air à l'entrée et du facteur de forme sur l'écoulement et sur le transfert de chaleur et de masse.

L'objectif du présent travail consiste à étudier numériquement l'évaporation d'un film mince d'eau en convection forcée dominante dans un canal vertical à parois humides en examinant l'effet de le la vitesse et de l'humidité à l'entrée sur les caractéristiques hydrodynamique et thermique de l'écoulement de l'air humide.

2. Mise en équations du problème physique

a. Modèle physique

Considérons l'écoulement laminaire de l'air humide le long d'un canal vertical de longueur L et de largeur 2b. Les parois du canal sont humides et maintenues à une température constante T_w. A l'entrée du canal, l'air a une humidité relative ϕ_0, une température T_0 et une vitesse uniforme U_0. L'air humide est considéré comme un mélange de gaz parfaits. En outre, le

rayonnement, la dissipation visqueuse, le travail des forces de pression, ainsi que les effets Soret et Dufour sont supposés négligeables.

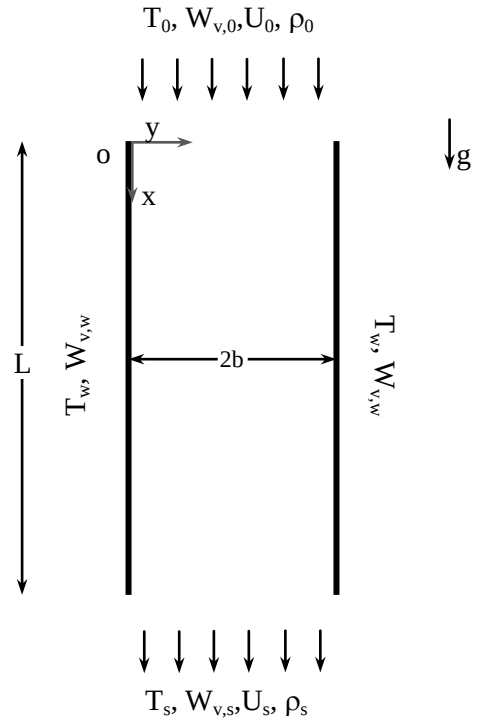


Figure 1 : Schématisation du problème physique et des conditions aux limites.

b. Equations générales de conservation

Les équations de Continuité, de la Quantité de mouvement, suivant la direction longitudinale x et la direction transversale y, de l'Energie et celle de Diffusion forment le système d'équations qui régissent l'écoulement et les transferts thermique et massique au sein du canal vertical. Sous forme dimensionnelle, ce système peut s'écrire comme suit :

$$\frac{\partial(\rho V_x)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho V_y)}{\partial y}=0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial(\rho V_x^2)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho V_x V_y)}{\partial y}=-\frac{\partial p}{\partial x}+\rho g+\mu\left(\frac{\partial^2 V_x}{\partial y^2}\right) \tag{2}$$

$$\frac{\partial(\rho V_y V_x)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho V_y^2)}{\partial y}=-\frac{\partial p}{\partial y}+\mu\left(\frac{\partial^2 V_y}{\partial y^2}\right) \tag{3}$$

$$V_x\frac{\partial}{\partial x}(\rho C_p T)+V_y\frac{\partial}{\partial y}(\rho C_p T)=\frac{\partial}{\partial y}\left(k\frac{\partial T}{\partial y}\right)+\rho D\left(C_{pv}-C_{pa}\right)\left(\frac{\partial T}{\partial y}\frac{\partial W}{\partial y}\right) \tag{4}$$

$$\frac{\partial(\rho V_x W)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho V_y W)}{\partial y}=\frac{\partial}{\partial y}\left(\rho D\frac{\partial W}{\partial y}\right) \tag{5}$$

c. Conditions aux limites

Aux équations générales de conservation (1-5), les conditions aux limites associées sont :

A l'entrée du canal : $x = 0$ $\quad 0 < y < 2b$

$$V_x = U_0 \qquad V_y = 0 \qquad T = T_0 \qquad W = W_0 \tag{6}$$

Sur les parois verticales : $0 < x < L$ $\quad y = 0 \; ; \; y = 2b$

$$V_x = 0 \qquad V_y = V_e = -\frac{D_{mv}}{1 - C_w}\frac{\partial C}{\partial y}\bigg|_w \tag{7}$$

Sur l'axe de symétrie : $0 < x < L$ $\quad y = b$

$$V_y = 0 \qquad \frac{\partial V_x}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial W}{\partial x} = 0 \tag{8}$$

3. Modélisation numérique et validation du code de calcul

Le système d'équations (1-5) ainsi que les conditions aux limites associées sont discrétisées par le biais de la méthode des volumes finis. Etant donné que l'Equation de la conservation de la Quantité de mouvement est écrite en fonction de variables primitives (V_x, V_y, W et P), la procédure itérative tient compte de la correction de pression et ce, par l'implémentation de l'algorithme SIMPLER [6]. Un maillage non uniforme de 200x50 suivant les directions longitudinales et transversales, respectivement, est utilisé et ce, avec une densité de nœuds plus grande près de l'entrée et près des parois, où les gradients de température et de concentration sont les plus élevés.

Dans le but de vérifier la fiabilité de nos simulations numériques et par conséquent, de notre code de calcul, quant au phénomène de l'évaporation au sein d'un canal vertical, nous avons confronté nos résultats à ceux de Laaroussi et *al*. [7]. La figure 2 illustre les profils de vitesse longitudinaux à trois positions différentes : x = 0,01 m ; x = 0,2 m et x = 1 m, comparés à ceux de Laaroussi et *al.* [7]. Un très bon accord entre les résultats est observé étant donné que l'écart relatif est inférieur à 3%.

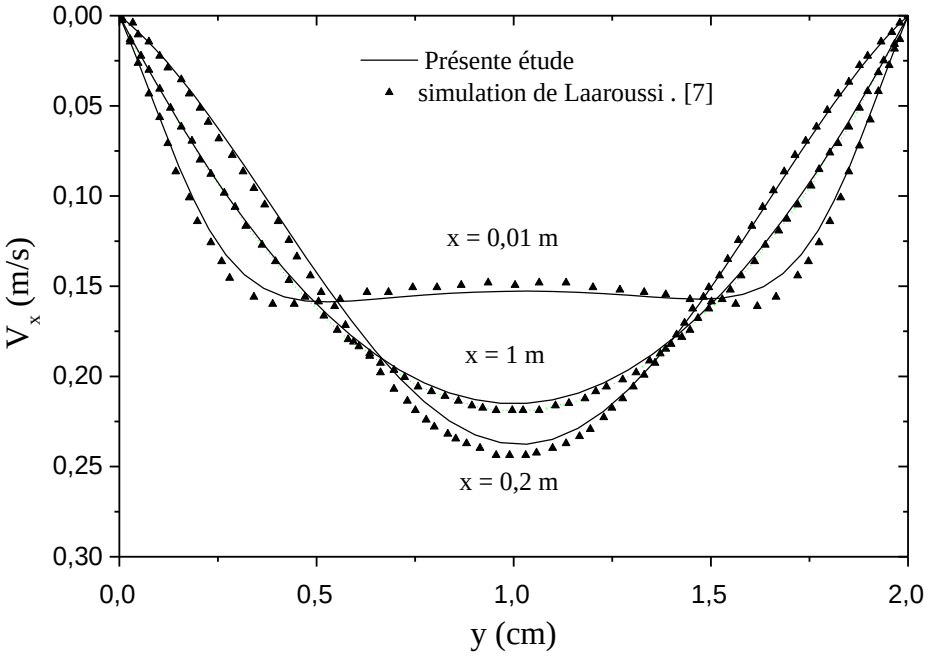


Figure 2 : Profils de vitesse longitudinale pour différentes positions. $T_0 = T_w = 327{,}5$ K ; $W_w = 0{,}1$; $Re = 300$; $Gr_T = 0$

4. Résultats et discussion

Les résultats sont présentés dans le cas d'un écoulement d'air humide dans un canal vertical à parois humides, avec les conditions suivantes : L = 2 m, 2b = 0,01 m ; le nombre de Reynolds variant entre 300 et 700, l'humidité relative variante entre 0,0 et 0,50 ; T_0 = 30°C et T_w = 20°C. Le nombre de Grashof est pris égal à 10^4.

Nous analysons, dans ce qui suit, l'influence de la vitesse du gaz à l'entrée, à travers le nombre de Reynolds, sur les profils de vitesse et de température ainsi que sur les nombres de Nusselt sensible et latent. L'influence de l'humidité relative de l'air à l'entrée sur la vitesse et la fraction massique d'évaporation sera également analysée.

d. Effet du nombre de Reynolds

La figure 3 représente les profils de vitesse longitudinaux à trois positions longitudinales (x = 0,01 m ; x = 0,50 m et x = 1,00 m), pour différentes valeurs du nombre de Reynolds.

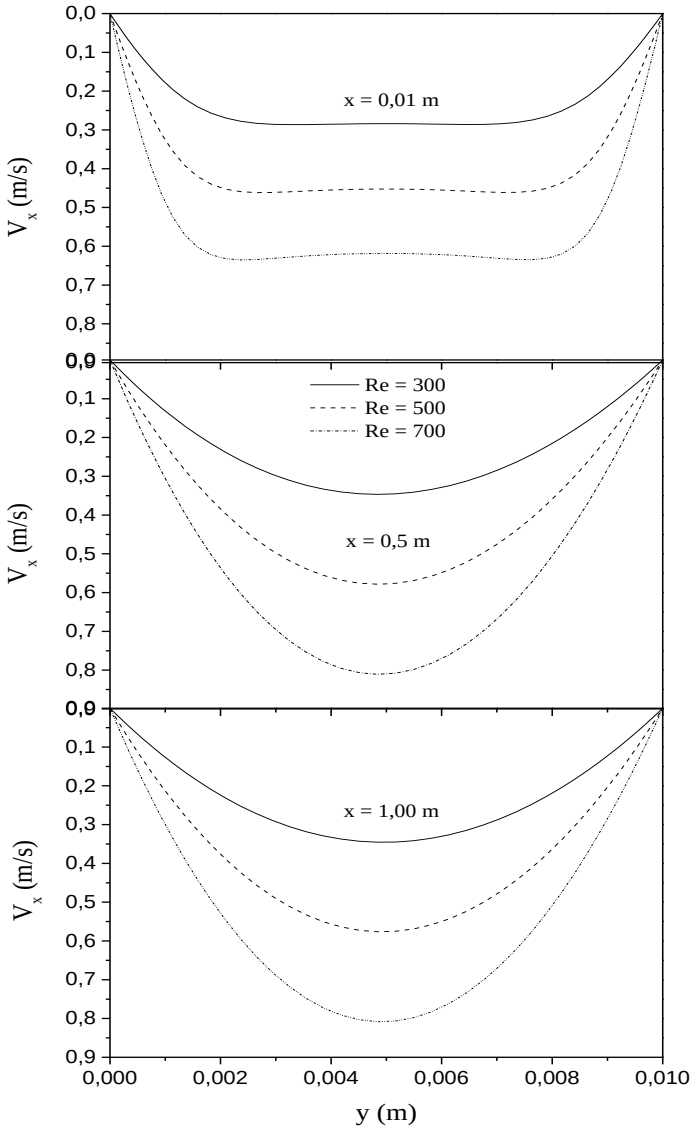


Figure 3 : Profil de vitesse longitudinale en développement pour différentes valeurs du nombre de Reynolds. T_0 = 30 °C ; T_w = 20 °C ; ϕ_0 = 0,1 ; Gr = 10^4.

On constate, d'après cette figure, que le profil de vitesse se développe le long du canal. Ceci entraine la diminution du gradient pariétal de vitesse et par conséquent, l'augmentation de la vitesse centrale, par conservation du débit volumique.

Il est à noter également que l'augmentation du nombre de Reynolds entraine l'augmentation de la vitesse centrale et du gradient pariétal de vitesse.

Concernant l'effet du nombre de Reynolds sur le taux de transfert thermique, celui-ci est illustré à travers les figures 4(a) et 4(b), représentant l'évolution longitudinale des nombres de Nusselt sensible et latent, respectivement, pour trois valeurs du nombre de Reynolds : 300, 500 et 700.

On peut constater, d'après la figure 4(a) la diminution aigue du nombre de Nusselt depuis l'entrée, caractérisée par un fort gradient de température, jusqu'à atteindre une valeur asymptotique indépendante du nombre de Reynolds, ce qui traduit l'atteinte du régime thermique complètement développé. Cette diminution au niveau de la zone non établie est due à la diminution de l'écart de température entre le gaz et la paroi humide le long du canal.

On constate, en outre, que le fait d'augmenter le nombre de Reynolds n'a d'effet remarquable sur le nombre de Nusselt sensible (figure 4(a)) que dans la zone proche de l'entrée du canal, où l'on remarque que l'augmentation du nombre de Reynolds entraine l'amélioration du transfert thermique.

Quant à l'évolution longitudinale du nombre de Nusselt latent illustrée sur la figure 4(b), on remarque l'augmentation de ce dernier le long de la longueur du canal jusqu'à atteindre une valeur asymptotique indépendante du nombre de Reynolds. En outre, l'augmentation du nombre de Reynolds entraine une augmentation du taux d'évaporation de l'eau imbibant les parois et par conséquent, l'augmentation du nombre de Nusselt latent.

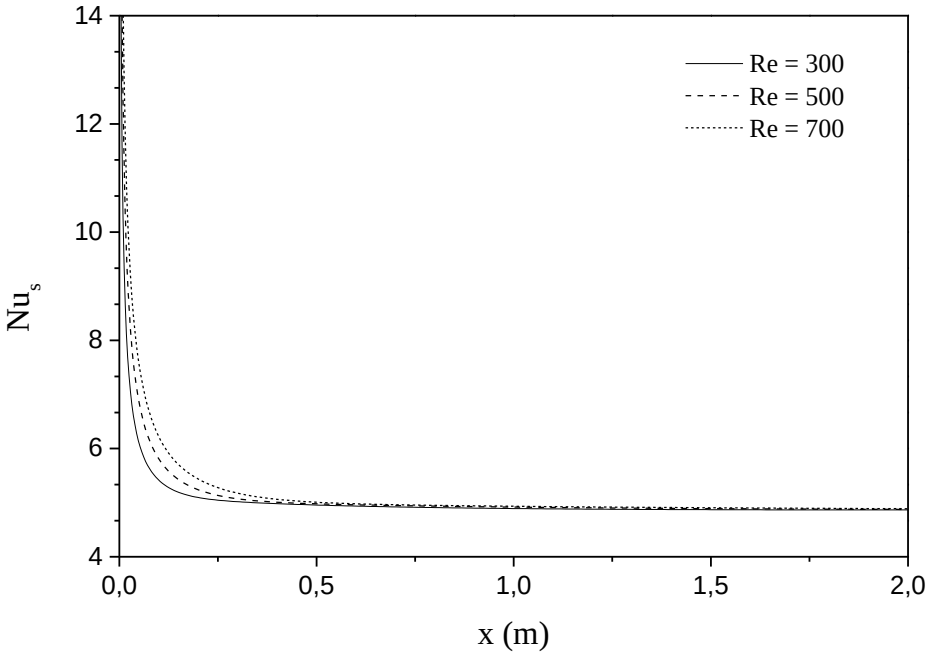


Figure 4(a) : Evolution longitudinale du nombre de Nusselt sensible pour différentes valeurs du nombre de Reynolds. T_0 = 30 °C ; T_w = 20 °C ; ϕ_0 = 0,1 ; Gr = 10^4.

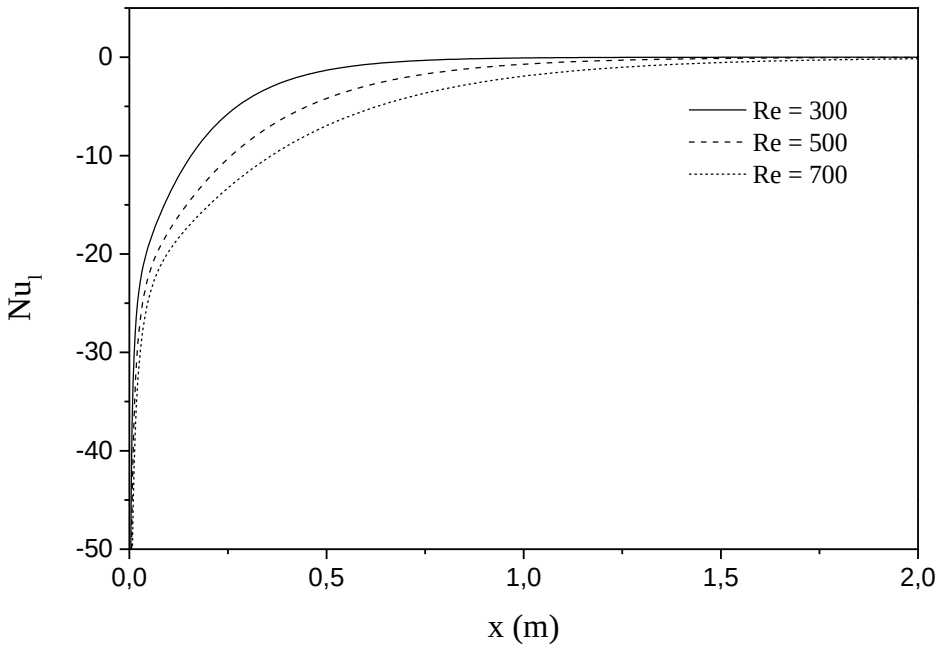


Figure 4(b) : Evolution longitudinale du nombre de Nusselt latent pour différentes valeurs du nombre de Reynolds. T_0 = 30 °C ; T_w = 20 °C ; ϕ_0 = 0,1 ; Gr = 10^4.

e. Effet de l'humidité relative

La figure 5 représente l'effet de l'humidité relative du gaz à l'entrée sur l'évolution longitudinale de la vitesse d'évaporation. Les valeurs positives de cette dernière indiquent un écoulement vers le plan de symétrie du canal. Il en résulte que le film d'eau est évaporé et transféré à l'écoulement de l'air.

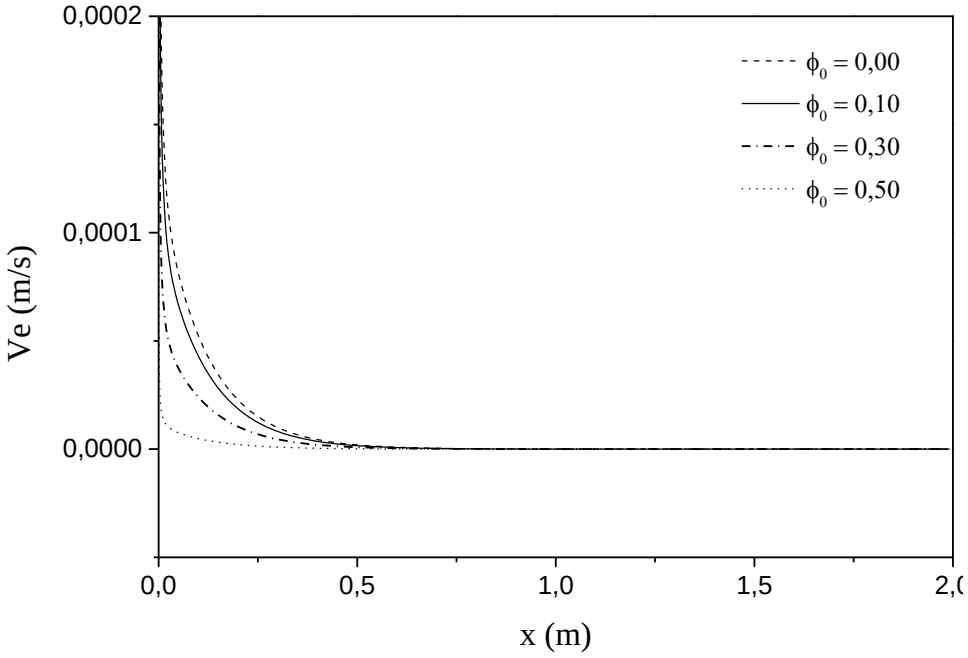


Figure 5 : Evolution longitudinale de la vitesse d'évaporation pour différentes valeurs de l'humidité relative. T_0 = 30 °C ; T_w = 20 °C ; Re = 300 ; Gr = 10^4.

On remarque que très proche de l'entrée du canal, la vitesse d'évaporation prend des valeurs élevées en raison du grand gradient de concentration entre le film d'eau et l'air. La vitesse d'évaporation diminue, par la suite, avec le déplacement de l'air dans le canal jusqu'à attendre le zéro, étant donné l'enrichissement de l'air en vapeur le long du canal. Notons, en outre, la diminution de la vitesse d'évaporation avec l'augmentation de l'humidité relative du gaz à l'entrée en raison de son enrichissement préalable dès l'entrée.

La figure 6 illustre l'effet de la variation de l'humidité relative de l'air à l'entrée sur l'évolution longitudinale de la fraction moyenne massique de la vapeur.

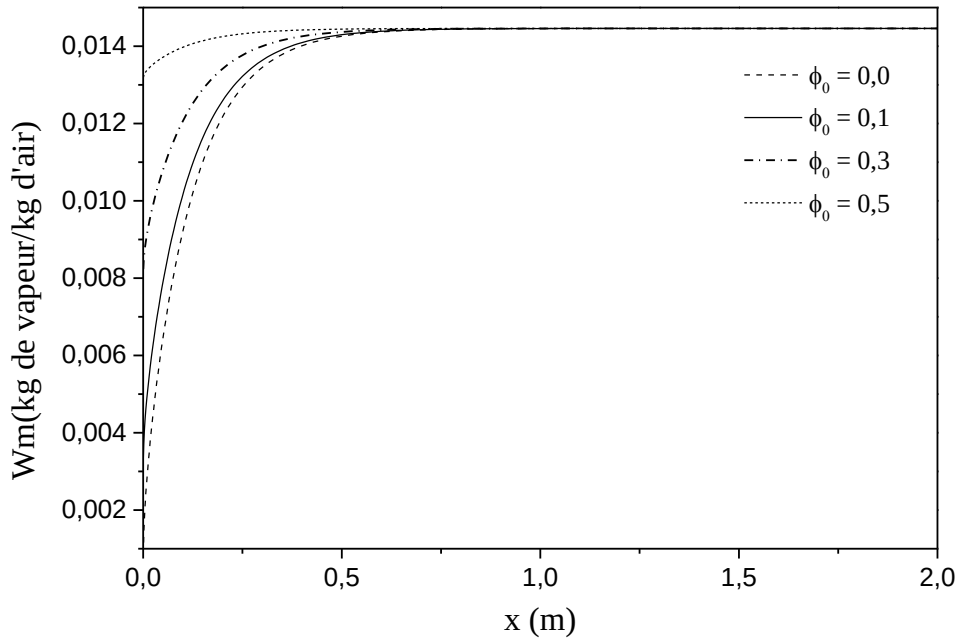


Figure 6 : Evolution longitudinale de la fraction massique de la vapeur d'eau pour différentes valeurs de l'humidité relative. T_0 = 30 °C ; T_w = 20 °C ; Re = 300 ; Gr = 10^4.

On constate que la fraction massique de la vapeur d'eau augmente le long du canal, jusqu'à une valeur longitudinale avoisinant x = 1,00 m puis reste constante et égale à celle imposée à la paroi jusqu'à la sortie ; ce qui est cohérent avec le fait que la vitesse d'évaporation tende vers zéro (figure 5). Cette valeur asymptotique est indépendante de la valeur de l'humidité relative de l'air à l'entrée.

D'un autre côté, on remarque que dans le cas des faibles valeurs de l'humidité relative de l'air à l'entrée, l'augmentation de la fraction massique de la vapeur est plus intense.

5. Conclusion

L'évaporation d'un film liquide par convection au sein d'un canal vertical a fait l'objet du présent travail numérique. Les parois du canal sont humides et maintenues à une température constante. L'influence de la vitesse, à travers le nombre de Reynolds, et de l'humidité relative de l'air à l'entrée a été analysée.

Les résultats obtenus montrent que l'augmentation du nombre Reynolds induit une légère augmentation du nombre de Nusselt sensible et une diminution significative du nombre de Nusselt latent.

Pour ce qui est de la variation de l'humidité relative de l'air à l'entrée, il a été noté que l'augmentation de cette dernière entraine la diminution de la vitesse d'évaporation et par conséquent, la diminution de la fraction moyenne de la vapeur d'eau dans l'air.

Références

5. S. Ben Jabrallah, A. Belghith, J.P. Corriou, Convective heat and mass transfer with evaporation of a falling film in a cavity. Int. J. Thermal Sciences. 45 (2006), pp. 16–28.
6. T. F. Lin, C.J. Chang, W.M. Yan, Analysis of combined buoyancy effects of thermal and mass diffusion on laminar forced convection heat transfer in a vertical tube. J. Heat Transfer. 110 (1988), pp.337-344.
7. A. Nasr, C. Debbissi, H. Sassi Ben Nasrallah, Numerical study of evaporation by mixed convection of a binary liquid film. Int. J. Energy. 36 (2011), pp. 2316-2327.
8. Z. Ait Hammou, B. Benhamou, N. Galanis, J. Orfi, Laminar mixed convection of humid air in a vertical channel with evaporation or condensation at the wall. Int. J. Thermal Sciences. 43 (2004), pp. 531-539.
9. W. Yan. D, Lin, Natural Convection heat and mass transfer in vertical annuli with film evaporation and condensation. J. Heat Mass Transfer. 44 (2001), pp. 1143-1151.
10. A. G. Fedorov, R. Viskanta, A. Mohamed, Turbulent heat and mass transfer in an asymmetrically heated, vertical parallel-plate channel. Int. J. Heat and Fluid Flow. 18 (1997), pp. 307-315.
11. N. Laaroussi, G. Lauriat, G. Desrayaud, Effects of variable density for film evaporation on laminar mixed convection in a vertical channel. Int. J. Heat and Mass Transfer. 52 (2009), pp. 151–164.

Étude d'un écoulement thermosolutal en convection naturelle dans un milieu poreux rempli d'un nanofluide

Hamza ALI AGHA[1,2*], Mohamed Najib BOUAZIZ[2]

[1]Département de Génie mécanique, Faculté de Technologie. Université A. MIRA. Targua Ouzmour, 06000 Bejaia, Algérie

[2]Laboratoire de biomatériaux et phénomènes de transport, Université Y.F.M. Ain d'hab, 26000 Médéa, Algérie

[*]auteur correspondant : Hamzamedea20011@gmail.com

Résumé - Dans ce présent travail l'analyse d'un écoulement thermosolutal de type couche limite est présentée pour une plaque verticale semi infinie immergée dans un milieu poreux non Darceen avec extension de Forchheimer, saturé d'un nanofluide, sous des conditions aux limites convectives. Le modèle utilisé pour le nanofluide comporte l'effet de Diffusion Brownienne et la thermophorèse (modèle de Buongiorno). La formulation du problème est obtenue par des transformations de similarité appropriées. Pour valider les résultats numériques, la comparaison est faite avec ceux qui sont disponibles dans la littérature et donne un bon accord. Une étude paramétrique des paramètres physiques est menée pour afficher leur influence sur les différents profils. Les autres quantités d'intérêt sont calculées.

Mots clés : Convection Naturelle, milieu poreux, nanofluide, double diffusion.

Nomenclature

Bi_x Nombre de Biot local,
C Concentration, mol/m^3
D_B Coefficient de diffusion Brownien, $m^2.s^{-1}$
D_T Coefficient de diffusion Thermophorétique, $m^2.s^{-1}$
D_{Sm} Diffusivité solutale de milieu poreux, $m^2.s^{-1}$
f Fraction volumique adimensionnelle,
H Paramètre convective adimensionnel,
K Perméabilité absolue,(m^2)
Le Nombre de Lewis régulier,
Le_p Nombre de Lewis nanoparticules,
Nb Paramètre de mouvement Brownien,
Nt Paramètre de thermophorèse,
x, y Coordonnées cartésienne, m

Symboles grecs

α_m diffusivité thermique milieu p., $m^2.s^{-1}$
β_T Coefficient d'expansion thermique de fluide, K^{-1}
β_C Coefficient d'expansion massique,
η Variable de similitude,
θ Température adimensionnelle,

1. Introduction

Les nanofluides font référence à un liquide contenant une dispersion de nanoparticules de taille nanométrique. Les nanoparticules sont de différentes particules classiques gardées en suspension dans le fluide de base sans sédimentation [1]. L'idée d'améliorer les propriétés thermiques de fluides par l'adjonction de particules n'est pas nouvelle, mais l'utilisation de particules de taille nanométrique permet potentiellement de minimiser considérablement les problèmes d'érosion et de sédimentation rencontrés avec les particules de taille plus élevée.

De plus, certains auteurs ont mis en avant des performances thermiques améliorées en conductivité thermique et en échange thermique liquide et liquide/vapeur dues à la taille nanométrique [2]. De nombreuses applications sont remarquées comme dans le transfert thermique convectif, fluides ferromagnétiques, fluides biomédicaux, nano-composites polymères, gaine des médias dans les lasers aléatoires et comme blocs de construction pour dispositifs

électroniques et optoélectroniques [3]. Les études sur les écoulements de la couche limite, thermique et massique sur une plaque plane immergée dans les milieux poreux contenant des nanofluides sont importantes à développer en raison de ses applications dans les industries et de nombreux procédés de fabrication. Nield and Kuznetsov [4] ont présenté des solutions de similarité du problème "Cheng–Minkowycz" pour un écoulement convectif doublement diffusif dans la couche limite dans un milieu poreux. Leur travail est basé sur les effets du mouvement Brownien et de thermophorèse, suivant les mécanismes dominants par Buongiorno [5]. Goyal et Bhargava [6] ont discuté l'effet de la thermodiffusion sur un écoulement de type couche limite d'un nanofluide devant une plaque plane. Murthy et al.[7] ont étudié la double diffusion thermique et massique en convection naturelle devant une plaque incliné immergée dans un milieu poreux remplie d'un nanofluide. Khan et Aziz, [8] ont présenté une étude numérique de convection naturelle doublement diffusive sur une plaque verticale immergée dans un milieu poreux saturé d'un nanofluide en présence des flux surfaciques variables.

À partir des études motionnés ci-dessus, le présent travail est consacré pour l'étude de l'influence des paramètres thermophysiques et mécanismes couplés sur les transferts de chaleur et de masse. Ainsi, le but de ce travail est d'analyser l'effet combiné de Soret, et de Dufour sur les transferts convectifs naturels thermique et massique, devant une plaque verticale immergée dans un milieu poreux non-Darcéen contenant un nano-fluide qui inclut les effets de mouvement Brownien et la thermophorèse. Basé sur le modèle développé par Nield et Kuznetsov [4] à partir de celui de Buongiorno cité plus haut. Les équations de similarité obtenues s'avèrent des équations différentielles ordinaires non linéaires et sont résolues numériquement. Les effets des paramètres pertinents, principalement le paramètre de Forchheimer et de Dufour, sur les profils ont été représentées graphiquement et discutés. Les caractéristiques intéressantes des solutions comme le nombre du Nusselt local et Sherwood local sont tabulées.

2. Formulation de problème physique et analyse mathématique

En considère dans cette étude un écoulement thermosolutal en convection naturelle devant une plaque verticale semi infinie immergé dans un milieu poreux non Darcéen remplie d'un nano-fluide visqueux en présence de l'effet de Soret et Dufour. Le modèle physique, avec la direction de champ de pesanteur et le système de coordonnées est montré dans la figure (1). La concentration C et la fraction volumique des nanoparticules ϕ dans la surface de la plaque sont C_w et ϕ_w, respectivement. On suppose que la plaque est en contact avec un fluide chaud caractérisé par une température T_f qui fournit un coefficient de transfert de chaleur h. Les valeurs de l'ambiance correspondantes de la température, concentration et la fraction volumique quand y tends vers l'infini sont notées par T_∞, C_∞ et ϕ_∞. L'approximation de Oberbeck- Boussinesq et la couche limite pour le nano-fluide sont supposées validées [4]. L'équilibre thermique local dans le milieu poreux homogène est également supposé. Il y'a uniquement l'effet du mouvement Brownien et la thermophorèse qui interviennent dans cette configuration pour les nanoparticules. On suppose également que le soluté n'affecte pas le transport des nanoparticules. Sous ces hypothèses, les équations gouvernantes de couches limites hydrodynamique, thermique et massique peuvent être écrites sous la forme dimensionnelle:

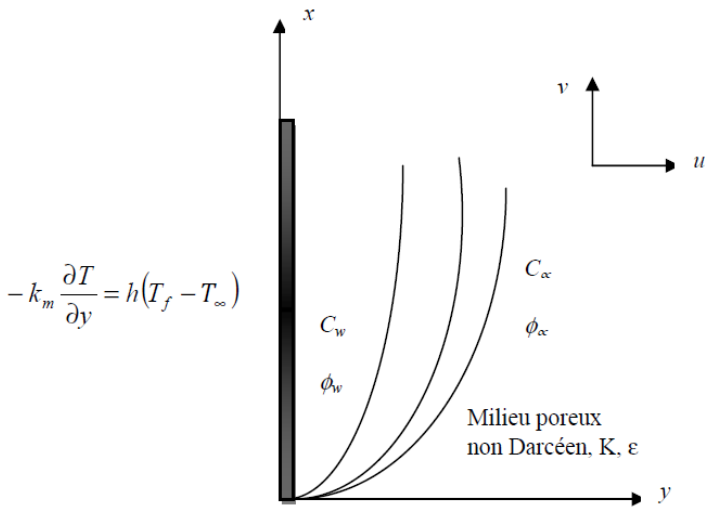


Figure 1: Modèle physique et système de coordonnées.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{\mu}{K}u - \frac{\rho_{f\infty} c_f}{\sqrt{K}}u^2 + \left[(1-\phi_\infty)\rho_{f\infty} g\{\beta_T(T-T_\infty) + \beta_C(C-C_\infty)\} - (\rho_p - \rho_{f\infty})g(\phi - \phi_\infty)\right] \tag{2}$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \tag{3}$$

$$u\frac{\partial T}{\partial x} + v\frac{\partial T}{\partial y} = \alpha_m \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \tau\left[D_B \frac{\partial \phi}{\partial y}\frac{\partial T}{\partial y} + \left(\frac{D_T}{T_\infty}\right)\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)^2\right] + \sigma D_{TC}\frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \tag{4}$$

$$\frac{1}{\varepsilon}\left(u\frac{\partial C}{\partial x} + v\frac{\partial C}{\partial y}\right) = D_{sm}\frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + D_{CT}\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \tag{5}$$

$$\frac{1}{\varepsilon}\left(u\frac{\partial \phi}{\partial x} + v\frac{\partial \phi}{\partial y}\right) = D_B\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \left(\frac{D_T}{T_\infty}\right)\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \tag{6}$$

Ici, p est la pression, u et v, les composantes de vitesse de Darcy, T la température, C la concentration et ϕ la fraction volumique de nanoparticules. Les paramètres physiques sont notées K la perméabilité de milieu poreux avec la porosité ε, ρ_f la masse volumique, μ la viscosité, β_T le coefficient d'expansion thermique de fluide de base, β_C le coefficient d'expansion massique, g l'accélération gravitationnelle, D_{CT} diffusivité de Soret et D_{TC} coefficient de diffusion de Dufour. La masse volumique des particules est ρ_p, $(\rho c)_p$ la capacité thermique effective de nanoparticule, tandis que $(\rho c)_f$ est la capacité thermique de fluide de base. α_m est la diffusivité thermique du milieu poreux. Le coefficient de diffusion Brownienne est noté par D_B, le coefficient de diffusion thermophorétique D_T, et la diffusivité solutale D_{sm} pour le milieu poreux.

Les conditions aux limites pour les équations ci-dessus sont:

$$y=0: v=0,\ -k_m\frac{\partial T}{\partial y}=h\left(T_f-T\right),\ C=C_w,\phi=\phi_w \tag{7}$$

$$y\to\infty: u=0, T\to T_\infty, C\to C_\infty, \phi\to\phi_\infty \tag{8}$$

Le nombre de Rayleigh local Ra_x est défini par:

$$Ra_x=\frac{\left(1-\phi_\infty\right)\rho_{f\infty}Kg\beta_T\left(T_f-T_\infty\right)x}{\alpha_m\mu} \tag{9}$$

et la variable de similitude est introduite:

$$\eta=\frac{y}{x}Ra_x^{1/2} \tag{10}$$

Nous étudions la situation où le transfert de la chaleur domine le transfert de masse et le cas où le nombre de Lewis est grand. Suite à l'analyse de l'échelle présentée par Nield et Bejan [9], les variables pertinentes sont jugées appropriées.

En utilisant les transformations suivantes:

$$s=\frac{\psi}{\alpha_m Ra_x^{1/2}};\qquad \theta=\frac{\left(T-T_\infty\right)}{\left(T_f-T_\infty\right)};\quad \gamma=\frac{\left(C-C_\infty\right)}{\left(C_w-C_\infty\right)};\quad f=\frac{\left(\phi-\phi_\infty\right)}{\left(\phi_w-\phi_\infty\right)} \tag{11}$$

Où ψ est la fonction de lignes de courant classique, et à partir de la définition, les composantes de vitesse deviennent:

$$u=\frac{\alpha_m}{x}Ra_x s';\qquad \text{et}\quad v=-\frac{\alpha_m}{2x}Ra_x^{1/2}\left(s-\eta s'\right) \tag{12}$$

Les équations (1- 6) avec les variables de similarité ci-dessus peuvent être encore réduites à un ensemble d'équations différentielles ordinaires:

$$s''+2Fos's''=\theta'+Nc\gamma'-Nrf' \tag{13}$$

$$\theta''+Nbf'\theta'+Nt\theta'^2+\frac{1}{2}s\theta'+Nd\gamma''=0 \tag{14}$$

$$\gamma''+\frac{1}{2}Le\gamma's+Ld\theta''=0 \tag{15}$$

$$f''+\frac{Nt}{Nb}\theta''+\frac{1}{2}Le_p sf'=0 \tag{16}$$

Les conditions initiales et aux limites sont deviennent:

$$s(0)=0,\ \theta'(0)=-H(1-\theta(0)),\ \gamma(0)=f(0)=1 \tag{17}$$

$$s'(\infty)=\theta(\infty)=\gamma(\infty)=f(\infty)=0 \tag{18}$$

Dans les équations au dessus, *Nc* est le taux de flottabilité régulière $Nc=\beta_c(C_w-C_\infty)/\beta_T(T_f-T_\infty)$, *Nr* est le taux de flottabilité de nanoparticules $Nr=(\rho_p-\rho_{f\infty})(\phi_w-\phi_\infty)/(1-\phi_\infty)\rho_{f\infty}\beta_T(T_f-T_\infty)$, *Nb* est le paramètre de mouvement Brownien $Nb=\tau D_B(\phi_w-\phi_\infty)/\alpha_m$, *Nt* est le paramètre de thermo-phorèse

$Nt = \tau D_T \left(T_f - T_\infty\right) / \alpha_m T_\infty$, Le est le nombre de Lewis $Le = \alpha_m / \varepsilon D_{sm}$, Le_p est le nombre de Lewis pour le nanoparticules $Le_p = \alpha_m / \varepsilon D_B$. Fo représente le paramètre de Non -Darcéen $Fo = c_f \sqrt{K} \alpha_m Ra_x / \nu x$. H est le paramètre convectif $H = Bi_x / Ra_x^{1/2}$, Ld est le paramètre de Dufour-Lewis $Ld = D_{CT}\left(T_f - T_\infty\right) / D_{sm}\left(C_w - C_\infty\right)$et Nd est le nombre de Dufour modifier $Nd = \sigma D_{Tc}\left(C_w - C_\infty\right) / \alpha_m \left(T_f - T_\infty\right)$. Les quantités physiques d'intérêt sont le nombre de Nusselt local Nu_x, le nombre de Sherwood local régulier Sh_x et nombre de Sherwood de nanofluide Sh'_x qui sont définies comme:

$$Nu_x = \frac{x q_w}{k_m\left(T_f - T_\infty\right)} \qquad Sh_x = \frac{x q'_w}{D_{sm}\left(C_w - C_\infty\right)} \quad Sh'_x = \frac{x q''_w}{D_B\left(\phi_w - \phi_\infty\right)}$$

Où q_w est le flux thermique surfacique, q'_w est le flux massique à la surface et q''_w est le flux massique de nanoparticules surfacique sont donnés par:

$$q_w = -k_m\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{y=0} \qquad q'_w = -D_{sm}\left(\frac{\partial C}{\partial y}\right)_{y=0} \qquad q''_w = -D_B\left(\frac{\partial \phi}{\partial y}\right)_{y=0}$$

En utilisant les variables sans dimensions, on obtient:

$$\frac{Nu_x}{Ra_x^{1/2}} = -\theta'(0) \qquad \frac{Sh_x}{Ra_x^{1/2}} = -\gamma'(0) \qquad \frac{Sh'_x}{Ra_x^{1/2}} = -f'(0)$$

2.1. Méthode numérique

L'ensemble d'équations différentielles ordinaires couplées (13) - (16) est fortement non linéaire et ne peut être résolu analytiquement, avec les conditions aux limites (17-18), ils forment un problème aux limites à deux points qui peut être résolu pour certaines valeurs des paramètres le régissant. La méthode des différences finies qui implémente la formule de Lobatto à trois étapes de collocation (III.A) et le polynôme de collocation fournit une solution continue qui est du quatrième ordre en précision, de manière uniforme dans l'intervalle d'intégration. La sélection du maillage et l'erreur de contrôle sont basés sur le résidu de la solution en continu. La technique de collocation utilise un maillage de points pour diviser l'intervalle en sous-intervalles d'intégration. Le solveur bvp4c détermine une solution numérique en résolvant un système d'équations algébriques résultant avec les conditions aux limites, et les conditions de collocation imposées sur tous les sous-intervalles. Le solveur estime alors l'erreur de la solution numérique sur chaque sous-interval. Si la solution ne satisfait pas aux critères de tolérance, le solveur adapte le maillage et répète le processus. L'utilisateur doit fournir les points du maillage initial ainsi qu'une approximation initiale de la solution aux points de maillage.

Les régions de l'écoulement sont contrôlés par des paramètres thermo-physiques, à savoir *Nc*, *Nr*, *Nd*, *Ld*, *Nb*, *Nt*, *Le*, *Le*$_p$, *Fo* et *H*. Un calcul numérique est effectué pour différentes valeurs des paramètres affichés dans toutes les figures. Afin de vérifier l'exactitude de la méthode utilisée, nous comparons les présents résultats à ceux obtenus par Nield et Kuznetsov [4] et par Murphy et al. [7] via le nombre de Nusselt (tableau1). Il ressort de ce tableau que les résultats actuels sont en bon accord avec ceux rapportés par les travaux cités.

Tableau 1: Comparaison de nombre de Nusselt pour une convection naturelle devant une plaque verticale dans un milieu poreux Darcéen saturé d'un nanofluide avec Le =10, Le_p =10, Fo=0, Ld= 1.0.

paramètres	*Nield et Kuznetsov [4]*	*Murphy et al. [7]*	*Présent travail*
Nr=Nb=Nt=Nc=Nd=0	*0.4439*	*0.443748*	*0.44390*
Nr=Nb=Nt=0.2, Nc=Nd=0	*0.3343*	*0.334158*	*0.33429*
Nr=Nb=Nt=0, Nc=Nd=0.2	*0.1770*	*0.177014*	*0.17708*
Nr=Nb=Nt=0.2, Nc=Nd=0.2	*0.1053*	*0.105250*	*0.10530*

3. Résultats et discussions

Afin d'obtenir un aperçu clair sur le phénomène physique du problème, une étude paramétrique est effectuée et les résultats numériques obtenus sont affichés à l'aide d'illustrations graphiques. L'effet du paramètre convectif *H*, le paramètre de Dufour modifier *Ld*, le paramètre Soret *Nd*, couplé avec le mouvement Brownien, la thermophorèse et le paramètre de Forchheimer, sur les profils de la vitesse $s'(\eta)$, de température $\theta(\eta)$, de la concentration $\gamma(\eta)$ et la concentration des nanoparticules $f'(\eta)$.

La variation de la distribution de la vitesse adimensionnelle suivant la variable de similarité η est représentée respectivement sur les figures 2 et 3 pour quelques ensembles de valeurs de *Fo* et *Nb*. A partir de ces figures, on constate que la courbure de la vitesse augmente jusqu'à un maximum et diminue ensuite asymptotiquement vers zéro au bord de la couche limite. En outre, l'augmentation du paramètre Forchheimer *Fo* conduit à diminuer la vitesse à proximité de la plaque en raison de l'effet d'inertie qui implique la réduction de l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique. *Fo* = 0, représente le cas où l'écoulement est de Darcy, Figure 2. Cependant, la présence de nanoparticules en termes du mouvement Brownien contribue à l'amélioration de la vitesse près de la paroi et l'épaisseur de la couche limite s'agrandit lorsque le paramètre du mouvement Brownien *Nb* augment.

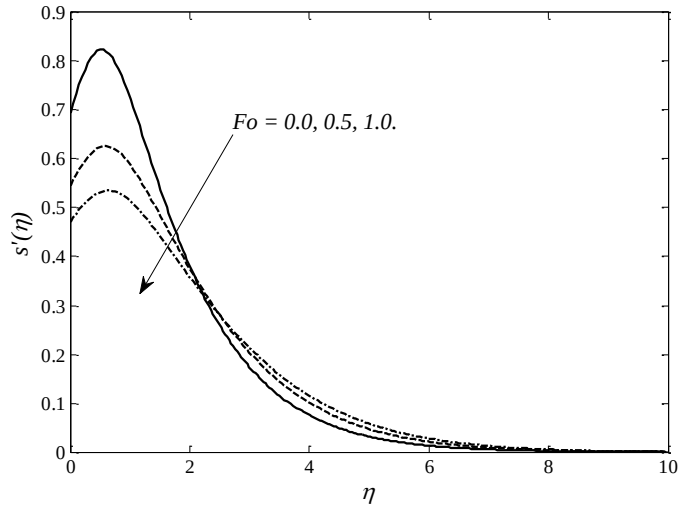


Figure 2: effect of Fo on velocity (Ld=1.0, Nd=0.2, Nr=0.5, Nc=0.2, Nb=0.5, Nt=0.2, Le=10.0, Lep=10.0).

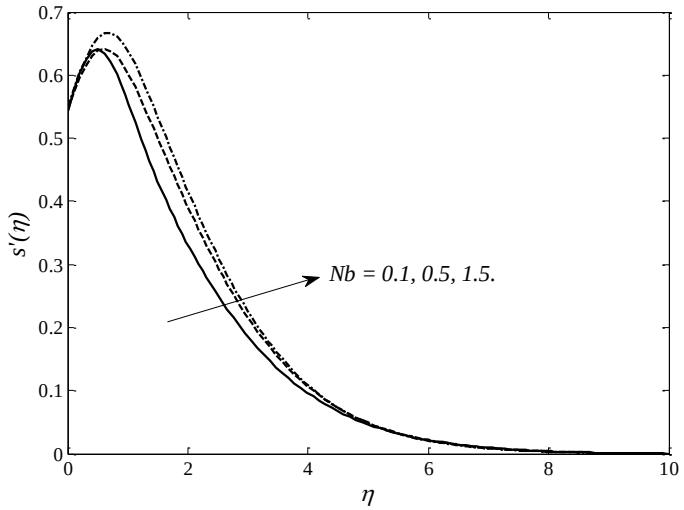


Figure 3: effect of Nb on velocity for (Fo=0.5, Ld=01.0, Nd=0.2, Nr=0.5, Nc=0.2, Nb=01.5, Nt=0.5, Le=10.0, Le_p=10.0).

Dans la figure 4, l'effet de paramètre convectif *H* est plus prononcé à proximité de la paroi du profil de température. Il est évident que les conditions thermiques aux limites agissent dans la sous-couche de la couche limite thermique. Nous devons remarquer ici que cette tendance est conforme au mécanisme fondamental du transfert de chaleur. Ceci est en accord avec le fait qu'un flux conductif fourni par la plaque verticale est transféré par un grand *H* et par conséquent moins de différence de température (T_f - *T*) c'est à dire un grand écart de température du fluide. En outre, la température locale dans la couche limite thermique augmente à mesure que l'effet de la thermophorèse augmente.

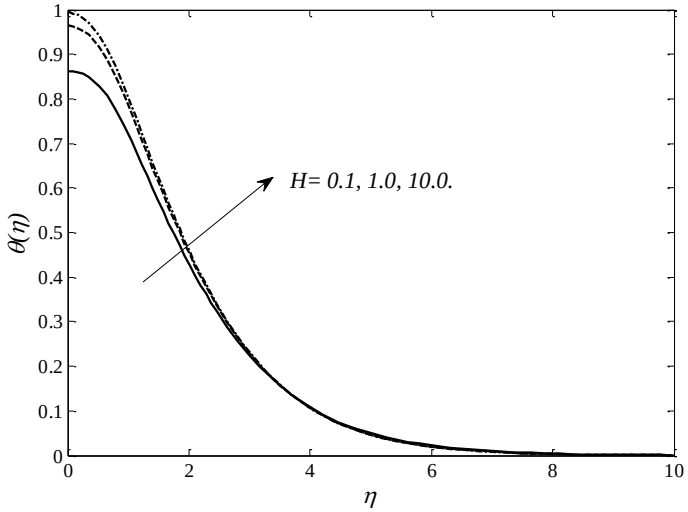


Figure 4: Effect of H on temperature for (Fo=Ld=0.5, Nd=0.2, Nr=Nc=Nb=Nt=0.5,Le=10.0, Lep=10.0).

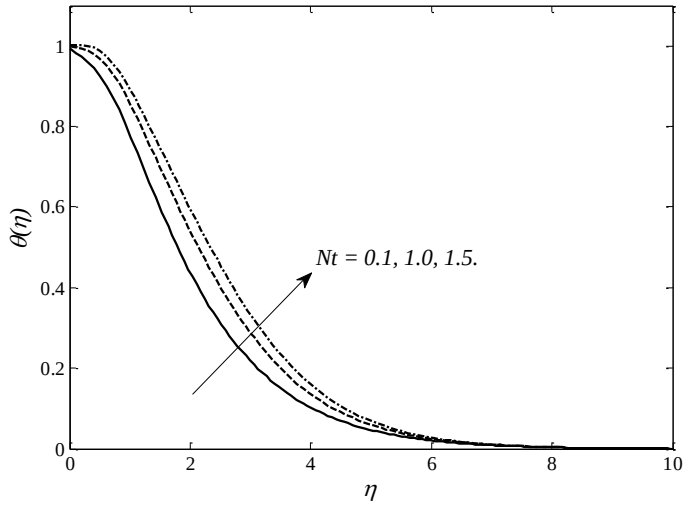


Figure 5: effect of Nt on temperature for (Fo=0.5, Ld=0.5, Nd=0.2, Nr=0.5, Nc=0.2, Nb=0.5, Le=10.0, Lep=10.0).

La figure 6 représente l'influence du nombre de Lewis régulier *Le*. On peut voir que les distributions de concentration est grandement sensible à l'augmentation du nombre de Lewis qui conduit à réduire l'épaisseur de la couche limite massique et pour cette situation particulière le gradient net de concentration est observé à proximité de la paroi lorsque le nombre *Le* est plus grand. La même tendance peut être observée dans le cas du paramètre de Dufour modifier *Nd*, figure 7.

La figure 8 illustre le profil de fraction de volume de nanoparticules typiques pour diverses valeurs du nombre de Lewis du nanofluide Le_p. A partir de ces données, on constate que l'augmentation régulière du nombre de Lewis Le_p, il y a tendance à diminuer la distribution de la fraction volumique des nanoparticules.

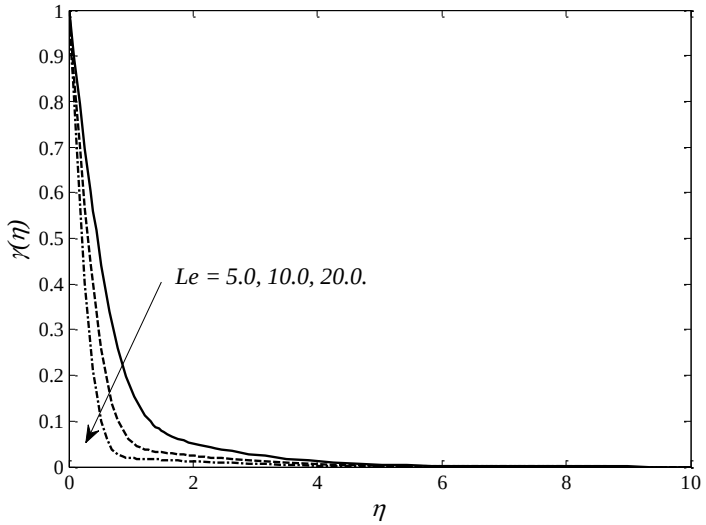


figure 6: effect of Le on concentration for (Fo=Ld=Nd=Nr=Nc=Nb=Nt=0.5, Le_p=10.0).

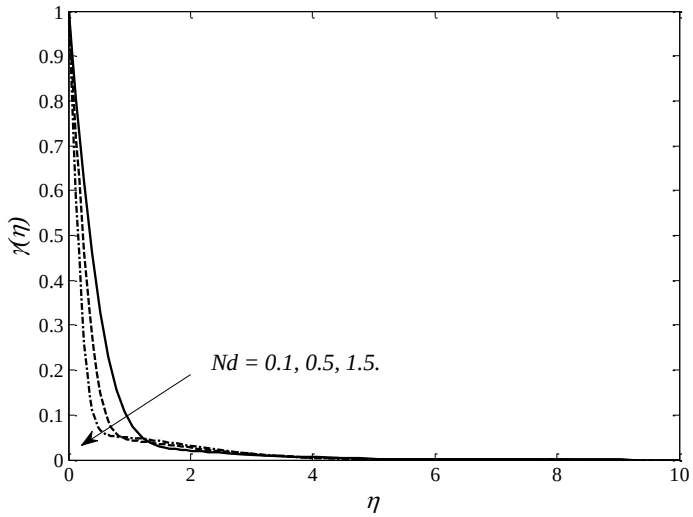


Figure 7: effect of Nd on concentration for (Fo=Ld=Nr=Nc=Nb=Nt=0.5;Le=Lep=10.0).

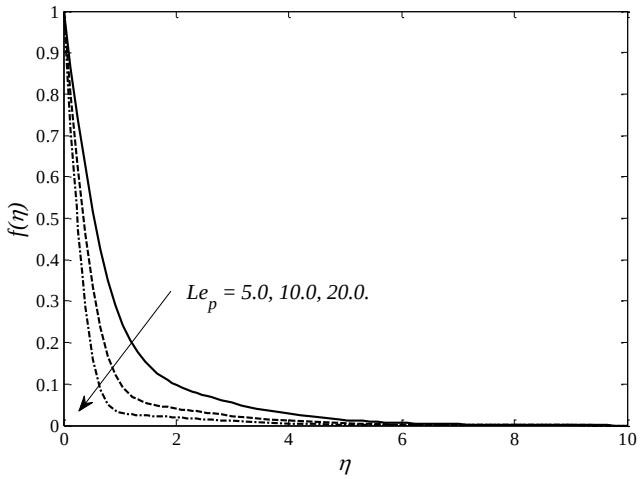


Figure 8: effect of nanoparticle volume fraction for (Fo=0.5, Ld=Nd=0.1, Nr=Nc=Nb=Nt=0.5, Le=10.0).

Maintenant, l'attention est concentrée sur la façon dont les paramètres du problème régissant sur le nombre du Nusselt local Nu_x, le nombre régulièr de Sherwood local Sh_x et le nombre Sherwood local de nanoparticules Sh'_x. Les tableaux 1 - 2 sont adressées à cet objectif, nous voyons que, de plus en plus *Ld* augmente avec l'augmentation de *H* est une tâche favorable pour améliorer le taux de transfert de chaleur par le biais du nombre de Nusselt. Concernant le taux de transfert massique, *Ld*, *H* et *Le* sont trouvés capables dans

l'amélioration de ce paramètre d'intérêt, mais le paramètre de Forchheimer *Fo* peut être considéré comme un moyen de réduction du transfert de masse. Pour une large gamme de paramètres gouvernants dans cette étude, le nombre de Sherwood de nanoparticules présente la même évolution et est principalement influencé par *Fo*.

Tableau 1. Valeurs de $Nu_x / Ra_x^{1/2}$, $Sh_x / Ra_x^{1/2}$ et $Sh_x / Ra_x^{1/2}$ pour des valeurs sélectionnées de Ld, H and Nb with (Fo =0.5,Nd=0.1, Nr=Nc=Nt=0.5, Le=Le$_p$=10.0).

Ld	*H*	$Nu_x / Ra_x^{1/2}$			$Sh_x / Ra_x^{1/2}$ (fluide de base)			$Sh'_x / Ra_x^{1/2}$ (nanoparticules)		
		Nb=0.1	*Nb*=0.5	*Nb*=1.0	*Nb*=0.1	*Nb*=0.5	*Nb*=1.0	*Nb*=0.1	*Nb*=0.5	*Nb*=1.0
0.0		0.1820	0.1305	0.0773	1.4656	1.4860	1.4982	1.4746	1.5332	1.5395
0.1	10	0.1821	0.1301	0.0766	1.4660	1.4908	1.5064	1.4762	1.5339	1.5397
1.0		0.1828	0.1259	0.0698	1.4721	1.5403	1.5880	1.4913	1.5403	1.5424
	5	0.1773	0.1231	0.0689	1.4627	1.5326	1.5832	1.4842	1.5326	1.5380
1.0	10	0.1828	0.1259	0.0698	1.4721	1.5403	1.5880	1.4913	1.5403	1.5424
	100	0.1880	0.1285	0.0707	1.4810	1.5474	1.5923	1.4981	1.5474	1.5464

4. Conclusion

Nous avons examiné les effets de la double diffusion et la condition à la limite convective sur la convection naturelle dans un milieu poreux saturé par un nano-fluide adjacent à une plaque semi infinie verticale. Les effets d'inertie sont pris en compte et le modèle de Buongiorno a été utilisé.

On constate que le mouvement Brownien et la thermophorèse sont des paramètres clés pour étudier l'effet des nanoparticules sur les champs d'écoulement, la température et la distribution de masse. Il est intéressant de noter que l'impact de la condition à la limite convective en présence de diffusion doublé a un effet variable sur les profils d'écoulement, de température et de masse ainsi que de l'épaisseur de la couche limite dynamique, thermique et massique.

Tableau 2. Valeurs de $Nu_x / Ra_x^{1/2}$, $Sh_x / Ra_x^{1/2}$ et $Sh_x / Ra_x^{1/2}$ pour des valeurs sélectionnées de Le,Fo et Nt

Le	*Fo*	$Nu_x / Ra_x^{1/2}$			$Sh_x / Ra_x^{1/2}$ (fluide de base)			$Sh'_x / Ra_x^{1/2}$ (nanoparticules)		
		Nt=0.1	*Nt*=0.5	*Nt*=0.7	*Nt*=0.1	*Nt*=0.5	*Nt*=0.7	*Nt*=0.1	*Nt*=0.5	*Nt*=0.7
5.0		0.2552	0.2134	0.1954	1.0157	1.0259	1.0308	1.4547	1.4529	1.4758
10	0.5	0.2162	0.1746	0.1567	1.4654	1.4773	1.4831	1.4640	1.5171	1.5666
15		0.1856	0.1440	0.1260	1.8086	1.8223	1.8289	1.4737	1.5755	1.6490
	0.1	0.2338	0.1890	0.1697	1.6286	1.6434	1.6507	1.6266	1.6839	1.7377
10	0.5	0.2162	0.1746	0.1567	1.4654	1.4773	1.4831	1.4640	1.5171	1.5666
	1.0	0.2027	0.1636	0.1468	1.3511	1.3614	1.3664	1.3500	1.4001	1.4465

Références

1. C.Y. Cheng, Natural convection boundary layer flow over a truncated cone in a porous medium saturated by a nanofluid. International Communication of Heat and Mass Transfer; 39 (2012) 231–235.
2. R. Abdul-Kahar, R. Kandasamy, Scaling group transformation for boundary-layer flow of a nanofluid past a porous vertical stretching surface in the presence of chemical reaction with heat radiation. Computers and Fluids; 52 (2011)15–21.
3. L. Wang, M. Quintard, Nanofluids of the future. Advanced of Transport Phenomena; 1 (2009) 179–243.
4. D.A. Nield, A.V. Kuznetsov, The Cheng–Minkowycz problem for the double-diffusive natural convective boundary layer flow in a porous medium saturated by a nanofluid. International Journal of Heat and Mass Transfer; 54 (2011) 374–378.
5. J. Buongiorno, Convective transport in nanofluids. ASME Journal of Heat Transfer; 128 (2006) 240–250.
6. M. Goyal, R. Bhargava, Numerical study of thermodiffusion effects on boundary layer flow of nanofluids over a power law stretching sheet. Microfluid and Nanofluid 17(2014) 591–604.
7. P. V. S. N. Murthy, A. Sutradhar,Ch. RamReddy, Double-Diffusive Free Convection Flow Past an Inclined Plate Embedded in a Non-Darcy Porous Medium Saturated with a Nanofluid. Transport in Porous Media 98(2013) 553–564.
8. W.A. Khan, A. Aziz, Double-diffusive natural convective boundary layer flow in a porous medium saturated with a nanofluid over a vertical plate: Prescribed surface heat, solute and nanoparticle fluxes. International Journal of Thermal Sciences 50 (2011) 2154–2160.
9. D. Nield, , A. Bejan, , Convection in porous media", Springer (2006) 3rd Third Edition.

Etude numérique de la convection naturelle dans une cavité rectangulaire contenant un nanofluide

Billel BOUDJENIBA, Salah LAOUAR*, El Hacene Mezaache

Laboratoire de Recherche sur la Physico-Chimie des Surfaces et Interfaces (LRPCSI)
Faculté des Sciences, Département des Sciences de la Matière, Université 20 août 1955 de Skikda
*Auteur correspondant : slaouar21@gmail.com

Résumé - La présente étude numérique concerne les transferts de chaleur par convection naturelle qui se développe à l'intérieur d'une cavité fermée rectangulaire contenant un nanofluide. La paroi horizontale inférieure est partiellement chauffée et les deux parois verticales de gauche et de droite sont refroidies sur leurs moitiés supérieures. Le reste des frontières est thermiquement isolé. Le nanofluide en question est à base d'eau et de particules nanométriques de cuivre. Le nombre de Rayleigh est un paramètre de l'étude avec la fraction volumique et le facteur de forme de la cavité. Cette étude nous a permis de développer un programme de résolution basé sur les différences finies, validé par la reproduction de travaux cités en littérature. Les principaux résultats de cette étude concernent l'amélioration des transferts suite à l'incorporation des nanoparticules dans les solutions utilisées principalement pour le refroidissement des systèmes énergétiques et l'effet du facteur de forme sur le mouvement ascendant des courants fluides.

Mots Clés : Nanofluides, Convection Naturelle, Cavité Rectangulaire.

Nomenclature

A	rapport d'aspect géométrique, L/H
C_p	chaleur spécifique à pression constante, $J.kg^{-1}K^{-1}$
g	accélération de la pesanteur, $m.s^{-2}$
h	longueur adimensionnelle de l'élément chauffant,
H	hauteur de la cavité, m
K	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
L	longueur de la cavité, m
m	nombre de nœuds du maillage suivant y
n	nombre de nœuds du maillage suivant x
Pr	nombre adimensionnel de Prandtl
Ra	nombre adimensionnel de Rayleigh
t	temps adimensionnel
T	température adimensionnelle
T_c	température chaude, K
T_f	température froide, K
u	composante adimensionnelle de la vitesse suivant x
v	composante adimensionnelle de la vitesse suivant y
x_p	position adimensionnelle de l'élément chauffant suivant x
y_p	position adimensionnelle de l'élément chauffant suivant y

Symboles grecs

α	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$
β	coefficient d'expansion volumique, K^{-1}
φ	fraction volumique des nanoparticules
ψ	fonction de courant adimensionnelle
ω	vorticité adimensionnelle
ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
μ	viscosité dynamique, $kg.\ m^{-1}.s^{-1}$
Δt	pas de temps adimensionnel

Indices et exposants

‘	grandeur dimensionnelle
avg	valeur moyenne
eff	effective
f	fluide
nf	nanofluide
s	solide

1. Introduction

La présence de particules d'oxydes métalliques ou métalliques de taille nanométrique dans un fluide de base (l'eau par exemple) contribue à l'amélioration des transferts de chaleur dans les échangeurs. En effet, la conductivité thermique est ainsi améliorée de plusieurs dizaines de pourcentage par rapport à celle du fluide de base [1]. En ce qui concerne ce dernier paramètre, une revue globale sur l'amélioration des transferts de chaleur suite à l'augmentation de la conductivité thermique en régime d'écoulement forcé peut être consultée en [1]. Des études sur l'effet de la concentration des nanoparticules (ou ce qui revient au même, la fraction volumique) sur l'augmentation de la conductivité ont été menées par Lee et al. [2] et Xuan et al. [3-4] et ont donné des valeurs entre 1 et 5% seulement pour une amélioration de plus de 20% des transferts thermiques. Il est même mentionné en littérature que cette augmentation peut atteindre les 60% pour 5% de fraction volumique [1]. Les travaux de Khanafer et al. [5] ont porté sur l'amélioration des transferts thermiques en régime de convection forcée à deux dimension en faisant varier deux paramètres essentiels ; le nombre adimensionnel de Grashof et la fraction volumique. Ils ont conclu que la présence des nanoparticules est la cause directe de l'intensification des transferts thermiques et que ces transferts sont proportionnels à l'augmentation du nombre de Grashof et de la fraction volumique. De plus, la présence des nanoparticules modifie la structure globale de l'écoulement.

En convection naturelle, on peut citer les travaux de Wang et al. [6] dans les enceintes fermées, ceux de Polidori et al. [7] sur l'amélioration des transferts. Oztop et al. [8], ont étudié numériquement la convection naturelle dans une enceinte rectangulaire partiellement chauffée sur une face et refroidit sur la face en regard et contenant des nanofluides, les autres parois étant isolées. Ils ont utilisé la méthode des volumes finis pour la résolution des équations de transport de la chaleur et de la quantité de mouvement. L'étude a mis en évidence l'effet du nombre de Rayleigh, de la longueur de l'élément chauffant et sa localisation, du rapport d'aspect de la cavité et de la fraction volumique sur la structure de l'écoulement en général et le transfert de chaleur en particulier. Le choix du type de nanoparticule a été déterminant, à savoir le cuivre, de même l'augmentation de la fraction volumique et la taille de l'élément chauffant favorisent le transfert de chaleur et en dernier lieu il faut noter que l'amélioration des transferts thermiques est directement liée à la diminution du rapport d'aspect favorisant ainsi le mouvement de flottabilité.

Dans la présente étude on s'intéresse à la convection naturelle dans une enceinte carrée contenant un nanofluide. Deux parois de l'enceinte en regards sont partiellement refroidies, alors que la paroi horizontale de bas est en partie chauffée, les autres frontières du domaine physique sont adiabatiques. Les résultats de notre simulation numérique sont relatifs à un rapport d'aspect égal à l'unité, deux valeurs de la longueur de l'élément chauffant et deux positions de ce dernier. Nous avons travaillé avec un code de calcul maison, validé par six travaux antérieurs, expérimental et numérique, dont certains sont bien explicités dans cette étude. La méthode des différences finies a été adopté avec une formulation fonction de courant-vorticité et une méthode implicite aux directions alternées pour l'écriture algébrique des équations de transport.

2. Formulation mathématique

Pour le système physique, on considère un nanofluide au sein d'une enceinte parallélépipédique de coupe rectangulaire de hauteur H et de largeur L. Le fluide de base est l'eau contenant des nanoparticules de cuivre. Les propriétés physiques sont résumées dans le tableau 1. Les axes de coordonnées ainsi que les conditions aux limites sont mentionnés sur la figure 1. Les demi parois verticales supérieures de gauche en $\boldsymbol{x' = 0}$ et de droite en $\boldsymbol{x' = L}$ sont maintenues à la température constante froide $\boldsymbol{T_f}$ alors que l'élément chauffant de la paroi horizontale de longueur $\boldsymbol{h'}$ en $\boldsymbol{y' = 0}$

est maintenue à une température constante $\boldsymbol{T_c}$. Le reste des frontières est considéré adiabatique. On suppose que l'approximation de Boussinesq est valable et que le nanofluide est newtonien, incompressible, laminaire et à propriétés physiques constantes, sauf pour la masse volumique qui affecte le terme de gravité et qui est responsable du mouvement de convection. On néglige le rayonnement, la dissipation visqueuse et le travail dû à l'expansion volumique.

Tableau 1. Propriétés thermophysiques du fluide et de la nanoparticule[8]

Propriétés physiques	$C_p(J.kg^{-1}.K^{-1})$	$\rho(kg.m^{-3})$	$K(W.m^{-1}.K^{-1})$	$\alpha\ (m^2s^{-1})$	$\beta\ (K^{-1})$
Phase fluide (eau)	4179	997.1	0.613	1.47×10^{-7}	21×10^5
Cuivre (Cu)	385	8933	400	11.631×10^{-5}	1.67×10^5

Pour les conditions aux limites et la condition initiale on pose :

$$\begin{cases} u' = v' = \dfrac{\partial T'}{\partial y'} = 0 \quad \text{à} \quad y' = H \quad et \quad 0 \le x' \le L \\ u' = v' = \dfrac{\partial T'}{\partial y'} = 0 \ \text{ à } \ y' = 0 \ \ et \ \ x'_p + \dfrac{h'}{2} < x' < x'_p - h'/2 \\ u' = v' = \dfrac{\partial T'}{\partial x'} = 0 \ \text{ à } \begin{cases} x' = 0 \\ x' = L \end{cases} \ et \ \ 0 \le y' < H/2 \\ \begin{cases} u' = v' = 0 \\ T' = T_c \end{cases} \ \text{ à } \ y' = 0 \ \ et \ \ x'_p + \dfrac{h'}{2} > x' > x'_p - \dfrac{h'}{2} \\ \begin{cases} u' = v' = 0 \\ T' = T_f \end{cases} \ \text{ à } \ \begin{cases} x' = 0 \\ x' = L \end{cases} \ et \ \ H/2 \le y' \le H \end{cases} \qquad pour \quad t' > 0 \qquad (1)$$

$$\begin{cases} u' = v' = 0 \\ T' = \frac{1}{2}(T_c + T_f) \end{cases} \qquad pour \quad t' = 0 \qquad (2)$$

Les équations du modèle mathématique en tenant compte des simplifications adoptées pour ce problème s'écrivent sous forme dimensionnelle :

Equation de continuité

$$\frac{\partial^2 \psi'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 \psi'}{\partial y'^2} = -\omega' \qquad (3)$$

Equation de conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial \omega'}{\partial t'} + \frac{\partial}{\partial x'}\left(u'\omega' - \frac{\mu_{nf}}{\rho_{nf}}\frac{\partial \omega'}{\partial x'}\right) + \frac{\partial}{\partial y'}\left(v'\omega' - \frac{\mu_{nf}}{\rho_{nf}}\frac{\partial \omega'}{\partial y'}\right) = \left(\frac{\varphi\rho_s\beta_s + (1-\varphi)\rho_f\beta_f}{\rho_{nf}}\right) g\left(\frac{\partial T'}{\partial x'}\right) \qquad (4)$$

Equation de l'énergie

$$\frac{\partial T'}{\partial t'} + \frac{\partial}{\partial x'}\left(u'T' - \alpha_{nf}\frac{\partial T'}{\partial x'}\right) + \frac{\partial}{\partial y'}\left(v'T' - \alpha_{nf}\frac{\partial T'}{\partial y'}\right) = 0 \qquad (5)$$

Avec :

$$\alpha_{nf} = \frac{K_{eff}}{(\rho C_p)_{nf}} \qquad (6)$$

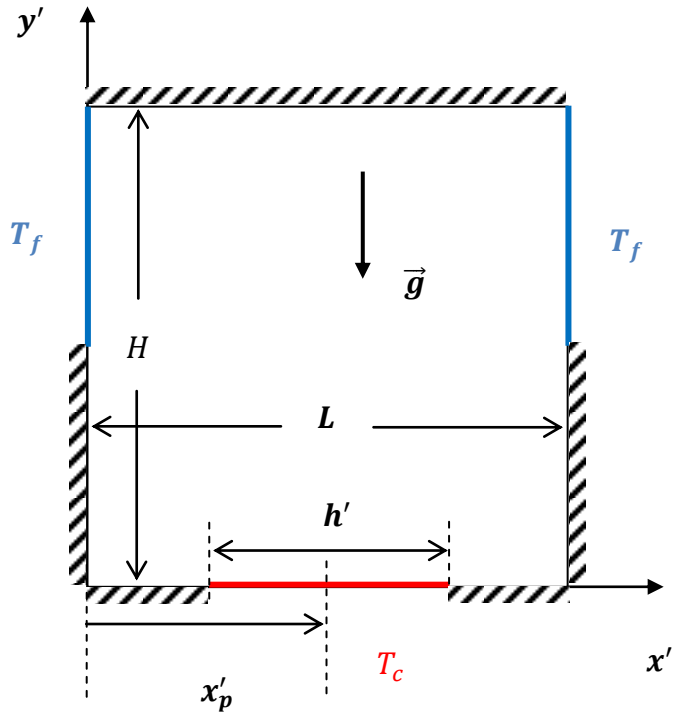


Figure 1 : modèle physique

K_{eff} : est la conductivité thermique effective du nanofluide approximée par le modèle de Maxwell-Garnetts [1] et donnée par :

$$\frac{K_{eff}}{K_f} = \frac{K_{nf}}{K_f} = \frac{K_s+2K_f-2\varphi(K_f-K_s)}{K_s+2K_f+\varphi(K_f-K_s)} \tag{7}$$

Nous supposons bien entendu que la forme des nanoparticules de cuivre est sphérique [9]. De plus cette formulation est bien adaptée pour évaluer les améliorations des transferts thermiques. D'autres modèles existent en littérature, à savoir : le modèle de Hamilton-Crosser et le modèle de Yu-Choi, qui tiennent compte de la forme non sphérique des nanoparticules. Pour notre cas l'utilisation de l'équation (7) est relativement satisfaisante.

La chaleur massique du nanofluide est exprimée par :[2]

$$(\rho C_p)_{nf} = \varphi(\rho C_p)_p + (1-\varphi)(\rho C_p)_f \tag{8}$$

Et la viscosité dynamique est donnée par Brinkman [10] :

$$\mu_{nf} = \frac{\mu_f}{(1-\varphi)^{2.5}} \tag{9}$$

Concernant le champ de vitesse, il est lié à la fonction de courant par les relations :

$$\begin{cases} u' = \dfrac{\partial \psi'}{\partial y'} \\ v' = -\dfrac{\partial \psi'}{\partial x'} \end{cases} \tag{10}$$

Les équations précédentes peuvent être adimensionnées par l'introduction du groupe de paramètres sans dimensions suivant :

$$\begin{cases} (x,y) = \left(\dfrac{x'}{H}, \dfrac{y'}{H}\right) \quad ; \quad t = \dfrac{t'\alpha_f}{H^2} \quad ; \quad (u,v) = \left(\dfrac{u'H}{\alpha_f}, \dfrac{v'H}{\alpha_f}\right) \\ \psi = \dfrac{\psi'}{\alpha_f} \quad ; \quad \omega = \dfrac{\omega' H^2}{\alpha_f} \quad ; \quad T = \dfrac{T'-T_f}{T_c-T_f} \end{cases} \tag{11}$$

D'où le modèle suivant :

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}=-\omega \tag{12}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}\left(uT-tdr\frac{\partial T}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(vT-tdr\frac{\partial T}{\partial y}\right)=0 \tag{13}$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}\left(u\omega-Prm\frac{\partial \omega}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(v\omega-Prm\frac{\partial \omega}{\partial y}\right)=Ra.Pr.Pnfr\ \frac{\partial T}{\partial x} \tag{14}$$

Avec

tdr : Rapport des diffusivités thermiques

$$tdr=\frac{\alpha_{nf}}{\alpha_f}=\frac{K_{nf}}{K_f}\frac{1}{(1-\varphi)+\varphi\frac{(\rho C_p)_p}{(\rho C_p)_f}} \tag{15}$$

Prm : Nombre de Prandtl modifié

$$Prm=\frac{Pr}{(1-\varphi)^{2.5}((1-\varphi)+\varphi\frac{\rho_p}{\rho_f})} \tag{16}$$

Ra : Nombre de Rayleigh

$$Ra=\frac{g\beta\Delta TL^3}{\nu_f\alpha_f} \tag{17}$$

Et $Pnfr$: Rapport des paramètres du nanofluide

$$Pnfr=\frac{1}{1+\frac{1-\varphi}{\varphi}\frac{\rho_f}{\rho_p}}\frac{\beta_p}{\beta_f}+\frac{1}{1+\frac{\varphi}{1-\varphi}\frac{\rho_p}{\rho_f}} \tag{18}$$

Et les conditions aux limites et initiale :

$$\begin{cases} u=v=\dfrac{\partial T}{\partial y}=0 \quad \text{à} \quad y=1 \quad et \quad 0\le x\le A \\ u=v=\dfrac{\partial T}{\partial y}=0 \ \text{ à } \ y=0 \ \ et \ \ x_p+\dfrac{h}{2}<x<x_p-h/2 \\ u=v=\dfrac{\partial T}{\partial x}=0 \ \text{ à } \begin{cases} x=0 \\ x=A \end{cases} et \ \ 0\le y<1/2 \\ \begin{cases} u=v=0 \\ T=1 \end{cases} \text{ à } \ y=0 \ \ et \ \ x_p+\dfrac{h}{2}>x>x_p-\dfrac{h}{2} \\ \begin{cases} u=v=0 \\ T=0 \end{cases} \text{ à } \begin{cases} x=0 \\ x=A \end{cases} et \ \ 1/2\le y\le 1 \end{cases} \qquad pour \quad t>0 \tag{19}$$

$$\begin{cases} u=v=0 \\ T=\frac{1}{2} \end{cases} \qquad pour \quad t=0 \tag{20}$$

3. Méthode numérique de résolution

La résolution numérique est basée sur la méthode des différences finies décrite en détails par Laouar et al. [11-12]. Les équations de la quantité de mouvement et de l'énergie sont résolues en suivant la méthode implicite des directions alternées (ADI) largement utilisée pour ce genre de problème. Elle permet d'obtenir des systèmes matriciels possédant les trois diagonales principales facilement inversibles par l'algorithme TDMA. On traite l'équation de la vorticité par la méthode de surrelaxation successive (SOR). La validité de ce modèle numérique a été vérifiée dans [11] par la reproduction des travaux de Davis [13] obtenus dans le cas d'une cavité différentiellement chauffée et le travail de Samuels et Churchill [14] obtenu dans le cas de l'étude de la stabilité d'une couche fluide contenue dans une enceinte de coupe rectangulaire chauffée par le bas. On estime à chaque pas de temps que le problème converge si les champs de température et de vorticité du domaine physique ne changent plus au cours de vingt itérations successives. La

stabilité du programme de résolution a été effectuée suite à l'étude de la variation du pas temporel et spatial sur les résultats de la simulation en générale. Noter que le pas de temps considéré est alors $\Delta t = 10^{-5}$ et que le pas spatial était $n \times m = 61 \times 61$ dans toute l'étude, car il a été vérifié qu'un raffinement au-delà de ces valeurs n'apportait pas de précisions significatives mais au contraire il est sanctionné par des temps de calcul exorbitants.

Une seconde phase de validation concerne le travail de Oztop et al. [8], Khanafer et al. [5], De Vahl Davis [13] et Laouar et al. [11-12] et un bon accord a été trouvé. Les résultats de cette étude sont rassemblés dans le tableau 2.

Tableau 2. Calcul du nombre de Nusselt moyen pour la solution stationnaire et pour différentes valeurs du nombre de Rayleigh.

Ra	Présente étude	Oztop et al [8]	Khanafer et al [5]	De Vahl Davis[13]	Laouar et al [11]
10^3	1.117	1.120	1.118	1.118	1.117
10^4	2.241	2.250	2.245	2.243	2.243
10^5	4.510	4.625	4.522	4.519	4.518
10^6	8.829	8.875	8.826	8.799	8.825

La figure 2 schématise les variations de la température selon l'axe de coordonnées x à la station verticale $y = 0.5$. Le nombre de Rayleigh pour cette étude a été fixé à $Ra = 1.89 \times 10^5$ et le nombre de Prandtl $Pr = 0.7$. Il s'agit là d'une cavité carrée différentiellement chauffée contenant le fluide pur. Nous observons que nos résultats sont en bon accord avec les données de la littérature.

La figure 3 est une comparaison qui concerne le profil de vitesse ascendante v à la même station verticale $y = 0.5$ et le long de l'axe x pour des nanofluides avec trois types de nanoparticules. L'accord est jugé très satisfaisant.

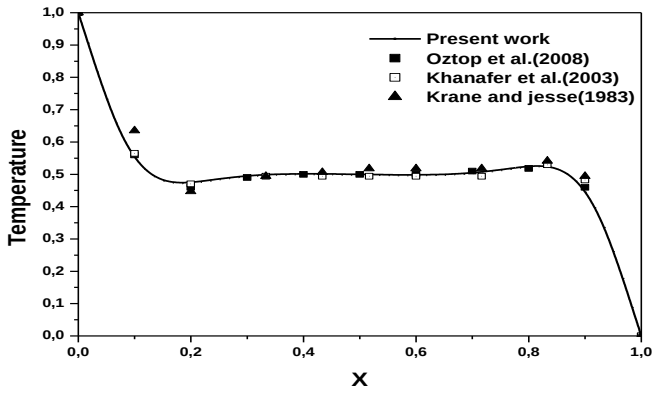


Figure 2 : Profil de température en fonction de x à mi-chemin de y pour $Ra = 1.89 \times 10^5$ *et* $Pr = 0.71$

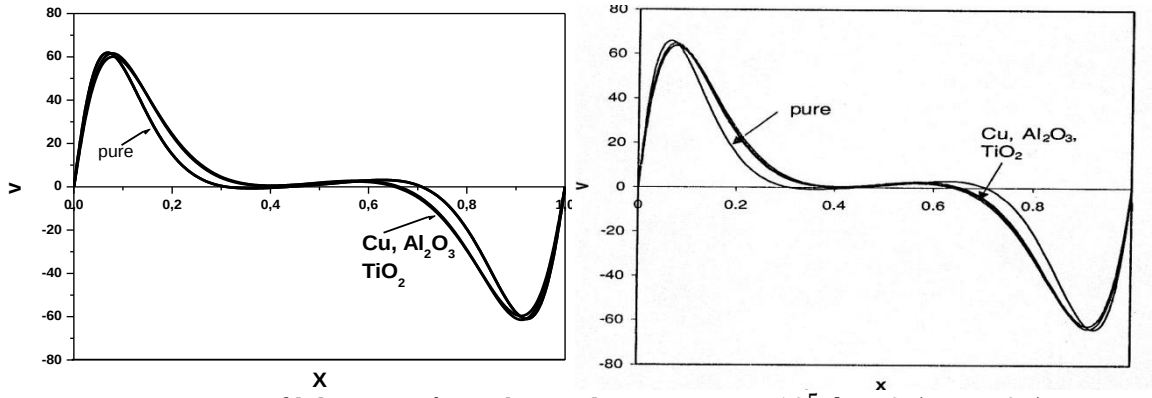


Figure 3 : Profil de vitesse à mi-chemin de y pour $Ra = 10^5, h = 0.5, y_p = 0.5$
à gauche : notre étude et à droite celle de Oztop et al. [8]

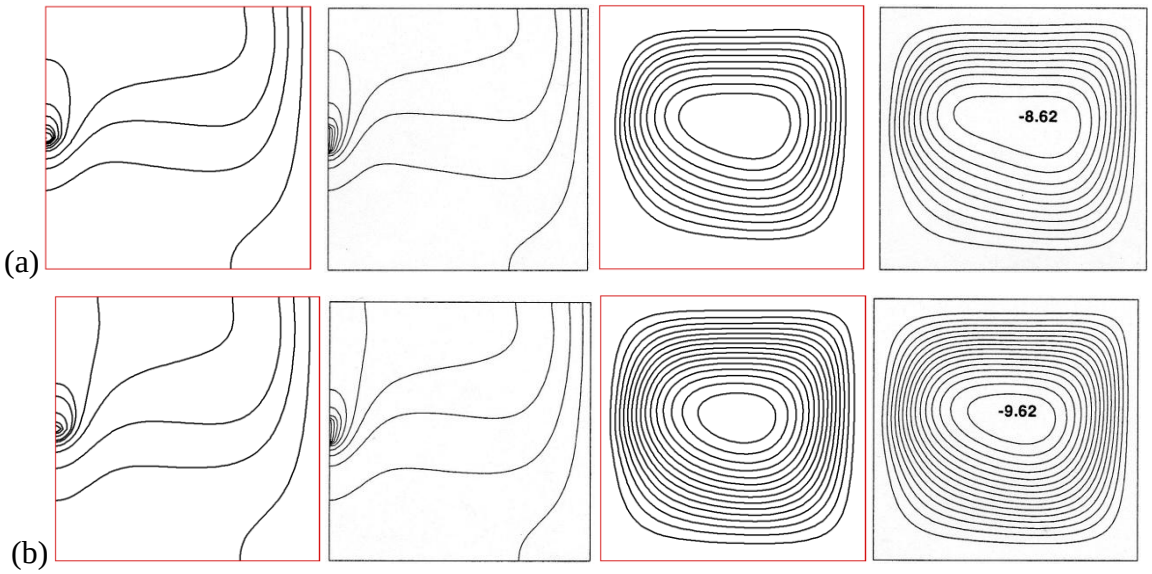


Figure 4 : Isothermes et lignes de courant $Ra = 10^5, Pr = 6.2, A = 1, h = 0.1, y_p = 0.5$
(a) : $\varphi = 0.1$ *, (b) :* $\varphi = 0.2$
Colonnes 1 et 3 : présente étude, colonnes 2 et 4 celle de Oztop et al. [8]

Concernant les lignes de courant et les isothermes, nous avons considéré la référence [8] avec comme fluide de base l'eau ($Pr = 6.2$). Le facteur de forme $A = 1$. L'élément chauffant de longueur 10% de la longueur totale de la paroi et positionné au centre de celle-ci. Pour deux valeurs de la fraction volumique $\varphi = 0.1\ et\ 0.2$, figure 4, les résultats s'accordent parfaitement et l'erreur relative ne dépasse pas les 2% dans les cas les plus défavorables [8].

4. Résultats de la simulation du problème étudié

Pour notre problème, nous avons comme fluide de base l'eau avec des nanoparticules de cuivre. La fraction volumique varie entre 0% pour le fluide de base pur et 20% pour le nanofluide considéré. La longueur de l'élément chauffant a été prise égale à la moitié de la longueur totale de la paroi avec deux positions différentes : centrée et décalée. Les résultats de cette simulation son présentés en termes d'évolution de la température pour un domaine spécifique en fonction du nombre de Rayleigh et de la fraction volumique. Des isothermes et des lignes de courant sont reproduit dans le but de mettre en évidence l'effet de ces deux derniers paramètres (le nombre de Rayleigh et la fraction volumique) sur la dynamique de l'écoulement du nanofluide.

Pour l'évaluation des intensités des transferts thermiques, le calcul du nombre de Nusselt a porté sur son évaluation locale à travers la paroi chaude et son évaluation globale le long de cette paroi. En se référant à [8], [11] et [13], on peut écrire :

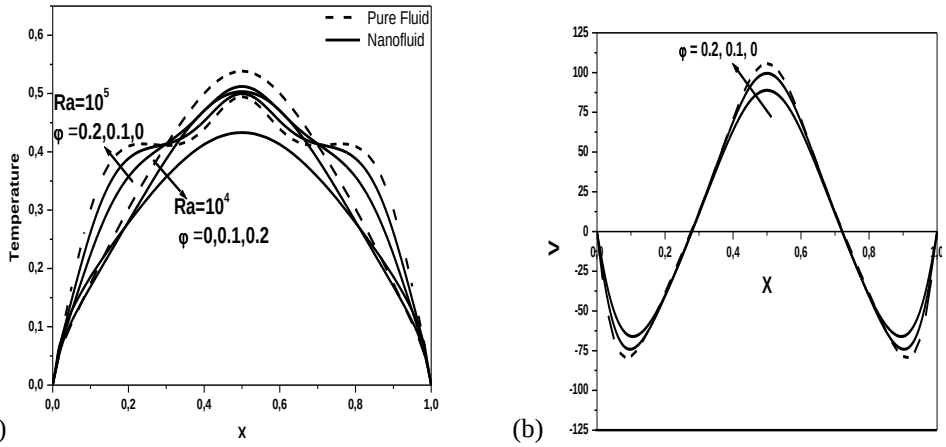
$$Nu_{local} = -\frac{k_{nf}}{k_f}\frac{\partial T}{\partial y}\Big)_{paroi\ chaude} \tag{21}$$

Et pour le calcul du Nusselt global on a :

$$Nu_{Avg} = \int Nu(x)dx \tag{22}$$

Pour son évaluation numérique, nous avons utilisé la méthode de Simpson.

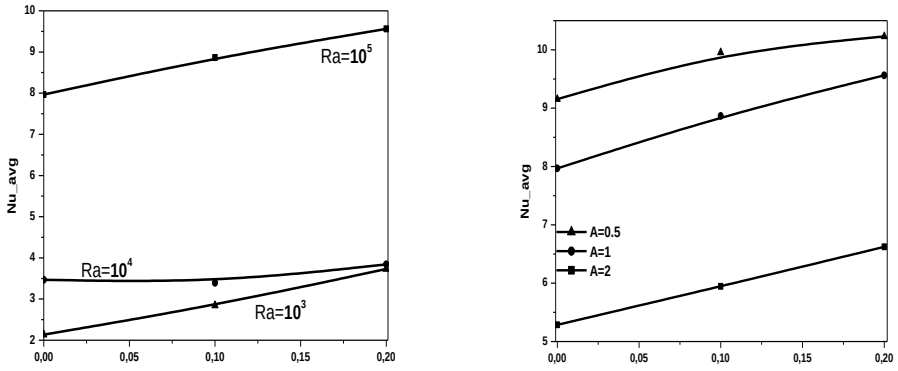
La figure 5 représente l'état du champ de température et la composante de la vitesse v au centre de la cavité à la station $y = 0.5$, pour deux valeurs du nombre de Rayleigh et deux valeurs de la fraction volumique avec bien entendu l'état de base. En raison de la disposition centrale de l'élément chauffant on observe une symétrie parfaite par rapport à l'axe $x = 0.5$.



(a) (b)

Figure 5 : Profils de température (a) et de vitesse (b) à la station y = 0.5 (h=0.5, x_p=0.5, Pr=6.2).

Dans l'intervalle du nombre de Rayleigh considéré il est évident que l'écoulement de la chaleur dans le cas de l'eau pur est plus important que celui du nanofluide à cause de l'inertie de ce dernier due à la présence des nanoparticules qui sont plus denses. Néanmoins, la quantité de chaleur véhiculée est relativement plus importante pour le nanofluide, figure 6 (a) et (b). De plus, l'intensification des transferts thermiques est liée directement à l'augmentation du nombre de Rayleigh et de la fraction volumique. L'effet du rapport de forme est évident, figure 6 (b), plus la cavité est étroite avec augmentation de son hauteur, plus la chaleur est mieux véhiculée. Ceci est dû aux effets de flottabilité.



(a) (b)

Figure 6 : Nusselt moyen sur la paroi chaude (eau-Cu), $h = 0.5, x_p = 0.5$
(a) : $A = 1$, (b) : $Ra = 10^5$

La figure 7 représente l'évolution du nombre de Nusselt local sur la paroi chaude. On note l'importance des transferts sur les frontières de l'élément chauffant, contrairement à la région centrale. Ceci est dû à la présence de deux rouleaux convectifs et contrarotatifs qui pressent le nanofluide près de la paroi chaude formant ainsi une zone où le transfert de chaleur est conductif, figure 8.

Le cas de l'élément chauffant décalé vers la droite est représenté sur la figure 7 (b). Dans ce cas le nanofluide stagne dans le coin inférieur de droite. Le régime de transfert de chaleur est pseudo-conductif. Les isothermes, comme le montre la figure 9 sont presque parallèles dans cette région.

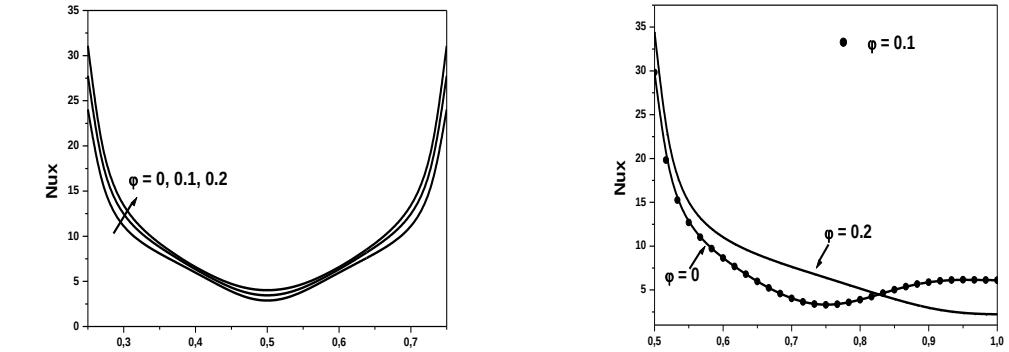


Figure 7 : Nusselt local sur la paroi chaude (eau-Cu), $Ra = 10^5, A = 1, h = 0.5$
(a) : $x_p = 0.5$ *(b) :* $x_p = 0.75$

Les isothermes et les lignes de courant des figures 8 et 9, montrent des régions près de la paroi chaude où le transfert de chaleur est principalement conductif avec des zones de stratification thermique, deux rouleaux contrarotatifs convectifs et des déformations plus importantes dans le cas de l'élément chauffant décentré

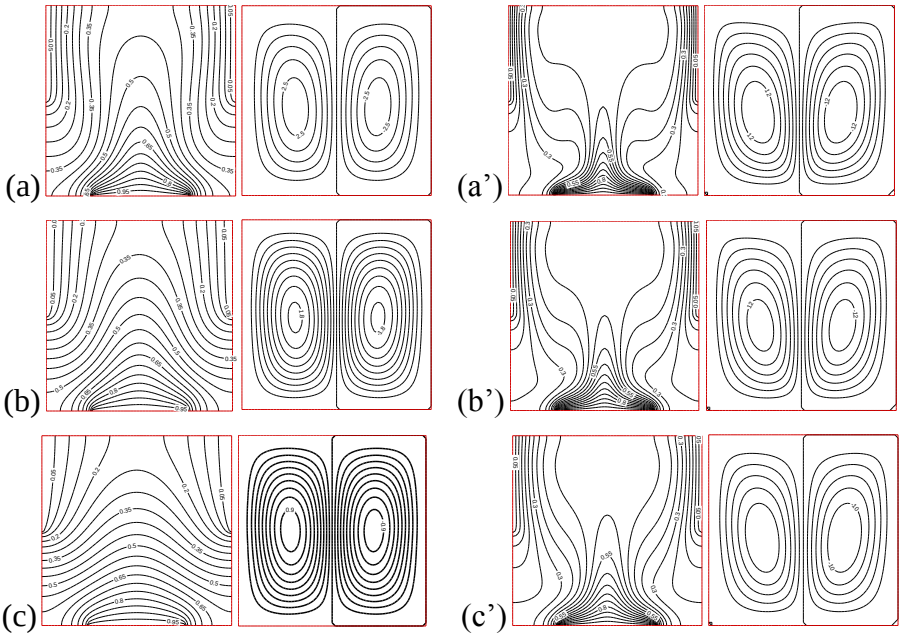


Figure 8 : Isothermes et lignes de courant pour eau-Cu $A = 1, h = 0.5, x_p = 0.5$
(a), (b), (c) :$Ra = 10^4, \varphi = 0\%, 10\%, 20\%$ *respectivement*
(a'), (b'), (c') : $Ra = 10^5, \varphi = 0\%, 10\%, 20\%$ *respectivement*

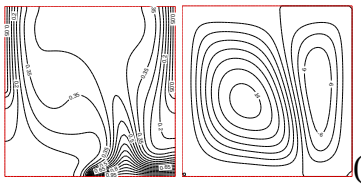
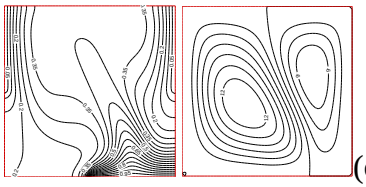
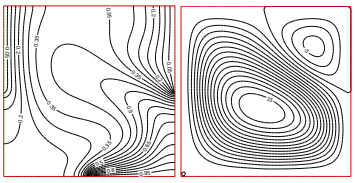
(a)  (b)  (c) 

Figure 9 : Isothermes et lignes de courant pour eau-Cu $Ra = 10^5,\ A = 1,\ h = 0.5,\ x_p = 0.75$
(a), (b), (c) : $\varphi = 0\%, 10\%, 20\%$ *respectivement*

5. Conclusion

L'amélioration du transfert de chaleur par convection naturelle dans une cavité bidimensionnelle remplie de nanofluide avec un échauffement partiel à sa base a été étudiée numériquement pour différentes fraction volumique avec $Ra = 10^4$ et 10^5. Les principaux résultats issus de cette étude sont :

- ✓ Le transfert de chaleur est meilleur quand l'élément chauffant est centré $x_p = 0.5$.
- ✓ L'augmentation du nombre de Rayleigh tend à l'amélioration du transfert de chaleur, plus précisément pour des petits allongements c'est-à-dire < 1 . Mais l'intensification des transferts de chaleur causée par l'ajout des nanoparticules est plus importante pour des cavités rectangulaires peu allongées.

