

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MENTOURI CONSTANTINE
FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR
DEPARTEMENT DE GENIE MECANIQUE

N° d'ordre :.....

Série :.....

THESE DE DOCTORAT EN SCIENCES
EN GENIE MECANIQUE

Option : Energétique

Présentée par :

Nadia ADERGHAL

En vue d'obtenir le grade de

DOCTEUR

THEME

**Répartition des flux de chaleur générés par frottement mécanique
et modélisation des températures à l'interface des contacts
dynamiques Cuivre-Acier et Cuivre-Graphite**

Soutenue publiquement le : **24 Juin 2012**

Devant le jury composé de:

Président	Mr. R. BESSAIH	Professeur, Université Mentouri, Constantine
Encadreur	Mr. A. BOUCHOUCHA	Professeur, Université Mentouri Constantine
Co-Encadreur	Mr. T. LOULOU	Professeur, Université de Bretagne Sud, France
Examineur	Mr. S. CHEKROUD	Professeur, Université Mentouri Constantine
Examineur	Mr. A. HAYAHM	Professeur, Université Badji Mokhtar Annaba
Examineur	Mr. B. MERZOUK	Professeur, Université Badji Mokhtar Annaba

DEDICACE

Je dédie ce modeste travail à toute ma famille

REMERCIEMENTS

Le travail présenté dans cette thèse a été effectué au Laboratoire de Mécanique de l'Université Mentouri Constantine et au LIMATB /ETEE Laboratoire de l'UBS à Lorient France.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude et ma reconnaissance au Professeur *Ali BOUCHOUCHA*, mon Directeur de thèse, au Professeur *Tahar LOULOU*, mon Co-Directeur de thèse, pour avoir accepté de diriger ce travail.

Mes plus vifs remerciements s'adressent à Monsieur *R. BESSAIH*, Professeur à l'Université Mentouri Constantine qui m'a honoré en présidant le jury.

J'exprime aussi ma gratitude à Messieurs *S. CHEKROUD*, Professeur à l'Université Mentouri Constantine, *A. HAYAHEM*, Professeur à l'Université Badji Mokhtar, Annaba et *B. MERZOUK*, Professeur à l'Université Badji Mokhtar Annaba pour avoir accepté d'examiner ce travail et participer au jury.

Je tiens à remercier Monsieur *Ph. ROGEON*, Maître de Conférences et HDR à l'UBS, pour m'avoir accueilli dans son établissement LIMATB /ETEE et pour l'intérêt qu'il a montré à cette étude.

Enfin, je tiens à remercier vivement toute ma famille pour son soutien à tous les moments, mes parents à qui je dois toute ma réussite et mon bonheur. Ils ont sacrifié une partie de leur vie pour que la mienne soit la meilleure possible. Je remercie aussi toutes mes amies et tous ceux qui de près ou de loin, m'ont toujours soutenu pour la réalisation de ce travail.

Table des matières

Introduction Générale	1
Chapitre I : Etude bibliographique sur les contacts glissants avec et sans passage du courant électrique.....	4
I.1 Introduction	6
I.2 Evaluation des températures et partage de flux.....	6
I.3 Aspects thermiques des interfaces glissantes	10
I.4 Phénomène de frottement	12
I.4.1 Définition	12
I.5 Usure.....	13
I.5.1 Phases de l'usure.....	14
I.5.2 Mécanismes de base de l'usure.....	14
I.5.4 L'usure d'un point de vue énergétique.....	16
I.5.5 Carte de température et carte d'usure	17
I.6 Contact électrique glissant.....	18
I.6.1 Effet de passage du courant électrique dans un contact dynamique	18
I.6.1.1 Evolution de la température.....	18
I.6.1.2 Le frottement et l'usure	18
I.7 Conclusion.....	20
Chapitre II: Phénomène de constriction thermique.....	21
II.1 Introduction.....	24
II.2 Résistance thermique de contact	24
II.2.1 Résistance thermique en contact statique	24
II.2.2 Modèles classiques de la Résistance Thermique de Contact en régime stationnaire ..	26
II.2.3 Résistance thermique de contact glissant.....	29
II.3 Phénomène de constriction	31
II.3.1 Etude de la résistance thermique de constriction pour un contact statique soumis à une source de chaleur en bande	36
II.3.2 Solutions analytiques pour la résistance de constriction.....	36
II.3.3 Modélisation thermique d'un contact statique.....	37
II.3.3.1 Régime stationnaire	38
II.3.3.2 Régime transitoire	39
II.3.4 Influence du refroidissement.....	39
II.3.4.1 Régime stationnaire	39

II.3.4.2 Régime transitoire	44
II.4 Résistance électrique de contact	45
II.4.1 Expression globale de la résistance électrique de contact	46
II.5 Conclusion	47
Chapitre III : Mise en équation d'un problème de contact avec frottement sans passage du courant électrique.....	48
III.1 Introduction	50
III.2 Développement d'une solution analytique modélisant les transferts thermiques dans une source de chaleur en bande	50
III.2.1 Description du problème et équations physiques	50
III.2.2 Solutions analytiques du problème des sources mobiles	52
III.2.2.1 Source mobile en régime transitoire	52
III.2.2.2 Source de chaleur statique	54
III.2.2.3 Source mobile en régime permanent (stationnaire)	54
III.2.2.4 Source mobile avec refroidissement	54
III.2.3 Détermination de la résistance de constriction adimensionnelle d'une source mobile en bande	55
III.3 Modélisation numérique.....	55
III.3.1 Structure de maillage.....	55
III.3.2 Choix du maillage de la géométrie	55
III.4 Validation du modèle numérique avec la solution analytique	56
III.5 Analyse des résultats et discussion	60
III.5.1 Influence du mouvement ou du nombre de Peclet.....	60
III.5.2 Influence de la profondeur.....	64
III.5.3 Influence du refroidissement.....	65
III.6 Conclusion	70
Chapitre IV: Modélisation des phénomènes électrothermiques d'un contact circulaire glissant.....	71
IV.1 Introduction	73
IV.2 Calcul numérique des contacts glissants électriques en régime permanent.....	73
IV.2.1 Formulation du problème	73
IV.2.2 Méthodologie numérique et maillage	76
IV.3 Estimation numérique de la température et la résistance de constriction	77
IV.3.1 Estimation de la constriction thermique avec des conditions adiabatiques	78
IV.3.1.1 Comparaison entre les solutions analytique et numérique.....	78
IV.3.1.2 Etude de l'influence de l'épaisseur de peau	82
IV.3.1.3 Pénétration de la chaleur en fonction de la profondeur du solide.....	84

IV.3.2 Estimation de la constriction thermique avec refroidissement.....	86
a) <i>Température de surface</i>	86
b) <i>Constriction adimensionnelle</i>	87
c) <i>Epaisseur de peau</i>	88
d) <i>Distribution de la température au sein du milieu semi-infini</i>	90
IV.3.3 Constriction électrique sans refroidissement.....	92
IV.3.4 Constriction électrique avec refroidissement.....	94
IV.3.5 Couplage thermoélectrique sans refroidissement.....	96
IV.3.5.1 Comparaison entre le phénomène électrique et thermique.....	96
IV.3.5.2 Etude du couplage électrothermique.....	98
IV.3.6 Couplage thermoélectrique avec refroidissement.....	105
VI.6.7 Cartographies surfaciques.....	110
IV.6.8 Effet du refroidissement sur l'évolution de la température.....	111
IV.4 Conclusion.....	112
Chapitre V: Détermination des paramètres thermiques d'un contact électrodynamique Pion-Disque.....	113
V.1 Introduction.....	116
V.2 Modélisation thermique en frottement.....	116
V.2.1 Evaluation des températures et partage de flux du contact glissant.....	116
V.2.1.1 Modèles thermiques avec contact frottant parfait.....	117
V.2.1.2 Modèles thermiques avec contact imparfait frottant.....	117
V.2.2 Propriétés thermiques de contact.....	117
V.2.3 Détermination du coefficient de partage de flux en tribologie.....	118
V.3 Présentation de la problématique.....	118
V.4 Hypothèses du modèle proposé.....	119
V.5 Equations physiques et conditions aux limites pour un contact thermoélectrique.....	119
V.5.1 Problème thermique.....	119
V.5.2 Problème électrique.....	121
V.5.3 Modélisation thermique de l'interface d'un contact parfait.....	121
V.5.3.1 Modélisation numérique thermique du pion et du disque.....	122
V.5.3.2 Présentation du modèle pion-disque.....	122
V.5.3.3 Coefficient de partage.....	124
V.6.1 Matériaux.....	125
V.6.1.1 Disques.....	125
V.6.1.2 Pions.....	125
V.6.2.3 Propriétés et dimensionnement.....	125

V.7 Dispositif expérimental.....	126
V.7.1 Présentation générale du tribomètre	126
V.7.2 Résultats expérimentaux.....	127
V.8 Résultats théoriques et analyse	128
V.8.1 Cuivre-Acier	128
V.8.1.1 Détermination de la température par modélisation	128
V.8.1.3 Calcul de la température suivant la profondeur.....	134
V.8.2.4 Corrélations proposées.....	134
V.8.2.5 Cartographies surfaciques	136
V.8.2 Cuivre-Graphite.....	139
V.8.2.1 Détermination des températures à travers le pion et le disque	139
V.8.2.2 Evolution du partage de flux en régime transitoire	143
V.8.2.3 Evolution de la température de surface	145
V.9 Conclusion	147
Conclusion Générale.....	149
Références Bibliographiques.....	152

INTRODUCTION GENERALE

Le frottement des matériaux est l'un des plus anciens problèmes rencontrés par l'homme, c'est un processus très complexe, qui est lié aux facteurs mécaniques, thermiques, physico-chimiques, métallurgiques ... Ce phénomène devient une source de génération de chaleur qui provoque une élévation locale de la température au niveau de l'interface des deux matériaux. Dans le cas des contacts électriques glissants, en plus de la dissipation de chaleur due au frottement, s'ajoute la dissipation par effet joule qui contribue d'une manière plus au moins significative à l'augmentation des températures de contact. L'augmentation qui en résulte est capable d'affecter les propriétés des matériaux en regard ainsi que les caractéristiques des éléments interfaciaux et de modifier, dans certaines situations, leur structure superficielle.

Les importants développements dans les industries de construction, dans les nouveaux procédés de fabrication et dans l'introduction des nouveaux matériaux, font des recherches sur l'amélioration des transferts thermiques au niveau des interfaces de contact entre matériaux en mouvement relatif représentent un objectif primordial. En effet, la dissipation de l'énergie à l'interface contribue dans certaines conditions à la dégradation des matériaux en contact dynamique. Par conséquent, il est intéressant de connaître les températures atteintes au niveau du contact pour optimiser les conditions de fonctionnement et particulièrement le choix des matériaux pour augmenter la durée de vie des couples tribologiques. La compréhension des causes et des conséquences du frottement sur le comportement des corps en contacts est le sujet le plus important des chercheurs en tribologie depuis des siècles. C'est la clé d'importants enjeux industriels. Le contrôle de la durée de vie des mécanismes et des montages en fonctionnement, des outils de mise en forme des matériaux,... sont des problèmes qui sont liés directement aux conséquences de frottement. Vu que l'expérimentation trouve parfois ses limites dans l'analyse dynamique de tels systèmes, surtout lors de sollicitations sévères (fortes pressions et vitesses), les outils numériques ont essayé de combler le manque d'informations par rapport aux approches expérimentales. Actuellement, bien plus qu'un simple outil complémentaire, les approches numériques servent dans la compréhension des phénomènes complexes. Avec l'arrivée de nouveaux codes de calculs multiphysiques performants, la simulation numérique de ce problème est en constante évolution et contribuera vraisemblablement à la solution de ce dernier.

La mesure directe des températures interfaciales dans des contacts dynamiques est difficile à réaliser en raison de mouvement des deux surfaces. De plus, son évaluation théorique nécessite une bonne connaissance des phénomènes thermiques qui évoluent dans le voisinage de l'interface de contact.