Une suite logique de ce travail consiste à étudier l'importance de l'incorporation d'autres nanoparticules sur l'amélioration des transferts thermiques et à investiguer l'effet de l'augmentation du nombre de Rayleigh avec l'effet de l'inclinaison et les différentes dispositions des éléments chauffants et refroidissants.

Références

1. S. Kakaç, A. Pramuanjaroenkij, Review of convective heat transfer enhancement with nanofluids, Int. J. Heat Mass Transfer 46 (2009) 3187-3196.
2. S. Lee, S.U.S. Choi, S. Li, J. A. Eastman, Measuring thermal conductivity of fluids containing oxide nanoparticules, Trans. ASME, J. Heat Transfer 121 (1999) 280-289.
3. Y. Xuan, Q. Li, Heat transfer enhancement of nanofluids, Int. J. Heat Fluid Flow 21 (2000) 58-64.
4. Y. Xuan, W. Roetzel, Conceptions for heat transfer correlation of nanofluids, Int. J. Heat Mass Transfer 43 (2000) 3701-3707.
5. K. Khanafer, K. Vafai, M. Lightstone, Buoyancy-driven heat transfer enhancement in a two-dimensional enclosure utilizing nanofluids, Int. J. Heat Mass Transfer 46 (2003) 3639-3653.
6. X. Q. Wang, A. S. Mujumdar, C. Yap, Free convection heat transfer in horizontal and vertical rectangular cavities filled with nanofluids, International Heat Transfer Conference IHTC-13, 2006, Sydney, Australia.
7. G. Polidori, S. Fohanno, C. T. Nguyen, A note on heat transfer modeling of newtonian nanofluids in laminar free convection, Int. J. Therm. Sci. 46 (2007), 739-744.
8. Oztop H., Abu Nada E. 2008 « Numerical study of natural convection in partially heated rectangular enclosures filled with nanofluids ».Int. J. Heat and Fluid Flow 29: 1326-1336.
9. J. C. Maxwell, Treaties on Electricity and Magnetism, Oxford University Press, London 1904.

10. H. C. Brinkman, The viscosity of concentrated suspensions and solutions, J. Chem. Phys., 20 (1952), 571-581.
11. S. Laouar, Thèse de Doctorat d'Etat, Université Mentouri. (2008).
12. S. Laouar, L. Abada, E. Mezaache et M. Daguenet, 13èmes JITH, Albi, France (2007).
13. G. De Vahl Davis, Natural convection of air in a square cavity: a bench mark numerical solution,Int. J. for Numerical Methods in Fluids, 3 (1983), 249-264.
14. M. R. Samuels, S. W. Churchill, Stability of a fluid in a rectangular region heated from below, A. I. Ch. E. Journal, 13, N°. 1 (1967), 77-85.
15. R. J. Krane, J. Jessee, Some detailed field measurements for a natural convection flow in a vertical square enclosure, Proceedings of the First ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conference, 1 (1983), 323-329.

Etude de la régulation de la température d'une cavité équipée d'un échangeur à matériau à changement de phase

Rachid CHEBAH[1], El Hacene MEZAACHE[2*], Salah LAOUAR[3]

[1]Laboratoire de Recherche sur la Physico-chimie des Surfaces et Interfaces, Université de Skikda, 21000 Skikda, Algérie

[*]auteur correspondant : e_mezaache@yahoo.fr

Résumé - Cette étude s'intéresse à l'effet des parois contenant des matériaux à changement de phase sur le comportement thermique d'une cavité pouvant désigner un espace habitable. L'une des surfaces extérieures de la cavité est soumise à une température extérieure périodique, les autres surfaces sont considérées adiabatiques. Le résultat recherché est la régulation de la température de l'air ambiant intérieur de la cavité. La paroi soumise à l'excitation thermique externe de nature périodique, est une paroi multicouches contenant un matériau à changement de phase encapsulé dans des conteneurs rectangulaires et encadré par deux couches, une couche d'un matériau isolant et une autre d'un matériau de construction où chaque type de matériau a des caractéristiques bien déterminées. L'étude numérique est réalisée à l'aide d'un modèle physique traitant le couplage entre l'échangeur MCP et la cavité. Le transfert de chaleur avec changement de phase est modélisé numériquement par la méthode de la capacité thermique apparente selon un schéma implicite de différences finies.

Mots Clés : Echangeur MCP, confort thermique, stockage thermique, climatisation passive.

Nomenclature

C	capacité thermique volumique, $J.m^{-3}.°C^{-1}$	x	position, m
H	enthalpie volumique, $J.m^{-3}$	V	volume, m^3
H	coefficient de transfert convectif, $W.m^{-2}.°C^{-1}$	*Indices*	
K	conductivité thermique, $W.m^{-1}.°C^{-1}$	m	interface
T	température, °C	L	liquide
T	temps, s	s	solide

1. Introduction

L'utilisation des MCP dans le secteur de l'habitat a pour objectif de réduire la consommation d'énergie. Elle consiste à augmenter la capacité de stockage thermique des parois de l'enveloppe de l'habitat par intégration des MCP. Ces matériaux se distinguent par un échange de chaleur important et isotherme, par changement de phase. En se basant sur la propriété de stockage de chaleur par voie latente, ces matériaux permettent une protection ou une isolation thermique de l'habitat vis-à-vis de l'influence extérieure.

Depuis les années 80, plusieurs études ont été effectuées sur l'utilisation des MCP dans le bâtiment [1]. Ces études ont amené à l'élaboration et à l'intégration des MCP dans l'enveloppe du bâtiment, par l'inclusion des systèmes de stockage d'énergie, parmi lesquels, on distingue les systèmes actifs et les systèmes passifs.

Ces recherches s'orientent principalement sur trois axes : i. Le confinement des matériaux qui doivent contenir un maximum de MCP tout en assurant une bonne conductivité thermique de la paroi et éviter toute fuite de matériau. ii. La détermination de la chaleur latente, la température de changement de phase, et l'épaisseur optimale de la paroi. iii. La validation expérimentale des gains en termes de confort thermique et d'économie d'énergie dans le bâtiment.

L'utilisation passive est réalisée par intégration des MCP dans les divers parois constituants un bâtiment : planchers, plafonds, parois, menuiseries, même dans les vitres et les rideaux des fenêtres, et les tuiles. Le stockage et le déstockage d'énergie s'effectue sous l'effet des échanges de chaleur de l'air intérieur du bâtiment et son environnement (rayonnement solaire, air extérieur, rayonnement nocturne, etc.). Ces échanges sont appelés passifs car ils ne sont pas actionnés par l'intervention d'un autre système mécanique, le plus courant, c'est la ventilation forcée du bâtiment.

Parmi les principaux travaux concernant l'intégration passive des MCP dans le secteur de bâtiments:

Bourdeau [2] a étudié la possibilité de remplacer les matériaux conventionnels (Béton où l'eau) par des MCPs fiables dans un mur. Les travaux expérimentaux et théoriques menés ont montré qu'il est possible de réduire la taille du mur tout en améliorant son comportement thermique.

Athienitis et al [3] ont étudié expérimentalement et numériquement le transfert thermique permanant dans un mur avec panneau en plâtre contenant 25% de MCP. Un modèle numérique basé sur les différences finies avec un schéma de type explicite a été également développé. Les auteurs ont montré que l'utilisation des MCP pouvait conduire à une réduction de 4°C de la température intérieure.

Ismail et Henriquez [4] ont étudié l'intégration des MCP dans le système de vitrage des fenêtres pour réduire l'énergie transmise vers l'extérieur. Une étude numérique et expérimentale a montré que l'utilisation des fenêtres double vitrages rempli de MCP engendre de fortes réductions du rayonnement infrarouge et ultraviolet comparativement aux systèmes simple vitrage et double vitrage rempli d'air.

Neeper [5] a examiné le comportement thermique des parois imprégnées par des MCP et situées sur la façade interne. La paroi est soumise à la variation journalière de la température ambiante. L'objectif de cette investigation est de fournir des directives utiles pour le choix optimal d'un MCP.

Ahmad et al [6] ont simulé numériquement avec TRNSYS 15 validé par une étude expérimentale des cellules conventionnelles (sans MCP). Les auteurs ont montré que l'utilisation de matériaux à changements de phase (MCP) dans le bâtiment permet d'augmenter l'inertie thermique tout en gardant de faibles épaisseurs de parois et que le couplage avec un super-isolant (VIP : Vacuum Insulation Panel) permet d'augmenter encore cette inertie en limitant considérablement les pertes thermiques.

Shilei et al [7] ont examiné l'impact d'un panneau plâtre-MCP situé en contact direct avec l'ambiance d'une cellule-test chauffée par un radiateur électrique. Après une analyse de la température de fusion du MCP et la paroi plâtre-MCP par la calorimétrie différentielle à balayage (DSC), et une analyse comparative sur des cellules-test dans les conditions climatiques d'hiver au nord-est de la Chine, ils ont montré que les parois plâtre-MCP peuvent affaiblir les fluctuations de température d'air ambiant interne et réduire les pertes de chaleur, et ont la capacité de stocker la chaleur pour améliorer le confort thermique.

Zhou et al [8] ont examiné les performances de deux parois contenant du MCP, l'une de mélange plâtre-MCP et l'autre de plâtre pur entouré par MCP stabilisé par plaques (SSPCM : shape-stabilized PCM plates) d'un bâtiment solaire passif situé à Beijing.

Dans le même contexte, Heim [9] a démontré numériquement par deux méthodes (méthode de capacité calorifique apparente et méthode de terme source pour chaleur latente) que pour les parois plâtre-MCP dans lesquelles les faces internes subissent des fluctuations rapides de température (cas des parois ensoleillées : toiture), une couche mince d'un panneau plâtre-MCP de chaleur latente élevée est préférable que celle possédant une chaleur latente relativement faible.

Haghshenaskashani et Pasdarshahri [10] ont examiné numériquement la possibilité de remplir le vide des briques de construction par des matériaux à changement de phase (MCP : n-octadecane) pour améliorer leurs performances thermiques.

Notre objectif est le contrôle et la stabilisation de la température ambiante interne d'une cavité fermée soumise à des fluctuations de température du milieu ambiant extérieur à l'aide d'un échangeur MCP. Cette configuration peut simuler différentes applications pratiques, notamment une pièce habitable, une chambre froide ou un local de protection de machines ou d'équipements électroniques. L'échangeur MCP se présente comme une paroi tricouches : couche MCP située entre une couche de plâtre et une autre d'isolant de type polystyrène expansé, (PSE.)

2. Modèle physique

2.1. Hypothèses simplificatrices

Dans la présente étude, on utilise les hypothèses suivantes : 1. dans la paroi, le transfert de chaleur par conduction est unidimensionnel ; 2. le contact entre les différentes couches du mur MCP est parfait. 3. les propriétés physiques de chaque matériau du mur sont constantes sauf les propriétés de la couche MCP qui dépendent de l'état solide ou liquide du matériau et de la température. 4. la convection naturelle dans la partie liquide n'est pas prise en considération. 5. l'augmentation du volume de conteneur MCP au cours de la solidification est négligeable. 6. le MCP est homogène et isotrope.

2.2. Mise en équations

2.2.1. Mur extérieur

Sous les hypothèses simplificatrices précédentes, l'équation de la chaleur au niveau des différentes couches du mur (Isolant-MCP-Matériau) s'écrit sous la forme suivante :

$$C\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(k\frac{\partial T}{\partial x}\right) \quad (1)$$

Pour l'interface solide-liquide : $T = T_m$

Les surfaces externe et interne échangent de la chaleur par convection avec le milieu extérieur et l'ambiance intérieure.

Pour la surface externe

$$x = 0 : -k_1\frac{\partial T}{\partial x}\Big|_{x=0} = h_{ex}(T_{ex} - T_{x=0}) \quad (2)$$

Pour la surface interne

$$x = L : -k_3 \frac{\partial T}{\partial x}\Big|_{x=L} = h_{in}(T_{x=L} - T_{in}) \quad (3)$$

2.2.2. Pour l'enveloppe fermée (air interne)

On suppose que le volume intérieur (habitable) est représenté par un seul nœud central dont la température est influencée par les températures des surfaces de la cavité. Le bilan au nœud central est défini par l'expression

$$V_{air} C_{air} \frac{dT_{in}}{dt} = \sum q_{in} \quad (4)$$

On suppose que le milieu ambiant intérieur est caractérisé par une température moyenne, notée T_{in}. Par conséquent, l'équation de bilan d'énergie dans l'enveloppe fermée s'écrit comme suit :

$$V_{air} C_{air} \frac{dT_{in}}{dt} = A_L h_{in}(T_{x=L} - T_{in}) \quad (5)$$

Avec : A_L surface totale interne d'échange de chaleur ; V_{air} volume total d'espace habitable ; q_{in} flux thermique traversant la paroi

3. Modèle numérique

Les solutions analytiques disponibles dans la littérature pour résoudre les problèmes de changement de phase ne répondent qu'aux cas les plus simples (géométrie simple, conditions de surfaces constantes). Quand ces solutions deviennent inutilisables, dû à la complexité des problèmes réels, les solutions numériques viennent les remplacer.

Pour le traitement numérique du problème de changement de phase, la méthode d'enthalpie totale et celle de la capacité calorifique apparente sont très attractives car elles présentent plusieurs avantages de calcul numérique et d'interprétation physique et elles ont été déjà utilisées par plusieurs chercheurs.

Pour le traitement numérique du présent travail, nous avons choisi la méthode de la capacité calorifique apparente car elle est plus applicable et fiable pour gérer le problème de changement de phase dans le cas des mélanges homogènes et substances non pures (cas de matériaux à changement de phase utilisé dans le secteur industriel ou de bâtiment). Cette formulation présente l'avantage d'avoir un formalisme qui donne de bons résultats pour des matériaux dont la plage de transformation est restreinte (quelques degrés).

3.1. Méthode de la capacité calorifique apparente

Dans cette formulation, le changement de phase est supposé se produire dans une marge de température centrée autour de la température de fusion. La chaleur latente libérée est prise en compte par l'emploi d'une capacité thermique apparente

La méthode de la capacité calorifique apparente a été développée pour le traitement des problèmes de transfert de chaleur avec changement de phase. Elle présente plusieurs d'avantages, la réduction du nombre des équations à discrétiser et le plus important, elle peut être appliquée sur tout le domaine sans qu'il y'est nécessaire de déterminer explicitement le déplacement du front de changement de phase. Mais en parallèle, elle présente certains inconvénients comme la détermination de la plage de température de transition de phase.

Ainsi, pour la méthode de la capacité calorifique apparente, les propriétés physiques sont définies comme suit [11]:

$$C = \begin{cases} C_S & si \quad T < T_m \\ H.\delta(T - T_m) & si \quad T = T_m \\ C_l & si \quad T > T_m \end{cases} \tag{6}$$

et

$$k = \begin{cases} k_S & si \quad T < T_m \\ k_l & si \quad T > T_m \end{cases} \tag{7}$$

Dans l'équation (6), $\delta(T - T_m)$ représente la fonction de Dirac. Cette fonction est infini pour $T = T_m$ et sa condition de normalisation est exprimée par :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(T - T_m) dT = 1 \tag{8}$$

Pour la mise en application de cette formulation, la fonction de Dirac (infini) est remplacée par une fonction Delta fini. L'idée de cette adaptation est de répartir l'énergie de changement de phase, à l'instant T_m, sur un petit intervalle de température $2\Delta T$, situé autour de la température de changement de phase [11]. La nouvelle adaptation de l'équation (6) est :

$$\mathrm{C} = \begin{cases} C_S & si \quad T < T_S \\ \frac{H}{2\Delta T} + \frac{C_S + C_l}{2} & si \ T_S < T < T_L \\ C_l & si \quad T > T_L \end{cases} \tag{9}$$

Avec

$$T_S = T_m - \Delta T \quad ; \quad T_L = T_m + \Delta T$$

.3.2. Evaluation de la plage de changement de phase

Pour pouvoir appliquer la méthode de capacité thermique apparente, la détermination de la plage de température de changement de phase s'effectue généralement par voie expérimentale, par calorimètre différentielle à balayage DSC (differential scanning calorimeters).

A partir des résultats de l'analyse DSC, par exemple pour le polymère LMDPE (Polyéthylène Linéaire de Moyenne Densité), il est possible d'approximer l'intervalle de température dont la fusion environ de 126.5 °C et la solidification 113 °C. Ce qui correspond à un domaine $2\Delta T$=13.5 °C. Il est indispensable de réaliser plusieurs simulations pour mieux constater l'influence de cet intervalle sur le changement de phase [12].

3.3. Approche théorique pour l'estimation de la capacité apparente

Les investigations menées par plusieurs chercheurs ont conduit à une formulation approximative plus proche de l'évolution de la capacité thermique apparente en fonction de la température. Ces investigations sont basées généralement sur les techniques d'approximation de forme Gaussienne, sur les résultats expérimentaux à l'aide de DSC, parmi lesquelles, on distingue les deux modèles les plus utilisés : modèle de Konodo [13] et modèle de Kuznik et al [14].

4. Résultats et discussions

4.1. Conditions de calcul

Les conditions choisies pour simuler les variations journalières de température sont les suivantes [15] :

- Température extérieure variant sinusoïdalement suivant la relation:

$$T_{ext}(t) = \bar{T}_{ext} + A.sin\,(2\pi t/\tau)$$

Avec $\bar{T}_{ext}$: Température extérieure moyenne $=26$°C pour les régions chaudes et 22°C pour les régions froides ; A: Amplitude de la fluctuation, égale 12 °C ; τ : Période, égale à une journée, soit 86400 s.

Ainsi,

$T_{ext}(\mathrm{t}) = \bar{T}_{ext} + 12\sin(2\pi t/86400); \quad [\mathrm{t}] = \mathrm{s}$

- Coefficient d'échange de chaleur entre la paroi et le milieu ambiant extérieur

$$h_{ext} = 17\ [\mathrm{W/m^2K}]$$

- Coefficient d'échange de chaleur entre la paroi et le milieu ambiant intérieur :

$$h_{int} = 9\ [\mathrm{W/m^2K}]$$

On suppose que tout le système constitué par l'enveloppe, les parois et le milieu ambiant intérieur sont initialement en équilibre thermique à une température $\mathrm{T_0} = 24$°C.

4.2. Grandeurs analysées

La principale grandeur analysée est la température de l'air interne contenue dans la cavité. En effet, c'est l'évolution et la stabilité de cette grandeur qui caractérise le degré de confort thermique ou bien la protection thermique des systèmes physiques.

4.3. Propriétés physiques des matériaux et caractéristique de l'enveloppe fermée

Les constituants de la paroi étudiée sont : plâtre pur ; isolant (polystyrène expansé, PSE) ; matériaux à changement de phase MCP, tels que : chlorure de calcium hexahydraté ($CaCl_26H_2O$) et polyéthylène glycol 900.

Les propriétés physiques des matériaux constituants la paroi ainsi que les conditions thermiques du système sont données par [15]

Les caractéristiques et propriétés physique de l'enveloppe : V_{air}=48m^3; Cp_{air}=1006J/kg.K; ρ_{air}=1,17kg.m^{-3}; A_L=12m^3.

4.4. Etude paramétrique

Dans le secteur du bâtiment, pour assurer un certain confort thermique à l'intérieur d'un habitat, il faut réduire les fluctuations de température et stabiliser les variations de cette dernière à une valeur proche de celle du confort thermique. Ceci peut être réalisé par l'idée d'intégration des matériaux à changement de phase dans les parois de constructions. Ce qui leur donne une grande capacité de stockage de chaleur sous forme sensible et latente au cours de la fusion et la naissance d'un front isotherme à la température de fusion. Ce front se déplace d'une façon lente au niveau de la couche MCP, ainsi celle-ci se comporte comme un redresseur de température qui transforme les fluctuations externes de température à d'autres internes plus stable se présentant comme des paliers de température. La forme idéale de ces paliers est d'avoir une longue durée au cours de la journée et une température proche de celle du confort thermique. A cause de cette importance,

une étude paramétrique est conduite pour simuler l'influence des paramètres du système sur la qualité et la durée des paliers de température en vue d'optimiser la paroi MCP. Les paramètres physiques étudiés : la température de fusion et le choix d'un MCP ; la fluctuation externe de température et en particulier la température externe moyenne $T_{moy,ext}$; l'épaisseur de la couche MCP.

4.4.1. L'effet de la température de fusion et le choix d'un MCP

Nous considérons une paroi tricouches se composant d'une couche externe de plâtre de 1cm d'épaisseur, d'isolant (polystyrène Expansé, PSE) de 2cm d'épaisseur, et d'une couche centrale de MCP de 4cm d'épaisseur. Deux types de MCP sont considérés. Chaque matériau est caractérisé par ses propriétés physiques et sa température de changement de phase. Le chlorure de calcium hexahydraté $CaCl_2(6H_2O)$ de point de fusion 28°C, le polyéthylène glycol 900, de point de fusion 34°C [16] . La paroi extérieure de la cavité est soumise à une condition ambiante extérieure fluctuante de température moyenne journalière égale à 26°C.

Les résultats obtenus vont permettre une analyse estimative de la stabilité de la température ambiante intérieure de la cavité comportant une paroi tricouches à matériau à changement de phase et soumise à une excitation fluctuante extérieure.

La figure 1 présente la variation de la température ambiante intérieure de la cavité équipée d'une paroi contenant différents types de MCP. On observe bien l'effet du front de liquéfaction et de solidification sous forme de palier de température lorsque le MCP subit un changement de phase. La paroi, caractérisée par une grande inertie thermique, se comporte alors comme un élément de stockage de chaleur. L'effet du choix du MCP selon sa température de changement de phase est le principal paramètre qui caractérise la paroi MCP.

Cette figure montre également que l'utilisation des MCP stabilise la température interne de la cavité à une valeur égale à la température de changement de phase. A titre d'exemple, Le palier correspond au chlorure de calcium hexahydraté se stabilise à sa température de fusion de 28°C (figure 1a). Celui correspondant au polyéthylène glycol 900 se stabilise à la température de changement de phase (figure 1b).

Par conséquent, le choix du type de MCP, pour l'utilisation dans l'habitat, est dicté par sa température de changement de phase. Cette dernière doit être très proche de celle du confort thermique, ou bien proche de la température de consigne pour les autres applications.

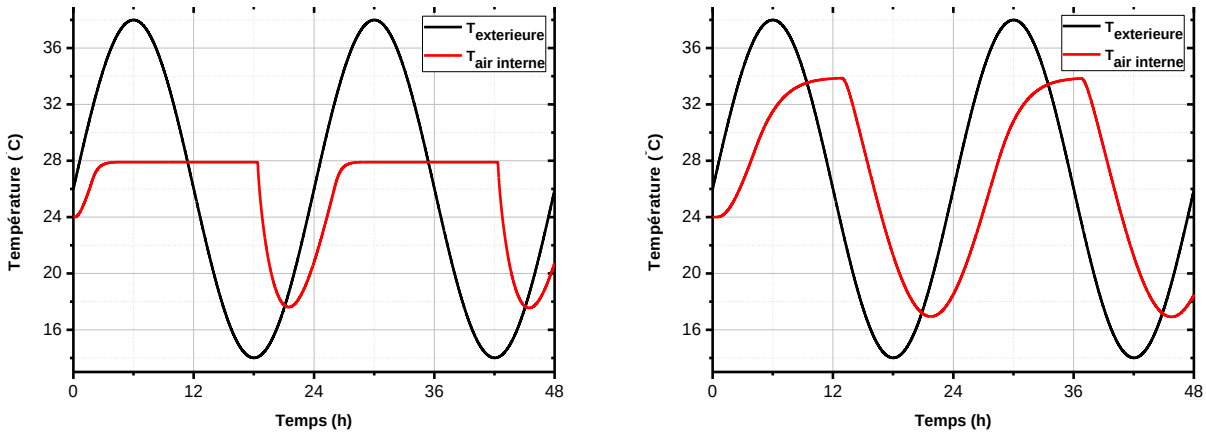


Figure 1 : Evolution de la température intérieure de la cavité pour les différents types de MCP, (a) : $CaCl_2(6H_2O)$, (b) : PEG900

4.4.2. L'effet de la fluctuation de la température ambiante externe : amplitude de la fluctuation et température moyenne

Les résultats sont présentés pour la même géométrie de la paroi, pour deux types de MCP, à savoir le chlorure de calcium hexahydrate $CaCl_2(6H_2O)$, le polyéthylène glycol 900 et pour une température moyenne extérieure $T_{moy,ext}$ =25 ,27 ou 33°C.

La figure 2 présente l'évolution de la température ambiante intérieure en fonction du type du MCP et de la température moyenne extérieure. La comparaison entre la valeur maximale et minimale de la température ambiante intérieure et les durées de paliers de température sont effectuées au tableau 1.

A partir des figures 3a et 3b, on constate qu'il existe une importante influence de la nature des fluctuations extérieures sur les performances et le fonctionnement des MCP pour la stabilisation des fluctuations de la température de l'ambiance interne de la cavité. L'analyse de l'allure des paliers de température montre que le chlorure de calcium hexahydrate $CaCl_2(6H_2O)$ donne des résultats plus performant lorsqu'il opère dans un milieu externe de température moyenne de 27°C avec une importante durée de palier de température (13,64h) et une différence ΔT_{air} entre la température maximale et minimale de 8,12°C. Contrairement, l'utilisation de polyéthylène glycol 900 de température de fusion égale a 34°C, la durée du palier n'est que 1.23 h. La durée du palier ne devient importante que pour des fluctuations extérieures de température moyenne sensiblement égale à la température de fusion. Cette durée de palier est de 12.68h pour un ΔT de1°C.

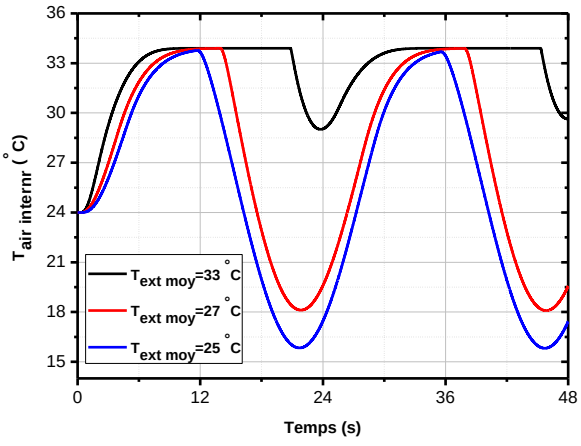


Figure 2 : Variation de la température d'air interne pour différentes températures moyennes extérieures ; (a) : $CaCl_2(6H_2O)$; (b) : polyéthylène glycol 900

Tableau 1 : Comparaison entre la valeur maximale et minimale de la température intérieure et les durées des paliers de température

	$CaCl_2(6H_2O)$		polyéthylène glycol 900		
$\bar{T}_{ext}$ [°C]	25	27	25	27	33
$T_{air}\,max$ [°C]	28	28	33.67	34	34
$T_{air}\,min$ [°C]	15.71	19.88	15.84	18.08	29.01
ΔT_{air} [°C]	12,29	8,12	17,83	15,92	4,99
durée de palier [h]	12.21	13.64	0.1	1.23	12.68
T_m -$\bar{T}_{ext}$ [°C]	3	1	9	7	1

On remarque aussi que le polyéthylène glycol 900 est moins performant que le chlorure de calcium hexahydrate du point de vue durée de palier de température. A titre d'exemple, en utilisant le même écart de température, T_m -$T_{ext\ moy}$ =1°C, le palier de stabilité de la température ambiante intérieure, produit par le chlorure de calcium hexahydrate (13.64h) est plus important que celui du polyéthylène glycol 900 (12.68h). Par contre, on observe un comportement différent pour les fluctuations de la température interne : chlorure de calcium hexahydrate (8,12°C), polyéthylène glycol 900 (4,99°C).

L'interprétation physique de cette différence de comportement des MCPs est liée directement aux autres propriétés physiques, surtout la chaleur latente pour la durée de palier de température et les conductivités thermiques de la phase liquide pour les fluctuations en température interne.

Spécialement pour ce cas, la chaleur latente du chlorure de calcium hexahydrate (187kJ /kg) est plus grande que celle du polyéthylène glycol 900 (150.5kJ/kg), donc la front de liquéfaction du polyéthylène glycol 900 évolue plus vite que celui du chlorure de calcium hexahydrate d'où résulte un palier de température se rapportant au chlorure de calcium hexahydrate plus durable.

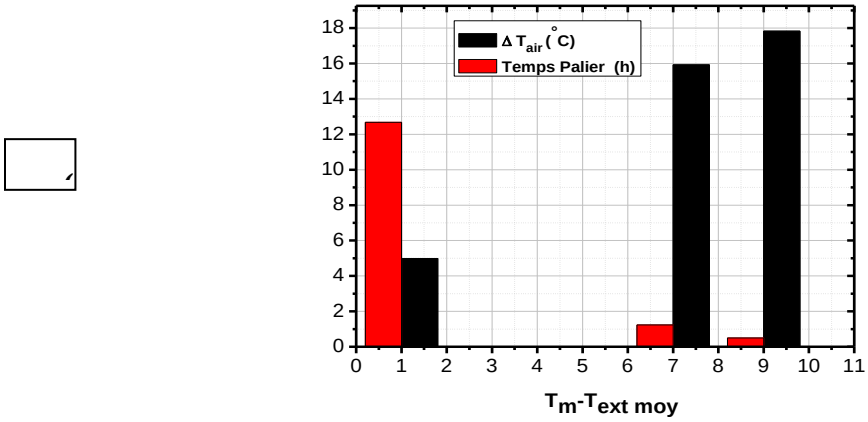


Figure 3 : Evolution de la différence de température ΔT_{air} et de la durée du palier en fonction de l'écart entre la température de fusion et la température extérieure moyenne T_m - $T_{ext\ moy}$; (a) : $CaCl_2(6H_2O)$; (b) : polyéthylène glycol 900

Il est évident qu'il existe un effet secondaire contre cette interprétation, c'est l'effet de la conductivité de la phase liquide, puisque le polyéthylène glycol 900 à l'état liquide (k_l =0 .188 W/m.K) est plus isolant que le chlorure de calcium hexahydrate liquide (k_l = 0 .53 W/m.K) qui agit

au ralentissement du processus de changement de phase, mais cet effet est très faible par rapport à l'effet de la chaleur latente.

Concernant les fluctuations de la température ambiante intérieure, le polyéthylène glycol 900 donne des petites valeurs puisque sa conductivité thermique à la phase liquide est plus faible que celle du chlorure de calcium hexahydrate. Par conséquent, après la stagnation du front liquide correspondant à la fin du processus de changement de phase, on peut considérer la paroi comme un isolant ou un conducteur thermique passif.

A partir des résultats présentés, on peut déduire que la durée du palier de la température intérieure de la cavité est inversement proportionnelle à l'écart ΔT entre la température externe moyenne et la température de fusion du MCP. La température de fusion du MCP choisi doit être préférablement proche de la température du confort thermique et aussi de la température extérieure moyenne avec une chaleur latente assez grande et de faible conductivité thermique de la phase liquide.

Conclusion

Les résultats de cette étude ont montré qu'une solution d'économie d'énergie dans l'habitat peut être envisagée et qui consiste à accroitre l'inertie thermique des parois par l'incorporation des matériaux à changement de phase, caractérisé par une faible masse structurelle et une inertie thermique améliorée. Le choix du MCP est basé sur sa température de fusion préférablement proche de la température du confort thermique avec une chaleur latente importante. L'épaisseur optimale du MCP doit être choisie légèrement supérieure à celle de la limite de la fusion.

Références

1. F. Kuznik, D. Damien, J. Kevyn, J.J. Roux: A review on phase change materials integrated in building walls; Renewable and Sustainable Energy Reviews 15 (2011) 379-391.
2. L. Bourdeau: Utilisation d'un matériau à changement de phase dans un mur trombe sans thermo-circulation ; Revue phys. Appl. 17 (1982) 633-642.
3. A.K. Athienitis, C. LIU, D. Hames, D. Banu, et D: Felman Investigation of the Thermal Performance of a Passive Solar Test-Room with Wall Latent Heat Storage; Building and Environment, Vol. 32, 5 (1997) 405-410.
4. K.A.R. Ismail, J.R. Henriquez: U-values, optical and thermal coefficients of composite glass systems, Solar Energy Materials and Solar Cells 52 (1998) 155-182.
5. D.A. Neeper: Thermal dynamics of wallboard with latent heat storage; Solar Energy Vol. 68, 5 (2000) 393-403.
6. M. Ahmad, A Bontemps, H. Sallee, D. Auenard: Etude expérimentale et simulation numérique du comportement thermique de cellules-test ayant des parois couplant Matériaux à Changement de Phase (MCP) et super isolant (VIP) ; Congrès Français de Thermique, SFT 2005, Reims, (2005).
7. L. Shilei, N. ZHU, G. FENG: Impact of phase change wall room on indoor thermal environment in winter; Energy and Buildings 38 (2006) 18-24.
8. G. Zhou, Y. Zhang, X. Wang, K. Lin, W. Xiao: An assessment of mixed type PCM-gypsum and shape-stabilized PCM plates in a building for passive solar heating; Solar Energy 81 (2007) 1351-1360.
9. D. Heim: Isothermal storage of solar energy in building construction; Renewable Energy 35 (2010) 788-796.
10. S. Haghshenaskashani, H. Pasdarshahri.: Simulation of Thermal Storage Phase Change Material in Buildings, World Academy of Science, Engineering and Technology 34 (2009).
11. J.S Hsiao: An efficient algorithm for finite-difference analyses of heat transfer with melting and solidification. Numerical Heat Transfer, 8 (1985) 653-666.
12. K. Bourai: Etude du comportement thermique d'un composite bois-polymère pour une application en rotomoulage ; Mémoire présenté en cadre de maîtrise en génie chimique pour l'obtention du

grade de maîtrise ès sciences; département de génie chimique faculté des sciences et de génie université Laval Québec, (2010)
13. X. Faure: Optimisation d'enveloppe hybride pour bâtiment à haute performance énergétique; thèse de doctorat ; université joseph Fourier, Grenoble
14. F. Kuznik, J. Virgone, J.J. Roux: Energetic efficiency of room wall containing PCM wallboard: A full-scale experimental investigation; Energy and Buildings 40, (2008) 148-156.
15. M. Ahmad: Nouveaux composants actifs pour la gestion énergétique de l'enveloppe légère des bâtiments. Couplage matériaux a changement de phase, super isolation, apports solaires ; thèse doctorat ; université joseph Fourier, Grenoble 1, (2004)
16. F. Agynime, N. Hewitt, P. Eames, M. Smyth: A review of materials, heat transfer and phase change problem formulation for latent heat thermal energy storage systems (LHTESS); Renewable and Sustainable Energy Reviews 14, (2010) 615–628.

Stabilité de la convection naturelle MHD dans une cavité carrée avec génération de la chaleur interne

Farid BERRAHIL[1*], Smail BENISSAAD[2]

[1]Département des Sciences et Techniques, Faculté des Sciences et de la Technologie, Centre Universitaire Abdelhafid Boussouf - Mila
[2]Laboratoire d'Énergétique Appliquée et de Pollution
Département de Génie Mécanique, Faculté des Sciences de la Technologie. Université des Frères Mentouri – Constantine. Campus Chaab Ersas, 25000 Constantine, Algérie
[*]auteur correspondant : farid.berrahil@centre-univ-mila.dz

Résumé - Le présent travail a pour but d'étudier numériquement la convection naturelle instationnaire dans une cavité carrée différentiellement chauffée remplie du lithium liquide ($Pr = 0.0321$), en présence d'un champ magnétique externe et une source de chaleur interne. La méthode des volumes finis est utilisée pour la résolution du système d'équations qui régit l'écoulement MHD. L'apparition des instationnarités est liée à la perte de stabilité de l'écoulement

au travers d'une bifurcation de type Hopf caractérisé par un mouvement périodique des structures. Deux orientations du champ magnétique ont été considérées dans le but d'avoir la meilleure stabilisation de l'écoulement.

Mots Clés : Convection naturelle, champ magnétique, source de chaleur interne, bifurcation de Hopf.

Nomenclature

A	rapport d'aspect géométrique, L/H
$\boldsymbol{B}$	vecteur du champ magnétique, T
B_0	intensité du champ magnétique, T
c_p	chaleur spécifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$
$\boldsymbol{f}$	force de Lorentz, $N.m^{-3}$
g	accélération de la pesanteur, $m.s^{-2}$
Gr	nombre de Grashof, $g\beta(T_h - T_c)H^3/\upsilon^2$
H	hauteur de la cavité, m
Ha	nombre de Hartmann, $B_0 H\sqrt{\sigma/\rho\upsilon}$
L	longueur de la cavité, m
P	pression dimensionnelle
Pr	nombre de Prandtl, υ/α
Q	génération de chaleur interne, $W.m^{-3}$
Ra_E	nombre de Rayleigh externe, $g\beta\Delta TH^3/\alpha\vartheta$
Ra_I	nombre de Rayleigh interne, $g\beta QH^5/\alpha k\vartheta$
S_Q	paramètre de source de chaleur interne, $QH^2/\upsilon\rho c_P(T_h - T_c)$
T	température dimensionnelle, K
U, V	vitesse adimensionnelle horizontale et verticale
$\boldsymbol{V}$	vecteur de vitesse, $m.s^{-1}$
X, Y	coordonnées adimensionnelles
T	température dimensionnelle, K

Symboles grecs

α	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$
β	coefficient of thermal expansion, K^{-1}
δ	période adimensionnelle d'une oscillation
θ	température adimensionnelle
υ	viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
ξ	fréquence adimensionnelle
ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
σ	conductivité électrique, $\Omega^{-1}.m^{-1}$
τ	temps adimensionnel
ψ	fonction de courant adimensionnelle
ϕ	variable générale
$\Delta\tau$	pas du temps adimensionnel

Indices et exposants

c	froid
Cr	critique
EM	électromagnétique
h	chaud
n	nombre d'itération

1. Introduction

La convection naturelle dans les enceintes a suscité une attention considérable dans les dernières décennies et continuera à être un champ de recherches intéressant et fondamental. Cet intérêt est dicté pour ses diverses applications technologiques, telles que les systèmes d'énergie solaire et les réacteurs nucléaires, le refroidissement des composants électroniques, et divers processus industriels.

Ces dernières années, des études ont été menées sur les écoulements de la convection naturelle des fluides de faibles nombres de Prandtl en présence d'un champ magnétique. L'étude de ces écoulements dans les milieux confinés a un intérêt immense dans plusieurs applications industrielles. Parmi lesquelles, la conception des équipements thermiques pour le refroidissement et la régénération efficace du tritium à partir du lithium liquide ($Pr = 0.0321$) dans les réacteurs de plasma de type Tokamak [1] et la production des cristaux de bonne qualité [2]. L'étude de l'écoulement magnétohydrodynamique (MHD) a fait l'objet de plusieurs travaux. Cependant, dans la majorité des cas, ces travaux se sont intéressés à la convection naturelle sans source de chaleur interne. Benhadid *et al.* [3] ont mené des études analytiques et numériques sur la convection naturelle dans une configuration horizontale de Bridgman en incluant les effets de la surface libre. Ils se sont concentrés sur l'écoulement d'un métal liquide conducteur d'électricité contenu dans une cavité rectangulaire ($A = 4$) différentiellement chauffée soumis à un champ magnétique vertical constant. Le seuil de l'instabilité oscillatoire de l'écoulement de la

convection naturelle dans une cavité rectangulaire ($A = 4$) d'un fluide de faible nombre de Prandtl ($Pr = 0.015$) sous l'action d'un champ magnétique uniforme externe a fait l'objet d'une étude réalisée par Gelfgat *et al*. [4]. Les diagrammes de stabilité présentés indiquent la dépendance du nombre de Grashof critique avec le nombre de Hartmann. Mehmet *et al.* [5] ont étudié l'effet d'un champ magnétique sur la convection naturelle dans une cavité rectangulaire inclinée et chauffée d'un côté et refroidi du côté adjacent. Leurs résultats ont prouvé que l'inclinaison et l'allongement de l'enceinte et l'intensité et la direction du champ magnétique induisent des effets importants sur les champs d'écoulement et de température. Bessaih *et al*. [6] ont présenté une étude numérique sur la convection naturelle oscillante pendant la solidification d'un métal liquide ($Pr = 0.015$) contenu dans une cavité rectangulaire ($A = 4$) et soumise à un champ magnétique externe et uniforme. Les diagrammes de stabilité obtenus ont montré la dépendance du nombre de Grashof critique et la fréquence critique des oscillations avec le nombre de Hartmann. La stabilisation la plus forte de l'écoulement de la convection a été trouvée quand le champ magnétique est orienté verticalement.

Dans d'autres investigations, certains auteurs se sont intéressés à l'étude de la convection naturelle avec la présence du chauffage volumique seulement. Fusegi *et al.* [7] ont examiné numériquement la convection naturelle dans une cavité rectangulaire différentiellement chauffée avec la génération de chaleur interne pour plusieurs rapports d'aspect. Les deux principaux paramètres pour ce problème sont le nombre de Rayleigh externe, Ra_E, qui représente l'effet dû au gradient température des parois latérales, et le nombre de Rayleigh interne, Ra_I, qui représente la force de génération de la source. Ils ont trouvé une bonne compatibilité avec les résultats expérimentaux de Kawara *et al*. [8] concernant les caractéristiques du champ thermique et de l'écoulement. Hyun *et al*. [9] ont fait des études numériques pour décrire l'évolution de l'écoulement instationnaire de la convection naturelle ($Pr = 0.7$) dans une cavité carrée en présence d'une source de chaleur interne. Leurs résultats indiquent que l'évolution temporelle de la fonction de courant passe par trois étapes pour des rapports S ($S = Ra_I / Ra_E$) élevés. Rahman *et al.* [10] ont réalisé des investigations numériques sur l'écoulement de la convection naturelle avec ou sans source de chaleur interne pour différents allongements et divers angles d'inclinaison d'une enceinte rectangulaire. Kandaswam *et al*. [11] ont étudié numériquement la convection naturelle instationnaire dans une cavité chauffée par les parois verticales par contre les parois horizontales sont supposées adiabatiques avec la présence d'une source de chaleur interne. Ils ont considéré plusieurs rapports d'aspect et plusieurs combinaisons entre l'effet de la source de chaleur et le déplacement des parois actives chauffées et refroidies pour différent fluides.

Dans les dernières années, on trouve dans la littérature peux travaux qui ont étudié l'effet combiné du chauffage volumétrique et l'application du champ magnétique sur l'écoulement de la convection naturelle. Sarris *et al.* [12] ont étudié numériquement la convection naturelle dans une cavité carrée latéralement chauffée remplie du lithium liquide, en présence d'un champ magnétique horizontale et une source de chaleur. Ils ont remarqué que lorsque le rapport Saugmente, l'écoulement devient instable. Mais, ils ont trouvé que l'écoulement instable devient stable pour quelques cas. Le même problème a été repris par Pelekasi [13] afin d'examiner la stabilité de l'écoulement. Les diagrammes de stabilité sont donnés pour différentes valeurs de Ha, Gr et S_Q. Ila conclu que lorsque le paramètre source S_Q croît l'écoulement devient instable, tandis que, l'augmentation de l'intensité du champ magnétique stabilise le système.

Dans ce travail, on propose une étude numérique bidimensionnelle de la convection naturelle MHD avec la génération d'une source de chaleur volumique dans une enceinte différentiellement chauffée. En particulier, on s'intéresse à l'écoulement instationnaire du lithium liquide ($Pr =$

0.0321) dans une cavité carrée ($A = 1$) et sa stabilisation en utilisant un champ magnétique dans deux directions différentes horizontale et verticale (fig.1).

2. Modèle mathématique

Afin de simplifier la formulation mathématique de nos problèmes, nous adapterons les hypothèses simplificatrices suivantes: l'écoulement est laminaire et instationnaire, Les propriétés physiques du fluide sont supposées constantes, l'approximation de Boussinesq est valide et la dissipation visqueuse, l'effet Joule [4] et le champ magnétique induit [3] sont négligeables.

Dans le cas d'application d'un champ magnétique sur l'écoulement, la force de Lorentz générée pour des frontières électriquement isolantes s'écrit comme suit [4]:

$$f_{EM} = \sigma[V \times B] \times B \qquad (1)$$

Les équations de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie adimensionnelles, qui gouvernent notre problème sont obtenues en utilisant les grandeurs de référence suivantes: H^2/ϑ , H , ϑ/H , $\rho(\vartheta/H)^2$ pour le temps, la longueur, la vitesse, la pression, respectivement, et $\theta = (T - T_c)/(T_h - T_c)$ pour la température adimensionnelle.

Donc notre système d'équations adimensionnelles s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \qquad (2)$$

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + \frac{\partial (UU)}{\partial X} + \frac{\partial (VU)}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \left[\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2}\right] + F_{EMx} \qquad (3)$$

$$\frac{\partial V}{\partial \tau} + \frac{\partial (UV)}{\partial X} + \frac{\partial (VV)}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \left[\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2}\right] + Gr\theta + F_{EMy} \qquad (4)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \frac{\partial (U\theta)}{\partial X} + \frac{\partial (V\theta)}{\partial Y} = \frac{1}{Pr}\left[\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2}\right] + S_Q \qquad (5)$$

où:

F_{EMx}, F_{EMy} représentent respectivement, les forces de Lorenz adimensionnelles suivant les directions$x$et$y$. Leurs expressions s'écrivent comme suit [4]:

- $B = B_x$: $\begin{cases} F_{EMx} = 0 \\ F_{EMy} = -(Ha)^2 V \end{cases}$ (6.a)
- $B = B_y$: $\begin{cases} F_{EMx} = -(Ha)^2 U \\ F_{EMy} = 0 \end{cases}$ (6.b)

L'adimensionnelisation du système d'équations introduit les paramètres de contrôle du problème : Gr nombre de Grashof, S_Q paramètre source, Ha nombre de Hartmann, Prnombre de Prandtl et A rapport d'aspect.

Les conditions initiales et aux limites adimensionnelles du problème considéré s'écrivent sous la forme suivante:

Pour$\tau = 0$: $U = V = \theta = 0$,la source de chaleur interne est soudainement branchée.

Pour $\tau > 0$:

$$\left.\begin{array}{lll} \text{à } X = 0, \ 0 \le Y \le 1: & U = V = 0, & \theta = 1 \\ \text{à } X = L, \ 0 \le Y \le 1: & U = V = 0, & \theta = 0 \\ \text{à } Y = 0, \ 0 \le X \le A: & U = V = 0, & \partial\theta/\partial Y = 0 \\ \text{à } Y = H, \ 0 \le X \le A: & U = V = 0, & \partial\theta/\partial Y = 0 \end{array}\right\} \qquad (7)$$

L'étude du transfert de chaleur dans l'enceinte soumise à des températures différentes, nécessite la détermination du taux de transfert de chaleur exprimé par le nombre de Nusselt évalué le long des parois latérales à $x = 0$ et A:

$$\overline{Nu}_{X=0,A} = \int_0^1 \left(-\frac{\partial\theta}{\partial X}\right) dY \qquad (8)$$

3. Modèle numérique

La résolution numérique du système d'équations est effectuée par une méthode de type volumes finis [14] utilisant un schéma d'Euler retardé d'ordre deux pour discrétiser les dérivées temporelles. Les termes convectifs, le terme de poussée thermique et les termes non linéaires sont approchés par la discrétisation d'Adams-Bashforth. La discrétisation temporelle des gradients de pression et des termes diffusifs est implicite. Le schéma des différences centrées est utilisé pour la discrétisation spatiale. La résolution du couplage vitesse-pression est assurée par l'algorithme SIMPLER [14].

La convergence à l'état stationnaire est atteinte lorsque le bilan de conservation de masse et d'énergie est satisfait après chaque itération en vérifiant que la différence de la variable dépendante $\phi\,(U,V,\theta)$ de deux itérations consécutives (n et $n+1$) soit négligeable $(\phi^{n+1}-\phi^n)/\phi^n \leq \varepsilon = 10^{-4}$.

Pour la présente étude, le bilan thermique est vérifié lorsque [15]:

$$\overline{Nu}_{X=0} + S_Q \,\mathrm{Pr}\, A = \overline{Nu}_{X=A} \qquad (9)$$

Avant d'aborder nos calculs numériques, la première étape consiste en priorité à valider notre code de calcul développé en comparant nos résultats avec ceux disponibles dans la littérature. A cet effet, nous avons gardé les mêmes paramètres de contrôle utilisés dans ces travaux et en prenant la valeur 10^{-6} pour le pas du temps. La première comparaison en l'absence de la source de chaleur interne, a été faite avec les résultats numériques obtenus par Gelfgat *et al.* [4] qui ont considéré le cas de la convection naturelle MHD instationnaire d'un fluide à faible nombre de Prandtl ($Pr = 0.015$) dans une cavité rectangulaire ($A = 4$). Dans le cas où le champ magnétique est orienté horizontalement, les différences maximales en termes de ψ_{max}, ψ_{min}et ξ ne dépassent pas 5%, comme on peut le voir sur le tableau (1).

Tableau 1 : Comparaison avec les résultats de l'écoulement oscillatoire de la référence [4]

	Gr_{cr}	Ha	ψ_{min}	ψ_{max}	δ
Gelfgat et al. [4]	1.32×10^5	0	0.0	79.625	-
Travail présent			0.0	79.534	-
Gelfgat et al. [4]	5.37×10^6	20	-1.919	365.18	-
Travail présent			-2.022	365.593	-
Gelfgat et al. [4]	5.50×10^6	20	-	-	3.30×10^{-3}
Travail présent			-	-	3.22×10^{-3}

La dernière confrontation a été réalisée avec les résultats numériques de Sarris *et al.* [12] mais en considérant dans ce cas la convection naturelle dans une cavité carrée ($A = 1$) remplie du lithium liquide ($Pr = 0.0321$)avec la présence du chauffage volumique et du champ magnétique horizontale. La figure (2) montre nos résultats et ceux de Sarris en termes de fonctions de courant et des isothermes pour $Ra_E = 10^6$, $Ha = 38$ et $S = 5.5$. D'après cette figure un bon accord est obtenu qualitativement.Par conséquent, ces résultats fournissent la confirmation de

l'exactitude de la méthode numérique actuelle pour étudier la convection naturelle MHD dans une enceinte bidimensionnelle avec la présence d'une source de chaleur volumique.

4. Résultats et discussion

Nous avons effectué une série de calculs de la convection naturelle MHD dans une cavité carrée ($A = 1$) remplie du lithium ($Pr = 0.0321$) pour déterminer le paramètre source critique $S_{Q_{Cr}}$ qui est le point de bifurcation de l'écoulement stationnaire à l'écoulement oscillatoire. Afin de s'assurer que le comportement oscillant de l'écoulement n'est pas numérique, les évolutions temporelles des solutions ont été examinées en continuant les calculs avec un pas du temps réduit (en divisant le pas du temps sur deux). Dans ce cas, nous avons trouvé que les amplitudes des évolutions temporelles restent maintenues. En revanche, la sensibilité du maillage est étudiée sur la solution instationnnaire pour $Gr = 10^6$ et $S_Q = 75$, ou nous avons utilisé un maillage très fin qui contient (142×142) de mailles. D'après la figure (3), un comportement oscillatoire a été constaté en mettant en évidence que l'instabilité est physique et n'est pas due aux arrondissements des erreurs. De plus les fréquences adimensionnelles déterminées à l'aide de la transformation de Fourier rapide (TFR) montrent que la différence entre le maillage de (72×72) mailles ($\xi = 177{,}262$) et un maillage plus fin ($\xi = 178{,}345$) ne dépasse pas 0.6%.

Les diagrammes de stabilité illustrés sur la figure (4) sont obtenus en fixant la valeur de Gr à 10^5et 10^6. Ces diagrammes montrent que la transition à l'instationnarité des solutions s'effectue pendant l'augmentation progressive du paramètre source en examinant le comportement temporelle des solutions numériques (Il s'agit de l'évolution temporelle des nombres de Nusselt et des solutions à quelques points soigneusement sélectionnés). A partir de ces courbes, lorsque S_Q atteint certains seuils, l'écoulement devient oscillatoire et périodique avec un battement des cellules à une amplitude constante. Pour des nombres de paramètre source inférieurs à $S_{Q_{Cr}} = 4.5 \times 10^3$ pour le cas $Gr = 10^5$et $Ha = 0$, le système est attiré vers un point fixe représentant un état stationnaire. Au-delà de cette valeur critique, le système bifurque et est attiré vers un cycle limite indiquant un mouvement périodique de l'écoulement (fig.5). De plus, le temps pour atteindre l'écoulement asymptotique est d'autant plus long que le nombre du paramètre source est proche de la valeur critique et le temps nécessaire pour l'atteindre se comporte comme $\left(S_Q - S_{Q_{Cr}}\right)^{-1}$. Dans ce cas les temps nécessaires pour obtenir des solutions à amplitude finie tendent vers l'infini.

Notons que l'apparition de l'instabilité oscillatoire est liée au fait que l'écoulement perd sa stabilité au travers d'une bifurcation de type Hopf [16]. Pour s'assurer que cette bifurcation est de Hopf, on procède de la façon suivante: pour une bifurcation de Hopf supercritique, l'amplitude des solutions périodiques est proportionnelle à $(Gr - Gr_{Cr})^{1/2}$, donc on va calculer les solutions supercritiques pour différentes valeurs de Gr au voisinage de Gr_{Cr} afin d'éviter par exemple tout effet de modulation d'amplitude, après, on va examiner la relation entre l'amplitude A_{amp} des solutions et le nombre de Gr et finalement on va extrapoler les résultats à $A_{amp} = 0$ pour obtenir Gr_{Cr}. Nous avons présenté dans la figure (6) la courbe $(A_{amp}^2 - Gr)$: comme indiqué par la figure la relation quasi-linéaire confirme donc que la bifurcation est supercritique. L'extrapolation de cette courbe nous donne le nombre de Grashof critique égal à $Gr_{Cr} = 9.993 \times 10^5$ pour $S_Q = 750$et $Ha = 0$.

Généralement, le champ magnétique imposé affaiblit l'écoulement, ce qui mène à une augmentation du nombre critique du paramètre source pour lequel l'écoulement perd sa stabilité. La figure (7) montre les évolutions temporelles du nombre de Nusselt moyen près de la paroi chaude et froide pour $Gr = 10^6$, $S_Q = 2.75 \times 10^4$et$Ha = 40$(champ magnétique horizontal).

Ces signaux sont clairement périodiques et oscillent par rapport à une valeur moyenne. La différence entre les valeurs moyennes des nombres de Nusselt près des parois chaude et froide représente la quantité ($S_Q \times Pr$) issue de l'équilibre thermique dans l'enceinte (éq.10), ce qui confirme nos constations. Il faut noter que le champ magnétique horizontal a un effet stabilisant plus fort que le vertical en comparant les valeurs trouvées des paramètres source critiques. Celles-ci sont supérieures pour le cas d'un champ magnétique vertical pour la même valeur du nombre de Hartmann. Par exemple, pour $Gr = 10^5$,$S_Q = 4.5 \times 10^3$ et pour des valeurs faibles du nombre de Hartmann $Ha < 10$, le champ magnétique n'a aucun effet stabilisant sur l'écoulement. A partir de $Ha = 15$, la valeur du paramètre source critique augmente et cette augmentation devient supérieure pour le cas d'un champ magnétique horizontal. Ceci indique que le champ magnétique horizontal a un effet important sur la stabilité de l'écoulement. Il a été remarqué que pour $Ha = 35$, les valeurs du paramètre source critique se rapprochent quelque soit l'orientation du champ magnétique (horizontale ou verticale). Le diagramme de stabilité pour $Gr = 10^6$montre que le champ magnétique dans le cas $S_{Q_{Cr}} = 750$n'a aucun effet signifiant sur la stabilité de l'écoulement malgré l'augmentation de son intensité jusqu'à $Ha = 10$ pour un champ magnétique dirigé horizontalement et $Ha = 15$ s'il est vertical. La figure 8révèle un résultat intéressant, où l'augmentation de l'intensité du champ magnétique a amplifié les amplitudes des instabilités. Notons que l'évolution temporelle de la vitesse U au milieu de l'enceinte est choisie parce qu'elle représente l'amplitude des oscillations la plus élevée par rapport aux oscillations de la même vitesse pour les autres points de l'enceinte. La figure 8 (a) montre que la stabilisation de l'écoulement passe par trois étapes. Pour $Ha = 5$, on observe une augmentation importante de l'amplitude des oscillations par rapport aux oscillations lorsque $Ha = 0$ et puis une diminution pour $Ha = 10$. Finalement l'écoulement se stabilise à $Ha = 15$. C'est la remarque qu'on peut faire dans le cas où le champ magnétique est vertical (fig.8b), seulement l'augmentation des amplitudes dans ce cas est progressive de $Ha = 0$ jusqu'à $Ha = 15$ et puis une stabilisation des oscillations pour $Ha = 20$.

Afin de mieux expliquer le phénomène et donner quelques informations sur la structure spatiale, on observe l'évolution oscillatoire des champs d'écoulements et de températures dans le temps. La figure (9) montre les fonctions de courant et les isothermes au cours d'une période. La nature oscillatoire de la vitesse U au milieu de l'enceinte pour $Gr = 10^5$, $S_{Q_{Cr}} = 4.5 \times 10^3$ et $Ha = 0$, indique que la périodicité des instabilités est liée à la dilatation, le rétrécissement des cellules principales et secondaires et aussi à la naissance de nouvelles cellules secondaires.

Pour déterminer la fréquence fondamentale et ces harmoniques caractéristiques, on utilise la transformation de Fourier rapide. Le spectre de puissance pour $Gr = 10^5$, $Ha = 10$et$S_Q = 15 \times 10^3$, 16×10^3et17×10^3 (Champ magnétique horizontal)montré dans la figure (10) a été calculé à partir de l'évolution temporelle de la vitesse horizontale U au milieu de l'enceinte. Ce spectre illustre la présence d'une fréquence de base $\xi = 781.863$, $\xi = 804.008$ et$\xi = 809.991$et de leurs harmoniques impaires. À mesure que le paramètre source critique augmente, les amplitudes des oscillations deviennent plus grandes, alors que leurs périodes δ deviennent plus courtes (une augmentation de la fréquence fondamentale).

5. Conclusion

L'étude numérique de l'écoulement instationnaire de la convection naturelle MHD avec un chauffage volumique dans une cavité carrée chauffée différentiellement a permis de retenir conclusions suivantes :

Pour des nombres de paramètre source suffisamment élevés, la transition vers l'instationnarité apparaît via une bifurcation de Hopf super-critique avec un mouvement oscillant.

Les diagrammes de stabilité montrent la dépendance du paramètre source critique $S_{Q_{Cr}}$avec lenombre de HartmannHa.

Le champ magnétique a un effet plus important dans la direction horizontale que celle de la verticale dans le cas de la présence d'une source de chaleur interne dans l'écoulement.

L'augmentation du paramètre source au-delà de la valeur critique $S_{Q_{Cr}}$engendre une augmentation des amplitudes d'oscillations et par conséquent une diminution de leurs périodes.

Références

6. A. Kharicha, S. Molokov, S. Aleksandrova, L. Bühler, Buoyant convection in the Helium-cooled Lithium lead blanket, in a strong uniform magnetic field. Forschungszentrum Karlsruhe, FZKA 6959 (2004).

7. D T J. Hurle. Crystal growing from the melt, Springer (1993).

8. H. BenHadid, D. Henry, S. Kaddeche, Numerical study of convection in the horizontal Bridgman configuration under the action of a constant magnetic field. Part 1. Two-dimensional flow. J. Fluid Mech. 333 (1997) 23-56.

9. AY. Gelfgat, PZ. Bar-Yoseph, The effect of an external magnetic field on oscillatory instability of convective flows in a rectangular cavity. Phys. Fluids. 13, 8 (2001) 2269-2278.

10.CEEB. Mehmet, Natural convection flow under a magnetic field in an inclined rectangular enclosure heated and cooled on adjacent walls. Fluid Dyn. Res. 38 (2006) 564-590.

11.R. Bessaih, S. Bouabdallah, Numerical study of oscillatory natural convection during solidification of a liquid metal in a rectangular enclosure with and without magnetic field. Numer. Heat Transfer, Part A, 54 (2008) 331-345.

12.T. Fusegi, JM. Hyun, K. Kuwahara, Numerical study of natural convection in a differentially heated cavity with internal heat generation: Effects of the aspect ratio. Trans ASME: J. Heat Transfer. 114 (1992) 773-777.

13.Z. Kawara, I. Kishiguchi, N. Aoki, I. Michiyoshi, Natural convection in a vertical fluid layer with internal heating. Proceedings, 27th National Heat Transfer Symposium of Japan 2 (1990) 115-117.

14.YM. Shim, JM. Hyun, Transient confined natural convection with internal heat generation. Int. J. Heat Fluid Flow. 18 (1997) 328-333.

15.M. Rahman and MAR. Sharif, Numerical study of laminar natural convection in inclined rectangular enclosures of various aspect ratios. Numer. Heat Transfer, Part A, 44 (2003) 355-373.

16.P. Kandaswamy, N. Nithyadevi, CO. Ng, Natural convection in enclosures with partially thermally active side walls containing internal heat sources. Phys. Fluids. 20, 097104 (2008) 1-9.

17.IE. Sarris, SC. Kakarantza, AP. Greco, NS. Vlachos, MHD natural convection in a laterally and volumetrically heated square cavity. Int. J. Heat Mass Transfer. 48 (2005) 3443-3453.

18.NA. Pelekasi, Linear stability analysis and dynamic simulations of free convection in a differentially heated cavity in the presence of a horizontal magnetic field and a uniform heat Source. Phys. Fluids. 18, 034101 (2006) 1-23.

19.SV. Patankar, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere, New York (1980).

20.F. Berrahil, S. Benissaad, C. Abid, M. Medale, Natural convection with volumetric heat generation and external magnetic field in differentially heated enclosure. J. Mech. Eng. Science, 228, 15(2014) 2711–2727.

21.H. Wang, S.Xin, P. Le Quéré, Étude numérique du couplage de la convection naturelle avec le rayonnement de surfaces en cavité carrée remplie d'air. C. R. Mécanique 334 (2006) 48–57.

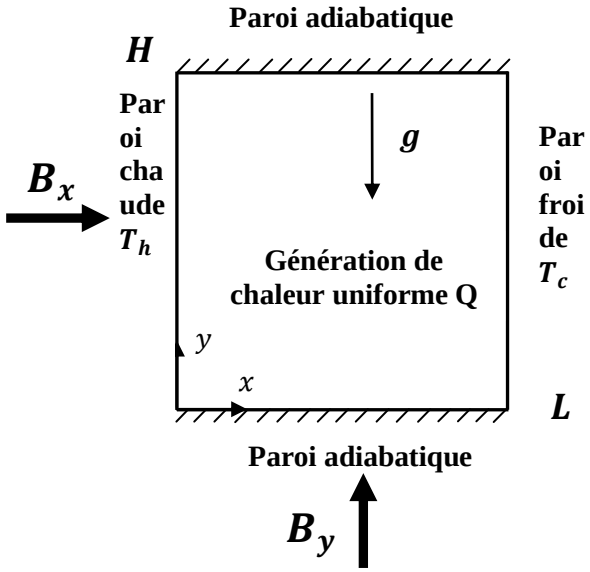


Figure 1 : Configuration du problème avec les conditions aux limites

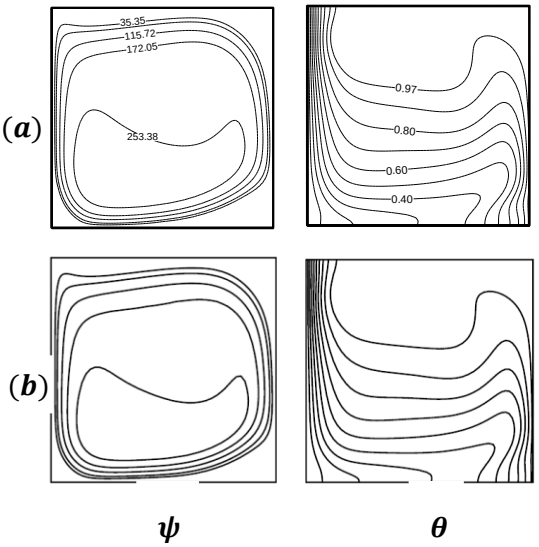


Figure 2 : Comparaison des fonctions de courants et des isothermes: (a) nos résultats, (b) résultats de Sarris et al [12]

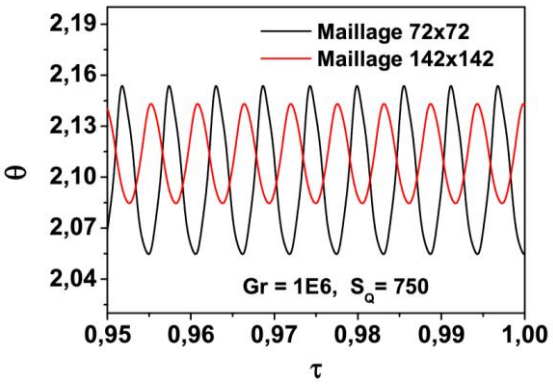


Figure 3 : Évolutions temporelles de la température adimensionnelle θ au milieu de l'enceinte pour deux maillage avec $Gr = 10^6$ et $S_Q = 750$

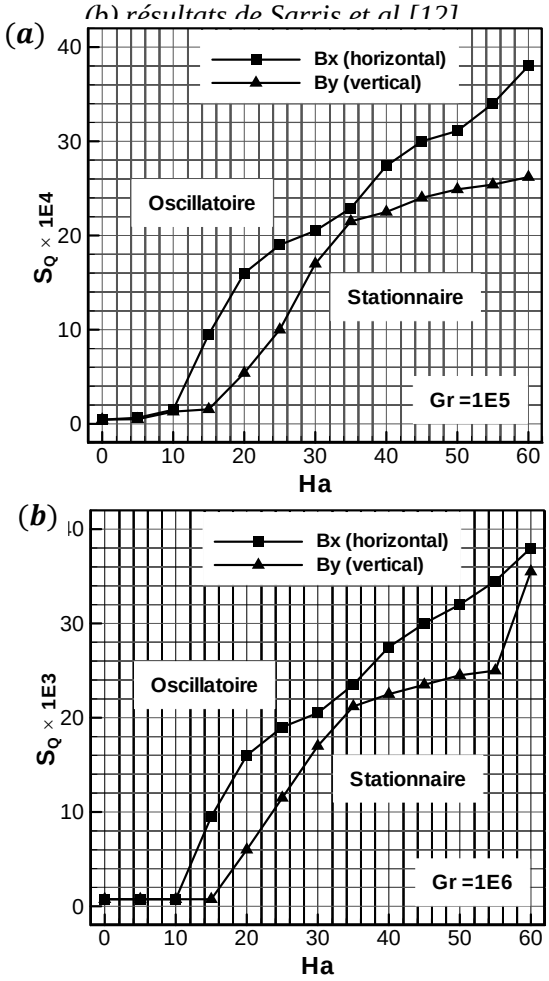


Figure 4 : Diagrammes de stabilité pour $Gr = 10^5$ (a) et 10^6 (b)

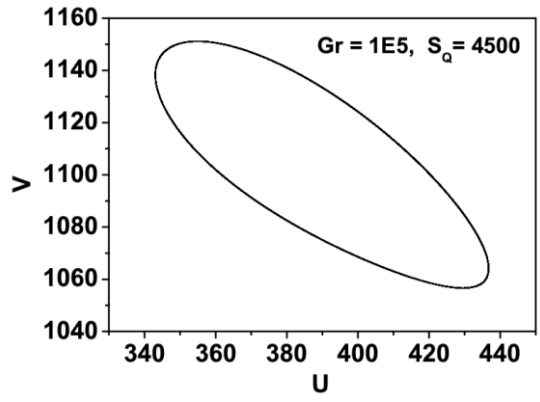


Figure 5 : Portrait de phase dans le plan (U, V) pour $Gr = 10^5$ et $S_Q = 4500$

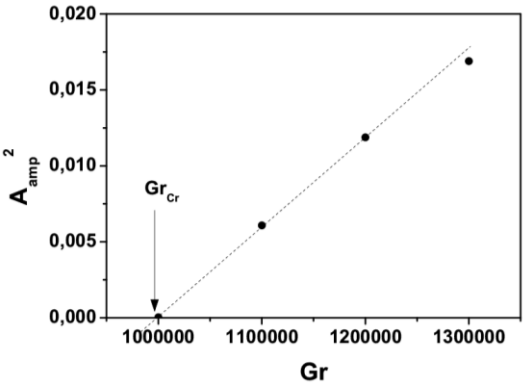


Figure 6 : Variation de l'amplitude au carré de la vitesse U au point $(0.5, 0.5)$ *en fonction de* Gr *pour* $S_Q = 750$ *et* $Ha = 0$

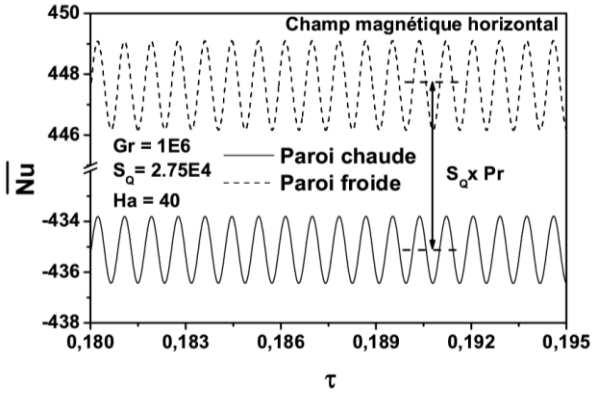


Figure 7 : Évolutions temporelles des nombres de Nusselt moyen près des parois chaude et froide pour $Gr = 10^6$, $S_Q = 2.75 \times 10^4$ *et* $Ha = 40$

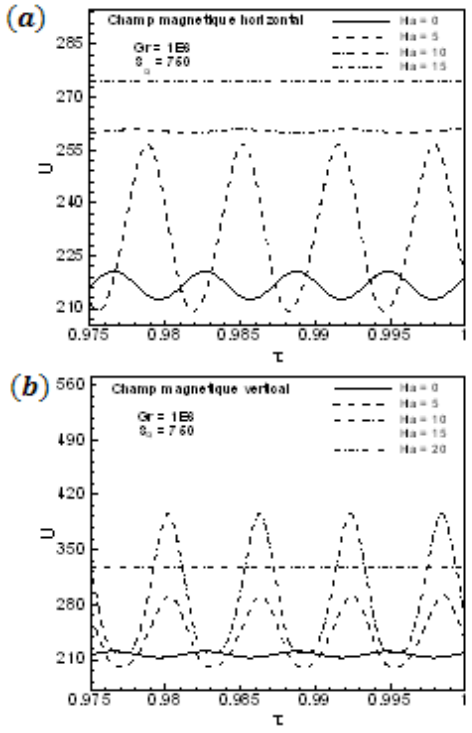


Figure 8 : Évolutions temporelles de la vitesse U pour $Gr = 10^6$, $S_Q = 750$ et pour différents nombre de Ha : (a) champ magnétique horizontal, (b) champ magnétique vertical

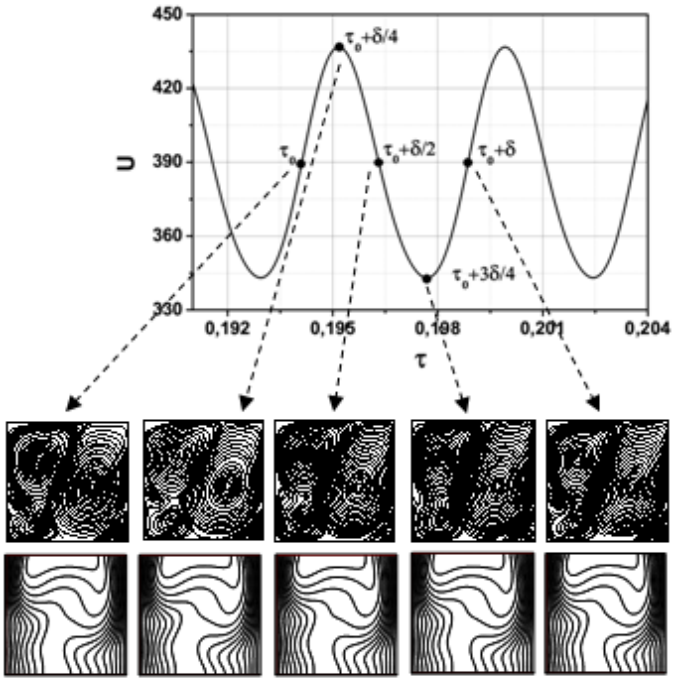


Figure 9 : Évolutions temporelles des lignes de courants et des isothermes durant une période d'oscillation pour $Gr = 10^5$, $S_Q = 4500$ et $Ha = 0$

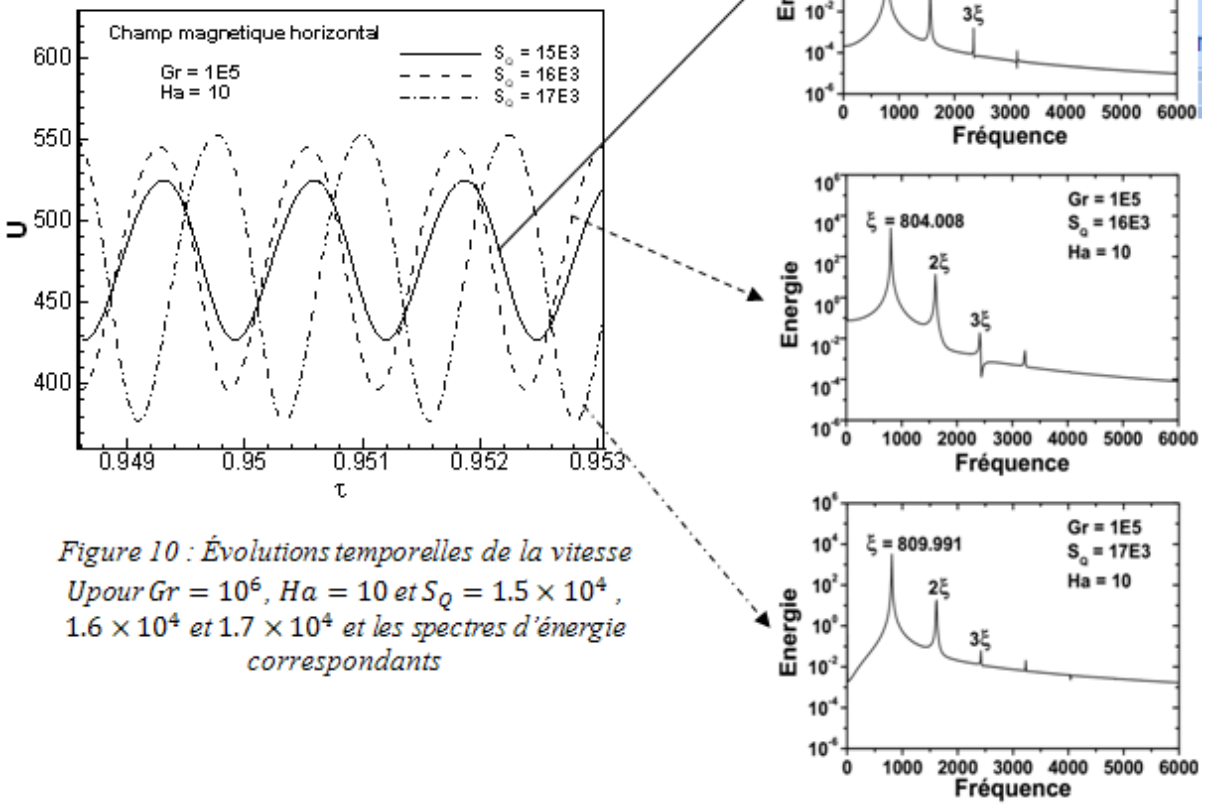


Figure 10 : Évolutions temporelles de la vitesse U pour $Gr = 10^6$, $Ha = 10$ et $S_Q = 1.5 \times 10^4$, 1.6×10^4 et 1.7×10^4 et les spectres d'énergie correspondants

Existence of natural and anti-natural solution in thermosolutal convection in a tilted porous square cavity under cross temperature and concentration gradients

Nabil Ouazaa[1], Mahmoud Mamou[2] and Smail Benissaad[1]

[1]Laboratoire d'Énergétique Appliquée et de Pollution Département de génie mécanique, Université de Mentouri, Constantine, Algérie
[2]Aerodynamics Laboratory, National Research Council Canada, Ottawa, Ontario, Canada

Auteur correspondant, e-mail:nabil.ouazaa5@gmail.com

Abstract— The present study is focused on double-diffusive convection in a tilted square porous cavity under cross temperature and concentration gradients. The flow in the porous media is modeled using the Darcy law and the Boussinesq approximation. The situation, where the horizontal components of the thermal and solutal buoyancy forces are equal and opposing each other, is considered. The study is performed for a tilt angle of 45° and in this case the buoyancy ratio is equal to unity (N=1). Results are presented in terms of the Nusselt, Sherwood numbers and the flow intensity as functions of the thermal Rayleigh number and the Lewis number. In this study, the existence of the onset of convection is demonstrated and both natural and anti-natural flows solutions are obtained. Also, when the Lewis number is bigger than unity, subcritical flows are found to exist for the anti-natural convective solutions.

Keywords — Square tilted cavity, Multiple solutions, Thermosolutal convection, Cross gradients of temperature and concentration, Numerical study.

Résumé— La présente étude se concentre sur la convection naturelle double diffusive dans une cavité carrée poreuse inclinée soumise à des gradients opposés de température et de concentration. L'écoulement est modélisé par la loi de Darcy et l'approximation de Boussinesq. La situation, où les composantes horizontales des forces de volume thermiques et solutales égales et opposées, est prise en considération. Dans le régime diffusif, une solution état de repos est possible, mais devient instable au-delà d'un seuil critique. L'étude est réalisée pour un angle d'inclinaison de 45° et dans ce cas le rapport des forces de volume est égal à l'unité (N = 1). Les résultats sont présentés en termes de nombres adimensionnels de Nusselt, et de Sherwood ainsi que l'intensité du flux en fonction du nombre de Rayleigh thermique et du nombre de Lewis. Dans cette étude, l'existence de la convection est démontrée et que les deux solutions naturelles et antinaturelles des écoulements sont obtenues. En outre, lorsque le nombre de Lewis est plus grand que l'unité, les écoulements de type souscritiques existent pour les solutions antinaturelles.

Mots clefs — Cavité carrée inclinée, Solutions multiples, Convections thermosolutales, Gradients opposés de température et de concentration, Etude numérique

1. Introduction

Natural thermosolutal convection in porous media is of a growing interest owing to its presence in many and diverse engineering problems such as ground dispersion of chemical or

radio-active contaminants, the exploitation of continental geothermal reservoir, the migration of moisture through fibrous insulation, grains formation in metallurgy, electrochemistry batteries, geophysics, etc. A comprehensive review on the phenomena related to heat and mass transfer and convection in porous media could be found in the book by Nield and Bejan [1].

Concerning the present study, Mamou *et al*. [2] examined the flow in a square cavity subjected to horizontal fluxes of heat and mass. In case where the volume forces are in opposite direction and same order of magnitude, the existence of multiple solutions was demonstrated. The existence of multiple solutions depended on the thermal Rayleigh and Lewis numbers. Trevisan and Bejan [3] used a numerical method and scale analysis to study double diffusion convection in a porous square cavity, with vertical walls maintained at constant temperatures and concentrations. It was found that the fluid flow was possible beyond a certain number of the critical Rayleigh when Le≠1. However, the fluid motion disappeared completely for the Le = 1 and N= -1. The results of this analysis were found in agreement with numerical study.

Mansour *et al*. [4] studied numerically the Soret effect on multiple solutions in a square cavity. The authors concluded that the Soret parameter might have a strong effect on the convective flow. One, two or three solutions were possible. Khanafer *et al*. [5] presented a numerical study of mixed-convection heat and mass transport in a square enclosure filled with a non-Darcian fluid-saturated porous medium. The two vertical walls of the enclosure were insulated, while the horizontal walls were kept at constant but different temperatures and concentrations with the top surface moving at a constant speed. The results of this investigation indicated that the buoyancy ratio, Darcy, Lewis and Richardson numbers have profound effects on the double-diffusive phenomenon. Mohamad and Bennacer [6] obtained numerical results, on the basis of two- and three-dimensional flows, on heat and mass transfer in a horizontal enclosure with an aspect ratio of two filled with a saturated porous medium. The enclosure was heated differentially and a stably stratified species concentration was imposed vertically. It was found that the difference in the rates of heat and mass transfer predicted by the two models was not significant. Bennacer *et al.* [7] studied both numerically and analytically the natural convection with Soret effect in a binary fluid saturating a shallow horizontal porous layer. The vertical walls of the enclosure are heated and cooled by uniform heat fluxes and a solutal gradient was imposed vertically The authors used the Darcy model. It was concluded that in the presence of a vertical destabilizing concentration gradient, the existence of both natural and anti-natural flows was demonstrated. When the vertical concentration gradient was stabilizing, multiple solutions are possible, which depended on the Soret effect.

Mansour *et al.* [8] studied numerically the Soret effect on fluid flow and heat and mass transfer induced by double diffusive natural convection in a square porous cavity submitted to cross gradients of temperature and concentration. They concluded that the Soret effect might affect considerably the heat and mass transfer as it led to an enhancement or to a reduction of the mass transfer, depending on the flow structure and the sign and magnitude of the Soret coefficient. Bourich *et al.* [9] studied analytically and numerically the Soret effect on thermal natural convection within a horizontal porous enclosure uniformly heated from below by a

Nomenclature

A	cavity aspect ratio, L'/H'	**Greek symbols**	
D	mass diffusivity of species	α	thermal diffusivity, $k/(\rho C)_f$
H'	height of the layer	β_S	concentration expansion coefficient
j'	constant mass flux per unit area	β_T	thermal expansion coefficient
K	permeability of the porous medium	Θ	angle of inclination of the cavity relative to the horizontal plane
k	thermal conductivity of the fluid saturated porous Medium	ε	normalized porosity of the porous medium,

L'	thickness of the enclosure		ϕ/σ
Le	Lewis number, α/D	ν	kinematic viscosity of the fluid
N	buoyancy ratio, $\beta_S \Delta S'/\beta_T \Delta T'$	μ	dynamic viscosity of fluid
Nu	Nusselt number	ρ	density of the fluid
q'	constant heat flux per unit area	$(\rho C)_f$	heat capacity of fluid
R_T	thermal Darcy Rayleigh number, $g\beta_T KH'\Delta T'/\alpha\nu$	$(\rho C)_p$	heat capacity of saturated porous medium
		σ	heat capacity ratio $(\rho C)_p/(\rho C)_f$
S	dimensionless concentration, $(S' - S'_0)/\Delta S'$	ϕ	porosity of the porous medium
Sh	Sherwood number	Ψ	dimensionless stream function, Ψ'/α
S'_0	reference concentration at $x'=0$, $y'=0$	Ψ_{0C}	stream function value at center of the enclosure
$\Delta S'$	characteristic concentration, $j'H'/D$		
ΔS	dimensionless wall-to-wall concentration difference	**Superscript**	
		$'$	dimensional variable
T	dimensionless temperature, $(T' - T'_0)/\Delta T'$	sub	subcritical
t	dimensionless time, $t'\alpha/\sigma H'^2$	sup	supercritical
	reference temperature at $x' = 0$, $y' = 0$		
$\Delta T'$	characteristic temperature, $q'H'/k$	**Subscripts**	
ΔT	dimensionless wall-to-wall temperature difference	C	critical value
u	dimensionless velocity in x-direction, $u'H'/\alpha$	M	average value
v	dimensionless velocity in y-direction, $v'H'/\alpha$	max	maximum value
x	dimensionless coordinate axis, x'/H'	min	minimum value
y	dimensionless coordinate axis, y'/H'	$\circ$	reference state

constant heat flux using the Brinkman extended Darcy model. It was found that the Soret separation parameter had a strong effect on the thresholds of instabilities and on the heat and mass transfer characteristics.

Saied [10] studied the problem of natural convection in a two-dimensional square porous cavity with the temperature of the hot (left) wall oscillating in time. He finds that during the heat transfer process the hot wall temperature dropped which resulted, at some locations inside the cavity, with a temperature higher than the hot wall temperature. Also, it was observed that the average Nusselt number had a peak value at the non-dimensional frequency of 450 in the range considered (1–2000) for Rayleigh number 103, as the convection currents are stronger than those at other frequencies.

The transient free convection in a two-dimensional square cavity filled with a porous medium was considered by Saeid and Pop [11]. The flow was driven by considering the case when one of the cavity vertical walls is suddenly heated and the other vertical one was suddenly cooled, while the horizontal walls were adiabatic. The results were obtained for the initial transient state up to the steady state, and for Rayleigh number values of 10^2–10^4. It was observed that the average Nusselt number showed an undershoot during the transient period and that the time required to reach the steady state is longer for low Rayleigh number and shorter for high Rayleigh number.

Finally, Mansour, *et al.* [12] studied the transient MHD natural convection in an inclined cavity filled with a fluid saturated porous medium by including the effects of both of an inclined magnetic field and heat source in the solid phase. The flow was driven by considering the case where one of the cavity vertical walls was suddenly heated and the other one was suddenly cooled, while the horizontal walls were adiabatic.

The authors found that in general, they could increase the temperature of the fluid by increasing both of the Magnetic field force and the inclination angle.

In the present study, a numerical investigation was performed to examine the effect of cross fluxed of heat and solute on the heat and mass transfer rates within a tilted square porous cavity.

The case, where the horizontal components of the thermal and solutal buoyancy forces are equal and opposing each other, was considered. The Darcy model was used to simulate the convection flow inside the cavity. The existence of natural and anti-natural flows was demonstrated and the threshold of convective instability was obtained as function of the Lewis number.

2. Mathematical Formulation

The configuration considered in this work is an inclined porous square cavity. The origin of the coordinate system is located at the center of the cavity. As shown in Fig. 1, the solutal and thermal gradients were induced by imposing constant fluxes of heat, *q*', and solute, *j*', on the cavity walls. The fluid saturating the porous matrix was assumed to be Newtonian fluid and obeying the Boussinesq approximation, which state that the fluid is incompressible with constant properties except for the density which is supposed to vary linearly with the temperature, and the viscous dissipation and the pressure work are negligible.

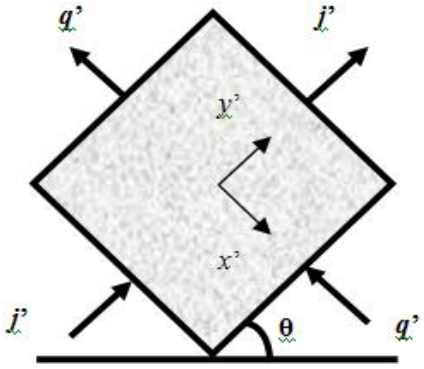


Figure 1: Flow configuration and coordinates system.

The governing equations that describe the double-diffusive convection are expressed in terms of the stream-function, temperature and concentration, in dimensionless form:

$$\nabla^2\Psi = -R_T F(T + NS) \tag{1}$$

$$\nabla^2 T = \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial (uT)}{\partial x} + \frac{\partial (vT)}{\partial y} \tag{2}$$

$$\nabla^2 S = Le\left(\varepsilon\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial (uS)}{\partial x} + \frac{\partial (vS)}{\partial y}\right) \tag{3}$$

Where *F* is an operator defined by:

$$F(f) = \frac{\partial (f)}{\partial x}\sin\theta + \frac{\partial (f)}{\partial x}\cos\theta$$

where Ψ is the dimensionless stream function, *T* and *S* the dimensionless temperature and concentration, *u* and *v* the dimensionless velocity components, *t* the dimensionless time, *x* and *y* are the dimensionless coordinates axes, R_T is the thermal Rayleigh number, *N* the buoyancy ratio, θ the inclination, *Le* the Lewis number and ε is the normalized porosity of the porous medium.

In the Darcy model, the inertial forces are negligible and the acceleration parameter is supposed to very weak (Nield and Bejan [1]), so they are omitted in the present study.

The stream function Ψ is defined as:

$$u = \frac{\partial \Psi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \Psi}{\partial x} \tag{4}$$

The dimensionless boundary conditions are given by:

$$y = \pm\frac{1}{2} : \Psi = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \ \ and \ \ \frac{\partial S}{\partial y} = -1 \tag{5}$$

$$x = \pm\frac{1}{2} : \Psi = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 1 \ \text{ and } \ \frac{\partial S}{\partial x} = 0 \tag{6}$$

3. Numerical Solution

The numerical solution of the fully governing equations (1)-(3) with boundary conditions (5)-(6) is obtained using a finite-difference scheme. The entire domain, as shown in Fig. 1, was discretized with a uniform mesh size (101 × 101). The solution consists of the stream function, temperature and concentration fields. Central-difference scheme with second-order accuracy is used to transform the governing equations into a set of finite difference equations. At the boundaries, forward or backward difference also with second-order accuracy is considered. The energy and concentration equations, after be written in conservative form, are solved using the alternating direction implicit (ADI) method, while the stream function field is obtained from the discretized momentum equation using the successive over-relaxation method (SOR). Finally, the integrals in the expressions of the Nusselt and Sherwood numbers were computed numerically by using the Simpson scheme.

4. Results and Discussion

The present investigation is limited to the equilibrium state where the horizontal components of the thermal and solutal buoyancy forces are equal and opposing each other. For any inclination angle, θ, of the cavity, the equilibrium state can be reached only when N=tang θ. In this study, the inclination angle is fixed to θ = 45°, thus the buoyancy ratio at equilibrium is N=1. At this condition, a rest state solution is possible, where the fluid density gradient is vertical (opposing the gravity). For this situation, convective flows are possible only when the Rayleigh number and there exists a threshold for the onset of convective flows. The effect of the Rayleigh and the Lewis numbers on the flow behavior and the heat and mass transfer rates are considered and the thresholds for convective flow instabilities are determined.

Figures 2 show the stream function, the temperature and concentration contours obtained for both natural (clockwise circulation) and anti-natural (counterclockwise circulation) with the same values RT=100 and Le=2. As displayed in the figures, the two solutions are asymmetric, however, they become anti–symmetric when Le=1.

The natural convection is usually the preferable solution when initiating the numerical code with the rest state solution. The anti-natural solution is obtained by imposing a likewise solution as initial condition. As the mass diffusivity is higher than the thermal one (Le=2), the mass transfer rate is bigger than the heat transfer rate. It can be noticed that the flow intensity of the natural-solution is stronger than that of the anti-natural solution.

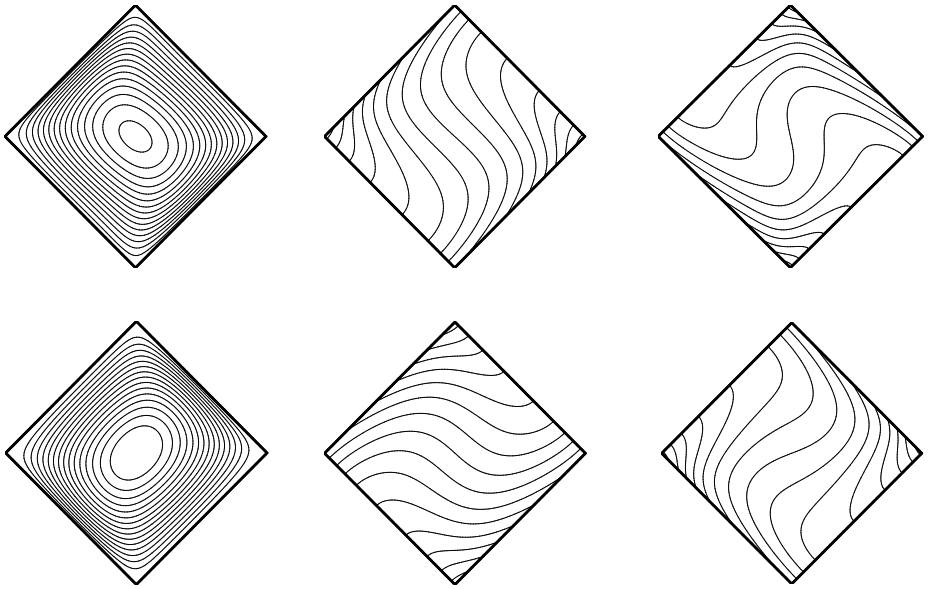
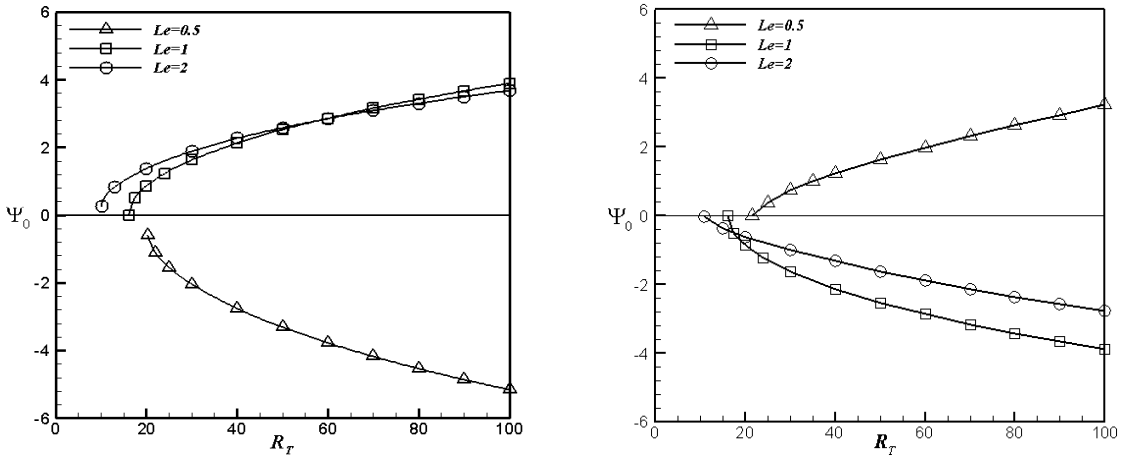


Figure 2: Stream function, temperature and concentration contours obtained for R_T=100 and Le=2: a) Ψ_{min}=0.00, Ψ_{max}= 3.68, Nu_m= 3.21 and Sh_m=4.16. b) Ψ_{min}=-2.79, Ψ_{max}= 0.00, Nu_m= 2.19 and Sh_m=4.19.