Malgré les efforts considérables déployés dans le domaine de la recherche et de la technologie, les phénomènes de transfert thermique à travers le contact et le problème de la détermination des températures interfaciales se posent dans tous les contacts glissants.

La condition de liaison thermique d'une interface de contact glissant, siège d'une génération de chaleur, fait intervenir plusieurs paramètres telles que la température de contact, la résistance de constriction et la part du flux thermique qui participe au saut de température à l'interface. Les autres paramètres ont fait l'objet de nombreuses études [1-5] et sont déjà connus. En revanche, le coefficient de partage n'a pas bénéficié d'autant d'intérêt et reste mal connu à cause de la complexité du phénomène lui-même.

L'accès limité des moyens expérimentaux et le manque des études sur le phénomène des contacts électrodynamiques nous ont contraints de suivre d'autres voies pour la résolution du problème en couplage. L'utilisation des solutions analytiques et numériques a permis de développer des modèles qui étudient l'évolution des paramètres thermiques interfaciaux.

La démarche que nous avons retenue repose sur une étude comparative entre deux modèles : analytique et numérique d'un phénomène de grande importance dans différents domaines particulièrement dans l'industrie.

L'objet de la présente étude est de proposer donc des solutions analytiques et numériques qui permettent la détermination des paramètres thermiques d'un contact dynamique avec et sans passage du courant électrique, et de développer des modèles qui conviennent aux différentes configurations des systèmes de friction. Les simulations numériques par la méthode des éléments finis offrent une grande diversité de modèles. Elles sont parmi les méthodes numériques les plus répandues pour résoudre un problème de contact avec frottement entre deux corps [6].

Pour atteindre ces objectifs, nous avons cherché à déterminer la température, la résistance de constriction et le coefficient de partage en fonction des paramètres mécaniques et/ou électriques, l'aire de contact et la nature des matériaux du disque frottant contre le pion en utilisant des résultats expérimentaux existants [7-8].

Dans cet esprit, le contenu de la thèse comprend une introduction générale, cinq chapitres, une conclusion générale et des références bibliographiques.

Le premier chapitre est une synthèse bibliographique sur le sujet et dans laquelle nous avons d'abord rappelé les différents aspects thermomécaniques rencontrés dans un contact glissant, puis des notions sur les résistances thermiques de contact et de constriction ainsi que des théories concernant le frottement et l'usure. Enfin, un bref aperçu sur les contacts dynamiques avec passage de courant électrique et l'influence de ce dernier sur les phénomènes thermiques. Des illustrations inspirées de la littérature viennent étayer ces différents points.

Dans le deuxième chapitre, nous avons présenté une bibliographie sur le phénomène de constriction thermique. De plus, une étude numérique d'un contact statique soumis à une source de chaleur de forme en bande a été réalisée et validée en utilisant des solutions existantes dans la littérature avec des conditions adiabatiques (sans refroidissement hors de la zone de contact). Ce chapitre est achevé par une étude relative à l'influence du refroidissement sur la température et la résistance de constriction.

Le troisième chapitre aborde la stratégie d'une étude de calcul analytique et numérique d'un milieu semi-infini soumis à une source de chaleur mobile en bande avec et sans refroidissement en dehors de la zone de contact, en régime stationnaire et transitoire. Dans cette partie, nous avons montré l'influence des différents paramètres comme la vitesse de déplacement, la profondeur dans le solide sous jacent, la convection sur l'évolution de la température de surface et la résistance de constriction.

Le quatrième chapitre est consacré à la présentation des démarches de la modélisation des phénomènes thermoélectriques d'un milieu semi-infini soumis à une source de chaleur circulaire mobile traversé au niveau du contact par un courant électrique. Le but de cette partie est d'étudier l'influence de la génération de chaleur par effet Joule sur l'évolution des paramètres d'un contact glissant.

Le cinquième chapitre décrit en détail la résolution de la problématique de notre étude. Il s'agit du contact d'un pion en cuivre frottant tantôt sur un disque en acier, tantôt sur un disque en graphite parcouru ou non par un courant électrique continu. Des valeurs expérimentales obtenues sur le frottement ont été utilisées pour les calculs numériques. Les résultats des simulations numériques donnent les valeurs des paramètres fondamentaux, à savoir la température et le coefficient de partage.

Chapitre I :

Synthèse bibliographique sur les contacts glissants avec et sans passage du courant électrique

Nomenclature

a	Demi-largeur de la source [m]
c	Longueur de la source [m]
h	Coefficient de convection [$W.m^{-2}.K^{-1}$]
L	Longueur caractéristique
Pe	Nombre de Peclet
P	Coefficient de partage de flux
q	Densité de flux imposée [$W.m^{-2}$]
T_c	Température de contact [K]
V	Vitesse de glissement [$m.s^{-1}$]

Symboles grecs

α	Diffusivité thermique [$m^2.s^{-1}$]
ψ	Constriction adimensionnelle
ε	Rapport de constriction
λ	Conductivité thermique [$W.m^{-1}.K^{-1}$]
γ	Coefficient de partage

Indices et Exposants

1	Solide 1
2	Solide 2

I.1 Introduction

Le frottement sec de deux matériaux solides génère un ensemble de phénomènes complexes de nature mécanique, physico-chimique et autres qui peuvent se traduire par différents modes de dissipation d'énergie. L'essentiel de l'énergie dissipée en frottement se fait sous forme de chaleur au niveau de l'interface des deux matériaux en contact. Bien que ce phénomène soit très ancien [1,2], il reste, sur le plan scientifique et à l'échelle microscopique, difficile à maîtriser. De nombreux travaux [9,10], ont essayé de traiter le problème de la conduction pour les sources mobiles en utilisant de différentes formes d'adimensionnement. Ils ont proposé des solutions qui permettent la détermination de la température.

Dans ce chapitre, nous décrivons d'abord les différents aspects et paramètres qui régissent les frottements secs. Ensuite, nous présentons une synthèse sur les recherches menées sur un plan strictement thermique du frottement. Sachant que le problème thermique ne pouvant pas être totalement dissocié du problème tribologique, une présentation de différentes phases d'usures rencontrées dans le frottement entre deux solides est décrite dans cette partie. Par ailleurs, il faut noter que la température joue un rôle important dans le frottement et l'usure des surfaces glissantes et, inversement, l'usure peut aussi modifier la structure d'une interface et influencer sur son comportement thermique.

Enfin, une présentation des résultats sur les contacts électriques glissants (passage du courant à travers l'aire de contact) est faite pour montrer l'influence de la génération de chaleur par effet joule sur la variation de la température ainsi que le frottement et l'usure.

I.2 Evaluation des températures et partage de flux

Pour modéliser les transferts thermiques dans les solides en glissement sec, la plupart des auteurs [1,2,9-12] apportent leurs contributions par des études théoriques (analytiques et numériques) et parfois expérimentales. Les premiers modèles thermiques associés au frottement remontent à plusieurs années. Il s'agit des méthodes analytiques postulant l'hypothèse du contact parfait ainsi que la conservation de flux capables de déterminer les expressions de la température de contact (la température éclair) et du partage de flux. La théorie de la température éclair a été formulée primitivement par H.Blok [13] puis a été reprise par Jaeger [1] et Archard [11]. Cette approche est regroupée sous le nom de « Théorie des sources de chaleur mobiles ».

Le calcul de l'élévation de la température est ramené à un transfert thermique dans lequel la chaleur générée par frottement est représentée par une source de chaleur mobile. Un paramètre sans dimension, connu sous le nom de 'nombre de Peclet', a été introduit comme critère permettant de différencier les régimes de vitesse.

Blok[14] a proposé un modèle analytique qui consiste à modéliser les transferts de chaleur entre deux solides semi-infinis en contact parfait. Pour déterminer la température au contact, il a utilisé la moyenne arithmétique des températures surfaciques des solides en frottement (Fig. I.1). Il a déduit ensuite l'expression du coefficient de partage de flux pour de faibles et de fortes valeurs du nombre de 'Peclet' :

$$Pe = \frac{VL}{\alpha}$$

Pour Peclet faible ($Pe \approx 0$) :

$$\gamma = \frac{\lambda_1}{\lambda_1 + \lambda_2} \quad (I.1)$$

Et pour $Pe > 5$:

$$\gamma = \frac{\frac{1}{2}\left(1 - \frac{1}{\sqrt{2}}\right) + \frac{\lambda_2}{\lambda_1}\left(\frac{\pi}{2}Pe\right)^{1/2}}{1 + \frac{\lambda_2}{\lambda_1}\left(\frac{\pi}{2}Pe\right)^{1/2}} \quad (I.2)$$

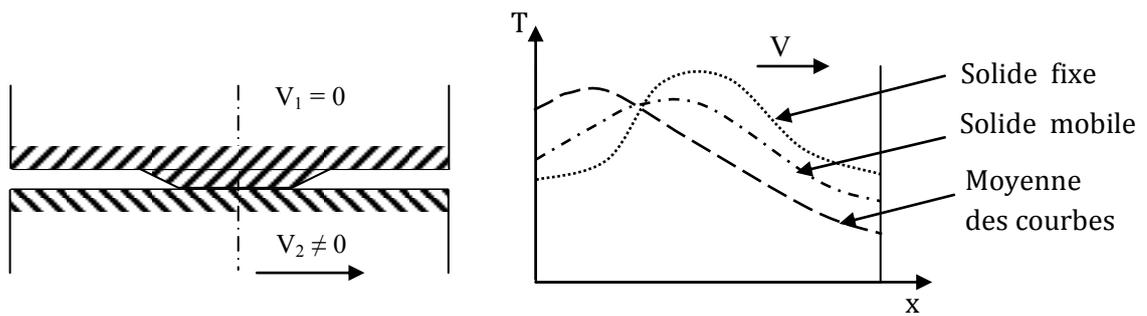


Figure I.1 : Contact glissant entre deux solides semi-infinis [14].

Block [14] a introduit la notion de la température éclair qui traduit le pic de température au niveau de la zone de contact. Il donne une expression simple, adaptée au cas de grande valeur de Pe , qui permet de retrouver cette température en fonction de Pe .

Jaeger [1] utilise cette modélisation dans le cas des problèmes transitoires dans un milieu semi-infini, isolé, en considérant des aires de contact de forme rectangulaire et bande (figure I.2). Pour traiter le problème, l'auteur a adopté l'hypothèse d'égalité des températures moyennes des solides en frottement. Ces solutions sont développées à partir des fonctions de Green.

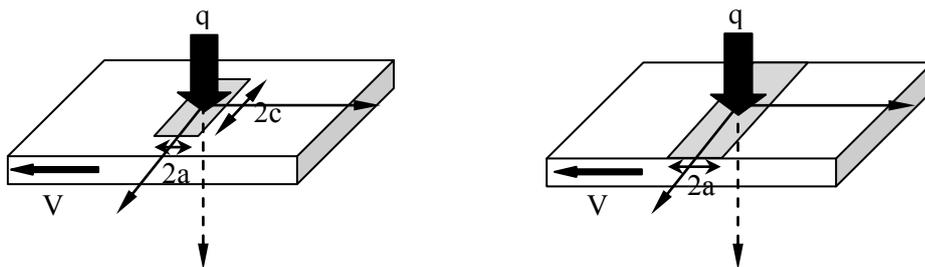


Figure I.2 : Sources mobiles étudiées par Jaeger [1].

Carsalw et al [2] ont présenté des solutions pour des sources de chaleur mobile stationnaire en bande et rectangulaire avec des conditions adiabatiques.

Cameron et al [15] ont étudié les températures de surface d'une source de chaleur produite par frottement entre la surface de deux solides en roulement (roulement-glisement). Ils ont considéré qu'il n'y a pas une discontinuité de température au niveau de la zone de contact. Ils ont étudié aussi la distribution des températures de surface d'une source de forme rectangulaire se déplaçant sur un corps fixe à différentes vitesses.

Rosenthal est le premier qui a appliqué la théorie des flux de chaleur pour un point mobile et ligne mobile de source de chaleur en soudage. Rosenthal et al [16] se sont basés sur la théorie des sources mobile pour tirer des solutions des problèmes linéaires, en deux et trois dimensions, et pour des sources ponctuelles, linéaires ou planes. Ces solutions ont été utilisées en soudage.