The effect of the Rayleigh number on the flow intensity, $\boldsymbol{\Psi_0}$, and the heat and mass transfer rates, *Nu* and *Sh*, are presented in figures 3 for various values of *Le*. As expected, there exists a threshold for the onset of convection, which depends strongly on the Lewis number. Three values of the Lewis number are considered, namely *Le*=0.5, 1 and 2.



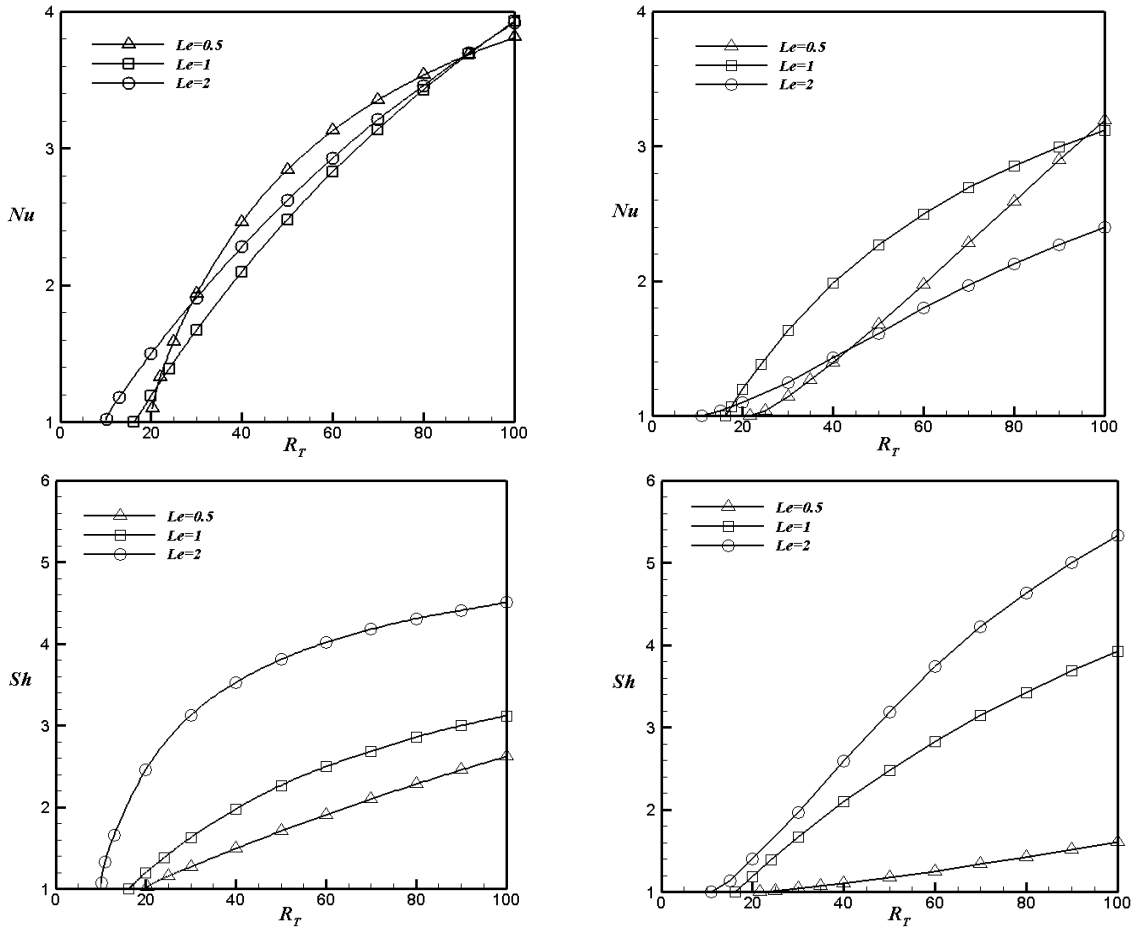


Figure 3: Natural (left) and anti-natural (right) solution bifurcation diagrams: flow intensity, Ψ_0, heat and mass transfer rates, Nu and Sh, as functions of the Rayleigh number, R_T, for various Lewis number values, Le.

The corresponding thresholds of the convection instability is obtained as R_{TC}=21.57, 16.21 and 10.78 for *Le*=0.5, 1 and 2, respectively. The computational technique to obtain the thresholds, where exchange of stability occurs, is discussed hereafter. **The natural convective solution is discussed first.** Starting from the threshold (critical Rayleigh number), as displayed in Fig. 4-6, the heat and mass transfer rates and the flow intensity increase monotonically with R_T. It is observed that, when R_T is relatively small, the flow intensity increases with the Lewis number, however it looks decreasing for higher R_T, as the curves are crossing each other (see, for instance, the curves obtained for Le=1 and 2). Same trend is observed for the Nusselt number. However, the Sherwood number is seen to increases monotonically with the Lewis number.

Figures 3. exemplifies similar results for the anti-natural solution at the same values of the governing parameters. For this situation the flow circulation is counterclockwise (Ψ_0<0). As for the natural solution, the flow intensity, $|\Psi_0|$, is seen to increase monotonically with R_T. However, above criticality, the flow intensity is seen to increase with decreasing of the Lewis number. Same trend is observed with the Nusselt number. For the Sherwood number, a monotonic increase with both R_T and *Le* is observed as displayed.

This technique is novel as it uses the full governing equations rather the linear stability equations. The technique straight forward and it is valid only for the determination of the supercritical Rayleigh number, where exchange of stationary instability occurs. Another classical technique but tedious is used in parallel to determine the threshold of subcritical convection

when it does exist. To calculate the critical value of the Rayleigh we consider two values of *Le* (1 and 2).

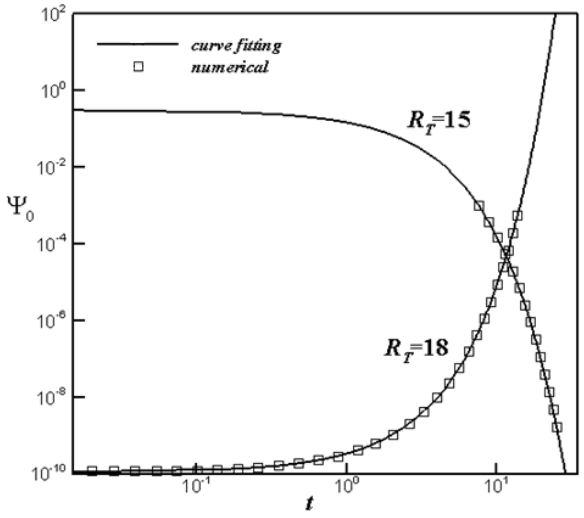


Figure 4: Flow intensity time histories below and above the threshold of supercritical convection for Le=1.

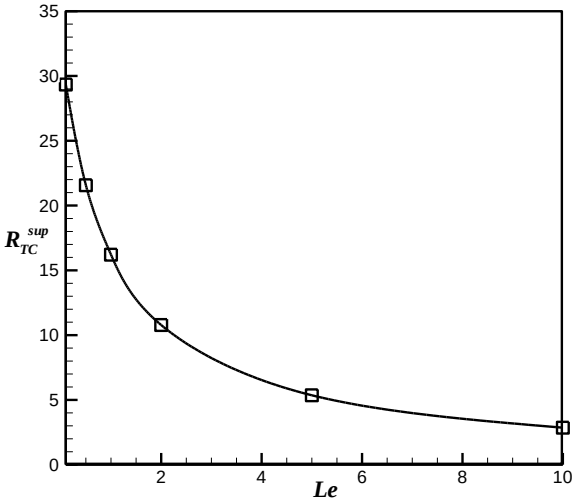


Figure 5: Supercritical Rayleigh number as function of the Lewis number.

As known, for infinitesimal amplitude convection, the time evolution of the flow intensity is exponential, according to the linear stability analysis, and could be correlated by:

$$\Psi_{max}(t) = \phi_0 e^{pt}$$

Where Ψ_{max} is the convective flow amplitude and ϕ_0. From the stability analysis point of view, ϕ_0 must be very small. In the present analysis, we considered $\phi_0 < 10^{-2}$. To avoid any numerical contamination of the signal amplitude when it becomes very small, we consider only the data of ϕ_0 within a reasonable range of $10^{-8} < \phi_0 < 10^{-2}$. The parameter *p* represents the amplitude growth rate. When $p<0$ the flow is decaying and when $p>0$ the flow is amplified. Then, $p<0$ below the threshold of convection and $p>0$ above the threshold. By performing two quick simulations for two Rayleigh number numbers; one below and the other one above the threshold, the growth rate parameter can be computed numerically using a simple interpolation technique. It is well known that, usually, the growth rate parameter varies linearly with R_T near the point of exchange of instability, thus a linear interpolation is far enough to obtain an accurate value. Using the two computed values for the growth rate, he threshold of convection can be determined by a linear interpolation for $p=0$. To be more practical let`s give two examples.

From the previous numerical simulations, Fig. 3, the thresholds of instabilities can be localized easily. For example, for *Le*=1, we can estimate that the critical value for the onset of convection is between 15 and 18. Thus two flow simulations are required to determine the growth rate of the perturbation. Using the numerical code which solves the full governing equations, the parameter p is computed as follows. Starting from the rest state solution, a numerical simulation is performed for R_T=18. For this situation, the flow is amplifying until it reaches a convective steady state solution.

The flow intensity as a function of time is depicted in Fig. 4. For stability analysis purposes, we consider $10^{-8} < \phi_0 < 10^{-2}$. By performing a curve fitting exercise, an excellent exponential curve fit is obtained and the growth rate parameter is obtained as p=1.117. Now, for R_T=15, using the converged solution as initial conditions, the flow simulation is performed again

and as can be seen from Fig. 4 also, the flow decays towards the pure conductive state. Focusing only on the infinitesimal curve branch, $10^{-8} < \Psi_{max} < 10^{-2}$, exponential curve fitting lead to a growth rate of p=-0.756. Considering the two couples of values (R_T=15, p=-0.756) and (R_T=18, p=1.117), the threshold of marginal stability is obtained by a linear interpolation as R_{TC}^{sup}=16.21.

A same exercise can be repeated for various Lewis number values as depicted in Table 1. A complete curve showing the effect of the *Le* on R_{TC} is exemplified in Fig. 5. It can be noticed that R_{TC}^{sup} is decreasing monotonically with *Le* increase. Using a quick data analysis and curve fitting, it is found that R_{TC} is a function of the *Le* number according to the following relationship:

$$R_{TC}^{sup} = \frac{32.37}{Le + 1}$$

TABLE 1: Critical values of R_{TC} and type of bifurcations.

Le	R_{TC}^{sup}	R_{TC}^{sub}	*Bifurcation*
2	10.78	10.11	subcritical
1	16.21	/	supercritical
0.5	21.57	/	supercritical

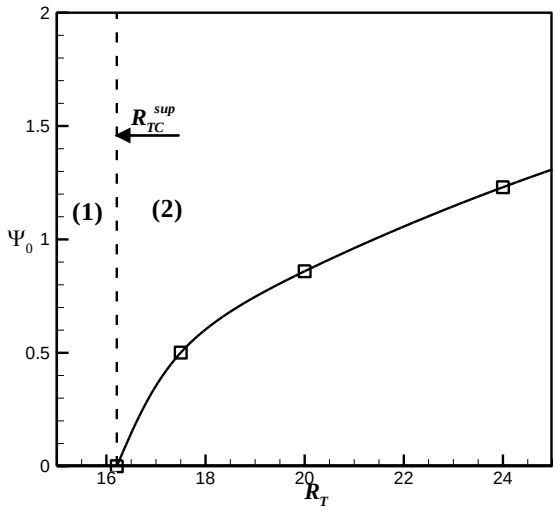


Figure 6: Bifurcation diagrams in terms of Ψ_0 Versus R_T for the natural solution with Le=1.

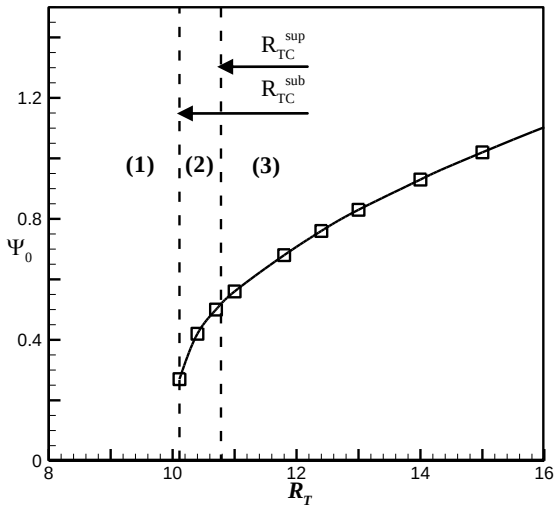


Figure 7: Bifurcation diagrams in terms of Ψ_0 Versus R_T for the natural solution with Le=2.

5. Conclusion

In the presentation investigation, thermosolutal convection in a tilted porous square cavity subjected to cross-flow heat and mass is studied numerically. The cavity was inclined at an angle of 45°. The conditions where the horizontal components of the thermal and solutal buoyancies are equal (N=1) and opposing each other is considered. For this situation, the existence of two stable convective solutions for the same governing parameters values is demonstrated. For Le=1, the two solutions (natural and anti-natural), are anti-symmetric, however they become asymmetric when Le≠1. The flow intensity increases monotonically with R_T. Both the two solution displayed the similar trend with the Rayleigh number. The existence of exchange stability is demonstrated and the thresholds for onset of supercritical and subcritical convection are obtained.

Références

1. Nield D. A., Bejan A. 2006. Convection in porous media. Third edition, Springer.
2. M. Mamou, P. Vasseur, E. Bilgen, 1995. Multiple solutions for double-diffusive convection in a vertical porous enclosure, Internat. J. Heat Mass Transfer 38: 1787-1798.
3. Trevisan, O., V. and Bejan, A., 1985. Natural Convection With Combined Heat and Mass Transfer Buoyancy Effects in a Porous Medium, Int. J. Heat and Mass Transfer, 28, 1597-1611.
4. Mansour A., A. Amahmid, M. Hasnaoui and M. Bourich. 2004. Soret effect on double-diffusive multiple solutions in a square porous cavity subject to cross gradients of temperature and concentration. Int. Comm. Heat Mass Transfer, Vol. 31, No. 3, pp.431-440.
5. K. Khanafer, K. Vafai, 2002. Double-Diffusive Mixed Convection in a Lid-Driven Enclosure Filled With a Fluid Saturated Porous Medium. Numerical Heat Transfer, Part A, 42: 465±486.
6. Mohamad, A.A. Bennacer, R. 2002. Double diffusion, natural convection in an enclosure filled with saturated porous Medium subjected to cross gradients; stably stratified fluid International Journal of Heat and Mass Transfer 45: 3725–3740.
7. Bennacer R., Mahidjiba A.,Vasseur P., Beji H., Duval R., 2003. The Soret effect on convection in a horizontal porous domain under cross temperature and concentration gradients. Int. J. Numer. Methods Heat Fluid Flow 13: 199–215.
8. Mansour A., Amahmid A., Hasnaoui M., Bourich M., 2006. Numerical study of the multiplicity of solutions induced by thermosolutal convection in a square porous cavity heated from below and submitted to horizontal concentration gradient in the presence of Soret effect. Numer. Heat transfer, Part A 49, 69–94.
9. Bourich M., Amahmid A., Hasnaoui M., 2005. Double diffusive convection in a porous enclosure submitted to cross gradients of temperature and concentration. Energy Convers. Manage. 45, 1655–1670.
10. N.H. Saeid 2006. Natural convection in a square cavity with an oscillating wall temperature. The Arabian Journal for Science and Engineering, Volume 31, Number 1A.
11. N.H. Saeid, I. Pop. 2004. Transient free convection in a square cavity filled with a porous medium. International Journal of Heat and Mass Transfer 47: 1917–1924.
12. M.A. Mansour, A.J. Chamkha, R.A. Mohamed, M.M. Abd El-Aziz, S.E. Ahmed 2010. MHD natural convection in an inclined cavity filled with a fluid saturated porous medium with heat source in the solid phase. Nonlinear Analysis: Modelling and Control, Vol. 15, No. 1, 55–70.

Étude du refroidissement interne d'une cascade d'aubes

Karima HEGUEHOUG ep BENKARA-MOSTEFA[1*], Noureddine LOUAHADJ, Abd el djelil HATTAB

[1] Laboratoire d'Énergétique Appliquée et de Pollution
Département de Génie mécanique, Faculté des Sciences de la Technologie. Université Frères Mentouri – Constantine 1. Campus Chaab Ersas, 25000 Constantine, Algérie
[*]auteur correspondant : benkarak@gmail.com

Résumé:

La présente étude s'intéresse à la simulation numérique de l'écoulement à travers une cascade d'aube en tenant compte de leur refroidissement interne. L'étude s'est limitée à une seule aube avec des conditions de périodicité imposée. L'écoulement étant considéré bidimensionnel et stationnaire. Le fluide est turbulent et incompressible. Le maillage du domaine est générée par le préprocesseur Gambit et la simulation est conduite au moyen du code Fluent, qui définit, et résout l'ensemble des équations régissant le problème. L'effet de la turbulence sur l'écoulement est pris en compte en utilisant le modèle de turbulence (k – ε) standard. En plus du coefficient de frottement le long de la paroi, les champs de pression, de vitesse, d'énergie cinétique turbulente ainsi le champ thermique dans le domaine ont été étudiés.

Mots clés : Aube, Extrados, Refroidissement, Fluent, Turbulence.

Nomenclature

$C_{1\varepsilon}$;$C_{2\varepsilon}$; C_μ *Constantes*
P *Pression (Pa)*
U_i *Composante de la vitesse moyenne suivant la direction i (m/s)*
Xi *Coordonnées*
ε *Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente* (m^2/s^3)
μ *Viscosité dynamique (kg/ms)*
μ_t *Viscosité dynamique turbulente (kg/ms)*
ρ *Masse volumique* (kg/m^3)

Symboles grecs

1. Introduction

Les turbomachines sont des machines rotatives composées d'une ou plusieurs séries d'aubages, fixées alternativement sur le stator et sur le rotor.

Les turbomachines représentent aujourd'hui un produit de très haute technologie. Elles sont utilisées aujourd'hui dans un très large domaine de la technique moderne (production d'électricité, propulsion des véhicules, pompe à chaleur …..). Mais leurs problèmes se multiplient encore par le fait qu'elle doivent travailler dans des conditions différentes en dehors de leur point de fonctionnement nominal et supporter des changements brutaux de conditions de fonctionnement, entre autre de ces problèmes celui des aubes sollicitées aux très hautes température d'ou la nécessité donc d'un refroidissement efficace.

Dans ce sens d'importants progrès ont êtes réalisés ces dernières années grâce a l'apparition de nouvelles techniques de refroidissement et différents travaux expérimentaux et numériques ont été consacrés à l'étude de l'écoulement à travers les aubes des turbomachines vue que la fatigue prématurée de la machine est due essentiellement aux roues et aux directrices. Azzi et Abidat (2001) se sont intéressés à l'étude numérique du refroidissement par film d'une aube symétrique. Une méthode aux volumes finis combinée avec une technique multi bloc a été utilisée pour la résolution des équations de conservation des paramètres moyens de l'écoulement turbulent et incompressible. Cette étude a permis montrer l'efficacité du refroidissement et l'influence de la position du trou et du taux d'injection. Giel et al (2003) ont fait un travail expérimental pour l'étude du transfert thermique d'un rotor d'une turbine dont les températures ont été mesurées à l'aide de cristaux liquides calibrés. Les mesures ont été faites pour des écoulements tridimensionnels au passage d'une cascade d'aube et ce pour différents nombres de Reynolds, différents Mach et trois angles d'incidences 0 et ± 2 degrés. Ben Mansour et al (2004) ont opté pour une approche analytique pour la détermination des profils de température des aubes du rotor et du stator d'une turbine HP. Cette approche à l'aide du logiciel cosmos design Star a permis de tracer d'une part, la distribution des températures sur différentes sections transversales et longitudinales des aubes, et d'autre part, d'évaluer l'efficacité de refroidissement sur le contour de celles-ci. I.Ieronymidis et al (2010) ont mesuré, d'une façon détaillée la distribution du coefficient de transfert thermique sur les surfaces internes d'une aube de turbine à gaz avec la technique de mesures à cristaux liquides transitoires. Les résultats de l'étude montrent que dans les trous de passage du fluide de refroidissement, le niveau moyen des coefficients de transfert thermique est fortement influencé par les écoulements croisés à l'entrée.

L'objectif du présent travail a été une simulation numérique de l'écoulement à travers une cascade d'aube en tenant compte de leur refroidissement interne.

L'étude s'est limitée à une seule aube vue des conditions de périodicité imposée, l'écoulement étant considéré turbulent stationnaire et incompressible.

La simulation est conduite au moyen du code fluent pour définir générer le maillage et résoudre l'ensemble des équations régissant le problème l'effet de la turbulence sur l'écoulement est pris en compte en utilisant le modèle de turbulence (k-ε)ε.

2. Formulation Mathématique

Dans le présent travail, l'écoulement considéré est bidimensionnel, stationnaire, turbulent incompressible, avec transfert de chaleur. Dans ce qui suit seront décrites les équations traduisant le transport de masse, de quantité de mouvement et de la température régissant, un tel écoulement.

2.1. Equations du champ moyen :

- **Equation de continuité:**

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \qquad (1)$$

- **Equation de transport de quantité de mouvement:**

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j \; U_i) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \overline{U_i}}{\partial^2 x^2} - \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho \overline{u_i' u_j'}\right) \qquad (2)$$

Les équations de Reynolds moyennées obtenues font apparaître un nombre d'inconnues Supplémentaires $\left(\overline{u_i' u_j'}\right)$ d'où la nécessité d'un modèle de turbulence afin de fermer le système d'équations à résoudre.

- **Equation de conservation d'énergie :**

Pour tenir compte du transfert de chaleur, l'équation d'énergie considérée pour un écoulement incompressible avec des propriétés constantes du fluide et une dissipation visqueuse négligeable est :

$$\frac{\partial\left(\rho c_p u_j T\right)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}(\lambda \frac{dT}{dx_j} - \rho c_p \overline{U_j t'}) + q + \phi..... \qquad (3)$$

2.2. Modèle de turbulence k-ε:

Pour la présente étude le choix s'est porté sur le modèle le plus couramment utilisé : le modéle (k-ε) associé à I 'hypothèse de type Boussinesq reliant les contraintes de Reynolds au taux de déformation moyen :

$$\left[-\rho\overline{u'_\iota u'_J}\right] = \mu_t \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_J}{\partial x_i} \; - \frac{2}{3}\delta_{ij}\rho k \qquad (4)$$

Où : k = : représente l'énergie cinétique turbulente.

Par analogie avec la viscosité cinématique laminaire caractérisée par une vitesse (des Molécules) et une distance (le libre parcours moyen), la viscosité turbulente, caractérisée par une vitesse $\sqrt{k}$ et une distance (1= $\frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon}$), est donnée par :

$$\nu_t = c_\mu \sqrt{k} \; \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon} = c_\mu \; \frac{k}{\varepsilon} \qquad (5)$$

Avec c_μ =0.009, et ε: le taux de dissipation.

k et ε , sont obtenus à partir de leur équation de transport présentée ci-dessous.

- **Equation de transport de l'énergie cinétique turbulente k:**

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho k U_j\right)=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right]+G_k-\rho\varepsilon \quad (6)$$

- **Equation de transport du taux de dissipation ε**

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho\varepsilon U_j\right)=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right]+C_{1\varepsilon}\left(\frac{\varepsilon}{k}\right)G_k-C_{2\varepsilon}\rho\frac{\varepsilon^2}{k} \quad (7)$$

σ_k et σ_ε, sont respectivement les nombres de Prandtl turbulents relatifs à l'énergie cinétique turbulente et au taux de dissipation.

$C_{1\varepsilon}$=1.44, $C_{2\varepsilon}$=1.92, σ_k=1.0, σ_ε=1.3.

Le terme de production G_k est donné par :

$$G_K=-\rho\overline{u_i'u_j'}\frac{\partial U_j}{\partial x_i}=\rho\upsilon_t\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j}+\frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right)\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (8)$$

3. Procédure de résolution :

3.1.Géométries :

L'étude a été mené autour d'un profil isolé 2D, le domaine de calcul est une surface de dimensions 300 mm x 850mm avec une entrée, une sortie et une périodicité imposée sur les deux cotés latéraux.

Pour un premier temps l'étude a été faite sur une aube sans trou de refroidissement (figure 1) afin de détecter les parties les plus sollicitées aux hautes températures, pour ensuite passer à l'étude d'une aube avec trou de refroidissement avec une vitesse et une température respectivement de 35 (m/s) et 320 °k imposées à l'entrée. Une pression atmosphérique à la sortie et une température de 300 °k imposée au trou refroidissement (figure 2).

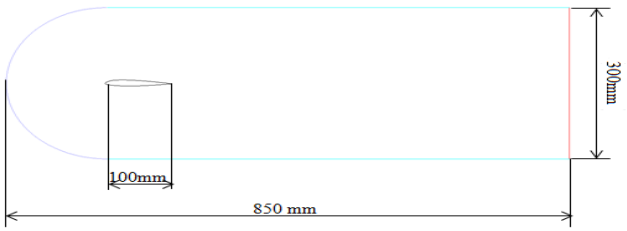


Figure 1: géomètre sans trou de refroidissement.

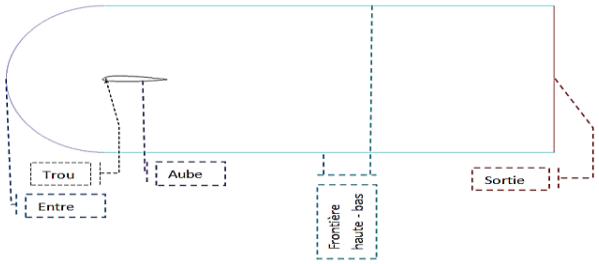


Figure 2: géomètre avec trou de refroidissement

3.2.Maillage :

Un test de l'effet du maillage sur la solution a été effectué en utilisant différents nombres de nœuds.

	Maillage (1)	Maillage (2)	Maillage (3)
Nombre de Noeuds	**112635**	**254118**	**1007059**

Tableau 1: nombre de nœuds pour les 3 maillages

Il a été opté pour un maillage hexaédrique non structuré avec un nombre nœuds de 254118 figure (3).

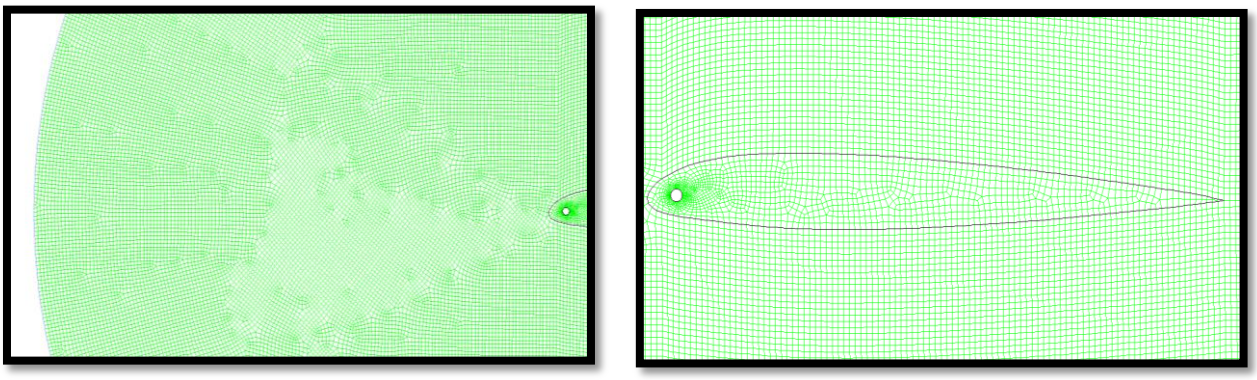


Figure 3: maillage en amont et autour de l'aube.

4. Resultats et discussion :

4.1. Effet du maillage :

Les figures (4 et 5) ci-dessous, montrent respectivement, les profils de pression autour de l'aube et de la vitesse pour deux différentes positions x=-20 mm et x=50mm, les différentes courbes ont été obtenues avec des maillages constitués de 112635, 254118 et 1007059 nœuds. La différence n'est pas vraiment importante, et donc on a opté pour un maillage composé de 254118 nœuds.

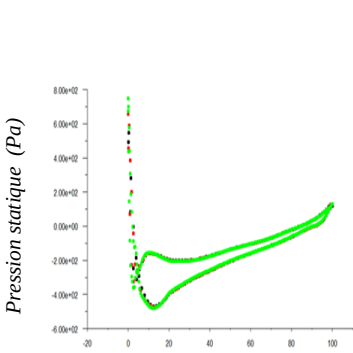


Figure 4 : Profil de pression autour de l'aube (Pa)

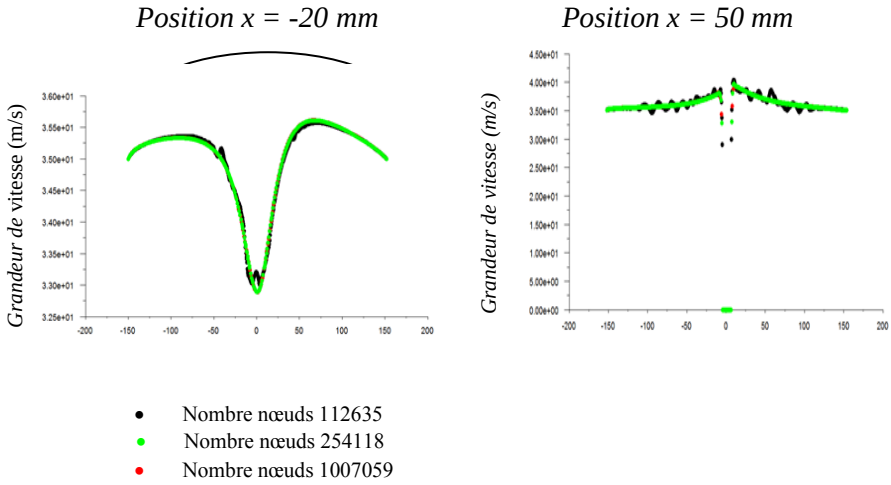


Figure 5 : Profils de vitesse (m/s)

4.2. Discussion des Résultats :

a) Champ de pression et de vitesse :

Dans un premier temps, une simulation numérique pour l'aube sans trou de refroidissement a été menée. Les résultats des contours de pression, de vitesse

respectivement représentés par les figures 6 et 7 n'ont révélés qu'aucune variation pour ces deux paramètres.

Sur le profil figure (6 a et b), il a été remarqué une légère chute de pression due au frottement du fluide est à noté, sur le premier tronçon de l'extrados, la pression atteint sa valeur minimale puis augmente légèrement sur le deuxième tronçon. Au niveau du bord d'attaque la pression est maximale (toute l'énergie cinétique est transformée en énergie de pression) une augmentation moins importante est aussi observée au bord de fuite, par ailleurs on a une pression uniforme dans tout le domaine.

b) Champ de vitesse :

Sur les figures (7a et b) on note une vitesse uniforme à l'entrée égale à la valeur imposée comme condition à la limite. À l'encontre du profil la vitesse diminue et atteint sa valeur minimale (point de stagnation).Une accélération du fluide est observée de part et d'autre du profil et particulièrement sur l'extrados : résultats consistant avec celui de la pression.

c) Champ de température :

Sur la figure (8.a) on remarque que l'aube sans refroidissement est très affectée par la température par contre sur la figure (8b) on remarque qu'au niveau de l'aube la variation de température est très claire, d'où l'effet du refroidissement, il ya donc transfert de chaleur entre le fluide et l'aube, et qu'ensuite cette chaleur est transportée par conduction dans l'aube. L'effet du refroidissement sur persiste même dans la zone de sillage en aval de l'aube jusqu' à la sortie. Par ailleurs pratiquement tout le domaine d'étude est porte à la température de 320 °K.

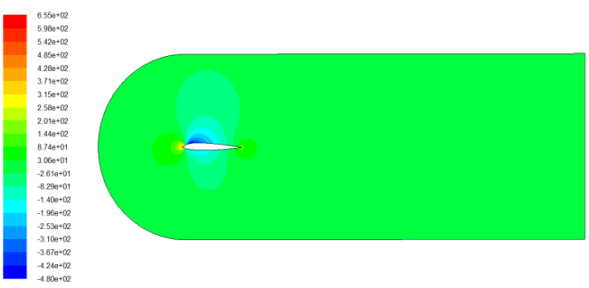
Pour le nombre de Nusselt représenté par la figure (9) on remarque que sa valeur maximale est au niveau de l'extrados où le gradient de température est le plus élevé, expliqué par un transfert de chaleur important entre le fluide et la paroi. Ailleurs la variation est monotone puisque on s'éloigne du trou de refroidissement et que d'aube est de plus en plus chauffée et donc le transfert de chaleur est moindre.

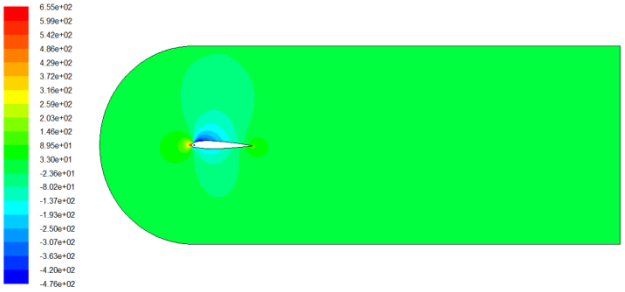
d) Coefficient frottement :

Les figures (10 et 11) montrent la variation du coefficient de frottement au niveau du profil, ce coefficient atteint sa valeur minimale au bord d'attaque (point d'arrêt) et au bord de fuite (point de décollement) par contre il est maximal surtout sur l'extrados ou le gradient de vitesse est important.

e) Champ l'énergie cinétique turbulente :

La figure (12) caractérise l'évolution de l'énergie cinétique turbulent une distribution assez symétrique est visible autour du profil avec une forte énergie cinétique turbulente observée au bord d'attaque et sur la première partie de l'extrados due au cisaillement généré par le gradient de vitesse.





Sans refroidissement *avec refroidissement*

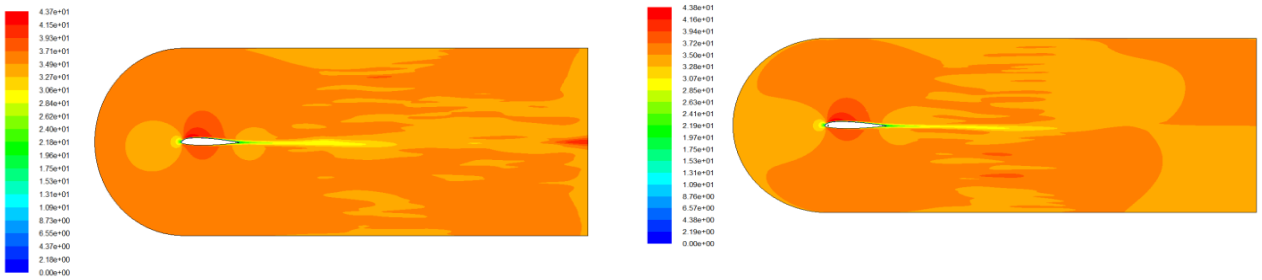
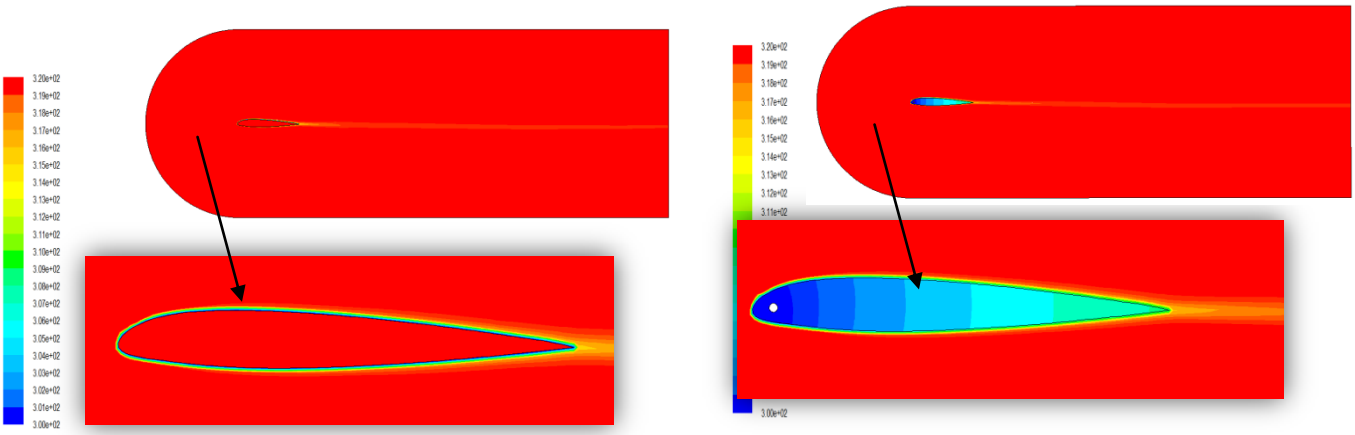


Figure 6 : *Contour de pression (Pa)*

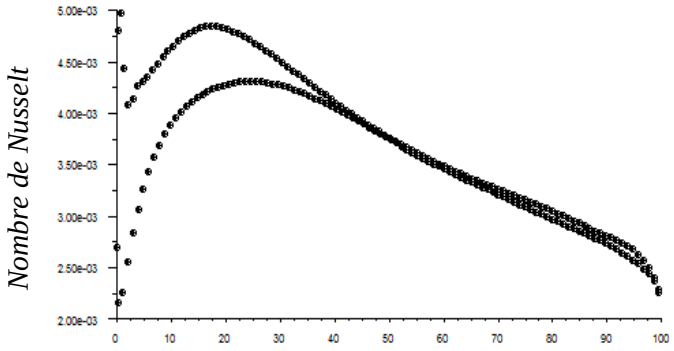
Sans refroidissement *avec refroidissement*

Figure 7 : *Contour de la grandeur de vitesse (m/s)*



Sans refroidissement *avec refroidissement*

Figure 8 : Contour de la température (°k)



Position (mm)

Figure 9 : Profil du nombre Nusselt autour de l'aube

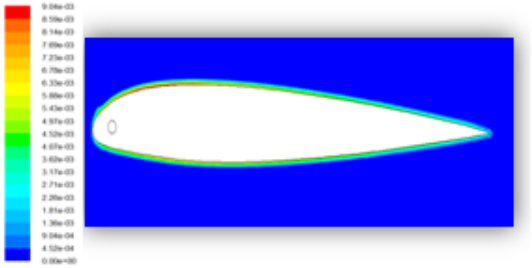


Figure 10 : Contour de coefficient de frottement

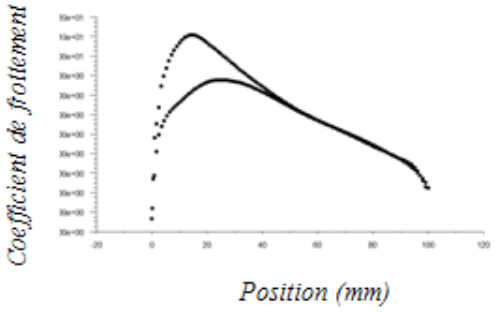


Figure 11 : Profil du coefficient de frottement autour de l'aube

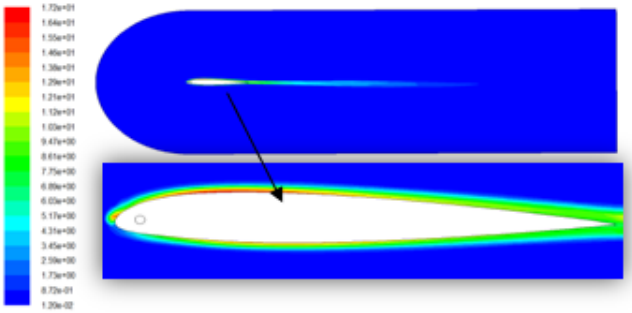


Figure 12 : Contour de l'énergie cinétique turbulente (m^2/s^2)

5. Conclusion :

L'étude du refroidissement interne à travers une cascade d'aube a été l'objectif du présent travail. L'étude s'est limitée à une seule aube avec des conditions de périodicité imposée.

Notre outil de simulation numérique nous a permis de faire un calcul préliminaire sans refroidissement qui à bien montré que l'aube est très sollicitée aux hautes températures ce qui nous a motiver à faire une deuxième étude avec un trou de refroidissement.

En perspective, et devant l'intérêt de ce travail on pourrait considérer des configurations similaires avec plusieurs trous de refroidissement, et voir l'effet du nombre et de l'emplacement ces derniers.

References

1. A. Azzi, M. Abidat. Prédiction numérique du refroidissement par film près du bord d'attaque d'une aube symétrique: influence du taux d'injection. Science et technologie (2001) 97-108.
2. P.W. Giel, R. Bunker, G. James, J. B. Robert. Heat transfer measurement and predictions on a power generation gas turbine blade. Book Park, OH, NASA / CASI. 2003
3. S. Benmansour, M. Kaci, K. Dif, M. Bellouti. Etude du refroidissement d'une aube de Turbine haute pression (HP). 4éme journée de la mécanique. EMP. Alger. 23 & 24 Mars (2004).
4. IERONYMIDIS I. & al. Detailed Heat Transfer Measurements in a Model of an Integrally Cast Cooling Passage. Journal of Turbomachinery.Avril (2010) Vol. 132, pp. 1-9.

Effet Dufour sur la bifurcation de la convection naturelle thermosolutale dans un milieu poreux

Abbes ATTIA[1*], Mahmoud Mamou[2], Smail BENISSAAD[1]

[1]Laboratoire d'Énergétique Appliquée et de Pollution
Département de Génie mécanique, Faculté des Sciences de la Technologie. Université Frères Mentouri – Constantine 1. Campus Chaab Ersas, 25000 Constantine, Algérie

[2]Aerodynamics Laboratory, NRC Aerospace, National Research Council Canada Ottawa,Ontario,

Canada, K1A OR6

[*]auteur correspondant : attia.abbas@gmail.com

Résumé - Les effets Dufour et Soret sur la convection naturelle thermosolutale dans une couche poreuse horizontale sont étudiés numériquement en utilisant la méthode des différences finies et analytiquement en utilisant l'approximation de l'écoulement parallèle. Des flux uniformes de chaleur et de masse sont appliqués sur les parois horizontales, tandis que les parois verticales sont imperméables et adiabatiques. La modélisation de ce problème est basée sur le modèle de Darcy et l'approximation de Boussinesq. Les paramètres régissant cette étude sont le nombre de Rayleigh thermique, le rapport des forces de volumes, le nombre de Lewis, le ratio d'aspect de la cavité et les nombres de Dufour et de Soret.

Mots Clés : convection à double diffusion, milieu poreux. Effet Dufour

Nomenclature

A	rapport d'aspect géométrique, L'/H'
D	diffusivité solutale, $m^2.s^{-1}$
Da	nombre de Darcy, K/H'^2
D_p	diffusivité solutale en milieu poreux, $m^2.s^{-1}$
D_u	coefficient de Dufour, $D_{TS}\Delta S^*/\alpha_P\Delta T^*$
g	accélération de la pesanteur, $m.s^{-2}$
H'	hauteur de l'enceinte, m
j'	flux de masse constant (par unité de surface), $kg.m^2.s^{-1}$
K	perméabilité du milieu poreux, m^2
k_p	conductivité thermique du milieu poreux saturé, $W.m^{-1}.K^{-1}$
L'	longueur de l'enceinte, m
Le	nombre de Lewis, α_p/D
N	rapport des forces de volumes, $\beta_S\Delta S^*/\beta_T\Delta T^*$
Nu	nombre de Nusselt
Num	nombre de Nusselt moyen
q'	flux de chaleur constant (par unité de surface), $W.m^{-2}$
R_T	nombre de Rayleigh-Darcy thermique, $g\beta_T KH'\Delta T^*/\alpha_p\vartheta$
S	concentration adimensionnelle, $(S'-S_0')/\Delta S^*$
S_r	coefficient de Soret, $D_{ST}\Delta T^*/D_P\Delta S^*$
Sh	nombre de Sherwood
Shm	nombre de Sherwood moyen
ΔS^*	concentration caractéristique, $j'H'/D_p$, $kg.m^{-3}$
T	température adimensionnelle, $(T'-T_0')/\Delta T^*$
t	temps adimensionnel, $t'\alpha_p/H'^2$
ΔT^*	température caractéristique, $q'H'/k_p$, K
(u, v)	vitesses adimensionnelles dans les directions (x, y), $(u'H'/\alpha_p,\ v'H'/\alpha_p)$
(x, y)	coordonnées cartésiennes adimensionnelles, $(x'/H',\ y'/H')$

Symboles grecs

α	diffusivité thermique du fluide, $m^2.s^{-1}$
α_p	diffusivité thermique du milieu poreux saturé, $k_p/(\rho C)_f$, $m^2.s^{-1}$
β_S	coefficient d'expansion solutal, $m^3.kg^{-1}$
β_T	coefficient d'expansion thermique, K^{-1}
ε	porosité adimensionnelle du milieu poreux, ε'/σ
ϑ	viscosité cinématique du fluide, $m^2.s^{-1}$
ρ	densité du fluide, $kg.m^{-3}$
$(\rho C)_f$	capacité calorifique du fluide, $W.K^{-1}$
$(\rho C)_p$	capacité calorifique du milieu poreux, $W.K^{-1}$
σ	rapport des capacités calorifiques $(\rho C)_p/(\rho C)_f$
Ψ	fonction de courant adimensionnelle, Ψ'/α_p

Indices et exposants

'	variable dimensionnelle
t	thermique
s	solutale
p	poreux
f	fluide

1. Introduction.

Le phénomène du transfert de chaleur et de masse par convection naturelle est dû à la présence simultanée des gradients de température et de concentration. Ces gradients causent une distribution non uniforme de la densité du mélange qui provoque à son tour un mouvement convectif sous l'effet de la gravité. On peut trouver Le phénomène de la convection naturelle à double diffusion ou à la convection thermosolutale, dans la nature comme dans l'industrie, la migration de l'humidité dans l'isolation fibreuse, le transport des contaminants dans le sol saturé, le stockage souterrain des déchets nucléaires et les processus de séchage électrochimiques [1]. La diffusion de masse et la thermo-diffusion pourraient être rencontrées dans la convection thermosolutale et leurs effets pourraient être importants. Le flux de chaleur, provoquée par la diffusion de masse est liée à l'effet Dufour et le flux de masse induit par le transfert de chaleur est connu comme l'effet Soret [2]. L'effet thermo-diffusion (Soret) [3], a été utilisé pour la séparation isotopique et dans des mélanges entre gaz de poids

moléculaire très léger (H_2, He) et de poids moléculaire moyen (N_2, air). Pour ces mélanges, il a été trouvé que l'effet de masse par diffusion (Dufour) est d'une ampleur considérable de telle sorte qu'il ne peut pas être ignoré.

Platten et Legros [4] ont affirmé que dans la plupart des mélanges liquides l'effet Dufour est inopérant, mais ce n'est pas le cas dans les gaz. Mojtabi et Charrier-Mojtabi [5] ont confirmé cela en notant que dans les liquides, le coefficient Dufour est d'un ordre de grandeur plus faible que l'effet Soret. Rosanne et al. [6] ont étudié expérimentalement la thermo-diffusion dans une solution de chlorure de sodium contenu dans l'argile compacte. Ils ont conclu que le transfert de matière est amélioré par la thermo-diffusion. Benano-Melly et al. [7] ont étudié numériquement et expérimentalement le problème de thermo-diffusion dans un mélange initialement homogène soumis à un gradient thermique horizontal. Leurs résultats numériques ont montré qu'en fonction de la valeur du nombre de Soret, plusieurs configurations d'écoulement de convection pourraient se développer en présence de forces de flottabilité thermiques et solutale opposantes.

L'effet Soret sur la convection dans une cavité poreuse horizontale soumis à des gradients transversaux de température et de concentration a été examiné par Bennacer et al. [8]. Leurs résultats ont montré que, lorsque le gradient de concentration verticale se stabilise, les solutions à l'équilibre multiples sont possibles sur une gamme de rapport de flottabilité qui est fortement dépendante du paramètre Soret. Joly et al. [9] ont étudié analytiquement et numériquement l'apparition de la convection naturelle dans une couche poreuse verticale soumise à des flux de chaleur uniforme le long des parois verticales en utilisant le modèle de Darcy-Brinkman. On constate que les deux bifurcations sous-critiques et supercritiques sont possibles dans ce système. Bahloul et al. [10] ont examiné la convection à double diffusion avec l'effet Soret dans une couche poreuse horizontale peu profonde, la stabilité de la solution d'écoulement parallèle a été étudié, ensuite le seuil de bifurcation de Hopf a été déterminée.

Weaver et Viskanta [11] ont étudié l'effet de l'interdiffusion des espèces et des effets Soret et Dufour sur la convection naturelle due à la température horizontale et des gradients de concentration dans la cavité. Les résultats obtenus montrent que les effets Soret et Dufour ont moins d'influence sur la vitesse, les champs de température et de concentration, mais ils augmentent le flux de masse et de l'énergie seulement lorsque le facteur de diffusion thermique est positif. D'un autre côté, lorsque le flux de masse est considérable sur les parois, l'effet Soret a un effet important qui diminue et augmente les gradients de vitesse, de température et de concentration à la paroi chaude et à la paroi froide respectivement.

Dans ce travail, l'effet Dufour sur la convection bidiffusive, dans une couche poreuse, sont pris en compte simultanément, en présence de gradients thermique et solutal verticaux. L'apparition de la convection sous-critique et supercritique est étudiée analytiquement et numériquement, en fonctions de ce effet.

2. **Formulation mathématique**

Dans les équations, les symboles figurent en italique (voir équation 1) ; elles sont centrées sur la ligne et désignées par un numéro entre parenthèses placé à droite :

On considère le cas d'une cavité rectangulaire de hauteur H' et de longueur L' contenant un milieu poreux saturé par un fluide binaire (Fig. 1). Les parois horizontales de la cavité sont soumises à des flux uniformes de chaleur q' et d'espèce j', tandis que les parois verticales sont considérées comme adiabatiques et imperméables. On suppose que le problème est bidimensionnel, la solution est un fluide newtonien et incompressible, la matrice poreuse est isotrope perméable et homogène, l'écoulement est supposé laminaire, il n'y a ni réaction chimique, ni source de chaleur, ni source d'espèce et le transfert de chaleur par rayonnement est négligeable. Toutes les propriétés thermo-physiques du fluide sont constantes sauf le terme de la densité du fluide dans les forces de volume

qui varie linéairement avec la température et la concentration. On adopte alors l'approximation de Boussinesq.

Les écoulements de la convection naturelle thermosolutale susceptibles de se développer dans ce milieu poreux sont régis par les équations de conservation de la masse, de quantité de mouvement, de conservation d'énergie et de transfert des espèces. En utilisant le modèle de Darcy, le système d'équations différentielles aux dérivées partielles décrivant le problème s'écrit sous la forme adimensionnelle suivante :

$$\nabla^2\Psi = -R_T\left(\frac{\partial T}{\partial x} + N\frac{\partial S}{\partial x}\right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u\frac{\partial T}{\partial x} + v\frac{\partial T}{\partial y} = \nabla^2 T + Du\nabla^2 S \quad (2)$$

$$\varepsilon\frac{\partial S}{\partial t} + u\frac{\partial S}{\partial x} + v\frac{\partial S}{\partial y} = \frac{1}{\mathrm{Le}}\nabla^2 S + Sr\nabla^2\mathrm{T} \quad (3)$$

Les conditions initiales et aux limites adimensionnelles correspondantes sont :

- Conditions initiales : $\grave{\mathrm{A}}\ \mathrm{t} = 0 : \Psi = 0\ ; \mathrm{T} = \mathrm{S} = 0$ (4.1)
- Conditions hydrodynamiques : $x = \pm\frac{A}{2}\ , \forall\ y :\ \Psi = 0\ ;\ y = \pm\frac{1}{2}\ , \forall\ x :\ \Psi = 0$ (4.2)
- Conditions thermiques et massiques :

$$x = \pm\frac{A}{2}\ , \forall\ y :\ \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial S}{\partial x} = 0\ ;\ y = \pm\frac{1}{2}\ , \forall\ x :\ \frac{\partial T}{\partial y} + Du\frac{\partial S}{\partial y} = -1,\ \ \frac{\partial S}{\partial y} + Sr\frac{\partial T}{\partial y} = -1 \quad (4.3)$$

Les taux de transferts de chaleur et de masse sont exprimés par les nombres de Nusselt et de Sherwood, respectivement. À mi-longueur de la cavité (à *x = 0*), ils sont définis par :

$$Nu = \frac{1}{\Delta T + Du\Delta S} \quad (5.1)$$

$$Sh = \frac{1}{\Delta S + Sr\Delta T} \quad (5.2)$$

Où : $\Delta T = T(0,-1/2) - T(0,1/2)$ et $\Delta S = S(0,-1/2) - S(0,1/2)$

3. Solution numérique

La solution numérique des équations gouvernantes est obtenue en utilisant la méthode des différences-finies avec un schéma du second ordre. La résolution numérique des équations (2) et (3) est effectuée à l'aide de la méthode ADI. L'équation de Ψ (éq. 1) est résolue par la méthode de sous relaxation SOR.

Pour valider notre code de calcul numérique (tableau 1), nous avons choisi d'effectuer une comparaison avec les résultats numériques de mamou [13] kalla[14] et Dina[15] dans le cas de la convection naturelle à double diffusion où les forces de volumes sont opposantes et avec les paramètres $R_T = 100$; Le= 10 ; N = – 0,8 ; A = 8.

La sensibilité de la solution au maillage a été testée avec des grilles de la taille allant de 120×60 à 240×80 (tableau 2). Les résultats ont indiqué que, des différences relatives de 0,1% pour la fonction de courant les taux de transfert de chaleur et de masse. Ainsi une grille de 240×80 s'est révélé être suffisant pour simuler avec précision le flux de convection.

Tableau 1. *Comparaison entre des résultats Numériques pour :*
$R_T = 100$; Le= 10 ; N = – 0,8 ; A = 8.

	Mamou [13]	Kalla [14]	Dina [15]	Présente étude

Ψ_0	3.689	3.675	3.688	3.684
Nu	3.635	3.649	3.657	3.612
Sh	6.737	6.742	6.751	6.105

Tableau 2 : *Effet du maillage pour : R_T=100, Le=2, N=1, Du=0.1, Sr=-0.1 et A=10.*

	120×60	160×80	200×80	220×80	240×80	Solution analytique
Ψ_0	4.67878	4.67959	4.67869	4.67818	4.67771	4.67441
Nu	4.22582	4.23422	4.22822	4.22489	4.22181	4.20870
Sh	5.13682	5.16588	5.16857	5.16742	5.16563	5.15160

4. Solution analytique

Dans le cas d'une cavité horizontale ayant un grand rapport d'aspect (*A>>1*), le problème peut être simplifié d'une manière significative par l'approximation de l'écoulement parallèle.. Ceci permet de négliger la composante de la vitesse perpendiculaire aux parois horizontales tels que : *(x, y) = u(y) v(x, y) = 0*

Dans ce cas, la fonction de courant Ψ dépend uniquement de l'ordonné y :

$$\Psi(x,y) = \Psi(y) \tag{6}$$

$$T(x,y) = C_T x + \theta_T(y) \tag{7}$$

$$S(x,y) = C_S x + \theta_S(y) \tag{8}$$

En substituant les équations (6), (7) et (8) dans (1), (2) et (3), on obtient le système d'équations différentielles adimensionnelles suivant :

$$\frac{d^2\Psi}{dy^2} = -R_T(C_T + NC_S) \tag{9}$$

$$\frac{d^2\theta_T}{dy^2} + Du\frac{d^2\theta_S}{dy^2} = C_T\frac{\mathrm{d}\Psi}{dy} \tag{10}$$

$$\frac{d^2\theta_S}{dy^2} + Sr\frac{d^2\theta_T}{dy^2} = Le\ C_S\frac{\mathrm{d}\Psi}{dy} \tag{11}$$

Après intégration (9) et en satisfaisant (4.2), on obtient le résultat suivant pour Ψ :

$$\Psi(y) = \Psi_0(1-4y^2) \tag{12}$$

$$T(x,y) = C_T x + \frac{C_T - C_S DuLe}{3(1-DuSr)}\Psi_0(3y-4y^3) - a_T y \tag{13}$$

$$S(x,y) = C_S x + \frac{C_S Le - SrC_T}{3(1-DuSr)}\Psi_0(3y-4y^3) - a_S y \tag{14}$$

Où Ψ_0 est la fonction de courant au centre de la cavité. Elle caractérise l'intensité de l'écoulement et a pour expression :

$$\Psi_0 = \frac{R_T}{8}(C_T + NC_S) \tag{15}$$

Les constantes a_T et a_S sont définis par : $a_T = \frac{1-D_u}{1-D_uS_r}$; $a_S = \frac{1-S_r}{1-D_uS_r}$

Après l'intégration des équations (13) et (14) en tenant compte des conditions aux limites (4.2), les bilans d'énergie et de masse sur un volume de contrôle on obtient les expressions suivantes pour C_T et C_S :

$$C_T = \frac{4b\Psi_0\left[2b(a_T - a_S DuLe) + Le\Psi_0^2\right]}{3\left[(2b+\Psi_0^2)(2b+Le^2\Psi_0^2) - DuSr(2b-Le\Psi_0^2)^2\right]} \tag{16}$$

$$C_S = \frac{4b\Psi_0\left[2b(a_S Le - a_T Sr) + Le\Psi_0^2\right]}{3\left[(2b+\Psi_0^2)(2b+Le^2\Psi_0^2) - DuSr\left(2b - Le\Psi_0^2\right)^2\right]} \quad (17)$$

En combinant (15) avec (16) et (17) et après arrangement, on obtient alors une équation de cinquième ordre de la fonction de courant Ψ_0 tel que :

$$\Psi_0\left[Le^4\Psi_0^4 - 2bLe^2\Psi_0^2 d_1 - b^2 d_2\right] = 0 \quad (18)$$

$$d_1 = R_T^* Le(Le+N) - (Le^2 + 1 + 2LeDuSr) \quad (19.1)$$

$$\left.\begin{aligned} d_2 = 4R_T^* Le^2[1 + NLe - (Du + NSr)(Le+1) + DuSr(Le+N)] \\ -4Le^2(1 - DuSr)^2 \end{aligned}\right\} \quad (19.2)$$

Où : $R_T^* = \frac{R_T}{R^{sup}}$; $R^{sup} = 12$; $b = b_0(1 - DuSr)$; $b_0 = \frac{15}{16}$

On a cinq solutions dont l'une est nulle et correspond à l'état du repos : $\Psi_0 = 0$.

Les quatre autres solutions sont les solutions convectives données par :

$$\Psi_0 = \pm\frac{\sqrt{b}}{Le}\left[d_1 \pm \sqrt{d_1^2 + d_2}\right]^{\frac{1}{2}} \quad (20)$$

Après substitution des expressions (16) et (17) dans les équations (5.1) et (5.2), les nombres de Nusselt et Sherwood deviennent:

$$Nu = \frac{1}{1 - \frac{2}{3}C_T\Psi_0} \quad (21.1)$$

$$Sh = \frac{1}{1 - \frac{2}{3}LeC_S\Psi_0} \quad (21.2)$$

5. Résultats et discussions

Des simulations numériques ont été effectuées pour déterminer l'effet du rapport d'aspect sur le comportement d'écoulement et le transfert de chaleur et de masse, afin de déterminer le rapport d'aspect minimum au-dessus duquel l'écoulement peut être supposé parallèle. Dans la gamme des paramètres pris en compte dans cette étude, il a été constaté que les résultats numériques peuvent être considérés comme indépendants du rapport d'aspect lorsque A>8 (Figs. 2 et 3). Pour cette raison, la plupart des résultats numériques présentés ici ont été obtenus pour A = 10 avec un maillage de 80×240.

Les résultats numériques en termes de lignes de courant, isothermes et isoconcentrates sont présentés dans la figure 4, de haut en bas, respectivement , pour R_T= 0 , *Le*=2, *N*=-0,5, *Sr*=1.1, D_u 0.2 et *A*=10. À partir de ces résultats, il est clair que pour une cavité peu profonde (A>>1) l'écoulement dans la région du cœur de l'enceinte est sensiblement parallèle alors que la température et la concentration sont stratifiées de façon linéaire dans la direction horizontale.

Les figures 5, 6 et 7 montrent la fonction de courant, les distributions de la température et de la concentration dans le centre de la cavité avec un très bon accord entre les résultats numérique et analytique. L'évolution de l'intensité de l'écoulement, le nombre de Nusselt et le nombre de Sherwood, sont représentés sur les figures 8 pour *Le*=2 , *N*=-1 , S_r =0.2 et différentes valeurs de D_u (-0.45, -0.2 et 0.02). Il est bien connu [12] que dans le cas où $N < 0$, la convection survient selon une bifurcation souscritique. Le nombre de Rayleigh souscritique R_{TC}^{sub}, correspond au début de la convection. Avant ce seuil, ($R_T < R_{TC}^{sub}$), le transfert de chaleur et de masse se fait par conduction pure ($\Psi_0 = 0, Nu = 1$ et $Sh = 1$). Au-delà de ce seuil ($R_T \geq R_{TC}^{sub}$), quatre solutions à amplitude finie bifurquent de l'état de repos, deux solutions étant stables (traits pleins) et les deux autres instables (traits discontinus). Pour des valeurs de R_T comprises entre ces deux limites, la solution analytique prédit donc cinq solutions possibles. Pour cette situation, différents comportements de bifurcation sont observées en fonction des valeurs de D_u. Pour D_u =-0.45, la bifurcation est

supercritique et l'apparition de convections se produit à R_T^{sup}=16.55. Quand D_u=-0.2, la bifurcation est caractérisée par une bifurcation supercritique à R_T^{sup}=80.45 conduisant à une branche de solution instable suivie d'une bifurcation souscritique à R_T^{sub}=45.64. Il est à noter que l'apparition de la convection se produit à convection nulle, cependant, la bifurcation se produit par convection à amplitude finie. Pour D_u=0.02, la bifurcation est purement souscritique et l'apparition de la convection se produit à R_T^{sub}=77.78. Selon la solution analytique, le seuil d'apparition de la convection supercritique est déterminée lorsque R_T^{sub} est determine quand Ψ_0=0 et d_2= 0. Cependant, pour le début de convection souscritique au seuil critique R_T^{sub} pourrait être obtenue à partir de $d_1^2 + d_2 = 0$. À partir des figures 8, 9 et 10, on constate que l'augmentation de *Sr* rend le système plus instable et déclenche l'écoulement convectif précoce. L'intensité de l'écoulement Ψ_0 et le débit de transfert de chaleur *Nu* augmentent de manière significative. Toutefois, le nombre de Sherwood diminue lorsque R_T est grande

6. Conclusion

La convection naturelle à double diffusion, dans une couche poreuse horizontale soumis à des flux uniformes de chaleur et de masse, a été étudiée analytiquement et numériquement en présence des effets Soret et Dufour. Les solutions numériques ont été obtenues en utilisant une méthode de différences-finies, mais la solution analytique a été obtenu pour une cavité élongée (A>>4) en utilisant l'approximation d'écoulement parallèle au centre de cavité étudié. L'influence paramètres gouvernants sur l'intensité de l'écoulement et les nombres de Nusselt et de Sherwood a été étudiée et discutée. Les principales caractéristiques prédites par la solution analytique sont validés avec précision par les solutions numériques des équations gouvernantes. Il a été constaté que l'effet Dufour peut modifier considérablement la stabilité de la convection, qui à son tour affecte les taux de transfert de chaleur et de masse. L'existence d'écoulement convectif souscritique et supercritique a été démontrée et le comportement des bifurcations dépendent fortement des paramètres et des nombres de Dufour.

Références

1. D.A. Nield, A. Bejan, Convection in Porous Media (2006) 3rd Edition.
2. K. Vafai, Hand book of porous media, Taylor and Francis, New York (2005) 2nd Edition.
3. K. Vafai, E.R.G. Eckert, R.M. Drake, Analysis of heat and mass transfer, McGraw-Hill, New York (1972).
4. J.K. Platten, J.C. Legros, Convection in liquids. Springer, New York (1984).
5. A. Mojtabi, M.C. Charrier-Mojtabi, Double-diffusive convection in porous media, Handbook of Porous media, Taylor and Francis, New York(2005) 269-320, 2nd Edition.
6. R. Rosanne, M. Paszkuta, E. Tevissen, P.M. Adler, Thermodiffusion in a compact clay. J. Colloid Interface Sci. 267 (2003) 194–203
7. L.B. Benano-Melly, J.P Caltagirone, B. Faissat, F. Montel, P. Costeseque, Modeling Soret coefficient measurement experiments in porous media considering thermal and solutal convection. Int. J. Heat Mass Transfer, 44 (2001) 1285–1297.
11. J.A. Weaver R. Viskanta, Natural convection due to horizontal temperature and concentration gradients-2. Species interdiffusion, Soret and Dufour effects. Int. J. Heat Mass Transfer. 34, 12 (1991) 3121-3133.
12. M. Mamou, P. Vasseur, Thermosolutal bifurcation phenomena in porous enclosures subject to vertical temperature and concentration gradients, J. Fluid Mech., 395 (1999) 61-85.
13. M. Mamou . 1998 Convection thermosolutale dans des milieux poreux et fluides confinés, Thèse de Doctorat, École Polytechnique de Montréal, Canada
14. L. Kalla, Convection naturelle au sein d'une cavité poreuse saturé par un fluide binaire, Thèse de Doctorat, École Polytechnique de Montréal, Canada
15. S. Dina, Effet du champ magnétique sur la convection naturelle d'un fluide binaire en milieu poreux confiné, mémoire en science appliquée, École Polytechnique de Montréal, Canada

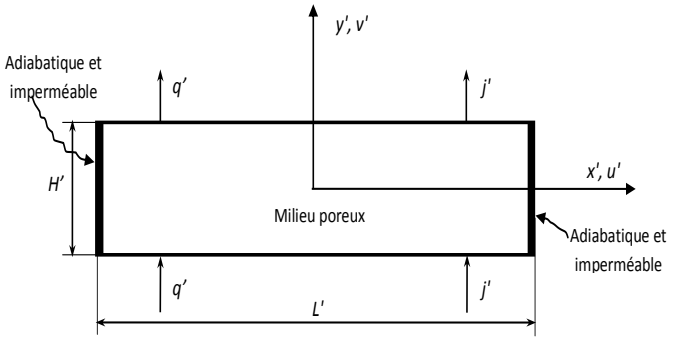


Figure 1 : *Géométrie du problème étudié.*

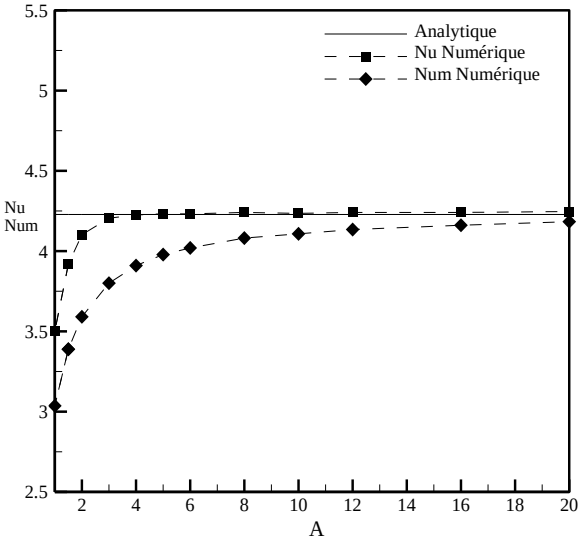


Figure 2 : *Effet du rapport d'aspect sur Nu pour R_T = 100, Le =2, N=1, Sr=-0.1 et Du=0.1.*

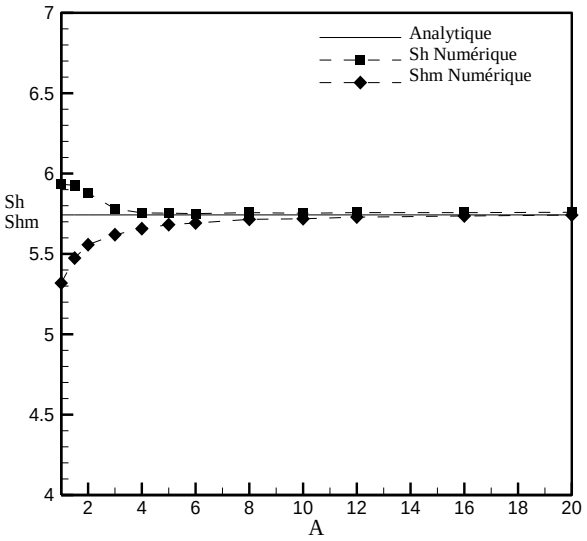


Figure 3 : Effet du rapport d'aspect sur Sh pour R_T = 100, Le =2, N=1, Sr=-0.1 et Du=0.1.

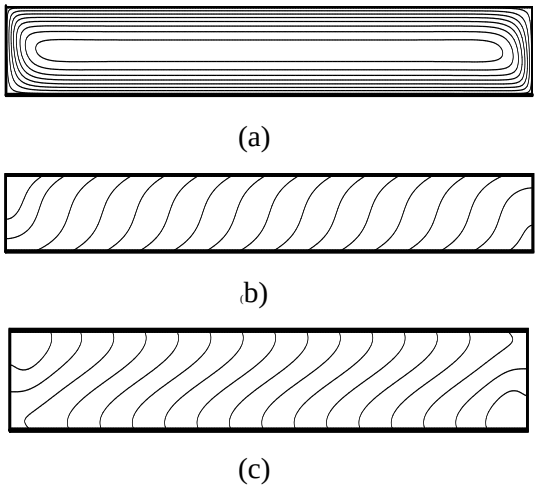


Figure 4 *: Lignes de courant (a), isothermes (b) et isoconcentrations (c) pour R_T=50, Le=2, N=0.5, Sr=1.1, Du=0.2 et A=10.*

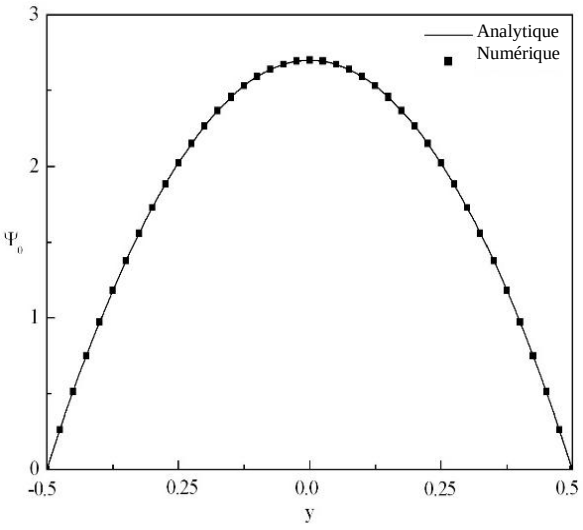


Figure 5 : *Fonction de courant pour R_T=50, Le=2, N=0.5, Sr=1.1, Du=0.2 et A=10.*

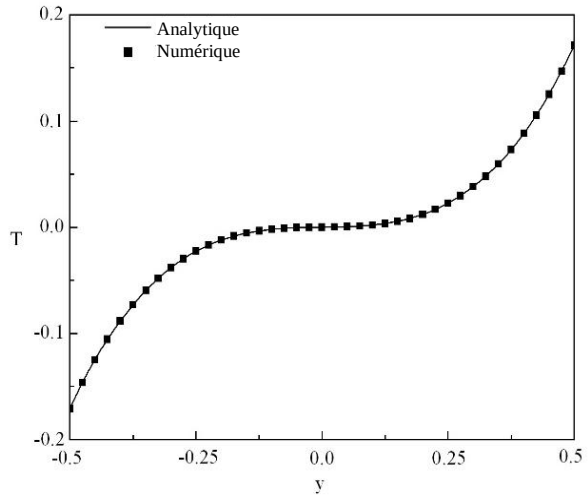


Figure 6 : *Évolution de la température pour : R_T=50, Le=2, N=0.5, Sr=1.1, Du=0.2 et A=10.*

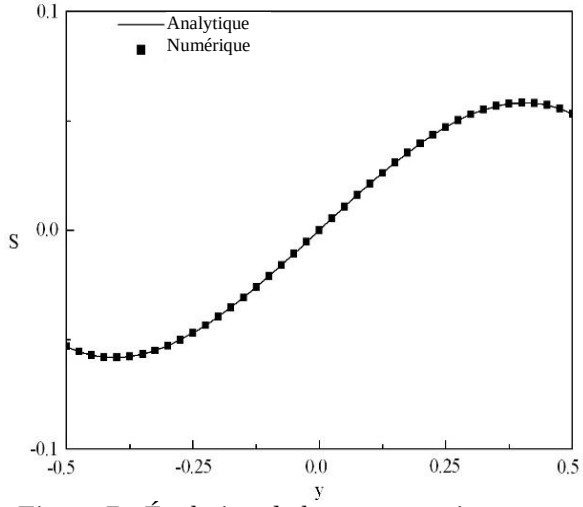
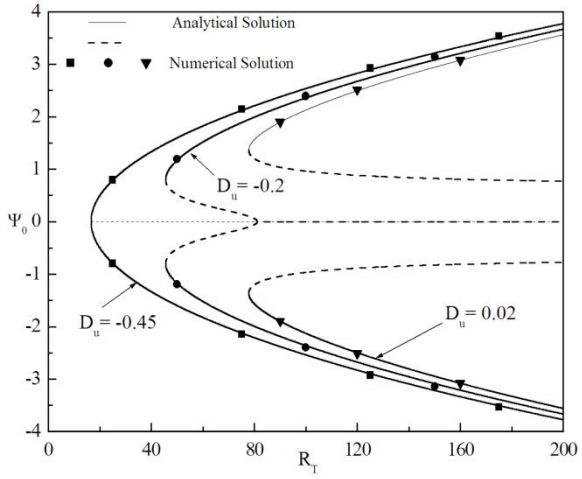
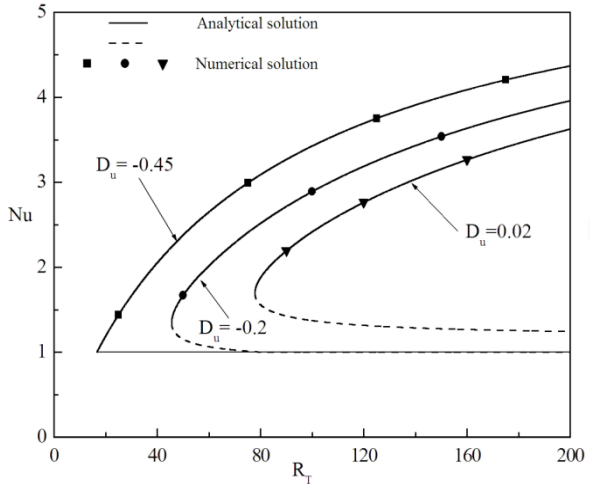


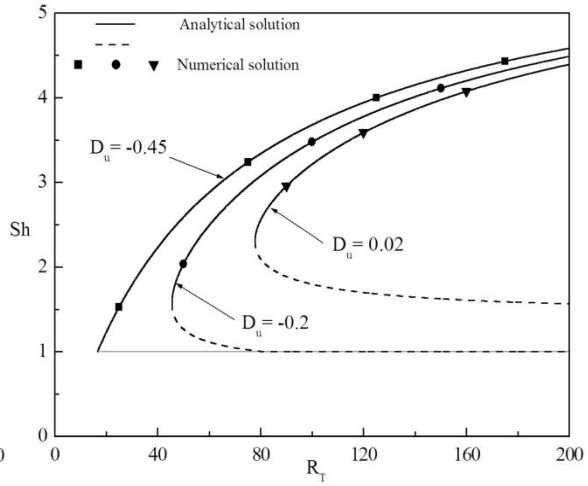
Figure 7 : Évolution de la concentration pour : R_T=50, Le=2, N=0.5, Sr=1.1, Du=0.2 et A=10.



(a)



(b)



(c)

Figure 8 : *Diagramme de bifurcation de :a)fonction de courant Ψ_0 , b) nombre de Nusselt Nu, c)nombre de Sherwood Sh en fonction de R_T pour Le=2, N=-1, S_r=0.2 et D_u=-0.45, -0.2 et 0.02*

Simulation numérique bidimensionnelle de la convection naturelle dans une cavité carrée

Rahima LANANI BENCHABI

Laboratoire d'Énergétique Appliquée et de Pollution
Département de Génie mécanique, Faculté des Sciences de la Technologie. Université Frères Mentouri – Constantine. Campus Chaab Ersas, 25000 Constantine, Algérie
Auteur correspondant : rbenchabi@yahoo.fr

Résumé - Le présent travail est basé sur une simulation numérique de la convection naturelle stationnaire dans une cavité bidimensionnelle remplie d'air incompressible, cette convection est soumise à un gradient horizontal de température. L'écoulement est modélisé par les équations différentielles de conservation. Les calculs numériques ont étés effectués sur un maillage utilisant la procédure des volumes finis et l'algorithme Simplec a été utilisé pour traiter le couplage vitesse-pression dans les équations gouvernant l'écoulement. Les champs thermique et dynamique de l'écoulement dans une cavité carrée ont été obtenus et comparés avec les résultats expérimentaux et ils sont en bon concordance. Aussi, les résultats obtenus montrent l'intensité de l'écoulement induit par la force de flottabilité et ont permis de voir l'influence du nombre de Rayleigh due soit à la variation des dimensions, soit à l'écart de température sur le comportement thermique et dynamique.

Mots Clés : Convection naturelle, Cavité carrée, Volumes finis.

Nomenclature

g Accélération de la pesanteur ($m.s^{-2}$)
H,W Largeur dimensionnelle de l'enceinte (m)
P Pression (Pa)
Symboles grecs
α Conductivité thermique du fluide (W/m K)
ν Viscosité cinématique ($m^2.s^{-1}$)
Nombres Adimensionnels
N_{moy} Nombre de Nusselt moyen

u,v Composantes des vitesses ($m.s^{-1}$)
T Température (K)
x, y Coordonnées d'espace dimensionnelles (m)

β Coefficient d'expansion thermique (k^{-1})

Ra Nombre de Rayleigh

1. Introduction

La convection naturelle est un mode de transfert de chaleur pour laquelle le mouvement du fluide résulte simplement de la différence de la masse volumique entre les régions chaude et froide du fluide en présence d'un champ de gravité. La convection naturelle dans des espaces confinés reste un sujet très intéressant, tant pour ses applications pratiques dans l'industrie, que pour les questions fondamentales qu'elle soulève. Le flux de convection naturelle dans des enceintes a de nombreuses applications en génie thermique, tels que les fenêtres à double vitrage, capteurs solaires, dispositifs de refroidissement pour les instruments électroniques, des cavités remplies de gaz autour des cœurs des réacteurs nucléaires. La nécessité de chercher dans ce domaine nous a motivé à entreprendre cette investigation. Dans le présent travail, nous nous intéressons à la simulation numérique de la convection naturelle laminaire dans une cavité carrée. Le transfert de chaleur par convection naturelle dans des enceintes chauffées par des sources thermiques a été étudié par beaucoup de chercheurs. Dans **Barakos et Mitsoulis [1]**, la convection naturelle dans une cavité carrée a été analysée

numériquement utilisant une approche de volume de contrôle; les calculs ont été exécutés pour les régimes d'écoulement laminaire et turbulent. Le modèle k–ε a été utilisé pour la modélisation de la turbulence pour une gamme de nombres de Ra allant jusqu'à 10^{10}. Des résultats précis ont été obtenus quant à l'indépendance du maillage. D'autre part, La solution capture très bien tout le flux et les phénomènes de transfert thermique, particulièrement près des parois. De Vahl Davis [2], a étudié numériquement le phénomène de la convection naturelle pour un écoulement laminaire, dans une cavité carrée remplié d'air et différentiellement chauffée. Il a établi une série de solutions de référence de la température, des vitesses, des lignes de courant et du nombre de Nusselt moyen pour des valeurs du nombre de Rayleigh comprises dans l'intervalle $10^3 \leq Ra \leq 10^6$. Marcatos et al [3], ont étudié numériquement la convection naturelle turbulente pour des valeurs du nombre de Rayleigh allant jusqu'à 10^{16}, les auteurs ont présentés des corrélations entre le nombre de Nusselt et le nombre de Rayleigh. Fusegi et al [4] ont étudié les caractéristiques du champ de vitesse et du taux de transfert thermique pour des écoulements laminaires stationnaires. Les auteurs ont analysé les structures d'écoulement obtenues pour une large gamme du nombre de Rayleigh dans l'intervalle 10^3 à 10^{10}. Ils ont constaté que, lorsque le nombre de Rayleigh augmente l'écoulement devient confiné près des parois adiabatiques et ont proposé des corrélations entre le nombre de Nusselt et le nombre de Rayleigh : $Nu=0.163Ra^{0.282}$ Si $10^3 \leq Ra \leq 10^{10}$. Prasopchingchana et al [5], la convection naturelle d'air dans une cavité carrée differentiellement chauffé et inclinée a été numériquement examinée par les auteurs. La méthode des volumes finis a été employée afin de discrétiser les équations différentielles partielles du flux d'air dans la cavité. Les angles d'inclination de la cavité carrée donnant la moyenne des nombres de Nusselt sont 110° pour $Ra = 10^3$ et 130° pour $Ra=3*10^3$ et $Ra=1*10^4$. KRANE et al [6], ont réalisé une étude expérimentale de l'écoulement de la convection naturelle dans une cavité carrée différentiellement chauffée pour un nombre de $Ra=1{,}89\ 10^5$. L'expérience a permis de visualiser et de décrire l'écoulement à l'intérieur de la cavité a partir des champs thermique et dynamique.

L'objectif de cette étude est de caractériser les écoulements de la convection naturelle laminaire dans une cavité carrée remplie d'air différentiellement chauffée dont les parois horizontales sont soumises à un flux de chaleur nul. Cette étude consiste aussi à étudier l'effet du nombre de Rayleigh qui est du, soit à la variation des dimensions de la cavité, soit à l'écart de la température.

2. Modèle physique et Formulation mathématique

2.1 Modèle physique

La géométrie considérée est une cavité carrée différentiellement chauffée. Cette cavité est composée de deux parois verticales en vis-à-vis dites parois actives, maintenues à des températures ($T_c \succ T_f$), les autres parois sont supposées adiabatiques. Le domaine étudié a une longueur selon les directions (x et y). L'écoulement dans cette enceinte est provoqué par la force de flottabilité résultant de la paroi chaude.

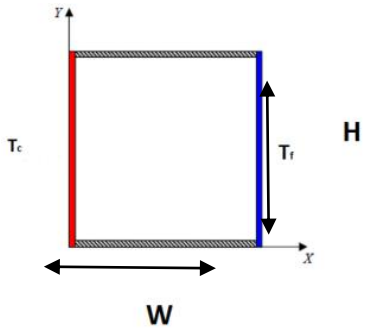


Figure1.1: Géométrie du problème

2.2 Mise en équation

Les équations régissant l'écoulement stationnaire incompressible et bidimensionnel dans la cavité carrée sont :

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}=0 \tag{1}$$

$$u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}+\vartheta\left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right] \tag{2}$$

$$u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}+\vartheta\left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right]-g\beta(T-T_0) \tag{3}$$

$$u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}=\alpha\left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right] \tag{4}$$

Le modèle mathématique élaboré est donc formé par les équations différentielles de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie.

3. Methode numerique

Les équations gouvernant l'écoulement dans la cavité carrée sont discrétisées par la méthode des volumes finis. Le couplage vitesse- pression est traité par l'algorithme Simplec et la solution approximée est obtenue par l'algorithme T.D.M.A. Le schéma second ordre upwind est utilisé pour la discrétisation des équations (termes convectifs) pour la détermination d'une solution des équations plus stable et plus précise. Une technique de sous relaxation est appliquée pour le contrôle de la convergence du processus itératif qui est atteinte pour un critère du maximum des valeurs absolues des résidus normalisés sur tout le domaine de calcul ($\varepsilon < 10^{-4}$). Dans le but d'obtenir des solutions stables et précises, l'effet du maillage sur la solution a été effectué pour différents nombres de nœuds. Le maillage utilisé est donnée par la figure 3.1.

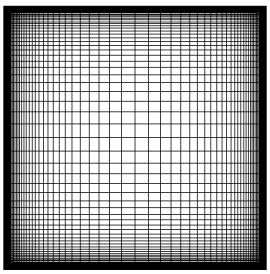


Figure 3.1 : Génération du maillage utilisé.

4. Resultats et discussions

4.1 Introduction

Les résultats numériques sont obtenus en utilisant le code de calcul Fluent pour un écoulement d'air dans une cavité carrée différentiellement chauffée. Ils sont présentés sous forme de courbes pour le champ thermique et dynamique.

4.2 Effet du maillage :

L'influence du maillage sur les résultats numériques a été considérée afin d'obtenir des solutions satisfaisantes. Pour montrer l'effet du maillage sur la solution, quatre maillages ont été testés (40*40, 60*60, 80*80, 100*100) en régime d'écoulement laminaire et pour un $Ra=10^5$. L'influence des nœuds sur la solution est exprimée par le profil de la vitesse horizontale dans le plan central vertical x=W/2 et est montrée par la figure 4.1, le profil de la vitesse verticale dans le plan central vertical y=H/2 par la figure 4.2 et le profil de la température dans le plan horizontal y=H/2 par la figure 4.3. On constate que l'allure est identique pour ses différents maillages et que les profils sont insensibles aux nombre de nœuds. Notre choix s'est porté donc sur un maillage (80*80) pour les nombres de Ra compris entre 10^3 et 10^5 mais pour $Ra=10^6$, on s'est aperçu que ce nombre de nœuds était insuffisant, donc un maillage de (100*100) a été considéré.

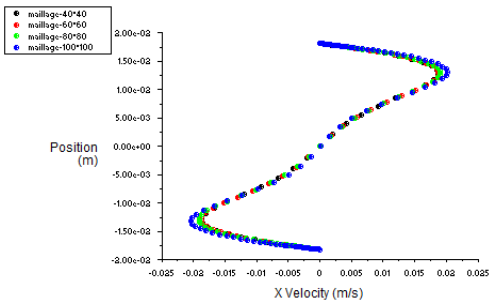


Figure 4.1 : Profil de la vitesse horizontale (u) dans le plan central vertical x= w/2; Ra = 10^5

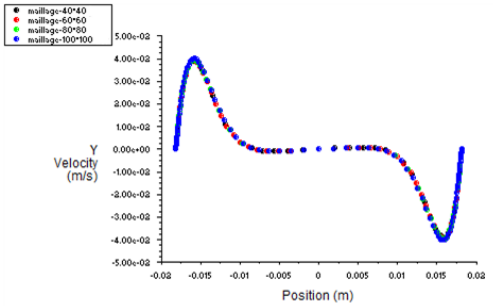


Figure4.2 : Profil de la vitesse verticale (v) dans le plan central horizontal y = H/2 pour Ra = 10^5

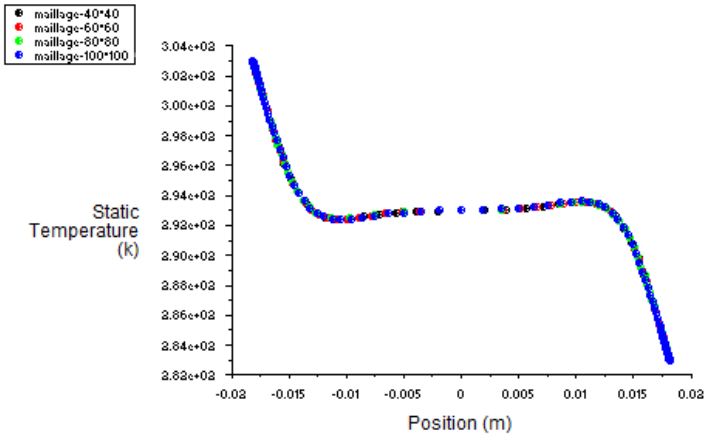


Figure 4.3 : Profil de la température dans le plan central horizontal y= H/2 pour Ra = 10^5

4.3 Validation du code de calcul

La validation de la simulation numérique est nécessaire afin de vérifier l'exactitude des résultats numériques obtenus par le code de calcul Fluent. Une comparaison de nos résultats a été faite avec l'étude expérimentale de Krane et al [6] qui ont considéré une cavité carrée différentiellement chauffée remplie d'air avec un Ra=1.89 10^5.

Les figures 4.4, 5 et 6 qui représentent respectivement le profil de la température dans le plan horizontal y=H/2, le profil de la vitesse horizontale dans le plan vertical x=W/2 et le profil de la vitesse verticale dans le plan horizontal y=H/2, montrent qu'il y a une bonne concordance avec les résultats de Krane et al [6].

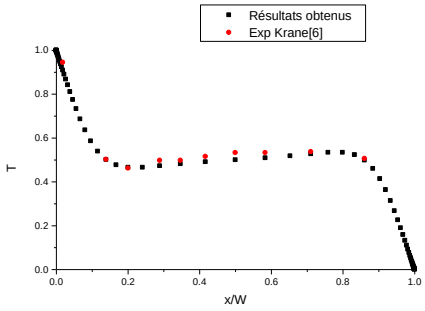


Figure 4-4 : *Profil de la température dans le plan central horizontal y= H/2 pour Ra = 1.89 x10^5*

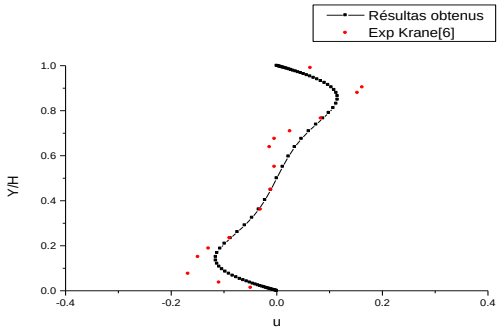


Figure 4-5: *Profil de la vitesse horizontale dans le plan central vertical x =W/2 pour Ra = 1.89 x 10^5*

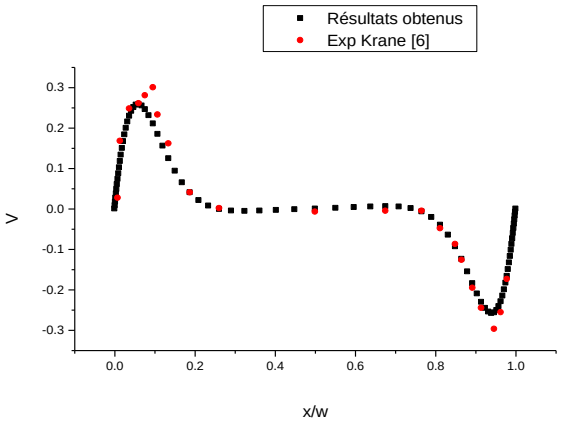


Figure 4-6: *Profil de la vitesse verticale dans le plan central horizontal y = H/2 pour Ra = 1.89 x 10^5*

4.4 Discussion des résultats

La configuration étudiée est une cavité carrée contenant de l'air comme fluide, les parois horizontales sont adiabatiques c'est à dire elles auront pour conditions aux limites des flux thermiques nuls, et les parois verticales gauche et droite sont respectivement chaude et froide. Cette étude a été faite pour différents Ra, qui seront obtenus par la modification soit de la différence de température (ΔT), soit par la modification des dimensions de la cavité.

4.4.1 Influence du nombre de Rayleigh (due à la variation des dimensions)

Dans un premier temps, nous allons étudier l'effet du nombre de Ra du à la variation des dimensions sur le champ thermique, le nombre de Nusselt et le champ dynamique.

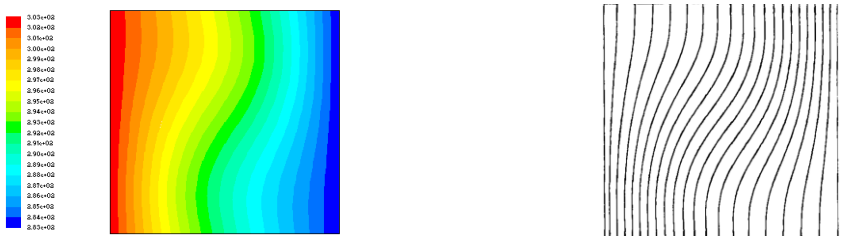
a- Champ thermique :

Le champ de température à l'intérieur de la cavité pour un Ra variant de 10^3 à 10^6 est montré sur la figure 4-7. On note que pour Ra=10^3 les isothermes de la paroi froide sont presque droites et parallèles à la paroi, et près de la paroi gauche les isothermes sont faiblement déformées donc le transfert à l'intérieur de la cavité est purement conductif. Aux parois supérieure et inférieure, toutes les isothermes sont verticales, la condition d'adiabaticité imposée aux parois horizontales est bien illustrée, chaque isotherme intercepte la frontière adiabatique à angle droit ($\frac{dT}{dy} = 0$).

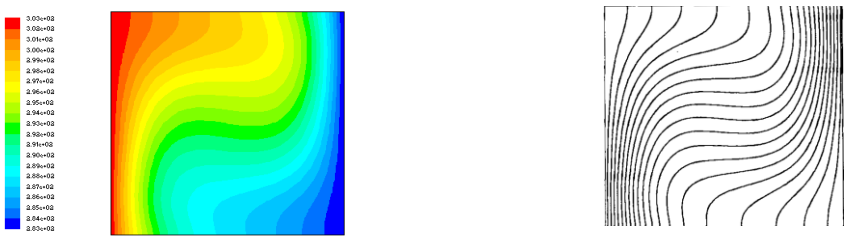
La déformation des isothermes dans le haut de la cavité est observée à partir de Ra=10^4 donc le transfert thermique est du essentiellement à la convection naturelle. On note aussi que l'augmentation du Ra entraine une augmentation de la déformation des isothermes qui est de plus en plus prononcée et que ces dernières deviennent parallèles aux parois horizontales. Une stratification dans la partie gauche de la cavité est observée et que les couches limites thermiques sont de plus en plus minces que le Rayleigh augmente. La convection naturelle est donc de plus en plus dominante et le flux de chaleur par convection est transféré de la paroi chaude vers la paroi froide à travers la paroi supérieure.

La figure 4.7 montre qu'il y a un accord qualitatif entre les résultats obtenus et ceux de G.Barakos [1].