Dans une configuration de frottement entre un pion fixe et un cylindre tournant, Kounas et al [17] ont étudié la distribution du flux de chaleur pour un régime stationnaire. La diffusion dans le pion est simulée par un modèle d'ailette. L'expression du coefficient de partage est déduite avec l'hypothèse du contact parfait.

DesRuisseaux et Zerkle [12] ont étudié analytiquement le cas d'un milieu semi-infini soumis à une source de chaleur mobile en bande avec refroidissement par convection sur toute la surface du solide. Ils ont exposé l'influence de la convection sur l'évolution de la température à la surface et au sein du milieu.

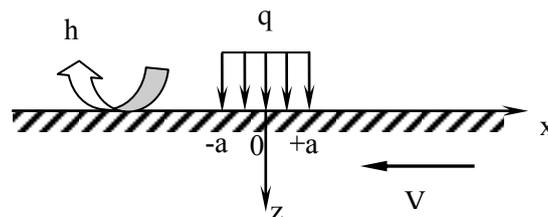


Figure I.3 : Milieu semi-infini refroidi par convection [12].

Shuangbiao et al [18] ont trouvé des solutions pour le problème des sources mobiles en demi-espace et demi-plan avec et sans convection. En utilisant les fonctions de Green, ils ont déterminé l'influence du refroidissement et de la vitesse de glissement sur l'évolution de la température de surface.

Ling et Simkins [19] ont traité expérimentalement le cas d'un disque tournant sur lequel vient frotter latéralement un secteur fixe. Cette étude a permis de mettre en évidence l'existence d'une résistance de contact après avoir observé une discontinuité des températures au niveau de la surface de contact.

Gecim et al [20] se sont intéressés à l'étude de la température transitoire d'une source de chaleur circulaire stationnaire au voisinage de contact d'une petite aspérité avec et sans refroidissement. Le milieu est considéré comme semi-infini. L'utilisation de la technique de transformation intégrale successive a permis d'obtenir une solution directe de l'équation de

la chaleur. Cette étude est destinée à représenter le comportement thermique d'une seule aspérité appartenant à l'aire de contact.

Tian et al [21] ont utilisé les fonctions de Green pour la détermination de la température de surface d'un milieu semi-infini soumis à des sources de chaleur mobile uniforme de formes carré, circulaire et parabolique. Des solutions, analytiques et approximées, ont été obtenues pour calculer les températures maximale et moyenne de surface.

Yevtushenko et al [22] ont développé un modèle analytique qui permet de trouver la distribution de la chaleur entre un pion vertical cylindrique et un disque en rotation.

Yevtushenko et al [23] ont étudié la variation de la température transitoire d'un contact glissant circulaire. Ils ont présenté la distribution de la température de surface en fonction de la profondeur du solide.

Dans le contexte de la détermination du coefficient de partage de flux, Laraqi [24] propose une approche de la génération du flux par frottement fondée sur une répartition gaussienne des zones de dissipation. Cette hypothèse provient de l'observation de la portion des contacts sur les surfaces qui révèle que ces derniers sont répartis aléatoirement.

Komanduri et al [25] ont développé une solution analytique qui permet la détermination de la distribution de la température d'un contact glissant. Ils ont analysé la répartition de flux de chaleur due au frottement à l'interface de deux milieux semi-infini.

Hou et al [26] ont utilisé la méthode classique de source de chaleur proposée par Jaeger pour trouver la solution d'une source mobile elliptique soumise à différentes distribution de chaleur : normale, uniforme et parabolique.

Laraqi [27] propose une solution analytique qui détermine la température stationnaire d'un milieu semi- infini soumis à une source de chaleur circulaire mobile, en utilisant les transformées intégrales de Hankel. Il a montré que la température de surface au centre de la source diminue avec l'augmentation de la vitesse de déplacement.

Laraqi et al [28] ont déterminé la température en 3D d'un montage frein-disque. La résolution analytique du problème a demandé l'utilisation des transformées intégrales de Fourier, Laplace et de Hankel.

Laraqi et al [29-31] ont établi une solution analytique permettant de déterminer la température dans un dispositif pion-disque. Cette solution permet d'établir des cartographies thermiques du disque. Pour résoudre le problème, ils ont utilisé les transformées intégrales de Fourier et de Hankel. Une solution proposée par Tian et al [21] pour les sources circulaires mobiles a été utilisée pour la validation de leur modèle.

Bairi et al [32] ont étudié la distribution de la température d'un roulement à billes soumis à une source mobile elliptique refroidie par convection. Ils ont développé explicitement une solution analytique qui permet de déterminer en 3D la température stationnaire dans la bille.

Quéméner et al [33] ont proposé une méthode pour résoudre un problème inverse de diffusion-transport de la chaleur d'un pion en frottement sur la périphérie d'un disque

tournant. Des mesures de température par caméra IR ont permis aux auteurs d'accéder au flux transitoire aux interfaces en utilisant cette méthode.

Denape et al [34] ont étudié le partage de flux entre les deux solides en contact. Ils ont supposé que le contact est parfait, ils ont proposé les expressions de la température de surface ainsi que le coefficient de partage pour un contact statique et un contact dynamique.

Guillot [35] a étudié expérimentalement les transferts de chaleur à travers une interface glissante pièce-outil de coupe sous grande vitesse. Il a montré l'influence de la vitesse de glissement et la nature du couple tribologique sur les paramètres de contact thermiques.

D'autres auteurs [36] ont proposé un modèle analytique pour le calcul de la distribution en 3D de la température d'un solide soumis à une source de chaleur rectangulaire mobile avec refroidissement surfacique. Pour résoudre ce problème, ils ont utilisé les transformée intégrale fréquentielle et de Fourier Cosinus finie.

Hamraoui [37], Hamraoui et al [38] ont résolu numériquement le problème de deux rouleaux en contact avec refroidissement des surfaces internes et externes. Leur modèle a été validé par la solution analytique proposée par DesRuisseaux [12]. Ils ont montré que la présence de refroidissement provoque une diminution de la température et du gradient thermique. La résistance thermique de contact contrôle l'influence de la vitesse et du coefficient de convection sur le coefficient de partage.

Dans plusieurs travaux [39-43] de Yevtushenko et al, où une étude analytique du problème de transfert thermique d'un système tribologique constitué d'un milieu semi-infini soumis à une source de chaleur glissante de forme bande avec et sans refroidissement a été faite. Ils ont supposé que le contact est imparfait. Ils ont montré l'influence de la convection sur la répartition de la température ainsi que la résistance thermique. Le couple dynamique étudié était métal-céramique.

Les travaux concernant des contacts électriques (soudage) sont modélisables avec un concept similaire à celui des contacts glissants. Ils ont été menés par Lemeur [44,45] et Mokrani [46,47] pour estimer les valeurs des paramètres de couplages, sachant que dans ce cas le paramètre γ du coefficient de partage est associé à la génération de flux par génération électrique.

I.3 Aspects thermiques des interfaces glissantes

Beaucoup de travaux [11, 12,14-17] concernant les aspects thermiques des contacts glissants sièges d'une génération de chaleur sont d'origine mécanique (contact glissant, usinage, meulage, ...). Cependant, du fait que beaucoup d'auteurs sont des mécaniciens et que la condition de liaison proposée par Bardon [3] soit récente, peu de ces études traitent directement la part du flux qui participe à la chute de température. L'étude bibliographique de la thermique du contact glissant fait ressortir que le modèle le plus simple représentatif des phénomènes physiques fait appel à trois paramètres :

γ coefficient de partage local du flux généré par frottement.

R_{cg} résistance de contact glissant.

φ_g flux de chaleur généré par frottement.

Les équations de couplage entre les deux solides en contact glissant, font appel à ces paramètres, et s'écrivent:

$$\varphi_1 = \gamma\varphi_g + \frac{T_{cs2} - T_{cs1}}{R_{cg}} \text{ et } \varphi_2 = (1 - \gamma)\varphi_g + \frac{T_{cs1} - T_{cs2}}{R_{cg}} \quad (I.3)$$

Avec : $\varphi_g = \varphi_1 + \varphi_2$; $\gamma = \frac{R_{c2}}{R_{cg}}$; $R_{cg} = R_{c1} + R_{c2}$

Où φ_1 est le flux entrant dans le solide 1 et φ_2 le flux entrant dans le solide 2. La figure I.4 représente le partage de chaleur à l'interface des solides en contact glissant.

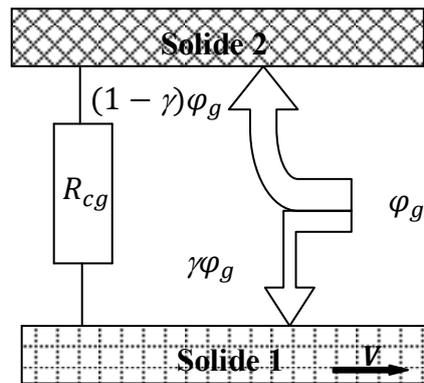


Figure I.4 : Partage de flux à l'interface glissante solide-solide.

D'autre part, il est intéressant de noter qu'en régime stationnaire le profil de température, comme le montre la figure I.5, peut différer de celui présenté dans le cas statique. En effet, l'écart de température à l'interface n'est plus représentatif de la résistance de contact glissant ; car, il est possible d'avoir un faible saut de température tandis que la résistance peut être importante.

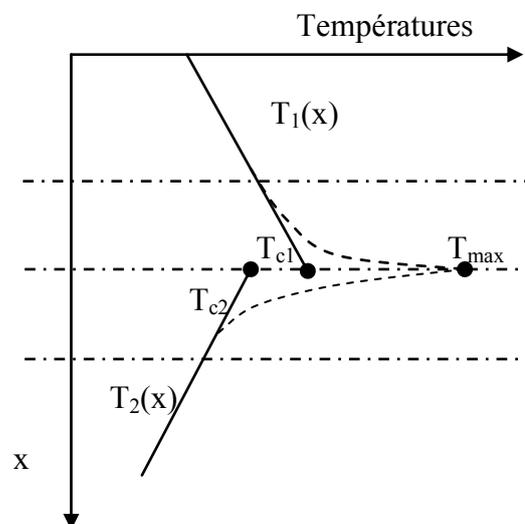


Figure I.5 : Profil de température dans la zone de constriction en contact dynamique.

I.4 Phénomène de frottement

I.4.1 Définition

Le frottement est une 'résistance' freinant tout mouvement relatif entre deux solides qui sont en contact. L'effort qui tend à ralentir ce mouvement est appelé 'effort de frottement', il est de sens opposé au déplacement. Il se manifeste par une dissipation d'énergie thermique entre les deux corps en contact glissant.

Si les deux corps sont solides, nous avons un frottement solide, et si l'un des corps est fluide ; le frottement est dit fluide. Lorsque les deux solides frottent directement sans interposition d'un lubrifiant on parle de 'frottement sec'. C'est le type le plus présent autour de nous : rails et roues des chemins de fer, pantographes et caténaïres, freins et plusieurs d'autres applications. La première étude sur ce type de frottement était au XV^{ème} siècle par Léonard de Vinci, elle se résume sous forme de deux lois [48]:

- la force de frottement est indépendante de l'aire apparente de contact entre deux corps rigides ;
- la force de frottement est proportionnelle à la force normale qui s'exerce entre les surfaces ; Plus tard, Amontons (1699) et Coulomb (1785) complétèrent les lois du frottement par les deux lois suivantes (Lois d'Amontons-Coulomb) :
- la force de frottement est fonction de la nature des surfaces de contact ;
- la force de frottement est indépendante de la vitesse relative entre les surfaces ;

Ces quatre lois permettent d'écrire la loi suivante dite Loi de Coulomb :

$$F_T = \mu_c F_N \quad (I.4)$$

Où F_T et F_N sont respectivement les chargements, tangentiel et normal, et μ_c le coefficient de frottement selon Coulomb.