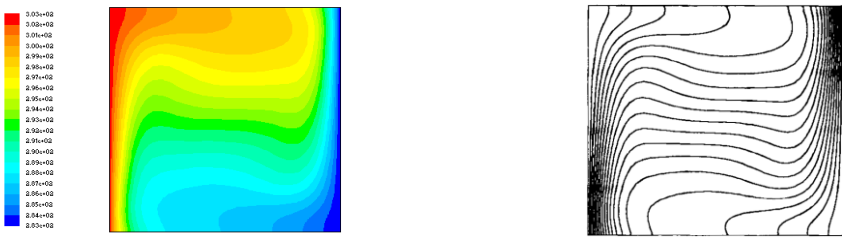
Ra=10^3



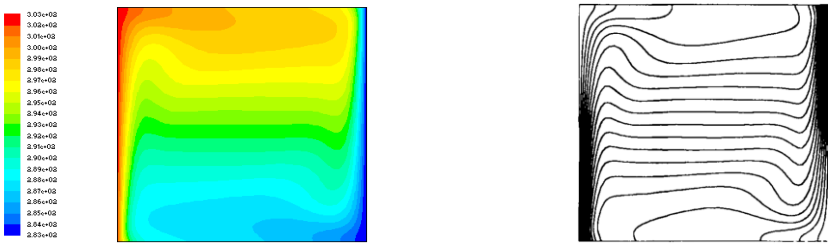
Ra=10^4



Ra=10^5



$Ra=10^6$

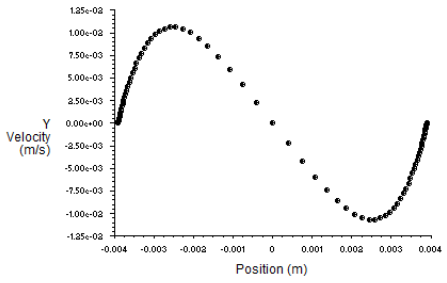


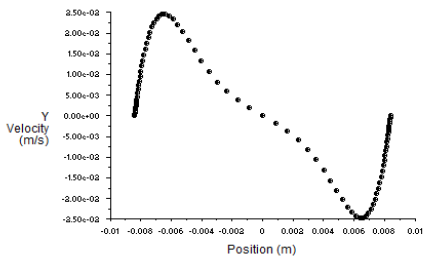
Résultats obtenus *Barakos et E.Mitsoulis[1]*

Figure 4-7: Comparaison des isothermes pour différents nombres de Rayleigh

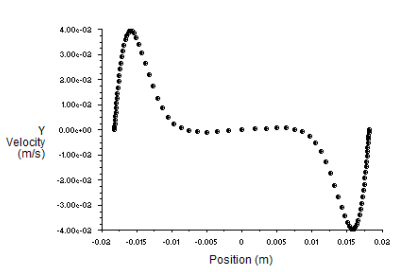
b- Champ dynamique :

Les profils de la composante verticale dans le plan central horizontal y=H/2 pour différents Rayleigh sont représentés par les figures 4-8 a,b,c et d. On observe un changement important du profil de la composante verticale avec l'augmentation du Rayleigh ceci est du à l'importance des gradients horizontaux de la température qui sont à l'origine des forces de gravité qui entraine un mouvement convectif à l'intérieur de la cavité. On note aussi une augmentation de la vitesse depuis zéro jusqu'à atteindre un maximum et décroit jusqu'à s'annuler au milieu de la cavité c'est la zone où le fluide est en mouvement ascendant, puis atteint des valeurs négatives et finalement s'annule sur l'axe, c'est la zone où le fluide est en mouvement descendant.

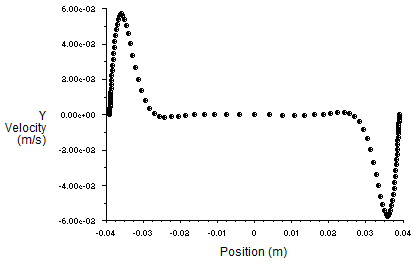




(a) *(b)*



(c)



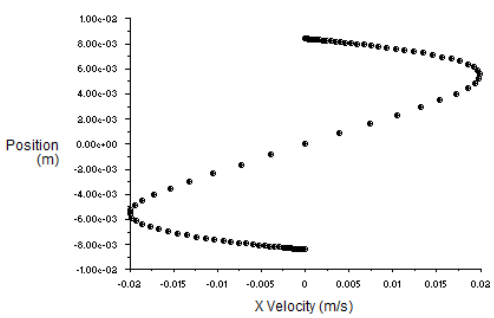
(d)

Figure 4-8: *Profils de la vitesse verticale (v) dans le plan central horizontal y= H/2 pour*

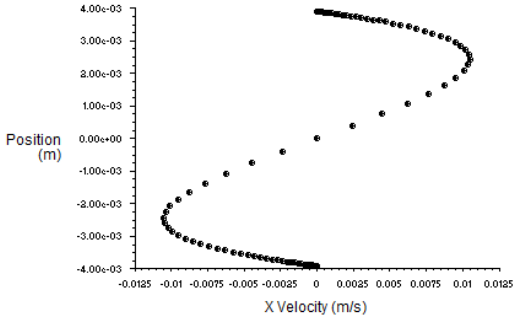
(a) Ra=10^3, (b) Ra=10^4, (c) Ra=10^5, (d) Ra=10^6

Les figures 4-9 a,b,c et d montrent les profils de la composante horizontale dans le plan central vertical x=W/2 pour différents Rayleigh. Une symétrie du profil par rapport à l'axe central vertical est observée et il y a présence de 3 points sur l'axe où la vitesse s'annule.

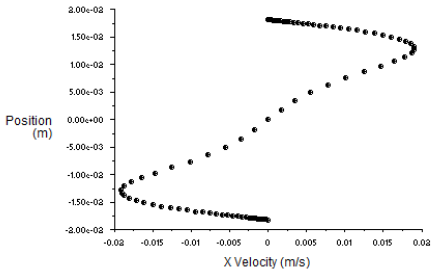
La distribution de la vitesse décroit tout en restant positive, le flux de chaleur est transféré de la paroi chauffée à la paroi froide puis s'annule au milieu de la cavité, pour ensuite atteindre des valeurs négatives (phase allé de la paroi droite froide à la paroi gauche chaude) pour s'annuler une autre fois au fond de la cavité.



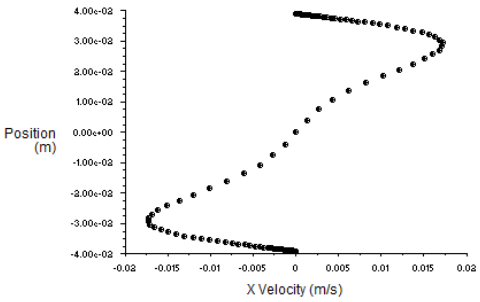
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure 4-9: *Profils de la vitesse horizontale (u) dans le plan central vertical x= w/2 pour*

(a) Ra=10^3, (b) Ra=10^4, (c) Ra=10^5, (d) Ra=10^6

Les valeurs du Nusselt moyen obtenues par la présente étude et comparées avec les résultats des auteurs [3], [2] et [4] sont présentées dans le tableau 4-1

Tableau 4-1 : Comparaison des Nusselt moyens

	Résultats obtenus	Markatos and Pericleous	De Vahl Davis	Fusegi et al
Nu_{moyen}	$Ra=10^3$			
	1.1073	1.108	1.118	1.105
	$Ra=10^4$			
	2.3057	2.201	2.243	2.302
	$Ra=10^5$			
	4.7175	4.430	4.519	4.646
	$Ra=10^6$			
	9.0339	8.754	8.799	9.012

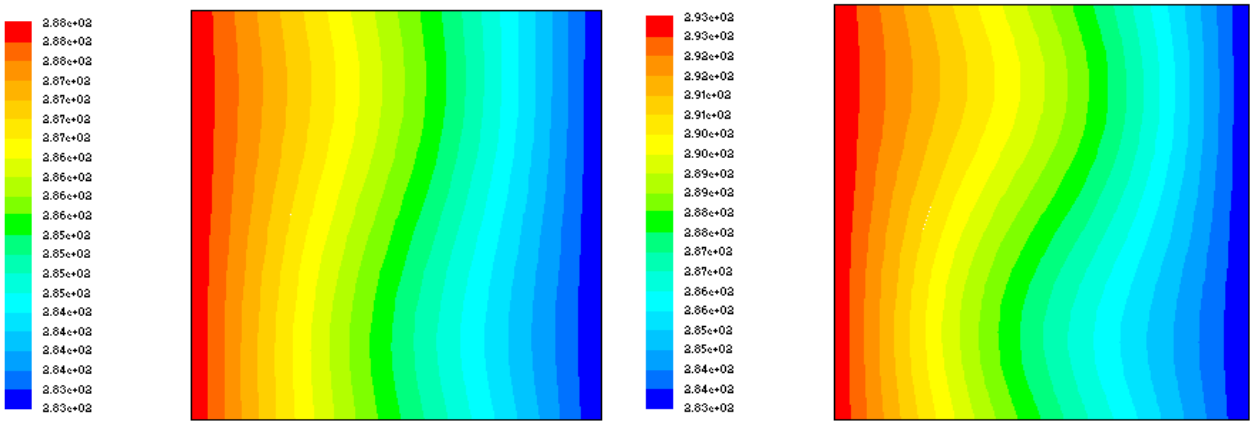
Le tableau 4-1 montre la variation du Nusselt moyen en fonction du Ra obtenu par la présente étude et la comparaison avec les résultats de la littérature, une bonne concordance est observée avec les résultats des auteurs [3], [2] et [4]. On constate aussi que l'augmentation du nombre de Rayleigh entraine une augmentation du nombre de Nusselt.

4.4.2 Influence du nombre de Rayleigh (due à l'écart de température) :

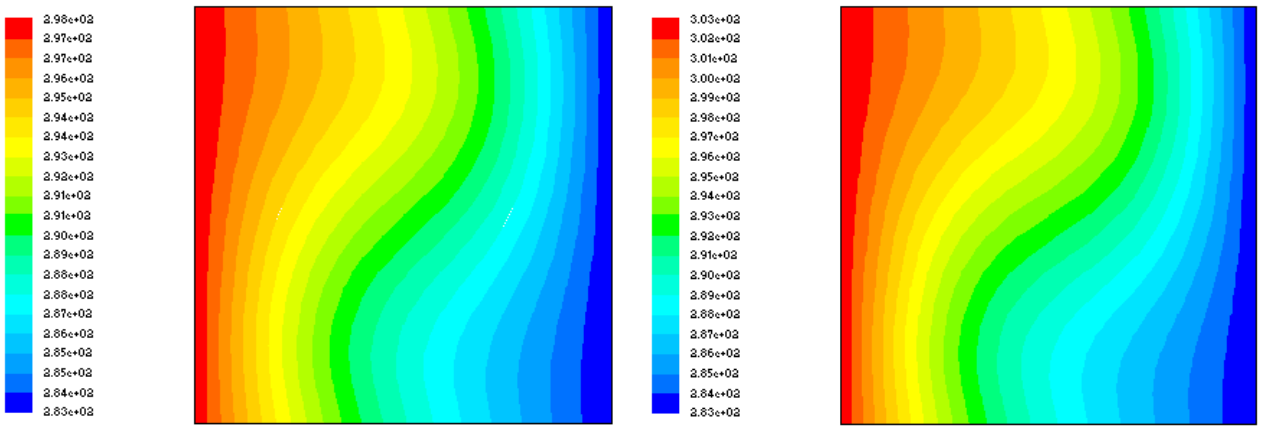
L'écoulement convectif est gouverné par le nombre de Grashof (Gr), (Ra=Gr.Pr) qui compare les forces de flottabilité aux forces visqueuses et il est proportionnel au gradient de température.

a- Champ thermique :

Le champ thermique est représenté par la figure 4-10 pour différents gradients de température variant de 5°K à 20°K avec un pas de 5°K, on voit que les isothermes ont subit une légère variation (déformation) qui augmente avec l'augmentation du Ra ($0.\ 614.10^3 \leq Ra \leq 2.461.10^3$).



(a) (b)



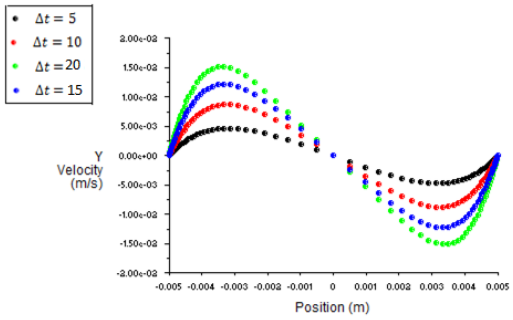
(c) *(d)*

Figure 4-10 : *Contours des champs de température pour*

(a): ΔT=5°k . (b): ΔT=10°k. (c): ΔT=15°k. (d): ΔT=20°k.

La comparaison des profils de la vitesse verticale dans le plan central horizontal y=H/2 pour différents ΔT est représentée par la figure 4-11. On constate qu'une augmentation de ΔT (augmentation du Ra) engendre une augmentation du maximum de la vitesse, ceci montre bien que la convection naturelle est dominante par la poussée thermique.

La figure 4-12 montre l'augmentation des profils de la vitesse horizontale dans le plan central vertical x=W/2, ces figures permettent d'observer l'accentuation de la convection dans la cavité avec l'augmentation des écarts de température imposées.



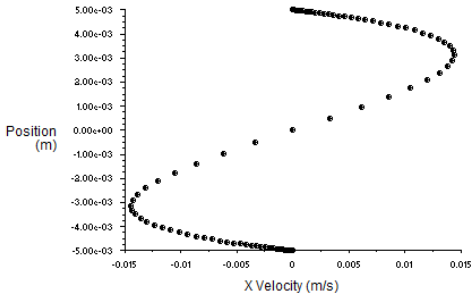


Figure 4-11 : *Profils de la vitesse verticale (v) dans le plan central horizontal y= H/2 pour différents ΔT*

Figure 4-12 : *Profils de la vitesse horizontale (u) dans le plan central vertical x=w/2 pour différents ΔT*

5. Conclusion

L'étude numérique de la convection naturelle laminaire à l'intérieur d'une cavité carrée remplie d'air chauffé différentiellement et à parois horizontales soumises à un flux nul a été élaborée par le code de calcul Fluent. Les calculs numériques ont été effectués sur un maillage quadratique raffiné près des parois. La méthode des volumes finis a été considérée pour la discrétisation des équations gouvernant l'écoulement en convection naturelle. La validation du code de calcul a été faite, une bonne concordance a été observée entre les résultats obtenus numériquement et les résultats expérimentaux. L'étude en fonction du nombre de Rayleigh du soit à la variation des dimensions de

la cavité, soit à l'écart de température a été menée. On a pu voir à travers les champs thermiques et dynamiques et le nombre de Nusselt, l'influence du Rayleigh sur les structures convectives observées, sur le régime convectif ainsi que le taux de transfert de chaleur. Aussi, les résultats obtenus par la simulation montrent l'accentuation de la convection naturelle dans la cavité qui augmente avec l'augmentation du Rayleigh.

Références

1. G. Barakos, E. Mitsoulis, Natural convection flow in a square cavity revisited: laminar and turbulent models with wall functions. Int. J. Numer. Methods in fluids, 18 (1994) 695-719.

2. G. De V. Davis, Natural convection of air in a square cavity: A benchmark numerical solution. Int. J. Numer. Methods in Fluids, 3 (1983) 249-264.

3. Markatos, Pericleous, Laminar and Turbulent Natural Convection in an enclosed cavity, I.J.H.M. 27, 5 (1984).
4. T. Fusegi, J.M. Hyun, K. Kuwahara, Transient Three-dimensional Natural Convection in a Differentially Heated Cubical Enclosure. Int. J. Heat Mass Transfer. 34, 6 (1991) 1543-1557.
5. U. Prasopchingchana, W. Pirompugd, P. Laipradit, K. Boonlong, Numerical Study of Natural Convection of Air in an Inclined Square Enclosure. Int. J. Materials, Mechanics and Manufacturing 1, 2, (2013).
6. R. J. Krane, J. Lessee, Some detailed field measurements for a natural convection flow in a vertical square enclosure. Proc. Isr ASME-JSME Thermal Engineering Joint Cons. 1 (1983) 323-329.

Thermal development for a pseudoplastic fluid in simple duct with consideration of viscous dissipation

Abderrahmane HORIMEK[1,3*], Lakhdar BOUGAA[1], Noureddine AIT-MESSAOUDENE[2,3], Saad ABED[1]

[1]Institut de Génie Mécanique Département ST, université de Ziane Achour -Djelfa-

[2]*Faculty of Engineering. University of Hail, Saudi Arabia.*

[3]Laboratoire des applications énergétiques de l'Hydrogène (LApEH), Institut de Génie Mécanique, Université de BLIDA 1

* auteur correspondant : Horimek_aer@yahoo.fr

Abstract: In this work, we treat the thermal development problem, for a pseudoplastic fluid in a single pipe. A fully developed flow is supposed at the pipe inlet, with an imposed temperature at the surface in the case of a heating and cooling. In addition, the effect of viscous dissipation is considered. Finite difference method with an implicit scheme is used to solve the energy equation.

The main objective of the work is to provide results, enabling to well understand the effect of viscous dissipation associated with that of rheological behavior. For this, different values of the Brinkman (*Br*) number characterizing the heat generation by viscous friction, and the rheological index (*n*) have been taken for in heating situation as well as cooling. It has been found that the fluid shear-thinning (***n***↓) significantly reduces the dissipative effect, by reducing the friction between the fluid layers.

Keywords: Forced convection; thermal development; pseudoplastic fluid; viscous dissipation.

***Nomenclature*:**

r : Radial coordinate (*m*), ***z*** : Axial coordinate (*m*),

T: Temperature (°*C*), ***u***: Axial Velocity ($m.s^{-1}$),

m: Fluid consistency ($Pa.s^n$), ***n***: Rheological index,

R: Dimensionless radial coordinate, ***Z***: Dimensionless axial coordinate,

θ: Dimensionless temperature, ***Br***: Brinkman number,

Pe: Peclet number,

***Subscript*:**

m: Mean (bulk for temperature), ***W***: Wall,

1. Introduction:

In a viscous fluid flow, there is always a friction between the fluid layers (shear). In some cases, this friction is considerable and provides a generation of significant heat within the flow. This heat generation is considered an internal heat source, which changes the temperature distribution in the medium and thus, the coefficient of heat transfer (*Nu*). The effect of viscous dissipation is usually represented by the Brinkman number (*Br*), which also depends on the heating conditions.

Today, viscous dissipation is very exploited in industry. One can cite as an indication plastic polymers extrusion. Originally powder; they are introduced into the extruder, equipped with a screw (one or more). By turning, a highly significant shear is applied to the polymer (particles of powder) which begins to collapse under the effect of heat generated by viscous dissipation. Slowly along the extruder, the temperature increases in the polymer and reaches that of its fusion. Thereafter the molten polymer passes to the molding phase.

From the above, the Graetz problem taking into account the viscous dissipation interest many authors. Among them, R. M. Cotta et al [1] studied the Graetz problem in a simple cylindrical pipe and between two parallel plates, for an imposed heat flux. The fluid was considered non-Newtonian, modeled by the power-law. The main study objective is to determine the Nusselt number. Three values of the rheological index were taken (n=1/3, n=1.0, n=3.0). A comparison with the asymptotic solution of Bird et al [2] shows a good agreement. For a cylindrical pipe, A. Barletta [3] studied the problem for three heating types: A decreasing flux until zero value for an infinite length, a decreasing flux until a positive value, and then an increasing to infinity flux when length tends to infinite. The author found that the value of the Nusselt tends to zero for the first case. It depends on the value of n and the reference Brinkman number (Br_∞) for the second case. And depends on n and a new dimensionless number β to the third case. H. Ragueb et al [4] have studied the above problem but in an elliptical section with imposed temperature. Numerical solution based on DADI scheme (Dynamic Alternating Direction Implicit) is followed. The Nusselt number is represented for different values of *Br* and β (ellipse radii ratio=a/b). They showed that the value of fully developed Nu does not depend in *Br*, but it increases with β. O. Aydin [5] analyzed for a developed dynamic regime in a cylindrical pipe and a Newtonian fluid, the effect of viscous dissipation on the temperature profile, and this for two heating conditions: A constant flux (CHF) and a constant temperature (CWT). The radial distribution of temperature and Nusselt number were obtained for different values of *Br*. An attractive analytical development made by the author for the case of an imposed flux leading to the following expression of the temperature profile:

$$\theta(R) = (1 - 4R^2/3 + R^4/3) - Br(R^2 - R^4)/3$$

For the second condition, a work similar to that done in [6; Chapter 4] is followed. In a subsequent study, the author [7] expands his work by considering the cooling case (Br<0.0). Different graphical presentations of the radial and axial temperature distribution for different values of *Br* are carried out. Nusselt values are also presented for both heating cases and for different values of *Br*. T. Basu et al [8] have investigated analytically the Graetz problem of a Newtonian fluid flowing in a circular pipe. The wall is subjected to a uniform temperature or a uniform flux. They presented simple analytical formulas for calculating the Nusselt number according to *Br*. The results are also presented for both heating conditions. Having noticed a singularity (Leap from -∞ to +∞) in the local Nusselt evolution when the case of cooling is considered (Br <0.0). E. Magyari et al [9] studied the problem by taking a non-uniform temperature profile at the entrance. Some manipulations of the energy equation in order to have an analytical expression profile are done. The authors considered both heating and cooling cases. They showed that for Z=0.00234, *Nu* coincides with Nu_∞. Graphical results $Nu(Z)$, for the case of uniform and non-uniform inlet temperature are

given, indicating that the singularity disappears in the range -6/5 ≤ Br≤ 0.0. For two different geometries (cylindrical pipe and two parallel planes), P. M. Coelho et al [10] analyzed the Graetz problem in the presence of viscous dissipation for a viscoelastic fluid using the separation of variables method. Imposed temperature or flux are supposed as conditions at the walls. The authors show the *Nu* evolution versus *Z* change for different values of *Br* and *We*. A remarkable improvement of the *Nu* (better heat exchange) with increasing Webber number (*We*) considered for all *Br* is observed. This improvement is accompanied by a reduction of the thermal length which reduces the size of the heat exchanger.

The literature analysis, reveals that the effect of rheological index (*n*) of the pseudoplastic fluid was not properly disclosed. In addition, the majority of reviewed works interested in Nusselt established or in its evolution. It is noted that for a better understanding of the effect of viscous dissipation in this case of fluids, it is appreciated to consult some works where it is neglected. A good bibliographical summary done in [11] ensures this.

In this work, we discuss the effect of viscous dissipation and rheological index of the mixture temperature and Nusselt. An imposed temperature is supposed as thermal condition. Both heating and cooling cases are studied.

2. Problem formulation:

The geometry considered is a simple cylindrical pipe (Figure.1). The equations are written in the cylindrical coordinate system.

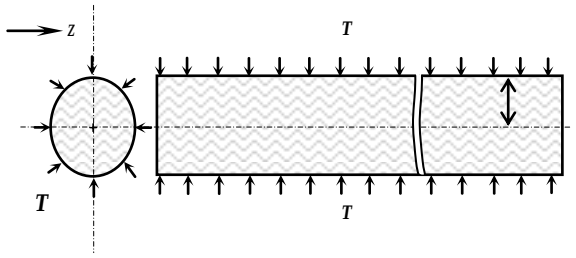


Fig.1 : Pipe geometry

2.1. Assumptions:

- Fully developed flow at the inlet;
- Axial diffusion neglected;
- Pseudoplastic fluid described with Ostwald-de Waele law $\tau = m\dot{\gamma}^n$ **(***n*≤1.0**)** [2];
- Constants physical proprieties ($\rho; k; m; C_p$).

2.2. Velocity Profile:

The dynamic flow is assumed developed at the entrance of the pipe. Its expression is given in equation (1).

$$\frac{u}{u_m} = \frac{3n+1}{n+1}\left(1-\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\frac{n+1}{n}}\right) \qquad (1)$$

The detailed demonstration can be found in [11, 12].

In figure (2), we have presented the effect of the rheological index *n* on the dimensionless axial velocity profile. This effect results in an increasing velocity magnitude in the pipe axis as ***n*** increases and therefore a decreasing parietal velocity gradient. For small *n* (strongly shear-thinning fluids: ***n***<0.5), the shape becomes flat with a hardly identified maximum, where an even larger central area is observed as *n* is small. The interpretation of this effect is the increase of the parietal velocity gradient with decreasing *n*. This is due to the decrease of the fluid apparent viscosity ($\mu_a = m.\dot{\gamma}^{n-1}$) near the wall. The flow thus moves more freely, and a greater uniformity in the distribution of the velocity is obtained (flattened shape). It should be noted that for *n*≈0.0, the shape of the velocity profile is almost flat with constant amplitude along *r*, this is a reminder to the case of gas characterized by very low viscosities, the speed is characterized by a mean value (flow/Section).

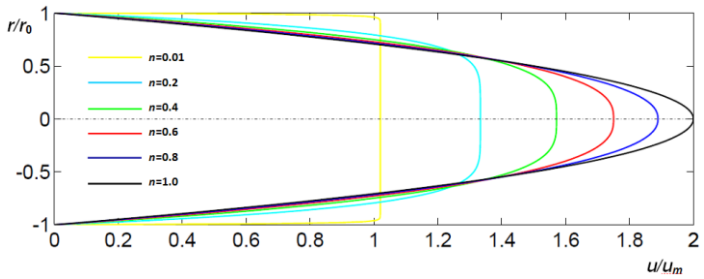


Fig. 2: Effect of ***n*** *on the velocity profile*

2.3. Energy equation:

The dimensionless velocity profile expression is injected into the energy equation below, in which the last term on the right describes the viscous dissipation:

$$\rho C_p u \frac{\partial T}{\partial z} = k \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial T}{\partial r}\right) + \tau_{rz}\frac{\partial u}{\partial r} \qquad (2)$$

Where: k, ρ *and* C_p are thermal conductivity, density and specific heat respectively.

We replace *u* and τ_{rz} by their expressions, we obtain:

$$u_m\left(\frac{3n+1}{n+1}\right)\left[1-\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\frac{n+1}{n}}\right]\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right) = \frac{k}{\rho C_p}\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial T}{\partial r}\right) + \frac{m}{\rho C_p}\left(\frac{u_m}{D}\right)^{n+1}\left(\frac{6n+2}{n}\right)^{n+1}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\frac{n+1}{n}} \qquad (3)$$

This equation governs the radial and axial temperature changes.

To facilitate the numerical solution of the energy equation, the following dimensionless parameters are introduced:

$$R = \frac{r}{D}\ ;\ Z = \frac{z}{D}\ ;\ U = \frac{u}{u_m}\ ;\ \theta_{(T\,imp)} = \frac{T_w - T}{T_w - T_e}$$

Used in equation (3), we get the following dimensionless equation:

$$\left(\frac{3n+1}{n+1}\right)\left[1-\left(\frac{R}{0.5}\right)^{\frac{n+1}{n}}\right]\left(\frac{\partial\theta}{\partial Z}\right) = \frac{1}{Pe}\frac{1}{R}\frac{\partial}{\partial R}\left(R\frac{\partial\theta}{\partial R}\right) - \frac{Br}{Pe}\left(\frac{6n+2}{n}\right)^{n+1}\left(\frac{R}{0.5}\right)^{\frac{n+1}{n}} \qquad (4)$$

Where: $Pe = \frac{u_m.\rho.C_p.D}{k}$ (Peclet number); $Br = \frac{m u_m^{\,n+1}}{kD^{n-1}(T_w - T_e)}$ (Brinkman number)

The last dimensionless number appears after nondimensionalization, is the source term due to viscous dissipation. This heating phenomenon by viscous friction will be more pronounced when the *Br* value is high and vice versa.

Boundary conditions:

$$\begin{aligned} &Z=0 \quad \rightarrow \ \theta=1.0 \\ &R=0 \quad \rightarrow \ \partial\theta/\partial R\big|_{R=0.5}=0 \\ &R=0.5 \rightarrow \theta=0.0 \end{aligned} \qquad (5)$$

3. Numerical Resolution:

The finite difference method is chosen to discretize the terms following *R* and *Z* directions. Simple implicit scheme is then followed for the rearrangement of discretized terms to make the use of the Thomas algorithm possible. A regular grid in *R* direction is selected while a gradually growing mesh following *Z* is adopted. For our case, and after the convergence study (Figure (3)) we took $\Delta R=10^{-3}$ (501 Nodes), whereas following *Z*, we took $\Delta Z_0=10^{-7}$ with an amplification factor of 1.005 until a maximum ΔZ equal to 10^{-3}.

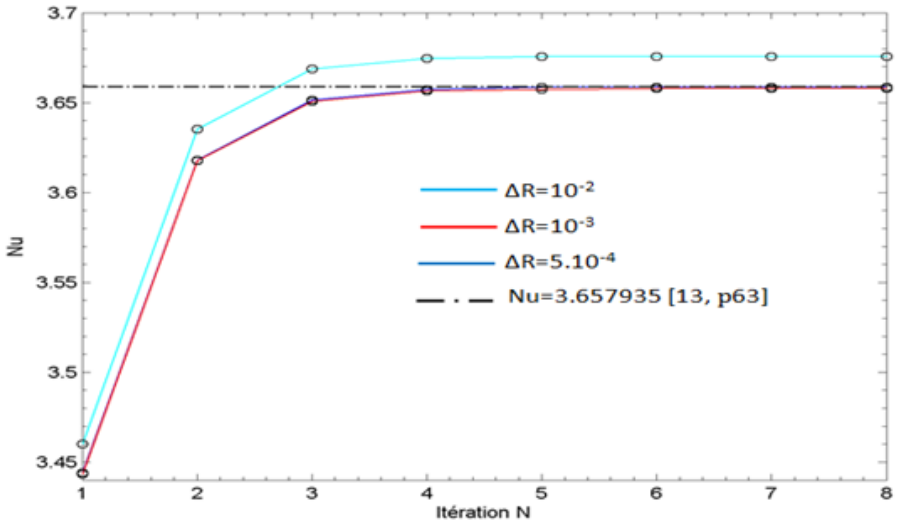


Fig.3: Radial grid effect on the value of Nu_{fd} and the necessary iterations number for convergence Pr=0.0

3.1. Code validation:

In order to make the present work valuable, two validations were made. The first on the evolution of the Nusselt number along the pipe by neglecting the effect of viscous dissipation with Pe=1.0. Our results compared to the case of a Newtonian fluid with those of R.M. Cotta and al [1] for two heating types (Table.1). a very good agreement between the two works is observed.

A second validation is done for the value of Nu established for different values of *n*. Our results for specified *n* were compared with those of H. Ragueb et al [4] for the case of temperature imposed, and those of A. Barletta [3] for an imposed flux case. Our results show a good accuracy with literature (Table.2).

Table 1: Evolution of Nu along Z. n=1.0; Br=0

Z	Imposed flux		Imposed Temperature	
	This work	Ref [1]	This work	Ref [1]
0,0001	27,30328	272760	22,30369	22,279
0,0005	15,82263	158130	12,83301	12,824
0,001	12,54433	125380	10,13574	10,13
0,005	7,498165	7,4937	6,00512	6,0015
0,01	6,15188	6,1481	4,91886	4,9161
0,02	5,20167	5,1984	4,17471	4,1724
0,05	4,51721	3,5139	3,71199	3,71
0,1	4,37786	3,3748	3,65981	3,6581
0,2	4,36912	3,3637	3,65842	3,6568

Table 2: Values of established Nu for different n

n	Imposed Temperature		Imposed Flux	
	This work	Ref [4]	This work	Ref [3]
0,2	17,71237	17,2681	3,44943	3,4474
0,5	11,64363	11,5239	2,4559	2,44881
1	9,58713	9,5225	1,37522	1,3714
2	8,54769	8,5019	0,30672	0,3026
5	7,91391	7,8818	0,00152	0,0015

4. Results and discussion:

View of the many parameters involved in the problem (*Br*, ***n***, heating condition), the results will be presented for the case of heating then for the case of cooling.

Generally, the generation of heat due to viscous dissipation is characterized by a gradual increase of the temperature within the fluid. This growing increase with increasing *Br*, manages to bring the fluid temperature to levels sometimes exceeding the temperature of the wall. This means that fluid starts from an axial position to heat the wall. Details on this point with many results are given in [6, Chap 3]. The referral to this reference is the fact that its presentation requires many figures which the paper space limitation prevents.

An important element in the heat transfer problems is the bulk temperature. In addition it goes directly into the calculation of the Nusselt, it serves as an evaluation gauge the overall evolution of the fluid temperature. This of the fact that is a weighted average (by the velocity distribution**),** which gives an idea about the thermization process (or cooling).

In the present work, the dimensionless bulk temperature is calculated from equation (6):

$$\theta_m = 8 \times \int_0^{1/2} U \times \theta \times R \times dR \qquad (6)$$

We note that a trapezoidal integration rule is used to calculate the integral.

In the following, we will present the axial evolution of the bulk temperature, from the inlet to the fully developed stage. Two values of *n* are chosen (*n*=0.1 and *n*=1.0), for five values of *Br*. This is done to the case of a heating and the cooling. We note that for the case of cooling, *Br* is taken negative simply (see his expression). In addition, the Peclet number is taken equal 100.0, to neglect the axial conduction.

4.1. Evolution of the bulk temperature:

a. Heating at the wall:

The case of heating at the wall is shown in Figure (4). The dotted line is for $\theta_W = 0.0$. It is clear that the dimensionless temperature becomes increasingly negative when ***Br*** increases, indicating a strong heating in particular in the central area due to the generation of heat by viscous friction. The rheological index also affect this evolution, where high heat is observed for ***n***=1.0 compared to ***n***=0.1. This is explained by the fact that the decrease of ***n*** results in a decrease in the viscosity and therefore the viscous friction directly related.

From the two subfigures (***n***=0.1 and ***n***=1.0), we can see approximately, the axial position from which the heat transfer changes direction. This position becomes closer to the inlet when **Br** and/or ***n*** increase.

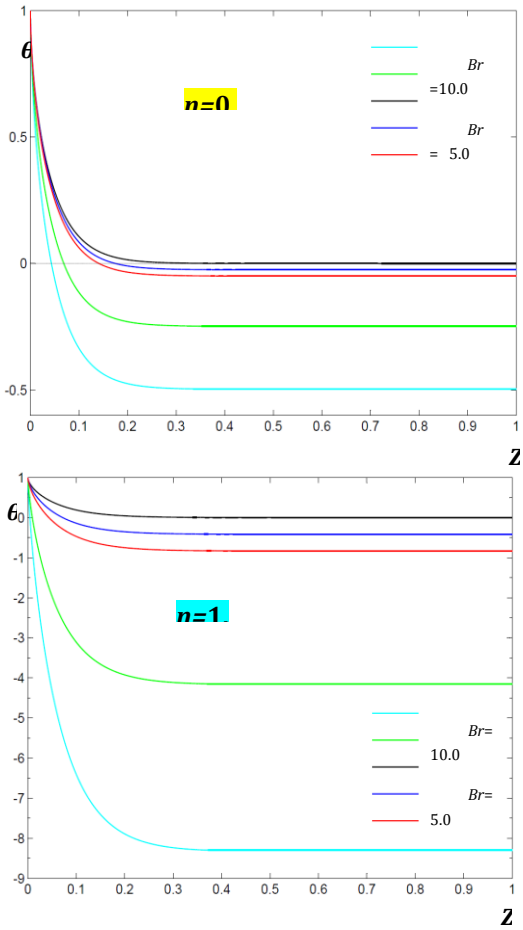


Fig. 4: Evolution of θ_m along the pipe for different ***n*** *and* ***Br*** *. Heating*

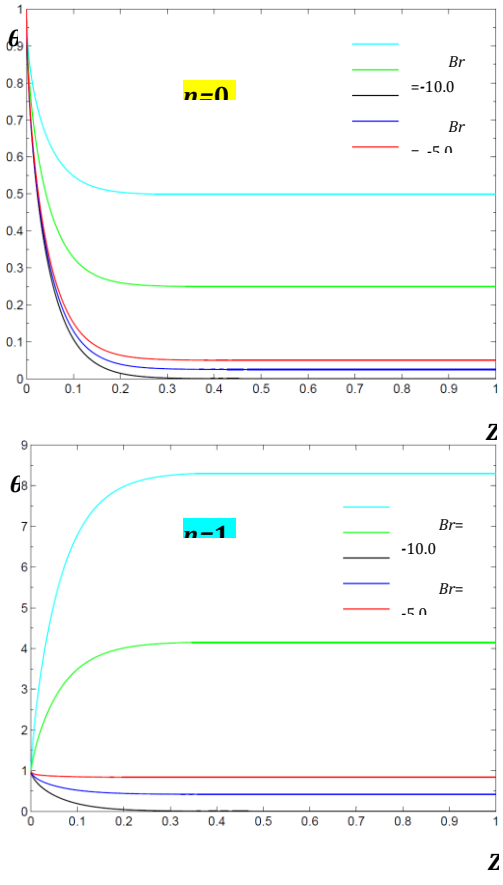


Fig. 5: Evolution of θ_m along the

Cooling at the wall:

Contrary to the previous case, the bulk temperature in this case increases with the increase of *Br*. The values of the bulk temperature for *n*=1.0 are larger than those corresponding to *n*=0.1 (Fig.5).

A new phenomenon is observed for *Br*= -5.0 and *Br* = -10.0 for *n*=1.0. The bulk temperature changes slope from the entrance, where very high values are recorded reaching 8.0, while for other cases it remains below 1.0. This in our opinion is explained by the fact that the great value of Br associated with high *n*, leads to strong heating by viscous friction. This friction intensively grows the dimensionless temperature even before the cooling process begins (ie. just at the entrance).

This phenomenon is not observed for *n*=0.1, the fact that the shear-thinning reduces the friction between the fluid layers. It is clear that there is a value of *n* from which we begin to see this phenomenon.

4.2. Evolution of the Nusselt number:

Nusselt number, which characterizes the intensity of the convective exchange, is another important parameter. The effects of the rheological index *n* and the Brinkman number *Br* are presented in figure (6) for heating case, and in figure (7) for the cooling one.

We note that we are limited to *n*=0.1 and *n*=1.0, for lack of space, other values are plotted in [6, Chap 3].

a. Heating **of** the wall**:**

In this part the Nusselt evolution was presented for *n*=0.1 and *n*=1.0 and five *Br* values (Figure 6). The black line is for the case *Br*=0.0 (negligible viscous dissipation), where the habitual curves are found and the value of *Nu* in the establishment is mentioned. But when *Br* is not zero, we see an evolution that seems strange for the two sub-figures. Indicating that the rheological index *n* and *Br*, do not affect the evolution shape but affect the *Nu* value.

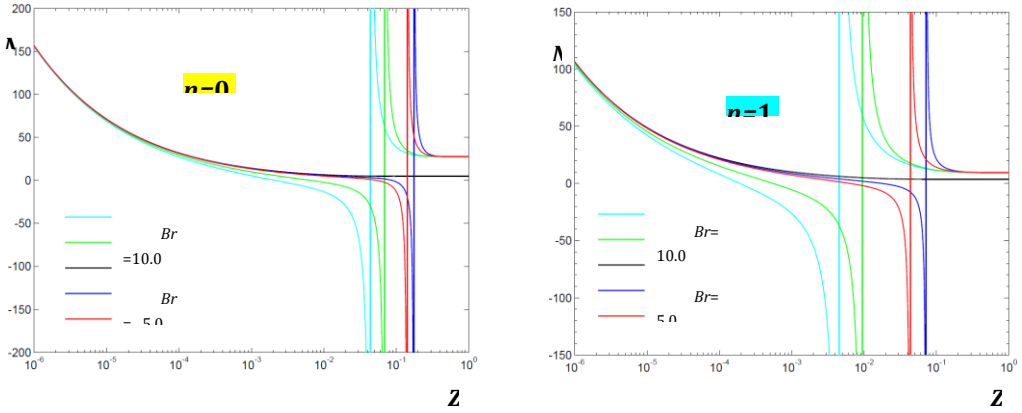


*Fig.6: Evolution of Nu along the pipe for different **n** and **Br**.*

The Nusselt decreases gradually from the inlet. But it continues to decrease to very low negative values, and then at an axial position, it abruptly rises where a jump is recorded. Finally, it goes down to its establishment value.

The explanation for this change is as follows: at the entrance, the fluid temperature and that of bulk are very close to the inlet temperature (θ_e). This will give a negative term in the numerator close to 1.0 and a negative term close to 1.0 multiplied by ΔR in the denominator ($Nu = +\frac{1}{\theta_m}\partial\theta/\partial R|_{R=0.5}$).This will give a great positive *Nu*. Away from the inlet, the fluid may be hot, and under the effect of the viscous dissipation its temperature exceeds that of the wall, negative values are obtained, recalling that θ_m is always lower than that of the wall. After some distance, θ_m becomes equal to that of the wall (=0.0), and the jump in the value of *Nu* is observed, its value becomes positive and a decrease until the establishment was observed thereafter. By increasing, *Br* moves the point of singularity to the inlet since it intensifies the heat generation by viscous dissipation, which accelerates the phenomena described above. The rheological engenders the opposite effect.

The analysis of the sub-figures shows that Nusselt curves met at the same value at the establishment, regardless of the value of *Br*. This is explained by the fact that its calculation is conditioned by θ_W fixed along the whole pipe length.

b. Cooling **of** the wall**:**

The case of cooling is now considered. The Nusselt numbers evolutions are plotted in Figure (7) for the same values of *n* considered in the previous case, and five negative *Br*. It is clearly seen that *Nu* curves for *n*=0.1 have minimums, followed by lift until establishment. This is valid for all *Br* supposed. It is explained by the fact that θ_{N-1} (close to wall) decreases faster than θ_m near the entrance. This process continues until reaching the *Nu* minimum. With the generation of heat by viscous dissipation θ_m also rapidly decreases and a lift in *Nu* shape is obtained.

The rheological index ***n*** has a remarkable effect on the evolution of *Nu*, as its increase favors the viscous dissipation effect as detailed above. This can be observed for the curves of *Br*=-0.5 and *Br*=-1.0, where a similar behavior to that observed for *n*=0.1 is obtained. Contrary for the other *Br* and in particular for the strong *n*, Nusselt does not exhibit a minimum. This is the cause of the strong disturbance of thermal field by viscous heat generation, which grow rapidly the bulk temperature and hence the Nusselt closer to the entrance.

The same phenomenon at the establishment stage is reproduced for the case of cooling, where the curves at different *Br* are joined at the same value.

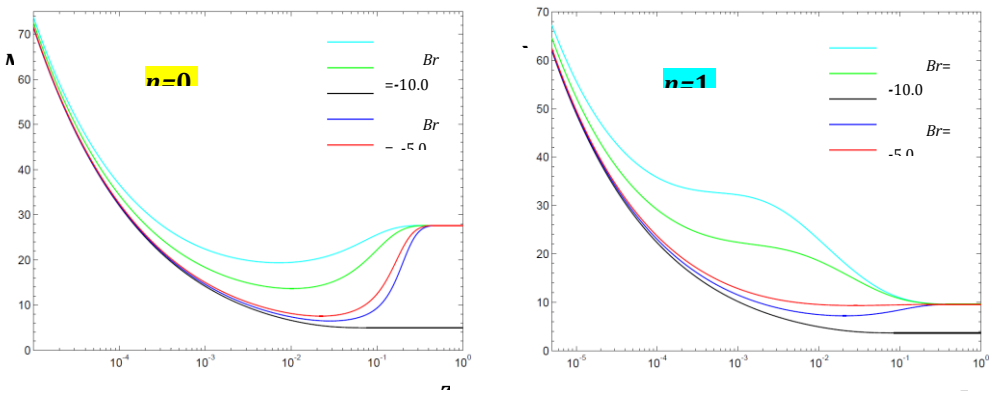


Fig. 7: Evolution of Nu along the pipe for different ***n*** *and* ***Br***. ***Cooling***

5. Conclusions:

The results obtained from this Numerical work show that:

- The viscous dissipation increases with *Br*, and increasingly high temperatures are recorded;
- The decrease in rheological index *n* reduces the effect of viscous dissipation due to the reduction of friction between the fluid layers;
- A singularity in the Nusselt evolution is observed in the case of heating. This singularity becomes closer to the entrance when *Br* and/or *n* increase.

  In the case of cooling, the Nusselt number increases near the entrance with the increase of *Br*. Its evolution is characterized with a slope down followed with a lift when viscous dissipation becomes intense. This result is also affected by *Br* an *n* values;
- For the two cases supposed, the fully developed Nu value is independent to the change of ***Br***. But it is greater of that for *Br*=0.0.

References:

1. R. M. Cotta and M. N. Ozisik, Laminar Forced Convection To Non-Newtonian Fluids Inside Ducts With Prescribed Wall Heat Flux, International Communication in Heat and Mass Transfer.Vol.13, pp. 325-334, (1986);
2. R.B. Bird, R.C. Amstrong, O. Hassenger, Dynamics of polymeric liquids, V.1, Fluid mechanics, Wiley, New-York, (1977);
3. A. Barletta, Fully Developed Laminar Forced Convection In Circular Ducts For Power-Law Fluids With Viscous Dissipation, International Journal of Heat And Mass Transfer Vol. 40, No. 1, pp. 15-26, (1997);
4. H. Ragueb and K. Mansouri, A numerical study of viscous dissipation effect on non-Newtonian fluid flow inside elliptical duct, Energy Conversion and Management, Vol.68, pp. 124-132 (2013);
5. O. Aydin, Effects of viscous dissipation on the heat transfer in forced pipe flow. Part1: both hydrodynamically and thermally fully developed flow, Energy Conversion and Management, 46, pp.757-769 (2005);
6. L. Bougaa, Convection forcée laminaire pour un fluide pseudoplastique dans une conduite cylindrique chauffée à flux constant et à température constante -Prise en compte de la diffusion axiale et/ou la dissipation visqueuse-, Master thesis, University of Djelfa (2014) ;
7. O. Aydin, Effects of viscous dissipation on the heat transfer in forced pipe flow. Part2: Thermally developing flow, Energy Conversion and Management, 46, pp.3091-3102 (2005);
8. T. Basu, D. N. Roy, Laminar heat transfer in a tube with viscous dissipation, International Journal of Heat Mass Transfer Vol 28, No. 3, pp. 699-701 (1985);
9. E. Magyari, A. Barletta, Thermally developing Poiseuille flow with a non-uniform entrance temperature when the viscous heat generation is significant, Journal of Phys. (A), 39, 3829-3845(2006);

10. P.M. Coelho, F.T. Pinho, P.J.Oliveira, Thermal entry flow for a viscoelastic fluid: the Graetz problem for the PTT model, International Journal of Heat Mass Transfer, 46, 3865-3880 (2003);
11. S. Abed, Etude de la convection forcée laminaire pour un fluide pseudoplastique dans une conduite cylindrique chauffée à flux constant et à température constante, Master thesis, University of Djelfa (2013) ;
12. A. Horimek, S. Abed and N. Ait-Messaoudene, Forced convection for a Pseudoplastic fluid in a horizontal duct heated with constant heat flux or constant temperature –Study and correlations-, International Conference on Mechanics and Energy, ICME2014, Tunisia 18-20 Mars (2014);
13. R.K. Shah, and A.L. London, "Laminar flow forced convection heat transfer and flow friction in straight and curved ducts -A summary of analytical solutions-", Technical Report No. 75 Department of Mechanical Engineering, Stanford, California, (1971).

Analyse de la convection thermosolutale dans une cavité poreuse inclinée et anisotrope

Safia SAFI [1*], Smail BENISSAAD[2]

[1,2] Laboratoire d'Énergétique Appliquée et de Pollution
[1] Département de Génie climatique, Faculté des Sciences de la Technologie. Université des Frères Mentouri – Constantine, Algérie

[2] Département de Génie mécanique, Faculté des Sciences de la Technologie. Université des Frères Mentouri – Constantine, Algérie
[*]auteur correspondant : s.safisafia@gmail.com

Résumé - Dans ce travail, le transfert combiné de chaleur et de masse par convection naturelle dans un milieu poreux incliné saturé par un fluide binaire a été étudié. Ce milieu est globalement homogène et anisotrope. Les parois verticales de la cavité sont soumises à des gradients de température et de concentration constants. Les parois horizontales sont adiabatiques et imperméables. Les équations de base décrivant la convection thermosolutale au sein de l'enceinte sont résolues par la méthode des volumes finis. L'étude a porté sur les effets de l'anisotropie en perméabilité et l'angle d'inclinaison sur les structures d'écoulement ainsi que sur les transferts de chaleur et de masse. Les résultats numériques de cette étude sont en bon accord avec ceux trouvés dans la littérature.

Mots Clés : convection thermosolutale ; milieu poreux anisotrope ; parois inclinée ; volumes finis.

Nomenclature

A rapport de forme de la cavité, $A = L/H$
C concentration adimensionnelle, $(C - C_0)/\Delta C$
C_f coefficient de Forchheimer
Da nombre de Darcy, $Da = K_y/H^2$
H hauteur de la cavité, *m*
g accélération de la pesanteur, *m. s*$^{-2}$
K_x perméabilités selon la direction *x*
K_Y perméabilités selon la direction *y*
K rapport des perméabilités, $\frac{K_X}{K_Y}$, *m*^{2}
$\overline{\overline{K}}$ tenseur des perméabilités
L longueur de la cavité , *m*
Le nombre de Lewis, $Le = D/a$
N rapport des forces de volumes, $N = \beta_C \Delta C/\beta_T \Delta T$
P pression adimensionnelle, $P = p/P^*$
P^* pression caractéristique, $P^* = \rho_0 U^{*2}$
P_r nombre de Prandtl, $P_r = \vartheta/a$
Ra nombre de Rayleigh thermique, $Ra = g\beta_T \Delta T H^3/\alpha\,\vartheta$
T température adimensionnelle, $(T - T_0)/\Delta T$
t^* temps caractéristique, $t^* = \sigma H/U^*$
(U,V) vitesse adimensionnelle dans les directions *(X, Y)* , $(u/U^*, v/V^*)$
U^* vitesse caractéristique, $U^* = a/H$
(X,Y) coordonné cartésiennes adimensionnelles du système, $(X, Y) = (x, y)/H$

Symboles Grecs

a diffusivité thermique du fluide, *m*^{2}*.s*$^{-1}$
φ porosité du milieu poreux
λ rapport du conductivité thermique, $\lambda = \lambda_x/\lambda_y$, *W.m*$^{-1}$*.K*$^{-1}$
α angle d'inclinaison de la cavité
ϑ viscosité cinématique du fluide, *m*^{2}*.s*$^{-1}$
ρ densité du fluide, *kg. m*$^{-3}$
τ temps adimensionnel, *s*

1. Introduction

Le phénomène de transfert de chaleur et de masse dans les milieux poreux a intéressé beaucoup de chercheurs à cause de ses diverses applications telles que l'extraction de l'énergie géothermique, la récupération du pétrole, les échangeurs de chaleur et le stockage des produits d'agriculture.

Ce sujet occupe un large espace dans la littérature des dernières décennies, Nield et Bejan [1] pour les milieux poreux ; Mojtabi et Charrier-Mojtabi [2] et Mamou [3]. Les premières études sur la convection double-diffusive en milieu poreux sont principalement axées sur le problème de l'instabilité convective dans une couche horizontale. Taunton et al. [4] et Malashetty [5] ont utilisé l'analyse de la stabilité linéaire pour étudier le déclenchement de la convection thermosolutale. La convection naturelle en double diffusion dans une cavité poreuse a été étudiée par Bytas et al. [6]. La cavité est considérée partiellement poreuse avec des conditions de température et de concentration uniformes sur les parois latérales. Les transferts massiques et thermiques sont analysés pour différentes valeurs de l'épaisseur de la couche poreuse, du nombre de Rayleigh et de Darcy. Les résultats ont montré que l'épaisseur de la couche poreuse a un effet significatif sur les transferts massique et thermique. Amahmid et al. [7] ont utilisé le modèle de Brinkman pour étudier la convection naturelle thermosolutale induite dans une couche poreuse verticale soumise à des flux de chaleur et de masse uniformes. Il a été trouvé que le nombre de Rayleigh thermique critique augmente lorsque le nombre de Darcy augmente ou lorsque nombre de Lewis tend vers l'unité. De plus, il a été montré que l'augmentation du nombre de Darcy induit une diminution de l'intensité de l'écoulement et des transferts thermiques et massiques.

Une revue complète sur la convection naturelle dans les milieux poreux anisotropes est donnée dans le livre d'Ingham et Pop [8]. Bennacer et al. [9**]** dans une étude plus générale, ont considéré une cavité verticale soumise à des températures et des concentrations constantes sur les parois verticales. Ce milieu est globalement homogène et présente une anisotropie thermique. Les forces de volume induisant l'écoulement sont supposées coopérantes. Ils ont démontré que les propriétés anisotropiques du milieu poreux affectent considérablement les taux de transfert de la chaleur et de la masse dans la cavité uniforme. Safi et Benissaad [10] ont étudié l'influence de l'anisotropie en perméabilité et d'autres paramètres sur les transferts de chaleur et de masse. Les résultats obtenus ont montré que les nombres de Nusselt et de Sherwood croissent en augmentant l'anisotropie en perméabilité pour différents Nombre de Darcy. L'effet d'un gradient de température incliné par rapport à la verticale sur les instabilités dans un milieu poreux saturé anisotrope a été étudié par Parthiban et Patil [11]. Ils ont observé que le milieu poreux anisotrope horizontal est plus stable que le milieu isotrope vertical. La Convection naturelle dans une cavité carrée inclinée constituée d'un milieu poreux thermiquement anisotrope avec une source de chaleur interne se résument Au travail de Krishna et Basak [12]. La convection de non Darcy a été utilisée pour caractériser le comportement du fluide. L'analyse de l'anisotropie sur le transfert thermique et les structures de l'écoulement a été illustrée. Il a été démontré que les propriétés anisotropes ont une influence significative sur le comportement de l'écoulement et le transfert de chaleur.

Une étude numérique de la convection en double diffusion générée dans une cavité poreuse inclinée renfermant deux couches poreuses disposées verticalement, a été étudiée par Hadidi et al [13]. Chaque couche poreuse est considérée homogène, isotrope et saturée par le même fluide. Les résultats sont analysés en termes de lignes de courant, des isothermes, des isoconcentrations et des nombres de Nusselt et Sherwood moyens. Une analyse d'échelle est utilisée pour caractériser l'effet du taux de perméabilité sur le transfert de chaleur et de masse. Il a été trouvé que les solutions numériques des équations gouvernantes sont en bon accord avec les résultats de l'analyse d'échelle pour certaines conditions spécifiques. Les angles d'inclinaison Optimum sont déduits.

La Convection naturelle dans une cavité carrée inclinée constituée d'un milieu poreux thermiquement anisotrope avec une source de chaleur interne se résument au travail de Jaya Krishna et Basak [14]. Le modèle de Darcy modifié a été utilisé pour caractériser le comportement du fluide. Il a été démontré que les propriétés anisotropes ont une influence significative sur le comportement de l'écoulement et le transfert de chaleur. Une corrélation pour la température maximale dans la cavité pour une large gamme de paramètres (Ra, Da, θ, K) est développé.

Une étude analytique plus récente a été menée par Barletta et Rees [15]. Une analyse plus détaillée est présentée concernant l'existence de la couche limite dans la pratique dans une surface verticale semi infini uniformément chaud intégré dans un milieu poreux saturé par un fluide. Ils ont utilisé le thérome de la couche limite rigoureuse avec un grande nombre de Darcy –Rayleigh et tenter de déterminer comment le fluide se comporte dans la région en dehors de la couche limite.

Le présent travail, objet de cet article, concerne la convection en double diffusion dans une cavité poreuse inclinée, homogène et anisotrope. Les parois verticales de l'ensemble du domaine sont soumises à des températures et de concentrations constantes. Alors que les parois horizontales sont adiabatiques et imperméables. Nous nous proposons à travers cette étude l'analyse des résultats numériques de la convection thermosolutale au sein de la cavité poreuse.

2. Formulation mathématique

Le modèle physique considéré consiste en une cavité horizontale contenant un milieu poreux saturé par un fluide binaire newtonien supposé incompressible (figure1). Elle est inclinée d'un angle α par rapport au plan horizontal. Les parois actives (verticales) sont soumises à des températures et des concentrations constantes et uniformes. Les parois horizontales sont supposées imperméables et adiabatiques. Dans ce cas une convection thermosolutale bidimensionnelle et laminaire s'établit dans l'enceinte poreuse. Le milieu poreux considéré dans le présent travail est homogène et anisotrope. La masse volumique est considérée constante (hypothèse de Boussinesq). En utilisant le modèle de Darcy-Brinkman-Forchheimer, les équations adimensionnelles régissant ce problème sont :

$$\frac{\partial U}{\partial X}+\frac{\partial V}{\partial Y}=0 \tag{1}$$

$$\frac{1}{\varphi}\frac{\partial U}{\partial \tau}+\frac{1}{\varphi^2}\left(U\frac{\partial U}{\partial X}+V\frac{\partial U}{\partial Y}\right)=-\frac{\partial P}{\partial X}+\frac{Pr}{\varphi}\left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 U}{\partial y^2}\right)-\frac{Pr}{Da}\overline{\overline{\mathrm{K}}}^{-1}U-\frac{C_f}{\sqrt{Da}}\overline{\overline{\mathrm{K}}}^{-\frac{1}{2}}.$$

$$\sqrt{U^2+V^2}U+PrRa(T+NC)sin\alpha \tag{2}$$

$$\frac{1}{\varphi}\frac{\partial V}{\partial t}+\frac{1}{\varphi^2}\left(U\frac{\partial V}{\partial X}+V\frac{\partial V}{\partial Y}\right)=-\frac{\partial P}{\partial y}+\frac{Pr}{\varphi}\left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 V}{\partial y^2}\right)-\frac{Pr}{Da}V-\frac{C_f}{\sqrt{Da}}\sqrt{U^2+V^2}V+$$
$$PrRa(T+NC)\,cos\alpha \tag{3}$$

$$\frac{\partial T}{\partial \tau}+U\frac{\partial T}{\partial X}+V\frac{\partial T}{\partial Y}=\frac{1}{P_r}\overline{\overline{\lambda}}^{-1}\left(\frac{\partial^2 T}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial Y^2}\right) \tag{4}$$

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} + \frac{1}{\varphi}\left(U\frac{\partial C}{\partial X} + V\frac{\partial C}{\partial Y}\right) = \frac{1}{Le}\left(\frac{\partial^2 C}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial Y^2}\right) \quad (5)$$

Les équations précédentes sont soumises aux conditions initiales et aux limites adimensionnelles suivantes :

$U = V = 0\,, T = 0\; et\; C = 0\; pour\; t = 0$

$\frac{\partial T}{\partial x} = 0\,, \frac{\partial C}{\partial x} = 0\,, U = V = 0\; pour\; Y = 0, \forall\, X$

$\frac{\partial T}{\partial x} = 0\,, \frac{\partial C}{\partial x} = 0\,, U = V = 0\; pour\; Y = 1\,, \forall\, X$

$T = 1\,, C = 0\,, U = V = 0\; pour\; X = 0\,, \forall\, Y$

$T = 0\,, C = 1\,, U = V = 0\; pour\; X = 4\,, \forall\, Y$

La mise sous forme adimensionnelle des équations gouvernante a donnée naissance à un groupement adimensionnel tel que le nombre de Darcy (Da), le nombre de Prandtl (Pr), le nombre de Lewis (Le) ainsi que le nombre de Rayleigh (Ra).

Les anisotropies en perméabilité et conductivité thermique sont exprimées respectivement par les tenseurs adimensionnés du second ordre:

$$\bar{\bar{K}}^{-1} = \begin{bmatrix} K & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \text{ et } \bar{\bar{\lambda}}^{-1} = \begin{bmatrix} \lambda & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \text{avec} \quad K = \frac{K_x}{K_y} \quad \text{et} \quad \lambda = \frac{\lambda_x}{\lambda_y}$$

Les transferts de chaleur et de masse, sont exprimés par les nombres de Nusselt et de Sherwood définis respectivement, comme suit:

$$Nu = \int_0^1 \left(\frac{\partial T}{\partial X}\right)_{X=0} dY \quad (6)$$

$$Sh = \int_0^1 \left(\frac{\partial C}{\partial X}\right)_{X=0} dY \quad (7)$$

La résolution du système d'équations est faite en utilisant la procédure des volumes finis. La méthode proposée par Patankar [17] a été utilisée pour la discrétisation des termes convectifs et diffusifs. Le couplage pression-vitesse est assuré par l'algorithme SIMPLER. Un maillage raffiné de 132 ×68 nœuds, a été retenu. Le critère de convergence est basé sur l'erreur relative sur les variables dépendantes U, V, P, T, *C* ; une valeur de 10^{-4} s'est avérée suffisante dans le cas présent.

Le code de calcul est validé par rapport à plusieurs cas limites de la littérature [9-16], les résultats comparatifs sont résumés dans le tableau 1. Une très bonne concordance est à noter.

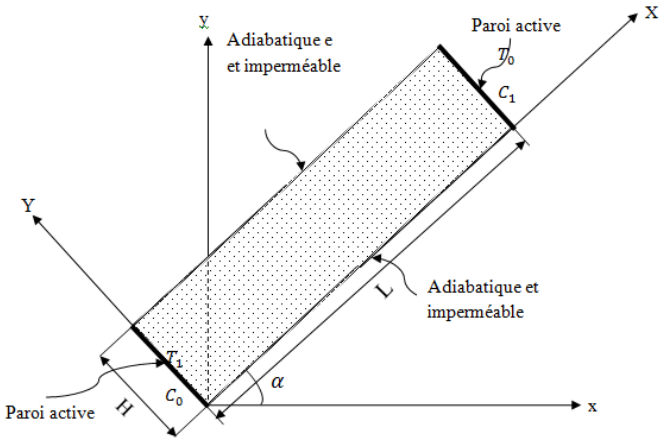


Figure 1 : modèle physique et système de coordonnées

Tableau 1 : Comparaison du nombre de Nusselt pour différents taux d'anisotropie en perméabilité (K) pour : $Da=10^{-7}$, A=1, $Ra=10^{3}$, N=0,λ=1

$K=K_Y/K_X$	10^3	10^2	10^1	10^0	10^{-1}	10^{-2}
Bennacer et al [9]	1.00	1.29	4.17	13.48	37.56	80.62
Ni et Beckermann[16]	1.01	1.30	4.17	13.41	37.37	80.34
Présent travail	1.04	1.26	4.19	13.09	37.31	80.33

3. Résultats et discussion

Dans les équations adimensionnelles le nombre de Forchheimer C_f = 0.55. Le nombre de Prandtl (Pr) et la porosité (φ) sont respectivement égale à 0,71 et 0,8 le long des calculs. Le nombre de Lewis et le nombre de Darcy sont fixés à 10 et 10^{-4}. Par ailleurs, le rapport de forme A est pris égal à quartes. Les autres paramètres varient dans la plage suivante :

Le rapport de perméabilité K de 10^{-4} à 10^{4}, L'angle d'inclinaison α de 0°à 60°. Différentes valeurs de l'angle d'inclinaison α et du rapport de perméabilités K conduisent à différentes structures d'écoulement et de transfert de chaleur et de masse.

Les lignes de courant, les isothermes et les isoconcentrations sont présentées respectivement dans la figure 2. Pour α= 0° et une faible valeur de K (K=0.1), l'écoulement est monocellulaire et la couche limite solutale est plus fine que la couche limite thermique. Les isothermes sont stratifiés dans la direction y de la paroi et les isocontours de fonction de courant deviennent plus serrés à coté des parois latérales lorsque K= 1. Pour la même valeur de α (α=0°) et en passant à un K égal à10, on note la non dépendance des isothermes et des isoconcentrations avec le rapport de perméabilité K. Par ailleurs la configuration des lignes de courant indique qu'une grande partie du fluide dans le centre de la cavité est maintenant stagnante en raison de l'effet de blocage de la stratification verticale de la densité dans cette région.

Pour les valeurs de α supérieur à 0° (α=30°et 60°) et une faible anisotropie K (K=0.1) On constate que la déformation des isoconcentrations augmente quand l'angle d'inclinaison augmente.

Dans le cas K égal à l'unité, les isothermes présentent une minimum distorsion ce qui indique que la conduction est le mécanisme dominant de transfert de la chaleur.

On augmentant le taux de perméabilité K les structures restent les mêmes. Par ailleurs, ce comportement induit des transferts asymptotiques. On note aussi le non Dépendance des isothermes avec l'angle d'inclinaison α. Alors que pour α = 60° on constate la naissance de deux cellules de convection occupant deux angles opposés de la cavité pour K=0.1et K=1.

La figure 3 montre l'évolution des transferts thermique et massique en fonction du rapport des perméabilités K pour plusieurs valeurs de l'angle d'inclinaison de la cavité.

Les effets de K sur les transferts sont notables. Nous observons que le transfert de chaleur et de masse varie légèrement avec les différentes valeurs de l'angle d'inclinaison α allant de 0° à 60° pour les faibles taux d'anisotropie K (10^{-4}à 10^{-2}), les transferts sont principalement par diffusion ce problème est due à la couche poreuse qui présente une faible perméabilité, l'écoulement convectif est alors de plus en plus prononcé avec la croissance de K. Pour le transfert de masse on remarque la même forme .Nous constatons que pour K supérieures à environ 10, les transferts s'intensifient et tendent vers des valeurs limites maximales constantes qui est fonction de N et indépendantes de K, ce qui est en bon accord avec les résultats donnés dans la littérature. Ceci est dû à l'accroissement des forces de volume dans l'équation de quantité de mouvement. Ces valeurs correspondent à un écoulement en couche limite. La variation de la perméabilité met donc en évidence trois régimes de transferts, un écoulement diffusif pur pour les faibles valeurs de K, un écoulement qui s'intensifie de plus en plus avec l'accroissement de K et un régime complètement couche limite indépendant de K. Nous constatons qu'à K donnée, le transfert de matière est plus élevé que le transfert de chaleur. En effet, vu que le nombre de Lewis (Le) est pris égal à 10, la couche limite solutale est plus fine que la couche limite thermique. Ceci est aussi à l'origine de l'obtention d'un transfert de masse diffusif pour des valeurs de K plus faibles que dans le cas du transfert de chaleur.

Il apparait que les transferts sont influencés par l'angle d'inclinaison α sur une certaine gamme de K et N.

Pour une valeur fixe de N et α varie entre 0°et 60° le transfert de chaleur et de masse augmente avec l'augmentation de K. En effet la résistance à l'écoulement et ainsi la diminution des transferts. Le transfert de chaleur atteint le maximum pour α =30° lorsque N=0 et N = 1. Par contre le transfert de masse atteint le maximum pour α =30°et le minimum pour α =60°. Ce problème est dû à la haute perméabilité de la couche poreuse. Pour les transferts de chaleur et de masse les résultats sont semblables aux résultats obtenus par [13].

4. Conclusion

Dans cette étude, nous avons étudié numériquement la convection naturelle dans une cavité poreuse anisotrope et inclinée remplie par un fluide binaire. Le domaine est soumis à des températures et des concentrations constantes sur les parois verticales. Nous avons montré à travers ce travail que la variation de la perméabilité a un effet très appréciable sur la structure d'écoulement et les transferts. Cette étude a permis d'identifier deux régimes d'écoulement. L'un pleinement convectif indépendant de K et l'autre modérément convectif en fonction de K. D'autre part, nous avons également analysé et discuté les effets de l'angle d'inclinaison sur les transferts de chaleur et de masse pour N=0 et N=1.

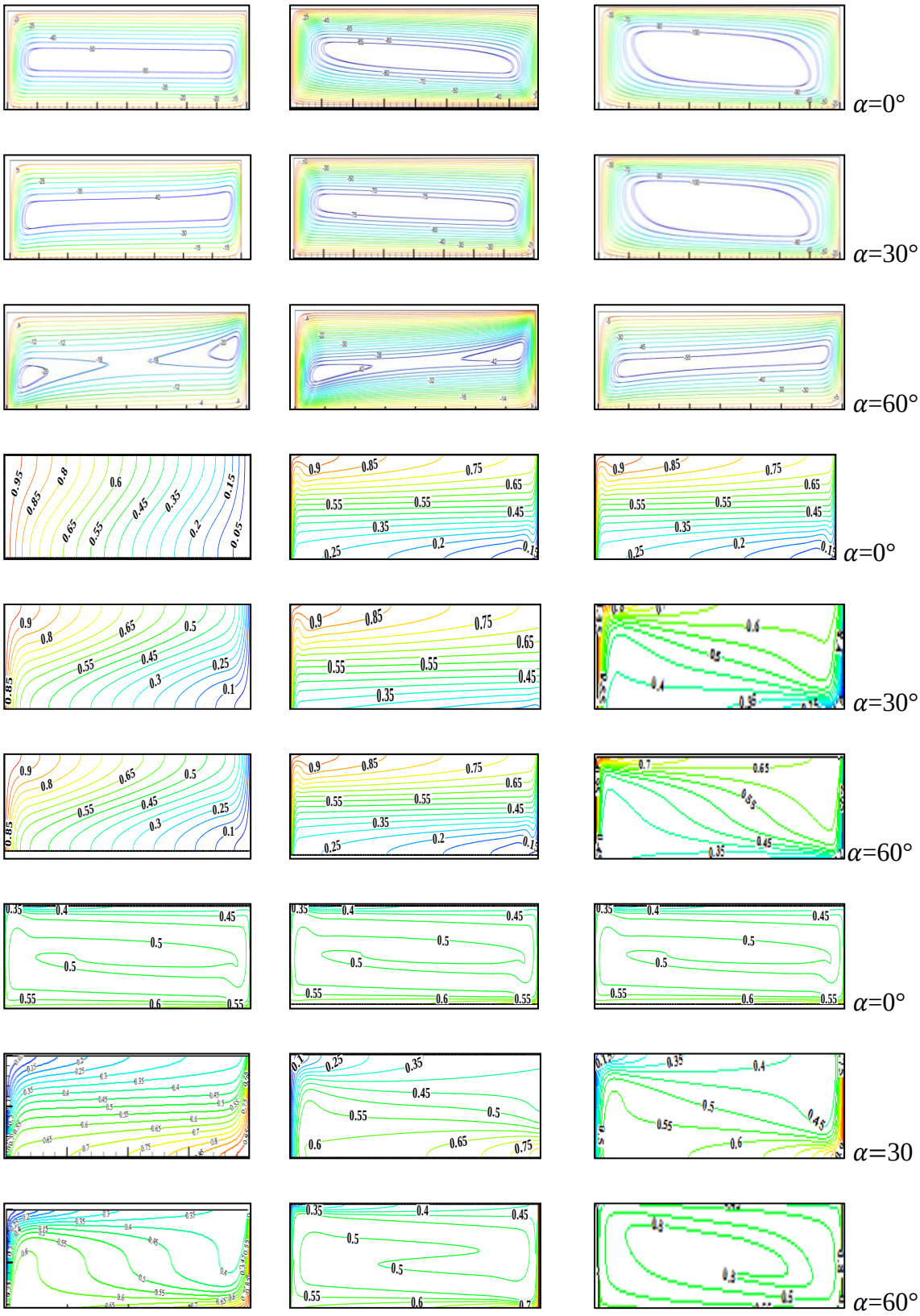


Figure 2 : représentation respective des lignes de courant, isothermes et isoconcentrations : $Da=10^{-4}$, $N=10$, $Le=10$, $Ra=10^{6}$, $\lambda=10$

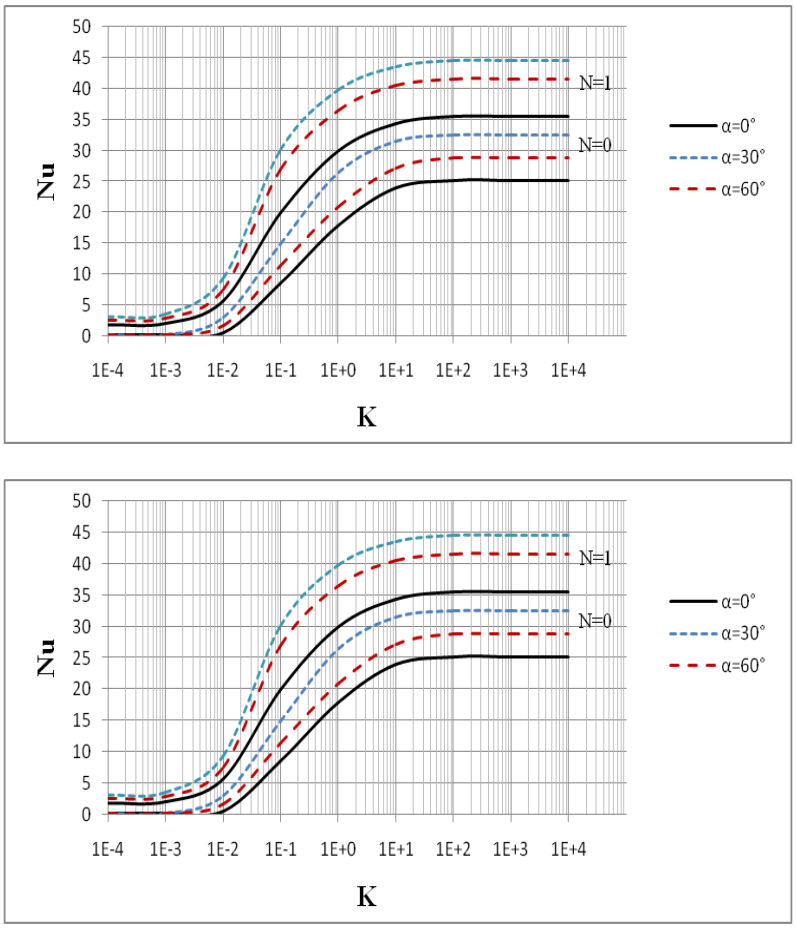


Figure 3 : effet de la l'anisotropie K sur les transferts de chaleur et de masse pour déférents valeur de α et N avec $Ra=10^4$ et $Da=10^{-4}$, $\lambda=10$

Références

1. D.A. Nield and A. Bejan, Convection in porous media, Springer (1999).
2. A. Mojtabi , MC. Charrier-Mojtabi, Handbook of Porous Media, Edition, Taylor and Francis , New York . 2 (2005) 269–320.
3. M. Mamou,Transport Phenomena in porous Media,Elsevier, Oxford (2002).
4. J. W. Taunton, E. N. Lightfoot, Thermohaline instability and salt fingers in a porous medium. Physics of Fluids, 15 (1972) 748–753
5. M. S. Malashetty, Anisotropic thermoconvective effects on the onset of double-diffusive convection in a porous-medium. International Journal of Heat and Mass Transfer.36 (1993) 2397–2401.
6. A.C. Baytas , F. Ingham ,D. B. Pop ,Double diffusive natural convection in an enclosure filled with a step type porous layer. Int. J. thermal Science, 48 (2009) 665- 673.
7. A. Amahmid, M .Hasnaoui, P. Vasseur, Etude Analytique et Numérique de la Convection Naturelle dans une Couche Poreuse de Brinkman Doublement Diffusive. Int. J. Heat and Mass Transfer. 42-15(1999) 2991-3005
8. D. B. Ingham, I. Pop, Transport Phenomena in Porous Media, Pergarmon, Elsevier (1998).
9. R. Bennacer, A.Tobbal, H. Bej , P.Vasseur, Double Diffusive Convection in a Vertical Enclosure Filled with Anisotropic Porous Media. Int. J. Thermal Sciences. 40-1(2001) 30-41.

10. S.Safi , S.Benissaad, Heat and Mass Transfer in Anisotropic Porous Media. Advanced in Theoretical and Applied Mechanics. 5 (2012) 15-26.
11. C. Parthiban , P. R. Patil , Effect of Inclined Temperature Gradient on Thermal Instability in an Anisotropic Porous Medium. Warme-und Stoffubertragung, 29 (1993) 63-69.
12. D. Jaya Krishna , B.Tanmay , Natural convection in a heat generating hydrodynamically and thermally anisotropic non-Darcy porous medium .International Journal of Heat and Mass Transfer. (2008) 4691–4703.
13. N. Hadidi, Y.Ould-Amer, Bi-layered and inclined porous collector: Optimum heat and mass transfer. Energy .51 (2013) 422-430
14. A. Jaya Krishna, B .Tanmay Basak, K. Sarit Das, Natural convection in a heat generating hydrodynamically. International Journal of Heat and Mass Transfer, 51 (2008) 4691–4703.
15. A. Barletta, D.A.S. Rees , Local thermal non-equilibrium analysis of the thermoconvective instability in an inclined porous layer .International Journal of Heat and Mass Transfer, 82 (2015) 206–212.
16. J .NI, C. Beckermann, Natural Convection in a Vertical Enclosure Filled with Anisotropic Porous Media. Journal of Heat Transfer, 113 (1991)1033-1037.
17. S.V. Patankar, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere, New York (1980).

Numerical study of laminar combined convection heat transfer of Al_2O_3-water nanofluid flow in a heated annular pipe

Mohamed BENKHEDDA[1], Toufik BOUFENDI[2*]

[1]Faculty of Sciences, M'Hamed Bougara University, Boumerdes, Algeria
[1]Energy Physics Laboratory, Faculty of Science, Brothers Mentouri University, Constantine, Algeria

[2]Energy Physics Laboratory, Faculty of Science, Brothers Mentouri University, Constantine, Algeria
[*]Corresponding author: boufendit@yahoo.fr

Abstract - This study concerns the 3D flow field and heat transfer of Al_2O_3-water nanofluid, in an annulus. The external pipe is subjected to a uniform heat flux, while the inner cylinder is adiabatic. By using the nanofluid single phase approach and the finite volume method, the numerical simulation is carried out for a fixed radius ratio and solids concentration while the Reynolds and Grashof numbers are varied. Globally, the results show a qualitative similarity with those obtained with a base fluid alone. As expected, the mixed convection Nusselt number becomes more superior to that of the forced convection when the Grashof number is increased. With a fixed Reynolds number, the temperatures undergo a circumstantial variation under the influence of the Gr number with significant azimuthally variation and for the same concentration, temperatures within the nanofluid are strongly influenced by the Re number.

Keywords: combined convection, nanofluid, annular pipe, single phase model, simulation.

Nomenclature

C_p	specific heat, *J/kgK*
D_h	hydraulic diameter *(=D_o-D_i), m*
D_i	inner diameter, *m*
D_o	outer diameter, *m*
g	gravitational acceleration, $m.s^{-2}$
h	heat transfer coefficient, W/$m^2.K$
Gr	Grashof number,
k	thermal conductivity, W/*m.K*
k_B	Boltzman constant,$(= 1.3807 \times 10^{-23}\ J/K)$
L	length duct, *m*
Nu	local Nusselt number, $\left(= \frac{q_w D_h}{k_{nf}(T_w - T_b)}\right)$
p	pressure, kg/$m.s^2$
p^*	dimensionless pressure, $(= \frac{p}{\rho_{nf} V_0^2})$
Pr	Prandtl number,
q_w	heat flux, *(W/m^2)*
Re	Reynolds number,$(= \frac{\rho_{nf}\, V_0\, D_h}{\mu_{nf}})$
r_i	inner radius, *m*
r_i^*	dimensionless inner radius, $r_i^* = \frac{r_i}{D_h}$
r_o	outer radius, *m*
r_o^*	dimensionless inter radius, $r_o^* = \frac{r_o}{D_h}$
t	time, *s*
t^*	dimensionless time $(= \frac{v_0\, t}{D_h})$
T	temperature, *K*
T^*	dimensionless temperature, $\left(= \frac{T - T_0}{q_w D_h / k_{nf}}\right)$
u	radial velocity, *m/s*
u^*	dimensionless radial velocity, $(= \frac{u}{v_0})$
v	axial velocity , *m/s*
v^*	dimensionless axial velocity, $(= \frac{v}{v_0})$
w	tangential velocity, *m/s*
w^*	dimensionless tangential velocity, $(= \frac{w}{v_0})$
z	axial coordinate, *m*
z^*	dimensionless axial Coordinate, $(= \frac{Z}{D_h})$

Greek symbols

α	thermal diffusivity, $(= \frac{\mu_{nf}}{\rho_{nf}})$ m^2/s
β	volumetric expansion coefficient, K^{-1}
θ	angular coordinate, *rad*
μ	dynamic viscosity, *kg m /s*
ρ	density, *kg/ m^3*
$\emptyset$	nanoparticles volume fraction

Subscripts

s	solid phase
f	base fluid

i inner wall
o outer wall
nf nanofluid
w wall
0 inlet condition

1. Introduction

Nanofluid is the term applied to suspension nanoparticules solids of nanometer size (<100 nm), metallic as Cu, Ag or non-metallic as CuO, TiO_2, Al_2O_3 in the conventional fluids as water, oil or ethylene glycol. The thermal conductivity of conventional fluids is very low compared to the solid particles. Then, adds the solid nanoparticles in the fluid to increase the effective thermal conductivity of the mixture. Nanofluids have novel properties that make then potentially useful in many applications, [1, 2]. Masuda et al. [3] worked on the thermal conductivity and the viscosity with suspensions of nanoparticles of Al_2O_3, SiO_2, and TiO_2 , they observed almost 30% increase in the thermal conductivity of nanofluid in comparison with base fluid.

Since a decade ago, researches publications related to the use of nanofluids as active fluids in the mixed convection heat transfer with the fluid flow was retarded numerically and experimentally at the same time. The first work on convective flow and heat transfer of nanofluids, was presented by Pack and Cho [4]. Mixed and forced convection heat transfer in the annular spaces is a significant phenomenon in engineering systems as it is an ordinary and essential geometry for fluid flow and heat transfer devices. This annular geometry has many applications in engineering such as the double pipe exchangers [5], cooling the center of the nuclear reactors, thermal storage systems, solar energy systems, boilers, cooling electronics, thermal isolation, and air conditioning system. Izadi et al. [6] studied forced convection in an annular horizontal pipe numerically they showed that the dimensionless axial velocity remarkable change with the volume concentration but the profile of temperature changes slightly. Mokhtari et al. [7] also studied mixed convection in an annular space and showed the effects of some important parameters such as nanoparticle volume fraction, aspect ratio, Grashof number, and heat flux, it is observed that the local Nusselt number increases with increase in nanoparticle concentration, Grashof number, and radius ratio. Dawood et al. [8] presented reviews of various researches on fluid flow and heat transfer behavior in an annulus. A basic description of the convection heat transfer is given. Numerical and experimental investigations are conducted according to the concentric and eccentric annuli.

At the end of this literature review, it is clear that the convective transfer in a nanofluid deserves some interest in its development in an annular geometry. It is essentially the subject of this article. It is to treat the laminar convective flow of Al_2O_3-water nanofluid in horizontal annuli with constant heat flux imposed at the external cylinder while the internal cylinder is adiabatic and to deduce the influence of different control parameters such as Reynolds and Grashof numbers and the volume concentration solid particles.

2. Thermo-physical Properties of Nanofluid

The physical and thermal properties such as density, viscosity, specific heat, and thermal conductivity of the nanofluids are calculated using different appropriate formulae which are as follows:

The density of the nanofluids is calculated according to Pack and Cho's equation [4]:

$$\rho_{nf} = (1 - \emptyset)\rho_f + \varphi\rho_s \quad (1)$$

The formula for calculating the specific heat of nanofluids. Xuan et al. [2] is:

$$(\rho Cp)_{nf} = (1 - \varphi)(\rho Cp)_f + \varphi(\rho Cp)_s \quad (2)$$

The Hamilton-Crosser [9] model, which introduces the shape factor of the nano particles:

$$k_{nf} = \frac{(k_s+(n-1)k_f)-(n-1)\varphi(k_f-k_s)}{k_s+(n-1)k_f+\varphi(k_f-k_s)} k_f \quad (3)$$

where n is a shape factor defined by $n = 3/\Psi$ and Ψ is the ratio of the sphericity defined as the ratio of the surface area of a sphere with volume equal to that of the particle, to the surface area of the particle, n=3 for spherical nanoparticles.

The Brinkman [10] model for spherical nanoparticle

$$\mu_{nf} = \frac{\mu_f}{(1+\emptyset)^{2.5}} \quad (4)$$

Khanafer et al. [11] provides a model which calculates the coefficient of thermal expansion:

$$(\rho\beta)_{nf} = \left[\frac{1}{1+\frac{(1-\emptyset)\rho_f}{\emptyset\rho_s}} \frac{\beta_s}{\beta_f} + \frac{1}{1+\frac{\emptyset}{(1-\emptyset)} \frac{\rho_s}{\rho_f}}\right]\beta_f \quad (5)$$

The physical properties of the base fluid and Al_2O_3 nanoparticules at 293K are presented in Table 1 [12] and Table 2 shows the properties of nanofluid for various volume fractions

Table 1 : Thermophysics properties at 293 K

	β (K^{-1})	k (W m^{-1} K^{-1})	Cp (J kg^{-1} K^{-1})	ρ (kg m^{-3})	μ (Ns m^{-2})
water	$2.1\ 10^{-4}$	0.613	4179	997.1	8.91×10^{-4}
Al_2O_3	$0.85\ 10^{-5}$	40	765	3970	-

Table 2: Variation of thermophysics properties with particle volume fraction for (Al_2O_3-water) nanofluids

Type of fluide	∅%	μ_{nf}(mP.s)	Cp_{nf} (J $kg^{-1}K^{-1}$)	ρ_{nf}(kg m^{-3})	k_{nf}(W $m^{-1}K^{-1}$)	β_{nf} (K^{-1}
Water	0 %	0,891	4179	997,1	0,613	21
Al_2O_3/water	1 %	0,914	4144,86	1026,83	0,631	20,2
Al_2O_3/water	2 %	0,937	4110,72	1056,56	0,649	19,5
Al_2O_3/water	3 %	0,961	4076,58	1086,29	0,667	18,8
Al_2O_3/water	4 %	0,987	4042,44	1116,02	0,686	18,1
Al_2O_3/water	5 %	1,013	4008,3	1145,74	0,705	17,5
Al_2O_3/water	6 %	1,04	3974,16	1175,47	0,725	16,9
Al_2O_3/water	7 %	1,068	3940,02	1205,2	0,745	16,4
Al_2O_3/water	8 %	1,098	3905,88	1234,93	0,765	15,8
Al_2O_3/water	9 %	1,128	3871,74	1264,66	0,786	15,3
Al_2O_3/water	10 %	1,16	3837,6	1294,39	0,807	14,8

3. Mathematical Formulation

The considered problem is a 3D laminar forced and mixed convection of the (Al_2O_3-water) nanofluid flow in horizontal annular duct of length L, formed by two concentric cylinders, inner radius r_i and outer radius r_o. The outer cylinder is subjected to imposed uniform parietal heat flux while the inner cylinder is adiabatic. Figure 2 shows the geometry of the problem. The single-phase model approach is the mathematical model that will be applied to solve this problem with some simplifying hypothesis. The nanofluid is assumed incompressible and Newtonian with negligible viscous dissipation and pressure working. The fluid and solid phases are in thermal equilibrium with the same velocity of movement and the Boussinesq approximation is adopted.

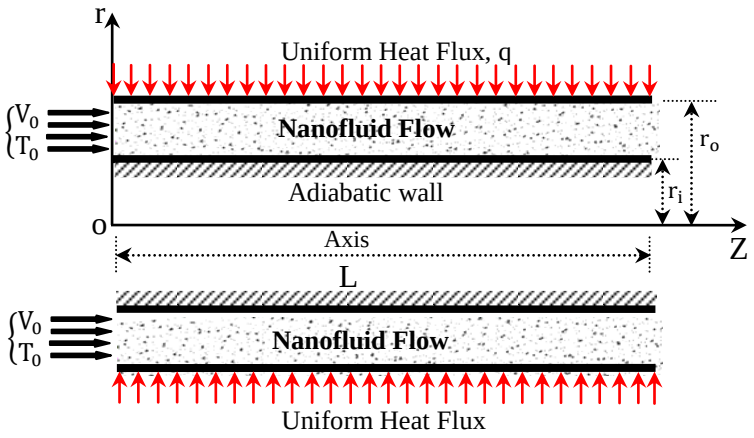


Figure 1: The physical model and the geometry corresponding

a. Governing equation

Under the above mentioned conditions, the conservation equations, written in the dimensionless and vectorial forms with their appropriate boundary conditions are as follows:

At $t^* = 0$:

$$u^* = w^* = v^* = T^* = 0 \tag{6}$$

At $t^* > 0$:

i. Mass equation

$$\frac{\partial \rho}{\partial t^*} + \boldsymbol{\nabla} \cdot (\rho \boldsymbol{V}^*) = 0 \tag{7}$$

ii. Momentum equation

$$\frac{\partial \boldsymbol{V}^*}{\partial t^*} + \boldsymbol{\nabla} \cdot (\boldsymbol{V}^* \boldsymbol{V}^*) = -\boldsymbol{\nabla} P^* + \left[(1/Re_0) \left(\frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{1}{(1-\emptyset)^{2.5}} \right) \right] [\boldsymbol{\nabla} \cdot (\mu^* \boldsymbol{\nabla} \boldsymbol{V}^*)] + \left[\left(Gr_0 / Re_0^2 \right) \frac{(1-\emptyset)(\rho\beta)_f + \emptyset(\rho\beta)_s}{\beta_f \times \left((1-\emptyset)\rho_f + \emptyset\rho_s \right)} \right] T^* \tag{8}$$

iii. Energy equation

$$\frac{\partial T^*}{\partial t^*} + \boldsymbol{\nabla} \cdot (\boldsymbol{V}^* T^*) = \left[(1/Re_0 Pr_0) \frac{(\rho C_p)_f}{(\rho C_p)_{nf}} \right] \left[\boldsymbol{\nabla} \cdot \left(\frac{k_{nf}}{k_f} \boldsymbol{\nabla} T^* \right) \right] \tag{9}$$

b. Boundary conditions

This set of nonlinear elliptical governing equations has been solved with the following boundary conditions:

- At the inlet of the duct : ($Z^* = 0$)

$r_i^* \le r^* \le r_o^*$ and $0 \le \theta \le 2\pi$: $u^* = w^* = 0,\ v^* = T^* = 1$ (10)

- At the outlet of the duct : $(Z^* = L^*)$

$$r_i^* \le r^* \le r_o^* ; 0 \le \theta \le 2\pi : \frac{\partial u^*}{\partial Z^*} = \frac{\partial w^*}{\partial Z^*} = \frac{\partial v^*}{\partial Z^*} = \frac{\partial}{\partial Z^*}\left(\frac{\partial T^*}{\partial Z^*}\right) = 0 \quad (11)$$

(the duct length L is 200 time of the hydraulic diameter D_h to insure that the fully developed condition is reached at the outlet)

At the outer wall of the inner cylinder: $r^* = r_i^*$

$$0 \le \theta \le 2\pi,\ 0 \le Z^* \le L^* \qquad u^* = w^* = v^* = 0 \text{ and } \left.\frac{\partial T^*}{\partial r^*}\right|_{r^*=r_i^*} = 0 \quad (12)$$

At the outer wall of the outer cylinder: $r^* = r_o^*$

$$0 \le \theta \le 2\pi,\ 0 \le Z^* \le L^* \qquad u^* = w^* = v^* = 0 \text{ and } \left.\frac{\partial T^*}{\partial r^*}\right|_{r^*=r_o^*} = \frac{k_f}{k_{nf}} \quad (13)$$

Along the angular direction, the periodic conditions are imposed.

The heat transfer is notified by the Nusselt number, which reflects the relative ration of convective to conductive heat transfer. Since the surface of the inner cylinder is adiabatic, the Nusselt number will be reported to the outer surface of the outer cylinder.

At steady state, the local Nusselt number depending on angular and axial position is expressed by the following equation:

$$Nu(\theta, z^*) = \frac{h_o(\theta,z)D}{k_{nf}} = \left[\frac{(k_{nf}/k_f)(\partial T^*/\partial r^*)|_{r^*=1}}{T^*(1,\theta,z^*) - T^*_b(z^*)}\right] \quad (14)$$

where the dimensionless bulk fluid temperature is:

$$T_b^*(z^*) = \frac{\int_{R_i^*}^{R_e^*}\int_0^{2\pi} V^*(r^*,\theta,z^*)T^*(r^*,\theta,z^*)r^* dr^* d\theta}{\int_0^{\frac{1}{2}}\int_0^{2\pi} V^*(r^*,\theta,z^*)r^* dr^* d\theta} \quad (15)$$

The local axial mean peripheral Nu number is:

$$Nu(z^*) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} Nu(\theta, z^*)d\theta \quad (16)$$

and the average Nu for the whole interface is :

$$Nu(z^*) = \frac{1}{100}\int_0^{100} Nu(z^*)dz^* \quad (17)$$

4. Numerical Resolution

This set of coupled non-linear differential equations was discretized by the finite volume method, Patankar [13]. The temporal discretization of the derivation terms follows the backward Euler scheme whereas the convective and the non-linear terms follow the Adams-Bashfort scheme whose the truncation error is of Δt^{*2}. The spatial disretization of the diffusive terms and the pressure gradient follows the fully implicit central difference scheme. The systems of the linearized algebraic equation obtained are solved by the SIMPLER algorithm, [13]. With step time of $\Delta t^* = 10^{-3}$, the time marching is continued until the steady state is reached. The convergence is confirmed by the satisfaction of the global mass and energy balances. The influence of the mesh has already been the subject of previous work [15]. In the r^*, θ , z^* directions, four numerical grids were used to tests on the influence of the mesh 26x22x42, 26x44x83, 26x44x162 and 26x88x323 successively. It was also verified that the relative difference between the maximum values of the heat flux at the interface does not exceed

0.1% for both high meshes. Finally, so we chose to adopt the 26x44x162 mesh. A validation concerning the forced convection is verified by the comparison of our results with those of Nazrul and al. [14]. The results concern the axial Nusselt number at the interface of the external cylinder and the fluid for the forced convection case. The comparison shows a good agreement, Fig. 2.The numerical code used, is a transformation of the code developed in the first step by Boufendi and Afrid [15] and in the second step by Touahri and Boufendi [16,17].

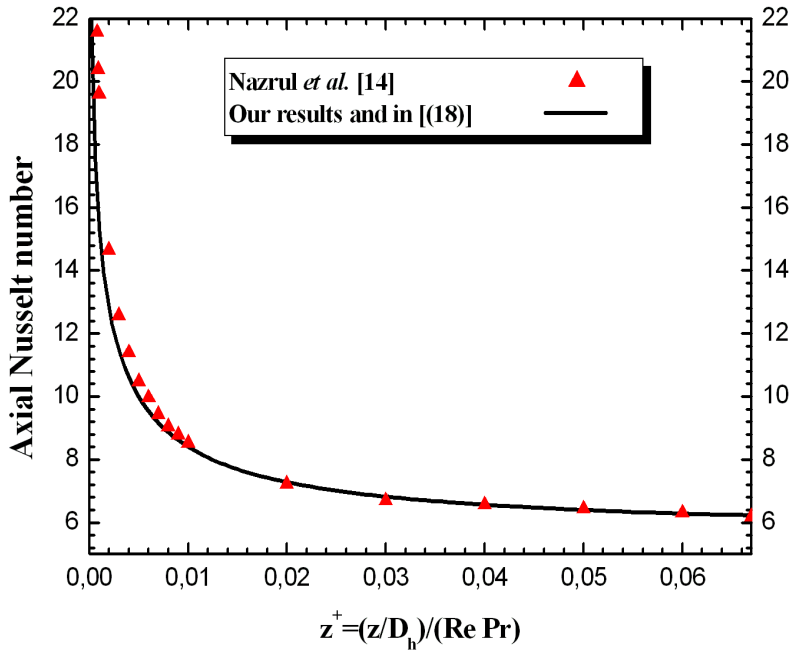


Figure 2: Axial evolution of the mean Nusselt number; comparison with the results of [14]

5. Results and discussion

In this study is presented for different Reynolds number (500 to 2000), and Grashof number 0, 10^4, 10^5, a volume concentration of 4%. The results show:

a. The hydrodynamic and thermal fields

The hydrodynamic (a) and the thermal fields (b) are illustrated in Fig. 4 and 5 for the forced (Gr=0) and mixed cases (Gr=104, 105) at the exit duct. In the forced regime (a), the velocity distribution show a central area where it is high and areas where velocities are low located on either side of this central part.This velocity distribution obeys a parabolic velocity profile which is characteristic of a hydrodynamically developed state. In all the cases studied, this profile is quickly reached near the entrance where the axial velocity assumes a maximum value at the center of the annulus which is about 1.476. From topographically viewpoint, the iso velocities are concentric circles. Thermal fields are also shown in Fig. 4 and 5 for the two cases (b). The topography of the thermal fields shows for the case Fig. 4(b) that the isothermal surfaces are concentric circles whose temperature variation decreases from the outer wall to adiabatic. In all cases the maximum temperatures are on the outer pipe and minimums are on the inner conduit. In the Fig.5 (b), these profiles clearly illustrate the influence of natural convection by the deformation of the isotherms, which are almost flattened in the entire upper part of the annular space. These different qualitative

and quantitative variations are characteristic of the mixed convection in a pipe since the gradients of angular temperatures are not zero. However, two other important points emerge through our results: (i) For the same concentration of nanoparticles, temperatures within the nanofluid are strongly influenced by the Reynolds number. They decrease with increasing Reynolds number. (ii) For the same Reynolds number, temperatures undergo circumstantial change with concentration. They increase substantially with increasing concentration.

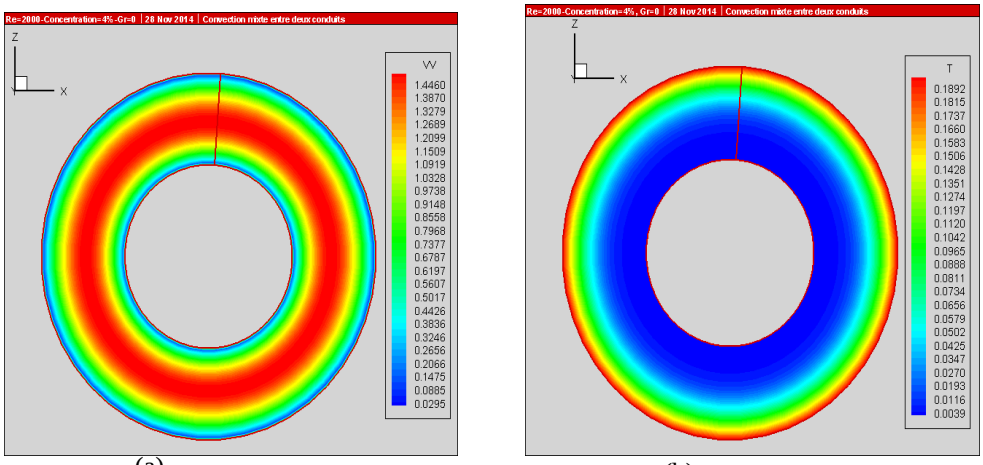


Figure 4: The isolines velocity (a) and the isotherms (b) for Al_2O_3 nanofluid at the exit in forced convection case($Re = 2000, Pr = 6.69;\ \emptyset = 4\%$)

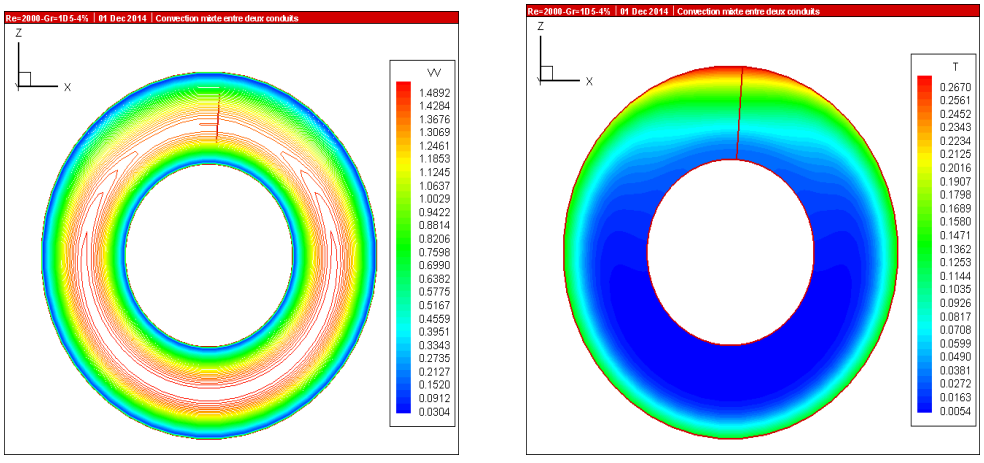


Figure 5: The isoline velocity (a) and the isotherms (b) for Al_2O_3 nanofluid at the exit in mixed convection cases ($Re = 2000, Pr = 6.69;\ \emptyset = 4\%$)

b. Heat transfer

The heat transfer is illustrated with the Nusselt numbers for the forced and mixed convection cases. For the convection mode, Fig. 6 shows the variation of the Nu along the duct for different Reynolds numbers. It is clear that these variations with abrupt decrease in the short entrance zone and a very slow diminution and asymptotic, constant at the large exit zone is physically acceptable with the same behaviour for a fluid flow in forced convection. In contrast, the Fig. 7 illustrates perfectly the effect of the increase of the Grashof number on the evolution of the nanofluid along the pipe. For a same Reynolds number and a same concentration of nanoparticles the Nusselt number increase with the increasing of the Grashof number.

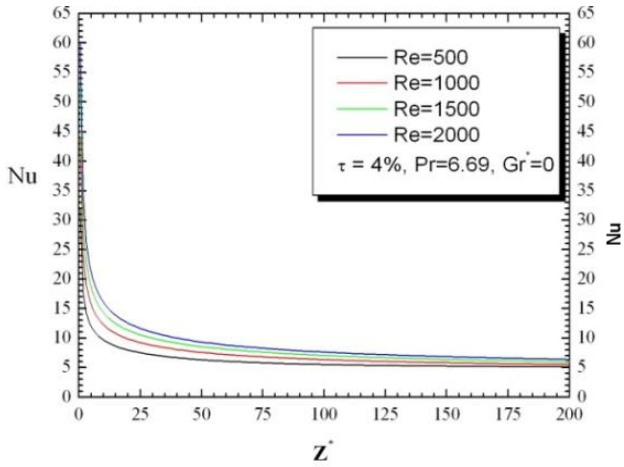


Figure 6: The Nusselt number Profiles along the annulus for the forced convection case

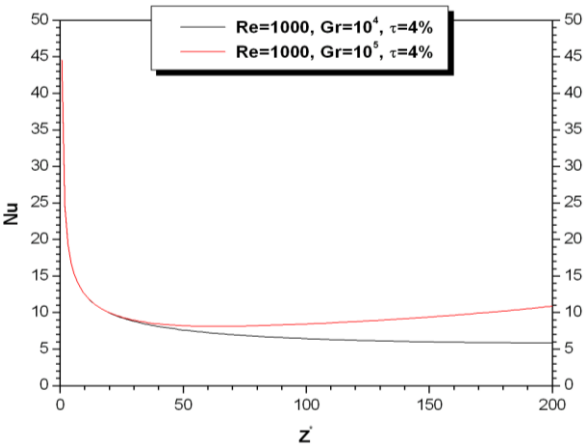


Figure 7: The Nusselt number Profiles along the annulus for the mixed convection case

6. Conclusion

This work is a numerical simulation of convective heat transfer in nanofluid flowing through an annulus formed by two horizontal concentric cylinders. The inner cylinder is adiabatic while the outer cylinder is subjected to constant parietal heating. The results can be synthesized as follow: when the concentration is fixed, the temperature within the nanofluid is strongly influenced by the Reynolds number. They decrease with increasing Reynolds number. Whereas for the same Reynolds number, temperatures undergo circumstantial change with concentration. Also, by the influence of the Grashof number, it is seen that very near the inlet, the variation of the temperature of the interface is similar to that of the forced convection. Under the effect of natural convection, the azimuthally variation of the temperature at the interface becomes large. The increase Grashof increases the heat transfer quantified by growth Nusselt number.

References

90. J. A. Eastman, S. Choi, W. Li, S. Yu, L.J. Thompson. Anomalously increased effective thermal conductivities of ethylene glycol-based nanofluids containing copper nanoparticles. J. Appl. Phys. Letters. 78 (2001) 718–720.

91. Y. Xuan, Q. Li Heat transfer enhancement of nanofluids. Int. J. Heat Fluid Flow. 21 (2000) 58–64.

92. H. Masuda, A. Ebata, K. Teramae, N. Hishinuma, Alteration of thermal conductivity and viscosity of liquid by dispersing ultra-fine particles (dispersion of r-Al2O3, SiO2, and TiO2 ultra-fine particles), Netsu Bussei. Japan, 4 (1993) 227–233.

93. B. Pak, Y.I. Cho. Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particle. Heat Transfer, 11 (1998) 151–70.

94. H. A. Mohammed. Laminar mixed convection heat transfer in a vertical circular tube under buoyancy-assisted and opposed flows. Ener. Conver. Management. 49 (8) (2006) 1–15.

95. M. Izadi, A. Behzadmehr, D. Jalali-Vahida, Numerical Study of Developing Laminar Forced Convection of a Nanofluid in an Annulus, Int. J. Thermal Sciences, 48 (2009) 2119–2129.

96. R. M. Moghari, F. Talebi, R. Rafee, M. Shariat, Numerical stydy of pressure Drop and Thermal Charateristics of Al_2O_3-Water Nanofluid Flow in Horizontal Annuli, Heat Transfer Engineering, 36 (2) (2015)166-177

97. H.K. Dawood, H.A. Mohammed, N. Azwadi, C. Sidik, K.M. Munisamy, M.A. Wahid, Forced, natural and mixed-convection heat transfer and fluid flow in annulus: A review, Int. Comm. Heat Mass Transfer, 62 (2015)45–57

98. R. L. Hamilton, O. K. Crosser. Thermal conductivity of heterogeneous two-component system. I & EC Fundamental, 1 (3) (1962) 187–191.

99. H.C. Brinkman, The viscosity of concentrated suspensions and solutions, J. Chem. Phys. 20: (1952) 571-581.

100. K. Khanafer, K. Vafai, M. Lightstone, Buoyancy driven heat transfer enhancement in a two dimensional enclosure utilizing nanofluids, Int. J. Heat Mass Transfer. 46 (2003) 3639–3653.

101. Z. Alloui, P. Vasseur, M. Reggio, Natural convection of nanofluids in a shallow cavity heated from below. Int J Thermal Sciences. 50 (2010) 1–9.

102. S. V. Patankar. Numerical Heat Transfer and Fluid Flow. Hemisphere Publishing Corporation, New York, (1980).

103. I. Nazrul, U.N. Gaitonde, G.K. Sharma, Mixed convection heat transfer in the entrance region of horizontal annuli, Int. J. Heat Mass Transfer, 44 11 (2001) 2107-2120.

104. T. Boufendi, M. Afrid, Three-dimensional conjugate conduction-mixed convection with variable fluid properties in a heated horizontal pipe. Rev. Energ. Renouv, 8 (2005) 1-18.

105. S. Touahri, T. Boufendi, Numerical study of the conjugate heat transfer in a horizontal pipe heated by Joulean effect, Thermal Science, 16 1 (2012) 53-67.

106. S. Touahri, T. Boufendi, Conjugate heat transfer with variables fluid properties in a heated horizontal annulus, Heat Transf. Res. 10.1615/HeatTransRes.2015005019 pages 1019-1038 (2015).

107. S.Touahri, T. Boufendi, In: Dincer, I., Çolpan, C. Ö, Kızılkan, Ö., Acar, C., Hamut, H. S., Ezan M. Özbilen, (eds.), Proc. of the 13th Int. Conf. on Clean Energy, Istanbul, Turkey, (2014), 3183-3190.

THÈME 10

ÉNERGIES RENOUVELABLES ET ENVIRONNEMENT

Simulation d'un séchoir solaire indirect à convection forcée pour les produits agroalimentaires

Mohamed Yacine NASRI[1*], Azeddine BELHAMRI[1]

[1]Laboratoire de Génie Climatique
Département de Génie Climatique, Faculté des Sciences de la Technologie. Université Frères Mentouri – Constantine 1. Campus Ahmad Hamani, 25000 Constantine, Algérie
[*] yacinovnasri@yahoo.fr

Résumé
Dans ce travail, nous nous intéressons au séchage solaire des fruits, notamment les tranches de la pomme de terre et en utilisant un séchoir solaire indirect. Afin d'étudier le comportement du séchoir, et la dynamique du séchage, nous avons conçu et simulé un séchoir solaire indirect, fonctionnant en convection forcée. Les conditions climatiques et solaires sont celles de Constantine, le jour du 11 Juillet est choisi, car c'est le jour le plus chaud dans l'année 2014. Le bilan énergétique est à la base de l'extraction des modèles séchoir.la discrétisation des équations, et la résolution des systèmes par la méthode de Gauss Seidel, ont permis d'engendrer les différents paramètres énergétiques des modèles. Le capteur solaire à air à simple vitrage est étudié en considérant un système d'équation différentielle, en utilisant la méthode itérative Gauss Seidel pour les différents éléments du capteur. Dans la suite de notre travail, nous nous sommes penchés sur l'influence de certains paramètres sur la cinétique du séchage. Au terme de cette étude, nous avons conclu que la température de l'air asséchant représente le paramètre le plus important agissant sur la cinétique du séchage.

Mots Clés : Séchage solaire, capteur solaire, séchoir indirect, cinétique du séchage.

Nomenclature

MR	taux d'humidité,*%*	*pi*	paroi intérieure
Cp	capacité thermique, $j.kg^{-1}.k^{-1}$	*pe*	paroi extérieure
mp	masse de la paroi, *kg*	*vi*	vitre intérieure
S	surface d'échange, m^2	*ve*	vitre extérieure
m	Débit massique, $kg.s^{-1}$	*ii*	isolant intérieure
Surf	surface d'échange, m^2	*ie*	isolant extérieure
M	masse de la paroi, *kg*	*n*	absorbeur
T	Température, *k*	*j*	tranche
Q	Débit d'air, $kg.s^{-1}$	*r*	rayonnement
x	teneur en eau, $kg.kg^{-1}$	*v*	vitre
P	puissance, *W*	*ev*	evaporatrice
h	coefficient d'échange thermique par convection, $W.m^{-2}.k^{-1}$	*c*	voute céleste
		am	ambiance
k	coefficient d'échange thermique par conduction, $W.m^{-2}.k^{-1}$	*p*	polystyrène
		b	brique
Indices et exposants		*t*	temps
ach	air chaud	*0*	initial
f	fruit	*e*	équilibre

1. Introduction

Les dernières publications de l'Office National des Statistiques (ONS) révèlent qu'en Algérie, la consommation de la pomme de terre occupe la deuxième place avec 32 kg/an/habitant, venant juste après les céréales et ses dérivés [1]. En 2003, la superficie consacrée à la pomme de terre a augmenté de 22 % par rapport à 2002 [2]. Comme cette augmentation de production s'est réalisée en un temps très court, les capacités de stockage n'ont pas suivi le même rythme. Le problème de l'entreposage et de la transformation des tubercules est alors posé.

Les techniques de séchage peuvent offrir une solution satisfaisante pour la conservation des pommes de terre. Le séchage des pommes de terre par différentes techniques a été étudié par plusieurs chercheurs [3]. D'autres études ont abordé l'influence du séchage sur les propriétés des produits séchés.

L'Algérie dispose d'un important ensoleillement durant la majeure partie de l'année. Elle bénéficie d'une durée annuelle moyenne d'ensoleillement de l'ordre de 2500 heures, et reçoit une énergie solaire moyenne quotidienne de 16.2 à 27 MJ/m2 sur le plan horizontal [4]. Cette énergie est suffisante, particulièrement en été, pour satisfaire toute la demande énergétique en séchage des produits agricoles [4]. L'augmentation des prix et la pénurie de carburants ont conduits à des études et recherches profondes sur l'utilisation de l'énergie solaire comme source énergétique alternative, particulièrement dans les pays en voie de développement [4].

Le séchage solaire, comme moyen de conservation des aliments, a été considéré le système le plus utilisé de l'énergie solaire. Le séchage des fruits et légumes est l'un des processus des grands consommateurs d'énergie dans l'industrie de transformation alimentaire et constitue une meilleure méthode de réduire des pertes après la récolte. D'un point de vue économique, l'utilisation des séchoirs solaires est la solution préférée car ils sont faciles à construire avec des outils et des matériaux localement disponibles et peuvent fonctionner par convection forcée ou naturelle.

Beaucoup des scientifiques ont étudié la modélisation de séchage solaire des produits agricoles et il y a également simulation des études sur les séchoirs solaires (directs, indirects) et le comportement de divers légumes et fruits, caractérisé par la cinétique de séchage.

L'objectif de notre travail consiste à développer un modèle mathématique, pour le séchage solaire sur couche mince des tranches de la pomme de terre, en utilisant un séchoir solaire indirect à convection forcée dans les conditions écologiques typiques du temps.

A cet effet, un système d'équations régissant le fonctionnement du séchoir et les différents coefficients d'échange thermique est établi. Une simulation mathématique nous a permis d'obtenir des résultats représentés graphiquement, suivi par une analyse et une discussion, des résultats.

2. Modélisation

2.1.Choix et description du système

Le système étudié présenté sur la *figure 1* est un séchoir indirect, constitué des éléments suivants :

- *Une unité de production d'air chaud* :

Constitué d'un capteur solaire à air à simple circulation et à simple vitrage, incliné de 30° (Latitude de la ville de Constantine) par rapport au plan horizontal et orienté vers le sud. Les matériaux simulés constituants le capteur sont : Une tôle galvanisée peinte en noir, d'épaisseur 1 mm utilisée comme absorbeur, ce dernier est couvert de haut par du verre pyrex d'épaisseur 10 mm, laissant passer le rayonnement solaire, et par le bas par un polystyrène d'épaisseur 4 cm, utilisé comme isolant.

- *Une chambre de séchage* :

C'est une boite de petites dimensions (hauteur = 1m, largeur = 1m et la profondeur = 1m) Le matériau simulé constituant ce séchoir est la brique pleine en terre cuite d'épaisseur de 10 cm avec une isolation externe en polystyrène d'épaisseur de 4 cm pour minimiser l'échange de chaleur avec le milieu extérieur. Le séchoir comporte 10 claies galvanisées et grillagées, sur lesquelles sont posés les produits à sécher. Les claies sont distantes les unes des autres de 10 cm ; un espace suffisamment important pour que la circulation de l'air puisse se faire de la meilleure façon.

- *Un ventilateur extracteur* : est aussi utilisé (placé) à la fin de la hauteur du séchoir pour assurer la convection forcée.

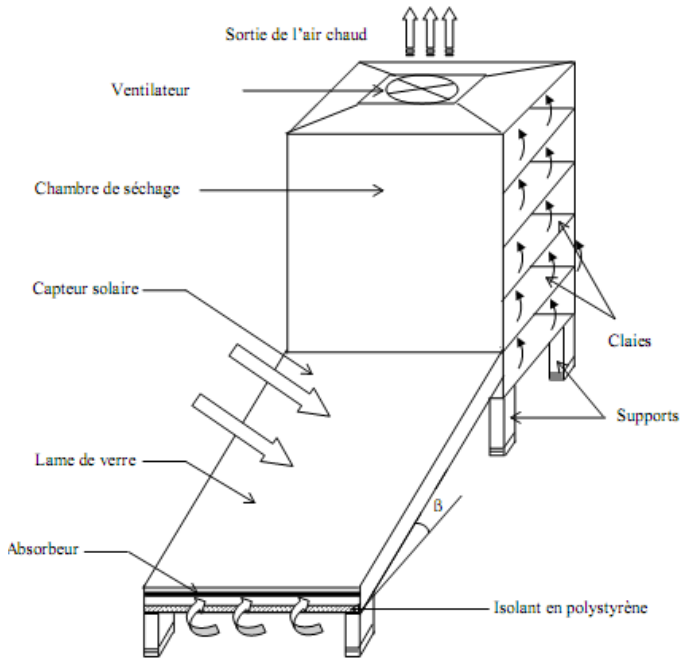


Figure 1 : Schéma du séchoir solaire

2.2. Méthode de calcul [8]

La méthode la plus efficace pour l'étude d'un tel type de séchoir est de le découper en tranches fictives et prendre une tranche «j», et l'étudier, cette méthode de la couche mince.

3. Équations

3.1. Modèle mathématique de la cinétique de Séchage

Le modèle de la cinétique s'appuie sur une formule empirique dite "modèle Phénoménologique". Ce modèle est généralement intéressant, pour estimer la valeur de la teneur en eau du produit à n'importe quel moment durant le processus de séchage. Le modèle empirique choisi pour décrire le processus de séchage des tranches de la pomme de terre est le modèle logarithmique basé sur l'étude de **P.P. Tripathy, Subodh Kumar** [5]

$$MR = \frac{X_0.X_{(t)}}{X_0.X_e} \quad (1)$$

$$MR = k0 * e^{(-k*t)} \quad (2)$$

Avec :

$$k0 = 1.005 + 4.58 * 10^{-5} * T_{ach}$$
$$k = 4.20 * 10^{-5} + 2.15 * 10^{-6} * T_{ach}$$

3.2. Bilans thermiques

3.2.1. **La boite de séchage** [6]

- *Au niveau de la surface de la paroi externe :*

$$\frac{Cp_p.mp_p}{4}.\left(\frac{\mathrm{d}Tpe}{dt}\right) = K_p.S_v.\left(T_p - T_{pe}\right) + h_{am,pe}.S_v.\left(T_{am} - T_{pe}\right) + h_r.S_v.\left(T_c - T_{pe}\right) \quad (3)$$

- *Au niveau de la surface de la paroi interne :*

$$\frac{Cp_b.mp_b}{4}.\left(\frac{\mathrm{d}T_{pi}}{dt}\right) = K_b.S_v.\left(T_p - T_{pi}\right) + h_{ach,pi}.S_v.\left(T_{ach} - T_{pi}\right) \quad (4)$$

- *Au niveau de l'air asséchant :*

$$_{ach}\ .cp_{air}\ .(T^*_{ach} - T_{ach}). = h_{ach,f}\ .S_f\ .\left(T_{ach} - T_f\right) +\ 4.h_{ach,pi}\ .S_v\ .\left(T_{ach} - T_{pi}\right) \quad (5)$$

- *Au niveau du produit (entre l'air et le fruit) :*

$$m_f.Cp_f.\left(\frac{dT_f}{dt}\right) =\ h_{ach,f}.S_f.\left(T_{ach} - T_{pi}\right) - P_{ev} \quad (6)$$

- *Au niveau de la surface intermédiaire entre la paroi externe et interne :*

$$\frac{Cp_p.mp_p}{4}.\left(\frac{\mathrm{d}T_p}{dt}\right) +\ K_p.S_v.\left(T_p - T_{pe}\right) = \frac{Cp_b.mp_b}{4}.\left(\frac{\mathrm{d}T_p}{dt}\right) + K_b.S_v.\left(T_p - T_{pi}\right) \quad (7)$$

3.2.2. **Capteur solaire** [6]

- *Echange au niveau de la face extérieure de la vitre*

$$\frac{Cp_v.M_v}{surf}.\left(\frac{\mathrm{d}Tve}{dt}\right) = \frac{P_v}{2} + h_{rve}.(T_c - T_{ve}) + h_{vv}.(T_a - T_{ve}) + h_{cv}.(T_{vi} - T_{ve}) \quad (8)$$

- *Echange au niveau de la face intérieure de la vitre*

$$\frac{Cp_v.M_v}{surf}.\left(\frac{\mathrm{d}Tvi}{dt}\right) = \frac{P_v}{2} + h_{vvn}.(T_n - T_{vi}) + h_{rnv}.(T_n - T_{vi}) + h_{cv}.(T_{ve} - T_{vi}) \quad (9)$$

- *Echange au niveau de l'absorbeur*

$$\frac{Cp_n.M_n}{surf}.\left(\frac{\mathrm{d}Tn}{dt}\right) = P_n + h_{vvn}.(T_{vi} - T_n) + h_{rnv}.(T_{vi} - T_n) + h_{van}.\left(T_{(j-1)} - T_n\right) + h_{rni}.(T_{ii} - T_n) \quad (10)$$

- *Echange au niveau de la face intérieure de l'isolant*

$$\frac{Cp_i.M_i}{surf}.\left(\frac{\mathrm{d}tii}{dt}\right) = h_{rni}.(T_n - T_{ii}) + h_{ci}.(T_{ie} - T_{ii}) + h_{vai}.\left(T_{(j-1)} - T_{ii}\right) \quad (11)$$

- *Echange au niveau de la face extérieure de l'isolant*

$$\frac{Cp_i.M_i}{surf}.\left(\frac{\mathrm{d}tie}{dt}\right) = h_{ris}.(T_s - T_{ie}) + h_{ci}.(T_{ii} - T_{ie}) + h_{vv}.(T_a - T_{ie}) \qquad (12)$$

- *Echange au niveau du fluide caloporteur (l'air)*

$$\frac{cp.Q}{surf}.\left(T_j - T_{(j-1)}\right) = h_{van}.\left(T_n + T_{ii} - 2.T_{(j-1)}\right) \qquad (13)$$

4. Résultats et discussions

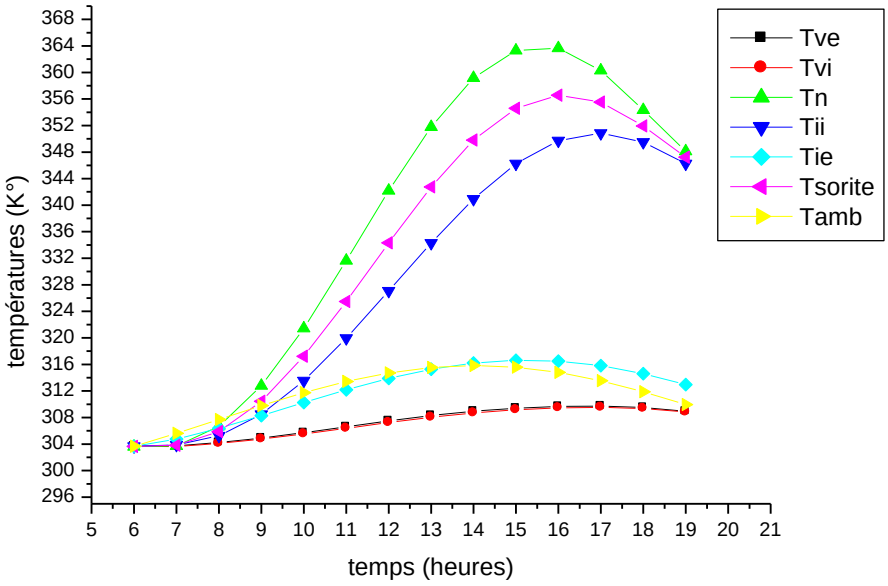


Figure 2 : Variation des températures des différents niveaux du capteur

Pour la journée de ce travail (14 Juillet 2014), le rayonnement solaire transmis par la vitre ensuite absorbée par l'absorbeur et transformé en énergie thermique qui permet d'augmenter la température de l'air de séchage et atteint à l'entrée du séchoir des températures qui varient avec la surface du capteur, ceci est montré sur les différentes courbes de la *figure 2* et *figure 3*.

Les courbes représentées sur la *figure 2* montrent la distribution des différents températures des éléments du capteur (vitre, isolant, absorbeur, l'entrée et à la sortie de l'air …) durant la période d'exposition au soleil.

Le graphe sur la *figure 3* se divise en deux parties, avant 8h.00 et après 8h.00. Avant 8h.00, et bien que le capteur est exposé de deux heures au soleil, la température n'augmente que quelques degrés. Cela est expliqué par le fait que la puissance reçue sert essentiellement à réchauffer le capteur. Le réchauffement d'une surface de 2 m² demande moins de puissance, alors que pour 4 m² demande plus. La température atteinte à 8h.00 est dite température d'équilibre [7]. La température de l'air commence à augmenter, avec l'augmentation de la surface de 2 m² à 4 m², jusqu'à atteindre une valeur maximale de 337 K jusqu'à 355 K.

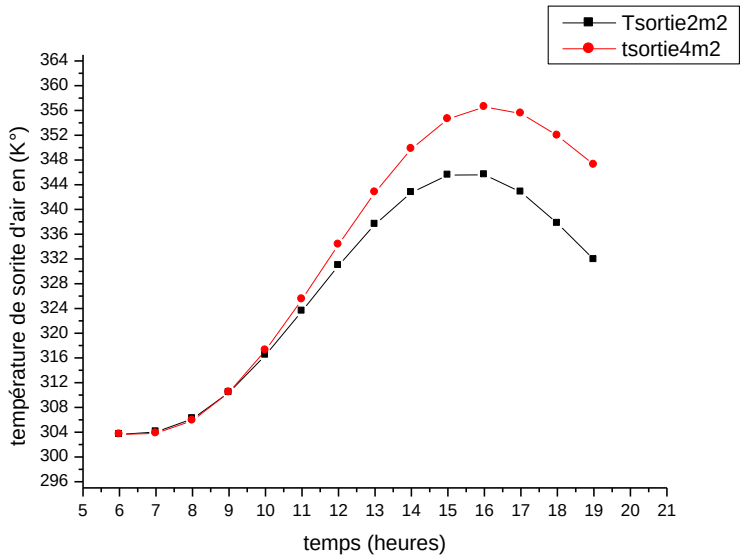


Figure 3 : Influence de la surface du capteur sur la température de sortie du capteur et d'entrée au séchoir

La *figure 4* représente la variation de la température de l'air asséchant au niveau des claies 1,5 et 10. Il est expliqué avant que l'air chauffé serve à évaporer l'eau du produit et augmenter sa température jusqu'à atteindre la température de l'air chauffée à l'entrée du séchoir.

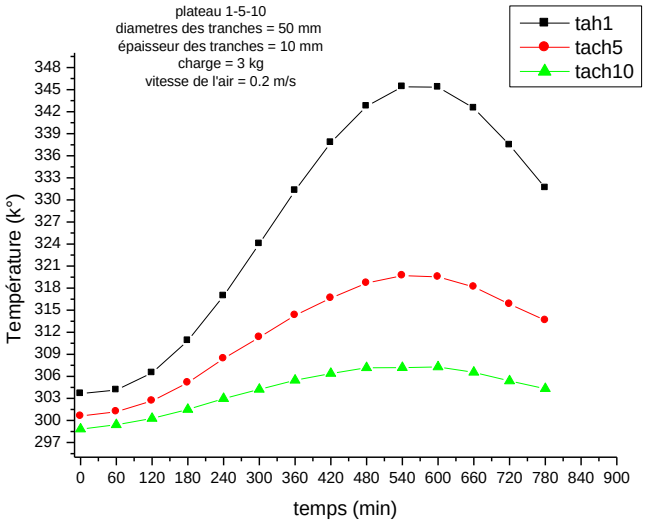


Figure 4 : Evolution de la température de l'air asséchant dans les différentes claies du séchoir

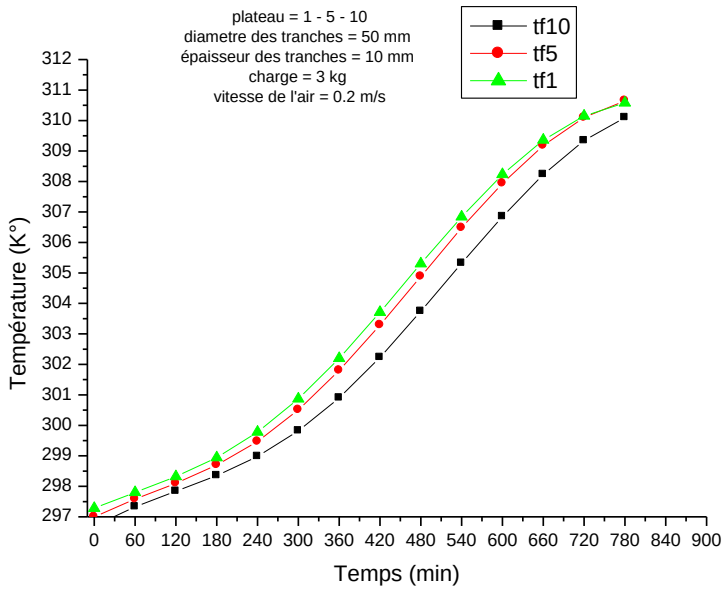


Figure 5 : Evolution de la température des tranches des pommes de terre dans les différentes claies du séchoir

La *figure 5* représente la variation de la température du produit au niveau des claies 1,5 et 10. Il est expliqué avant que l'air chauffé serve à évaporer l'eau du produit et augmenter sa température jusqu'à atteindre la température de l'air chauffée à l'entrée du séchoir.

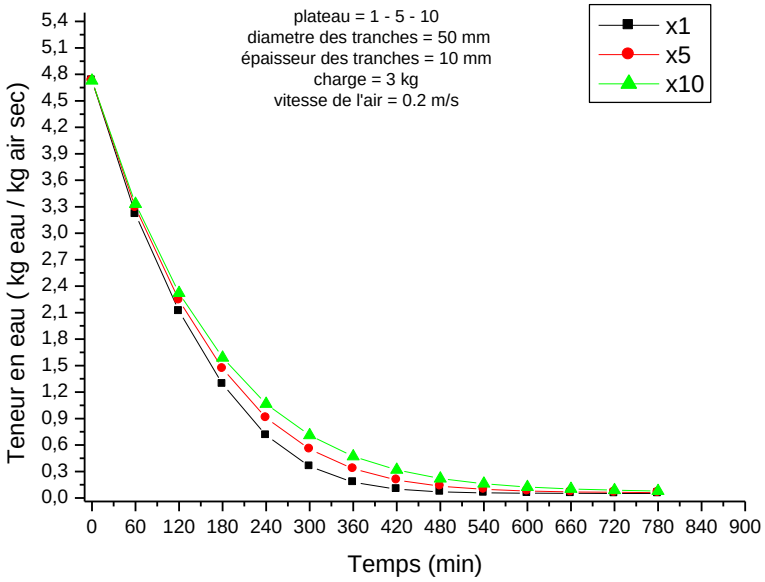


Figure 6 : Evolution de la teneur en eau des tranches dans les différentes claies du séchoir

La *figure 6* donne l'évolution en fonction du temps, de la teneur en eau dans le produit, au niveau des différentes claies du séchoir. Le produit sèche plus vite dans les premières claies, comparé au produit posé sur les dernières ; ce qui est tout à fait normal. Puisqu'au fur et à mesure

que l'air avance dans le séchoir, sa température diminue et son humidité augmente. Autrement dit, le produit humide cède son eau à l'air puisqu'il régit une pression partielle de vapeur d'eau plus faible dans l'air qu'à la surface du produit.

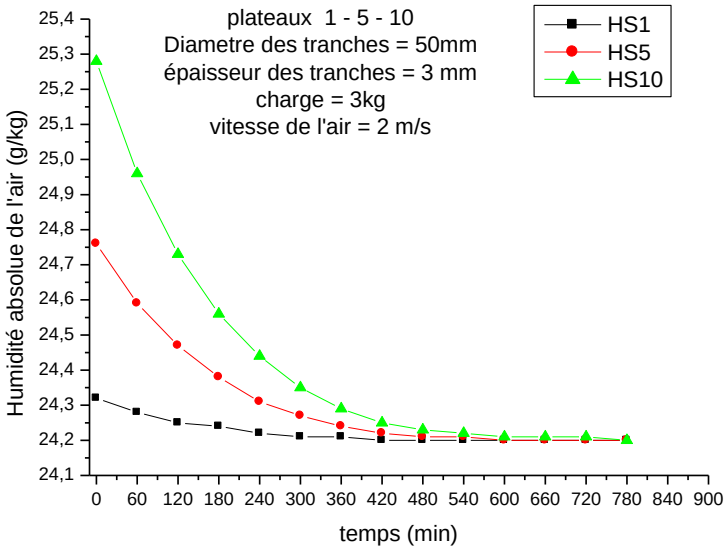


Figure 7 : Evolution de l'humidité absolue dans les différentes claies du séchoir

La *figure 7* présente l'évolution temporelle de l'humidité absolue de l'air asséchant au niveau de trois claies différentes. Dans ce cas, l'eau dégagée par évaporation du produit est récupérée par l'air chauffé. C'est-à-dire que l'air chauffé récupère plus d'eau évaporée dans la dernière claie par rapport à la première, où l'humidité récupérée par l'air diminue avec le temps ; puisqu'il y a de moins en moins d'eau à évaporer.

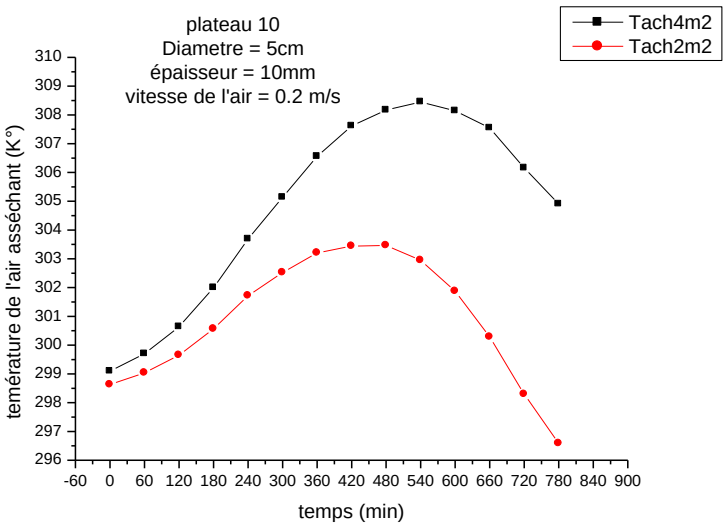


Figure 8 : Influence de la surface du capteur sur la température d'air asséchant du plateau n° 10

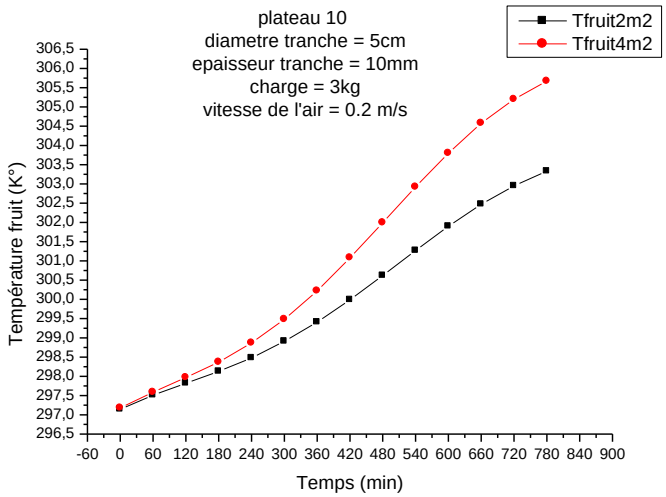


Figure 9 : Influence de la surface du capteur et la température d'entrée de l'air de séchage sur la température des tranches des pommes de terre

Les *figures 8* et *9 montrent* respectivement l'évolution des températures de l'air asséchant et les températures des tranches au niveau du 10éme plateau qui sont influencées par la variation de la surface du capteur.

5. Conclusion

L'étude théorique de l'enceinte de séchage permet, de distinguer une différence de séchage du produit se trouvant sur les différentes claies du séchoir. L'étude permet également de déterminer l'influence de la Température de l'air chauffé et aussi la variation des épaisseurs des tranches sur la cinétique de séchage.

Il est essentiel de préciser que les résultats obtenus et représentés par les différentes courbes sont en parfaite concordance avec les lois du transfert de chaleur et de masse, en particulier ceux décrivant le processus du séchage.

L'étude paramétrique permet d'évaluer l'influence de la Température de l'air chauffé se trouvant sur les claies, Ainsi la variation de l'épaisseur des tranches des produits. L'augmentation de la température est le paramètre le plus influent, qui permet de diminuer considérablement le temps de séchage.

La progression de l'air chauffé en hauteur, c'est-à-dire son passage par plusieurs claies dans le séchoir, conduit à l'augmentation de la teneur en eau du produit de ces claies. La cause de cela est l'eau dégagée du produit sous forme de vapeur d'eau, récupérée par l'air ce qui diminue sa température et par conséquent la chaleur apportée à ce produit.

Pour ces motifs, il est donc nécessaire de bien choisir les paramètres pour avoir un séchage uniforme de tout le produit, se trouvant dans le séchoir avec une optimisation du temps de séchage.

Les résultats obtenus sont similaires aux résultats des travaux antérieurs des chercheurs dans ce domaine et confirment le processus physique du séchage.

Références

7. Document, D.S.A.S.I., 'Direction des Statistiques Agricoles et des Systèmes d'Informations', Ministère de l'agriculture et du développement rural, Alger, 2003

6. Document, 'Documentation de Travail Destinée aux Agents de Suivi de la Filière Pomme de Terre', I.T.C.M.I., Institut Technique Des Cultures Maraîchères et Industrielles, Alger, 2006.

7. N. Leeratanarak, S. Devahastin and N. Chiewchan, 'Drying Kinetics and Quality of PotatoChips Undergoing Different Drying Techniques', Journal of Food Engineering, Vol. 77, N°3,pp. 512 - 517, 2005

8. L. Bennamoun et A. Belhamri. (2007) Contribution à l'étude de faisabilité de séchoirs solaires pour les produits agricoles Revue des Energies Renouvelables CER 07 Oujda (2007) 201-204.

9. P.P. Tripathy, Subodh Kumar, Determination of temperature dependent drying parameters for potato cylinders and slices during solar drying (2008) 2941–2948

10. Yves Jannot, (2007) Thermique solaire

11. Lyes Bennamoun. (2001) Simulation numérique d'un séchoir solaire adaptation au climat local Magister, Université de Mentouri Constantine, Faculté des Sciences, Département de physique

12. Michel Daguenet., (1985) Les séchoirs solaires : Théorie et pratique, UNESCO

L'influence d'orientation sur un système thermique d'un concentrateur solaire cylindro parabolique et leur performance dans plusieurs positions

Rafik LAHLOUR[1*], Nadir Bellel[1], Nadia BOUGUETAIA[1], Billel BOUMAARAF[2]

[1]Laboratoire de physique énergétique. Département de physique.

Faculté des Sciences Exactes. Université Frères Mentouri – Constantine 1. 25000 Constantine, Algérie

[2]Laboratoire des Dispositifs de Communications et de Conversions Photovoltaïques(DCCP). Ecole Nationale de Polytechnique, Alger, Algérie

Rafik LAHLOUR : rafik.energie@gmail.com

Résumé

Les systèmes photothermiques représentent un élément essentiel dans la maîtrise de l'énergie et par voie de conséquence, dans la protection de l'environnement , dans cet article qui présente une étude expérimentale d'un concentrateur solaire cylindro-parabolique, Nous proposons dans ce travail la réalisation pratique d'un tel concentrateur ayant une ouverture de **2.88 m^2** et muni d'un système de poursuite solaire semi-électronique avec un circuit fermé du fluide caloporteur.

Plusieurs expériences ont été faites en vue d'avoir la possibilité d'atteindre des températures pouvant assurer la vaporisation de l'eau. Ces expériences ont été réalisées dans de diverses conditions de fonctionnement climatique. Le but principal de cet article est non seulement l'étude, la réalisation et l'optimisation des systèmes photothermiques, mais aussi la mise au point d'un nouveau procédé technologique directement transférable à l'industrie.

Mots-clés: l'énergie solaire, concentrateur cylindro parabolique, capteur solaire.

1. Introduction

L'utilisation du rayonnement solaire pour la production de nouvelles ressources d'énergie est l'une des préoccupations majeures de la recherche scientifique des énergies renouvelables, à l'heure actuelle. Dans ce contexte, la conversion de l'énergie solaire en énergie Photothermique (PT) trouve particulièrement un ressort remarquable dans divers domaines intéressants tels que : la thermo-électricité, la magnéto-électro-dynamique, la thermomécanique ou encore la thermochimie. En effet, le recours à des systèmes photothermiques adéquats représente un remède considérable pour concilier les exigences des secteurs de l'énergétique, de l'industrie et de l'environnement. Les systèmes photothermiques représentent un élément essentiel dans la maîtrise de l'énergie et par voie de conséquence, dans la protection de l'environnement **[1]**.

L'actuel développement industriel et les impacts environnementaux montrent que l'énergie solaire pour les centrales thermiques solaires est la plus prometteuse des sources d'énergie non conventionnelles. La majeure partie des plantes disponibles dans les commerces communs solaires utilisent des concentrateurs cylindro-paraboliques. Un collecteur parabolique comprend ; un tube récepteur, un concentrateur, le pouvoir transmission, la structure de collecteur, un élément récepteur est du système sur lequel le rayonnement solaire est absorbé et converti en énergie thermique. Il comprend un tube absorbeur, sa couverture de verre associée, et l'isolation à son extrémité.

Les systèmes solaires à concentration offrent la possibilité de produire de l'électricité à partir de l'énergie solaire, les températures pouvant aisément dépasser les **500 °C** et le rendement de conversion est généralement élevé. En exploitant, le rayonnement solaire direct considéré comme la ressource principale qui est considérable à l'échelle planétaire, ces technologies offrent une véritable alternative à la consommation des ressources fossiles avec un faible impact environnemental et un fort potentiel de réduction des coûts ainsi que la possibilité de l'hybridation de ces installations.

Le Tiers-monde pourrait ainsi concourir à 37% de la demande mondiale en 2000 (25% en 1976) et approcher les 50% peu après 2020. Néanmoins, les consommations par habitant restent très modestes 1,1 tep en 2000, 1,5 tep éventuellement en 2020 alors que l'habitant des pays industrialisés verrait sa consommation actuelle de 5 tep augmenter de 3 à 4 tep en 2020 [2]. Aujourd'hui, des milliers de capteurs de ce type produisent une puissance totale de plus de 674 MW dans le désert de Mojave au sud Californien qui représente 90 % de la capacité solaire installée au monde. [3]

Plusieurs recherches ont été réalisées pour étudier l'absorbeur différente tubes performance, tels que les tubes absorbeurs sans enveloppe de verre [4] et les tubes avec l'enveloppe de verre. Signifié que notre étude est basé sur deux éliment différents dans le concentrateur CCP ces la direction et le tube absorbeur.

2. Comment utiliser l'énergie solaire ?

En dehors de la traditionnelle utilisation de l'énergie solaire pour le séchage des produits agricoles, pour la production de sels par évaporation et la culture en serres, il est possible de trouver des applications à basse température (chauffage de l'eau, climatisation des habitations, dessalement de l'eau, réfrigération solaire etc.) et qui répondraient à un grand nombre de besoins ne nécessitant pas une puissance énergétique élevée et des applications à température relativement plus élevée (cuiseurs et fours solaires) nécessitant par conséquent une concentration du rayonnement **[5]**.

L'énergie solaire **[6, 7, 8],** peut être exploitée sous deux formes principales : la conversion photothermique qui consiste en une transformation directe du rayonnement solaire et la conversion photovolïque pour la production d'électricité, nous traiterons dans le cadre de ce travail seulement la première voie de conversion.

Nous verrons quelles sont actuellement les possibilités techniques des installations utilisant ce procédé? Quels en sont les avantages et les inconvénients au niveau socio-économique? et quelles sont les perspectives. L'effet photothermique ou plus prosaïquement '' l'effet de serre optimisé'' comme le décrit Charles Genaudeau est l'histoire de deux couleurs qui ne figurent pas dans l'arc-en-ciel : le Noir et le Blanc, la première absorbe la totalité de la lumière alors que la seconde la réfléchit.

Lorsque le rayonnement de la lumière du soleil (photons ou grains de lumière) franchit un obstacle transparent (verre ou plastique) et qu'il arrive sur une surface enfermée dans un caisson et si cette dernière a les propriétés physiques d'un corps noir, il est entièrement absorbé. La surface ou ''absorbeur'' s'échauffe et réémet dans les grandes longueurs d'onde $2<\lambda<10\mu m$. Ce rayonnement ne peut ressortir et se trouve piégé dans le caisson - une serre - Le transparent, alors devient un ''corps blanc''.

On peut augmenter l'énergie captée par l'utilisation d'un double vitrage et/ou de surfaces sélectives (dépôts de multicouches soigneusement choisies) qui présentent un intérêt surtout pour les surfaces captatrices à haute température, ou encore des structures cellulaires antirayonnantes.

Par ailleurs une isolation arrière et latérale est primordiale afin de limiter les pertes par transmission vers l'extérieur. On peut également placer l'absorbeur sous vide.

La conversion thermique est actuellement la plus facile à réaliser et à mettre en oeuvre, donc la plus répandue. Elle est réalisée suivant deux types de procédés ; soit les capteurs plans soit les capteurs à concentration. Quant aux utilisations nous serons étonnés de découvrir dans ce qui suit, toutes les potentialités que nous offre le soleil et qui touchent à tous les besoins des hommes sur la terre.

3. Etude expérimentale

3.1. La Réalisation

3.1.1 Construction du prototype de concentrateur cylindro parabolique

La base principale du concentrateur solaire de prototype est une surface réfléchissante parabolique, qui tend profiter de chaque rayon de lumière venant de l'infini est concentrée au foyer. Dans la mise au point de la surface parabolique est placé un tube du cuivre, qui sert à transformer l'énergie solaire en énergie thermique.

En faisant circuler un fluide à l'intérieur du tube métallique est obtenu ci-dessus, dans notre cas, on utilise de l'eau, qui sera converti en vapeur par la transformation de l'énergie dans ce domaine. Pour rendre plus efficace l'énergie transformée du tube métallique, elle est isolé de l'environnement par le biais d'un tube de verre sous vide entre eux la pratique se fera dans la troisième et la quatrième expérience.

La surface réfléchissante du prototype de concentrateur parabolique solaire a les dimensions suivantes : 200 cm de longueur, 144 cm de largeur et 43.2 cm de distance focale. Pour former cette surface, nous utilisons une tôle galvanisée tapissée avec des morceaux de miroir, réfléchissant à une réflexion supérieur à 93%.

3.1.2. Les différons étapes (stades) de contribution de CCP

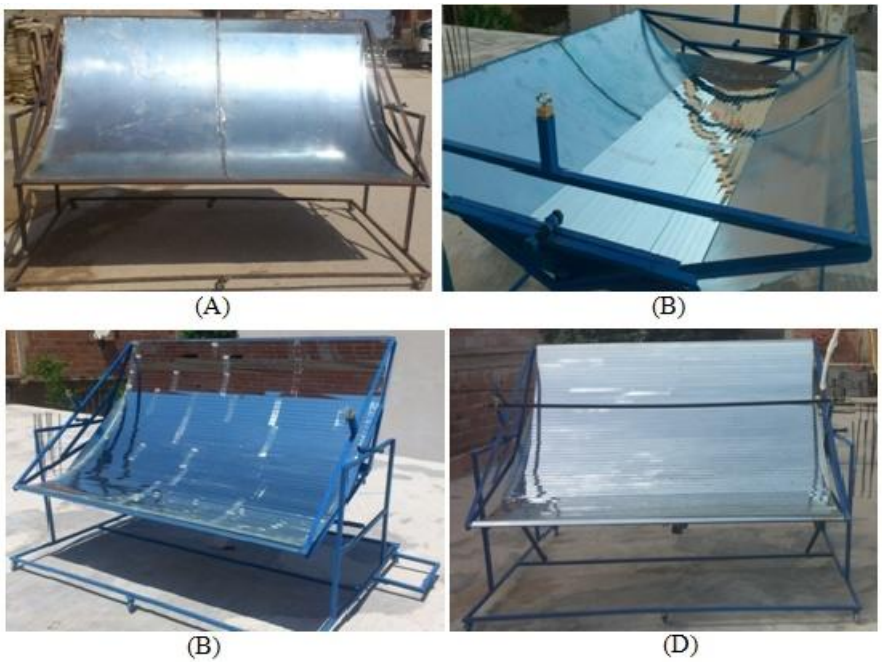


Figure 1: Le concentrateur cylindro parabolique.

Ces quatre **(04)** photos montrent les différents stades de construction de ce concentrateur cylindro parabolique.

Au début la structure de support galvanisé a été conçue pour former le demi-cylindre concentrateur solaire parabolique comme représenté sur **la photo (A)**, **Photo (B)** montre l'emplacement et le collage des miroirs sur la tôle cylindrique. Et pour les **photos (C, D)** elles présentent la forme finale de notre corps cylindro parabolique.

3.2. Résultats expérimentales

3.2.1. Teste de performance avec une orientation verticale

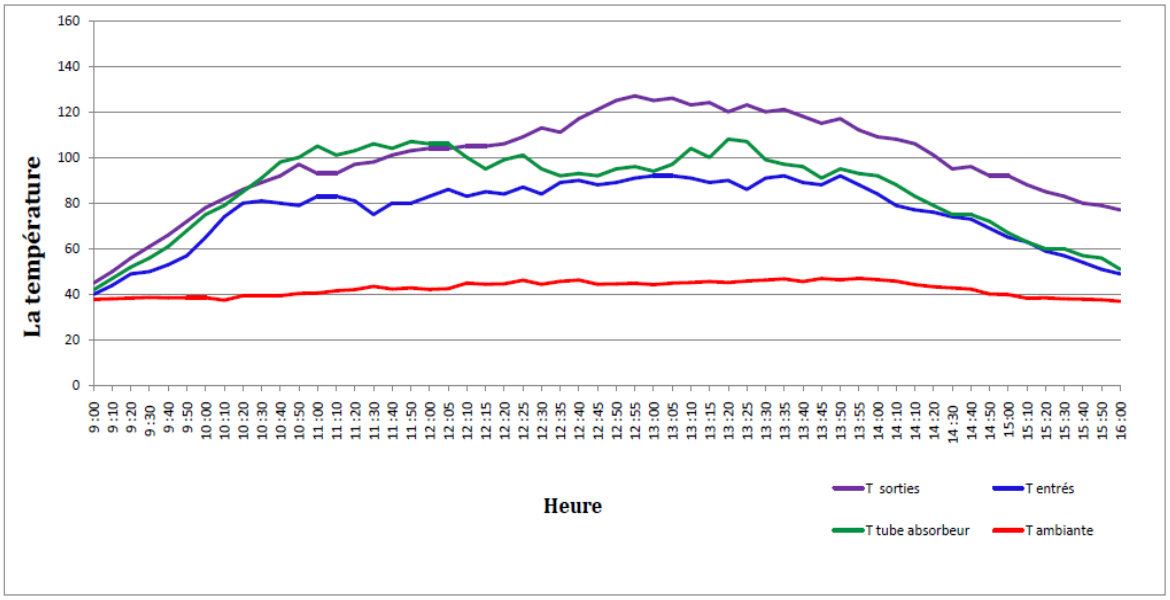


Figure 2 : Résultats expérimentaux du concentrateur cylindro parabolique avec orientation verticale réalisée le 25/07/2014.

Figure (2) montre les résultats de test effectué en 25/07/2014. Il y'avait une température ambiante de 41°C avec une présence de vent occasionnellement.

Les températures au début sont très proches. Puis elles ont augmentés surtout au niveau de l'absorbeur et la température de sortie.

Apres 80 minutes environs on note que la température de l'absorbeur a dépassée la température du fluide caloporteur à la sortie mais elle ne dure pas longtemps jusqu'à que la température du fluide à la sortie dépasse celle de l'absorbeur et elle est arrivée à son maximum à 127° C et cela eux envions de 12h55 puis elle est descendue à la fin de la séance expérimentale jusqu'à 77° C vers 16 h.

On remarque assez de changement de la chaleur au niveau du tube absorbeur sous l'influence de la variété et de la vitesse du vent. Le tableau suivent exprime la température maximum dans les différentes partie de concentrateur cylindro parabolique :

Tableau 01

	TEMPERATURE °C	HEURE	LA DATE
T_s max	127	12 :55	25 / 07 / 2014
T_e max	93	13 :00	25 / 07 / 2014
T_{abs} max	108	13 :20	25 / 07 / 2014
T_{amb} max	47.1	13 :55	25 / 07 / 2014

3.2.2. Teste de performance avec une orientation bi axiale (oblique)

Les tests sont effectués le **29/07/2014** de **9h00** à **16h** c'est un jour clair à part un écoulement du vent seulement au début et avec une température ambiante de **41° C**.

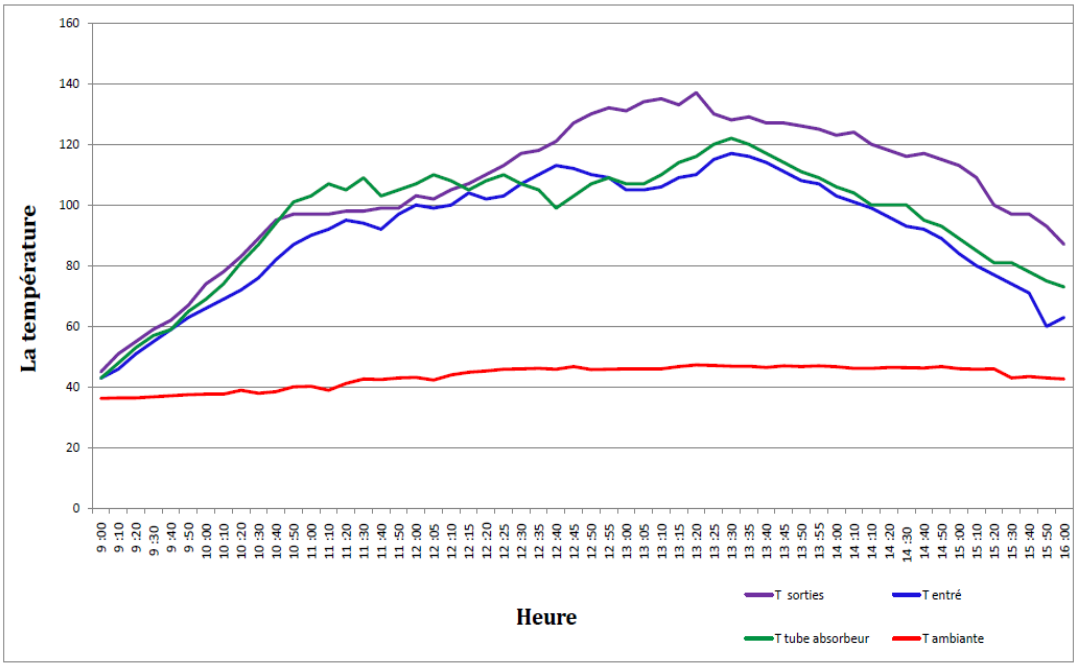


Figure 3: Résultats expérimentaux du concentrateur cylindro parabolique avec orientation bi axiale réalisée le 29/07/2014.

Lors du changement de la méthode d'orientation de concentrateur cylindro parabolique bi axiale on a remarqué une augmentation de la température de fluide a sa sortie, que dans ce cas la captation des rayons solaires dans tous les sens est très importante d'où l'assurance de l'utilisation massive de l'énergie solaire.

On a noté une température **137° C** qui n'a atteint que **127° C** lors de la précédente expérience ce qui prouve la performance de ce cas.

Le tableau suivent prouve le résulta expérimentale :

Tableau 02

	TEMPERATURE °C	HEURE	LA DATE
T_s max	137	13 :20	29/ 07 / 2014
T_e max	117	13 :30	29 / 07 / 2014
T_{abs} max	122	13 :30	29/ 07 / 2014
T_{amb} max	47.3	13 :20	29 / 07 / 2014

3.2.3. Teste de performance avec une orientation bi axiale (5 cm)

La Figure (4) montre les résultats de test effectué en 13/08/2014. Avec une température ambiante de 41°C.

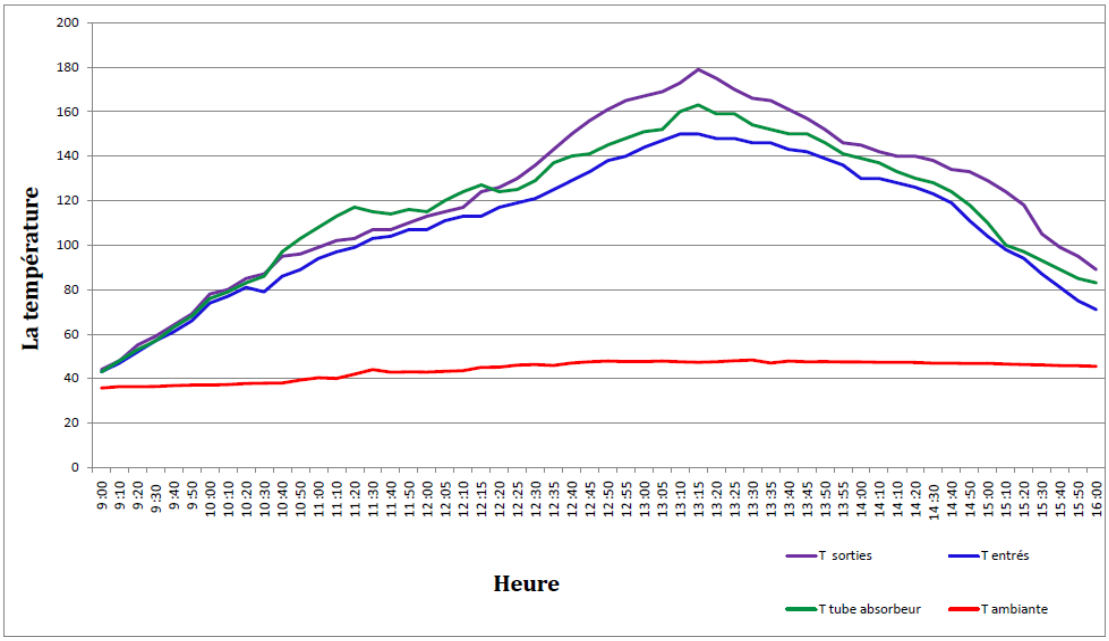


Figure 4 : Résultats expérimentaux du concentrateur cylindro parabolique avec orientation bi axiale et le tube absorbeur couver avec enveloppe du verre réalisée le 25/07/2014.

Dans la 3ème expérience nous avons enveloppé le tube absorbeur par le verre de 05 cm de diamètre. Dans ce cas le résultat obtenue est plus performante encore que dans la 2ème expérience.

Dans le processus de l'élévation de la température devenu rapide et a atteint 100° C à 11h où elle n'a pas relevée dans expériences précédentes jusqu'à 11h40. La couverture en verre du tube absorbeur a nettement contribué à l'augmentation de la température de sortie qui a atteint son maximum (179° C) et ce à 13h15.

Tableau 03

	TEMPERATURE °C	HEURE	LA DATE
T_s max	179	13 :15	13/ 08 / 2014
T_e max	151	13 :15	13/ 08 / 2014
T_{abs} max	163	13 :15	13/ 08 / 2014
T_{amb} max	48.3	13 :30	13/ 08 / 2014

3.3. Etude comparative

3.3.1. Entre l'orientation verticale et bi axiale

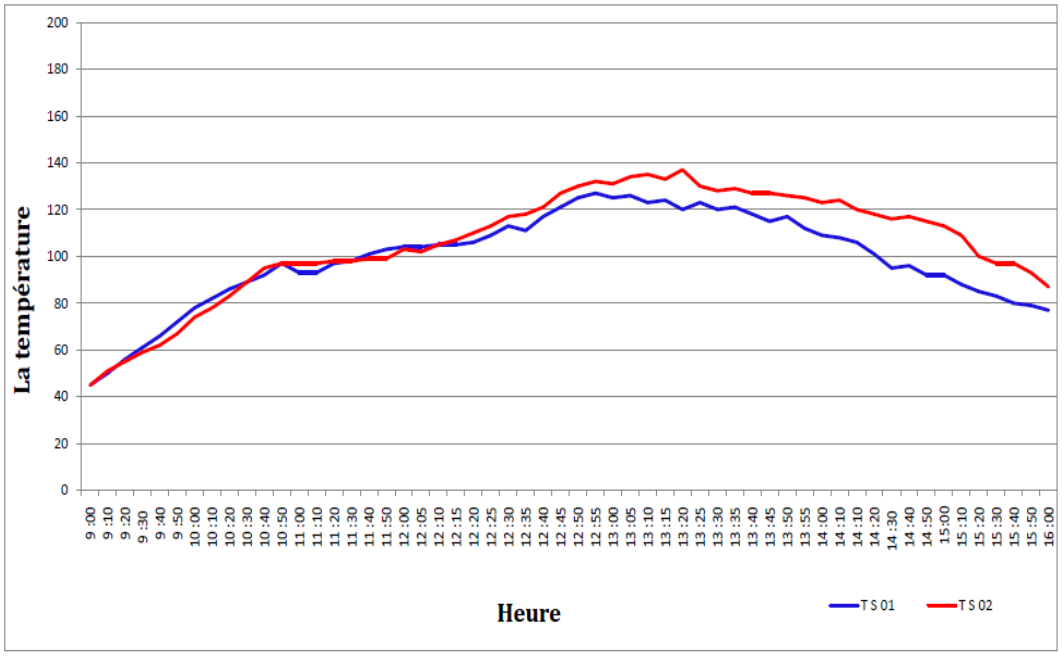


Figure 5 : La différence entre les résultats expérimentaux avec orientation verticale et bi axiale.

On peut constater d'après **la figure 5** que la température du fluide caloporteur à la sortie reste presque la même. Et ce jusqu'à **12h15**, puis on note une augmentation de la température au niveau de l'expérience de l'orientation bi axiale. Celle-ci restera à ce niveau jusqu'à la fin d'expérience.

Le tableau suivent dénote la différence enter les deux expériences surtout les niveaux.

Tableau 04

	T_s	T_e	T_{abs}	T_{amb}
T_{max} 01 °C	127	93	108	47,1
T_{max} 02 °C	137	117	122	47,3

3.3.2. Entre l'orientation verticale et bi axiale (5cm):

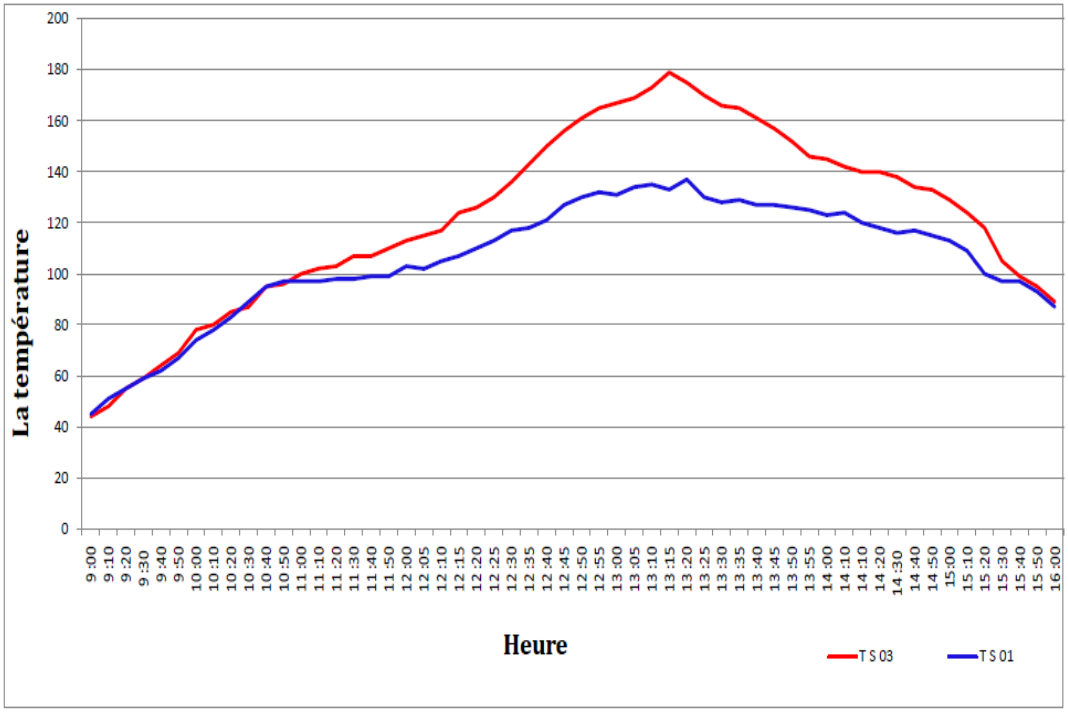


Figure 6 : La différence entre les résultats expérimentaux avec orientation verticale et bi axiale et le tube absorbeur couvert avec une enveloppe de verre.

D'après la comparaison entre les deux méthodes il apparait l'efficacité basé sur :

- L'orientation bi axiale.
- Tube absorbeur enveloppé de verre.

Dans **la figure 6** le rapprochement de la température ne dure pas longtemps car à partir de **10h40** on note une nette différence de la température entre les deux expériences et ce jusqu'à **15h20** où les températures arrivent presque au même niveau.

Le tableau suivent dénote la différence entre les deux expériences sur-tout les niveaux.

Tableau 05

	T_s	T_e	T_{abs}	T_{amb}
T_{max} 01 °C	127	93	108	47,1
T_{max} 03 °C	179	151	163	48,3

4. Conclusion

L'énergie solaire a la vocation de satisfaire les besoins en zones rurales et en régions isolées qui sont forts importants globalement et souvent négligés dans la mesure où il s'agit de besoins différenciés et géographiquement dispersés. Il s'agira en général d'assurer un approvisionnement minimum en eau, des moyens simples de chauffage et de conservation des aliments et de médicaments. En outre la technologie solaire est fiable, elle ne nécessite pas de délais importants de mise en route ni de compétence hautement spécialisée, et dans ce travail nous avons réalisé un concentrateur cylindro parabolique avec un système qui permet d'absorption à une meilleure méthode utilisable de l'énergie solaire.

En suite nous avons réalisé des testes sur ce concentrateur dans plusieurs états qui sont soit lies au sens ou au tube absorbeur.

On a remarqué que la température de sortie du fluide caloporteur a dépassé les $\mathbf{100^o}$ **C** avec une différence de la duré selon la méthode pratiqué. Au terme des expériences on à déduit que l'orientation bi axiale du concentrateur solaire qui utilise un tub absorbeur enveloppé de verre est la méthode la plus performante parmi les autre expériences.

Références

1. Duffie J., Beckman W.A., (1980) « *Solar Engineering of Thermal Process* », Ed. Wiley and Sons, U.S.A,

2. D. Guerraiche, A. Benderradji et H. Benmoussa «Facteurs optiques et géométriques caractérisant un concentrateur cylindro-parabolique » Revue des Energies Renouvelables Vol. 14 N°2 (2011) 229 – 238

3. M. Roesle, «Numerical analysis of heat loss from a parabolic trough absorber tube with active vacuum system, » J. Sol. Energy Eng., vol. 133, August 2011.

4. Proceeding of 8th Internationnal Symphosium of solar thermal concentrating Technology, Germany, 6-11 october, vol. 2,3, 1997.

Etude et réalisation d'un nouveau capteur solaire thermique à contact direct eau-plaque d'absorption

M. HARIZI [1]*, M. TAHAR ABBES [1], Dj. BELKACEM [1] , S. MOHAMED BELKEBIR[1]

[1] Laboratoire de Mécanique et Energétique, Université Hassiba Benbouali de Chlef, Algérie

* (Harizi0019@yahoo.fr)

Résumé

Les tendances actuelles dans la recherche sont la réalisation d'un capteur solaire thermique à haute performance et à faible coût pour les besoins domestiques. Dans ce cadre, l'étude proposée dans cet article est la réalisation et la détermination des performances théoriques et expérimentales d'un capteur solaire plan. Il s'agit principalement d'étudier l'effet de la forme géométrique des passages de fluide sur l'efficacité de capteur dans le cas d'un contact direct eau – plaque d'absorption. Un modèle mathématique à été élaboré et validé par comparaison à des testes pour déterminer les performances thermiques de notre capteur dont la plaque d'absorption sur la base de certains paramètres géométriques avec les résultats théoriques. L'installation expérimentale complète comprend la mesure du rendement journalier, l'éclairement solaire global, le débit massique et les températures ambiante et de fluide à l'entrée et à la sortie, température moyenne de la plaque d'absorption et de l'eau dans la cuve de stockage. Afin d'optimiser les performances thermiques. La réalisation du capteur a été effectué au niveau du laboratoire de l'université de Khemis Miliana et l'expérimentation au niveau de Miliana, alors le capteur a été orienté face au sud, incliné d'un angle égal à la latitude de Miliana et soumis aux conditions environnementales. Le banc d'essai utilisé pour le déroulement des tests comprend un chauffe –eau solaire à circulation naturelle dont la plaque d'absorption composé du capture, incliné à 36° par rapport à l'horizontal et ont une orientation plein sud afin de capter le maximum d'énergie, d'une cuve de stockage de 42 litres de capacité est places horizontalement dans le plan de capture, l'ensemble est soutenu par un structure portante (Fig.1). Les testes ont été effectués sous les conditions météorologiques du Miliana, Ain defla. Les cordonnées de site sont les suivantes : Latitude 36˚18 N, Longitude 02°14 E, L'altitude 714.96 m. Pour mesurer la température de l'eau à l'entrée et la sortie du capture, et dans la cuve de stockage et la température de la plaque absorbante ainsi que la température de la vitre, nous avons utilisé six thermocouples sont implantés comme suit (Fig. 1).

- Un implanté sur la surface de la vitre (T1).
- Deux thermocouples sont implantés sur la surface de la plaque absorbante (T2 et T3).
- Deux sont placés l'un à l'entrée, l'autre à la sortie du capture (T4 et T5).
- Deux thermocouples sont mis à des positions différentes à l'intérieur de la cuve de stockage (T6)et (T7).



Figure 1 : Le capteur solaire réalisé

Nomenclature

A Rapport de forme
D Diffusivité massique, $m^2.s^{-1}$
L Largeur, m
$\boldsymbol{k}$ Vecteur unité
S Surface d'échange, m^2
T Température, K
Symboles grecs
α Diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$
Indices et exposants

p paroi

1. Introduction

L'énergie solaire devient plus compétitive si on améliore les performances des systèmes de conversion thermique. Pour les capteurs solaires thermiques, le rendement thermique est amélioré si on favorise l'échange de chaleur entre la plaque d'absorption et le fluide caloporteur. Dans cet objectif il est proposé dans cette étude une nouvelle forme de plaque d'absorption. La particularité principale du capteur proposé est le contact direct eau-plaque d'absorption, comme dans les capteurs roll-bond. Il est étudié l'effet de la forme géométrique de la plaque d'absorption sur les performances de capteur présenté. La circulation de l'eau à dans la plaque se fera dans des espaces spécifiquement aménages. Cette plaque étant elle-même soudée à une plaque de même forme formant le dos de l'assemblage.

2. Procédure expérimentale

Le banc d'essai utilisé comprend un chauffe –eau solaire à circulation naturelle et une cuve de stockage de 42 litres de capacité, le tout soutenu par un structure portante (Fig.2). La plaque d'absorption composée du capture est incliné d'un angle de 36° par rapport à l'horizontal et une orientation plein sud afin de capter le maximum d'énergie, la cuve de stockage est placée horizontalement dans le plan de capture. Les caractéristiques techniques de capteur réalisé sont données dans le tableau 1.

Pour mesurer la température, nous avons utilisé huit thermocouples (Figure 2) sur les différents composants.

- (01) thermocouple (T1) installé sur la vitre,
- (02) thermocouples (T2 et T3) installés sur la plaque absorbante,
- (02) thermocouples (T4 et T5) placés l'un à l'entrée, l'autre à la sortie du capture,
- (02) thermocouples (T6 et T7) sont mis à des positions différentes à l'intérieur de la cuve de stockage,
- La température ambiante est mesurée à l'ombre à l'aide d'un thermocouple posé a l'air libre.

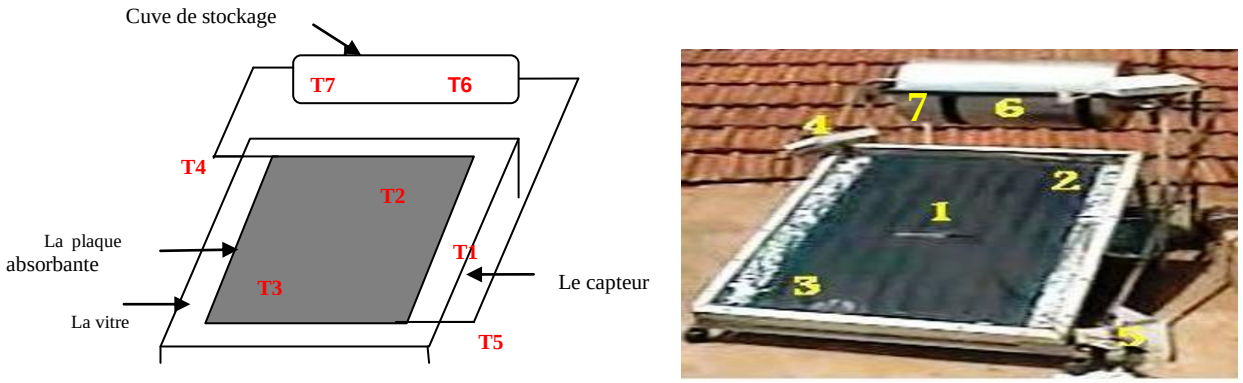


Figure 2 : Emplacement des thermocouples

Tableau 1 : *Caractéristiques techniques du capteur*

Nombre	**Caractéristiques techniques du capteur**		
	Element	**Matériau**	**Dimension et caractéristiques**
1	Bac de protection	Acier galvanise 0.6mm	Longueur : 200mm Largeur : 950mm Hauteur : 70mm
2	Couverture	Verre blanc5mm	Longueur : 180mm Largeur : 915mm Epaisseur : 5mm Transmissivité : 0.88 Coefficient d'extinction : 16
3	Absorbeur	Acier galvanisé 0.5mm	Longueur 1090mm Largeur : 730mm Epaisseur : 0.5mm Emissivité : 0.95 Conductivité : 46 w/m.c° Absorptivité : 0.94 Nombre de passage : 8 Diamètre : 10mm
4	Collecteur	Cuivre	Longueur : 860mm Diamètre : 22mm Nombre : 2
5	Isolant	Laine de verre	Epaisseur latérale : 35mm Epaisseur arrière : 35mm Conductivité : 0.040 w/m.c°

3. Equations

L'énergie transférée au fluide est donnée par la relation suivante [2]:

$$Q_u = A_c F_r \left[(\tau\alpha)_{eff} G_t - U_G (T_e - T_a) \right] \quad (1)$$

La température moyenne de la plaque est donnée par [2] :

$$T_{Pm} = T_e + \frac{Q_u}{A_C U_G F_r} (1 - F_r) \quad (2)$$

Avec :

$$F_r = \frac{GCp}{U_G} \left(1 - \exp\left(\frac{-U_G Fc}{GCp} \right) \right) \quad (3)$$

La température moyenne du fluide dans le capteur est calculée par l'équation de Klein [3]:

$$T_{fm} = T_e + \frac{Q_u}{A_C U_G F_r} \left(1 - \frac{F_r}{F_C} \right) \quad (4)$$

Le rendement du capteur est défini comme étant le rapport entre l'énergie utile extraite par le fluide caloporteur est l'énergie incidente sur le capteur [2] :

$$\eta_i = \frac{Q_U}{A_C G_t} \quad (5)$$

Le rendement journalier est défini par l'équation [2]:

$$\eta_j = \frac{\sum Q_U}{A_C \sum G_t} \quad (6)$$

La température dans la cuve de stockage est donnée par la relation suivante [4]:

$$T_S^* = T_S + \frac{\Delta t}{(MC_p)_S} \left\{ \begin{matrix} A_C F_r [(\tau\alpha)_{eff} G_t - U_G (T_S - T_a)] \\ -(UA)_S (T_S - T_a) - \\ \dot{m} C_{pS} (T_S - T_{LT}) \end{matrix} \right\} \quad (7)$$

Le rendement d'un chauffage – eau solaire sur une période donnée est donné par la relation suivante [5]:

$$Ce = \frac{W_f \left(T_m^* - T_m \right)}{A_C \int_0^t G_t dt} \quad (8)$$

Le débit massique dépend de la nature de l'écoulement, de l'ensoleillement durant la journée et de la géométrie du système. Pour le déterminer, nous avons adopté un modèle simple issu des équations d'Euler modifiées et de l'équation de continuité appliquées au système.

L'écoulement du fluide est régi par l'équation d'Euler ([6], [7]) suivante :

$$\frac{1}{\rho g} \left(\frac{\partial P}{\partial S} \right) + \frac{u}{g} \left(\frac{\partial u}{\partial S} \right) + \frac{1}{g} \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right) + \frac{\partial h}{\partial S} + \frac{\partial H_F}{\partial S} = 0 \quad (9)$$

La force motrice du capteur est donnée par la formule (méthode des aires) ([7], [8]) suivante :

$$H_T = \frac{\rho_1 - \rho_2}{2} F(h) \quad (10)$$

Avec :

$$F(h) = 2(H_3 - H_1) - (H_2 - H_1) - \frac{(H_3 - H_5)^2}{(H_6 - H_5)} \tag{11}$$

A l'équilibre, la force motrice générée par le capteur, est égale à la somme des pertes de charges dans le circuit de circulation.

L'équation du débit massique est de la forme :

$$K_1 m^2 + K_2 + K_3 = 0 \tag{12}$$

Avec :

$$K_1 = \Delta H_{SIN} = \frac{8}{\pi^2 \rho_m^2 g}\left[\frac{N_T \xi_{CT}}{D_{CO}^4} + \frac{\zeta_{TC}}{\left(N_T \frac{S_T}{S_{CO}}\right)^2 D^4} + \frac{N_T \zeta_{TC}}{(1-N_T)^2 D_{CO}^4} + \frac{N_C \zeta_C}{D_C^4}\right], \tag{13}$$

$$K_2 = \frac{128\mu}{\rho^2 g \pi}\left[\frac{L_T}{D^4} + \sum_{i=1}^{2} \frac{L_{COi}}{D_{COi}^4} + \sum_{i=1}^{N_S} \frac{L_S}{D_{Si}^4}\right] \tag{14}$$

Et

$$K_3 = -\frac{\rho_1 - \rho_2}{2} F(h) \tag{15}$$

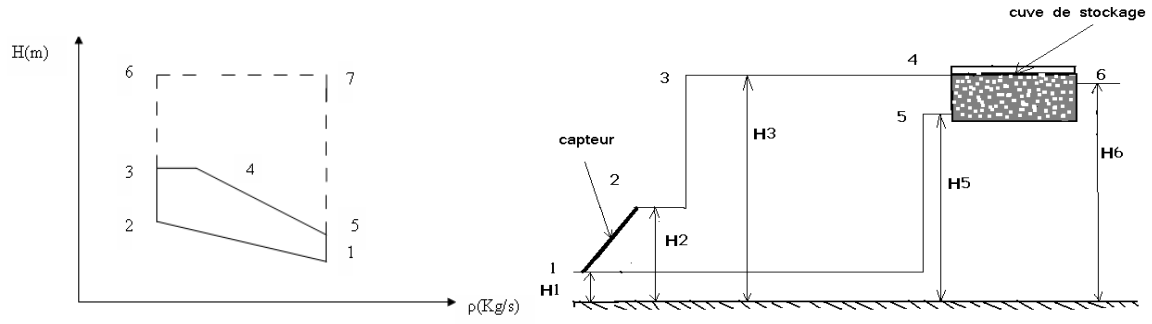


Figure 3 *Variation de la masse volumique de l'eau dans les différentes positions du C.E.S*

4. Résultats et discussions

Les mesures ont été effectuées sur plusieurs jours du mois de juillet de l'année 2007 et la journée représentative est celle du 22 juillet. La journée, qui était une journée de conditions météorologiques normales, est caractérisé par un ciel clair, la température ambiante varie entre 25.3 C° est 38.5 C° et une vitesse de vent est égale à 1m/s.

La journée d'étude correspond à une journée normale et permet ainsi d'avoir une concordance entre les résultats théoriques et les résultats expérimentaux des différents paramètres de fonctionnement du banc d'essai conçu.

La figure 4 montre la concordance entre les valeurs expérimentales et théorique de l'éclairement global. Néanmoins, il existe un certain écart du à la précision du pyranomètre.

Les figures 5 et 6 représentent l'évolution théorique et expérimentale des températures du fluide caloporteur (l'eau) à l'entrée et à la sortie du capteur, et la température ambiante en fonction de temps.

Pour cette journée la courbe de la température ambiante reste presque constante, par contre celle de la température de l'eau à l'entrée et à la sortie du capteur varie avec un écart assez important. On remarque que les deux températures commencent à décroître et tendent à se stabiliser avec un écart constant.

Les températures mesurées à l'entrée et à la sortie du capteur évaluent de la même manière que celles des valeurs théoriques. On remarque ainsi que les températures à l'entrée et à la sortie du capteur sont les mêmes à partir de 8h jusqu'à 10h30 pendant la journée, ceci s'explique par l'inertie du réaction du capteur.

La figure 7 présente l'évolution théorique et expérimentale de la température moyenne de la plaque absorbante pour deux positions en fonction de temps. On constate que l'évolution des deux courbes est similaire, néanmoins, il existe un certain écart dû à la mauvaise isolation des thermocouples, cette dernière à cause d'échange de chaleur entre les thermocouples et l'air entre la plaque absorbante (l'absorbeur) et le vitrage.

En comparant la température moyenne calculée et mesurée de l'eau dans la cuve de stockage (Fig. 8), on constate une concordance relativement acceptable, cependant un certain décalage temporel subsiste au début de fonctionnement, ceci est due à l'inertie thermique du système.

La figure 9 montre les résultats théoriques et expérimentaux du débit massique en fonction de temps. L'écart entre les deux résultats théoriques est expérimentalement vérifié, avec cependant un écart au début du fonctionnement ceci peut être expliqué par les raisons suivantes:

- La subdivision irrégulière du débit massique pour les huit passages
- L'état de surface de la plaque rugueuse contrairement au calcul théorique
- Les pertes de charge à l'extérieur du capteur qui sont importantes dans l'augmentation de la longueur du tube de connexion entre la sortie de la cuve de stockage et l'entrée du capteur.

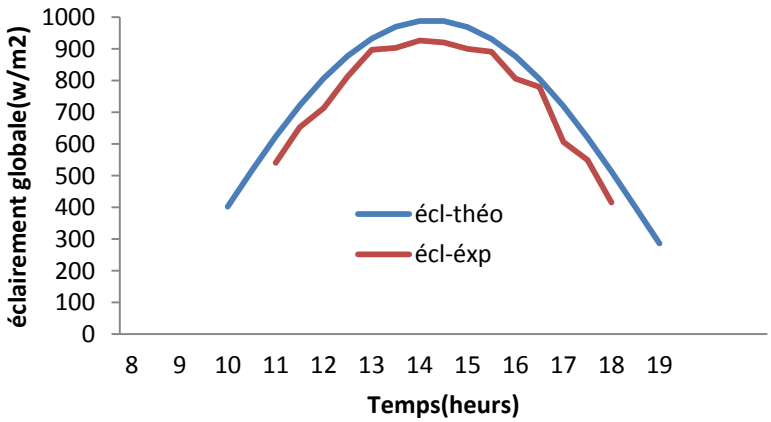


Figure 4: *Variation de l'éclairement global sur une surface inclinée*

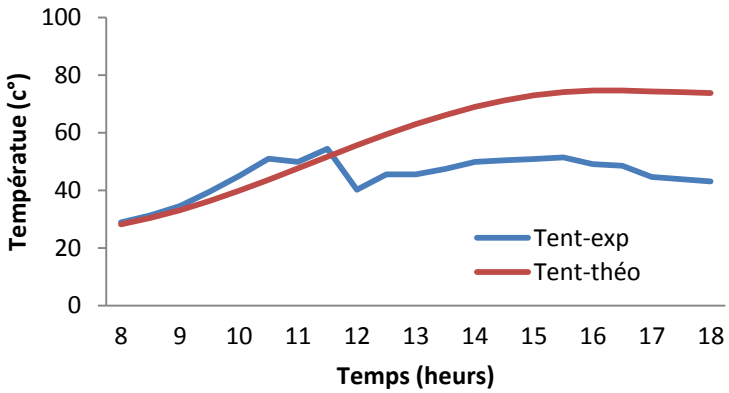


Figure 5: *Variation de température d'entrée en fonction du temps*

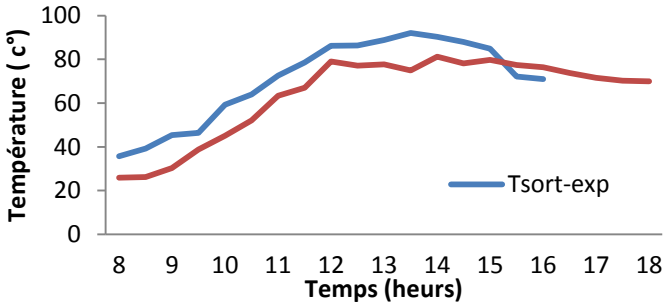


Figure 6: *Variation de la température de sortie en fonction du temps*

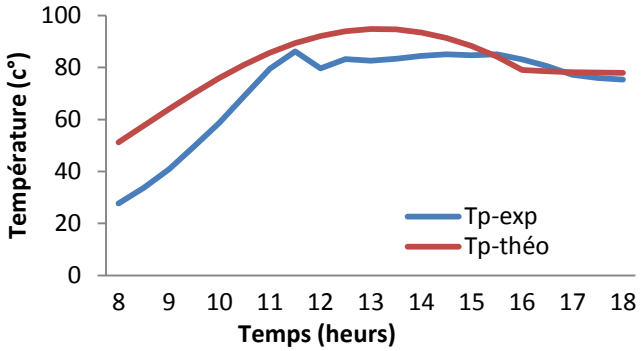


Figure 7 : *Variation de la température de la plaque absorbante en fonction du temps*

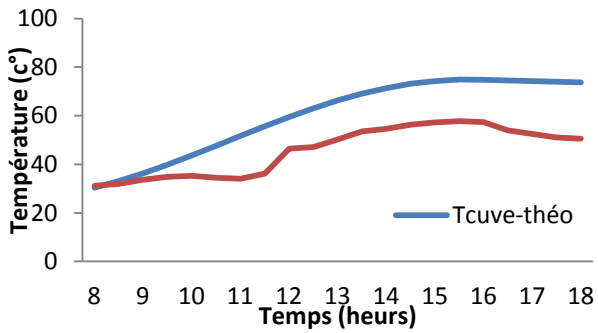


Figure 8 : *Variation de la température dans la cuve de stockage en fonction du temps*

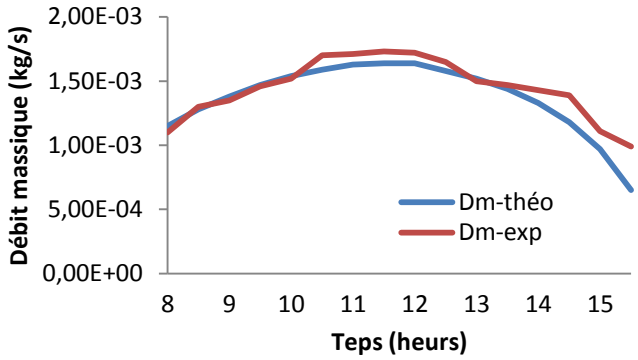


Figure 9: *Variation du débit massique en fonction du temps*

Le rendement journalier théorique et expérimentale ce jour est illustré dans le tableau 2.

Tableau 2 : Le rendement théorique et expérimental

Journée des mesures	Rendement théorique	Rendement expérimental
22/07/2007	52.14	41.26

On conclue d'après ces résultats du rendement expérimental que le capteur est performant, car il est proche de la valeur théorique, alors le modèle mathématique présenté est acceptable.

5. Conclusions

L'étude présentée consiste à la réalisation, l'expérimentation et la simulation d'un nouveau prototype de capteur solaire thermique à eau qui nous a permit de déterminer sa performance. Le rendement thermique du capteur solaire étudié dépend, en plus des paramètres habituels (conditions extérieures, caractéristiques thermiques), des paramètres géométriques de la plaque d'absorption. L'effet de la forme géométrique de la plaque absorbante est étudié afin de la performance du capteur. Le modèle mathématique simulant le comportement thermique de capteur est validé par des essais expérimentaux.

Les résultats théoriques et expérimentaux de l'évolution des températures et du débit massique s'avèrent acceptables et les écarts qui existent sont dus d'une part, aux erreurs de mesure, à l'inertie thermique et d'autre part à la fiabilité du système. Le rendement journalier expérimental du capteur est de bonne qualité, car il est proche à valeur théorique de modèle mathématique établir,

donc cette forme de plaque absorbante est le plus rentable pour la fabrication des capteurs solaires thermiques plans.

6. Références

[1] K.S.Ong, 'An Improved Computer Program for Thermal Performance of a Solar Water Heater', Solar Energy,Vol. 18, pp. 183-191, 1976.

[2] OULD MED OULD CHEIKH Ahmadou ' Influence du changement de la nature de la plaque de l'adsorption sur les les performances d'un capteur solaire plan' , Mémoire de P.F.E , U.H.B.C 2004

[3] S.A,Klein, J.A. Duuffie and W.A. Beckman, 'Transit Consideration of Flat-Plate Solar Collectrs' , Trans.ASME, J .Engig,For Power, 96A, 109, 1974.

[4] S.A, Klein, W.A. Beckman and J.A. Duuffie,' A Design Procedure for Solar Collectors', Solar Energy,Vol. 18, pp. 113-127, 1976.

[5] KERFAH.R, ' L'influence de l'atmosphère entre la plaque de verre et l'absorbeur sur les performances d'un capteur solaire plan' Mémoire de magistère U.H.B.C 2001.

[6] G.L. Morrison and D.B.J.Rantunga,'Transient Response of Thermosiphon Solar Collectors', Solar Energy,Vol. 24, pp. 55-61, 1980.

[7] G.L. Morrison and D.B.J.Rantunga, Thermosiphon Circulation un Solar Collectors', Solar Energy, Vol. 24, pp. 191-198, 1980.

[8] B.J.Huang and C.T.Hseih, 'A Simulation Method for Solar Thermosiphon Collectors', Solar Energy,Vol. 35.N°1, pp. 31-43, 1985.

L'Influence du Vieillissement et des Conditions Climatiques sur la Réponse Électrique d'un Module Photovoltaïque

Amina Ennemri*, Radia Doumane, Mourad Balistrou

Laboratoire Énergétique Mécanique et Ingénierie

Département de Génie mécanique, Faculté des Sciences de l'ingénieur. Université M'Hamed Bougara. Avenue de l'Indépendance, 35000 Boumerdès, Algérie.

*auteur correspondant : ennemriamina@gamil.com

Résumé : Une longue exposition extérieure du module photovoltaïque cause de nombreuses dégradations empêchant le bon fonctionnent de ce dernier. La présente étude présente une simulation de la production électrique d'un module photovoltaïque en silicium pour pendant sa durée de vie estimée à 25 ans. Le circuit électrique équivalent à une diode est utilisé avec des paramètres électriques et optiques dépendant du temps. Les lois d'évolution de ces paramètres sont établis à partir des résultats obtenus avec des tests accélérés de la chaleur humide 85°C/85%. En introduisant les données météorologiques dans le model ; la production électrique d'un module photovoltaïque+ en silicium monocristallin a est simulée pour le site de Biskra et de Toulouse

Mots Clés : Module Photovoltaïque ; Vieillissement ; Puissance électrique ; Modélisation.

Nomenclature

a facteur d'idéalité de la diode

G_0 éclairement global incident, $W.m^{-2}$

G éclairement global effectif, $W.m^{-2}$

I courant électrique, A

I^0 courant de saturation, A

I_{pv} photocourant, A

K_I coefficient courant /température, $A.K^{-1}$

K_V coefficient tension/température, $V.K^{-1}$

P puissance électrique, W

t temps, années

T température de jonction, K

V tension électrique

Symboles grecs

τ transmissivité

Indices

cc court-circuit

co circuit ouvert

Ns nombre de cellules en série

Constantes

k =1,38 x10-23 $J.K^{-1}$ constante Boltzmann

q = 1,6 $x10^{-19}$ C charge d'un électron

1. Introduction

Actuellement, l'énergie photovoltaïque occupe une place importante dans le marché des énergies renouvelables. Optimisation et la maintenance d'un système photovoltaïque sont nécessaires pour son efficacité, donc il important de comprendre ses différentes dégradations et leurs causes.

D'après la littérature, la dégradation est le déclin progressif des caractéristiques d'un composant ou d'un système qui peut affecter sa capacité à fonctionner dans les limites des critères d'acceptabilité et qui est provoquée par les conditions de fonctionnement (température, humidité, irradiance solaire, vent, neige...etc.).Les dégradations les plus dominantes (décoloration, délamination, bulles, corrosion, hots spots et fissuration...) [1] affectent les propriétés optiques des matériaux d'encapsulation et changes les propriétés mécaniques et électriques des modules.