Pour mieux expliquer le frottement, Morin en 1833, a proposé la théorie de la rugosité, selon laquelle le frottement représente le travail nécessaire pour déplacer deux solides en contact lorsque les aspérités de leurs surfaces passent les unes par-dessus les autres.

En 1929, Thomlinson a avancé une théorie de frottement basée sur l'attraction des molécules de surface, mais il y avait la difficulté de faire abstraction de la surface de contact.

Holm (1938), Ernst et Merchant (1940) et Bowden et Tabor (1942) mirent en évidence la différence qui existe entre l'aire réelle de contact, et l'aire apparente de contact.

Les travaux de Bowden et Tabor introduisent le rôle primordial de la déformation plastique des surfaces. Ils ont montré que lors du contact entre deux solides, seuls quelques points de contact réel supportent une pression très importante, ce qui les chauffe en raison de leurs déformations plastiques. La pression et la température élevées engendrent des microsoudures entre les têtes des aspérités en contact. Le frottement est constitué par la rupture de ces jonctions. Ces microsoudures expliquent les phénomènes de transfert de matière observés lors du glissement de deux solides. De plus, les couches d'oxyde en surface ont une influence non négligeable sur les efforts de frottement, elles peuvent être plus dures que le matériau massif ou bien devenir comme un lubrifiant.

Le modèle de Bowden et Tabor apporte une ouverture sur le rôle de la surface de contact et son évolution avec la charge ainsi que sur la notion d'adhérence.

Le rôle de la rugosité et celui de sa distribution ont été pris en compte par Archard et par Greenwood et Williamson.

La génération de forces résistantes de frottement à l'interface de deux solides en glissement est fondamentalement un mécanisme de dissipation d'énergie. Cette dissipation peut se traduire par différents modes :

- dissipation mécanique par déformation : plastification, etc ;
- rupture : fissuration des massifs, détachement de particules, usure ;
- dissipation thermique : échauffement du contact, etc ;
- phénomènes physico-chimiques : oxydation, adhésion, diffusion ou changement de phase ;
- acoustiques : bruits, vibrations ;
- lumineux : photoémission et étincelles.

Raisonnablement, nous pouvons estimer que l'énergie thermique représente la grande majorité des déperditions (95% à 98%). La chaleur formée au niveau de l'interface s'évacue de différentes manières :

- dans les solides en contact par conduction ;
- dans le milieu environnant par convection ou rayonnement, provoquant des transformations de ce milieu ou des réactions chimiques avec les matériaux composant les surfaces si les températures atteintes sont suffisantes ;

L'élévation locale de la température qui résulte peut modifier profondément la structure superficielle et fortement affecter les propriétés des matériaux en contact. La connaissance des températures de contact peut donc s'avérer indispensable pour avoir une appréciation fiable de la situation tribologique réelle.

I.5 Usure

Le frottement de deux surfaces entraîne un échauffement des corps, une détérioration des états de surface et un enlèvement de matière d'un ou deux de ces surfaces. Cela donne la naissance d'un phénomène tribologique appelé : l'usure. Elle est un ensemble complexe de phénomènes, amenant une émission de débris avec perte de masse, de côtes, de forme, et accompagné par des transformations physiques et chimiques des surfaces. Il existe dans la littérature plusieurs définitions, Lipson [31] a défini l'usure comme une détérioration de surface due à son utilisation. D'autres auteurs [49] l'ont considérée comme une perte progressive de la matière de la surface active d'un corps, par suite du mouvement relatif d'un autre solide sur cette surface.

Pour quantifier le taux d'usure, Archard a proposé une approche classique, elle relie la charge appliquée au contact, la dureté du corps et la distance parcourue par le volume usé. Ce coefficient d'usure varie avec les autres paramètres tribologiques comme la température, l'environnement, la nature des corps frottants, la vitesse de glissement et la charge normale [50, 9]. Sa valeur est aussi reliée à la nature de l'usure. Lorsque la charge est trop importante, l'usure devient très rapide.

I.5.1 Phases de l'usure

L'usure est un processus qui évolue avec le temps. Pour une charge et une vitesse de glissement constantes, l'évolution de l'usure est représentée graphiquement par la courbe de la Figure I.6. Elle montre trois stades d'usure qui sont :

- première partie (phase I): c'est la période initiale d'usure, elle dure un peu de temps par rapport à la durée de frottement. Elle est caractérisée par le régime transitoire du système tribologique avec un taux d'usure élevé, qui, par la suite, diminue progressivement. Cette étape est appelée le rodage du système.
- deuxième partie (phase II) : elle dure plus longtemps. Elle se caractérise par une stabilité de frottement et un taux d'usure faible. Elle se produit en fin de rodage. Comme ce stade évolue, l'usure s'intensifie progressivement ce qui endommage la surface.
- troisième partie (phase III) : la vitesse d'usure augmente fortement, vieillissement du solide.

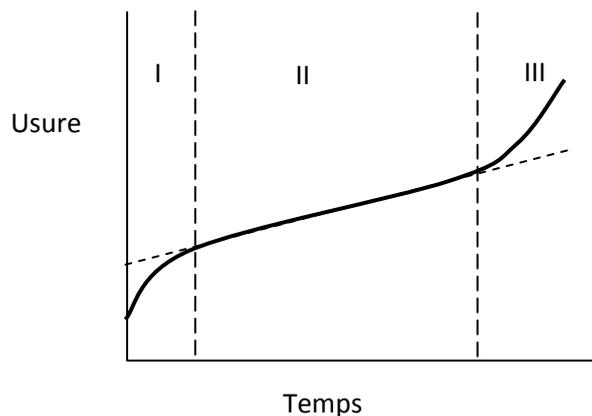


Figure I.6 : Les phases principales d'usure [9].

I.5.2 Mécanismes de base de l'usure

Les mécanismes de détérioration des surfaces au cours du temps des deux solides en contact sont de nature très complexe, ils peuvent se décomposer en trois stades d'usure qui sont : l'interaction des surfaces, les changements de la couche superficielle et l'endommagement de la surface. Toutes ces étapes sont liées l'une à l'autre. La figure I.7 montre les différentes déformations que subit un solide en contact dynamique avec un autre.

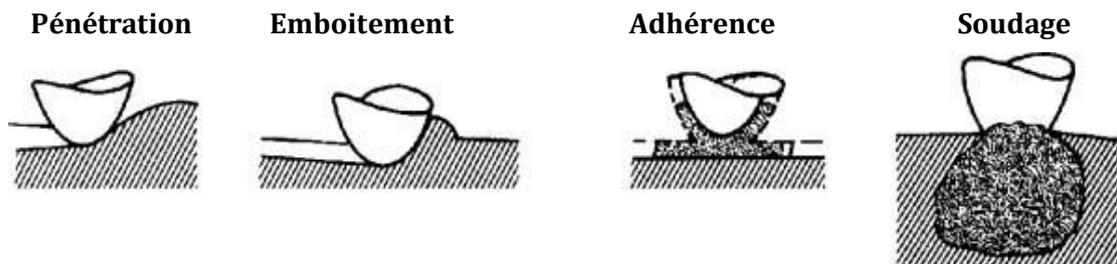


Figure I.7 : Interaction mécanique et moléculaire des surfaces entraînant la formation des débris d'usure [9].

Les changements dans la couche superficielle proviennent des contraintes mécaniques, de la température et des réactions chimiques.

1.5.3 Les principaux modes d'usure

Selon les phénomènes élémentaires qui viennent d'être évoqués, de nombreux modes d'usure ont été établis qui peuvent être étudiés de différentes manières en se basant sur la nature des phénomènes à l'origine des dégradations. Nous distinguons ceux qui sont liées au frottement, et d'autres qui pouvant être initiés dans d'autres circonstances que le frottement. Les principaux types d'usure sont :

1.5.3.1 Abrasion : l'usure par abrasion se caractérise par la présence dans le contact d'un état de surface rugueux ou par pénétration dans le matériau le plus tendre de particules dures provenant des débris d'usure du contact ou constitués de la poussière du milieu. Ce mécanisme de dégradation qui fait intervenir dans les premiers instants uniquement les corps antagonistes, devient une usure à trois corps. Cette forme d'usure se manifeste par des polissages, des griffures, des arrachements de particules et des micro-labourages. Ce dernier se manifeste par des rayures à la surface du matériau le plus tendre sans arrachement de matière mais provoquant sur les bords du sillon une déformation plastique. Ce phénomène est essentiellement de nature mécanique. Pour lutter contre l'usure abrasive, il faut durcir les matériaux en contact, surtout la surface.

1.5.3.2 Adhésion : l'usure par adhésion se produit lorsque des liaisons créées par adhésion ou fusion subit à une force de cisaillement. En effet, lorsque les deux solides en contact direct sont en mouvement, un transfert de débris est entraîné d'un des deux antagonistes vers l'autre, soit par un mécanisme d'origine purement mécanique, soit suite à une réaction physico-chimique. Lors du frottement, il existe entre les deux matériaux en contact une multitude des jonctions qui supportent la charge normale. Au niveau de chaque jonction, des phénomènes d'adhésion peuvent se produire créant une liaison adhésive. La résistance mécanique de chaque micro-contact est fonction de l'énergie localement dissipée ; d'où une soudure peut être créée par fusion des surfaces glissantes. Lorsque le mouvement se poursuit, la jonction est soumise à un cisaillement, il existe deux situations :

- la jonction est peu résistante, dans ce cas, les deux corps se séparent avec peu ou pas de modification ;
- la jonction dispose d'une résistance mécanique supérieure à celle de l'un des matériaux : il y a formation d'une fissure dans le corps le plus tendre, puis arrachement et transfert de matière sur l'antagoniste.

L'une des plus anciennes théories sur ce mode d'usure est celle élaborée par Holm [50]. Il a considéré que le problème est à l'échelle microscopique, le contact se faisant entre les deux atomes des surfaces. L'énergie dissipée au cours du frottement provoque un écoulement plastique qui conduit à la jonction entre les atomes. Lorsque la force de cisaillement, au cours de glissement, devient supérieure à la force de cohésion inter-atomique, des particules se détachent et forment des débris d'usure.

1.5.3.3 Corrosion : L'usure corrosive ou tribochimique intervient lorsque le frottement se produit dans un environnement réactif pour les matériaux en présence. Ce type de dégradation résulte d'une ou de plusieurs réactions chimiques sous l'effet d'agent corrosif (environnement, lubrifiant) et des contraintes mécaniques pendant le frottement. Suivant l'état structural superficiel, il se crée des oxydes réactionnels dépendant de l'environnement.

1.5.3.4 Par fatigue : L'usure par fatigue se manifeste par la création et la propagation de fissures, des écailles et des changements de structure métallurgique, selon des processus différents dépendant du type et de la nature de matériau considéré. Dans le cas des matériaux ductiles (matériaux métalliques ou polymères), la rupture par fissuration (ou par délamination) se produit en sous-couche, parallèle à la surface de frottement, dans les zones où les contraintes de cisaillement sont maximales. La répartition de ces contraintes est indiquée par la théorie de Hertz. Cela conduit à la formation d'écailles dans les zones de frottement. Pour les matériaux à comportement fragile, les fissures se produisent dans les zones les plus chargées en tension. On est en présence du dépassement d'un seuil de rupture. Elles se propagent perpendiculairement à la surface. L'usure par fissuration est favorisée par l'accroissement des contraintes mécaniques superficielles (normales et tangentielles) et, par la réactivité chimique de l'environnement étant moindre, qui est susceptible d'agir sur les processus de propagation de fractures.

1.5.4 L'usure d'un point de vue énergétique

On peut aborder les phénomènes tribologiques sous un aspect énergétique en considérant que le frottement est un processus dissipatif. Cette énergie dissipée en frottement est utilisée par différents processus qui peuvent conduire à l'usure. La figure I.8 illustre ces différents processus.

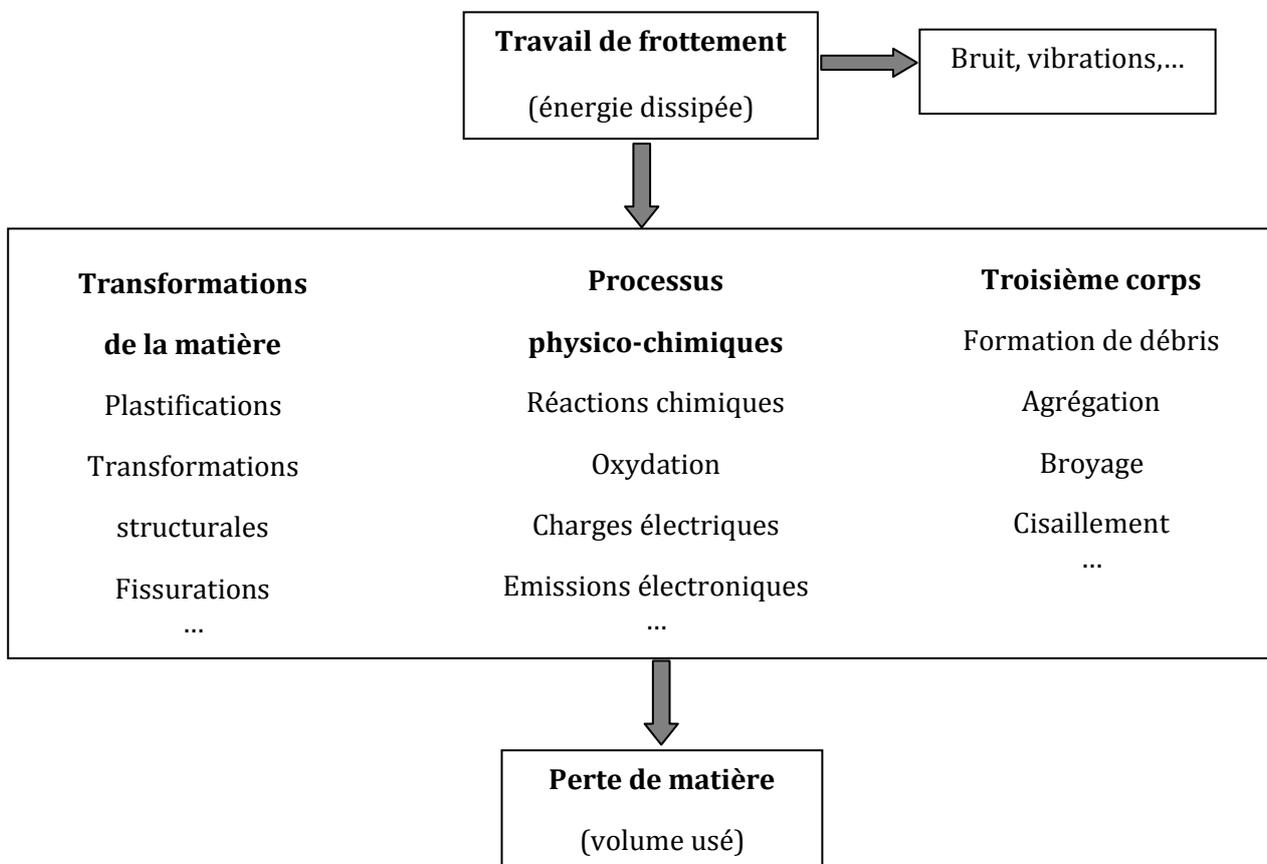


Figure I.8 : Dissipation d'énergie en frottement et la perte de matière.

Dans la pratique, nous observons toujours des transformations superficielles de structure sous l'effet du frottement. Les phases obtenues ont été étudiées dans de multiples situations et sur divers matériaux. Des travaux [9, 51] ont montré que la transformation de phase est associée à une certaine quantité d'énergie qui pouvant, par exemple, correspondre à l'activation de l'oxydation des surfaces.

I.5.5 Carte de température et carte d'usure

Le but de la tribologie est de prédire les endommagements et l'usure qui vont se produire et estimer la durée de vie d'un système frottant. Cela conduit à la notion de cartes, c'est un moyen aisé qui représente l'évolution des phénomènes avec des paramètres donnés à partir des considérations théoriques reposant sur de nombreuses hypothèses. Parmi les études intéressantes, nous notons celle de Lim et Ashby qui considèrent dans un premier temps les cartes de température ensuite les cartes d'usure. Ces cartes permettent de prévoir le comportement d'un contact. Denape et al [34] ont présenté une modélisation qui permet de tracer des cartes de températures représentant des réseaux d'isothermes pour les températures de surface et les températures éclair en fonction des paramètres de pression et de vitesse adimensionnés, pour un couple de contact pion disque de matériaux Acier-Acier, dans des conditions expérimentales données (Fig. I.9).

Kong et Ashby [52] ont donné les différentes applications de ces cartes dans le domaine de frottement. D'autres cartes aussi ont été développées et représentées sur un graphe en trois dimensions.

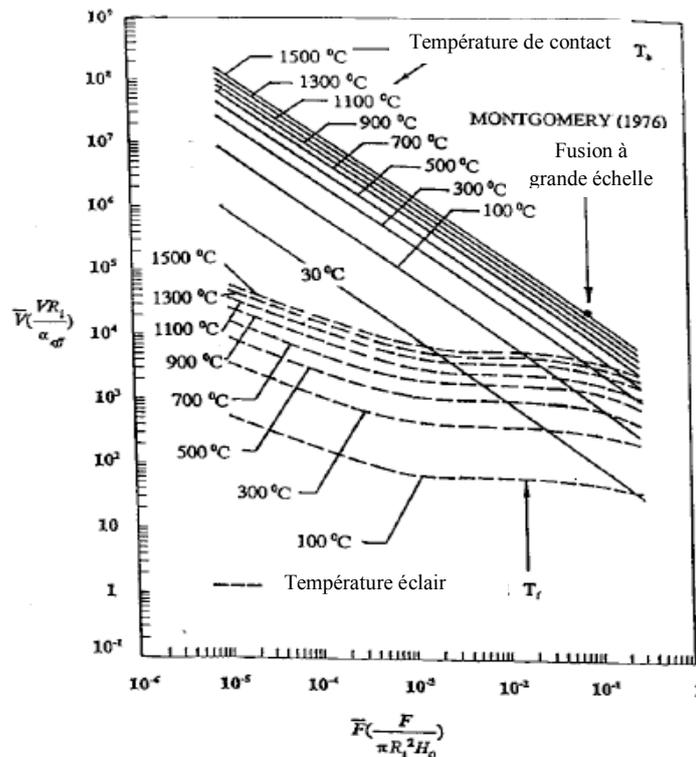


Figure I.9 : Carte de température obtenue pour un contact pion (Acier)-disque (Acier) [34].

I.6 Contact électrique glissant

Les contacts électriques glissants sont présents dans les différentes applications des composantes électromécaniques, les réseaux électrifiés des chemins de fer, les moteurs électriques,... A l'interface du contact se génère deux sources de chaleur : échauffement électrique par effet Joule et échauffement thermique par frottement. Rappelons que la chaleur de frottement est générée par glissement de deux solides en contact, mais la source électrique est créée par la résistance électrique de contact des deux aspérités.

I.6.1 Effet de passage du courant électrique dans un contact dynamique

Le passage du courant électrique à travers un contact glissant favorise l'échauffement des corps par dissipation d'énergie. La quantité de cette énergie générée dépend de la vitesse de glissement, des caractéristiques des matériaux en frottement et de l'intensité du courant traversant l'aire de contact.

I.6.1.1 Evolution de la température

Lorsque un contact dynamique, par glissement sous l'action d'une force tangentielle, l'interface dissipe l'énergie mécanique due au frottement et devient source de chaleur. Si on fait passer un courant électrique d'intensité I à travers le contact, dans ce cas, en plus de la dissipation de chaleur due au frottement s'ajoute la dissipation par effet joule. Les températures à l'interface augmentent dans le cas de forte charge et/ou de grandes vitesses et/ou en présence de courant électrique [53, 54].

I.6.1.2 Le frottement et l'usure

Le comportement en frottement et en usure dépend non seulement des matériaux en contact, mais aussi des films présents à l'interface. Ces phénomènes sont complexes, ils dépendent des conditions externes et varient largement d'un matériau à un autre. C'est pourquoi, le frottement et l'usure peuvent subir des variations similaires ou contradictoires. Contrairement au frottement, l'usure est un processus sensible qui peut varier pour de faibles changements dans les conditions d'expérience. Des études [53] ont montré que le courant électrique n'influe pas directement sur l'usure, mais il peut être la cause d'une haute élévation de température, ce qui provoque un adoucissement du métal le plus doux et une oxydation accrue à l'interface. Des travaux expérimentaux [54] ont confirmé que le passage du courant électrique à travers un contact dynamique carboné réduit le coefficient de frottement et le taux d'usure (Fig. I.10). D'après la référence [54], pour un couple Cuivre-Acier, par exemple, le passage du courant électrique engendre l'apparition des fluctuations dans le régime de stabilité. L'amplitude de ces fluctuations augmente avec le courant. La figure I.11 montre l'influence du passage de courant électrique sur l'évolution instantanée du coefficient de frottement en fonction du temps.

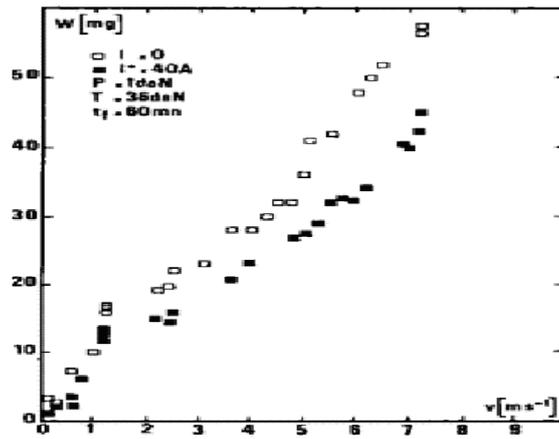


Figure I.10 : Usure de cuivre en fonction de la vitesse avec et sans passage de courant électrique [54].

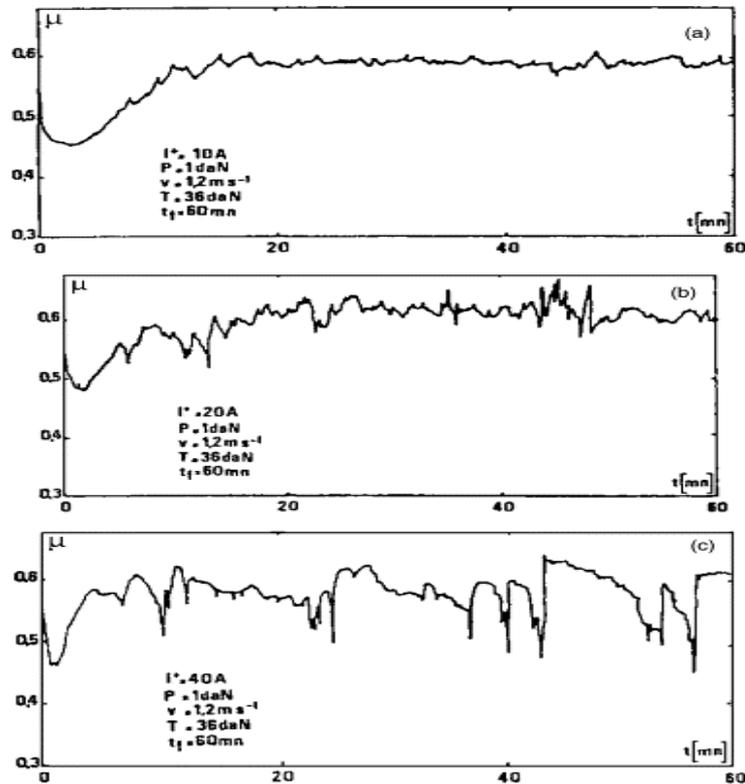


Figure I.11 : Influence de l'intensité du courant sur l'évolution du frottement en fonction du temps pour $V = 1.2$ m/s. (a) $I = 10$ A, (b) $I = 20$ A et (c) $I = 40$ A [54].