Les fabricants garantissent une durée de vie estimée de 20 à 25 ans pour modules photovoltaïques et considèrent une dégradation lorsque la puissance atteint un niveau inférieur à 80% de sa puissance initial [2].

Dans ce papier, nous avons proposé une approche pour simuler l'évolution de la production électrique d'un module photovoltaïque pendant sa durée de vie. Des resultats ont ete obtenus pour un climat sec et humide en se basant sur l'influence du vieillissement sur la production d'un module photovoltaïque en silicium .

2. Les essais de vieillissement

2.1. Essai de chaleur humide

D'après les normes internationales IEC 61215 pour l'essai de la chaleur humide le module est exposé pour qualifier à l'usage dans les environnements en plein air par détermination de l'aptitude à supporter les effets de la pénétration de l'humidité à long terme à une température de 85°C ± 2°C ; une humidité relative (RH) de 85%± 5% et une durée d'essaide 1000 heures [3].

2.2. Test de fatigue fortement accéléré

En raison de la durée très longue de l'essai DH, l'essai de fatigue fortement accéléré a été développé (HAST: Highly Accelerated Stress Test) [4]. La température et l'humidité sont augmentées afin d'accélérer encore plus les phénomènes de vieillissement. Cette augmentation est faite avec une régulation de pression qui permet de maintenir l'eau en dessous de son point d'ébullition. Le facteur d'accélération est de l'ordre de 10 par rapport à la méthode DH.

Températures et pressions de l'essai :

- 110°C-0,12 MPa ; 120°C-0,17 MPa ; 130°C-0,23 MPa ± 2°C ;
- Humidité relative : 85% ±5% ;
- Durée d'essai : 100 h.

3. Modélisation

3.1. Circuit électrique équivalent

Une cellule solaire est représentée habituellement par un circuit équivalent composé d'une source de courant idéal (Ipv), une diode, une résistance shunt/parallèle (Rp) et une résistance série (Rs) Fig. 1.

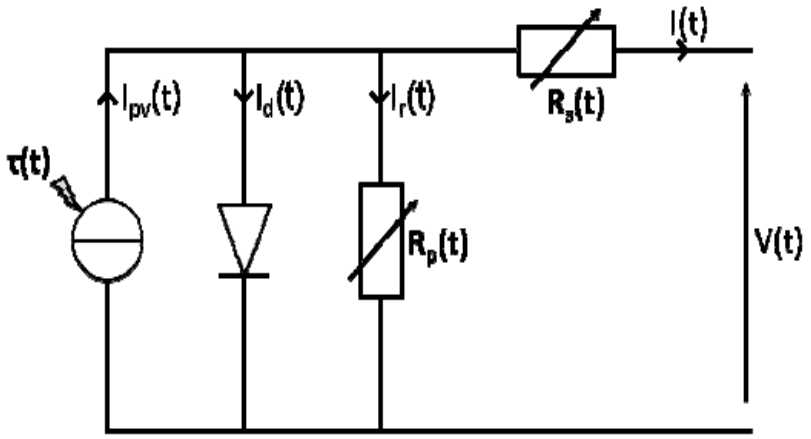


Figure 1 : Circuit électrique équivalent

Les caractéristiques des composants du circuit équivalent à une diode suivent des lois temporellement dépendantes qui permettent de reproduire les effets du vieillissement. L'intensité I et la tension V évoluent donc avec le temps :

$$I(t) = I_{pv}(t) - I_0\left[\exp\left(\frac{V(t) + R_s(t).I(t)}{V_t.a}\right) - 1\right] - \frac{V(t) + R_s(t).I(t)}{R_p(t)} \quad (1)$$

Où $V_t = N_s.k.T/q$ est le potentiel thermique. Le photocourant Ipv et le courant de saturation I_0 sont également dépendants de la température [5] :

$$I_{PV}(t) = \left(I_{PV,n} + K_I.\Delta T\right)\frac{G(t)}{G_n} \quad (2)$$

$$I_0 = \frac{I_{sc,n} + K_I.\Delta T}{\exp\left(\frac{V_{oc,n} + K_V.\Delta T}{a.V_t}\right) - 1} \quad (3)$$

$$G(t) = \tau(t).G_0 \quad (4)$$

Où $\Delta T = T(t) - Tn$, Tn = 25°C et Gn = 1000 $W.m^{-2}$. G(t) est le flux radiatif effectif sur la cellule PV, G_0 le flux radiatif incident sur le verre et τ est la transmissivité du verre et du matériau d'encapsulation

3.2. Lois de vieillissement

L'augmentation de la résistance en série Rs, la diminution de celle en parallèle Rp et de la transmissivité τ ont été remarquées après le test en chaleur humide 85°C/85% Rh pour un échantillon constitué d'une cellule en silicium monocristallin encapsulée avec de l'EVA (éthylène-acétate de vinyle) et du verre [4].

Des évolutions en pourcentage de la valeur initiale avec des relevés pour toutes les 500 h (équivalent à 10ans) ont été obtenues. La figure 2 représente des courbes obtenues à partir des relevés expérimentaux. Elles correspondent aux lois de vieillissement qui sont introduites comme étant des paramètres du circuit électrique de la figure 2.

On remarque une diminution de La transmissivité de 88% à 78% en 25 ans équivalents (figure 2.a), et une augmentation de la résistance série de 0,53 Ω à 0,56 Ω (figure 2.c). Les données expérimentaux de la résistance parallèle (figure 2.d) n'ont pas été fournis et ils ont été déduits en connaissant les valeurs de la puissance maximale (figure 2.b) et celles de la résistance série (figure 2.c).on obtient une diminution de la résistance parallèle de 185,2 Ω à 138 Ω en 25 années équivalentes.

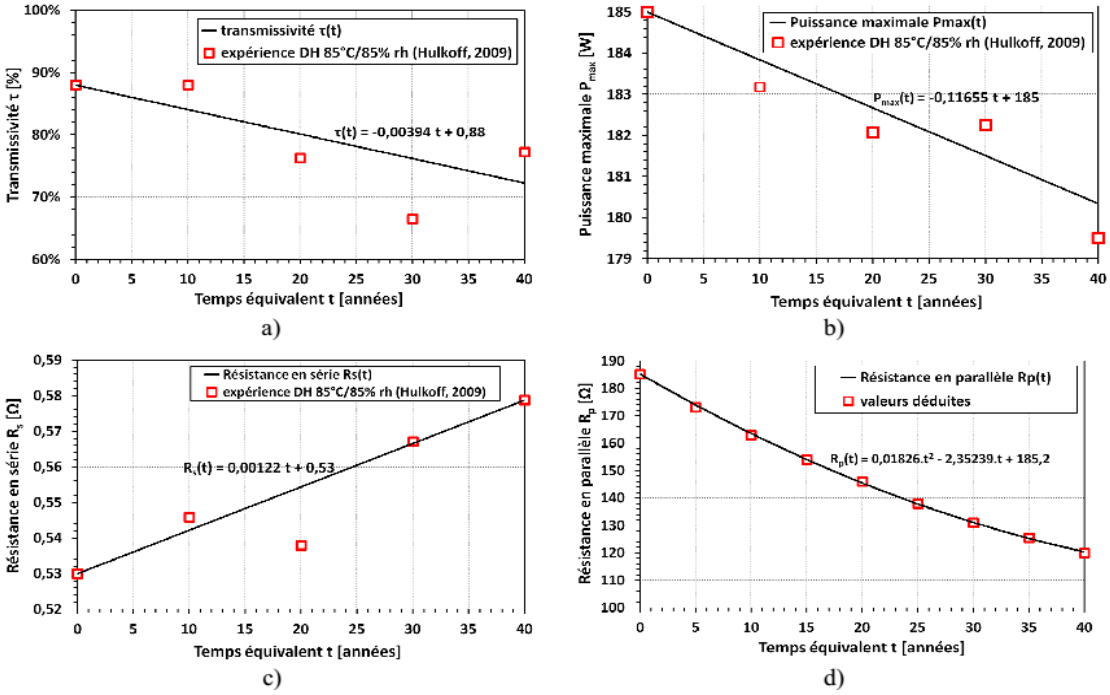


Figure 2 : Lois de vieillissement pour la :a) Transmissivité ; b) Puissance maximale ; c) Résistance série ; d) Résistance parallèle

4. Application

Les lois d'évolutions relevées ont été appliquées pour un module de type Sharp NTS5E3E de 72 cellules en silicium monocristallin, les cellules sont mises en série .les données fournies par le fabricant [12] sont: la tension en circuit ouvert Vco est 44,9 V ,l'intensité du courant à court-circuit Icc est 5,60 A et la puissance maximale Pmax est de 185 W. Les résistances série Rs et parallèle Rp sont respectivement 0,53 Ωet 185,2 Ω (avec a = 1,1).

5. Résultats et discussion

La modélisation du circuit électrique et la résolution de l'équation (1) ont été réalisées sous l'environnement SimPowerSystems du logiciel Matlab/Simulink.

5.1. Dégradation des performances électriques en fonction du vieillissement

L'influence de la dégradation de chacune des grandeurs physiques du modèle, à savoir l'augmentation de la résistance série, la diminution de la résistance shunt et celle de la transmissivité, est appréciée sur une durée de 20 ans correspondant à une durée de vie estimée des

modules photovoltaïques. Les résultats suivants sont obtenus pour des conditions STC (éclairement incident de 1000 W.m^{-2} et température de cellule de 25°C) :

- La diminution de la transmissivité conduit à une dégradation de la puissance maximale fournie de l'ordre de 19 %.
- L'augmentation de la résistance provoque une diminution de la tension, donc de la puissance d'un taux de 0,65%.
- La diminution de la résistance shunt et du courant, fait chuter la puissance maximale d'environ 1,9%.
- La degradation de la puissance avec le temps en fonction des deux résistances n'est pas assez importante avec environ 2,6% seulement pendant la durée de vie. Rappelons que ces résistances reproduisent l'altération des propriétés électriques au niveau du silicium et des électrodes.

La dégradation globale en fonction des propriétés électriques est estimée ici à 21% pour les 20 ans de fonctionnement. Les résultats sont présentés dans la suivante figure :

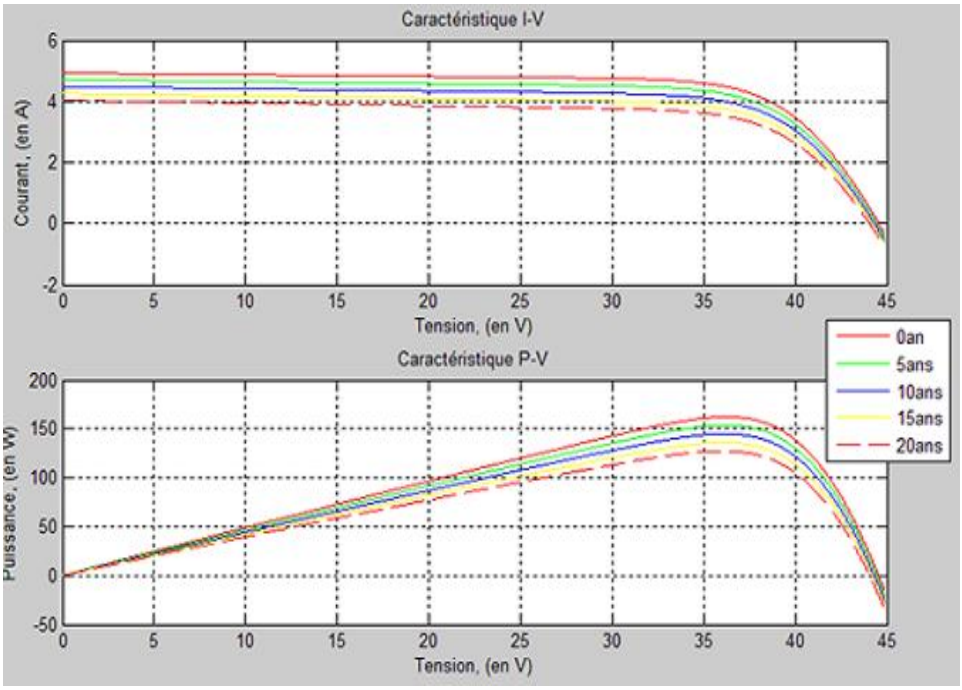


Figure3 : Les courbes I-V et P-V du model global pendant la durée de vie du module.

Pour quantifier et montrer la baisse de puissance,nous proposons de déterminer le rendement pour chaque caractéristique. L'expression du rendement est donnée par :

$$\eta = \frac{Pppm}{éclairement \times S} \qquad (5)$$

P_{ppm} : puissance maximum ;

S : la surface du module.

L'évolution du rendement du module pendant toute sa durée de vie en fonction de la transmissivité, des résistances série et parallèle ainsi que la dégradation globale est indiquée dans la figure 4.

Pendant la durée de vie du module estimé à 20 ans, le rendement subit une dégradation de 2,7% en raison des altérations qui touchent les différentes parties constitutives du module.

On trouve une dégradation significative du rendement en fonction de la transmissivité environ 2,3%. Une diminution relativement faible, de l'ordre de 0,4%, est donnée pour les deux résistances, série et shunt .

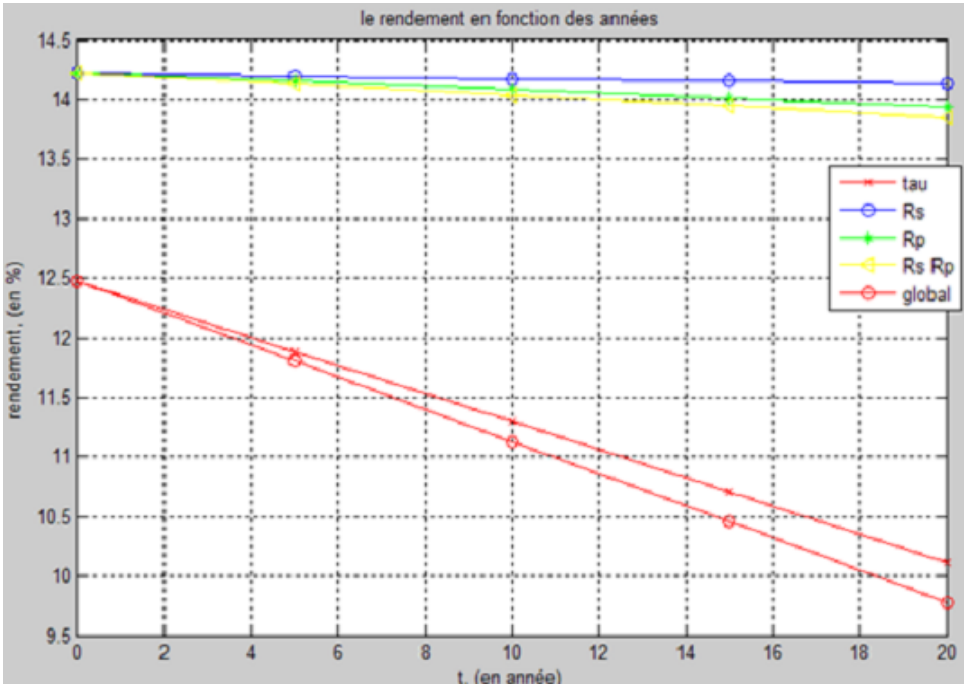


Figure 4 : Dégradation du rendement du module photovoltaïque pendant 20 ans en fonction de : la transmissivité, des résistances série et parallèle et la dégradation globale

5.2. Dégradation de la production électrique avec le vieillissement en fonction du site d'implantation du module et les conditions climatiques

La production électrique a été simulée avec ce modèle pour deux villes Toulouse et Biskra. Les simulations sont menées pour le cas d'une journée ensoleillée et chaude (20juillet). L'éclairement global incident G_0 a été calculé pour une exposition Sud et une inclinaison de 30° en introduisant les données météorologiques dans un programme implémenté avec les relations empiriques permettant de calculer l'éclairement global incident sur un plan [6]. En supposant que les mêmes conditions météorologiques du 20 juillet se reproduisent chaque 5 ans pendant 20 ans.

L'effet du vieillissement n'est pas le même pour les deux sites. En effet, l'abaissement des courbes de production électrique est plus important pour la ville de Toulouse .

Le taux de dégradation de la puissance est de 33% pour la ville de Toulouse alors qu'il est de 23% pour la ville de Biskra au bout des 20 ans de de fonctionnement. L'augmentation de la résistance série et diminution de celle en parallèle engendre des pertes électriques plus importantes quand l'intensité est réduite.

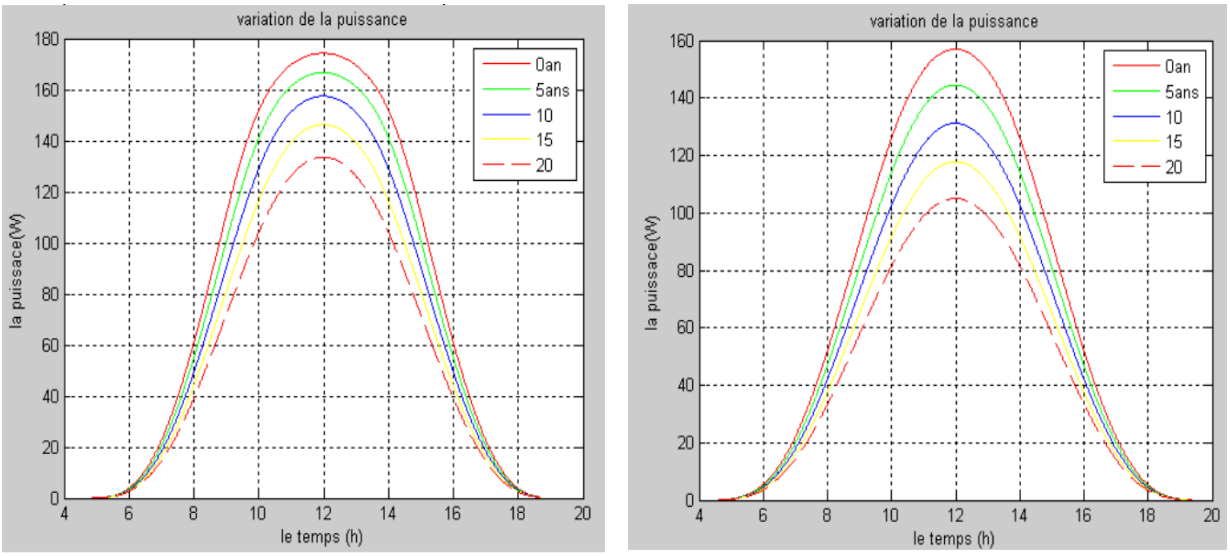


Figure 5 : Production électrique simulée du module dans les deux villes pendant leur durée de vie (Toulouse et Biskra).

6. Conclusion

L'approche de modélisation à permis de simuler la baisse de performance d'un module photovoltaïque suivant sa durée de vie. Le circuit électrique équivalent possède des caractéristiques dépendantes du temps qui peuvent être obtenues par des mesures avec des tests accélérés.

Dans ce cas, un module photovoltaïque avec des cellules en silicium monocristallin modélisé avec un circuit à une diode dont les lois de vieillissement ont été déterminées à partir des résultats d'un essai en chaleur humide 85°/85% rh. Les effets du vieillissement sur la production pendant une journée ont été appréciés pour deux villes. Ainsi, ils sont plus importants pour la ville de Toulouse.

Cette méthode permet d'évaluer le comportement électrique des modules photovoltaïques pour une projection sur 25 ans suivant le vieillissement sous différents climats (chaud, aride, froid...) en justifiant au préalable les équivalences. Elle donne la possibilité de tracer les caractéristiques I-V et P-V, d'étudier la sensibilité des composants du circuit, d'optimiser une installation photovoltaïque ou d'évaluer la rentabilité d'un investissement.

Références

1. AbabacarNdiaye, Abdérafi Charki, AbdessamadKobi, Cheikh M.F. Kébé,Pape A. Ndiaye, Vincent Sambou. Degradations of silicon photovoltaic modules: A literature review. Solar Energy 96 (2013) 140–151
2. E.D. Dunlop, D. Halton .Research and Application 14 (2006) 53–64.
3. Norme internationale, CEI 61215, (2005), Modules photovoltaïques (PV) au silicium cristallin pour application terrestre - qualification de la conception homologation, deuxième édition.
4. T. Hukloff, (2009), Usage of Highly Accelerated Stress Test (HAST) in Solar Module Ageing Procedures, Master of Science Thesis, Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden.
5. M.G. Villalva, J.R., Gazoli, E. Ruppert F., Modelling and circuit-based simulation of photovoltaic array, Brazilian Journal of Power Electronics, Volume 14(1), Pages 35–45, 2009.
6. P.H. Communay, Héliothermique, Le gisement solaire, Méthodes et calculs, Groupe de Recherche et d'Édition, Toulouse, 2002.

Evaluation de l'efficacité énergétique et du comportement en endommagement d'un film polymère noir sur le rendement des dispositifs solaires.

BABA AHMED Nassim[1*], BENMOUSSAT Abderrahim[2]

[1] Département de Physique, Faculté des Science, Université Abou Bekr Belkaïd de Tlemcen, Tlemcen, Algérie.

[2] Département de Génie Mécanique, Faculté de Technologie, Université Abou Bekr Belkaïd, Tlemcen, Algérie.

[*]Auteur correspondant : nassimbaba@yahoo.fr

Résumé - Nous sommes intéressés dans cette étude au matériau polymère polyéthylène (PE) utilisé comme matériau absorbant dans le capteur solaire qui constituera l'étude de son comportement énergétique durant l'exposition solaire et à l'influence de son vieillissement sur la durabilité et l'efficacité énergétique des capteurs solaires constitueront son comportement en vieillissement. Ainsi, la caractérisation physico-chimique du PE a montré que le matériau présente des valeurs de conductivité thermique, de diffusivité thermique et de capacité thermique lui permettant d'être utilisé comme matériau absorbant où la conversion du rayonnement solaire en chaleur est appréciable dans le dispositif à effet de serre considérés. Les valeurs de l'éclairement dans le site considéré qui est le site de Tlemcen, ont été effectuées. Et suite aux tests énergétiques, on confirme la bonne tenue du PE nous ramène à une température maximale atteinte au niveau du matériau absorbeur est de 105 °C, ce qui est suffisant pour la distillation solaire où un maximum d'eau distillé a été obtenu lorsque les conditions de températures extrêmes sont considérées. Dans notre étude, nous avons conçu et expérimenté deux types de dispositifs solaires à effet de serre qui sont un distillateur solaire simple et capteur solaire plan. Les températures des différents éléments constituants le système changent instantanément, et échangent de ce fait entre eux de la chaleur par conduction, convection, rayonnement et évaporation.

Mots Clés : Polyéthylène – Capteur solaire – Efficacité énergétique – Vieillissement du PE

1. *Introduction*

Le développement de nouveaux comportements et d'énergies de substitution est indispensable. Pour diversifier le bouquet énergétique, plusieurs types de ressources naturelles sont à notre disposition : la géothermie, l'éolien, la biomasse, l'eau et le soleil. L'énergie solaire, qui est à l'origine de la plupart des énergies sur Terre, est aussi une source inépuisable d'approvisionnement immédiat en énergie. La satisfaction des besoins en eau potable est en augmentation d'une manière continue alors que les réserves se trouvent constamment diminuées et mal réparties. Dans les régions où l'eau potable est rare comme les zones arides et semi arides, la production de l'eau douce à partir d'une eau saumâtre ou d'une eau salée peut s'effectuer à partir de l'énergie solaire en utilisant les dispositifs énergétiques à effet de serre qui sont des capteurs solaires. Une des problématiques dans la captation solaire dans ce procédé est le choix des matériaux et leurs sélectivité pour optimiser l'absorption et réduire les transferts thermiques à travers l'isolation ou encore les matériaux transparents pour diminuer les réflexions et obtenir le maximum de rayonnement convertis. Certains matériaux se trouvent à la frontière entre les applications mécaniques et physiques, comme par exemple les matériaux polymères qui ont vu leur utilisation croître dans divers domaines vu leur

facilité de mise en œuvre, leur faible coût de production et leurs caractéristiques mécaniques. Un problème majeur que l'on rencontre pour les polymères thermoplastiques concerne leur durée de vie. De nombreux travaux ont été menés pour prédire la durée de vie. La compréhension et la prédiction de la durabilité de ces matériaux par rapport à leur dégradation sont, d'une façon générale, moins avancées et assez disparates selon le mode de vieillissement **[1, 2]**. Tous les matériaux utilisés dans les dispositifs à effet de serre se caractérisent surtout par leur instabilité plus au moins rapide dans le temps vis-à-vis du rayonnement solaire et surtout sa fraction ultraviolette (UV). Le vieillissement climatique des polymères entraîne l'évolution des propriétés du matériau tant sur le plan mécanique que chimique ou morphologique. Il combine, pour l'essentiel, les effets de la lumière, de la température et de l'oxygène. L'humidité, la pluie, le vent (et le vent de sable), la poussière, l'ozone et la pollution chimique sont d'autres agents aussi importants.

Nous sommes intéressés dans cette étude au matériau polymère, le polyéthylène (PE) utilisé comme matériau absorbant dans le dispositif solaire qui constituera l'étude de son comportement énergétique durant l'exposition solaire. Dans un second temps, l'influence de son vieillissement sur la durabilité et l'efficacité des dispositifs solaires constituera son comportement en vieillissement. La question de la durabilité du PE est alors clairement posée. En effet, des ruptures prématurées ont été constatées depuis une dizaine d'années **[2]**, et ceci est dû essentiellement aux canicules de chaleur qui amplifient le phénomène. Le polyéthylène industriel totalement transparent aux UV, contient des défauts de structures (double liaisons, liaisons vinylidènes), des impuretés métalliques restent du catalyseur et d'oxygène dont les propositions ont une grande influence sur la stabilité du matériau. Cette photodégradation est due essentiellement à la fraction ultraviolet contenue dans le spectre solaire et dans les longueurs d'onde sont comprises entre 280 et 400 nm [3, 4] et à la température. Le matériau est aussi transparent aux rayonnements infrarouges (IR) entre 800 et 1400 cm-1 (7,1 à 12,5 μm) au maximum d'émission du corps noir. Aussi différentes actions sont menées au niveau du polymère pour qu'il présente d'une part une bonne couverture thermique et d'autre part une bonne stabilisation aux UV. La méthodologie d'étude consiste à mener l'étude dans un prototype solaire de laboratoire permettant de voir le comportement énergétique et le comportement en vieillissement.

2. *Matériel et méthode*

Nous utilisons différentes méthodes de caractérisation du matériau d'étude : composition chimique, émissivité, conductivité thermique, diffusivité thermique, masse volumique et nous présenterons les résultats des tests d'exposition solaire : les différentes températures et l'éclairement solaire. Nous finirons par relater les différentes techniques expérimentales utilisées pour la caractérisation physico-chimique du vieillissement des échantillons du matériau d'étude, en l'occurrence, la diffraction des rayons X (DRX), la microscopie électronique à balayage (MEB), la spectrométrie à dispersion d'énergie (EDX) couplée au MEB, l'analyse thermique, l'UV-visible du solide et l'infra-rouge à transformée de Fourier (FTIR). Ces techniques d'analyse vont nous permettre d'évaluer les propriétés structurales et texturales de notre matériau d'étude. Le PE, utilisée dans cette étude, est fabriqué au complexe pétrochimique de Skikda (Algérie). Le film commercial de polyéthylène basse densité (PEBD) a 117 μm environ. Nous avons mesuré quelques propriétés de notre matériau le PE et nous résumons les résultats obtenus comme suit :

- Emissivité : On présente les résultats obtenus pour le matériau étudié, le film en PE.

Les valeurs ont été obtenues après étalonnage sur une feuille d'aluminium rugueux, en considérant la même valeur d'émissivité dans les deux bandes de mesure. Les mesures ont été réalisées à température ambiante $(21°C \pm 3°C)$. On note que la valeur d'émissivité est légèrement plus élevée dans la bande 8-14 μm que dans la bande 1-20 μm.

- Masse volumique : La masse volumique du film polymère en PE a été caractérisée en utilisant un pycnomètre. La valeur de la masse volumique retrouvée par la mesure $\rho_{PE} = (0{,}929 \pm 0{,}01)$ g.cm^{-3}.

Tableau 1 : Les résultats de mesure de l'émissivité du matériau d'étude

Valeur de l'émissivité		**Incertitude type composée**	**Incertitude élargie**
8 - 14 µm	**1-20 µm**		
0,98	0,97	0,004	0,007

➢ Conductivité thermique, Diffusivité thermique et Capacité thermique massique : Nous présentons les résultats obtenues sur un film polymère en PE utilisé comme absorbeur de chaleur dans les dispositifs à effet de serre. Les valeurs de la conductivité et la diffusivité thermique du film polymère en PE sont caractérisées. La valeur de la conductivité thermique obtenue est $k_{PE} = (0{,}48 \pm 0{,}01)$ et la valeur de la diffusivité thermique est $a_{PE} = (0{,}314 \pm 0{,}02)$. La valeur de la capacité thermique massique du film polymère en PE est donnée par le calcul de la valeur de Cp_{PE} à partir des valeurs de la masse volumique mesurée, de la conductivité et de la diffusivité thermique en utilisant la relation suivante :

$$C_P = \frac{k}{a \cdot \rho} \qquad (1)$$

On obtient la valeur de la capacité thermique massique suivante : $C_{P_{PE}} = (1{,}645 \pm 0{,}012)$.

➢ Autres propriétés : Nous récapitulons quelques propriétés intrinsèques au film en PE.

Tableau 2 : Quelques propriétés du matériau d'étude

Propriétés	**Unité**	**Valeur**
Densité		0,943 ± 0,001
Température de fusion	°C	127,6 ± 0,1
Taux de cristallinité	%	40 ± 2
Masse molaire moyenne	Kg / mol	220
Module d'élasticité	Mpa	345 ± 50
Température de transition vitreuse	°C	110
Coefficient de dilatation	K^{-1}	$2 \cdot 10^{-4}$

Nous présenterons deux études l'une sur un distillateur solaire en utilisant un bac en fer galvanisé peint en noir et recouvert d'un un film polymère noir en PE comme absorbeur de chaleur et l'autre sur un capteur solaire plan. Nous présenterons les résultats expérimentaux dans les deux cas. L'acquisition des différents éléments pour la réalisation du distillateur solaire a été obtenue pour la plupart dans le commerce et sa conception est très simple, facile à construire et à maintenir. Comme le montre les figure 1 et figure 2, il est constitué de :

bac absorbant, Couverture verrière, Isolation thermique.
Couverture extérieure, Tuyauterie,

Concernant le capteur solaire, Le banc d'essai a été réalisé au sein du au laboratoire d'énergétique et matériaux au niveau de la faculté de technologie de l'université de Tlemcen situé au Nord-ouest Algérien à une latitude 35,28°, une longitude de -1,17° et une altitude de 750m. Le site est caractérisé par un ensoleillement très important, avec une irradiation moyenne journalière estimé à 6000Wh/m², une durée d'insolation d'environ 3000 heures par an et un indice de clarté K_t moyen estimé à 0,75 [5]. Le capteur plan solaire à un seul vitrage est représenté sur la figure 3, dont la surface totale est égale à 2,6 m², et la surface d'ouverture égale à 2.4 m². Il est monté sur une structure rigide en acier réglable à plusieurs niveaux d'inclinaison de 0°, 32°, 45°, 60° et 90°.

3. *Résultats et discussion*

La campagne de tests a été axée sur les mesures de la température ambiante du milieu environnant, de la température de la surface extérieure de la vitre, de la température de l'eau salée, de la température de la surface extérieure de l'isolant. En même temps nous avons procédé à la variation de certains paramètres pour constater leurs effets sur l'évolution de ceux mesurés. On peut voir sur la figure 4 la variation du rayonnement solaire reçu par une surface inclinée des dispositifs solaires selon les jours de l'expérience. Il est plus intense de 12h30 à 13h30 tandis qu'il est moins intense à la fin de la journée, puisque, la durée d'insolation est plus longue pendant la période estivale. La figure 4 montre que les journées des expériences ont été claires sauf celles du 21/05/2012 et du 26/05/2012 où il y avait un passage des nuages discontinus ce qui a influé sur l'intensité solaire.

Pour le distillateur, Les tests expérimentaux du distillateur solaire avec Bac + PE ont été réalisés durant le mois de Mai 2012. Pour bien expliquer ses tests, on donne tout d'abord la production journalière d'eau distillée par le distillateur solaire, puis on prendra chaque jour à part et on présentera plus d'interprétations sur les tests. La production journalière d'eau distillée durant sept jours d'expérimentation (les jours sont numérotés de 1 à 7) est donnée par la figure 5. L'histogramme de la figure 5 représente la production journalière réelle d'eau distillée du distillateur solaire conçu et sa projection si la surface était de 1 m² pour pouvoir comparer avec la production d'autres distillateurs solaires dans le monde. On constate que la quantité d'eau distillée est assez importante pour ce qui est de la distillation solaire, surtout durant le 6ième et 7ième jour. En effet 2,82 litres (4,7 litres/m²) est une bonne production comparativement à d'autres distillateurs solaires conçus dans le monde, et surtout avec les premiers tests fais en 2011. On fait remarquer que durant tous les tests, le distillateur solaire étudié avait toujours la même position presque horizontale pour qu'on puisse l'utiliser comme Distillateur plan (stagnation de la solution dans l'absorbeur). Pour avoir plus d'interprétations sur les expériences réalisées, chaque jour va être traité à part.

Pour le capteur solaire, l'évolution du rendement journalier et la caractérisation du capteur solaire plan étudié par le calage hivernal est représentée graphiquement par la figure 6.

Côté vieillissement, la Figure 7 montre l'évolution du spectre IR d'un PE oxyde, dans la zone des carbonyles, avant et après traitement par NH_3 pendant 7 jours. Nous notons une forte diminution de la bande d'absorption des carbonyles centrée vers 1720 cm^{-1} et l'apparition d'une bande d'absorption intense des carboxylates vers 1555 cm^{-1}. Il y a donc eu transformation des acides carboxyliques en carboxylates. Par contre, on n'observe pas la formation d'amides ce qui indique qu'il n'y aurait pas de groupes esters parmi les produits d'oxydation du PE. La composition chimique des films minces de PE a été vérifiée par spectrométrie infrarouge (IR) en mode transmission. Cette technique permet d'identifier et de doser les fonctions chimiques présentes au sein du matériau. Sur le spectre IR du PE pur (Figure 8), nous avons retrouvé toutes les bandes d'absorption caractéristiques du PE identifiées par Gulmine et al. [6] et par George et al. [7]. Ceci confirme que notre matériau est un PE. Le tableau 3 résume les principales bandes d'absorption IR du PE et leurs attributions [8] :

D'autre part et afin de vérifier que notre matériau est un PE, nous avons eu recours à la densimétrie qui a permis d'évaluer précisément, au moyen d'une balance, la masse du corps et celle

du même volume de solvant (l'eau dans cette étude) déplacé en utilisant le principe d'Archimède. La mesure de la densité a été réalisée à l'aide d'une balance analytique équipée d'un kit de mesure de densité avec une précision de 0,1 mg. Les 5 mesures (pour intégrer la dispersion des résultats) ont été réalisées assez rapidement (moins de 30 secondes) pour ne pas laisser le temps à l'eau de pénétrer dans les films.

Tableau 3 : Bandes d'absorption IR du PE et leurs attributions

Nombre d'ondes[a] (cm^{-1})	**Nombre d'ondes[b] (cm^{-1})**	**Attribution**
2919		Elongation asymétrique du CH_2
2851		Elongation symétrique du CH_2
1473 et 1463	1460	Déformation de flexion du CH_2
1377		Elongation symétrique du CH_3
1366 et 1351	1362 et 1350	Déformation de balancement du CH_2 de la phase amorphe
1306	1304	Déformation de torsion du CH_2
	1076	Déformation de balancement du C-C de la phase amorphe
731 à 720	720	Déformation de rotation du CH_2

[a] Résultats de Gulmine et al. **[6]**, [b] Résultats de George et al. **[7]**.

La calorimétrie différentielle à balayage (DSC) a permis de déterminer la température de fusion T_f et le taux de cristallinité χ_c du PE. 5 essais ont été effectués afin de tenir compte de la dispersion des résultats. Le matériau dont nous disposons a une masse volumique de $\rho_{PE} = (0{,}929 \pm 0{,}01)$ g.cm^{-3}, une température de fusion de T_f = 115 °C et un taux de cristallinité de χ_c = 39 ± 0,02. Ceci nous a permis de confirmer que le matériau est un polyéthylène basse densité (PEbd).

Nous avons réalisé des vieillissements accélérés sur le film mince du PE. Une attention particulière a été portée à l'évolution de la composition chimique du PE industriel, déterminée par spectrométries infrarouge et ultraviolet. Le film de PE a été exposé dans des étuves ventilées, a des températures entre 80 et 120 °C jusqu'à 40 jours. A intervalle de temps régulier, les échantillons ont été prélevés et analysés, notamment, par spectrométrie IR et UV. Nous avons suivi les produits d'oxydation du PE selon deux approches :

- L'approche classique qui consiste à suivre la concentration totale des produits carbonyles (C=O) et hydroxyles (-OH) à partir des absorbances des pics IR composites a ≃ 1720 cm^{-1} et a ≃ 3400 cm^{-1}.
- L'approche plus rigoureuse qui consiste à mettre en œuvre des techniques de dérivation chimique pour déterminer les concentrations élémentaires des différents produits d'oxydation.

Dans l'approche classique, les produits d'oxydation du PE vieilli ont été analyses de façon globale par spectrométrie IR. La concentration totale des produits carbonyles (C=O) a été déterminée à partir de l'absorbance du pic IR composite centre vers 1720 cm-1 (Figure 9) en utilisant la loi de Beer-Lambert et un coefficient d'extinction molaire $\varepsilon_{c=o}$ moyen.

La valeur du coefficient d'extinction molaire moyen $\varepsilon_{c=o}$ dépend à la fois des coefficients d'extinction molaire élémentaires des différents groupes carbonyles ε_i, mais aussi de leurs proportions molaires $\%_{mol.}$. Typiquement, les coefficients d'extinction molaire élémentaires des carbonyles (C=O) varient entre ≃ 150 L.mol^{-1}.cm^{-1} pour les aldehydes et 680 L.mol^{-1}.cm^{-1} pour les acides carboxyliques (Tableau 4). En première approximation, nous avons choisi une valeur moyenne

pour $\varepsilon_{c=o}$ de 360 mol.L^{-1}.cm^{-1}. Cette valeur tient compte des proportions et des coefficients molaires des différents groupes carbonyles formes entre 80 et 120 °C dans l'air.

Tableau 4 : Coefficients d'extinction molaire utilisés pour déterminer la concentration des différentes espèces carbonyles par spectroscopie IR.

Nombre d'ondes (cm^{-1})	**Composé**	**ε (mol L^{-1} cm^{-1})**
1718 - 1700	Acides carboxyliques	680 **[9]**
1735 - 1718	Cétones	350 **[10]**
1730 – 1736	Aldéhydes	155 **[9]**
1738 - 1746	Esters	590 **[10]**

Dans le cas des produits hydroxyles (-OH), la concentration totale a été déterminée à partir de l'absorbance du pic IR composite centre vers 3370 cm^{-1} (**Figure 10**) en utilisant la loi de Beer-Lambert et un coefficient d'extinction molaire $\varepsilon_{O=H}$ moyen. Cependant, les coefficients d'extinction molaire élémentaires des hydroxyles (-OH) c'est- à-dire des hydroperoxydes, des acides et des alcools sont du même ordre de grandeur ≃ 70 mol.L^{-1}.cm^{-1} (**Tableau 5**). Nous avons donc garde cette valeur moyenne pour $\varepsilon_{O=H}$.

Tableau 5 : Coefficients d'extinction molaire utilises pour déterminer la concentration des différentes espèces hydroxyles par spectroscopie IR.

Nombre d'ondes (cm^{-1})	**Composé**	**ε (mol L^{-1} cm^{-1})**
3550	hydroperoxydes libre (ROOH)	70 **[11]**
3415	hydroperoxydes associes (ROOH)	70 **[11]**
3550 – 3200	alcool/phenol	70 **[10]**
3200 - 2500	Acide	70 **[10]**

4. *Conclusions*

Nous avons étudié le comportement énergétique du polyéthylène basse densité utilisé comme matériau absorbant par une simulation expérimentale dans un prototype de distillateur solaire et par une simulation numérique. L'étude a été complétée par une caractérisation en vieillissement du matériau où le problème majeur que l'on rencontre pour les polymères thermoplastiques tel que le PE concerne leur durée de vie où de nombreux travaux ont été menés. La compréhension et la prédiction de la durabilité de ces matériaux par rapport à leur dégradation sont, d'une façon générale, moins avancées et assez disparates selon le mode de vieillissement. Tous les matériaux utilisés dans les dispositifs à effet de serre se caractérisent surtout par leur instabilité plus au moins rapide dans le temps vis-à-vis du rayonnement solaire et surtout sa fraction UV.

En comportement énergétique sous exposition solaire, le PE a présenté un maximum d'échanges thermiques caractérisés par une grande absorption et une faible réflexion. Le distillateur solaire conventionnel est basé sur le principe de l'effet de serre. Lors de la distillation, l'augmentation de la température fait réchauffer l'eau saumâtre qui s'évapore. Cette capacité d'évaporation grandit au fur et à mesure que la température augmente jusqu'à ce que l'air atteigne sa saturation en vapeur d'eau. La vapeur d'eau ainsi obtenue se condense sous le vitrage. Les gouttelettes d'eau s'écoulent vers la

partie inférieure. Les variations des températures nous suggèrent à dire que la production d'eau distillée dépend évidemment de l'énergie solaire incidente et aussi de la surface absorbante ; entre autre un volume de 2 litres de distillat de très bonne qualité a pu être récupéré en fin de journée. On a constaté également un fort gradient de température entre la nappe d'eau, la zone tampon saturée de vapeur d'eau et la vitre, ce qui favorise la condensation et l'évaporation.

Lors de la distillation solaire l'influence de l'écart de température entre l'absorbeur et la vitre sur l'efficacité de l'échange thermique est à considérer. Il a été utilisé pour obtenir les variations de certains paramètres, en fonction de certains facteurs à la région de Tlemcen, qui est une région bénéficiant d'un bon ensoleillement, surtout durant la d'été. Nous avons étudié à cet effet, l'influence de cet écart sur les différentes quantités échangé, les résultats obtenus nous ont permis de tirer les conclusions suivantes :

- L'augmentation de la puissance absorbée par l'absorbeur augmente la température de l'absorbeur,
- L'augmentation de la température de l'absorbeur augmente la puissance utile reçue par l'air,
- L'augmentation de la température de l'absorbeur a pour effet d'augmenter la température de l'air,
- Les pertes globales augmentent avec l'augmentation de l'écart de température entre l'absorbeur et la vitre,
- L'augmentation de l'écart de température entre l'absorbeur et la vitre augmentera le rendement du capteur solaire,
- Une augmentation de l'écart de température entre l'absorbeur et le vitrage minimisera l'entropie du système.

A la fin on pense que des études peuvent être développées sur :

- Les pertes de chaleur, car la diminution de ces pertes à un grand effet sur l'efficacité des capteurs solaires,
- Les pertes de charge, qui ont une grande influence sur le rendement du capteur solaire, et leurs effets sur la minimisation de l'entropie et la maximisation de l'énergie,
- Déterminer les facteurs responsables de la génération de l'entropie du fluide caloporteur.

En comportement en vieillissement sous exposition thermique du PE comporte les conclusions suivantes :

- Le vieillissement thermique du PE dans l'air consiste en une perte physique et une consommation chimique suivies immédiatement par une oxydation brutale du polymère,
- Dès que la totalité des antioxydants a disparu, le PE s'oxyde brutalement et se fragilise. On peut donc raisonnablement considérer que la durée de vie du PE correspond au temps d'induction de l'oxydation qui, lui-même correspond au temps nécessaire pour perdre l'ensemble des antioxydants ($t_f \simeq t_i = t_s$),
- Les produits d'oxydation les plus polaires, c'est-à-dire les groupements alcools et acides carboxyliques, sont les principaux contributeurs a l'absorption d'eau d'un PE non oxyde, ayant un taux de cristallinité de 39 %, est extrêmement faible ≃ 18 ppm.

Références

1. S. CASTAGNET, Y. DEBURCK, "Relative influence of microstructure and macroscopic triaxiality on cavitation damage in semi-cristalline polymer", Mater. Sci. Eng., A448, 2007, 56-66.
2. I. MKACHER, « Vieillissement thermique des graines de PE et de PVC des câbles électriques », Thèse de Doctorat, PARISTECH et Ecole nationale supérieure des arts et métiers de PARIS, Décembre 2012.
3. W. WANG, B. QU, "Photo and thermo-oxidative degradation of photocrosslinked ethylene-propylene-diene terpolymer", Polymer degradation and stability, 81, 2003, 531-537.
4. A. KUMAR, S. COMMERUC, V. VERNEY, "Ageing of elastomers: A molecular approach based on rheological characterization", Polymer degradation and stability, 85, 2004, 751-757.
5. Ministère de l'Energie e des Mines, « Bilan énergétique nationale de l'année 2010 », Edition 2011. www.mem-algeria.org.
6. J. V. Gulmine et al., "Polyethylene characterization by FTIR", Polymer Testing, 21(5), 557-563, 2002.

7. G. A. George et al., "Real-time analysis of the thermal oxidation of polyolefins by FT-IR emission", Polymer Degradation and Stability, 48(2), 199-210, 1995.
8. S. Krimm, C.Y. Liang, G. B. B. M. Sutherland, "Infrared Spectra of High Polymers. II. Polyethylene", The Journal of Chemical Physics, 25(3), 549-562, 1956.
9. D. J. Carlsson, D. M. Wiles, "The Photodegradation of Polypropylene Films. III. Photolysis of Polypropylene Hydroperoxides", Macromolecules, 2(6), 597-606, 1969.
10. J. Lacoste, D. J. Carlsson, "Gamma-, photo-, and thermally-initiated oxidation of linear low density polyethylene: A quantitative comparison of oxidation products", Journal of Polymer Science Part A: Polymer Chemistry, 30(3), 493-500, 1992.
11. M. H. Tabankia, J.-L. Philippart, J.-L. Gardette, "Photo-oxidation of block copoly(ether-ester) thermoplastic elastomers", polymer degradation and stability, 12(4), 349-362, 1985

Figures :

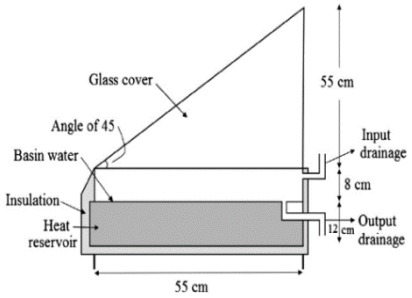


Figure1 : Prototype du distillateur solaire réalisé.



Figure 2 : Distillateur solaire avec une isolation en bois bien sec peint en blanc avec film d'aluminium.

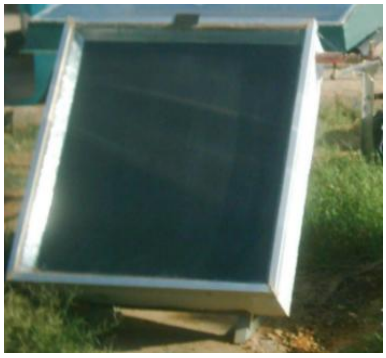


Figure 3 : Représentation du capteur solaire plan

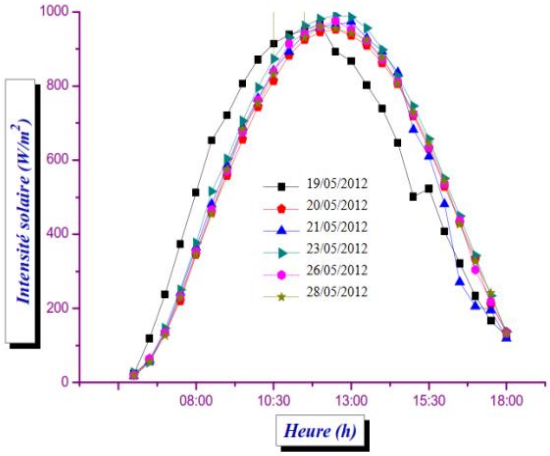
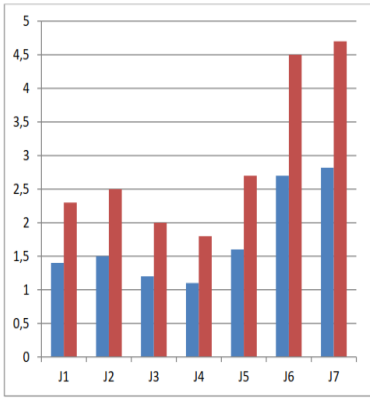


Figure 4 : Insolation des journées



Distillateur conçu

Projection du distillateur de 1 m² de surface

Figure 5 : Production journalière en eau

d'expérience. *distillée*

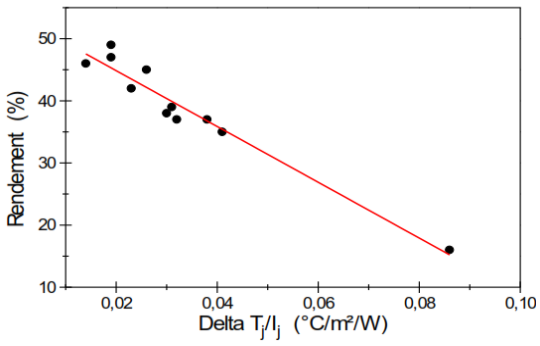


Figure 6 : Evolution du rendement journalier ηj en fonction de ΔTj / Ii

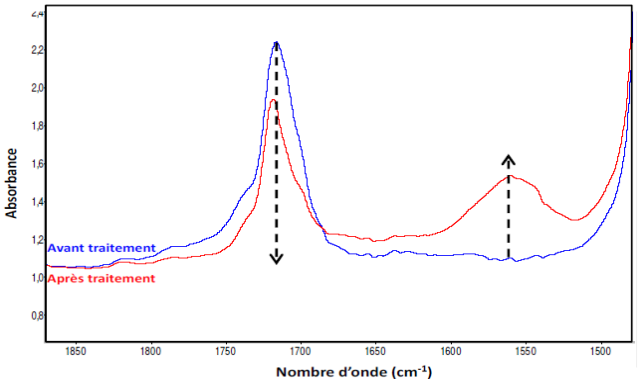


Figure 7 : évolution du spectre IR d'un PE oxyde avant et après traitement par nh3 pendant 7 jours

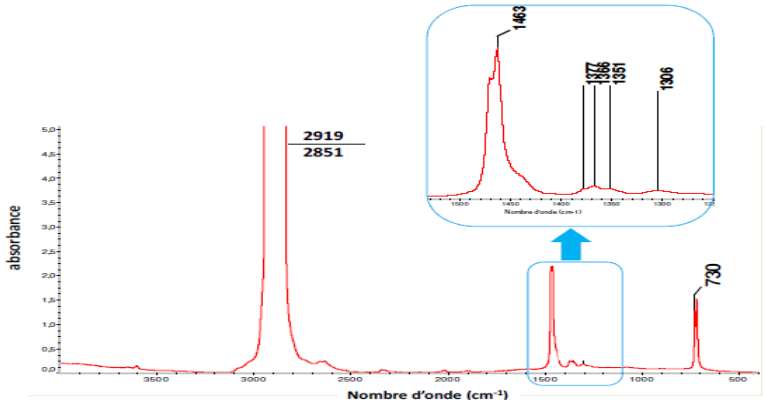


Figure 8 : Spectre IR en transmission d'un film de PE. La représentation inclut un zoom de la zone 1 550 – 1 300 cm-1 pour montrer toutes les bandes d'absorption du PE.

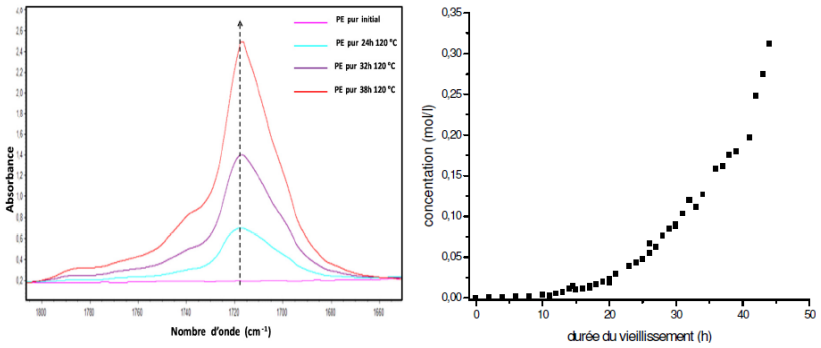


Figure 9 : Accumulation des espèces carbonyles (C=O) au cours du vieillissement thermique du PE pur dans l'air à 120 °C.

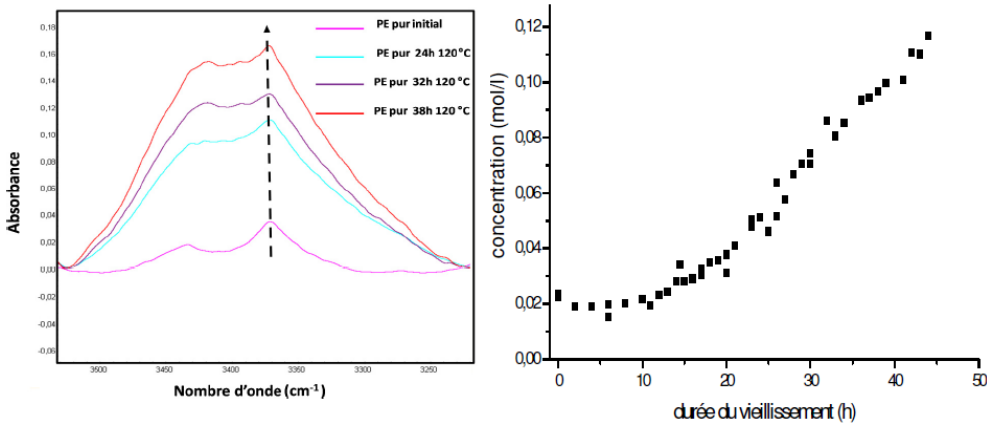


Figure 10 : Accumulation des espèces hydroxyles (-OH) au cours du vieillissement thermique du PE pur dans l'air à 120 °C.

Thermal performance of a photovoltaic thermal collector

Hanene Ben cheikh el hocine[1], Abdelkrim Khelifa[1], Khaled Touafek[1], Fouad Kerrour[2], Hafsi Haloui[1]

[1]Unité de Recherche Appliquée en Energie Renouvelables, URAER, Centre de Développement des Energies Renouvelables, CDER, 47133, Ghardaïa, Algérie
[2]Laboratoire de Modélisation de Dispositifs à Énergies Renouvelables et Nanométriques, Département d'électronique, Faculté des Sciences de la Technologie.
Université Frères Mentouri – Constantine 1, Algérie
[1]bencheikh_80@yahoo.fr

Abstract - the hybrid solar photovoltaic thermal PV/T offers an interesting option now; because the absorbed solar radiation is converted into electric energy and heat (the conversion can be performed simultaneously or separately). The objective of this work is to study numerically and of the hybrid collector PVT for measuring the thermal performance. The results suggest that this type of collector is a good alternative to conventional photovoltaic modules and thermal collectors installed separately.

Résumé – les capteurs hybrides solaires photovoltaïque thermique PV/T offrent une option intéressante; le rayonnement solaire absorbée est convertie en deux forms d'énergie électrique et thermique (la conversion peut être effectuée simultanément ou séparément). L'objectif de ce travail est d'étudier numériquement un capteur hybride PVT pour mesurer les performances thermique. Les résultats suggèrent que ce type de collecteur est une bonne alternative aux modules photovoltaïques classiques et capteurs thermiques séparément installés.

Keywords – Photovoltaic, Hybrid System, Solar Collector, Thermal Efficiency

Nomenclature

G	Solar radiation intensity [W/m²]
A_c	Collector area
F_R	Heat removal efficiency factor
$(\tau\alpha)_{PV}$	The product of absorptivity and transmittivity
U_L	Overall back loss coefficient [W/m^2 K]
T_{in}	Inlet temperature
T_a	Ambiant temperature
$\dot{m}$	Mass flow rate (kg/s)
C_p	Specific heat capacity [kJ/kg K]
F'	The corrected fin efficiency

1. Introduction

Photovoltaic panel are known to produce electricity; and thermal collectors that provide heating systems. The two systems are independent and different, but they are not absolutely incompatible, that can be completed using a hybrid design that allows using both techniques, thermal and electrical, in a process called (PV/T). Essentially this is of interest in this work, connect a photovoltaic panel with another refrigeration system which is used as well as the thermal system, a cooling fluid can later produce hot water means of a heat exchanger.

Most research in this field is intended to assess the thermal and electrical performance or analyze the economic aspect of hybrid systems through the estimation of solar coverage provided [1], [2].

In 2005, Zondag [3] offers a state of the art solar PV/T hybrid based on the report of the European project PV Catapult [4]. Among the first studies identified by Zondag [1], some focus on the evolution of the geometric configuration of components and other methods of modeling.

Performance analysis of a hybrid collector PV/T using a dynamic explicit model was proposed by Chow [5]. That the model is suitable for applications in the simulation of dynamic systems

Tiwari and Sodha [6] developed a thermal model for an integrated thermal solar collector (IPVTS) and compared to the classical model of a photovoltaic module heater Solar byHuang and other reference [7].

Chow et al [8] showed that the addition of water flow tubes in transparent photovoltaic module can be a good choice for greater solar efficiency. However, the hybrid collector PV/T (sheet and tube) Single glazing is considered the most promising model because it has high efficiency and is easy to build.

Kalogirou and Tripanagnostopoulos [9], [10] have a simulation of a system of water storage hybrid collector (PV/T) and found that the economic viability of PV/T water guy was much better than the PV/T air type…

Elswijk et al [11] set up large tables PV/T on residential buildings and stated that the use of PV / T would save about 38% of the roof surface over a photovoltaic system with a side of solar thermal.

Ji et al [12] studied an integrated façade (PV/T) collector for residential construction in Hong Kong. Thermal annual returns were found about 48% for thin film silicon and 43% in the case of silicon crystalline, respectively, in addition to the integrated construction system has been able to reduce the cooling requirements of the building significantly due to the absorption of heat by the walls of the small ...

In this study, the main focus is on the development of PVT model studied by Touafek [2] using Comsol to validate the results obtained by analytical modeling PVT collector.

2. Description of the system

Fig. 1.(a) shows the simplified diagram of the new proposed PVT hybrid collector. It consists of a monocristallin's photovoltaic module (with its three layers: tempered glass, layer of the cells with the ethylene vinyl acetate (EVA), and lay down Tedlar) type (UDTS50) of 1.29 m length and 0.33 m width, and galvanized steel absorber placed at the lower part of the module, and this absorber is an enclosure containing the coolant, which can be air, water, or glycol. An insulation of the hybrid collector is necessary, it allows better thermal performances, and this insulation is ensured by glass wool.

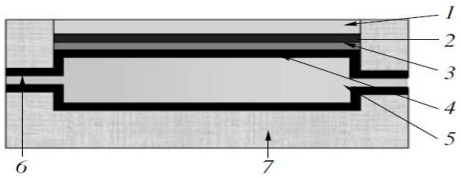


Figure 1 : Simplified diagram of new PVT collector:
1—tempered glass;2—photovoltaic cells;3—tedlar; 4—the absorber;
5—exit of the coolant; 6—entry of the coolant; 7—insulation.

3. Mathematical formulation

The energy balance equations of the PV module are modified from Cox and Raghuraman [13]:

The total energy, E_c, absorbed by the PV cell is given by the following equation:

$$E_c = \tau_g \alpha_c \frac{A_c}{A_T} G \qquad (1)$$

Due to solar irradiation, the electrical energy, E_{ce}, produced by the PV cell is expressed by the following equation:

$$E_{ce} = \tau_g \eta_{pv} \frac{A_c}{A_T} G \quad (2)$$

The amount of solar energy available to the heat system level will be reduced by the extraction of electric energy from PV cell is as follows:

$$S = \left((\tau_g \alpha_c) - \tau_g \eta_{pv} \frac{A_c}{A_T} \right) G \quad (3)$$

The η_{pv} is the cell efficiency represented as a function of the module temperature [14]

$$\eta_{pv} = \eta_0 \left(1 - 0.0045(T_c - T_a)\right) \quad (4)$$

Energy balances on the cell, the plate, and the fluid yield the following equations:

$$\begin{cases} S + U_2(T_{abs_h} - T_c) + U_1(T_a - T_c) = 0 & (5) \\ U_2(T_c - T_{abs_h}) = h_{rad}(T_{abs_h} - T_{abs_b}) + h_1(T_{abs_h} - T_f) & (6) \\ h_{rad}(T_{abs_h} - T_{abs_b}) = U_b(T_{abs_b} - T_a) + h_2(T_{abs_b} - T_f) & (7) \\ h_2(T_{abs_b} - T_f) + h_1(T_f - T_{abs_h}) = q_u & (8) \end{cases}$$

These four equations are solved so that the useful again is expressed as a function of U_1, U_2, $h_{rad(absh_absb)}$, h_1, h_2, U_b and T_a , leads us to determine the U_L and F_R for the collector coefficient of overall loss.

Depending on the mass of the heat flow, inlet and outlet temperatures of the heat exchanger, respectively T_{fo} and T_{fi}, the useful power recovered by the fluid is given by:

$$q_u = \dot{m} C_f (T_{fo} - T_{fi}) \quad (9)$$

Hottel *et al.* [15] modified the above relation and proposed the expression of the useful heat gain can be calculated as follows:

$$q_u = A_c F_R \left[(\tau\alpha)_{pv} G - U_L (T_{fi} - T_a) \right] \quad (10)$$

Where U_L for this collector is not just the top loss coefficient in the absence of back losses but also accounts for heat transfer between the top and bottom of absorber surface , it value is calculated using the concept of heat balance by electrical mapping of heat transfer [16].

The heat removal Factor F_R can be calculated using the winglet equation; it also explains the mass flow rate in the collector m and specific heat of the fluid C_p:

$$F_R = \frac{\dot{m} C_f}{A_c U_L} \left[1 - exp\left(- \frac{F' A_c U_L}{\dot{m} C_f} \right) \right] \quad (11)$$

In calculating total loss coefficient occurs the heat transfer coefficient by convection: h_f which depends on many parameters which are a function of the geometry of the heat exchange surface and the characteristics of the fluid as the mass flow which is a factor estimates the thermal performance.

4. Performance of PVT collector using COMSOL

The hybrid collector PVT consists primarily of single crystal silicon photovoltaic module and device for the discharge from the heat of the water produced by the conversion of solar radiation by the module.

In order to validate the results obtained by analytical modeling PVT collector, a numerical simulation with commercial software has been implemented; A choice was a commercial finite

element software-COMSOL MULTIPHYSICS; taking into account the radiation and natural convection. The temperature profile is given below for an irradiation of 1000W/m²

- First you must choose the space dimension (3D) and add a physical

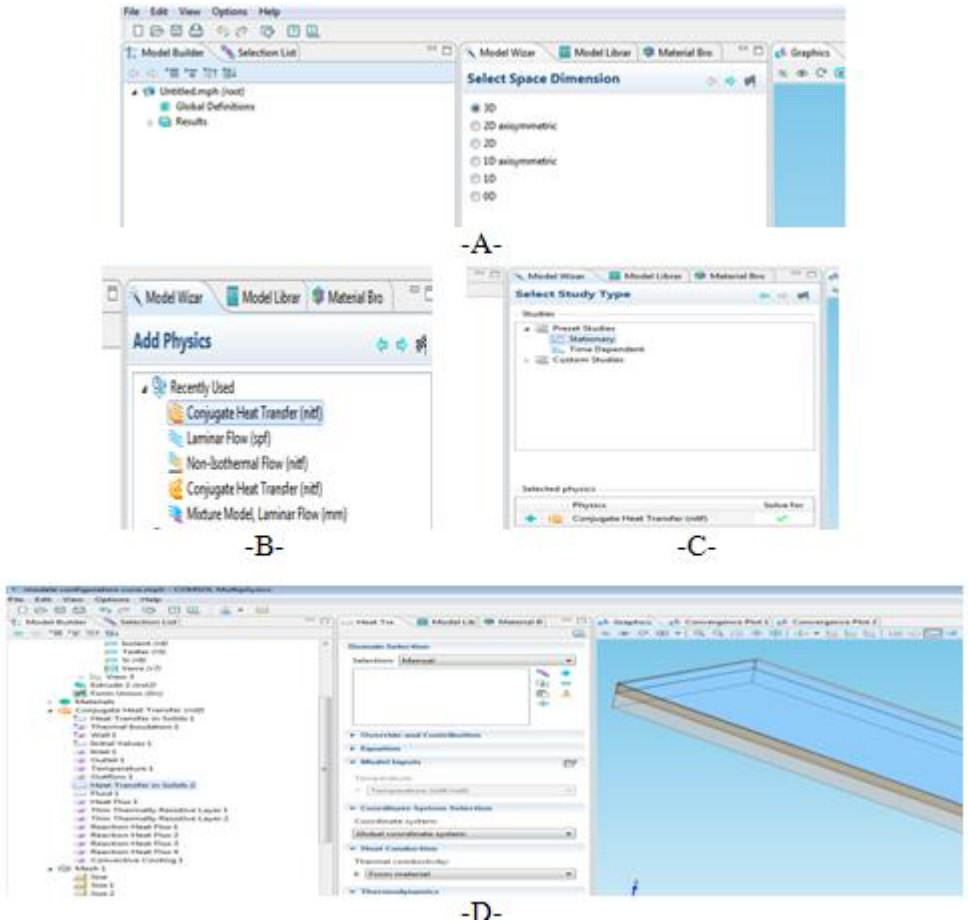


Figure 2 : (A, B, C, D) Different step for creating the model of simulation

- Choosing conjugate heat transfer (nitf), After choosing the type of study on selecting stationary, After clicking wane finished one is following this window see Figure1 (A, B, C, D).

Tableau 1 : Geometry Statistics

Property	Value
Space dimension	3
Number of domains	6
Number of boundaries	32
Number of edges	56
Number of vertices	32

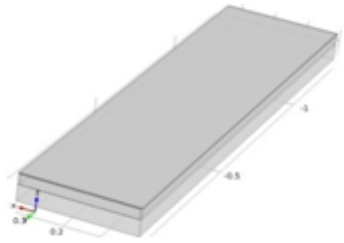
- 

Figure 3 : Geometry of PVT system

- The material used for both the absorber plate and the tube is copper; the input parameters used in the analysis are shown in Table 2

Tableau 2 : Data used for simulation

Layer	λ(W/m.K)	C(J/Kg)	Rho(kg/m^3)	Value
Glass Cover	1	840	2500	0.88
PV Cell	131	700	2330	0.8
Layer of Tedlar	0.035	560	1200	/
Absorber Plat (Steel)	65	400	7800	/
Insulation	0.035	1000	1.127	0.1

Tableau 3 : Propriety of Water, liquid

Name	Value	Unit
Heat capacity at constant pressure	Cp(T[1/K])[J/(kg*K)]	J/(kg*K)
Density	rho(T[1/K])[kg/m^3]	kg/m^3
Thermal conductivity	k(T[1/K])[W/(m*K)]	W/(m*K)

Tableau 4 : Boundary conditions

Name	Expression	Unit	Description
P	0	Pa	Pressure
U	0.001	m/s	Inlet velocity
Tin	298.15	K	Inlet Temperature
Heat Flux	1000	W/m^2	Solar irradiation

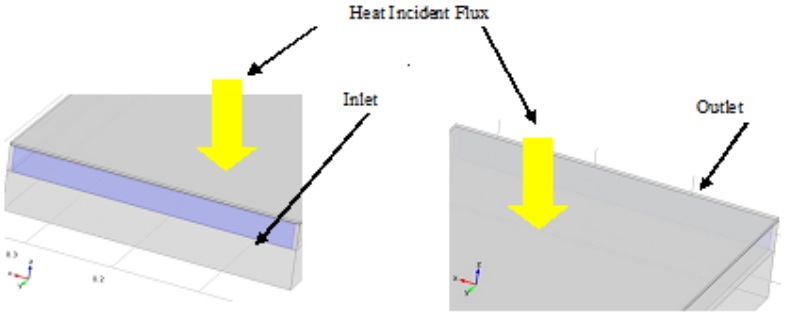


Figure 4 : Boundary conditions

Mesh 1

Tableau 5 : Mesh statistics

Property	Value
Minimum element quality	2.027E8
Average element quality	0.5238
Tetrahedral elements	302942
Prism elements	49552
Triangular elements	40766
Quadrilateral elements	320
Edge elements	1952
Vertex elements	32

5. Experimental study

To study experimentally the PVT hybrid solar collector, a prototype is made at the Unit of Applied Research in Renewable Energy. It is constituted by the monocrystalline photovoltaic module (UDTS 50 type) below which circulates the air.



Figure 5 : Photograph of the prototype of hybrid PV/T air collector at URAER Unity, Ghardaïa.

6. Results and discussions

In order to validate the results obtained by analytical modeling PVT collector, a numerical simulation with commercial software has been implemented; A choice was a commercial finite element software-COMSOL MULTIPHYSICS; taking into account the radiation and natural convection. The temperature profile is given below for an irradiation of 1000W/m² Fig.6 and Fig.7.

Teo et al. [17] were found that the the maximum temperature of the module occurs at the silicon cell. And explained that it was attributed to the high absorption of solar irradiation in silicon cell. Temperature of Tedlar was found higher than front glass of PV module; to be attributed to the closer location of the silicon cell compared to the front glass even though the thermal diffusivity of the glass is higher than Tedlar.

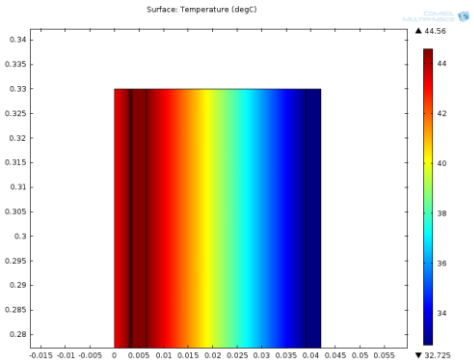


Figure 6: The temperature degraded in the in the prototype

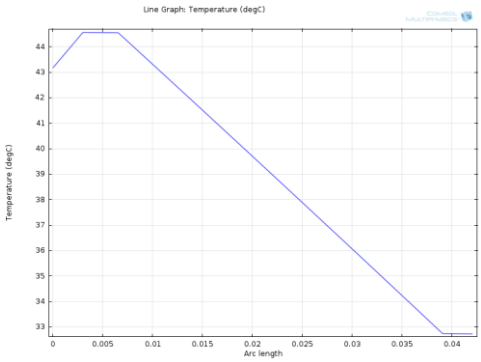


Figure 7: Curve geometric temperature changes in the studied prototype

The absorber is realized with the galvanized iron of high quality, allowing a good transfer of heat with lower cost compared to copper. Aims to increase its electric and thermal conversion energy effectiveness with a low cost compared to the already existing hybrid collector.

In order to analyze the behavior of the new hybrid PVT collector, a number of variables are required, weather-related, thermal quantities, electrical or fluid flow rates. For example a global radiation, ambient and sky temperature and the wind speed is maintained at 5 m/s.

Fig.8 shows the evolution of the fluid speed to a surface in the duct (A-vertical, B-Horizontal).

The temperature evolution in PVT collector is displayed in Fig. 9 and Fig. 10, its reaches a maximum value equal to 44°C, The maximum temperature occurs at the silicon cell, this is attributed to the high absorption of solar irradiation in silicon cell. Temperature of Tedlar is higher than front glass of PV module; this can be attributed to the closer location of the silicon cell compared to the front glass even though the thermal diffusivity of the glass is higher than Tedlar.

Fig. 11 shows the evolution of the outlet fluid temperature along the canal, it was found to be 33°C at L equal at 1.2 m.

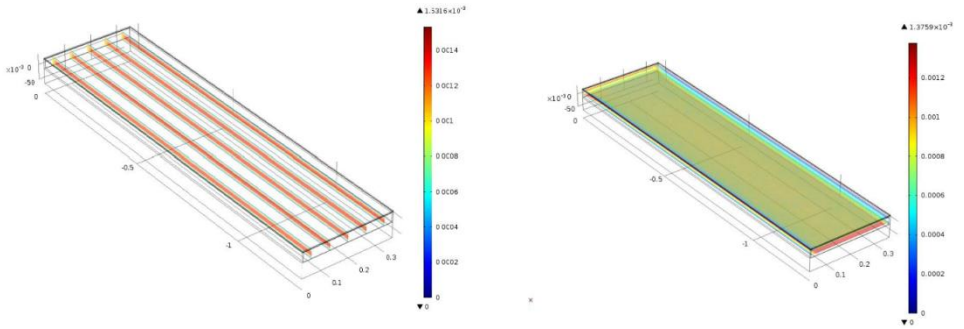


Figure 8: Evolution of the fluid speed to a surface in the duct (A-vertical, B-Horizontal)

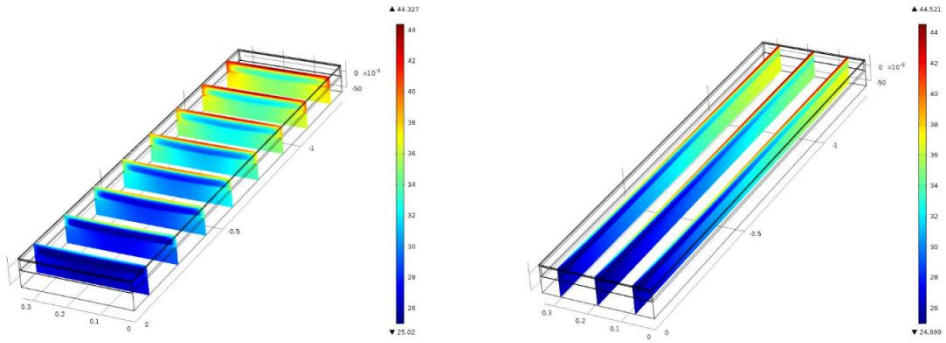


Figure 9: The temperature evolution in several vertical sections of PVT (A- along B- length) of PVT

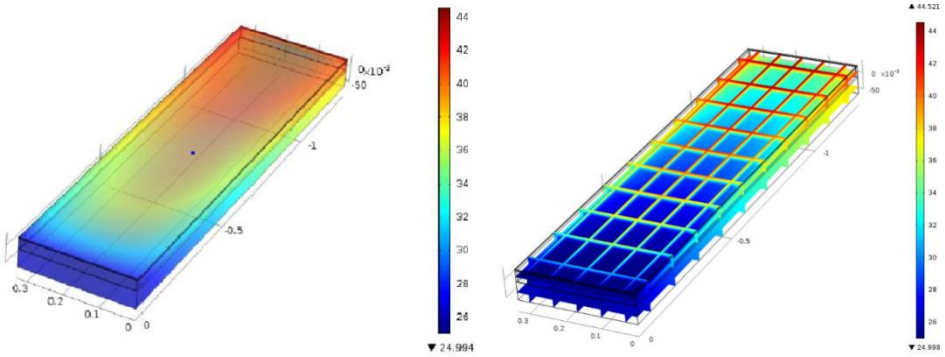


Figure 10: Evolution of the temperature in the collector PVT 3D

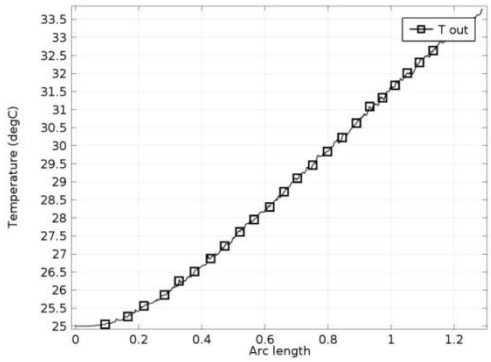


Figure 11: Evolution of the outlet fluid temperature

Solving the system of equations governing heat transfer in the hybrid sensor allowed us to calculate the temperature change of each of its components in order to estimate the thermal and electrical performance of the collector. The useful thermal output reaches a value equal to 213 W in the mode of water heat exchanger of hybrid PVT collector [18].

The simulated value of outlet temperature has work have been validated by their corresponding experimental values in Ref. [19]. The test measurements were made on September 2008. The output temperature reached 37°C for an input of 34°C and an ambient temperature (T_a) of 33°C. the increase in the temperature of the coolant of an average of 3°C between the entry and the exit.

7. Conclusion

The hybrid PVT collector is designed to improve the electrical performance of photovoltaic module by lowering its operating temperature by inserting a thermal collector.

A configuration of an enclosure containing the coolant of the PVT collector has been studied to presented the performance thermal, Some results of this new configuration has been presented; these clearly show the direct impact of various parameters, in particular the solar radiation, ambient temperature, mass flow rate on the temperature profile of the collector.

The main of this configuration with galvanized steel absorber is to reduce the cost compared to the others configurations and increase the conversion energy.

References

[1] K. Touafek, A. Khelifa, M. Adouane, "Theoretical and experimentalstudy of sheet and tubes hybrid PVT Collector", Energy Conversionand Management 80 (2014) 71–77.

[2] K. Touafek, M. Haddadi, A. Malek, "Design and modeling of aphotovoltaic thermal collector for domestic air heating and electricityproduction", Energy and Buildings, Vol. 59 pp. 21–28, (2013).

[3] Zondag H. A. "Flat-plate PV-Thermal collectors and systems: A review," Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2005 Accepte pour publication.

[4] H. A. Zondag, M. Bakker, Helden W. G. J. Eds. "PV/T Roadmap-aEuropean guide for the development and market introduction of PV-Thermal technology". Rapport EU-Project PV - Catapult. 2005, 87 p.

[5] TT. Chow. "Performance analysis of photovoltaic–thermal collector by explicit dynamic model". Solar Energy 2003; 75:143–52.

[6] A. Tiwari, MS. Sodha. "Performance evaluation of solar PV/T system : an experimental Validation". Solar Energy 2006, 80:751–9.

[7] BJ. Huang, TH. and all. "Performance evaluation of solar photovoltaic/ thermal systems".Solar Energy 2001; 70:443–8.

[8] TT. Chow, W. He, Ji J "Hybrid photovoltaic-thermosyphon water heating system for residential application". Solar Energy 2006;80:298–306.

[9] SA. Kalogirou, Y. Tripanagnostopoulos."Hybrid PV/T solar systems for domestic hot water and electricity production". Energy Convers Manage 2006; 47:3368–82.

[10] SA. Kalogirou. "Use of TRNSYS for modeling and simulation of a hybrid PV–thermal solar system for Cyprus". Renewable Energy 2001; 23:247–60.

[11] MJ. Elswijk, MJM. Jong, and all. "Photovoltaic/ thermal collectors in large solar thermal systems". In: 19th EPSEC. 2004.

[12] J.Ji, TT.Chow, W.He. "Dynamic performance of hybrid photovoltaic/thermal collector wall in Hong Kong". Build Environ 2003; 38:1327–34.

[13] Cox III CH, Raghuraman P. Design consideration for flat-plate photovoltaic/thermal collectors. Solar Energy 1985;35(1):227–41.

[14] Florschuetz LW, on heat rejection from terrestrial solar cell arrays with sunlight concentration, IEEE Photovolt Spec Conf Rec Mater 1975:318–26.

[15] H.C. Hottel and A. Willier, '*Evaluation of Flat-Plate Solar Collector Performance*', Transactions of the Conference on the Use of Solar Energy, Vol. 2, University of Arizona Press, Tucson, Arizona, 1958.

[16] H. Ben Cheikh el Hocine, K. Touafek, F. Kerrour « The development of empirical photovoltaic/Thermal collector », The Second International Conference on Electrical Engineering and Control Applications ICEECA'2014, Constantine, Algeria.

[17] Teo et al. "An active cooling system for photovoltaic modules", Applied Energy 90 (2012) 309–315.

[18] H. Ben Cheikh el Hocine, K. Touafek, F. Kerrour, H. Haloui, A. Khelifa « Model Validation of an Empirical Photovoltaic Thermal (PV/T) Collector», International Conference on Technologies and Materials for Renewable Energy, Environment and Sustainability, TMREES15, Energy Procedia74 (2015) 1090 – 1099

[19] K. Touafek, M. Haddadi, A. Malek. Modeling and experimental validation of a new hybrid photovoltaic thermal collector. IEEE Tran Energy Convers March 2011; 26(1):176–83.

Etat des lieux d'une installation de pompage solaire

Hocine GUELLIL[1]

[1] Laboratoire Energétique et Thermique Appliquée ETAP
Département de Génie mécanique, Faculté de Technologie. Université de Tlemcen.
BP 230 Tlemcen 13000 Algérie
* guellil10@yahoo.fr

Résumé – Dans la plupart des pays en voie de développement, l'électricité disponible dans le milieu rural a toujours été un enjeu socio-économique important. Cependant l'accès à l'électricité est devenu primordial pour un développement équilibré et constitue un facteur important de l'exode rural.

C'est donc un défi de mettre d'une part à la disposition des populations rurale et désertique une source d'énergie capable de stimuler l'activité économique et de conduire des améliorations dans leurs besoins quotidiens. Ainsi, il est temps de semer la culture des énergies renouvelables dans notre pays.

Le travail est réalisé (à la station de : Algérienne des Energies Renouvelables située à Chlef). Il consiste à dimensionner un système de pompage photovoltaïque sur le site en utilisant deux méthodes : une analytique et l'autre graphique lissée par la méthode numérique des moindres carrés. Ces méthodes permettent de dimensionner une installation de pompage photovoltaïque pour satisfaire les besoins en eau par une consommation bien déterminée, en utilisant le logiciel COMPASS Lorentz.

Mots Clés : pompage solaire ; panneaux photovoltaïques ; pompes centrifuges.

Nomenclature

HMT	Hauteur manométrique totale, *m*	J_l	Pertes de charge linéaire, *m*
H_g	Hauteur géométrique, *m*	JS	Pertes de charge singulière, *m*
g	accélération de la pesanteur, $m.s^{-2}$	*Symboles grecs*	
P_{ch}	Pertes de charge, *m*	μ	Viscosité dynamique, $N.s/m^2$
V_m	vitesse moyenne, *m/s*	$_i$	Coefficient de courbure, W/m.°C
q_v	Débit expérimental, m^2/s		Densité de l'eau, Kg/m^3
Re	Nombre de Reynolds		

1. Introduction

L'énergie solaire est la plus dominante de toutes les énergies renouvelables et l'une des plus exploitables. Elle donne à l'usager la possibilité de subvenir sans intermédiaire à une partie de ses besoins. Le flux solaire reçu sur la terre dépend de plusieurs facteurs : l'orientation et la nature de la surface terrestre, la latitude du milieu étudié, longitude, altitude, la période de l'année et l'instant considéré ainsi que le degré de pollution.

Dans ce travail, je me suis intéressé plus particulièrement à l'énergie solaire photovoltaïque comme application sur le pompage d'eau dans les sites isolés de la région de Chlef. Cette solution est particulièrement intéressante pour ce type de site, d'autant plus que pour le territoire Algérien qui dispose d'un gisement solaire le plus élevé au monde. La durée d'insolation peut atteindre les 3900 heures par an [1] sur le Sahara, l'énergie acquise quotidiennement sur une surface horizontale de 1m² est de l'ordre de 5 Kwh, soit près de 2263 KWh/m²/an au sud.

L'utilisation de l'énergie photovoltaïque pour le pompage de l'eau est bien adaptée pour la plus part des régions arides et semi-arides en raison de l'existence dans ces régions d'un potentiel hydraulique souterrain peu profond [2].

La connaissance du gisement solaire d'une région s'effectue [3] :

- Selon la densité des stations pour lesquelles on a des données.
- Selon le nombre d'années de mesures disponibles.
- Selon le pas de temps des données (mois, jour, heure).
- Selon la nature des données : durée d'ensoleillement, composante directe et diffuse et globale du rayonnement solaire, albédo du sol etc.…

A cet effet, la mesure du rayonnement solaire en Algérie est peu dense relativement à la superficie du territoire. En effet, seules [4] sept stations météorologiques sur la soixantaine que compte le réseau de l'office national de la météorologie assurent la mesure des composantes diffuse et globale du rayonnement solaire reçu sur le plan horizontal. Pour pallier aux insuffisances des réseaux de mesures, des modèles sont proposés, ils sont basés essentiellement sur l'utilisation des données météorologiques en particulier la durée d'insolation.

Dans ce travail, se fait le dimensionnement d'un système de pompage PV fonctionnant par la méthode dite « au fil de soleil » à la wilaya de Chlef située au nord- ouest du pays et qui est caractérisée par une énergie d'ensoleillement plus de 3,2 KWh/m²/jour et des ressources importante d'eau souterraine [3]. Le stockage d'eau est réalisé par le bais d'un réservoir à fin de satisfaire les besoins en eau d'une consommation bien déterminée.

2. Localisation géographique

Les coordonnées géographiques de la station sont : Une latitude « φ » : 36.2 °N et une longitude « L » de : 1.4 °E, Altitude : 153 m. Cette wilaya (Chlef) est caractérisée par un climat méditerranéen subhumide dans la partie Nord et un climat continental au Sud, froid en hiver et chaud en été. Les caractéristiques de cette wilaya sont représentées par les graphes suivants :

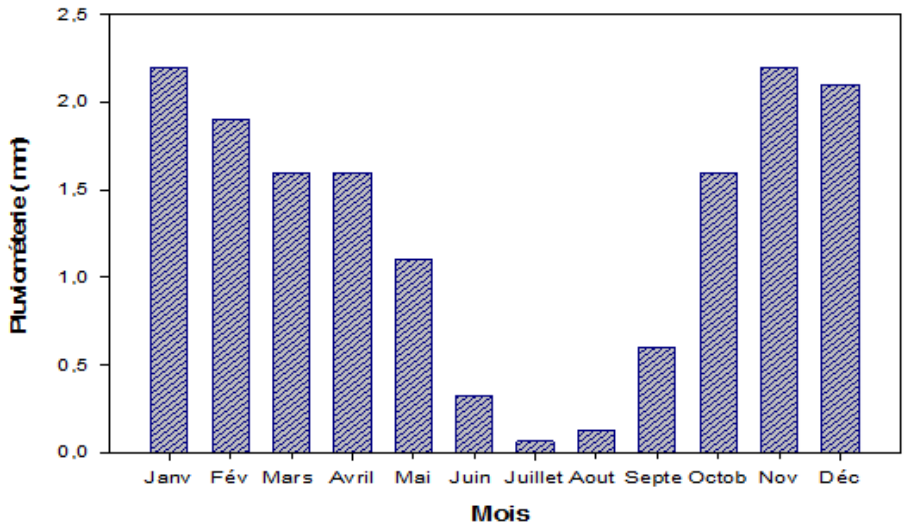


Figure 1 : Répartition mensuelle des pluies à Chlef

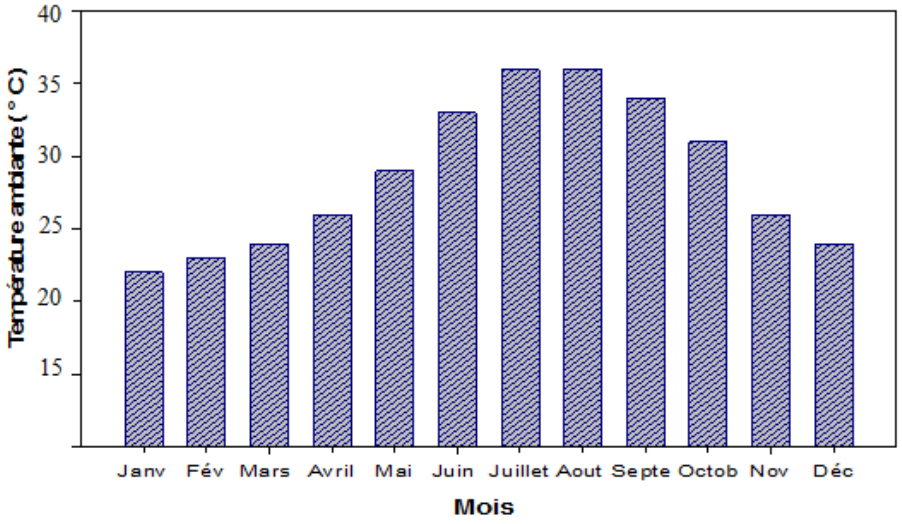


Figure 2 : Température moyenne mensuelle à Chlef

3. Avantages et inconvénients d'une installation PV :

Avantages :

- Une installation de haute fiabilité ne comporte pas de pièces mobiles particulièrement appropriée aux régions isolées. C'est la raison de son utilisation sur les engins spatiaux.
- Un coût de fonctionnement très faible vu les entretiens réduits et ne nécessite ni combustible, ni transport, ni un personnel hautement spécialisé.
- Cette technologie est de haute qualité sur le plan écologique car le produit fini est non polluant, silencieux et n'entraîne aucune perturbation du milieu.

Inconvénients :

- Une haute technologie et requiert des investissements d'un coût élevé.
- Le rendement réel de conversion d'un module est faible, de l'ordre de 10-15 %
- Les générateurs photovoltaïques ne sont pas compétitifs par rapport aux générateurs diesel que pour des faibles demandes d'énergie en régions isolées.
- Tributaire des conditions météorologiques.
- Le stockage de l'énergie électrique pose encore de nombreux problèmes.

4. Hauteur manométrique

$$\mathrm{HMT} = \mathrm{Hg} + P_{ch} \qquad (1)$$

4.1 Données de calcul :

- l'installation comporte une canalisation de 18 m devisé en 3 parties.
- son diamètre est de 40 mm fabriqué en PVC (K =0.0015mm).
- existence de 3 coudes de 90 °
- Débit Expérimental q_V=7.26 m^3/h ; $\rho = 1000 Kg/_{m^3}$; μ=0.001 N.s/m²

4.2 Calcul de pertes de charge du réseau de l'installation de pompage PV

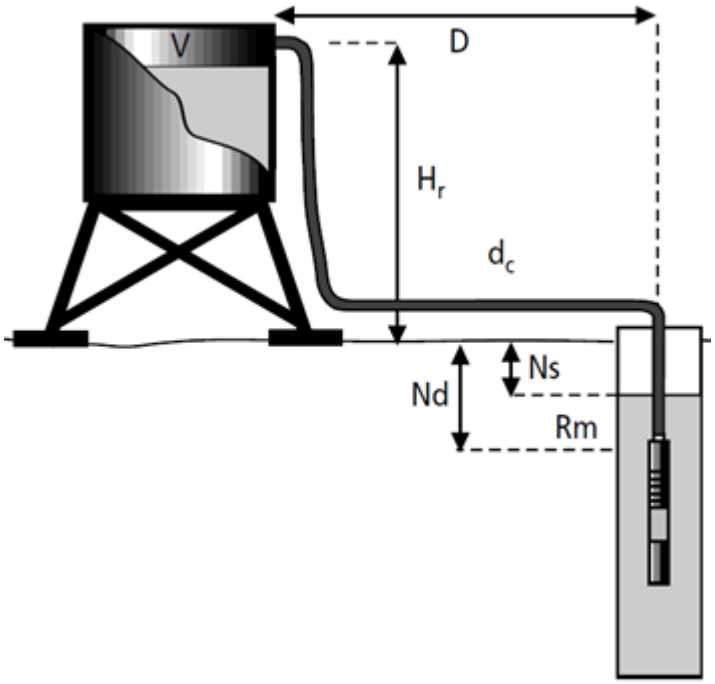


Figure 3 : Données de base d'une pompe centrifuge

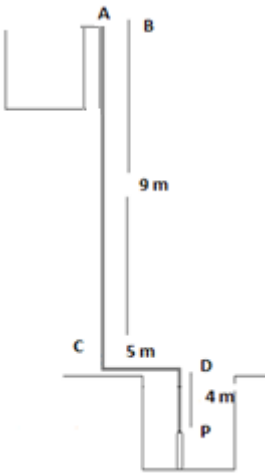


Figure 4 : Schéma représentatif de l'installation

Exemple de calcul du premier tronçon (PD au niveau de refoulement) d'une longueur de 4m, un diamètre constant de 40mm.

$$q_v = V_m \,.\, S \rightarrow V_m = \frac{q_v}{S} = \frac{4\times 0.00202}{\pi\times(0.04)^2} \rightarrow V_m = 1.608\ {}^{m}/_{S} \qquad (2)$$

$$R_e = \frac{\rho . V_m . D}{\mu} = \frac{1000.1.608.0.04}{0.001} = 6.43.10^4 \quad \text{(Régime turbulent)} \qquad (3)$$

En utilisant le diagramme de Moddy pour Re = 6,43.10^4 et k/D =0,000375

On obtient : $\lambda = 0.02$ d'où la perte de charge linéaire sur (PD) :

$$J_{L_1} = \lambda \frac{V_{m_1}}{2g}\frac{L_1}{D_1} \rightarrow J_{L_1} = 0.02\ \frac{1.608^2}{2.9.81}\frac{4}{0.04} \rightarrow J_{L_1} = 0.263\ m \qquad (4)$$

De la même manière on procède aux autres tronçons (DC) et (CB).Par contre dans la partie (PD), il y'a pas de singularité d'où : $J_{(s+L)_1}$=0.268 m

Autre exemple de calcul des pertes de charge singulières pour le troisième tronçon (CB) qui possède un coude de 90° d'où :

$$J_{s_3} = \varepsilon \frac{V^2}{2g} = 1.5 \ \frac{1.608^2}{2.9.81} = 0.198 \text{ m} \quad (5)$$

et $$J_{(s+L)_3} = 0.198 + 0.593 = 0.791 \text{ m} \quad (6)$$

Pour tracer la courbe caractéristique du réseau, il nous faut déterminer le coefficient de courbure θ_i qui est en fonction de $J_{(s+L)_i}$ et de ${q_v}^2$. Notre canalisation est devisée en 3 parties, je représente le calcul du premier coefficient de courbure, puis le même calcul s'effectuera pour les autres sans les représenter.

$$J_{(s+L)_1} = \theta_1 . {q_v}^2 \rightarrow \theta_1 = \frac{J_{(s+L)_1}}{{q_v}^2} = \frac{0.268}{0.00202^2} = 65679.8 \quad (7)$$

Tableau 1 : Pertes de charge dans la 1ère partie

q_v (m³/h)	5	5.64	6.13	6.61	7.42	7.822	8.064
H_1 (m)	0.21	0.26	0.31	0.36	0.46	0.51	0.54

Tableau 2 : Pertes de charge dans la 2ème partie

q_v (m³/h)	5	5.64	6.13	6.61	7.42	7.822	8.064
H_2 (m)	0.34	0.43	0.51	0.60	0.75	0.84	0.89

Tableau 3 : Pertes de charge dans la 3ème partie

q_v (m³/h)	5	5.64	6.13	6.61	7.42	7.822	8.064
H_3 (m)	0.37	0.48	0.56	0.65	0.82	0.91	0.97

Les trois courbes confondues sont représentées sur le graphe suivant :

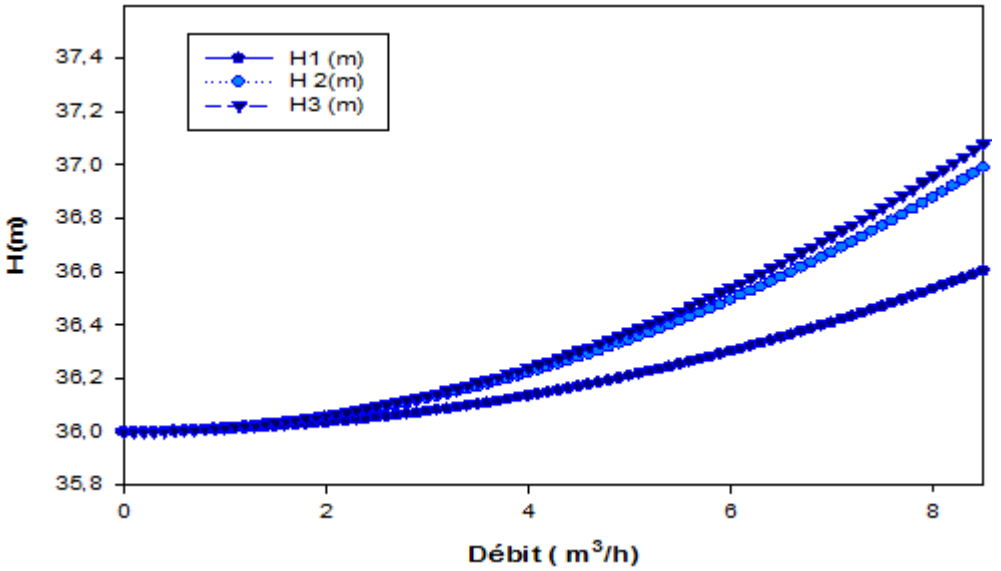


Figure 5 : Courbes de H_1, H_2, H_3 en fonction du débit

D'après les courbes tracées, les pertes de charge sont proportionnelles au carré du débit. On constate aussi que les pertes de charge réparties dans une canalisation sont proportionnelles à la longueur de la conduite et à la vitesse du fluide (le débit).