I.7 Conclusion

Nous avons présenté, dans ce chapitre, un aperçu bibliographique sur le phénomène de frottement qui s'articule sur les paramètres thermiques des contacts glissants en exposant des modélisations qui traitent le problème. Cependant, la quantité des travaux consacrés aux transferts thermiques des interfaces glissantes est faible, précisément sur le plan expérimental et ce, à cause de la complexité du phénomène. L'étude bibliographique a permis de mettre en évidence l'intérêt des travaux réalisés dans ce domaine.

Après avoir défini les paramètres thermiques d'interface, nous avons présenté dans cette analyse la détermination de la température et le flux de chaleur dans les solides en contact dynamique. Ensuite, nous avons défini les phénomènes de frottement et d'usure.

L'analyse des échanges thermiques qui ont été présentées dans ce chapitre témoigne le rôle important de la température dans le domaine de frottement. Comme la chaleur se produit dans plusieurs zones, l'analyse du transfert thermique reste un sujet complexe à étudier, notamment pour la considération du coefficient de partage.

Pour l'usure, beaucoup d'auteurs se sont intéressés à étudier le comportement tribologique des systèmes en frottement, peu de travaux, se sont orientés vers la thermique des dispositifs de friction pion-disque malgré que ce dernier est le plus utilisé dans les laboratoires de recherche. Cela prouve que la recherche dans ce domaine est d'actualité. Elle a fait l'objet de ce présent travail, qui traite le phénomène en couplage avec l'électricité. L'influence du passage du courant électrique sur l'évolution de certains paramètres thermiques tels que la température est présentée dans la dernière partie de ce chapitre.

Nous essayons par cette présente étude de proposer des moyens de calcul plus efficace pour résoudre les problèmes de contact dynamique. Des configurations géométriques similaires au dispositif pion-disque et d'autres ont été représentées et calculées en utilisant la méthode des éléments finis au moyen de code de calcul COMSOL MULTIPHYSICS®.

Chapitre II :

Phénomène de constriction thermique

Nomenclature

a	Demi-largeur du contact ou rayon moyen d'un tube de flux $[m]$
A	Aire de contact $[m^2]$
b	Demi-largeur du milieu semi-infini $[m]$
Bi	Nombre de Biot
C	Longueur de bande $[m]$
Fo	Nombre de Fourier
h	Coefficient de convection $[W.m^{-2}.K^{-1}]$
I	Courant électrique $[A]$
k	Conductivité thermique $[W.m^{-1}.K^{-1}]$
n	densité des points de contact
Pe	Nombre de Peclet
Q	Flux thermique $[W]$
q	Densité de flux $[W.m^{-2}]$
R_c	Résistance thermique de constriction $[K.W^{-1}]$
R_{TC}	Résistance thermique de contact $[K.W^{-1}]$
R_{CE}	Résistance électrique de contact, $[\Omega]$
T	Température $[K]$
t	Temps $[s]$
V	Voltage électrique $[V]$
x,y,z	Coordonnées cartésiennes $[m]$

Symboles grecs

α	Diffusivité thermique $[m^2.s^{-1}]$
ψ	Constriction adimensionnelle
ε	Rapport de constriction
σ	Résistivité surfacique $[\Omega.m^2]$

ρ Résistivité électrique [$\Omega.m$]

Indices

c Contact

s Superficielle

II.1 Introduction

Ce chapitre traite, du point de vue théorique, le problème de constriction thermique dans les contacts.

Dans la première étape, nous présentons une synthèse relative aux études faites sur le phénomène de résistance thermique pour différentes formes de sources de chaleur dans le cas des contacts : statique ou glissant, stationnaire et/ou transitoire avec et sans refroidissement en dehors de la zone de contact.

Dans la deuxième étape, nous développons une modélisation numérique de ce phénomène en utilisant la méthode des éléments finis, à l'aide d'un code de calcul, pour résoudre ce problème dans le cas d'un contact statique soumis à une source de chaleur de forme bande infinie avec différents rapports de constriction. Ce modèle numérique a été validé par une solution analytique qui existe dans la littérature.

A la fin de ce chapitre, une définition de la résistance électrique de contact a été présentée. Le but de ce chapitre est de présenter un calcul préalable de la résistance de constriction thermique d'un contact statique avant de passer au cas où la source de chaleur est mobile.

II.2 Résistance thermique de contact

Avant d'évoquer le phénomène de constriction, il est nécessaire de donner d'abord la définition de la résistance de contact thermique.

II.2.1 Résistance thermique en contact statique

En raison de l'irrégularité géométrique des surfaces et quelle que soit la force d'appui, la surface réelle de contact entre deux solides représente une faible fraction de la surface apparente. Bardon [3,55] montre que cette fraction est de l'ordre de 1% quand il s'agit de deux métaux en contact. Les irrégularités des surfaces en contact créent des espaces interstitiels occupés par un fluide, généralement un mauvais conducteur, qui forme une barrière thermique et perturbent les mécanismes d'échange à l'interface. La chaleur transmise entre les deux solides converge vers les zones de contact pour lesquelles les passages sont plus faciles (figure II.1). Ce phénomène résulte d'un allongement des lignes de flux et une striction des tubes de flux qui sont responsables de la résistance de contact. Cette notion est introduite pour modéliser la discontinuité interfaciale de température qui en résulte. Elle inclut les résistances thermiques de constriction des deux solides et la résistance thermique du milieu interstitiel. Ce paramètre physique a fait l'objet de nombreux travaux [55,57-61] classés selon la nature du régime thermique et du contact.

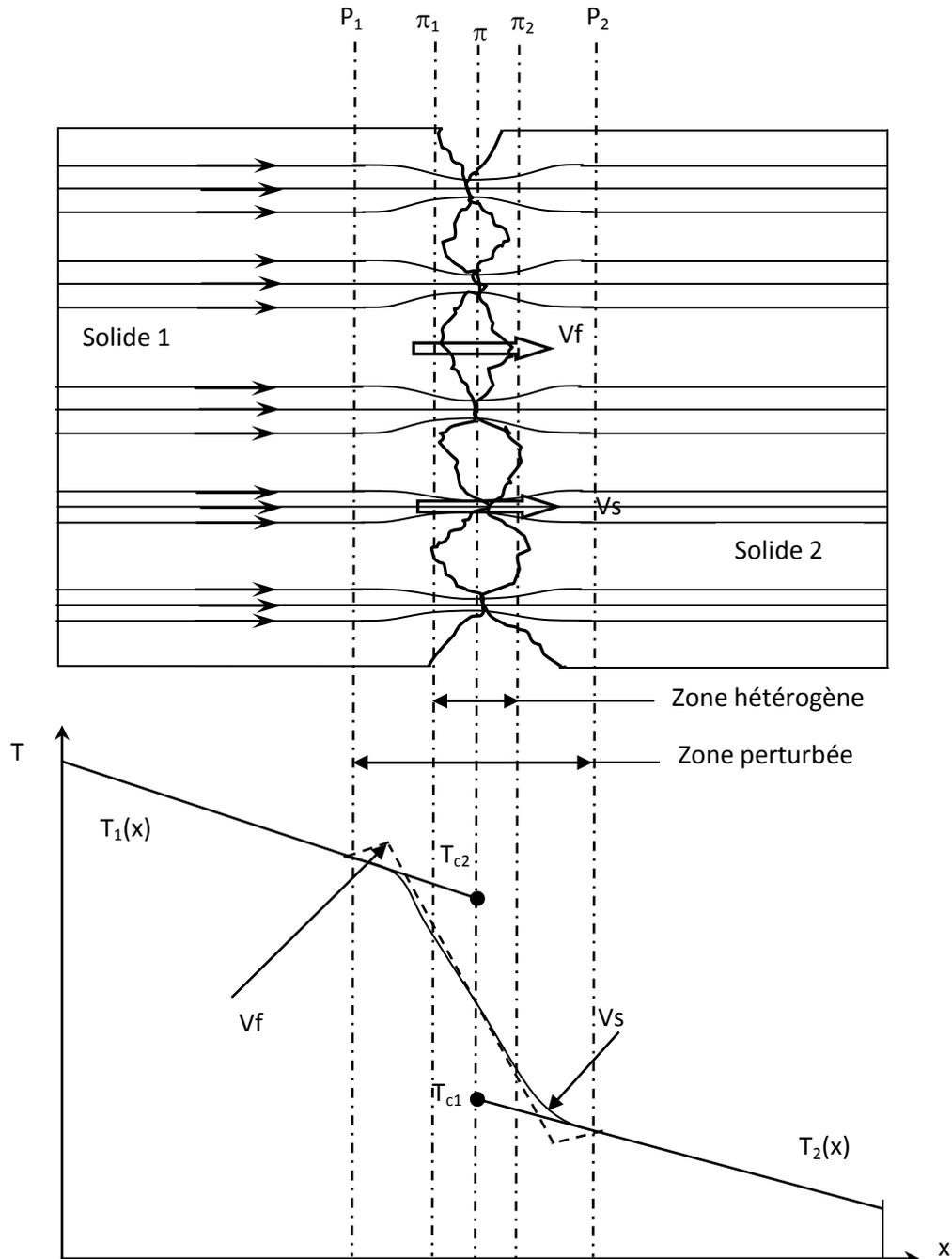


Figure II.1 : Définition de la résistance thermique de contact [55].

Considérons un contact entre deux solides avec un transfert thermique monodimensionnel et des conditions de température imposée au loin de l'interface dans chaque matériau (Fig. II.1). La différence de conductivité entre les deux voies de passage génère un champ de constriction dans une zone perturbée délimitée par les deux plans théoriques P_1 et P_2 , qui augmente localement la valeur de la résistance thermique traversée par le flux.

Pour calculer le champ de température en dehors de la zone perturbée (entre les plans π_1 et π_2), nous désignons des températures fictives T_{c1} et T_{c2} obtenues par extrapolation linéaire sur le plan π des champs de températures $T_1(x)$ et $T_2(x)$. Elles permettent d'écrire à l'interface :

$$R_{TC} = \frac{T_{c1} - T_{c2}}{Q} \quad (\text{II.1})$$

Q étant le flux de chaleur traversant l'interface. Cette approche de la thermique de l'interface reste valable en régime permanent à la condition que les épaisseurs des milieux en contact soient grandes devant celle de la zone perturbée. En régime transitoire, cette définition pourra être prise en compte dans le cas où le temps d'établissement du phénomène de constriction est très faible devant la constante de temps du système étudié, c'est-à-dire que l'inertie thermique de la zone perturbée peut être négligée. Dans le cas contraire, il faudra parler d'impédance de contact. Dans ce contexte, Laraqi [56] a proposé récemment une solution analytique qui permet de calculer l'impédance thermique d'un tube de flux en milieu semi-infini.

La résistance thermique de contact, associée aux solides statiques, a connu ces dernières décennies de nombreux développements tant sur le plan expérimental que théorique. La littérature est très abondante sur ce sujet [55,57-59]. Quelques références pertinentes sont proposées. De nombreuses études ont porté sur la détermination théorique des résistances thermiques de contact statique en régime permanent : Bardon [55], Négus et al [57], Laraqi et Bairi [58], Degiovanni et al [59].

D'autres auteurs se sont intéressés à l'étude des résistances thermiques de contact en régime périodique établi ou en régime transitoire : Laraqi [60], Bourouga et Bardon [61].

D'autres se sont intéressés à la résistance thermique en présence du film de revêtement : Négus et al [62], Antonetti et Yovanovich [63].

II.2.2 Modèles classiques de la Résistance Thermique de Contact en régime stationnaire

Quand la topographie des surfaces en contact est connue, la RTC peut être estimée à partir de modèles qui peuvent être classés en trois groupes.

Le premier type de modèle, représenté sur la figure II.2 considère une interface où les aires de contact élémentaires ont les mêmes dimensions et sont distribuées uniformément. L'espace interstitiel a partout la même épaisseur $\delta = \delta_1 + \delta_2$ (δ_1 et δ_2 sont les hauteurs moyennes des aspérités appartenant respectivement aux milieux 1 et 2).