5. Estimation des besoins en eau [5]

Les besoins en eau pour l'alimentation d'une ferme et l'irrigation des activités agricoles, dépendent du type de culture et de la méthode d'irrigation et dépendent aussi de la quantité d'eau dont on a besoin, aussi des facteurs météorologiques (Température, vitesse du vent, l'évaporation du sol et la saison de l'année). Les besoins d'eau pour la région de Chlef sont donnés par le tableau suivant :

Tableau 4 : Les besoins journaliers moyens mensuels en eau

Mois	Jan	Fév	Mar	Avr	Mai	Juin	Juil	Aou	Sept	Oct	Nov	Déc
Volume (m^3/j)	43	47	52	54	54	54	53	52	50	47	41	39

D'après le tableau 4, les mois d'Avril, Mai et Juin ont la plus grande consommation.

6. Rayonnement solaire [6]

L'histogramme précédent donne les valeurs du rayonnement global journalier calculées sur la moyenne mensuelle pour des rayons incidents sur un plan incliné d'un angle optimal saisonnier sur le site de Chlef. Les mois d'Avril Mai et Juin ont la plus grande valeur de rayonnement incident qui est proportionnelle au débit requis.

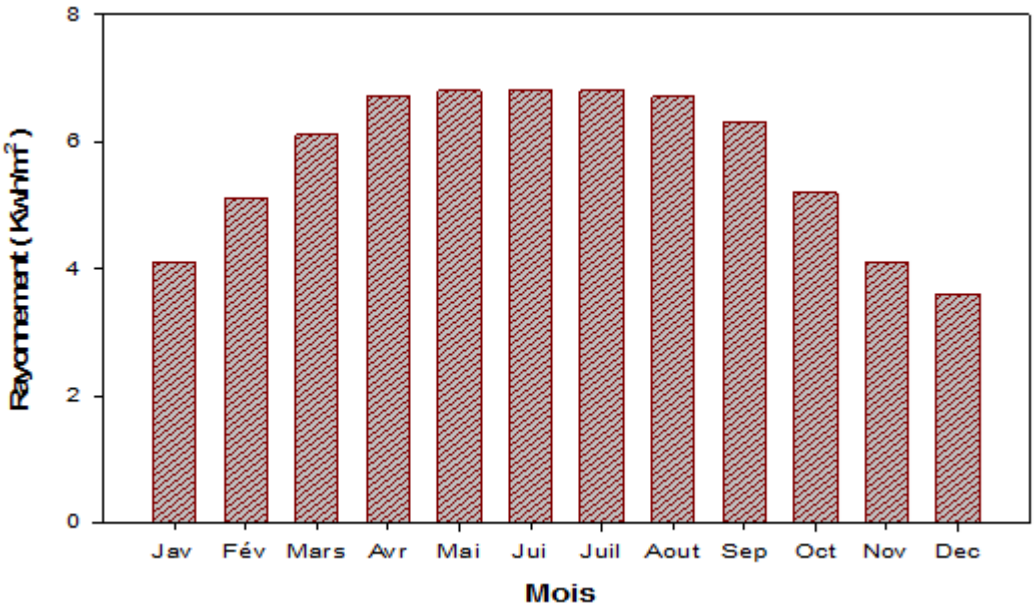


Figure 6 : Valeurs globales de l'irradiation pour une inclinaison optimale

7. Dimensionnement de l'installation de pompage

Le dimensionnement du système de pompage PV concerne : le calcul de la puissance crête du générateur photovoltaïque, le choix de la pompe et le choix de l'onduleur répondants au service requis dans les conditions de référence. Il correspond aux conditions suivantes :

- Choisir les besoins journaliers en eau durant la période de besoin maximal de 45m^3/j.
- Choisir le mois où l'ensoleillement maximal est le plus faible (mois de décembre).

8. Calcul de l'énergie électrique quotidienne requise

Ce calcul est fonction d'une constante hydraulique (C_H) et est inversement proportionnel au rendement du groupe motopompe utilisé. L'énergie requise pour la pompe

$$E_{elec} = \frac{Constante\ hydraulique \times Le\ débit\ journalier \times HMT}{Rendement\ du\ groupe\ motopompe} = \frac{C_H \cdot Q\ (m^3/j) \cdot HMT\ (m)}{R_P} \quad (8)$$

$$C_H = g.\partial = \frac{9{,}81(m.s^2).10^3(kg/m^3)}{3600(s/h)} = 2{,}725\ kg.s.h/m^2 \quad (9)$$

D'où $E_{elec} = \frac{2{,}725 \cdot 45 \cdot 40}{0{,}46} = 10663.04 \text{Wh/jour}$ (10)

L'énergie hydraulique requise $\boldsymbol{E_h = C_h\ .\ Q\ .HMT = 4905\ KWh/jour}$ (11)

C_h : Constante hydraulique
Q: Volume d'eau désiré par jour égal à 45 m^3/jour

La motopompe utilisée est une pompe immergée proposée par le constructeur LORENTZ. Ce choix dépend du débit horaire désiré pour la pompe. Il est calculé par la formule suivante :

$$Q_h = \frac{Q}{h} = 7.26\ m^3/\text{heure} \quad (12)$$

Avec h : le nombre d'heures d'ensoleillement maximal égale à 6,2 heures

La caractéristique débit-hauteur d'une pompe qui est une courbe décrivant le fonctionnement de la pompe dans des conditions de fonctionnement données. Elle montre le débit disponible en fonction de la HMT à laquelle fonctionne la pompe.

Tableau 5 : Variation du débit en fonction de la HMT

HMT (m)	40	45	50	55	60	65	70
Q (m^3/h)	8,064	7,822	7,42	6,61	6,13	5,64	5

Les courbes réseaux tracées nous ramènent au graphe final qui représente le point de fonctionnement (Qv = 7,16 m^3/h et H = 38m)

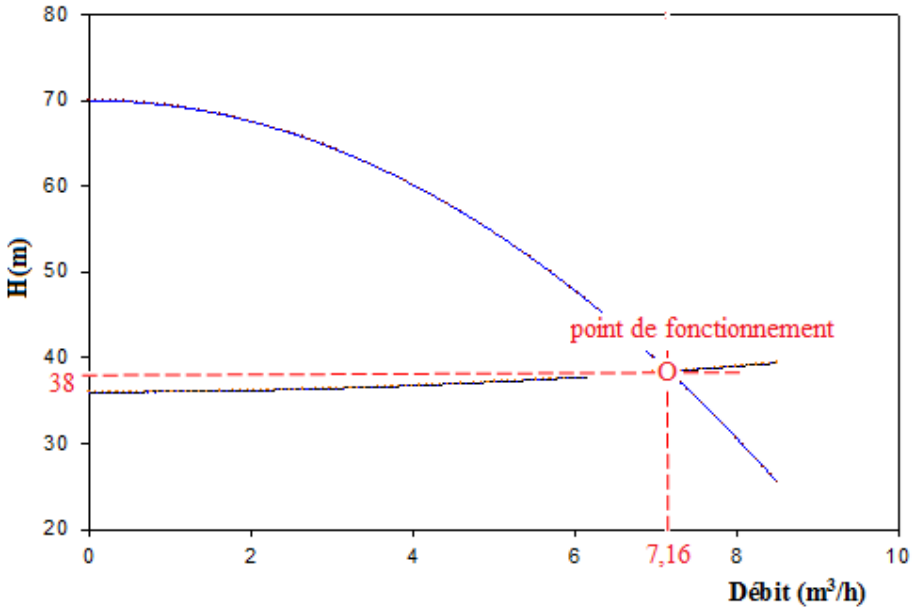


Figure 7: Point de fonctionnement de la pompe

9. Résultats des calculs et comparaison des graphes

La méthode des moindres carrées (programmée sous Matlab), est utilisée pour interpoler les graphes et trouver quelle est la meilleure fonction mathématique qui représente les données des calculs. Elle ne passe pas exactement par les points, mais elle s'en approche. Les données ainsi relevées permettent de tracer les courbes caractéristiques. D'où, les résultats suivants :

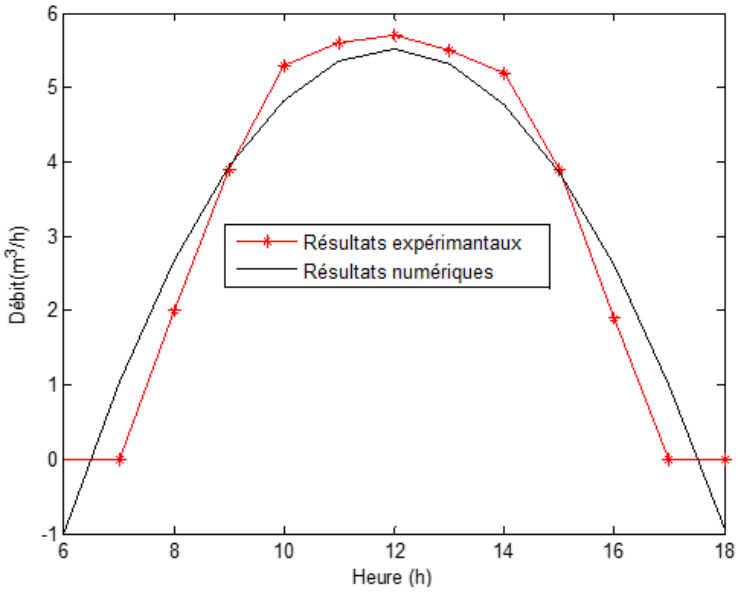


Figure 8: Variation du débit dans la journée

La figure 8 montre que le débit d'eau requis par jour, dépend essentiellement de l'ensoleillement reçu pour atteindre son maximum au midi solaire.

La figure 9 suivante, montre que la variation de la hauteur manométrique totale a une influence très importante sur le débit délivré par la pompe. Le débit est plus important quand la HMT est faible à 20 m. Exemple, le débit de 7,6 m^3/h atteint 6,9 m^3/h à 30 m, par contre, le débit de 3,9 m^3/h atteint 70 m. Donc la variation de HMT développée par la pompe diminue généralement en fonction du débit pompé.

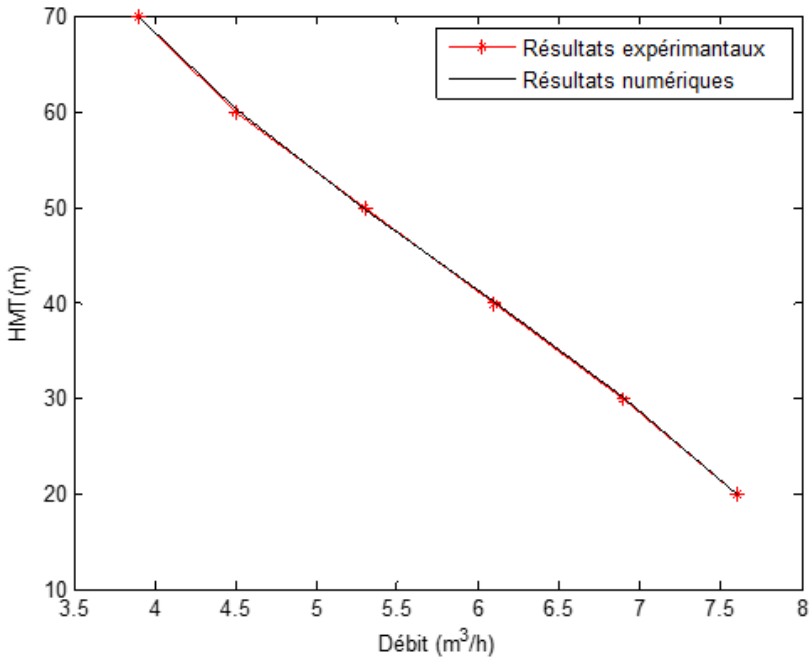


Figure 9: Courbe de la HMT en fonction du débit

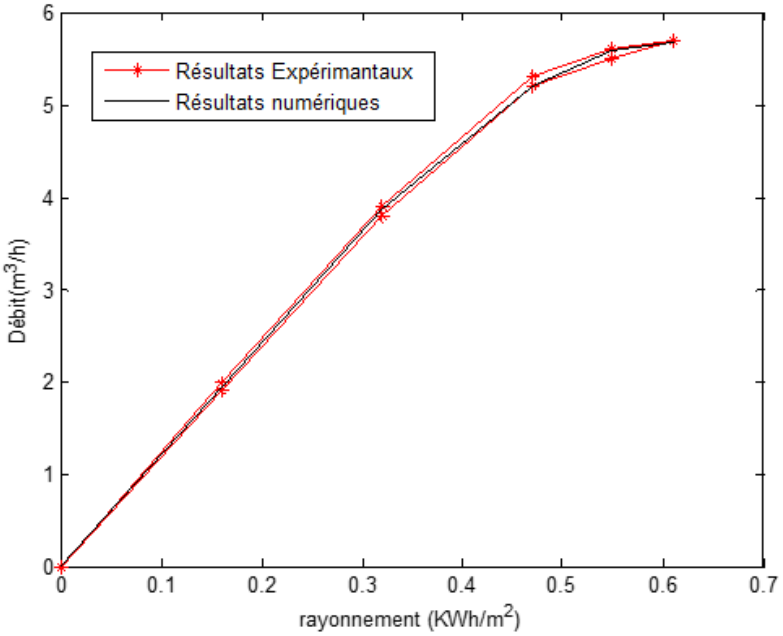


Figure 10 : Courbe du débit en fonction du rayonnement

Le graphe de la figure 10 représente la variation du débit en fonction du rayonnement. Le débit requis atteint sa valeur maximale pour un rayonnement de 0.6 KWh /m² au midi solaire et s'annule au début et à la fin de la journée à cause du faible rayonnement.

La figure 11 montre bien quand l'énergie reçue est nulle, le débit est nul aussi. Ce débit augmente avec l'énergie pour atteindre une valeur maximale au midi solaire et diminue ensuite quand l'énergie s'affaiblit le soir.

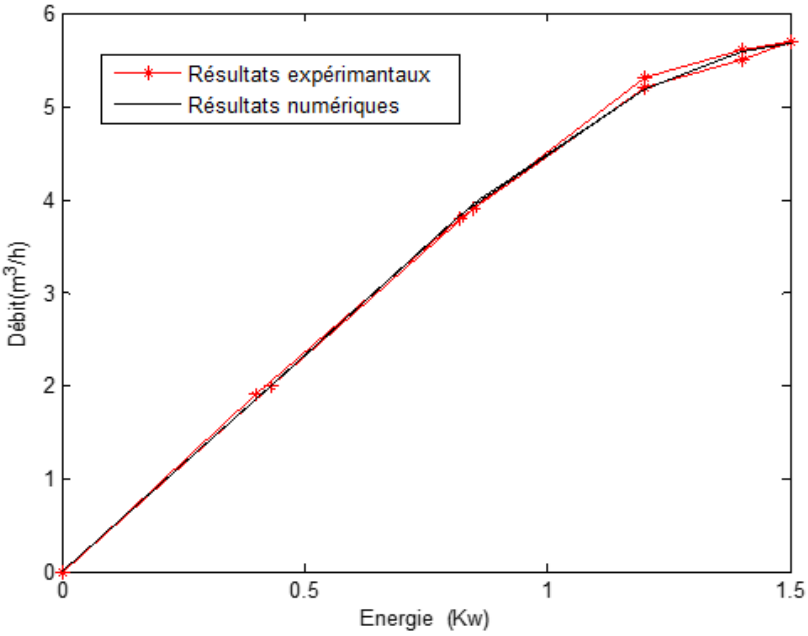


Figure 11: Courbe du débit en fonction de l'énergie reçue

La figure 12 montre que la puissance absorbée par la pompe est plus importante lorsque la pompe est installée à une hauteur dépassant les 70 m pour une puissance de 2 KW. Tant que la HMT augmente la puissance augmente aussi. En conclusion, la variation de la puissance est proportionnelle avec la HMT.

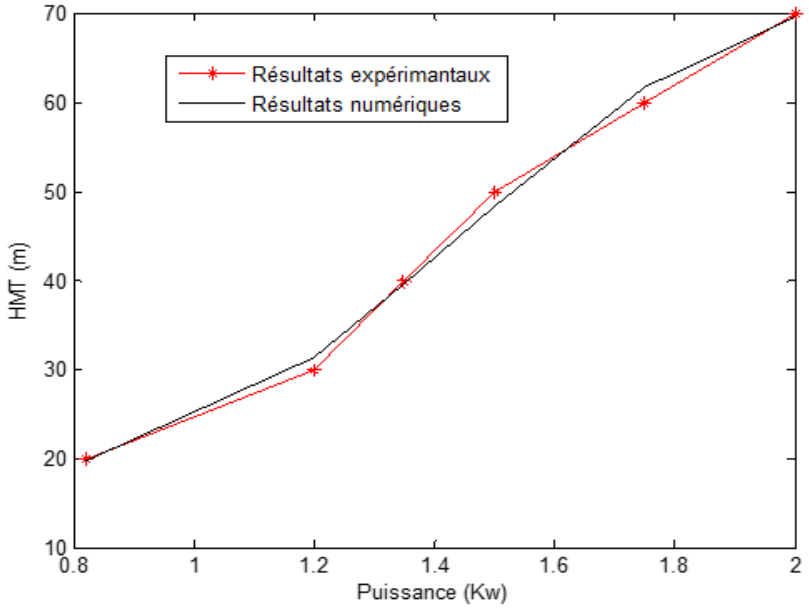


Figure 12: Courbe de la HMT en fonction de la puissance de la pompe

La figure 13 montre que tant que le débit augmente la puissance de la pompe diminue. Contrairement à la HMT, le débit varie inversement avec la puissance absorbée par la pompe.

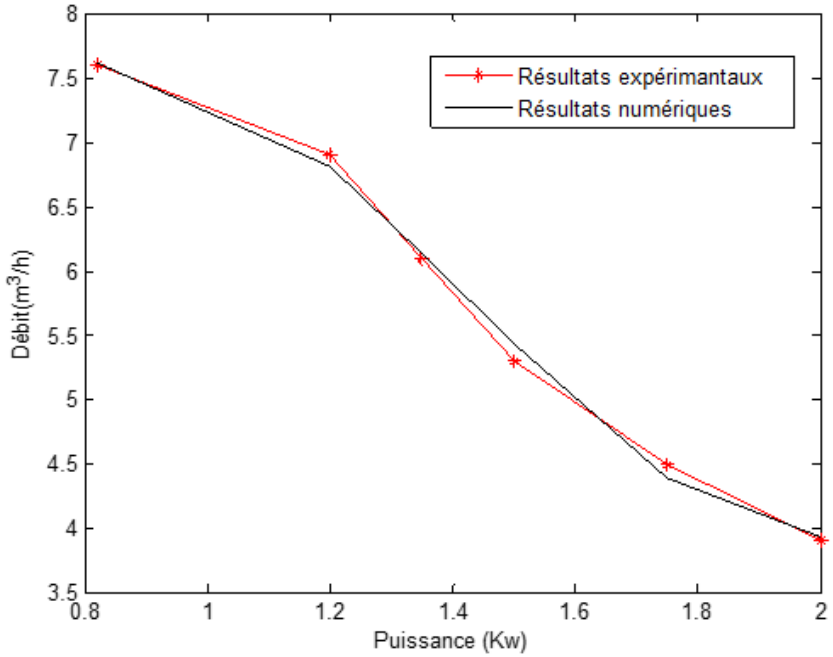


Figure 13: Courbe du débit en fonction de la puissance de la pompe

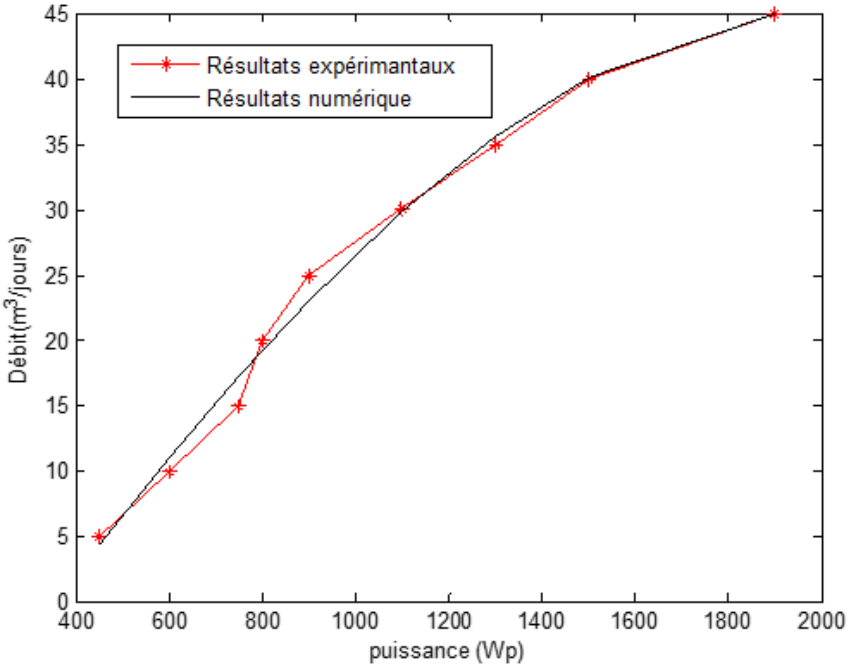


Figure 14 : Courbe du débit en fonction de la puissance du panneau

Le graphe de la figure 14 montre que la variation du débit est proportionnelle à la puissance des panneaux. Pour le cas étudié, le débit de 45 m^3consomme une puissance de 1870 Wp.

10. Conclusion :

Par ce dimensionnement, les résultats relevés sur site et ceux calculés numériquement s'approchent de ceux du constructeur. Par exemple, dans la taille du générateur, le calcul comporte un certain degré d'incertitude, cette incertitude est principalement due à deux raisons essentielles : la première est liée au caractère aléatoire du rayonnement solaire qui est souvent peu connu. La deuxième est liée à l'estimation difficile des besoins d'eau demandés. Il est ainsi conseillé de prendre des précautions quant au choix du type de pompe et de la taille du générateur. Pour la pompe, il n'y a pas eu la même puissance absorbée puisque la puissance du moteur nécessaire pour entraîner la partie hydraulique est toujours supérieure à la puissance absorbée par l'arbre compte tenu des pertes diverses dues à la transmission, d'erreurs de calcul des pertes de charge produites au niveau de la pompe (qui sont non pris en considération) et du couple de démarrage.

De ce travail, lors de la conception d'un système de pompage par énergie solaire photovoltaïque, trois conditions doivent soigneusement étudiées :

1. L'amélioration de la captation d'ensoleillement par les panneaux solaires afin de récupérer le maximum d'énergie possible.
2. L'exploitation maximale de l'énergie captée afin de tirer le maximum de puissance » électrique disponible au niveau du générateur photovoltaïque
3. Cette condition concerne le dimensionnement optimal du système de pompage.

Références

1. Y. Bakelli, Contribution à l'optimisation du dimensionnement d'un système de pompage photovoltaïque autonome. Thèse de doctorat en science, université de Batna, 2012.

2. M. L. Louazene, Etude technico-économique d'un système de pompage photovoltaïque sur le site d'Ourgla, 2008.
3. I. Mokkadem, dimensionnement et réalisation d'un projet de pompage photovoltaïque destiné aux habitats isolés. Mémoire de magister, université de Hassiba Ben Bouali, Chlef.
4. N. Benbouza, Etude de rayonnement solaire dans la région de Batna. Mémoire de magister en électrotechnique, université de Biskra, 2008.
5. A. Bouzid, M. Azizi, Dimensionnement d'un système photovoltaïque pour l'alimentation d'une ferme, étude de l'onduleur triphasé lié à cette application. Mémoire d'ingénieur, USTO, 2008.
6. M. Dietschy, Les cellules photovoltaïques, Classes préparatoires CPE, institution des Chartreux, 2004-2005.

Contribution à l'étude d'un système de dessalement des eaux saumâtres et des eaux de mer par distillation solaire

Mahmoud Hammou [1], Ahmed Bouzidane [2]

[1,2] Département de génie mécanique, Faculté des sciences appliquées, Université Ibn Khaldoun Tiaret ,Algérie

hammoumahmoud2@gmail.com

Résumé

Le travail présenté concerne la modélisation puis la simulation d'un distillateur solaire conventionnel. Ce système de distillateur figure 2-1, est essentiellement constitué d'une capacité étanche surmontée d'une vitre. La partie inférieure est recouverte d'un plan d'eau (eau saumâtre ou eau de mer). Sous l'action de flux solaire, transmis par la couverture transparente, l'eau s'échauffe et une partie de celle-ci s'évapore. La vapeur produite se condense sur la face intérieure de la vitre et le condensât est récupère par un récepteur. Un appoint d'eau compense le débit de distillât **[1].** Afin de réduire les pertes de chaleur vers l'extérieur les parois latérales et inferieur sont isolées **[2], [3], [4]**. Un système d'équations régissant le fonctionnement ce distillateur solaire se compose de quatre équations différentielles du 1er ordre. Or, une approche numérique basée sur un code de calcul en langage Matlab-Simulink est utilisée pour la résolution de ces équations. Les résultats obtenus mettent en évidence l'influence des paramètres externes et internes sur les caractéristiques de fonctionnement du distillateur solaire.

Mots clé : Distillation solaire, Distillateur Solaire, Dessalement, Modélisation, Simulation Numérique

Nomenclatur

Les notations définies sont communes à l'ensemble de ce travail. D'autres, à utiliser beaucoup plus locale, sont, au fur et à mesure, définies dans le texte.

G_h : Puissance solaire incidente[W /m^2] , M :Masse du condensat (E :eau ,B:bassin, I :isolant en [Kg])

$h_{R.E\ V}$: Coefficient de transfert de chaleur par rayonnement entre le film d'eau et la vitre.

$h_{C.E\ V}$: Coefficient de transfert de chaleur par convection entre le film d'eau et le vitrage.

h_{Evap} : Coefficient de transfert de chaleur par évaporation-condensation entre le film d'eau et le vitrage.

$h_{C.V\ A}$: Coefficient de transfert de chaleur par convection entre la vitre et l'extérieur.

$h_{R.V\ ciel}$: Coefficient de transfert de chaleur par rayonnement par la vitre vers l'extérieur.

Cp : Chaleur spécifique [J/Kg.K] (B:bassin, E : eau, I : isolant)

K : Conductivité thermique en [W/m.K] ;B :bassin, I :isolant,

h_I :Coefficient de transfert de chaleur par convection entre l'isolant et l'air extérieur.

L : longueur unitaire en[m]

Lettres grecques

ρ_v :Masse volumique de La vitre K g/m^3 .

α_v: Coefficient d'absorption de la vitre.

α_E: Coefficient d'absorption de l'eau

α_B:Coefficient d'absorption du bassin.

1-Introduction

L'eau est la ressource à la fois la plus abondante sur la surface de de la terre, mais aussi une des plus rares . En effet, 97% de l'eau présente sur terre est salée et donc inutilisable par l'homme , seulement 3% de l'eau de la terre est de l'eau douce **[5]** . Les besoins en eau potable dans le monde augmentent d'une manière continue, alors que les réserves souterraines s'épuisent rapidement. Il s'avère que les régions où l'eau potable est un bien rare et l'énergie électrique nécessaire au dessalement des eaux saumâtres et ou salées, souvent inexistante, soient les zones les plus ensoleillées du globe en s'intéressant à l'utilisation de l'énergie solaire pour le dessalement. L'objectif de ce travail est une validation des résultats numériques de distillateurs afin de connaitre les caractéristiques de fonctionnement les plus performantes, et dont les pertes thermiques seraient les moins élevées; par conséquent celui qui répond le mieux aux besoins en eau potable **[6].**

2- Description et principe de fonctionnement de distillateur plan

Ce système de distillation (figure 2-1) est essentiellement constitué d'une capacité étanche surmontée d'une vitre. La partie inférieure est recouverte d'un plan d'eau (eau saumâtre ou eau de mer)**.** Sous l'action du flux solaire G, transmis par la couverture transparente, l'eau s'échauffe et une partie de celle-ci s'évapore. La vapeur produite se condense sur la face intérieure de la vitre et le condensat est récupéré par un récepteur. Un appoint d'eau compense le débit de distillat. Afin de réduire les pertes de chaleur vers l'extérieur, les parois latérales et inférieures sont isolées.

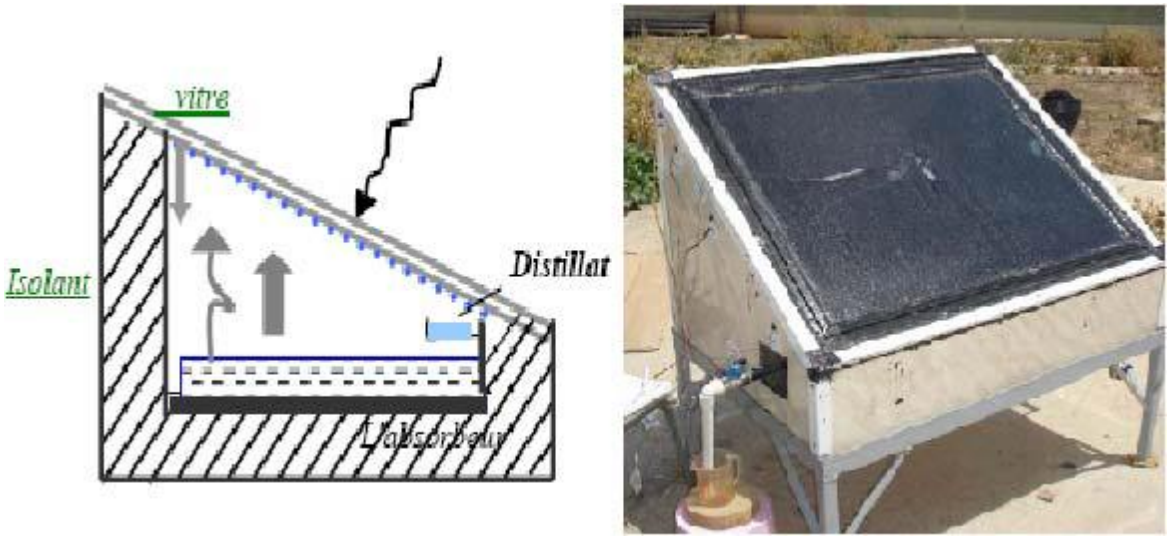


Figure 2-1: Le distillateur solaire plan ***[7].***

Le distillateur de l'expérience est d'une conception très simple ,il est constitué de cinq élements comme la montre la figure 2-1 ci dessus ,dont les dimensions sont comme suite .

1. Un bac absorbant (Longueur : 0,9m. Largeur : 0,6m. Hauteurs : 0,68m et 0,24m. Epaisseur :1,5mm)
2. Une couverture verrière.(Longueur : 1m. Largeur : 0,8m. L'épaisseur : 0,003m)
3. Une isolation thermique.(Long : 0,96m. Largeur : 0,66m. Epaisseur : 0,03m. Hauteur : 0,68m et 0,24m)
4. Une couverture extérieure.(Longueur : 1m. Largeur : 0,7m. Epaisseur : 0,02m. Hauteur : 0,7m et 0,24m)
5. Une tuyauterie utilisée entre le bac absorbant et la cuve de récupération est en matière plastique « Tigre ».

3-Considérations générales sur la modélisation adoptée

Il est reconnu que la complexité de la simulation d'un distillateur solaire réside principalement dans les bilans des différentes parties du distillateur, que ce soit pour la géométrie choisie ou pour les données des calculs. Cette difficulté a motivé de nombreuses approches différentes, allant de la géométrie la plus simple qui présente une simple conception, à la modélisation du distillateur solaire simple.

4-Modélisation mathématique

Le comportement dynamique du distillateur solaire est modélisé à l'aide d'un modèle mathématique traduisant le bilan énergétique. Une approche fonctionnelle est utilisée avec imbrication des différents sous ensembles afin d'évaluer les régimes transitoires des différents grandeurs internes du système**.** La figure 4-1 illustre les différents échanges de chaleur qui se produisent dans un distillateur solaire. Conduction (q_{cond}), Convection (q_{conv}) ,

Rayonnement (q_{rad}), Evaporation (q_{evap})

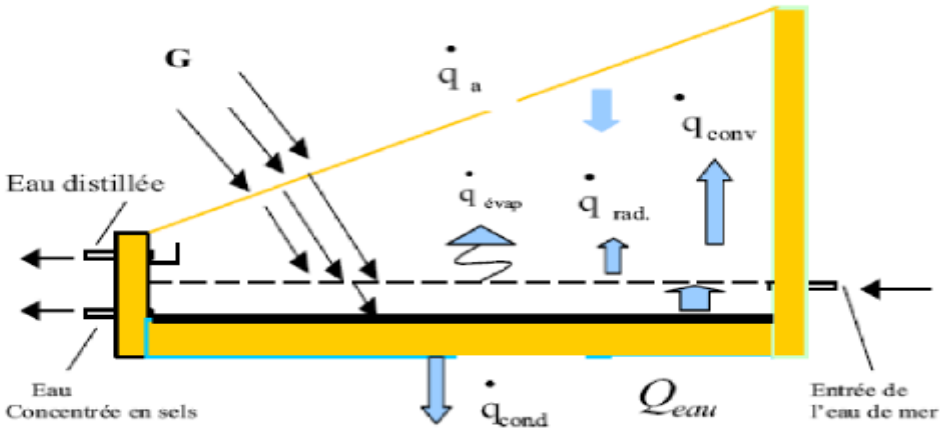


Figure 4-1 : Bilans énergétiques d'un distillateur solaire simple ***[8]***

Le bilan thermique dans les différents éléments aboutit aux équations suivantes, s'écrivent comme suit :

$$\frac{dTv}{dt} = \frac{1}{M_v C_{Pv}}\left[(1-\rho_v)\alpha_v G_h + h_{R.E_V}(T_E - T_V) + h_{C.E_V}(T_E - T_V) + h_{Evap}(T_E - T_V) - hC.V_ATV{-}TA{-}hR.V_ciel.TV{-}TA\right] \quad (1)$$

$$\frac{dT_E}{dt} = \frac{1}{M_E C_{PE}}\left[(1-\rho_v)(1-\alpha_v)\alpha_E G_h + h_{Evap}(T_E - T_V) - h_{C.B_E}(T_B - T_E) - h_{C.E_V}(T_E - TV_{hR.E_VTE-TV}\right. \quad (2)$$

$$\frac{dT_B}{dt} = \frac{1}{M_B C_{PB}}\left[(1-\rho_v)(1-\alpha_v)(1-\alpha_E)\alpha_B G_h - h_{C.B_E}(T_B - T_E) + \frac{K_B}{L_B}(T_B - T_I)\right] \quad (3)$$

$$\frac{dT_I}{dt} = \frac{1}{M_I C_{PI}}\left[\left(\frac{L_B}{K_B} + \frac{L_I}{K_I} + \frac{I}{h_I}\right)^{-1} \times (T_B - T_A)\right] \quad (4)$$

Appliquant la méthode de « pas a pas » pour résoudre ce système de 4 équations à 4 inconnues. On abouti à un système différentiel de la forme :

$$\frac{dT_v}{dt} = f_1(T_V, T_E, t)$$

$\frac{dT_i}{dt} = f_i(T_V, T_E, T_B, \ldots\ldots\ldots t)$ avec i=2à4

t : représente le temps tel que $t = t_o + h$ avec t_o = heure du lever du soleil.

h : représente le pas de temps

5-Méthode de résolution

Le système d'équations régissant le fonctionnement du distillateur solaire se compose de quatre équations différentielles du 1er ordre. Nous avons à déterminer quatre inconnues :

(T_E : Température de l'eau) , (T_V : Température de la vitre), (T_B : Température du bassin), (T_I : Température de l'isolant).

Ces équations différentielles du 1er ordre se résolvent à l'aide d'une méthode itérative.

Or, le système se présente sous la forme d'équations différentielles à résoudre. La simulation permet de suppléer à la résolution analytique quand celle-ci est impossible.

5-1 La simulation numérique

Pour le régime transitoire, la simulation la plus rigoureuse celle du ''pas à pas '', qui rend compte de l'évolution des températures de tous les éléments du distillateur dans le temps et dans l'espace. Simulink est une extension graphique de Matlab permettant de représenter des systèmes sous forme de diagrammes en blocs, et de simuler le fonctionnement de ces systèmes. Ces blocs se combinent entre eux pour former des systèmes complexes, auxquels on pourra soumettre divers signaux d'entrée, et dont on pourra visualiser la sortie sous forme des graphes

6-Comparaison des résultats numériques et expérimentaux

6-1 résultats expérimentaux.

La figure 4 ci-dessous présente la variation des températures (T_E, T_V extérieure ,T_V intérieure, T_B et T_I) pendant la journée du 22/ 07/2007 des expériences ; car cette journée n' était pas perturbée par

les nuages .

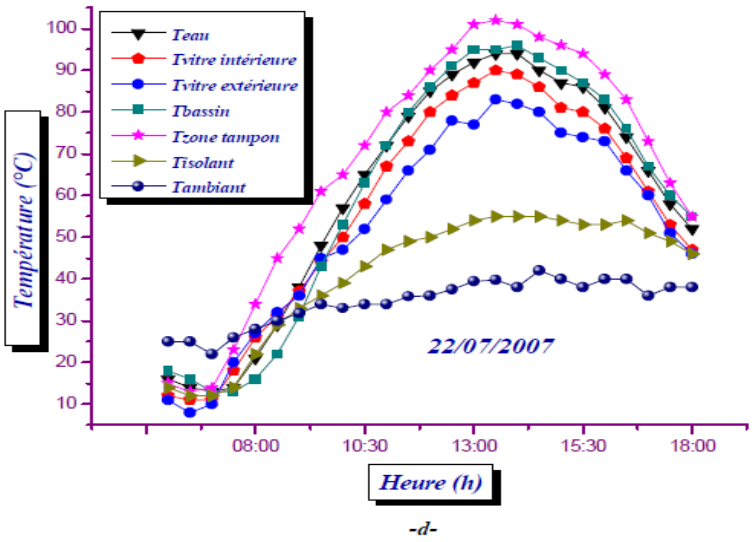


Figure 6-1: Variation des températures au cours de la journée de l'expérience ***[9]***

On remarque en premier lieu que les température ntent proportionnellement avec le temps et atteignent une valeur limite pour chaque élément. On constate le long de l'intervalle du temps (12 heures) que la température ne dépasse pas 100ºC.

6-2 Comparaison des résultats numériques et expérimentaux.

Les différentes simulations sont obtenues avec les paramètres qui correspondent aux données de l'expérience **[4]** . Les résultats de la simulation sont ensuite comparés aux résultats expérimentaux.

7-Interprétation des résultats numériques

D'après la Figure 6-5 la température du bac atteint une valeur maximale de 88 ºC, ceci s'explique par le coefficient d'absorption assez élevée de la peinture noir. La température de l'eau (figure 6-3)est proche de celle du bac, cette dernière est chauffée surtout par convection et d'un degré

moindre par conduction. La faiblesse de la température de la vitre (figure 6-1et 6-2) et celle de l'eau s'explique par l'échange convectif avec l'ambiant, ceci permet à la vapeur d'eau de se condenser sur la face intérieure de la vitre. La figure 6-6 montre que la zone tampon est le domaine de la vapeur saturée, où la température est assez élevée. Or le débit de condensat varie de la même manière que le rayonnement solaire, un débit de 0.040 kg/s de distillat a été obtenu à midi solaire vrai.

Il apparaît nettement, sur la figure **6-7** que l'efficacité globale d'un distillateur solaire est une fonction croissante avec le temps de forme (Y=a.x+b). Cependant cette croissance s'atténue pour des valeurs élevées de la température de l'eau.

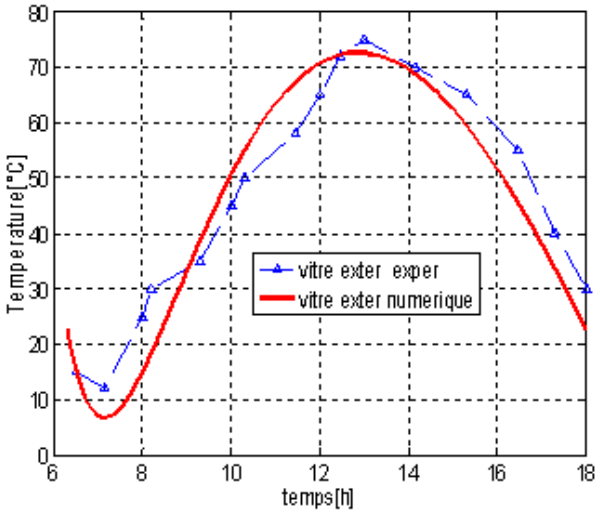


Figure 6-1 Évolution de la température de la vitre en fonction du temps (coté extérieur)

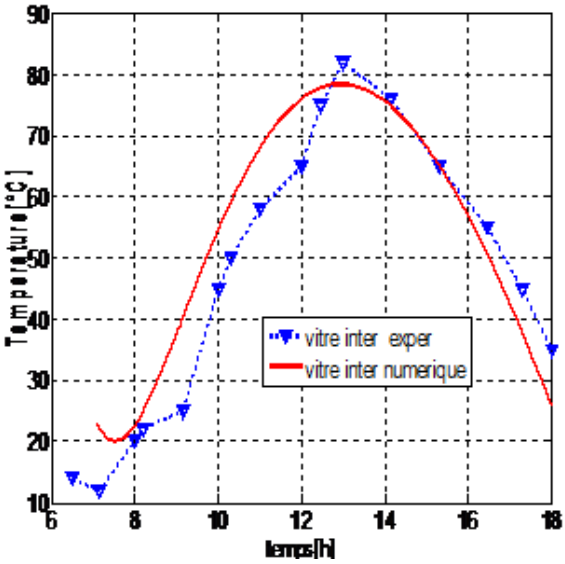


Figure 6-2 Évolution de la température de la vitre en fonction du temps (coté intérieur)

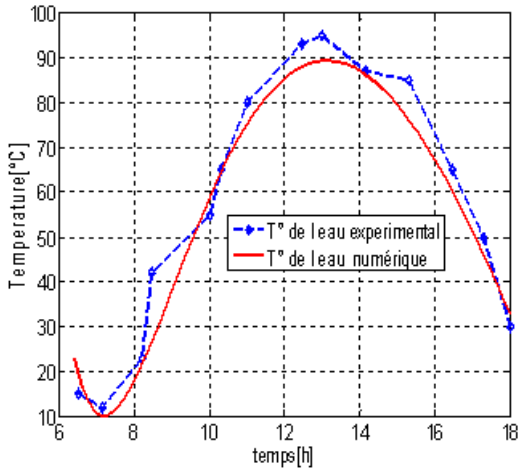


Figure 6-3: Variation des températures de l'eau (numérique et expérimentale)

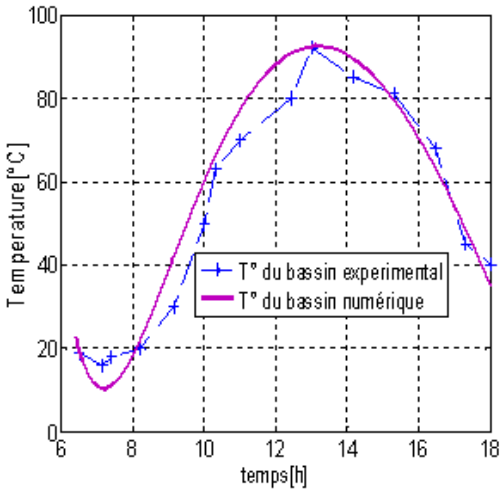


Figure 6-4: Variation des températures du bassin (numériques et expérimentales)

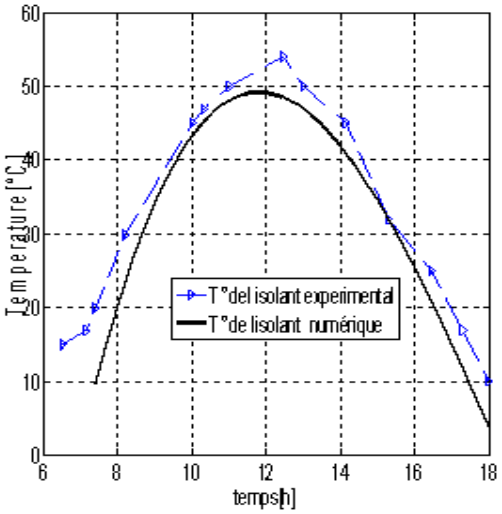


Figure 6-5: Variation des températures de l'isolant (numériques et expérimentales)

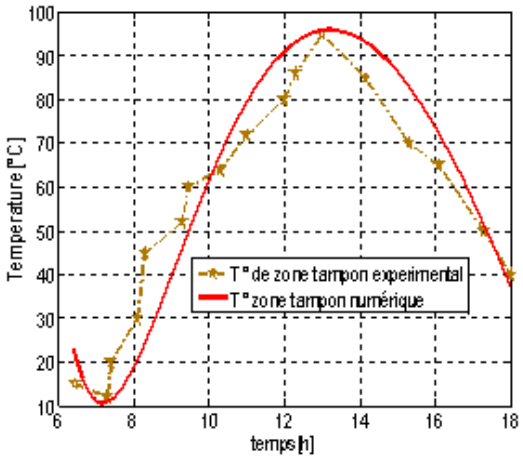


Figure 6-6: Variation des températures de la zone tampon (numériques et expérimentales)

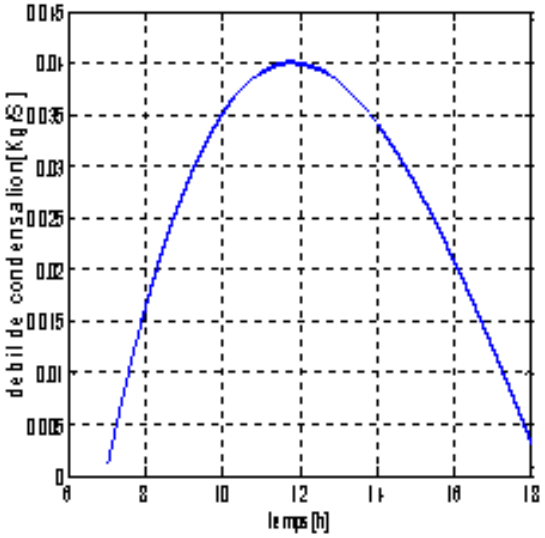


Figure 6 .7 Variation de débit de condensation

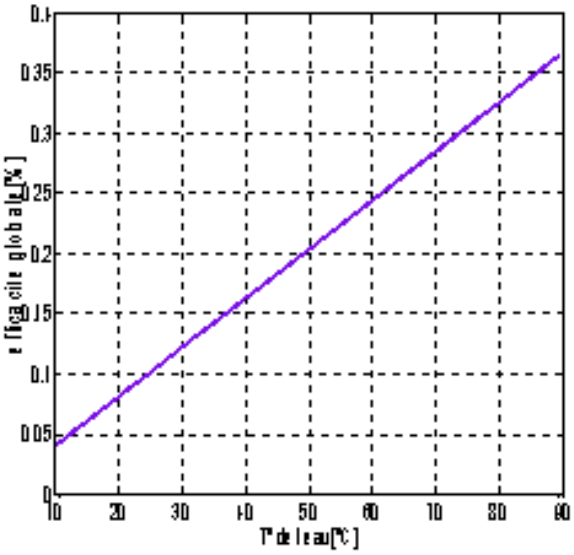


Figure 6-7 Efficacité globale

8-validation des résultats :

Afin de valider les résultats numériques obtenus dans le cadre de ce travail, nous avons fait une comparaison entre les essais sur un distillateur solaire simple et la simulation de ce système a l'aide de Simulink .La comparaison entre la théorie et l'expérience a été faite pendant la période allant de 6h:00 à 18h :00 dans laquelle on a pu constater l'allure des courbes des températures en fonction du temps et du flux solaire transmit par la vitre au milieu intérieur du distillateur. Cette comparaison donne plus de précision sur l'allure de la courbe, que sur les valeurs des températures. On a pu constater une analogie entre la théorie et l'expérience .On notera que les températures des différents constituants du distillateur varient en fonction du flux solaire incident. Elles augmentent plus vite que la température ambiante, c'est la qui commence l'effet de serre. Et , pour augmenter la production d'eau dans le distillateur solaire, il faut refroidir la surface de condensation **[10].**

9. Conclusion

Dans cette communication une approche fonctionnelle a été adoptée pour donner une représentation d'un système de dessalement par distillation solaire. Cette approche permet la résolution du modèle mathématique en utilisant l'outil Simulink® sous l'environnement Matlab®. Chaque élément de ce système a été représenté par un sous programme. Ces différents éléments ont été rassemblés les uns aux autres d'une manière fonctionnelle afin de résoudre le modèle et d'observer l'évolution des températures de tous les éléments du distillateur dans le temps, et dont on pourra visualiser la sortie sous forme des graphes.

Références

[1] A. CHAKER; N.BOUKERZAZA :« caractéristique de fonctionnement d'un distillateur solaire » Journée Internationale de thermique ;Tanger,Maroc Novembre 2005.

[2] BERNAD R., MENGUY G., et SCHWARTZ M., le rayonnement solaire, conversion thermique et application » thermique et docuentation ;2ième Edition 1980.

[3] SFEIR A.A.,GURRACINO G « Ingénierie des systèmes solaire. Application à l'habitant ». technique et documentation. Paris-(1981).

[4] A.KHEDIM : « Mesure et caractéristique Thermodynamique d'une nouveau Système solaire de Dessalement de l'Eau de Mer avec Récupérateur de Chaleur » Rev.Energ.Ren :11èmes journées Internationales de thermique 2003.

[5] European Commission, «Coping with Water Scarcity, » World Water Day, 2007

[6] Mahmoud Hammou « Analyse de différents paramètres d'un système de dessalement par distillation solaire » mémoire de magister Université Ibn Khaldoun de Tiaret , 2011

[7] Malik, M.A.S ; Tiwari, G ; Kumar, S et Sldha, MS. « Solar distillation. Oxford, pergamon press (1982).

[8] Ahmed Khedim, Klemens Schwarzer, Christian Faber, Christoph Müller« Production Décentralise de l'Eau Potable à l'Energie Solaire", Desalination, 168, 13-20, 2004

[9] Fedali Saïda « Modélisation et conception d'un distillateur solaire des eaux saumâtres a bas coût pour les communautés rurales » Mémoire de Magistère Université de Batna ,2007

[10] R. Bhardwaj M.V. ten Kortenaar, R.F. Mudde «Maximized production of water by increasing area of condensation surface for solar distillation » Applied Energy 154 (2015) 480–490

Étude et modélisation thermoélectrique d'un capteur hybride PV/T à air.

Mohamed El Amine SLIMANI [*1], Madjid AMIRAT [1], Sofiane BAHRIA [1,2]

[1] Département d'Energétique et Mécanique des Fluides, Université des Sciences et de la Technologie Houari BOUMEDIENE « USTHB ». B.P.32 EL-Alia, 16111 – Bab-Ezzouar, ALGER

[2] Division Energie solaire thermique et géothermie, Centre de Développement des Energies renouvelables B.P. 62, Route de l'Observatoire, Bouzaréah, Alger

[*] mslimani@usthb.dz

Résumé - Dans le présent article, une modélisation énergétique thermoélectrique d'un capteur hybride PV/T basé sur l'utilisation d'un module photovoltaïque du type amorphe QS60DGF a été effectuée. Une étude de l'influence de divers paramètres aérothermiques et physiques sur la performance énergétique du capteur à été menée, notamment l'effet de l'ajout d'une couverture vitrée. Le modèle de simulation numérique développé nous a permis d'approcher aux résultats expérimentaux relevés de la littérature. Les résultats numériques obtenus montrent l'efficacité énergétique de ce type de capteur solaire et son utilité intéressante comme un système énergétique de cogénération. Ces résultats révèlent également l'importance de l'effet de certains paramètres et des conditions de fonctionnement adoptées (température de ciel, température d'entrée de l'air, températures des cellules PV, débit d'air, flux de rayonnement solaire incident) sur les performances des capteurs hybrides.

Mots clés— capteur hybride PV/T, modélisation, performance, efficacité.

Nomenclature

C_i	Chaleur spécifique du composant i $(J.kg^{-1}.K^{-1})$
C_f	Facteur de conversion
D_H	Diamètre hydraulique (m)
e_i	Epaisseur du composant i (m)
$h_{c,i}$	Coefficient de transfert de chaleur par conduction entre les deux composants i et j $(W.m^{-2}.K^{-1})$
$h_{r,i}$	Coefficient de transfert de chaleur par rayonnement entre les deux éléments i et j $(W.m^{-2}.K^{-1})$
$h_{v,i}$	Coefficient de transfert de chaleur par convection entre les deux éléments i et j $(\mathrm{W.m^{-2}.K^{-1}})$
G	Eclairement solaire $(\mathrm{W.m^{-2}})$
L	Longueur du capteur PV/T (m)
l	Largeur du capteur PV/T (m)
M_i	Masse du composant i (kg)
$\dot{m}$	Débit massique $(\mathrm{kg.s^{-1}})$

Symboles grecs

η	Rendement
λ_i	Conductivité thermique du composant i $(\mathrm{W.m^{-1}.K^{-1}})$
τ_i	Transmittivité du composant i
α_i	Absorptivité du composant i
ρ_i	Densité du composant i $(\mathrm{kg.m^{-3}})$
ε_i	Emissivité du composant i
β_{PV}	Coefficient de température de rendement $(\mathrm{K^{-1}})$
β	Taux de remplissage

Abréviations

a, amb	Ambiant

n	Nombre d'expériences effectuées	c	Cellules solaires
Nu	Nombre de Nusselt	éle	électrique
$Q_{u,}$	Puissance électrique produite (W)	f	Fluide caloporteur (air)
$Q_{u,}$	Puissance thermique produite (W)	i	isolant
R	Résistance thermique ($\mathrm{K}.m^2.\mathrm{W}^{-1}$)	PV/T	Photovoltaïque/ Thermique
S	Surface du capteur hybride (m)	RMS	Root Mean Square
T_i	Température de l'élément i (K)	s	Sol
t	Temps (s)	t	Tedlar
U	Coefficient de perte thermique ($\mathrm{W.m}^{-2}.\mathrm{K}^{-1}$)	th	thermique
V	Vitesse de l'air ($m.\mathrm{s}^{-1}$)	v	Plaque protectrice de verre

1. Introduction

Un capteur hybride photovoltaïque thermique (PV/T) associe un capteur solaire plan et un module photovoltaïque (cristallin ou amorphe) permettant ainsi, à partir du rayonnement solaire, de produire simultanément de l'électricité et de la chaleur. Il permet de réaliser une véritable cogénération énergétique en permettant d'exploiter l'électricité et la chaleur produites.

Durant le fonctionnement réel des modules photovoltaïques, la caractérisation expérimentale montre que le rendement électrique diminue de façon significative avec la montée en température des cellules photovoltaïques exposées au soleil. La perte d'énergie électrique peut attendre 15% à 20% si aucun refroidissement du module n'est prévu [01]. La température des cellules photovoltaïques peut être abaissée par extraction de la chaleur à l'aide d'une circulation, naturelle ou forcée, d'un fluide caloporteur. Cela permet d'éviter une chute brutale du rendement électrique du module photovoltaïque tout en assurant une récupération d'une énergie thermique qui peut être exploitée dans une activité réclamant de la chaleur.

La majorité des recherches menées dans ce domaine ont pour objectif d'évaluer les performances thermiques et électriques ou d'analyser l'aspect économique des capteurs hybrides à travers l'estimation du taux de couverture solaire assuré [02].

2. Description de dispositif étudie

Le capteur hybride retenu dans cette étude est basé sur l'utilisation d'un module photovoltaïque amorphe de type QS60DGF, le tableau suivant montre les différents paramètres électriques et géométriques de ce capteur hybride :

Quand le rayonnement solaire tombe sur les cellules solaires du module photovoltaïque, une partie de ce rayonnement est convertie en énergie électrique et une autre partie en énergie thermique.

Tableau 1 : Différentes valeurs des paramètres électriques et géométriques du capteur hybride.

	Paramètre	Valeur		Paramètre	Valeur
PV Module type	QS 60DGF				
Courant de court	$I_{cc,ref}$	1.30 A	Puissance maximale	$P_{m,ref}$	60 W
Tension de circuit	$V_{oc,ref}$	77.00 V	Longueur du capteur	L_m	1,40 m
Courant au point de puissance maximale	$I_{mp,ref}$	1.00 A	Largeur du capteur	l_m	0,794 m
Tension au point de puissance maximale	$V_{mp,ref}$	60.0 V	Largeur de conduite d'air	l_c	0,790 m
Rendement électrique	η_{ref}	6 %	Epaisseur de conduit	e_{if}	0,025 m

Le capteur hybride se compose essentiellement d'un module PV amorphe, d'une couverture vitrée, d'une conduite d'air, d'une plaque métallique d'aluminium et d'un isolant thermique :

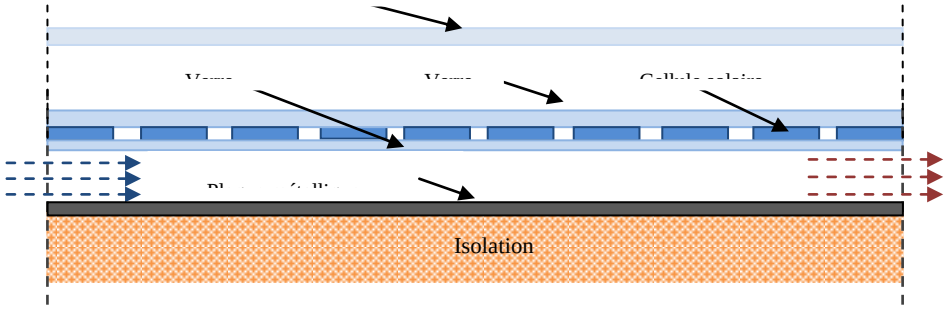


Figure 1. Représentation schématique du capteur hybride modélisé.

3. Formulation mathématique

3.1 Bilan énergétique

Pour prédire les températures du système et déterminer ses performances thermiques et électriques, on applique le principe de conservation de l'énergie pour chaque élément constituant le capteur hybride. L'équation traduisant le bilan énergétique s'écrit sous la forme:

$$M_i.C_i.\frac{dT_i}{dt} = \sum_e Q_i - \sum_s Q_i \qquad (01)$$

L'application de ce principe nous donne un système de huit équations, ces équations régissent les phénomènes de transfert énergétique dans chaque élément du capteur hybride :

Pour la couverture vitrée

$$M_v.C_v.\frac{dT_{cv}}{dt} = S.\begin{bmatrix}\alpha_v.G + h_{r,cv-ciel}.(T_{ciel} - T_{cv}) + h_{r,cv-v}.(T_{v1} - T_{cv}) \\ +h_{v,cv-a}.(T_a - T_{cv}) - h_{v,v-cf}(T_{cv} - T_{cf})\end{bmatrix} \qquad (02)$$

La température équivalente du ciel est donnée par la relation de SWINBANK [03] :

$$T_{ciel} = 0{,}0552.T_a^{1,5} \qquad (03)$$

Pour l'air confiné entre la vitre et le module PV

$$M_{cf}.C_{cf}.\frac{dT_{cf}}{dt} = S.\left[h_{v,cf-cv}.\left(T_{cv}-T_{cf}\right) - h_{v,cf-v1}.\left(T_{cf}-T_{v1}\right)\right] \quad (04)$$

Pour la plaque supérieure du verre protecteur

$$M_v.C_v.\frac{dT_{v1}}{dt} = S.\begin{bmatrix}\alpha_v^2.G + h_{r,cv-v1}.(T_{vc}-T_{v1}) + h_{v,v1-cf}.\left(T_{cf}-T_{v1}\right)\\ -h_{c,v1-c}(T_{v1}-T_c)\end{bmatrix} \quad (05)$$

Pour la plaque des cellules photovoltaïques

$$M_c.C_c.\frac{dT_c}{dt} = S.\left[\tau_v^2.\alpha_c\,.G - h_{c,c-v1}.(T_c-T_{v1}) - h_{c,c-t}.(T_c-T_t)\right] - Q_{u,ele} \quad (06)$$

La puissance électrique utile est liée avec la puissance de radiation solaire par la relation :

$$Q_{u,éle} = \tau_v^2.\beta.G.S.\eta_{éle} \quad (07)$$

β est le taux de remplissage du module PV par les cellules PV

Le rendement électrique est donné par la relation [04] :

$$\eta_{éle} = \eta_{ref}\left[1-\beta_{PV}.(T_c-T_{c,ref})\right] \quad (08)$$

Pour la plaque inférieure du verre protecteur

$$M_v.C_v.\frac{dT_{v2}}{dt} = S.\left[h_{c,c-v2}.(T_c-T_{v2}) - h_{v,f-v2}.\left(T_{v2}-T_f\right) - h_{r,p-v2}.\left(T_{v2}-T_p\right)\right] \quad (09)$$

Pour l'air caloporteur

$$M_f.C_f.\frac{dT_f}{dt} = h_{v,f-v2}.S.\left(T_{v2}-T_f\right) - h_{v,f-p}.S.\left(T_f-T_p\right) \quad (10)$$

En intégrant cette équation, la distribution de la température le long de la conduite est donnée par.

$$T_f(x) = \begin{bmatrix}\left(T_{f,e} - \dfrac{\left(T_{v2}.h_{v,f-v2}+T_p.h_{v,f-p}\right)}{\left(h_{v,f-v2}+h_{v,f-p}\right)}\right).e^{-\frac{l.\left(h_{v,f-v2}+h_{v,f-p}\right)}{\dot{m}.C_p}.x}\\ +\dfrac{\left(T_{v2}.h_{v,f-v2}+T_p.h_{v,f-p}\right)}{\left(h_{v,f-v2}+h_{v,f-p}\right)}\end{bmatrix} \quad (11)$$

$T_{f,e}$ La température d'entrée, supposons qu'elle est la même du milieu ambiant.

Pour la plaque métallique

$$M_p.C_p.\frac{dT_p}{dt} = S.\left[h_{c,p-i}.\left(T_i-T_p\right) - h_{v,f-p}.\left(T_p-T_f\right) - h_{r,p-v2}.\left(T_p-T_{v2}\right)\right] \quad (12)$$

Pour l'isolant

$$M_i.C_i.\frac{dT_i}{dt} = S.\left[h_{c,p-i}.\left(T_p-T_i\right) - h_{v,i-a}.(T_i-T_a) - h_{r,gr-i}.(T_i-T_s)\right] \quad (13)$$

La température du sol est donnée par la corrélation suivante [05] :

$$T_s = T_a + 2 \quad (14)$$

Un autre paramètre assez important qui examine l'efficacité totale du capteur hybride est donné comme la somme de l'efficacité thermique (η_{th}) et l'équivalent de l'efficacité électrique en thermique ($\eta_{éle,th}$) [04, 06, 09, 10]:

$$\eta_T = \eta_{th} + \eta_{éle,th} = \eta_{th} + \frac{\eta_{éle}}{C_f} \tag{15}$$

Ou C_f est le facteur de conversion.

Ces équations représentent le bilan thermique dans la couverture vitrée, l'air stagné dans l'espace de vitrage, le verre de protection face avant, les cellules PV, le verre de protection face arrière, l'air caloporteur, la plaque métallique et l'isolant thermique respectivement.

3.2 Coefficients des échanges thermiques

La vitre du capteur hybride PV/T échange l'énergie par rayonnement thermique avec le ciel, selon le coefficient d'échange suivant [05] :

$$h_{r,c-cv} = \sigma.\varepsilon_v.\frac{(T_{cv}^2 - T_{ciel}^2).(T_{cv}^2 + T_{ciel}^2)}{(T_{cv} - T_{amb})} \tag{16}$$

Et avec la couche supérieure du verre protecteur par la relation:

$$h_{r,cv-v1} = \sigma.\frac{(T_{cv} + T_{v1}).(T_{cv}^2 + T_{v2}^2)}{2.\frac{1}{\varepsilon_v} - 1} \tag{17}$$

L'échange radiatif entre la plaque inférieure du verre et la plaque métallique, le coefficient d'échange est déterminé par la relation suivante [05]:

$$h_{r,v2-p} = \sigma.\frac{(T_{v2} + T_p).(T_{v2}^2 + T_p^2)}{\frac{1}{\varepsilon_v} + \frac{1}{\varepsilon_p} - 1} \tag{18}$$

L'échange thermique par conduction s'effectue à travers les constituants adjacents du capteur. Le coefficient d'échange dans ce mode de transfert s'exprime par la relation suivante :

$$h_{c,i} = \frac{\lambda_i}{e_i} \tag{19}$$

Le coefficient de transfert par convection dû au vent est décrit par la relation de HOTTEL et WOERTZ suivante [08] :

$$h_{v,i-a} = 5{,}67 + 3{,}86.V_v \tag{20}$$

Une autre relation est établie par STULTZ et WEN, qui tient compte l'effet de l'inclinaison défini par [07] :

$$h_{v,i-a} = 1{,}27.[(T_v - T_a).cos\,\varphi]^{1/3} + 2{,}658.V_v \tag{21}$$

Le coefficient d'échange thermique par convection dans la lame du fluide caloporteur est déterminé à l'aide de la relation suivante, donnant le nombre de Nusselt :

$$Nu = \frac{h_{v,f-v2}.D_H}{K_f} \tag{22}$$

4. Résultats et discussion

La simulation numérique a été faite en utilisant les données climatiques de la station météorologique du Centre de Développement des Energies Renouvelables, Bouzaréah, Alger, pour la journée de 11 juin 2013. Les coordonnées géographiques du lieu sont: latitude 36,8° N, longitude 3,12 E, azimut - 20° et altitude 345 m.

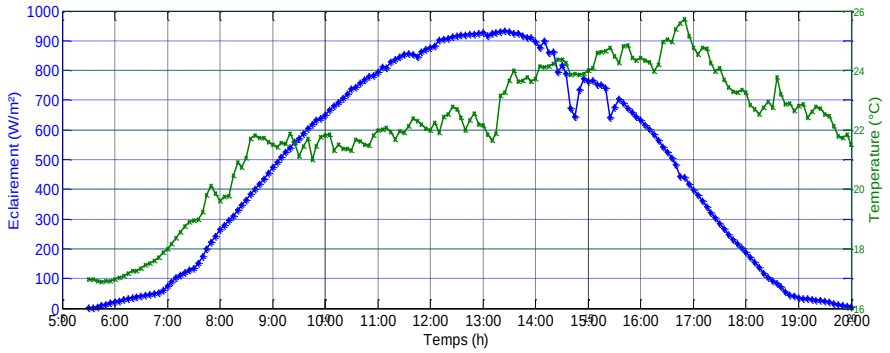


Figure 2. Évolution au cours du temps de l'éclairement solaire pendant la journée d'essai.

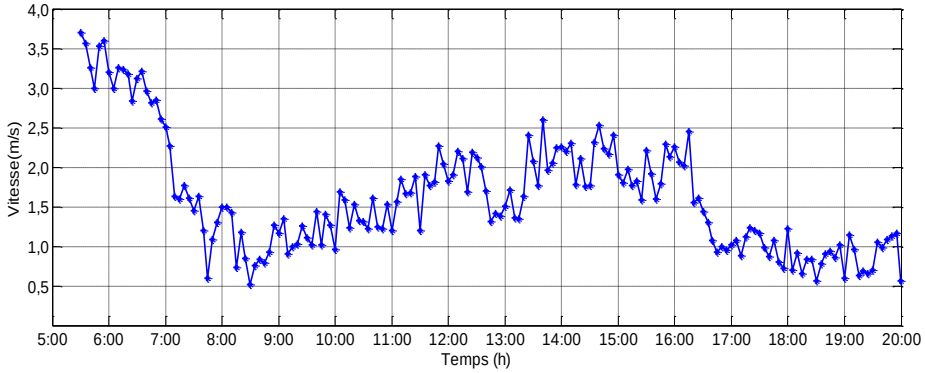


Figure 3. Évolution au cours du temps la vitesse du vent pendant la journée d'essai.

Les données climatiques mesurées comprennent l'éclairement solaire, la température ambiante et la vitesse du vent, notons que la vitesse d'entré d'air a été prise avec une valeur de 1 m/s.

La figure 4 ci-dessous donne une évolution comparée entre les différentes températures évaluées. Elle montre une conformité et une logique dans la distribution des températures des éléments du capteur hybride. En effet, les températures de cellules et de verre protecteur (face avant et arrière) sont les plus élevées dans le capteur hybride, atteignent une valeur maximale de 70 °C vers midi. Toutes les températures des éléments du capteur étant supérieures à la température de l'ambiance.

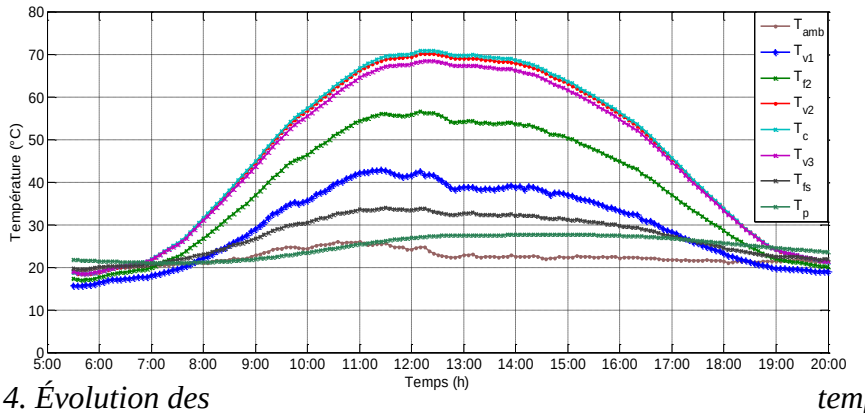


Figure 4. Évolution des températures des composants du capteur hybride au cours du temps.

La figure 5 montre les évolutions de la puissance thermique et électrique du capteur hybride, Ces puissances laissent apparaître une similitude avec l'évolution du rayonnement solaire reçu sur le capteur hybride. Les valeurs maximales équivalentes atteintes 230 W pour la puissance thermique 50 W pour la puissance électrique. Elles sont enregistrées vers 13h.

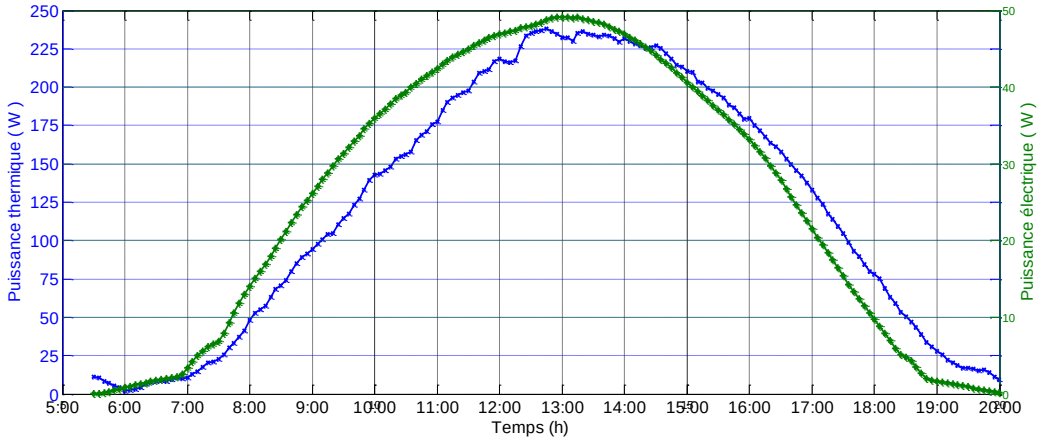


Figure 5. Évolution des puissances électrique et thermique du capteur hybride au cours du temps.

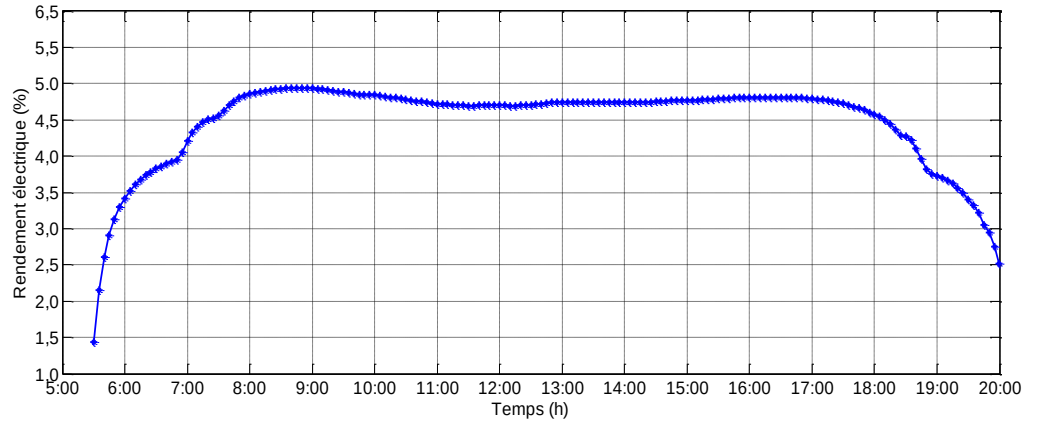


Figure 6. Évolution de rendement électrique du capteur hybride au cours du temps.

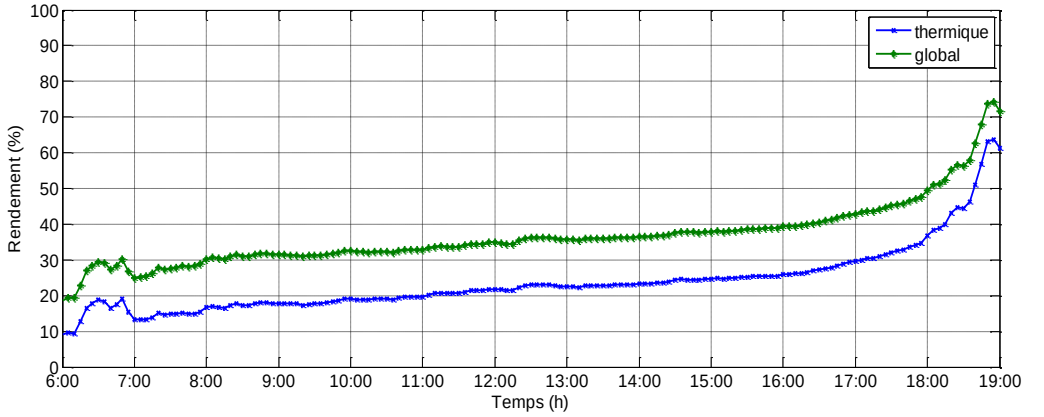


Figure 7. Évolution des rendements thermique et global du capteur hybride au cours du temps.

Les évolutions au cours du temps des rendements électriques et des rendements thermiques calculés montrent que les rendements électriques sont le plus stables entre 4,5 et 5%, le rendement

thermique et rendement global atteignent leur maximum de 64 % et 75% respectivement, ces valeurs sont remarquées vers 19h00.

5. Conclusion

Les résultats obtenus après exploitation du modèle réalisé et présentés dans cette étude révèlent également l'importance de l'effet de certains paramètres et des conditions de fonctionnement adoptées (température de ciel, température d'entrée du fluide, températures des cellules PV, débit d'air, flux de rayonnement solaire incident) sur les performances des capteurs hybrides.

Les résultats de simulation montrent que ce type de capteur présente effectivement des caractéristiques intéressantes notamment pour ce qui se rapporte à ses performances globales (thermique et électrique), avec un rendement bien meilleur que celui d'un module photovoltaïque standard, ou que celui d'un capteur solaire à air classique seul. Le rendement thermique global peut aller jusqu'à plus de 70 %, cela montre l'utilité et l'efficacité du capteur hybride comme un système de cogénération.

Références

[01] k. touafek, a. malek, m. haddadi, etude expérimentale du capteur hybride photovoltaïque ique, revue des energies renouvelables vol. 9 n 3, (2006) 143 – 154.

[02] ya brigitte assoa, performances de capteurs solaires pv/t hybrides bi-fluides intégrables à loppe des bâtiments. etude expérimentale et modélisation adaptée, thèse de doctorat, l'institut al des sciences appliquées de lyon 2008.

[03] e. karima amori, m. hussein, taqi al-najjar, analysis of thermal and electrical performance of a l (pv/t) air based solar collector for iraq, applied energy, vol. 98, (2012) pp. 384–395

[04] a.s. joshi, a. tiwari, g.n. tiwari, i. dincer, b.v. reddy, performance evaluation of a hybrid voltaic thermal (pv/t) (glass-to-glass) system, vol.48, (2009) pp. 154–64.

[05] k. touafek, m. haddadi, a. malek, design and modeling of a photovoltaic thermal collector for tic air heating and electricity production, energy and buildings, vol 59, (2013) pp. 21–28.

[06] s. sarhaddi, s. farahat, h. ajam, a. behzadmehr, m. mahdavi adeli, an improved thermal and ical model for a solar photovoltaic thermal (pv/t) air collector, applied energy vol. 87, (2010) pp. -2339

[07] h. ben cheikh el hocine, simulation numérique de modèle de collecteur hybride pv/t, thèse de ter, université de constantine, 2009.

[08] s. bahria, influence de la pose de chicanes sur le rendement d'un capteur solaire plan à air, thèse gister, usthb, 30 / 2010-m / ph, 2010.

[09] s. nayak, g.n. tiwari, energy and exergy analysis of photovoltaic/thermal integrated with a solar ouse, energy and buildings 40 (11) (2008) 2015–2021.

[10] b. agrawal, g.n. tiwari, optimizing the energy and exergy of building integrated photovoltaic al (bipvt) systems under cold climatic conditions, applied energy 87 (2010) 417–426.

Introduction de chicanes perforées dans la veine d'écoulement d'un capteur solaire

Khaled Aliane[1], Mustapha Henaoui[2*]

[1,2] Département de Génie mécanique, Faculté des Sciences de la Technologie. Université *de Tlemcen Bp 230 Chetouane Tlemcen, Algérie*
[*]auteur correspondant : mus196510@live.fr

Résumé - Le travail présenté consiste à étudier l'influence des chicanes rectangulaires minces perforées sur le comportement thermique d'un capteur solaire plan à air.
L'écoulement autour d'obstacle à une variété d'applications industrielles et techniques. Nous faisant cette étude pour mettre en évidence les différents phénomènes aérodynamiques que peut accompagner un tel écoulement en gardant comme perspective l'application de ce modèle à l'étude de l'écoulement au sein d'un capteur solaire plan à air.
Le but de ce travail est de faire une simulation numérique avec le logiciel FLUENT, de l'écoulement de l'air dans la conduite d'un capteur muni de chicanes rectangulaires perforées. La résolution numérique du problème étudié utilise la méthode des volumes finis pour discrétiser les équations gouvernantes. La modélisation de la turbulence est basée sur le
modèle de turbulence k-ε.

Mots Clés : capteur solaire plan, chicanes rectangulaires perforées, modèle de turbulence k-ε, **méthode des volumes finis.**

Nomenclature

U	vitesse, m/s
T_a	température ambiante, K
T_{abs}	température de l'absorbeur, K
P	pression, Nm^{-2}
Ps	pression à la sortie, Nm^{-2}
k	énergie cinétique turbulente, m^2/s^2

Symboles grecs

ρ	masse volumique, kgm^{-3}
μ	viscosité dynamique, Pa.s ou Pl
μ_t	viscosité turbulente, Pa.s ou Pl
ε	dissipation à l'entrée, m^2/s^3

1. Introduction

Les structures de l'écoulement autour des obstacles occupent une place importante dans la physique des fluides dus à leur importance dans les applications aérodynamiques et hydrodynamiques. Le travail présenté porte sur l'étude de l'écoulement dans une conduite rectangulaire munie de chicanes rectangulaires perforées.

Des chercheurs ont proposé d'augmenter le transfert thermique entre l'absorbeur et le fluide caloporteur d'un capteur solaire plan par l'ajout des obstacles. Dans le cas des obstacles fixés sur l'isolant, le choix des formes géométriques d'obstacles utilisés doit satisfaire certains critères dans le collecteur [1,2]. Les obstacles assurent une bonne irrigation de l'absorbeur, créent la turbulence et réduisent les zones inactives. (K.Aoues et al [3]), la veine d'air dynamique du capteur a été garnie de rugosités artificielles de différentes formes et de différents arrangements afin d'optimiser les performances thermiques.

Le travail de F. Mokhtari et Al [4,5], traite les mesures de différentes températures de l'absorbeur et les températures de sortie de fluide de trois capteurs en deux modes de circulations naturelle et forcée, qui ont permis de faire un choix sur la meilleure configuration
parmi les trois configurations étudiées. Abene A. et al [6], ont mené une étude expérimentale sur l'augmentation et l'optimisation d'un capteur en considérant plusieurs types d'obstacles disposés dans des rangées de l'espace dynamique de l'air dans le capteur.

M.A.Amraoui et al [7], leur travail s'est intéressé à l'étude tridimensionnelle numérique du comportement thermique d'un capteur solaire plan a air muni d'obstacles.Tsay et al [8], ont étudié numériquement le perfectionnement du transfert thermique d'un écoulement dans un canal muni d'une chicane verticale, l'influence de la taille de la chicane et des revêtements en arrière sur la structure d'écoulement, est étudiée en détail pour une gamme de nombre de Reynolds de 100 à 500. Ils ont constaté que l'introduction d'une chicane dans l'écoulement pourrait augmenter le nombre de Nusselt moyen de 190%. Buchberg [9] **,** la conversion solaire-thermique exige le contrôle de pertes de chaleur de l'absorbeur chaud à l'environnement plus frais. Basé sur la théorie de quelques mesures expérimentales, l'espacement entre l'absorbeur solaire chaud et les couvertures de verre influence l'efficacité thermique de la conversion. Zerrouki et al, [10**]** ont rapporté dans leur travail une modélisation mathématique d'un capteur solaire à air de conception conventionnelle à deux passes Ils ont étudié le cas où le capteur est dans un état tel que les conditions de BLISS sont respectées.

2. Problématique

On cherche à étudier l'aérodynamique interne des perforations de chicanes pour que le fluide caloporteur soit toujours dirigé vers l'absorbeur en imposant une orientation adéquate à ses perforations (d=0.005m).

Les dimensions du canal présentées dans ce travail : figure. 1.

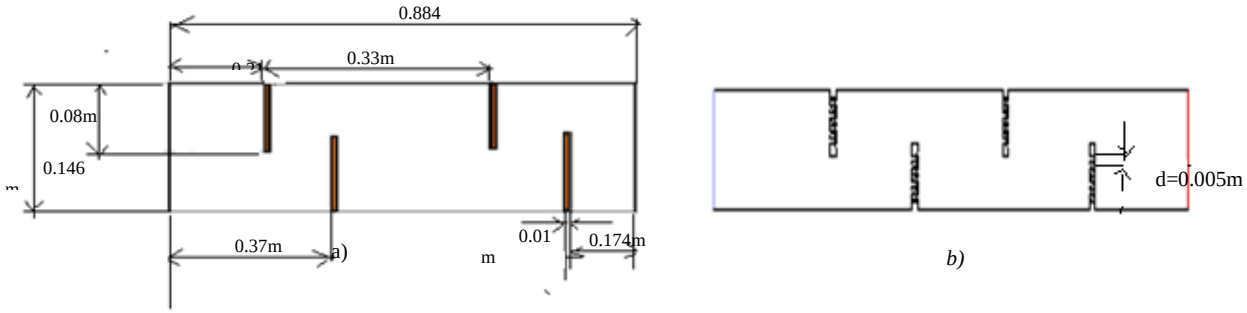


Figure 1 :. Les géométries étudiées
a)Les dimensions de la géométrie étudiée
b) Capteur à chicanes simples
c) Capteur à chicanes perforées

a. Systéme d'équation

L'écoulement au sein du capteur est gouverné par les équations de conservations suivantes [11] :

2.1.1 Conservation de la masse

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho v)}{\partial y}=0 \quad (1)$$

2.1.2 Conservation de la quantité de mouvement

Conservation de la quantité de mouvement suivant la direction axiale

$$\rho u\frac{\partial u}{\partial x}+\rho v\frac{\partial u}{\partial y}=-\frac{\partial p}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial x}\left[(\mu+\mu_t)\left(2\frac{\partial u}{\partial x}\right)\right]+\frac{\partial}{\partial y}\left[(\mu+\mu_t)\left(\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial x}\right)\right] \quad (2)$$

Conservation de la quantité de mouvement suivant la direction radiale

$$\rho u\frac{\partial v}{\partial x}+\rho v\frac{\partial v}{\partial y}=-\frac{\partial p}{\partial y}+\frac{\partial}{\partial y}\left[(\mu+\mu_t)\left(2\frac{\partial u}{\partial y}\right)\right]+\frac{\partial}{\partial x}\left[(\mu+\mu_t)\left(\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial x}\right)\right] \quad (3)$$

2.1.3 Conservation de l'énergie

Conservation de l'énergie dans le fluide

$$\rho u\frac{\partial T}{\partial x}+\rho v\frac{\partial T}{\partial y}=\frac{\partial}{\partial x}\left[\left(\frac{\mu}{p_r}+\frac{\mu_t}{\sigma_T}\right)\frac{\partial T}{\partial x}\right]+\frac{\partial}{\partial y}\left[\left(\frac{\mu}{p_r}+\frac{\mu_t}{\sigma_T}\right)\frac{\partial T}{\partial y}\right] \quad (4)$$

Conservation de l'énergie dans la paroi

$$\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right)=0 \quad (5)$$

2.1.4 Energie cinétique turbulente k

$$\rho u\frac{\partial k}{\partial x}+\rho v\frac{\partial k}{\partial y}=\frac{\partial}{\partial x}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x}\right]+\frac{\partial}{\partial y}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial y}\right]+P_k-\rho \quad (6)$$

P_k Représente la production de l'énergie cinétique turbulente par cisaillement

2.1.5 Energie de dissipation

$$\rho u\frac{\partial \varepsilon}{\partial x}+\rho v\frac{\partial \varepsilon}{\partial y}=\frac{\partial}{\partial x}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x}\right]+\frac{\partial}{\partial y}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial y}\right]+(C_{\varepsilon 1}f_1 p_k-\rho C_{\varepsilon 2}f_2\varepsilon)\frac{\varepsilon}{k} \quad (7)$$

Tableau 1 : Constantes turbulentes dans les équations gouvernantes

C_μ	$C_{\varepsilon 1}=C_{\varepsilon 2}$	f_1=f_2=f_μ	σ_k	σ_ε	σ_T

0.09	1.44	1	1	1.3	0.9

2.2 Conditions aux limites

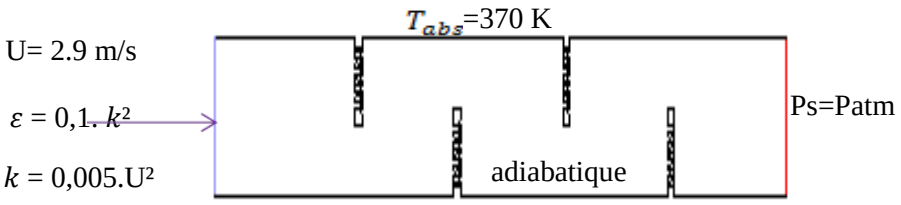


Figure 2 : Les conditions aux limites

3 Résultats

La validation des résultats est basée sur le travail de Demartini [12] qui utilise le même modèle géométrique mais avec des chicanes simples. Ces résultats sont donnés par la figure.3. La figure montre une bonne concordance entre nos résultats et les résultats de Demartini.

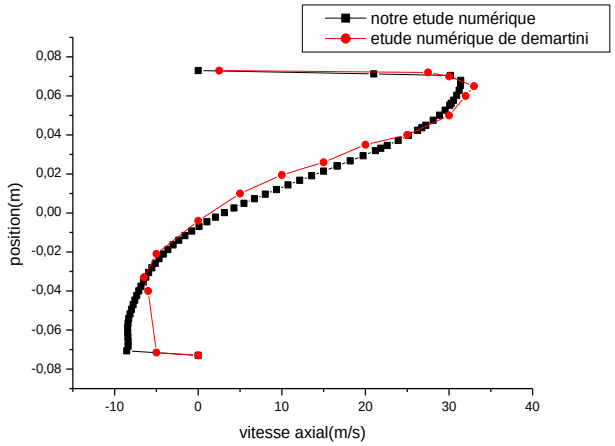


Figure 3 : Comparaison des résultats pour le capteur à chicanes simple

3.1 Discussion

3.1.1 Vitesse axiale

La figure.4 illustre le contour de la vitesse axial du fluide caloporteur à l'intérieur des deux modèles. La présence de chicanes perforées a libéré les volumes morts (bloqués) en amont de ses chicanes.

La recirculation du fluide caloporteur est orientée vers la partie supérieure de la conduite par les chicanes fixées sur la paroi inférieure et elle est orientée vers la partie inférieure de la conduite pour les chicanes fixées sur la paroi supérieure (figure 4.a ; 4.b).

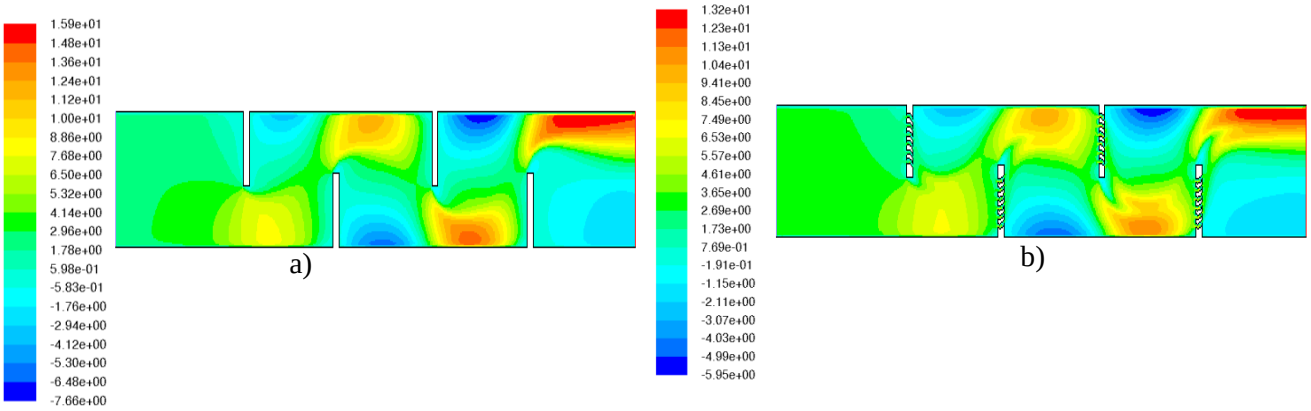


Figure 4 : Contour de la vitesse axiale
a) Capteur à chicanes simples
b) Capteur à chicanes perforées

3.1.2 Coéfficient de pression

Les contours de la figure. 5 illustre le comportement du coefficient de pression
La diminution du coefficient de pression est plus importante pour le capteur à chicanes perforées figure 5.b par rapport au capteur à chicanes simples figure 5.a.

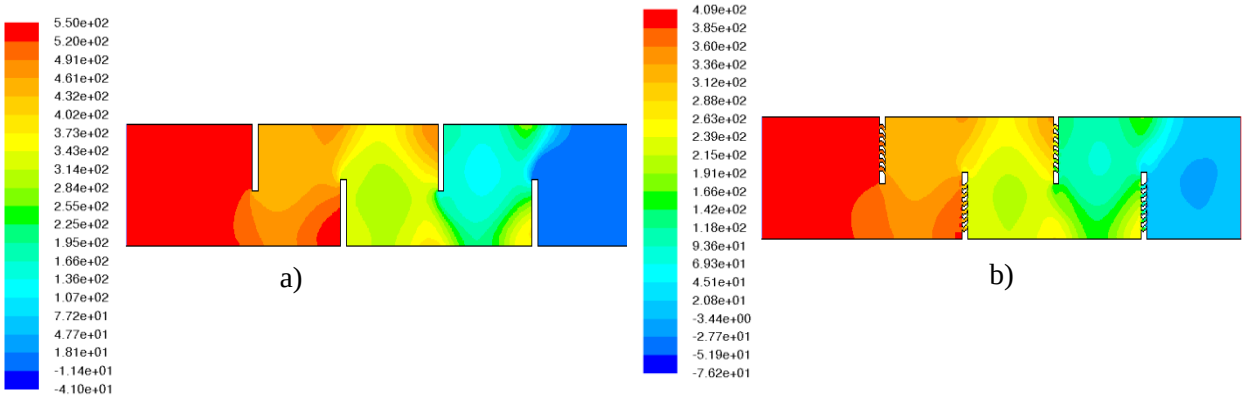


figure 5 : Contour du coefficient de pression
a) Capteur à chicanes simples
b) Capteur à chicanes perforées

3.1.3 Dissipation turbulente

Les contours de la figure 5 illustre la distribution de la dissipation turbulente à l'intérieure des deux modéles de capteurs.Le taux de dissipation turbulente est plus important pour le capteur à chicanes simple qui se développe à partir des éxtrémités des chicanes figure 5.a par rapport aux chicanes perforées figure 5.b.

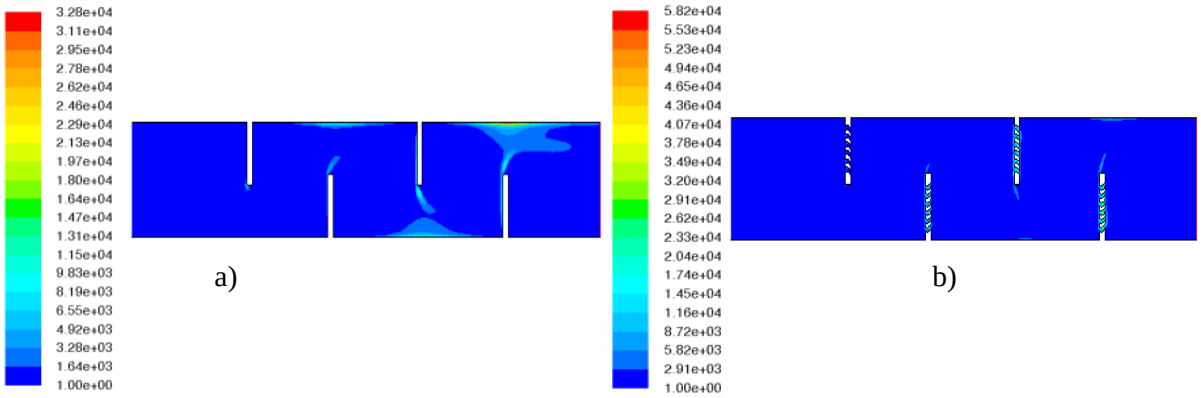


Figure 6 : Contour de la dissipation turbulente
a) Capteur à chicanes simples
b) Capteur à chicanes perforées

3.1.4 Distribution de la température

Les températures les plus importantes sont remarquées pour le capteur à chicanes perforées figure 7.b ou le fluide est bien chauffé en aval des chicanes fixées sur l'absorbeur, pour le capteur à chicanes simples la température en aval des chicanes fixées sur l'absorbeur est moins importante figure 7.a

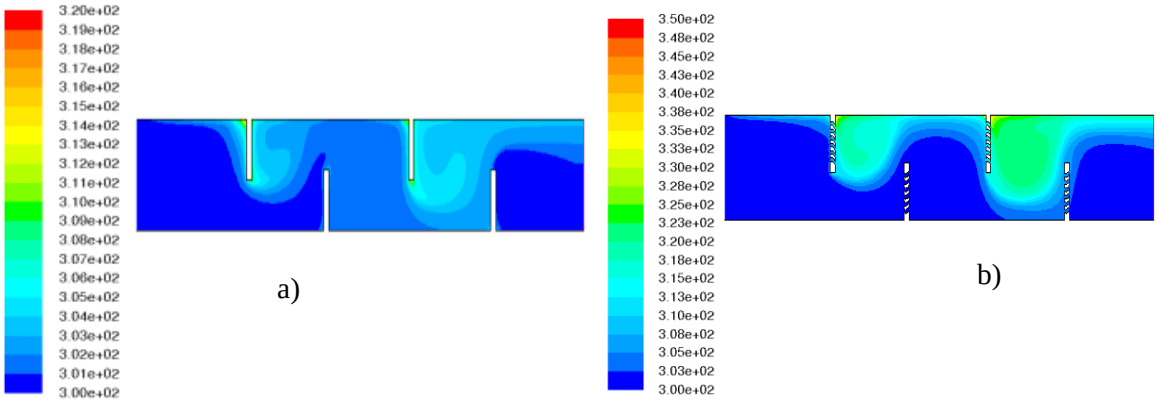


Figure 7 : contour de la temperature
a) Chicanes simples b) Chicanes perforées

La figure 8. Illustre l'évolution de la température à la position de la section x= 0.884 m pour les deux modèles de capteur solaire, cette température est plus importante pour le capteur à chicanes perforées.

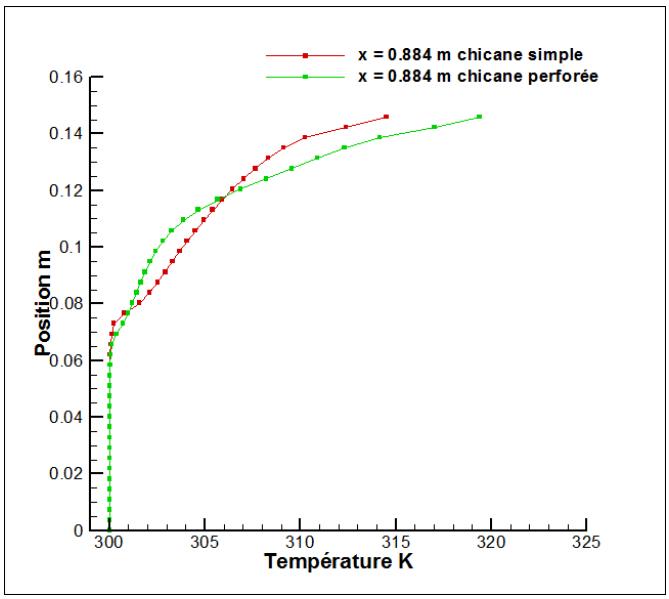


figure 8 : Profils de la température pour la section à la position x = 0.884 m

4 Conclusion

La circulation du fluide caloporteur a l'intérieur de la conduite d'un capteur solaire thermique à une influence importante sur l'optimisation des performence thermiques. Les résultats obtenus avec le capteur à chicanes perforéeees, nous a permis d'augmenter la température à l'intérieur du capteur solaire comparativement à un capteur avec chicanes simples.

Bien que l'augmentation en température n'est pas aussi significative elle aura pour effet une amélioration non négligeable du rendement énergétique.

La présence de chicanes perforées dans la veine du fluide caloporteur à permis une distribution adéquat de celui-ci et un chauffage plus important par rapport aux chicanes simples.

References

1. H. Joel, Ferziger, Milovan and Peric, *Computational Methods for Fluid Dynamics*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, (1996).
2. A. Ahmed-Zaïd, A. Moulla, M. S. Hantala et J.Y. Desmons, Amélioration des Performances des Capteurs Solaires Plans à Air : Application au Séchage de l'Oignon Jaune et du Hareng, *Revue des Energies Renouvelable.* Vol.4, (2001) 69-78.
3. K. Aoues, N. Moummi, M. Zellouf, A. Labed et E. Achouri, Etude de l'influence des rugosité-artificielles sur les performances thermiques des capteurs solaires plans à air, *Revue des Energies Renouvelables*, Vol 11 ,(2008) 219- 227.
4. F. Mokhtari, D. Semmar, L'Influence de la Configuration de l'Absorbeur sur les Performances Thermiques d'un Capteur Solaire à Air, Centre de Développement des Energies Renouvelables, B.P. 62,

Route de l'Observatoire, Bouzaréah, Alger, Algérie *Revue des Energies Renouvelables* : Journées de Thermique, (2001) 159-162.

5. F. Mokhtari, D. Semmar, Etude Expérimentale d'un Capteur Solaire à Air, Centre de Développement des Energies Renouvelables, B.P. 62, Route de l'Observatoire, Bouzaréah, Alger *Revue des Energies Renouvelables* : Valorisation, (1999) 243-246.
6. A. Abene, V. Dubois and M. Le Ray, Study of a solar air flat plate collector,use of obstacles and application for the drying of grape, Volume 65, Issue1, (2004) 15-22.
7. M.A. Amraoui , K. Aliane , Numerical Analysis of a three Dimensional Fluid Flow in a Flat Plate Solar Collector, International journal of renewlable and sustainable Energy Vol.3 N°3, (2014) 68-75.
8. Y.L. Tsay, T.S. Chang and J.C. Cheng, Heat transfer enhancement of backward-facing step flow in a channel by using baffle installed on the channel wall, Acta Mech. 174, (2005) 63–76.
9. H. Buchberg, I. Catton and D.K. Edwards, Natural Convection in Enclosed spaces- *a review of Application to Solar Energy Collection*, Journal of Heat Transfer, ASME- 98, (2), (1976) 182-189,.
10. A. Zerrouki, B. Tedjiza et N. Said , Modélisation des Pertes Thermiques dans un capteur Solaire à Air à deux Passes, CDER B.P. 62 Bouzaréah, Alger, ALGERIE Vol. 5, (2002) 49-58.
11. S.V.Patankar**,** C.H. Liu, and E.M.Sparrow, Fully developed flow and heat *Revue des Energies Renouvelables* transfer in ducts having streamwise-periodic variations of cross-sectional area, *Journal of Heat Transfer*, Vol. 99, (1977) 180-6,.
12. L. C. Demartini, H. A. Vielmo and S. V. Möller, Numeric and Experimental Analysis of the Turbulent Flow through a Channel With Baffle Plates, J. of the Braz. Soc. of Mech. Sci. & Eng , 20 Vol. XXVI, (2004) No 153.

Modeling of Heat Transfer by Laminar Natural Convection of a nanofluid in a Solar Water Heater Enclosure

Mabrouk GUESTAL, Mahfoud KADJA
Laboratory of Applied Energetics and Pollution, Department of Mechanical Engineering
University of Frères Mentouri Constantine, Constantine 25000, Algeria
Corresponding author: gamabrouk @yahoo.fr

Abstract - We numerically study the laminar natural convection of a water copper nanofluid in a solar water heater enclosure with heating through the solar collector wall being at constant temperature T_c. This solar collector is connected with a solar thermal storage tank having a rectangular form with the vertical wall left cold at constant temperature T_f while the unheated parts of the enclosure (solar water heater) were considered adiabatic. For the purpose of analyzing the effect of the use of a nanofluid on heat transfer by natural convection, the volume fraction of the particles is varied in the range of 0 to 0.25. The permanent forms of the Navier-Stokes equations in two dimensions and the conservation equations of mass and energy were solved by the finite volume method. The SIMPLE algorithm was used to allow pressure-velocity coupling. The Rayleigh number Ra was varied in the range 10^3-10^6.

Keywords: Laminar natural convection; solar water heater; nanofluid; finite volume.

Nomenclature

Symbol

g acceleration of gravity, m s^{-2}
L1 width of thermal storage tank, m
H the enclosure height, m
H1 solar collector output section height, m
L enclosure width, m
k thermal conductivity of the fluid, $Wm^{-1}K^{-1}$
p pressure, Pa
P dimensionless pressure
u horizontal velocity, m s^{-1}
v vertical velocity, m s^{-1}
U dimensionless horizontal velocity
V dimensionless vertical velocity
T_f temperature of cold surface, *K*
T_c temperature of hot surface , *K*
x, y coordinates, m
$\bar{h}$ average heat transfer coefficient, $Wm^{-2}K^{-1}$
$\overline{Nu}$ average Nusselt number .
Ra Rayleigh number, $g\,\beta_f\,H^3\,(Tc-Tf)/\,\nu_f\,\alpha_f$
Pr Prandtl number, $Pr= \nu_f/\,\alpha_f$

Greek symbols

α thermal diffusivity, $m^2\,s^{-1}$
ν kinematic viscosity, $m^2\,s^{-1}$
ρ density, kg m^{-3}
φ_v volume fraction of the nanoparticles
θ dimensionless temperature
Ω inclination angle of the solar collector
β thermal expansion coefficient at constant pressure, K^{-1}

Indices / Exponents

f base fluid
nf nanofluid
s solid

1. Introduction

Today a lot of industrial applications are based on the heat transfer by natural convection phenomenon such as boilers, heat exchangers, cooling systems for electronic components, solar thermal water heaters……. This is why we find many numerical and experimental research focused on improving the heat transfer by natural convection in these energy systems. Recently, ideas for improvement of heat transfer involve mainly the physicochemical nature of convective fluid, since the thermal conductivity of the fluid is relatively low compared to that of the solid. These ideas are exploited by injecting inside the fluid a quantity of solid particles of nanometer sizes in order to

increase its effective thermal conductivity. The mixture thus obtained is called nanofluid. Several recent studies have addressed this problem. Wang et al. [2] measured the thermal conductivity of nanofluids containing Al_2O_3 and CuO nanoparticles scattered in various base fluids. The study showed that the thermal conductivity of these nanofluids increases with the increase of the volume fraction of the nanoparticles in the base fluid, and for a given volume fraction, the noticed increase in the thermal conductivity is different depending on the various base fluids. Das et al. [3] studied the influence of temperature on the thermal conductivity for the nanofluids (Al_2O_3+water) and (CuO+water). The results show that the thermal conductivity of the nanofluids increases linearly with increasing temperature. Khanafer et al. [4] have numerically studied natural convection inside a rectangular enclosure filled with nanofluids in which one of the vertical walls is kept cold, and the other wall is kept hot, while the horizontal walls are insulated. The results show that for the range of the Grashof number $10^3 \leq Gr \leq 10^6$, the average Nusselt number increases with the increase of the volume fraction of the nanoparticles. Hakan et al. [5] studied the effect of using different nanofluids on the temperature distribution in a partially heated cavity. The results show that the heat transfer increases with the increase of the value of the Rayleigh number. Mansour et al. [6] have studied numerically heat transfer by natural convection in a cavity in the form of T filled with a nanofluid (Cu + water). The results show that the average Nusselt number increases with the increase of the Rayleigh number and the volume fraction of copper nanoparticles.

In this work, we present a numerical study of the improvement of heat transfer by laminar natural convection with the use of water-copper nanofluids. The study configuration is a solar thermal water heater enclosure subjected to heating under constant temperature T_c at solar collector level. Unheated parts of the enclosure were considered adiabatic. The vertical wall was maintained cold at constant temperature T_f . The purpose of the study is to examine the effect of volume fractions [φ_v=0 (corresponding to pure fluid) to φ_v =0,3] for different Rayleigh numbers ($10^3 \leq Ra \leq 10^6$) on fluid flow and heat transfer by laminar natural convection in the enclosure. The results are presented as isothermal curves, streamlines, and variation of the average Nusselt number as a function of Rayleigh number and volume fraction.

2. Mathematical formulation

a. Physical model and governing equations

This study focuses on the laminar natural convection of a water-copper nanofluid in a solar thermal water heater enclosure, which is shown in "Figure 1".

We assume that the enclosure is infinitely long in the z direction. The solar collector wall is maintained at a constant hot temperature T_c. The solar thermal storage tank left vertical wall is maintained at a low constant temperature T_f. The remaining unheated parts of the enclosure are considered adiabatic.

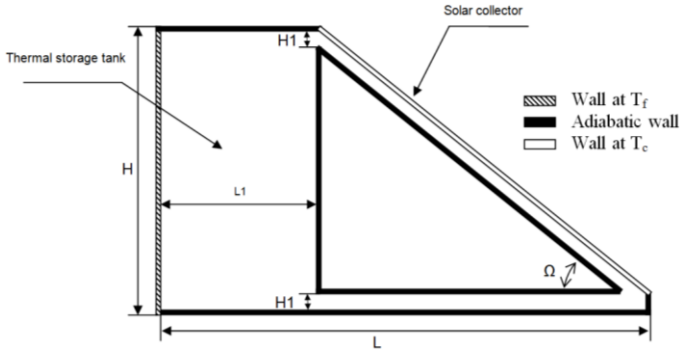


Figure 1 : The simulated enclosure

For purposes of this analysis, the volume fraction will be varied in the interval φ_v =0-0.25 [φ_v=0 corresponds to pure fluid], The study is performed in the range of the Rayleigh number of 10^3 to 10^6. For a simple formulation of the problem, we made some assumptions: that the fluid is Newtonian, that the flow is stationary and that the Boussinesq approximation applies. Indeed, we assume that the influence of density variation is taken into account only via the volume forces. The fluid density varies linearly with temperature and is given by the following formula:

$$\rho=\rho_0\left[1-\beta\left(T-T_0\right)\right] \tag{1}$$

The selected dimensionless parameters are:

The mass conservation equation, the momentum and energy equations, expressed in dimensionless variables are:

$$\frac{\partial \mathrm{U}}{\partial X}+\frac{\partial \mathrm{V}}{\partial Y}=0 \tag{2}$$

$$\mathrm{U}\frac{\partial \mathrm{U}}{\partial X}+\mathrm{V}\frac{\partial \mathrm{U}}{\partial Y}=-\frac{\partial \mathrm{P}}{\partial X}+\frac{\mu_{\mathrm{nf}}}{\rho_{\mathrm{nf}}\alpha_{\mathrm{f}}}\left(\frac{\partial^2 \mathrm{U}}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 \mathrm{U}}{\partial Y^2}\right) \tag{3}$$

$$\mathrm{U}\frac{\partial \mathrm{V}}{\partial X}+\mathrm{V}\frac{\partial \mathrm{V}}{\partial Y}=-\frac{\partial \mathrm{P}}{\partial Y}+\frac{\mu_{\mathrm{nf}}}{\rho_{\mathrm{nf}}\alpha_{\mathrm{f}}}\left(\frac{\partial^2 \mathrm{V}}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 \mathrm{V}}{\partial Y^2}\right)+\frac{(\rho\beta)_{\mathrm{nf}}}{\rho_{\mathrm{nf}}\beta_{\mathrm{f}}}\mathrm{Ra}\,\mathrm{Pr}\,\theta \tag{4}$$

$$\mathrm{U}\frac{\partial \theta}{\partial X}+\mathrm{V}\frac{\partial \theta}{\partial Y}=\frac{\alpha_{nf}}{\alpha_f}\left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2}\right) \tag{5}$$

The density and specific heat of the nanofluid are calculated according to [7] from:

$$\left(\rho C_p\right)_{nf}=(1-\varphi_v)\left(\rho C_p\right)_f+\varphi_v\left(\rho C_p\right)_s \tag{7}$$

The thermal expansion coefficient of a nanofluid is obtained from the formula [7]:

$$(\rho\beta)_{nf}=(1-\varphi_v)(\rho\beta)_f+\varphi_v(\rho\beta)_s \tag{8}$$

The thermal diffusivity of a nanofluid is given by:

$$\alpha_{nf}=\frac{k_{nf}}{\left(\rho C_p\right)_{nf}} \tag{9}$$

In this study, the Brinkman model is used to find the dynamic viscosity of the nanofluid. It is obtained from the following equation [7]:

$$\mu_{nf} = \frac{\mu_f}{(1-\varphi_v)^{2.5}} \tag{10}$$

The effective thermal conductivity of the nanofluid is determined using the Maxwell model [7]. For a suspension of nanoparticles of spherical shapes in a base fluid, the expression is:

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{k_s+2k_f+2\varphi_v(k_s-k_f)}{k_s+2k_f-\varphi_v(k_s-k_f)} \tag{11}$$

b. Heat transfer

The heat transfer is characterized by the average Nusselt number which is calculated for the heated wall using the formula:

$$\overline{Nu} = \frac{\bar{h}\sqrt{(H-H_1)^2+(L-L_1)^2}}{k_f} \tag{12}$$

c. Dimensionless boundary conditions

The different boundary conditions in dimensionless form are shown in Figure 2.

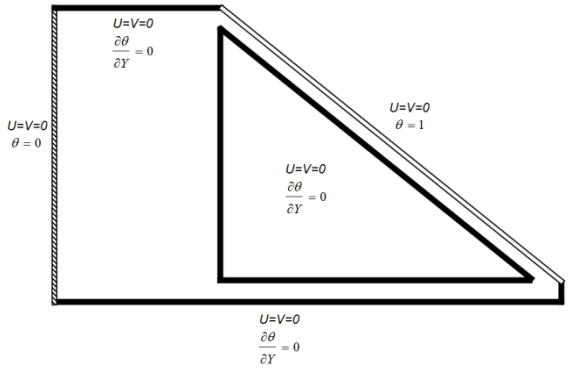


Figure 2 : Boundary conditions in dimensionless form.

3. Numerical procedure

The mass conservation equation along with the momentum and energy equations are solved numerically using the commercial software Fluent which is based on the finite volume method [1]. The influence of the number of nodes on the accuracy of the results for example in the case of Ra = 10^3 and $\varphi_v = 0$, is illustrated in Figure 3 which shows heat transfer through the active wall "that is to say the heated wall" of the enclosure.

From the grid of 22096 nodes onwards the average Nusselt number becomes constant. Therefore, all the simulations reported hereafter used an unstructured mesh consisting of 22096 nodes and triangular cell type(see fig.4). All the calculations in this grid independence study were made for the case of Ra = 10^3 and $\varphi_v = 0$.

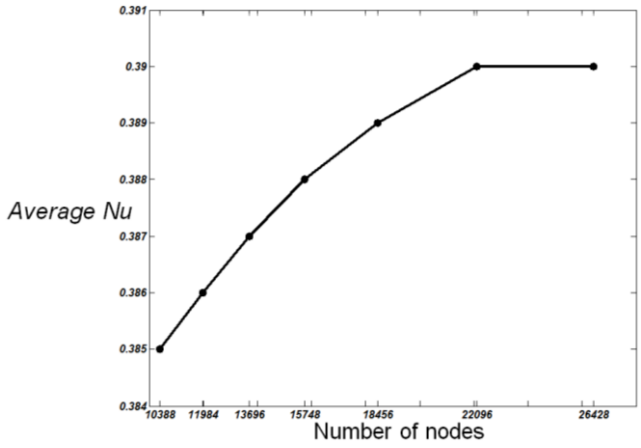


Figure 3 : Average Nusselt number along the heated wall for φ_v = 0, and Ra = 10^3

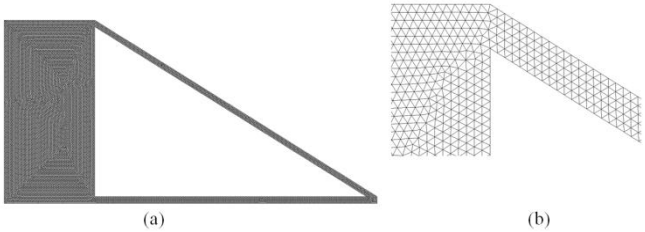


Figure 4 : The final mesh (a) and enlargement (b)

The calculation algorithm uses a pressure based method which solves the equations of the mathematical model sequentially. The SIMPLE algorithm is used for pressure-velocity coupling. The discretization of the convective terms in the conservation equations is made with the "QUICK" scheme, while the centered scheme is used to discretize the diffusive terms. The interpolation of the pressure is linear and uses the distances between nodes and those between nodes and the faces of the control volumes.

The convergence for all equations is reached when the sum of the normalized residuals at each node of the computational domain and for all algebraic equations- obtained after discretization- becomes less than 10^{-3}. This usually requires a number of iterations 296 on a HP type laptop .

4. Results and discussion

In this study, we investigated the effects of Rayleigh number ($10^3 \leq Ra \leq 10^6$) and the volume fraction ($0 \leq \varphi_v \leq 0.25$) on fluid flow and heat transfer in the enclosure.

a. Thermal fields

This field is shown by the temperature contours in Figure 5 for a Rayleigh number which varies in the range 10^3-10^6, and for a volume fraction φ_v which varies from 0 to 0.25.

The recovered heat through the hot wall is transported by natural convection to the upper portion of the solar thermal storage tank via the molecules of fluid which were beforehand in the solar collector. The heat is then discharged through the cold wall of the tank. The remaining cold fluid is then transported to the bottom of the solar collector and the heating cycle is renewed indefinitely at other times.

- For Ra fixed and φ_v varied from 0 to 0.25:

It can be noticed that for each value of Ra the temperature contours are almost identical.

- For φ_v fixed and Ra varied from 10^3 to 10^6:

By comparing the isotherms shown in Figure 5, for different values of Ra, it may be noticed that when the Ra increases, the horizontal temperature gradient becomes vertical. The isotherms approach each other in the area near the exit of the solar collector which means that the temperature gradients become higher near the hot fluid inlet in the solar thermal storage tank. At the solar collector input we note that the thermal boundary layers become thinner and the isotherms become stratified for Ra = 10^6.

b. Dynamic fields

This field is represented by the contours of the streamlines in Figure 6, for a Rayleigh number which ranges between 10^3 and 10^6, and for a volume fraction φ_v which varies from 0 to 0.25. Generally speaking we note a recirculating fluid forming a cell in the thermal storage tank, which rotates in the anticlockwise direction.

- For Ra fixed and φ_v varied from 0 to 0.25:

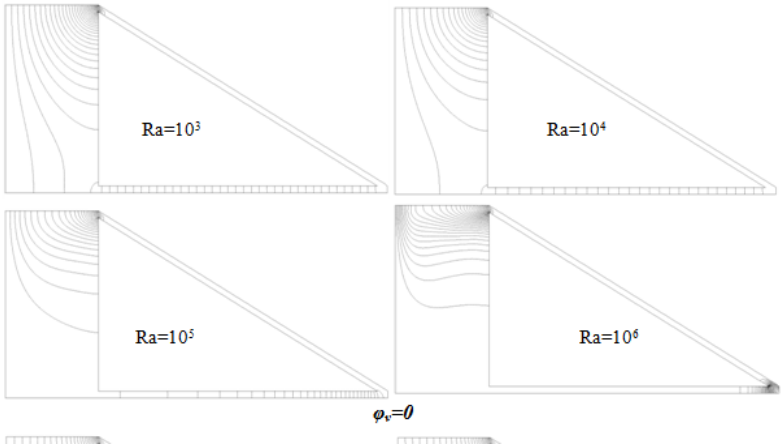
It can be noticed that for each value of the Ra number the streamlines are almost identical.

- For φ_v fixed and Ra varied from 10^3 to 10^6:

For a given value of φ_v it can be noticed that with the increase of Rayleigh number, the intensity of recirculation inside the enclosure increases and the center of the rotating fluid cell moves towards the upper portion of the cold wall. For Ra =10^6 it can be noticed that the diameter of the rotating cell decreases.

c. Nusselt number

The evolution of the average Nusselt number as a function of the Rayleigh number for different values of φ_v is shown in Figure 7. For Ra= [10^3 to 10^4] we note that the average Nusselt number remains constant for each value of φ_v. Generally speaking for Ra= [10^4 to 10^6] the average Nusselt number increases with increasing φ_v and for a given value of φ_v, the average Nusselt number increases when Ra increases.



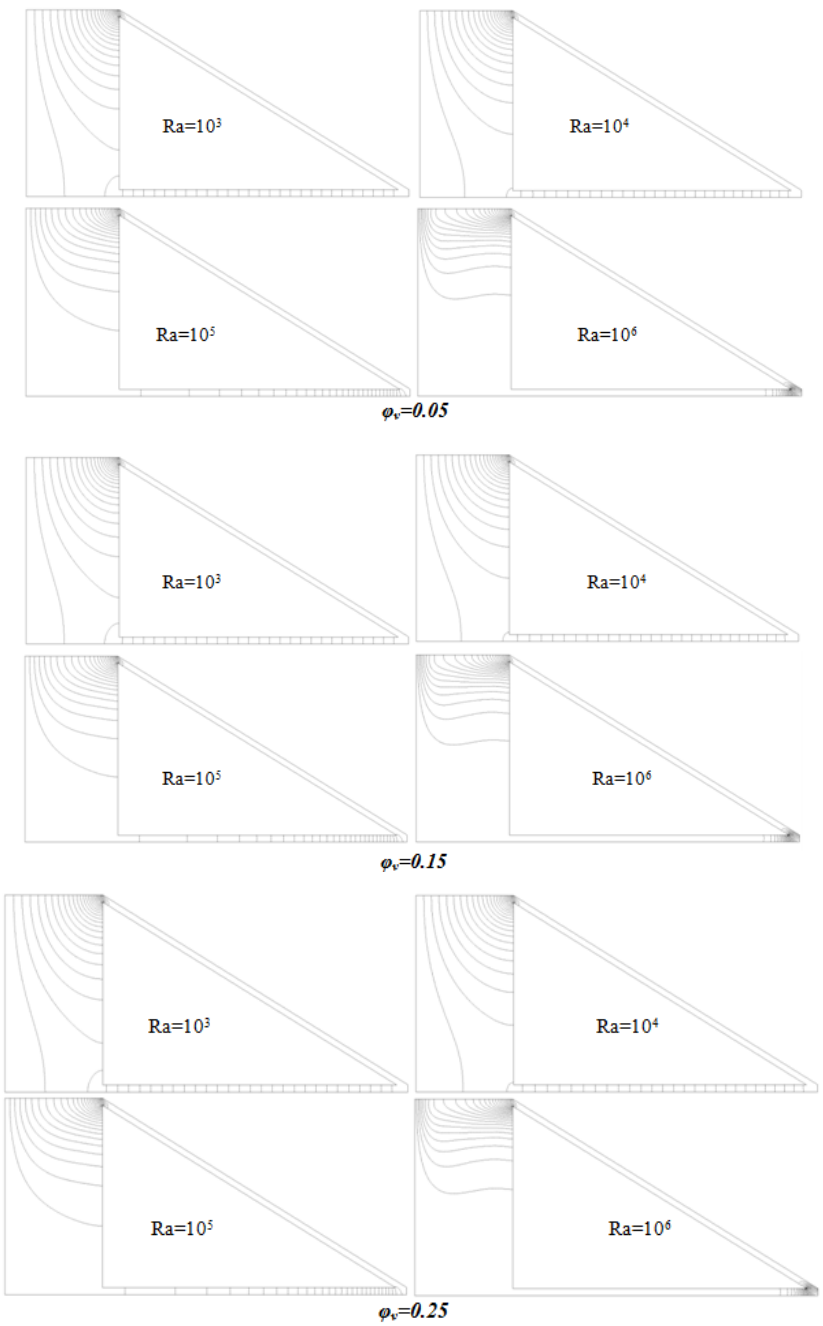
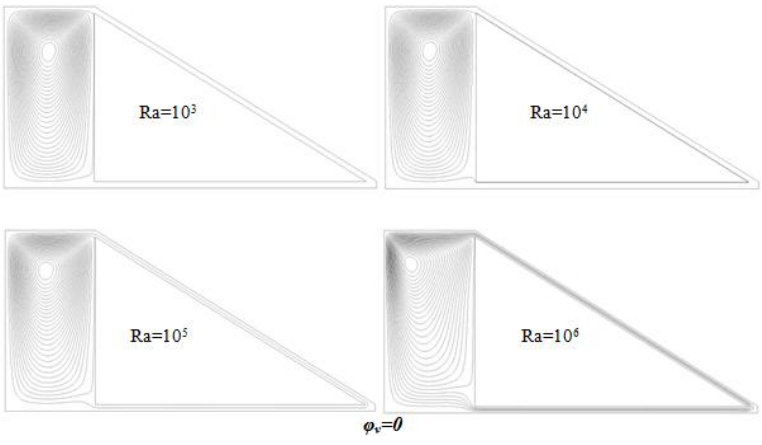


Figure 5 : Temperature contours



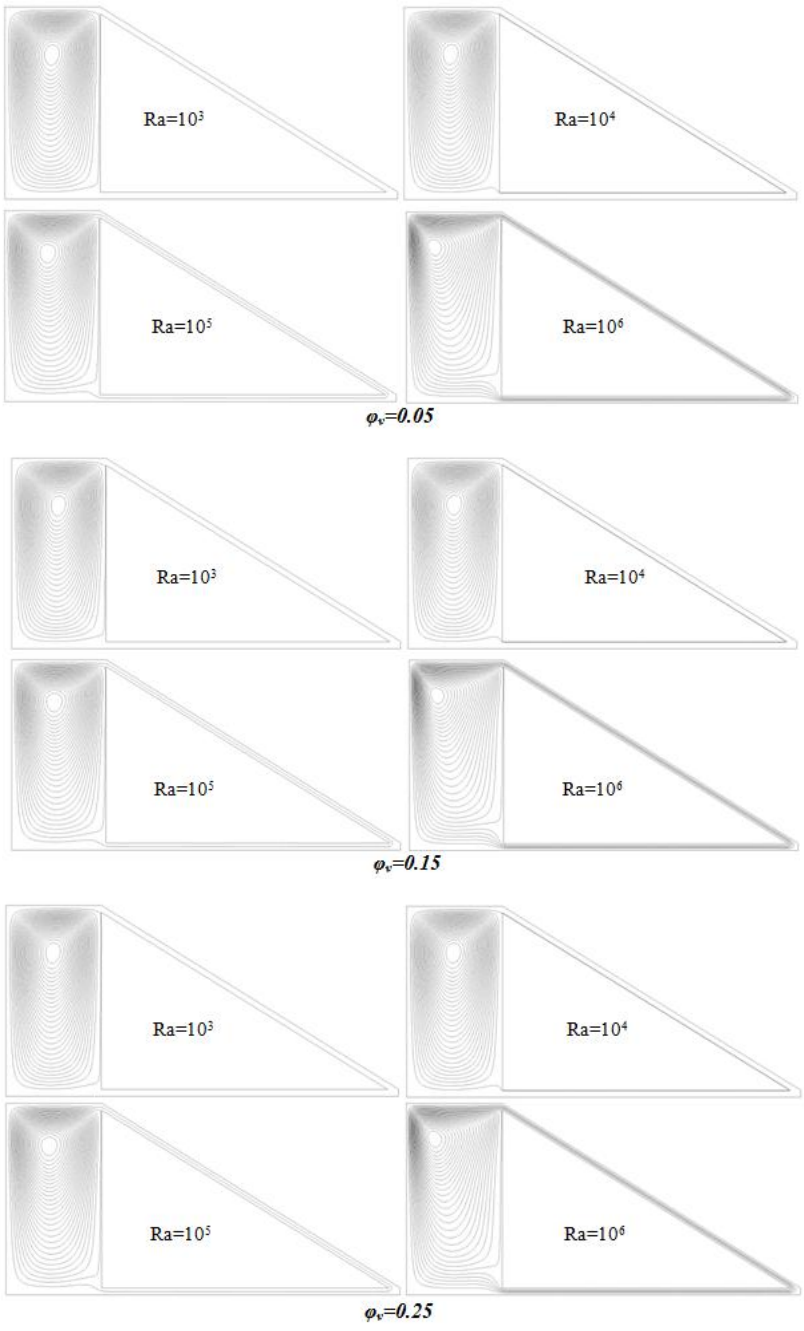


Figure 6 : Streamlines

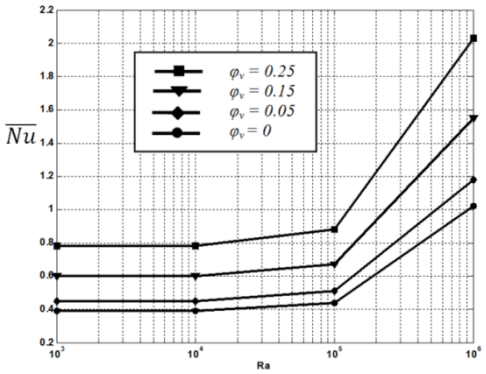


Figure 7 : Variation the average Nusselt number at the hot wall as a function of Ra for different values of φ_v.

5. Conclusions

In this numerical study we modeled the heat transfer by laminar natural convection in a solar thermal water heater enclosure. The purpose of this study is the evaluation of the improvement of heat transfer which occurs when a water-copper nanofluid is used, as compared to a pure fluid (water). The results obtained clearly show that the use of nanofluids can influence greatly the heat transfer in the enclosure. The use of a water-copper nanofluid as coolant with volume fraction equal to 0.25 increases the heat transfer by a 100% as compared to the use of pure water. Also for all the values of Ra and φ_v we noticed the formation of a rotating cell in the thermal storage tank. The intensity of recirculation of this cell becomes greater when increasing the value of Ra. Increasing the velocity of recirculation also implies improved heat transfer. The results also show that the case of $\varphi_v = 0.25$ corresponds to the best value of the volume fraction of the nanofluid water-copper at which the maximum heat is transferred through the hot wall in this solar thermal water heater enclosure.

References

1. PATANKAR, S. V., Numerical heat transfer and fluid flow, Hemisphere publishing corporation, États-Unis of Americus, (1980).

2. X.W. WANG, X.F. XU, S.U.S. CHOI: Thermal conductivity of nanoparticle-fluid mixture, J. Thermophys. Heat Transfer, 13(1999), 474-480.

3. S.K. DAS, N. PUTRA, P. THIESEN, W. ROETZEL: Temperature dependence of thermal conductivity enhancement for nanofluids, Journal of Heat Transfer 125 (2003), 567-574.

4. K. KHANAFER, K. VAFAI, M. LIGHTSTONE: Buoyancy-driven heat transfer enhancement in a two-dimensional enclosure utilizing nanofluid, Int. J. Heat Mass Transfer, 46 (2003), 3639-3653.

5. Hakan F. Oztop et Eiyad Abu-Nada. Numerical study of natural convection in partially heated rectangular enclosures filled with nanofluids. International Journal of Heat and Fluid Flow 29 (2008) 1326–1336

6. M. A. Mansour, A. Y. Bakier, M. A. Y. Bakier: Natural convection of the localized heat sources of T-shaped nanofluid-filled enclosures, American Journal of Engineering Research (AJER), 02 (2013), 49-61

7. Gladés Bachir: Contribution à l'étude de la convection naturelle dans les nanofluides en configuration de Rayleigh-Bénard, Doctoral thesis, University of Toulouse III- Paul Sabatier, France

8. Felix A. Peuser, Karl-Heinz Remmers, Martin Schnauss, Installations solaires Thermique conception et mise en œuvre, Observ'ER France (2005).

THÈME 11
MACHINES THERMIQUES

Theoretical study of some materials used in refrigeration systems

Saber Saad essaoud[1], Zoulikha Charifi [2] and Hakim Baaziz[2]

[1] Laboratoire de Physique des Particules et Physique Statistique, Ecole Normale Supérieure Vieux Kouba, Alger-Algérie.

[2] Physics Department, Faculty of Science, University of M'sila.
Corresponding author: e-mail Saber-ss1986@hotmail.com

Résumé *:* Récemment, les composés MnBi et MnSb sont parmi les matériaux utilisés pour produire des équipements de réfrigération. Cependant, les scientifiques ont effectué plusieurs études théoriques et des expérimentations afin d'étudier les propriétés structurales, électroniques, magnétiques et élastiques. Dans notre travail, nous avons étudié les propriétés structurales, électroniques, magnétiques et élastiques de MnBi et MnSb en utilisant la méthode FP-LAPW dans le cadre de la théorie de la fonctionnelle de la densité (DFT). Le terme du potentiel d'échange et de corrélation a été traité par deux différentes approximations LDA et GGA. Pour les Propriétés structurales, nous avons calculé les paramètres de la maille, le module de compressibilité. D'autre part, nous avons calculé la structure de bandes, la densité d'états totale et partielle et de la densité de charge et comparé les résultats obtenus avec d'autres calculs théoriques et expérimentales. On a calculé aussi le moment magnétique total et le moment magnétique de l'atome de manganèse. Enfin, on a défini aussi quelques paramètres élastiques comme le module de Young (E), le facteur d'anisotropie (A), le module de compressibilité adiabatique (Bs) et le module de cisaillement (G déformation résistance). La stabilité mécanique de ces matériaux a été traitée et exprimée a travers les constantes élastiques.

Mots clés : DFT, FP-LAPW, MnBi, MnSb, les constants élastiques, half-metal.

Nomenclature :

R_{MT}: le r*ayon* moyen *de* la *sphère* de muffin-tin

Kmax: la valeur maximale du vecteur d'onde

B: le module de compressibilité

E : le module de Young

A : le facteur d'anisotropie

Bs: le module de compressibilité adiabatique

G : le module de cisaillement.

C_{11} : élasticité de la longueur

C_{44} : élasticité de la forme

1. Introduction:

Since discovering the magneto-caloric effect (EMC) by E.Warburg [1], several researches departed about the properties of materials which can realized this effect, In our work we look for the structural, electronic, magnetic and elastic properties of MnBi and MnSb zinc-blende phase by using the density functional theory (DFT) [2-3] within FP-LAPW[4] method, the exchange-correlation term is treated using two approximations LDA [5] (local density approximation) and GGA [6] (generalized gradient approximation).

This paper is organized as follows: in section 2, we describe the crystal structures of MnBi and MnSb, and we give some computation details. Section 3 is devoted to the discussion and analysis of the obtained results. Finally, we summarize the obtained results in section 4.

2. Computational details:

Both compounds MnBi and MnSb have the zinc-blende structure with F-34m (216) space group. The lattice constants are a = $6.39A^0$, $6.166A^0$ for MnBi and MnSb respectively. Mn is in (0 0 0) position and the other atom (Bi or Sb) takes the position (1/4 1/4 1/4).

Our calculation based on FP-LAPW method implemented in Wien2k code [7]. We used local density approximation (LDA) and generalized gradient approximation (GGA) to treat the exchange-correlation potential. We select the Rmt*Kmax equal to 9, and The R_{MT} are taken to be 2, 2, 2, 2.5 and 2.4 atomic units for Mn, Sb and Bi respectively. The electronic configurations (for valence electrons) are for Mn: $3P^6\ 3d^5\ 4S^2$**,** for Bi: $4f^{14}\ 5d^{10}\ 6s^2\ 6p^3$, and for Sb: $3d^{10}\ 4s^2\ 4p^3$.

3. Main calculated results

At the beginning we present the structural properties, so, we define the equilibrium lattice constants via plotting the total energy variation for each phase as function of volume for the two compounds with LSDA and GGA approximations. Our calculation results are summarized in Table.1 and compared with other theoretical calculations. In fig.1, the calculated energies using GGA approximation are presented. From table.1 it is clearly seen that GGA approximation give a good results than those of LDA ones.

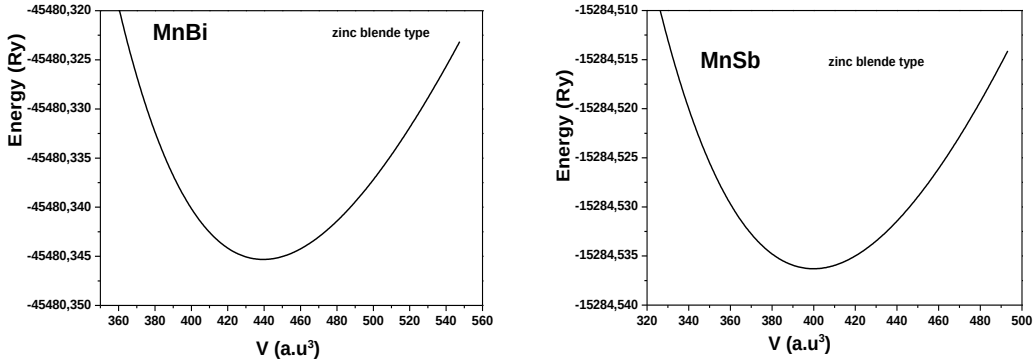


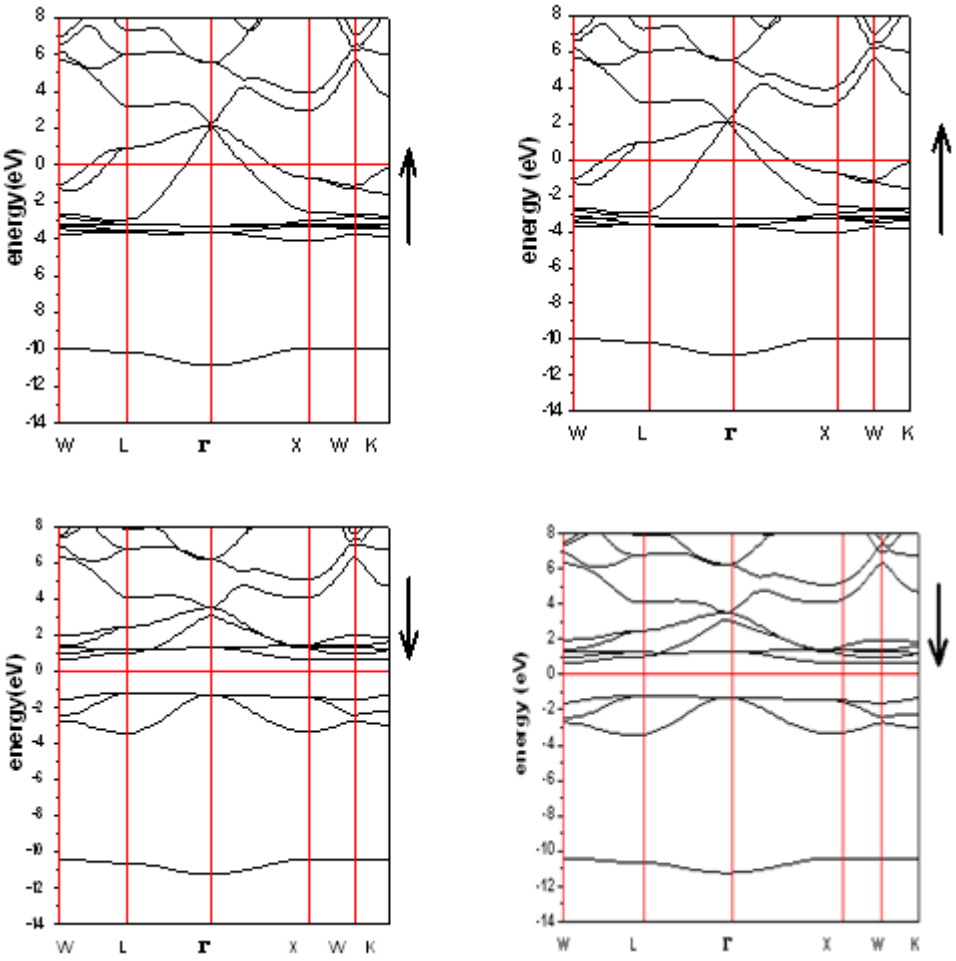
Figure.1: Variation of total energy as function as volume for zinc-blende phase for MnBi and MnSb.

The second step in this work is the study of the electronic properties so we discuss the band structure and DOS of MnBi and MnSb compounds calculated using MBJ (modified Becke-Johnson exchange potential Approximation for treating the exchange correlation term). For the band structure, figure.2 shows that MnBi in zinc blende phase and at its equilibrium lattice constant behaves as a half metallic and it is clear that spin up electrons, MnBi is a metallic, but in spin it

behaves like a semiconductor with energy gap about 1.3ev. We can see also the same remark for MnSb with a gap equals to 1.5 ev for spin down.

Table.1: Equilibrium lattice constants, Bulk moduli and magnetic moment with SLDA and GGA for MnBi and MnSb in zinc-blende type structure.

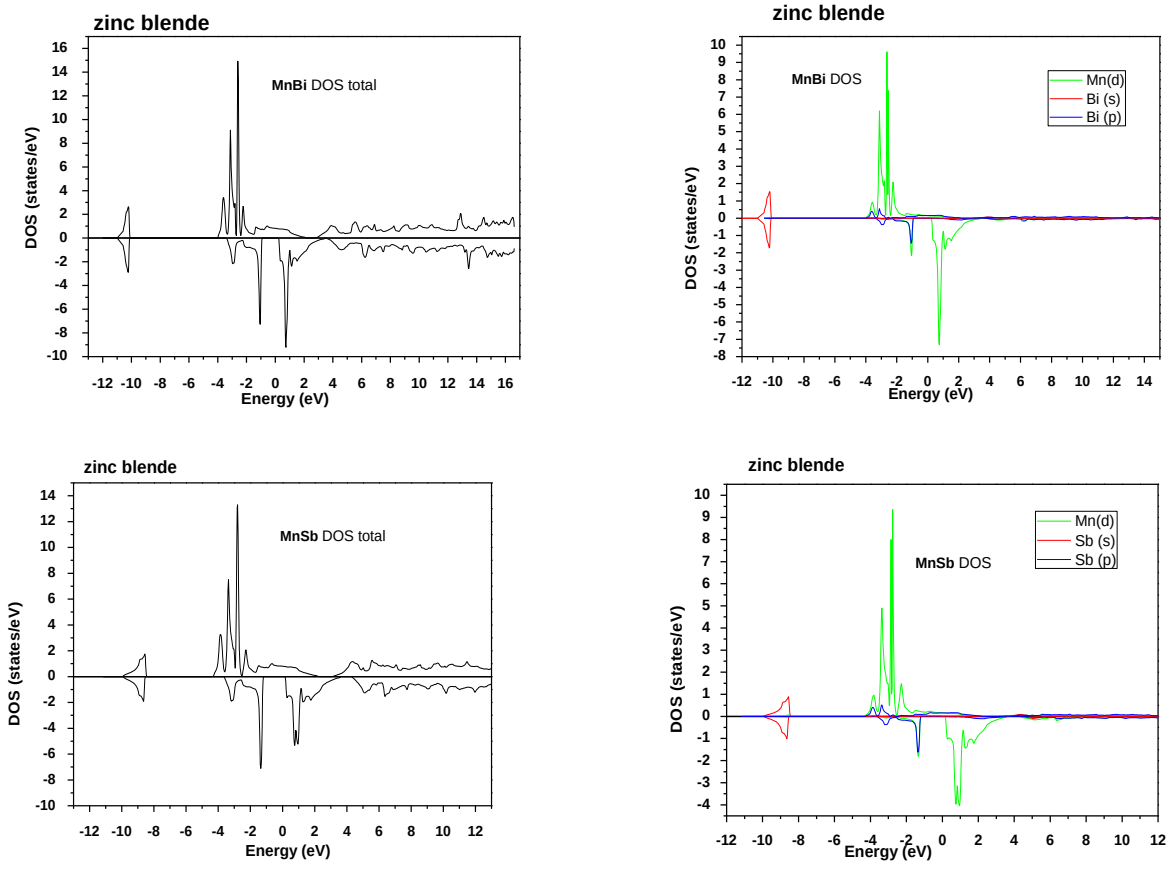
	MnBi			MnSb		
	B(GPa)	a (A^0)	magnetic moments (μ_b)	B(GPa)	a (A^0)	magnetic moments (μ_b)
LSDA	43.2364	6.1459	(Mn) 3.08879	46.5968	5.9314	(Mn) 3.83746
			(Bi) -0.07580			(Sb) -0.16041
			Tot 3.35672			Tot 4.00125
GGA	36.5581	6.3869	(Mn) 3.70350	41.2096	6.1890	(Mn) 3.62224
			(Bi) -0.12417			(Sb) -0.12068
			Tot 4.00196			Tot 3.98762
Other works	/	6.346[8]	Tot 4.000[9]	/	6.166[10]	Tot 3.77[9]



MnBi MnSb

Figure .2: band structures for MnBi and MnSb in zinc-blende type structure calculated using MBJ (modified Becke-Johnson exchange potential) approximation.

Figure.3 present the corresponding spin dependent density of states for both compounds MnBi and MnSb calculated at the equlibruim constant in zinc blende phase. we can see for both cases of spin an energy band take place between (-12ev, -10ev) for MnBi and it contained (6s) states of Bi atom contribution . For MnSb this band was in the range (-10ev, -8ev) and it contained the contribution of (4s) states of Sb atom. Also, for spin up, the hybridization of (3d) states of Mn atom with the (6p) of Bi atom formed the contribution band. In case of MnSb compound we see the same observation and the hybrzidation was happened between (3d) states of Mn and (4p) states of Sb. The results obtained via studying the band structures and the density of states for both mnBi and MnSb reached us to say that MnBi and MnSb behave in zinc blende phase as a half mettalics.



MnBi MnSb

***Figure .3**: Partial and total density (DOS) for MnBi and MnSb with MBJ method in zinc-blende type structure.*

The contour plots of the electronic density for the valence charges appear that the bonding between atoms is covalent and when we return to the DOS graphes (figure. 3) we deduce that this covalent bonding and electronic density increases in the interstitial region. Finally we can said that this observation about the electronic density confirm and support what we have found in our analysis of the DOS for both compounds.

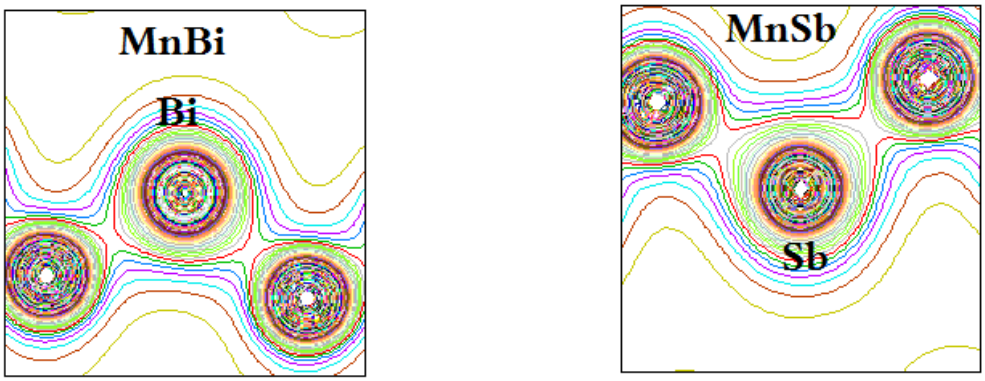


Figure .4: *electronic charge Density for MnBi and MnSb in zinc-blende type structure.*

we present in the end of this work the elastic properties which are summarized in table.4, so we present the elastic constants C11, C12, C44 and Cs , moduli of Young E, theanisotropy factor A and the adiabatic moduli of compressibility Bs and the shear moduli G (deformation resistance). the elastic constants C11, C12, C44 and Cs and each of Bs , G , A and E are given as follow:

$$E = \frac{(C_{11} - C_{12})(C_{11} + 2C_{12})}{C_{11} + C_{12}} \quad (1)$$

$$A = \frac{2C_{44}}{C_{11} - C_{12}} \quad (2)$$

$$B = \frac{1}{3}\ (C_{11} + 2C_{12}) \quad (3)$$

$$C_s = \frac{1}{2}\ (C_{11} - C_{12}) \quad (4)$$

$$G = \frac{1}{2}\left[\frac{C_{11} - C_{12} + 3C_{44}}{5} + \frac{5C_{44}(C_{11} - C_{12})}{4C_{44} + 3(C_{11} - C_{12})}\right] \quad (5)$$

According to the obtained (table.2), we note the following points:

1- MnBi does not verify the mechanic criterion of stability (C_{11}, C_{12} and C44>0, (C_{11}+2 C_{12}) >0, but (C_{11}- C_{12}) take negative value . also B_s value's is less than C_{12} and greater than C_{11}. The anisotropy factor A is smaller than 1 so we can deduce that this crystal is harder in <1,0,0> direction. Wa calculate also B/G ratio and this factor is a criterion used to know if material have brittle and ductile property: If B/G>1.75, it means that material had a low resistance to shear, hence ductility. In the otherwise, B/G>1.75 means that material had a low resistance fracture, hence brittleness.

2- MnSb compound checked the mechanic conditional of stability (C_{11}, C_{12} and C44>0, (C_{11}-C_{12}) >0, (C_{11}+2 C_{12}) >0, and C_{12}<B_s < C_{11}. For the anisotropy factor A is greater than 1 so we can deduce that this crystal more harder in <1,1,1> direction. We can see also that (B_s/G) is more than 1.75 so, MnSb is a ductile material.

***Table.2**: elastic properties of MnBi and MnSb in zinc-blende type structure.*

	C_{11} (GPa)	C_{12}(GPa)	C_{44}(GPa)	C_s(GPa)	B_s(GPa)	G(GPa)	A(s.u)	E(GPa)	B_s/G
MnBi	14.230	25.068	8.858	-5,419	21.456	-80,677	-1,634	-23,955	-0,265
MnSb	34.203	25.259	23.751	4,472	28.241	12,378	5,311	47,413	2,281

4. Conclusion

Our work of the structural, electronic, magnetic and elastic of MnBi and MnSb by using FPLAPW method lead us to extract several features and properties of these compounds. So, we found for the structural parameters that for both compounds we have obtained results in good agreement with the experimental and the other results,and we have found that for the electronic properties we deduce that MnBi and MnSb are half metallic in zinc blende with no gap energetic for spin up for both compounds and they behave as a semiconductor for pin down with gap 1.3eV and 1.5eV for MnBi and MnSb respectively.

For the elastic properties we find MnBi is a brittle material and it is harder in the direction <1,0,0> and it doen't checked the mechanical stability condition. In the other hand we found that MnSb compound check the mechanical stability condition and it is harder in <1,1,1> direction and we can say MnSb is a ductile material.

References:

[1] E. Warburg, Ann. Phys. 13 (1881) 141.

[2] P. Hohenberg and W.Kohn, Phys. Rev 136, 864 (1964).

[3] L.J.Sham, W.Kohn, Phys. Rev. 145, 561 (1966).

[4] D. R Hamann, Phys. Rev. Lett. 212, (1979) 662.

[5] D. M. Ceperley , B. J. Alder, Phys. Rev. Lett. 45, 566 (1980).

[6] J. P. Perdew, S. Burke et M. Ernzerhof, Phys. Lett. 77, 3865 (1996).

[7]. Blaha, P., Schwarz, K., Madsen, G.K.H., Kvasnicka, D., Luitz,J.: Wien2k, an augmented plane wave plus local orbitals program for calculating crystal properties, Vienna University of Technology, Vienna (2001).

[8]J.P. Perdew, S. Burke, M. Ernzerhof, Phys. Rev. Lett. 77(1996) 3865.

[9]Ya-Qiong Xu, Bang-Gui Liu, D.G. Pettifor elsevier Physica B 329–333 (2003) 1117–1118

[10] San-Dong Guo and Bang-Gui Liu. Cond-mat :mtrl-sci 10 sep 2010.

Etude numérique de l'influence des conditions d'injection sur le comportement d'une flamme de diffusion d'Hydrogène

Mohamed BOUKHELEF a, Mounir ALLICHE a,*, Abdallah BENAROUS b

a. laboratoire LMP2M, Université de MEDEA, ALGERIE

b. laboratoire LCEMSM, Université de CHLEF, ALGERIE

Résumé :

Actuellement, le développement de production d'énergie issue de la combustion d'hydrogène s'impose. La raison, c'est de répondre à la hausse de la demande en énergie sans nuire à l'atmosphère par des émissions polluantes. Cet article présente une étude numérique des conditions d'injection du carburant (H2) et du comburant sur la structure de la flamme de diffusion H2-Air. Le but étant de reproduire un cas pratique d'une combustion non polluante et donnant lieu à des températures très élevées (de l'ordre de 2000 K). La configuration étudiée est composée de deux jets coaxiaux axisymétriques, tel qu'on peut rencontrer dans les bruleurs de diffusion. Une approche par fonction de densité de probabilité (PDF) présumée est utilisée pour décrire l'interaction chimie-turbulence. Un modèle de turbulence à deux équations de type K-Epsilon est utilisé dont les deux gaz sont considérés comme gaz parfait.

Mots Clés : Flamme de diffusion, H_2-Air, Pdf présumée, équilibre chimique, modèle k-Epsilon, CFD

Nomenclature

V'_{air} : Vitesse fluctuante de l'air [m/s]

$\overline{V}_{air}$: Vitesse moyenne de l'air [m/s]

Re : Nombre de Reynolds

ρ_{H2}: masse volumique de H2

$\bar{V}_{H2}$: Vitesse moyenne de H_2 [m/s]

T_{air} : Température de l'air [K]

T_{H2} : Température de H_2 [K]

1 Introduction

Le développement des systèmes énergétiques nécessite un accompagnement conséquent en matière de ressources fossiles. Les activités inhérentes aux besoins domestiques et industriels requièrent la fourniture de combustibles dont la majorité, sont des hydrocarbures. En plus des problèmes liés à la disponibilité et aux coûts, les produits dérivés du pétrole et du gaz naturel fournissent de grandes énergies, mais libèrent de grandes quantités de polluants [1]. En conséquence, la communauté internationale se tourne vers des combustibles alternatifs, offrant de bonnes performances écologiques moyennant des couts de production intéressants. Dans ce contexte, l'hydrogène parait répondre de manière assez satisfaisante à ces critères. En effet, ce dernier offre un faible niveau d'énergie à l'allumage et dispose d'une large gamme d'inflammabilité, mais présente quand même l'inconvénient d'avoir une faible masse volumique et d'être très diffusif, ce qui induit respectivement des problèmes technologiques liés à l'étanchéité et au stockage [2,3,4].

Bien que les flammes de prémélange sont moins polluantes et plus utilisées dans les installations énergétiques que les flammes de diffusion, l'hydrogène prémélangé à l'air présente de grands

risques de transition à la détonation et de retour de flammes (flashback) [5,6,7]. Comme combustible, l'hydrogène se retrouve impliqué dans une vaste applicabilité technologique, allant des moteurs à combustion interne où il est mélangé au gaz naturel, passant par les turbines à gaz (mélangé au méthane) jusqu'aux bruleurs à bas NOx (H2-Air) et moteurs fusée (H2-O2).

Le présent travail porte essentiellement sur la simulation numérique du phénomène de la combustion turbulente, dans une flamme non-prémélangée de type H2-Air, par utilisation du code Ansys-Fluent. Le but étant de reproduire un cas pratique d'une combustion non polluante et donnant lieu à des températures très élevées (de l'ordre de 2000 K). La configuration étudiée est composée de deux jets axisymétriques coaxiaux, tel qu'on peut rencontrer dans les bruleurs de diffusion. Au cours de cette simulation, on a utilisé le modèle de turbulence $k-\varepsilon$ avec un mécanisme chimique réduit. On examine l'effet des conditions d'injection sur la structure de la flamme de diffusion, plus spécifiquement, la vitesse, la température et la pression statique. On s'intéresse particulièrement aux phénomènes d'accrochage ou de soufflage de la flamme.

2 Géométrie et conditions de fonctionnement

La configuration étudiée est un ensemble de deux jets turbulents dans un bruleur axisymétrique, composé d'un injecteur coaxial (r1, r2) de longueur l, débouchant sur une conduite cylindrique de longueur L et de rayon R (figure (1)). Un courant d'air de composition standard (O2%=21,008%, N2%=78,992%), est envoyé via l'injecteur axial à une température Tair = 300K, avec une intensité de turbulence de l'ordre de 15% ce qui correspond à une vitesse fluctuante donnée par :

$$V'_{air} = \frac{15}{100} \cdot \bar{V}_{air} \qquad (1)$$

Le courant combustible (H2%=100%) est soufflé périphériquement par l'injecteur annulaire avec une vitesse moyenne $\bar{V}_{H2}$=200m/s et une température TH_2=300K. Le soufflage est caractérisé par une intensité de turbulenceI_{H2}=15%.

Le nombre de Reynolds à l'injection rapporté à l'écoulement du combustible est donné par :

$$Re = \frac{\rho_{H2}\bar{V}_{H2}}{\mu_{H2}} r_1 = 8934 \qquad (2)$$

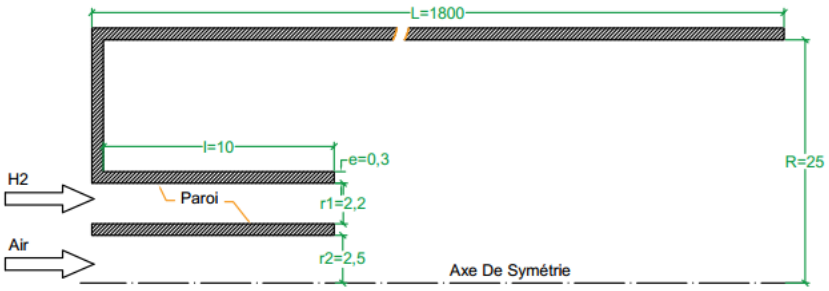


Figure (1) : *Modèle géométrique (dimensions en mm)*

Les équations de Navier-Stokes sont moyennées au sens de Favre et résolues dans une formulation de type volumes finis, par utilisation du solveur commercial Ansys-Fluent [8]. Le problème est traité d'une façon axisymétrique. Les conditions aux limites à l'injection sont de type vitesses imposées, des parois adiabatiques avec écoulement établi en sortie du bruleur. Des essais numériques effectués sur plusieurs maillages, ont permis de converger vers un maillage final structuré contenant 30990 cellules.

Une analyse supplémentaire est conduite quant au comportement de la flamme de diffusion vis à vis de la composition du courant oxydant, que nous supposons composé d'oxygène pur (100% O2, 0%N2)). L'analyse consiste à faire varier à l'injection, la vitesse du courant

hydrogène et la température de l'oxygène.

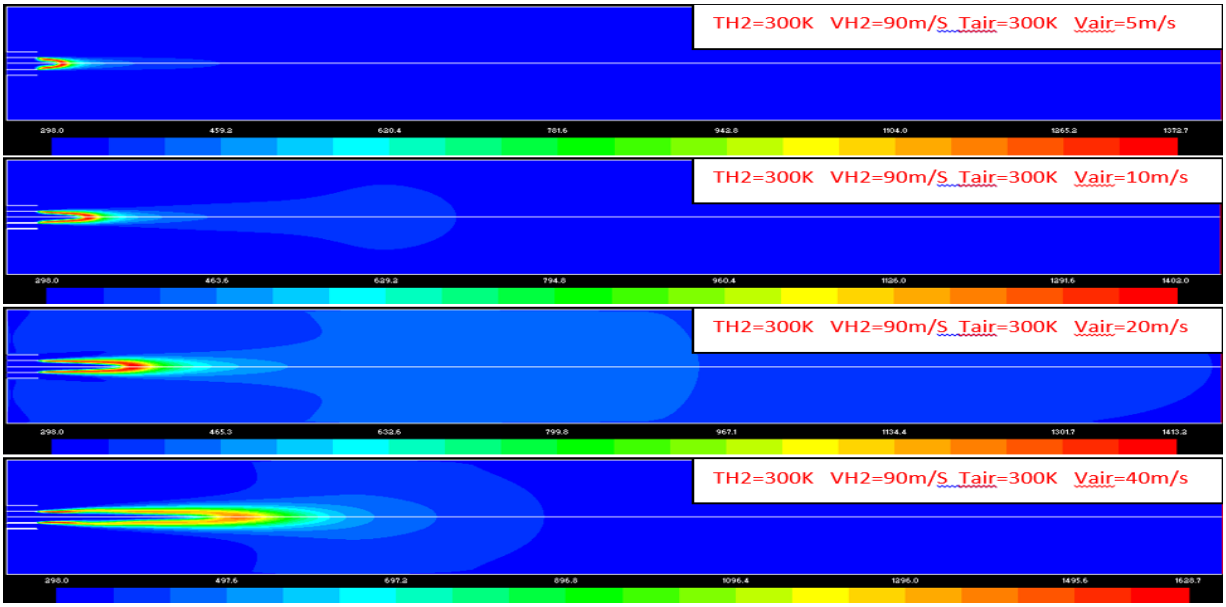
3 Modélisation de la turbulence et de la chimie

La résolution des équations de Navier-Stokes, de l'énergie et du transport d'espèces chimiques, permet de prédire les variables aérothermochimiques de l'écoulement fluide. La turbulence est décrite par le modèle RNG (K-ε), l'introduction d'un nouveau terme C_3 dans l'équation de ε dite de Pope [9,10]. Ceci est utile afin de corriger une surestimation due à un épanouissement radial du jet rond issu de l'injecteur annulaire. L'état thermochimique instantané est décrit au moyen de la fraction de mélange qui représente un scalaire passif unique lorsque les coefficients de diffusion sont égaux pour toutes les espèces chimiques. La fraction de mélange f est définie comme [11] :

$$f = \frac{Z_i - Z_{i,ox}}{Z_{i,f} - Z_{i,ox}} \qquad (3)$$

4 Résultats et discussion

4.1 Influence de la vitesse de soufflage de l'air



Figure(2) : *Comportement de la flamme en fonction de vitesse de soufflage de l'air (5,10, 20 et 40 m/s) pour les conditions d'injection de H2 300K et 90m/s.*

L'analyse de distribution de la température, montre que plus que la vitesse de soufflage de l'air augmente, plus que le front de flamme s'échappe au plan d'injection mais, la flamme ne décolle plus de l'injecteur central (Figure(2)). Cette figure montre le comportement de la flamme pour des différentes vitesses d'injection de l'air. On constate que la température maximale est proportionnelle à la vitesse de soufflage de l'air. Dans ce contexte, une température maximale de 1370K est enregistrée pour Vair=5m/s, par contre une valeur max de 1630K pour Vair=40m/s ; ce qui veut dire que la consommation de l'hydrogène augmente mais, la température maximale se décale vers l'arrière, contrairement au front de flamme qui s'échappe vers l'avant en constituants une sorte d'enveloppe de flamme en enfermant le jet de l'air. Ceci, peut accroitre considérablement la surface de contacte air-hydrogène qui favorise une meilleure combustion.

4.2 Etude de la flamme H2-O2

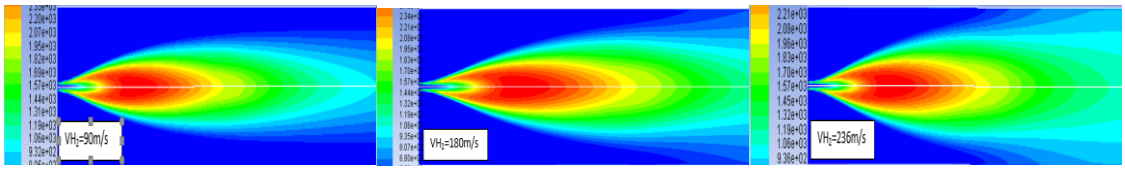
On traitera ici l'effet de deux paramètres, à savoir :

- La vitesse d'injection de l'hydrogène

- La température d'entrée de l'oxygène

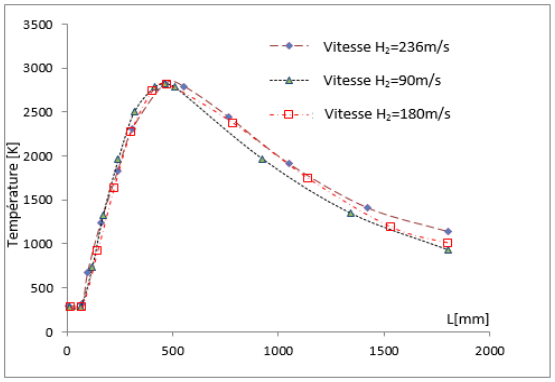
4.2.1 Effet de la vitesse d'injection de l'hydrogène

Dans ce cas, la vitesse d'introduction de l'oxygène est de 1m/s et une température de 85K. Pour l'hydrogène, la température d'entrée est de 287K, injecté aux vitesses respectives suivantes ; 90, 180 et 236m/s. La Figure (3) montre que la température maximale augmente sensiblement en fonction de la vitesse d'injection du H2. Pour une station axiale située à x=480 mm, les valeurs maximales enregistrées sont de 2848K lorsque VH2=236m/s et de 2839K pour VH2=90m/s ; ce qui représente une différence de vitesses ΔVH2=146m/s ; ce qui peut indiquer que la vitesse d'injection de l'hydrogène n'a pas un grand effet sur la valeur de la température maximale atteinte, par contre on voit bien son influence sur la forme de la flamme.

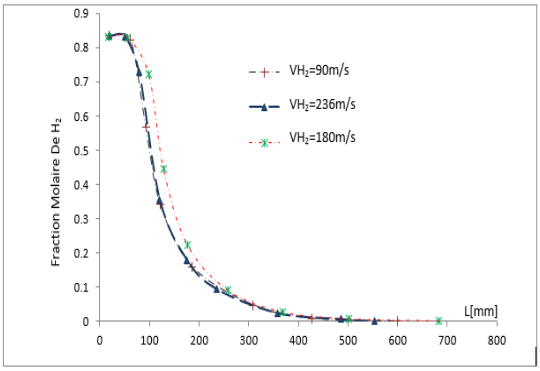


Figure(3) : *Champs de la température statique (K)*

La figure (4) illustre les variations de la température selon la direction de l'axe central de la chambre de combustion. La courbe pour VH2=236m/s est située au-dessus de celle de VH2=90m/s, ceci explique pourquoi l'ampleur de flamme pour VH2=236m/s est légèrement grande par rapport à celle de VH2=90m/s. Le cœur de la flamme garde la même forme et illustre une flamme accrochée au bec de l'injecteur. Les deux graphes se rapprochent l'un de autre jusqu'à x=250mm qui représente un point d'intersection.



Figure(4) : *Variation de la température sur l'axe de la chambre.*

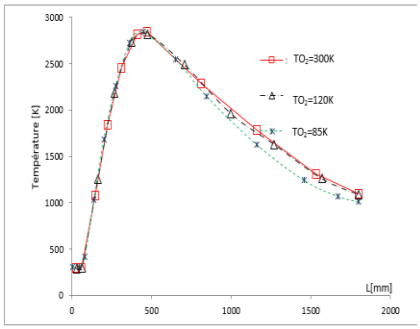


Figure(5) : *Distribution de la fraction du H2 sur l'axe de la chambre de combustion.*

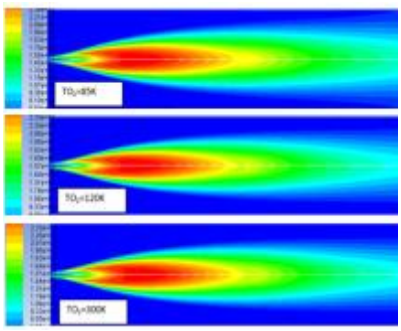
D'autre part, la figure (5), montre que les pentes des fractions massiques sont importantes, ce qui révèle une rapide disparition de l'hydrogène. En effet, ce dernier est devenu quasiment inexistant au-delà de x=600mm. On note aussi que le graphe de VH2=90m/s est relativement aigu par rapport aux autres, ceci s'explique par le fait que la flamme s'accroche en un endroit plus proche des injecteurs, que dans le cas VH2=236m/s où on peut noter un soufflage de la flamme qui commence à avoir lieu.

4.2.2 Effet de la température d'entrée de l'oxygène

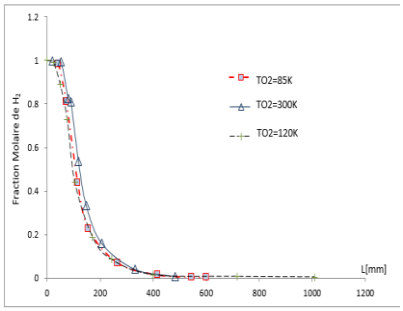
Dans ce cas, les paramètres relatifs au courant H2 sont maintenus (VH2=236m/s et TH2=287K). On procède à un changement des températures d'entrée de l'oxygène comme TO2=85K, TO2=120K et TO2=300K. La figure (6) montre que l'effet de la température d'entrée de l'oxygène ne semble pas être très conséquent sur la distribution axiale de la température statique. La visualisation des champs de température de combustion (figure (7)) montre que les formes des températures sont les mêmes. Mais à la sortie du bruleur, la température de sortie pour TO2=85K est plus importante que celle de TO2=300K.



Figure(6) : *Distribution de la température statique sur l'axe central.*

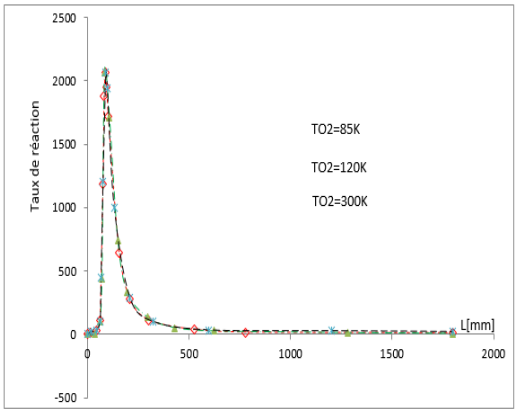


Figure(7) : *Champs de température statique pour différentes températures d'injection du O2.*



Figure(8) : *Fraction massique du H2 pour différentes températures d'entrée du O2.*

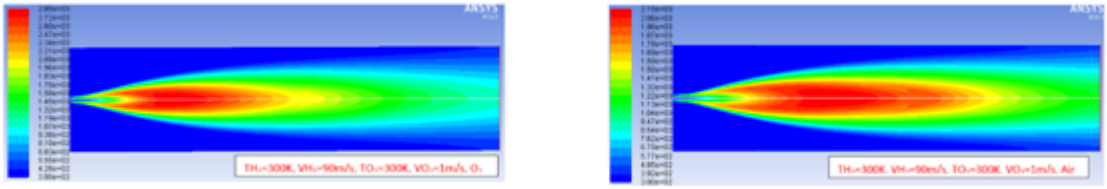
Par ailleurs, la figure (8) montre que la pente de consommation d'hydrogène dans le cas de la combustion avec l'oxygène est plus importante que celle du cas avec de l'air, les réactions d'oxydation sont donc plus rapides, bien que la température d'injection de l'oxygène n'influe que très légèrement la consommation du H2. Ceci se justifie par la variation du taux de réaction tracé en fonction de la température d'entrée de l'oxygène (Figure (9)).



Figure(9) : *Taux de réaction du H2 pour différentes températures d'entrée du O2.*

4.3 Comparaison entre les flammes d'hydrogène pour le cas d'oxygène et le cas de l'air

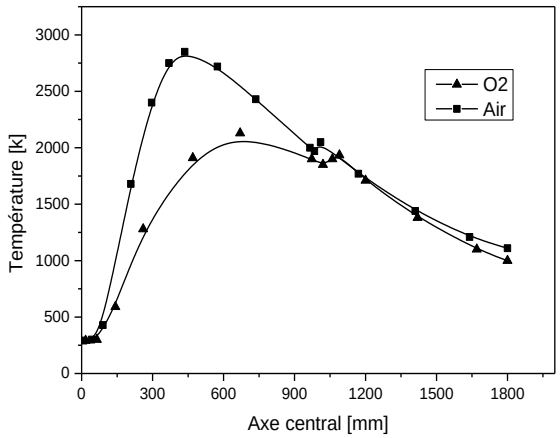
La figure (10) montre que l'énergie thermique libérée lors de la combustion est plus importante pour le cas de l'oxygène comme oxydant, que pour celui de l'air. En effet, la variation de la température sur l'axe montre que la température maximale pour l'oxygène (2850 K) est de plus importante que celle pour l'air (2130K) comme le montre la Figure (11) avec une élévation relative de 33,80%.



A/ Cas de l'oxygène B/ Cas de l'air

Figure(10) : *Champs de température*

D'autre part, la pente du tracé de l'hydrogène est plus importante que celle de l'air ; ce qui veut dire que les réactions pour le cas de l'oxygène, sont plus rapides. C'est la raison pour laquelle la position du pic du cas A se trouve en amont de celle du cas B (Figure 11) car ce dernier nécessite plus de temps pour atteindre sa valeur maximale, bien que la température maximale du cas B est très inférieure par rapport au cas A.



Figure(11) : *Variation de la température*

5. Conclusion

On a examiné l'effet des conditions d'injection sur la structure de la flamme de diffusion, plus spécifiquement, la vitesse et la température. On s'intéresse particulièrement aux phénomènes d'accrochage ou de soufflage de la flamme.

Tout d'abord, on a pu voir que la combustion du mélange Hydrogène-Air ne génère que des traces insignifiantes d'oxydes d'azote (NOX). D'autre part, on a remarqué que l'augmentation de la vitesse d'injection de l'hydrogène provoque un soufflage de la flamme loin des lèvres d'injection. Les zones à fort gradient de température sont poussées vers la sortie de la chambre de combustion loin de l'injecteur ce qui favorise un refroidissement de la région du bec. Les grandes vitesses d'injection du combustible diminuent la température maximale à la zone centrale du tube tandis qu'elles favorisent une augmentation des températures près des parois de la chambre. La température maximale diminue avec l'augmentation de la vitesse du combustible.

On a remarqué aussi que plus la température d'entrée est grande plus la flamme s'accroche au bec d'injection ; ce qui peut représenter un danger par la fusion du bec si le temps résiduel dépasse une certaine limite et donne lieu à une possibilité du retour de flamme si le diamètre d'injection dépasse la distance de coincement de la flamme en question. La longueur de la flamme diminue avec l'augmentation de la température d'entrée. On a constaté aussi que plus la vitesse d'entrée de l'air est élevée plus la flamme s'accroche au bec d'injection. La température augmente continuellement au cours de l'avancement vers la fin du tube pour une faible vitesse d'entré d'air. Par contre, pour des grandes vitesses de l'air, la température augmente et la longueur de la flamme diminue.

D'autre part, la comparaison entre la combustion d'hydrogène avec de l'oxygène et celle de l'hydrogène avec de l'air a montré que l'énergie dégagée par la combustion avec l'oxygène est plus importante pour celle de la combustion avec l'air. En effet, en variant la vitesse d'injection de l'air, on a constaté que le front de flamme s'éloigne de la sortie de l'injecteur axial sans qu'elle le quitte. On a remarqué que l'augmentation de la vitesse d'injection de l'hydrogène pousse le front de flamme loin du bec d'injection. Les zones à fort gradient de température sont poussées vers la sortie du tube loin de l'injecteur, ce qui favorise un refroidissement de la région du bec. Les grandes vitesses d'injection du combustible diminuent la température maximale à la zone centrale du tube tandis qu'elles favorisent une augmentation de la vitesse de combustible.

On a aussi remarqué que plus la vitesse d'entrée de l'air est élevée plus la flamme s'accroche au bec d'injection. La température augmente continuellement au cours de l'avancement vers la fin de tube pour une faible vitesse d'entré d'air. Par contre pour des grandes vitesses de l'air, la température augmente avec l'augmentation de la vitesse tandis que la longueur de la flamme diminue. En outre, dans les deux cas traités ci-dessus pour la combustion avec de l'oxygène, l'hydrogène parait être complètement consommé en amont de la station x=600mm.

Références

[1] BOUSSEMAT Jean Michel, Approvisionnement énergétique de la planète à horizon 2035, Document de travail n°31, Coe-Rexocode, Paris, France, (Juin 2012).

[2] Gupta Ram B., Hydrogen fuel: production, transport, and storage, CRC Press Taylor & Francis Group, (2009).

[3] Eichlseder H., Wallner T., Freyman R., Ringler J., The potential of hydrogen internal combustion engines in a future mobility scenario. SAE paper; 2003-01-2267, (2003).

[4] Lemmon EW, Thermophysical properties of fluids. CRC Handbook of Chemistry and Physics, 90th ed. Boca Raton, FL, USA: CRC Press, Section 6: Fluid Properties, 6.21-6.31, (2009).

[5] Law CK, Combustion Physics, New York, Cambridge University Press, (2006).

[6] ALLICHE M., HALDENWANG P., CHIKH S., Extinction Conditions of a Premixed Flame in a Channel, COMBUSTION AND FLAME (ScienceDirect), 157, 1060–1070,(2010).

[7] Syred N. , Giles A. , Lewis J. , Abdulsada M. , Valera A. Medina, Marsh R. , Bowen P.J. , Griffiths A.J. , Effect of inlet and outlet configurations on blow-off and flashback with premixed combustion for methane and a high hydrogen content fuel in a generic swirl burner, Applied Energy, Volume 116, 1, Pages 288–296, (March 2014).

[8] ANSYS-Fluent "User's guide", Vol.2, Fluent Inc, Canterra Resource Park, Lebanon NH3766, (2001).

[9] Pope, PDF methods for turbulent reactive flows, Progress in Energy and Combustion Science, Volume 11, Issue 2, , Pages 119–192, (1985).

[10] OBIEGLO A., GASS J., POULIKAKOS D., Comparative Study of Modeling a Hydrogen Nonpremixed Turbulent Flame, COMBUSTION AND FLAME 122:176–194 (2000).

[11] Turns Stephen R., An Introduction to Combustion: concepts and applications, 3rd edition, Mc Graw Hill, New York, (2012).

Etude de la production d'éthanol biocarburant à partir de rejets agricoles

Assia MANSOURI*, Rachida RIHANI, Nadia Aicha LAOUFI

Laboratoire de phénomènes de transferts
Département de Génie chimique et cryogénie, Faculté de Génie mécanique et Génie des procédés.
Université des Sciences et de Technologie Houari Boumedienne (USTHB), *Bab-Ezzouar, 16111, Alger, Algérie.*
*Assia MANSOURI : assiamansouri91@hotmail.fr

Résumé - Ce travail consiste à produire l'éthanol biocarburant à partir des déchets agricoles à savoir : les rebuts de dattes et les résidus de récolte de raisins. Pour cela, les fermentations ont été menées par la levure *Saccharomyces Cerevisiae* en batch dans un bioréacteur cylindrique de capacité 3L. Pour cela, différents paramètres ont été suivis tels que : la teneur en bioéthanol, les sucres totaux, l'azote ammoniacal, le pH. Il ressort de ce travail, que la concentration en alcool atteinte pour le substrat de dattes est de 103 g/L, cette valeur est plus élevée par comparaison à celle obtenue pour le substrat raisins, qui est de 74,44 g/L. Nous avons trouvé que la concentration en sucres totaux diminue et ce au fur et à mesure que la levure se développe, pour atteindre une concentration d'environ 100 g/L pour les dattes et de 70g/L pour les raisins.

Mots Clés : Ethanol, fermentation, *Saccharomyces Cerevisiae*, biocarburant, bioréacteur.

1. Introduction

Face au réchauffement climatique et à l'épuisement programmé de la ressource énergétique fossile, et que dans un avenir proche, les réserves de pétrole devront être complétées par les biocarburants afin d'assurer une part de notre richesse naturelle pour la génération future. C'est pour cela, les procédés bioénergétiques ont pris, ces dernières années, une importance grandissante dans le monde entier notamment dans le domaine de la recherche. Parmi ces procédés, la fermentation des effluents issus de déchets agricoles, présente de nombreux intérêts. En effet, le biocarburant formé à partir de la matière organique permet de produire de l'énergie renouvelable car sa combustion ne contribue pas à l'effet de serre. Cet argument est basé sur le fait que le CO_2 formé durant la combustion du biocarburant (bioéthanol) est consommé par la renaissance de la biomasse dans un laps de temps très convenable. Ce mode de valorisation des déchets et des effluents organiques réduit les impacts environnementaux notamment la réduction des gaz à effet de serre, les odeurs et les déchets [1].

L'objectif de ce travail consiste à produire l'éthanol biocarburant à partir des déchets agricoles à savoir : les rebuts de dattes et les résidus de récolte de raisins. Pour cela, les fermentations ont été menées par la levure *Saccharomyces Cerevisiae* en batch dans un bioréacteur cylindrique de capacité 5L. Pour cela, différents paramètres ont été suivis tels que : la teneur en bioéthanol, les sucres totaux, l'azote ammoniacal, le pH.

2. Caractéristiques du substrat

Les déchets agricoles utilisés dans ce travail sont issus de déchets de dattes et de raisins. Ces substrats sont riches en matières organiques et nutritives, c'est pourquoi, nous les avons utilisés dans ce travail. Les caractéristiques des deux substrats sont données dans le tableau 1.

Tableau 1 : Caractéristiques du substrat

Caractéristique	*Déchets dattes*	*Déchets de raisins*
pH	5,08 ± 0,01	3,28± 0,01
NH_4 (g/L)	1,68	1,6
Sucres totaux (g/L)	153,61 ± 0,1	166,69± 0,1
Brix (%)	10,5	15,75

3. Dispositif expérimentale

Le fermenteur que nous avons utilisé pour la fermentation alcoolique est un bioréacteur de forme cylindrique à fond conique et en acier inoxydable, de capacité de 5L et de volume utile de 3L, sa hauteur est de 0,355 m avec un diamètre interne de 0,15 m (figure 1). Afin de maintenir la température constante lors de la fermentation, le bioréacteur est entouré d'une chemise de thermostation, sa hauteur est de 0,165 m, il est alimenté par un thermostat à circulation d'eau. En outre, le couvercle du réacteur est muni de plusieurs tubulures pour le suivi des différents paramètres à savoir: le pH, la conductivité, les sucres totaux, la concentration en alcool,…etc. Le fond du bioréacteur est de forme conique et possède une vanne qui peut être utilisée pour les prélèvements ou bien pour la purge du bioréacteur. Le bioréacteur est muni d'un agitateur afin d'assurer l'homogénéité du substrat au sein du fermenteur. La fermentation alcoolique est menée en utilisant la levure *Saccharomyces Cerevisiae*, à un pH de 4,5, et à une température de 30°C pendant72h, le moût obtenu est distillé à 78°C et ce pour extraire l'éthanol.

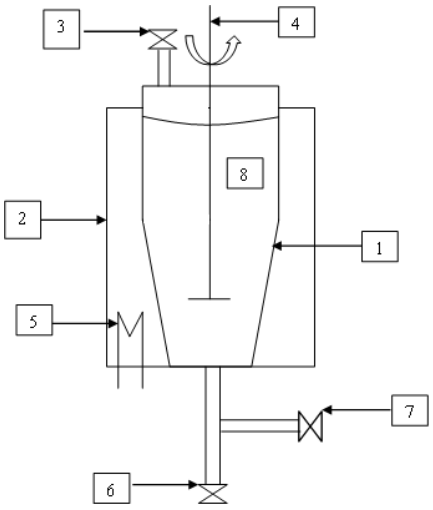


Figure 1 : Dispositif expérimental. (1) Bioréacteur , (2) Enveloppe , (3) contrôle du pH , (4) Turbine de Rushton (5) Résistance électrique , (6)-(7) Vanne de prise d'échantillon, (8) Substrat

4. Résultats et Discussion

4.1. Influence du pH sur la fermentation alcoolique

Lors de la fermentation alcoolique, le métabolisme de la levure induit un changement fréquent du milieu de fermentation. Dans ce cas, l'assimilation des substrats carbonés et azotés par la levure conduit à la production de métabolites acides ou alcools et par conséquent, libération des ions hydrogène dans le milieu ce qui influence le pH du milieu.

La figure 2 illustre l'évolution du pH des substrats de dattes et de raisins lors de la fermentation alcoolique. Nous remarquons que la variation du pH présente deux phases. La première phase concerne une diminution rapide du pH du milieu qui passe de 4,5 à 3,71pour le substrat dattes et de 4,5 à 3,92 pour le substrat raisins et ce après 24h de fermentation. Cette phase se termine par un pH minimum qui est de 3,92 pour le substrat raisin qui reste inférieur à la valeur obtenue pour le substrat dattes qui est de 3,71. La diminution rapide du pH observée initialement peut être attribuée à la production du dioxyde de carbone lors de la fermentation qui acidifie le milieu. La deuxième phase consiste à une augmentation du pH et ce quelque soit le substrat utilisé. Cette augmentation du pH se poursuit jusqu'à l'arrêt de la fermentation mais qui reste dans une plage comprise entre 3,7 et 4. L'augmentation du pH peut être attribuée à la production d'éthanol et à la présence dans le milieu de l'acide carboxylique [2]. Ces observations sont en accord avec les résultats obtenus par AKIN. (2008) [3]. Il est à souligner que le pH de 4,5 est tout à fait acceptable pour mener une fermentation alcoolique.

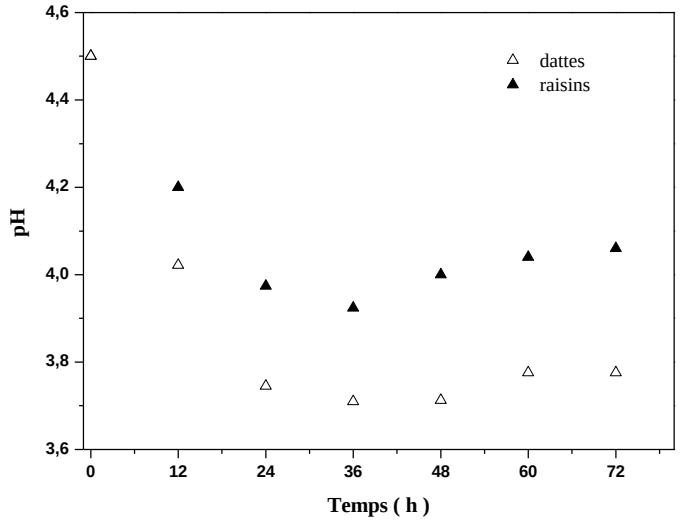


Figure 2 : Evolution temporelle du pH lors de la fermentation alcoolique par Saccharomyces cerevisiae

4.2. Sucres Totaux

Le sucre peut être considéré comme un composé majoritaire des moûts après l'eau avec une teneur d'environ 200 $g.L^{-1}$. Il influence les caractéristiques physico-chimiques du milieu telles que : la masse volumique, la viscosité du milieu,…etc. D'un milieu riche en sucre en début de la fermentation, on obtient une solution hydro-alcoolique contenant très peu ou pas de sucre en fin de fermentation.

La figure 3 représente l'évolution temporelle des sucres totaux et ce pour les deux substrats testés. Nous constatons que la fermentation alcoolique des déchets agricoles, a conduit à la diminution de la teneur en sucres totaux et ce au fur et à mesure que la levure se développe, pour atteindre une concentration d'environ 100 g/L pour les dattes et de 70g/L pour les raisins. Les sucres constituent une source nutritive et énergétique aux levures, ils sont bien assimilés par les levures pour produire des alcools, leur consommation dépend donc de l'activité métabolique ainsi que des conditions opératoires au sein du fermenteur.

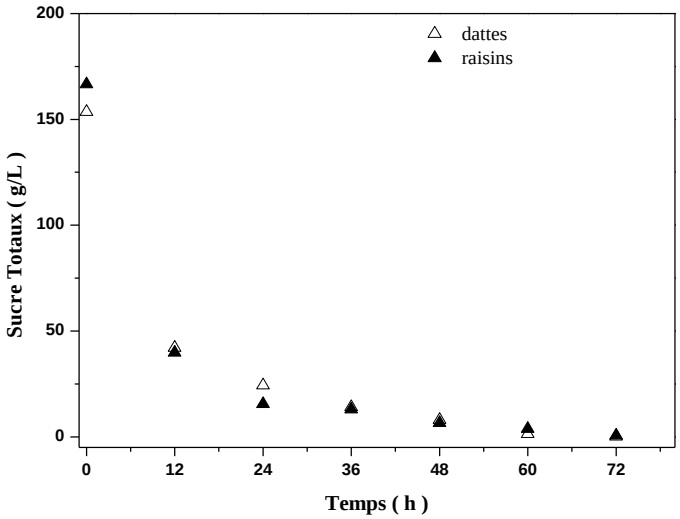


Figure 3 : Evolution temporelle des sucres totaux

4.3. Azote ammoniacal

Pour synthétiser les protéines, donc les acides aminés nécessaires à la croissance, la levure utilise les sources d'azote qui sont mises à sa disposition dans le moût. L'azote assimilable est généralement le nutriment le plus limitant pour les levures dans les moûts et joue donc un rôle essentiel dans la cinétique fermentaire [4].

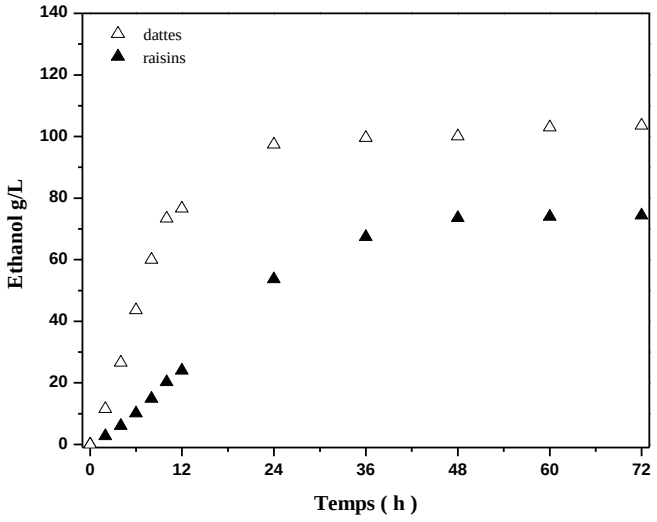


Figure 5 : Evolution de l'éthanol au cours de la fermentation alcoolique

5. Conclusion

Nous avons présenté dans ce travail expérimental, les principaux résultats relatifs à l'étude du processus de la fermentation alcoolique des déchets agricoles. Pour cela, nous avons suivi l'évolution de différents paramètres à savoir : le pH, la concentration en bioéthanol produit,…etc. Dans ce travail, deux substrats ont été testés à savoir : substrats de dattes et de raisins.

Il ressort de de ce travail que la fermentation alcoolique des déchets agricoles, a conduit à la diminution de la teneur en sucres totaux et ce au fur et à mesure que la levure se développe, pour atteindre une concentration d'environ 100 g/L pour les dattes et de 70g/L pour les raisins.

Nous avons trouvé que la concentration en azote ammoniacale diminue durant les premières heures de la fermentation alcoolique et ce quel que soit le substrat. Cette diminution est plus rapide pour le substrat raisins et plus lente pour le substrat dattes, ceci peut être attribué à une concentration cellulaire qui évolue plus lentement pour le substrat dattes, et par conséquent, une faible assimilation de l'azote ammoniacal.

Par ailleurs, nous avons trouvé que la concentration en alcool atteinte pour le substrat de dattes est de 103 g/L, cette valeur est plus élevée par comparaison à celle obtenue pour le substrat raisins, qui est de 74,44 g/L.

Références

1. G.K. Kafle, S. Bhattarai, S.H. Kim, L. Chen, Anaerobic digestion of Chinese cabbage waste silage with swine manure for biogas production: batch and continuous study, *Environmental.Technology*, 35(2014) 2708-2717.

2. B. Louhichi, J. Belgaib, H. benamor, N. Hajji, 2013, Production of bio-ethanol from three varieties of dates. pp.170 – 174, Renewable Energy.

3. M. H. AKIN, Evolution du pH pendant la fermentation alcoolique de moûts de raisins modélisation et interprétation métabolique. Thèse de doctorat, L'institut national polytechnique de Toulouse (Mars 2008).

4. Bely M., Sablayrolles J.M., Barre P., (1990), Automatic detection of assimilable nitrogen deficiencies during alcoholic fermentation in enological conditions. J. Ferm. Bioeng., 4, 246-252.