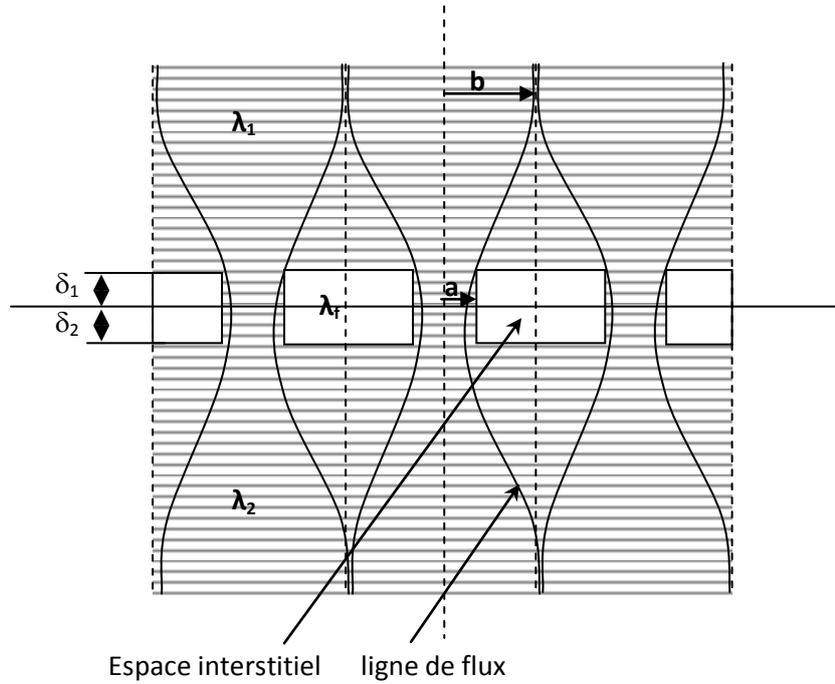


Figure II.2 : Schéma du modèle d'interface M1.

La résistance thermique de contact a deux composantes en parallèle. La première notée R_s concerne le passage de la chaleur par la voie solide-solide [64] :

$$R_s = \frac{1}{2a\lambda_s n} g\left(\frac{a}{b}\right) + \frac{2\delta}{\lambda_s n \pi a^2} \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right) \quad (\text{II.2})$$

Avec

- $\lambda_s = \frac{2\lambda_1\lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2}$;
- $\frac{1}{2a} g\left(\frac{a}{b}\right)$: fonction de constriction ;

La seconde composante de la résistance de contact notée R_f concerne le passage de la chaleur par voie solide-fluide. Elle s'écrit :

$$R_f = \frac{\delta_1 + \delta_2}{\lambda_f^n \Sigma} \quad (\text{II.3})$$

Avec

- δ_1 et δ_2 : hauteur des aspérités en contact appartenant respectivement aux milieux 1 et 2.
- $n \Sigma$: aire de contact ;
- λ_f^e : conductivité thermique équivalente du fluide interstitiel. Elle prend en compte les effets d'accommodation moléculaire et les échanges de chaleur par rayonnement à travers le milieu interstitiel.

La résistance de contact globale s'écrit finalement :

$$R_{TC} = \frac{R_s R_f}{R_s + R_f} \quad (\text{II.4})$$

Le second type de modèle considère deux constriction superposées : une à l'échelle microscopique et l'autre à l'échelle macroscopique (Fig. II.3). Dans ce modèle, les aires de contact élémentaires sont de même dimension et distribuées uniformément sur seulement certaines parties de l'interface [65].

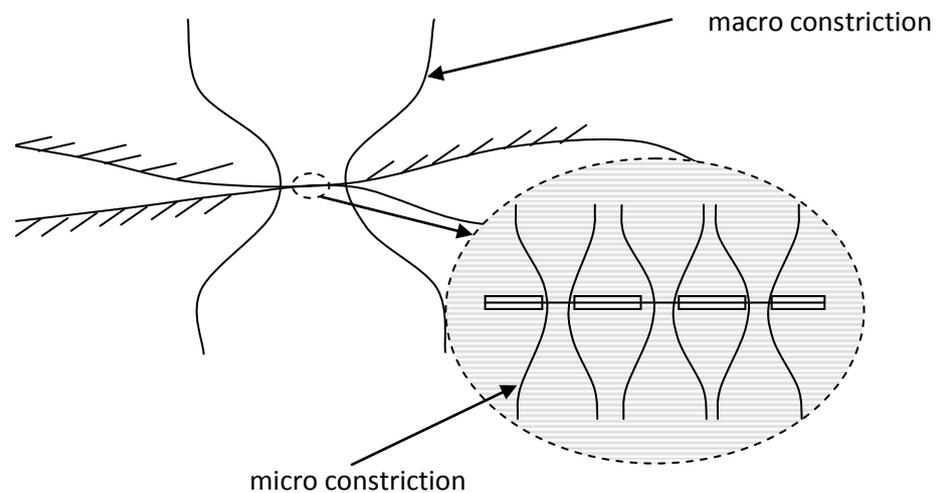


Figure II.3 : Schéma du modèle d'interface M2.

Enfin, les modèles de type statistique considèrent une interface où les aires de contact ont des dimensions différentes et sont distribuées suivant une loi statistique. Le modèle peut être réaliste si la connaissance des caractéristiques de l'interface est relativement précise, et si les lois statistiques sont appropriées [66,67].

II.2.3 Résistance thermique de contact glissant

Au cours d'un régime glissant établi, un phénomène de constriction dynamique est observable de part et d'autre de la zone de contact. La résistance thermique de contact glissant garde la même définition que la résistance thermique de contact statique. Le champ de température au voisinage de l'interface est extrapolé depuis les zones non perturbées afin de déterminer un saut de température et flux traversant l'interface. Le temps nécessaire pour atteindre l'établissement du régime est faible pour le cas des contacts glissants.

Le contact mobile diffère du contact statique en raison du mouvement relatif de l'un des deux solides par rapport à l'autre. Le mouvement a une influence certaine sur le phénomène de constriction thermique au niveau des microcontacts. En effet, Mazo et al [68] ont réalisé une étude expérimentale sur la résistance thermique de contact dans le cas d'une configuration de deux couronnes en frottement sec, l'une en métal, l'autre en plastique. Ils proposent une première loi d'atténuation de la résistance thermique de contact glissant par le mouvement. Ils ont trouvé que la résistance thermique de contact glissant est plus faible que celle mesurée en contact statique. Badie-Levet [69] a entrepris un peu plus tard dans la continuité de ce travail, une étude sur un contact acier-matière plastique. Il étudie l'influence de la vitesse, de la pression et de la température sur le frottement, le flux généré et la part qui participe à la chute de température. Dans le cas d'une aspérité circulaire, Bardou [3] a montré que l'atténuation de la résistance de constriction dépend du nombre de Péclet.

Un grand nombre de Péclet signifie que la vitesse de glissement prend une part très importante dans les échanges thermiques. Au contraire, quand le Péclet est faible, le contact glissant est considéré comme statique.

De nombreux modèles analytiques [4,5] et numériques [70] ont été développés dans le but de déterminer la résistance thermique de contact glissant. Les modèles proposés admettent le plus souvent que les aspérités en contact sont schématisées par des cylindres droits ou par d'autres formes.

Pour déterminer les expressions du facteur de génération de flux de chaleur, et la résistance thermique de contact glissant, Bardou [3] et Denape [34] ont proposé une approche physique en s'appuyant sur l'analyse des phénomènes de constriction au voisinage d'une interface mobile. Bardou [3] a schématisé le contact par un solide muni d'une aspérité. Il modélise la résistance thermique de contact glissant par l'association en parallèle de la résistance thermique du fluide interstitiel R_i et celle des milieux solides. Cette dernière est la résistance équivalente en série des résistances de constriction des deux solides et celle de l'aspérité. Denape [34] a déterminé la résistance de constriction glissante R_{cg} en faisant intervenir les résistances de constriction des deux solides R_{c1} et R_{c2} (Fig. II.4). La résistance thermique des aspérités R_s a été négligée devant la constriction. En notant T_s la température à l'interface théorique de contact et d'après le schéma analogique de la figure II.4, les transferts de chaleur dans la zone de constriction sont régis par les relations :

$$T_s - T_{s1} = R_{c1}\phi_1 \quad \text{et} \quad T_s - T_{s2} = R_{c2}\phi_2 \quad (\text{II.5})$$

$$\phi = \phi_1 + \phi_2 \quad (\text{II.6})$$

L'élimination de la température de contact T_s nous permet d'écrire les équations de couplage suivantes :

$$\phi_1 = \alpha\phi + \frac{T_{s2} - T_{s1}}{R_{cg}} \quad \text{et} \quad \phi_2 = (1 - \alpha)\phi + \frac{T_{s1} - T_{s2}}{R_{cg}} \quad (\text{II.7})$$

Avec

$$\alpha = \frac{R_{c2}}{R_{cg}} \quad \text{et} \quad R_{cg} = R_{c1} + R_{c2} \quad (\text{II.8})$$

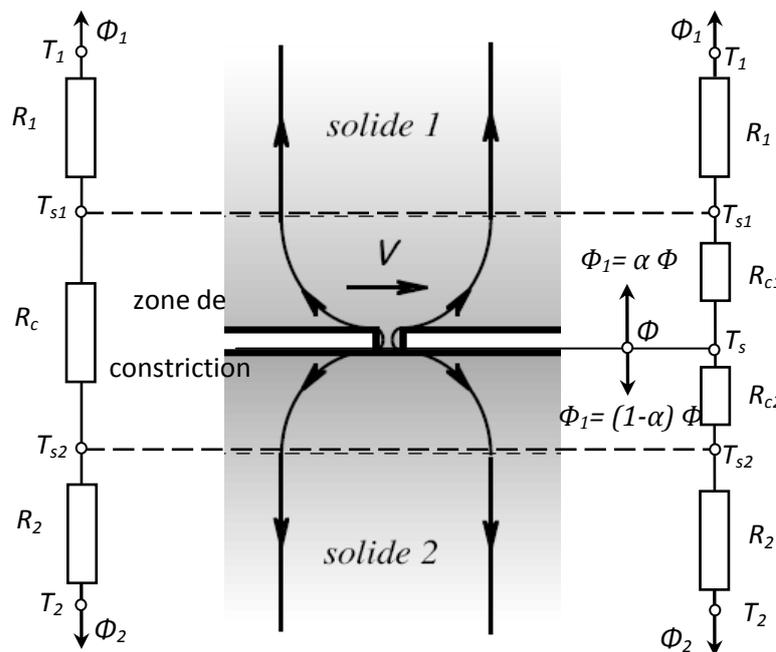


Figure II.4 : Schématisation d'un contact glissant imparfait [34].

Sur le plan expérimental, Vullierme et al [71] ont confirmé les observations faites par Mazo et al [68]. Ils ont étudié aussi l'influence de la vitesse de glissement entre deux matériaux en frottement sur la résistance thermique de contact. Ils ont montré théoriquement et expérimentalement que la résistance de contact diminue avec l'augmentation de la vitesse de glissement.

Briot, J. M. et al [72] ont traité en double approche : théorique et expérimentale, la conductance thermique de transport par roulement. La comparaison des deux modèles a montré que les valeurs calculées de la conductance thermique de transport restent trop élevées par rapport aux valeurs mesurées. Dans une autre étude [73], ils se sont intéressés à la vitesse de rotation et son influence sur la conductance thermique de transport.

Pour un contact pièce-outil pendant une opération de forgeage, Bourouga et al [74] ont validé par l'expérience l'hypothèse de la présence d'une résistance thermique de contact à l'interface pièce-outil qui ne dépend que de la déformation instantanée, donc elle est considérée comme un paramètre intrinsèque lié à la structure instantanée de l'interface et non au temps de forgeage. Les mêmes auteurs ont proposé, dans un autre travail [75], un modèle de résistance thermique de contact dynamique, ils ont choisi comme première application : l'interface pièce-outil de forgeage. Ce modèle a permis d'estimer la RTC instantanée.

II.3 Phénomène de constriction

D'après la définition précédente, la notion de la résistance thermique de contact est fondée sur le phénomène de constriction. Dans le cas d'une diffusion thermique unidirectionnelle entre deux solides en contact imparfait, les lignes de flux sont rectilignes. Un ensemble de lignes de flux voisines forme un tube qu'on appelle tube de flux de chaleur. La constriction thermique se manifeste après une variation brusque de la section droite du tube de flux. Le rétrécissement de la section droite du tube de flux au niveau de la diffusion à travers une interface de contact imparfait.

Sur la figure II.5 est représenté un milieu infini composé de deux milieux semi-infinis homogènes et isotropes. Ils sont limités par un plan normal à l'axe 'ox'. Ce plan est supposé muni d'une isolation thermique excepté sur un cercle de centre O et de rayon a, normal à 'ox'.

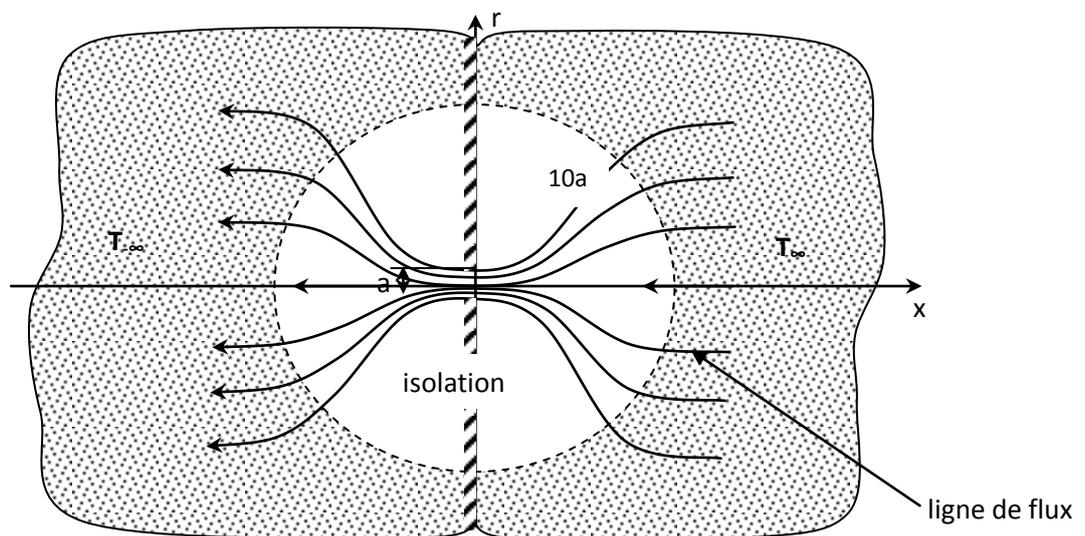


Figure II.5 : Constriction en milieu semi-infini.

De nombreuses études ont porté sur la détermination théorique de la résistance de constriction d'un contact statique en régime permanent, Yovanovich [76] a développé une expression générale pour la détermination de la résistance thermique de constriction d'un contact circulaire soumis à différentes distributions de flux de chaleur.

Carslaw et al [2] ont proposé une solution pour une source de chaleur rectangulaire avec un flux constant, elle est de la forme :

$$k\sqrt{AR}_c = \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\pi} \left\{ \sinh^{-1}\left(\frac{1}{\varepsilon}\right) + \frac{1}{\varepsilon} \sinh^{-1}\varepsilon + \frac{\varepsilon}{3} \left[1 + \frac{1}{\varepsilon^3} - \left(1 + \frac{1}{\varepsilon^2}\right)^{3/2} \right] \right\} \quad (\text{II.12})$$

Schneider en 1978 [77] a présenté une corrélation pour la détermination de la résistance de constriction adimensionnelle dans le cas d'une source de chaleur rectangulaire avec une température constante, pour $1 \leq a/b \leq 4$, la corrélation est :

$$k\sqrt{AR}_c = \sqrt{\frac{a}{b}} \left[0.06588 - 0.00232 \left(\frac{a}{b}\right) + \frac{0.6786}{a/b + 0.8145} \right] \quad (\text{II.13})$$

a/b est le rapport entre la longueur et la largeur de la source.

Dans le cas d'une source de chaleur carrée en semi-infini, Mikic et al [78] présentent la relation suivante qui permet de calculer la résistance de constriction adimensionnelle :

$$k\sqrt{AR}_c = \frac{2}{\pi^3 \varepsilon} \left[\sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sin^2 m \pi \varepsilon}{m^3} + \frac{1}{\pi^2 \varepsilon^2} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin^2 m \pi \varepsilon \sin^2 n \pi \varepsilon}{m^2 n^2 \sqrt{m^2 + n^2}} \right] \quad (\text{II.14})$$

Negus et al [57] ont proposé une corrélation pour le calcul de ψ dans le même cas,

$$k\sqrt{AR}_c = 0.47320 - 0.62075\varepsilon + 0.1198\varepsilon^3 \quad (\text{II.15})$$

Pour $0 \leq \varepsilon \leq 0,5$, cette approximation donne des résultats avec une erreur maximale de 0,3%. Les mêmes auteurs ont proposé une autre corrélation pour le cas d'une aire de contact circulaire soumis à un flux de chaleur uniforme et un rapport de constriction ε compris entre 0 et 0,9 :

$$k\sqrt{AR}_c = 0.47980 - 0.62498\varepsilon + 0.11789\varepsilon^3 - 0.000071\varepsilon^5 + 0.02582\varepsilon^7 \quad (\text{II.16})$$

Pour un tube de flux, la résistance de constriction prend la forme suivante :

$R_c = \frac{\psi}{4ka}$ avec ψ est la résistance de constriction adimensionnelle, elle dépend de la condition à la limite.

En semi infini, pour une température imposée au niveau du contact, $\psi = 1$; un flux imposé, $\psi = 1.08076$.

Il existe aussi des corrélations qui déterminent la constriction adimensionnelle, elles dépendent du rapport de constriction $\varepsilon = \frac{a}{b}$.

Le tableau suivant représente les différentes corrélations pour un contact isotherme ou isoflux [79-81] :

Modèles		Corrélation
T = Constante	Cooper et al.	$\psi = (1 - \varepsilon)^{1.5}$
	Roess	$\psi = 1 - 1.4093\varepsilon + 0.2959\varepsilon^3 + 0.0525\varepsilon^5$ $+ 0.021041\varepsilon^7 + 0.0111\varepsilon^9$ $+ 0.0063\varepsilon^{11}$
	Mikic-Rohsenow	$\psi = 1 - \frac{4}{\pi} \varepsilon$
	Gibson	$\psi = 1 - 1.4092\varepsilon + 0.3381\varepsilon^3 + 0.0679\varepsilon^5$
	Négus-Yovanovich	$\psi = 1 - 1.4098\varepsilon + 0.3441\varepsilon^3 + 0.0431\varepsilon^5 + 0.0227\varepsilon^7$
$\Phi =$ Constant	Négus-Yovanovich	$\psi = 1.0876 - 1.41042\varepsilon + 0.26604\varepsilon^3 + 0.00016\varepsilon^5$ $+ 0.058266\varepsilon^7$

Tableau II.1 : différentes corrélations pour un contact isotherme ou isoflux.

Turyk et al [82] ont proposé des solutions analytiques pour le cas d'un tube de flux avec, comme condition aux limites, un flux de chaleur imposé au niveau de contact. Ils ont étudié les deux régimes stationnaire et transitoire. Ces solutions sont valables pour le cas où $0,01 \leq \varepsilon \leq 0,8$.

En stationnaire :

$$\psi = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{16}{\pi \varepsilon} \frac{J_1^2(\lambda_i b \varepsilon)}{(\lambda_i b)^3 J_0^2(\lambda_i b)} \quad (\text{II.17})$$

En transitoire :

$$\psi = \frac{16}{\pi \varepsilon} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{j_1^2(\lambda_i b \varepsilon) \operatorname{erf}(\lambda_i b \varepsilon \sqrt{Fo})}{(\lambda_i b)^3 j_0^2(\lambda_i b)} \quad (\text{II.18})$$

Pour un milieu semi-infini ($\varepsilon \ll 0,01$), une autre solution a été citée par les mêmes auteurs, elle a été trouvée par Beck, en régime stationnaire, elle est donnée par :

$$\psi = \frac{8}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{J_1^2(\lambda a) d(\lambda a)}{(\lambda a)^2} \quad (\text{II.19})$$

En transitoire

$$\psi = \frac{8}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{J_1^2(\lambda a) \operatorname{erf}(\lambda a \sqrt{Fo}) d(\lambda a)}{(\lambda a)^2} \quad (\text{II.20})$$

Mais l'intégrale dans cette dernière solution présente une difficulté pour la calculer. C'est la raison pour laquelle très récemment, Laraqi [56] a présenté une solution pour l'intégrale de Beck, elle est sous la forme suivante :

$$\psi = \frac{4}{\pi} \left[\frac{8}{3\pi} + 2 \sqrt{\frac{Fo}{\pi}} - 2 \sqrt{\frac{Fo}{\pi}} e^{\frac{1}{2Fo}} \left[\left(1 + \frac{2}{3Fo}\right) I_0\left(\frac{1}{2Fo}\right) + \left(\frac{1}{3} + \frac{2}{3Fo}\right) I_1\left(\frac{1}{2Fo}\right) \right] \right] \quad (\text{II.21})$$

En contact dynamique, plusieurs auteurs se sont intéressés au frottement d'une aspérité sur une surface et à la détermination de la résistance de constriction. Laraqi [4] propose une solution analytique qui détermine la constriction en stationnaire d'une source mobile carrée de côté a avec des conditions adiabatiques, il l'avait trouvé après le développement de l'équation de Jaeger [1] en semi-infini. Il a montré que la résistance de constriction diminue quand la vitesse de glissement augmente. Le même auteur propose ensuite une corrélation qui permet de calculer ψ_c avec une erreur relative inférieure à 2%. Elle est donnée par :

$$\psi = \frac{0.4732(1 - e^{-c})}{c} (1 + 0.6777(1 - e^{-c}) - 0.7257(1 - e^{-c})^2) \quad (\text{II.22})$$

Avec : $c = 0.629\sqrt{V^*}$ et V^* est la vitesse de glissement réduite.

Laraqi [60] donne l'expression de la constriction tridimensionnelle en tenant compte de l'interaction entre aspérités et de leur forme géométrique (Figure II.6). L'auteur introduit des paramètres adimensionnels $\varepsilon_x = d/L$, $\varepsilon_y = b/L$, $\varepsilon = \sqrt{A_r/A_a} = \sqrt{\varepsilon_x \varepsilon_y}$ et $V^* = \frac{2VL}{\alpha}$ pour donner l'expression analytique de la résistance de constriction adimensionnelle sous la forme :

$$\begin{aligned} \psi_c = & \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\varepsilon_y \sin^2(p\pi\varepsilon_x)}{\sqrt{2}\varepsilon\varepsilon_x(p\pi)^3} \sqrt{\frac{1}{1 + \left(\frac{V^*}{2p\pi}\right)^2} + \frac{1}{1 + \left(\frac{V^*}{2p\pi}\right)^2}} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\varepsilon_x \sin^2(n\pi\varepsilon_y)}{\varepsilon\varepsilon_y(n\pi)^3} \\ & + \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sqrt{2} \sin^2(p\pi\varepsilon_x) \sin^2(n\pi\varepsilon_y)}{\varepsilon^3 (p\pi)^2 (n\pi)^2 \sqrt{(p\pi)^2 + (n\pi)^2}} \\ & \times \sqrt{\frac{1}{\sqrt{1 + [V^* p\pi/2][(p\pi)^2 + (n\pi)^2]}^2} + \frac{1}{1 + [V^* p\pi/2][(p\pi)^2 + (n\pi)^2]}^2}} \end{aligned} \quad (\text{II.23})$$

Cette configuration permet de traiter de nombreuses géométries de contact, allant de la source ponctuelle unique jusqu'aux sources carrées multiples en passant par les sources bandes.

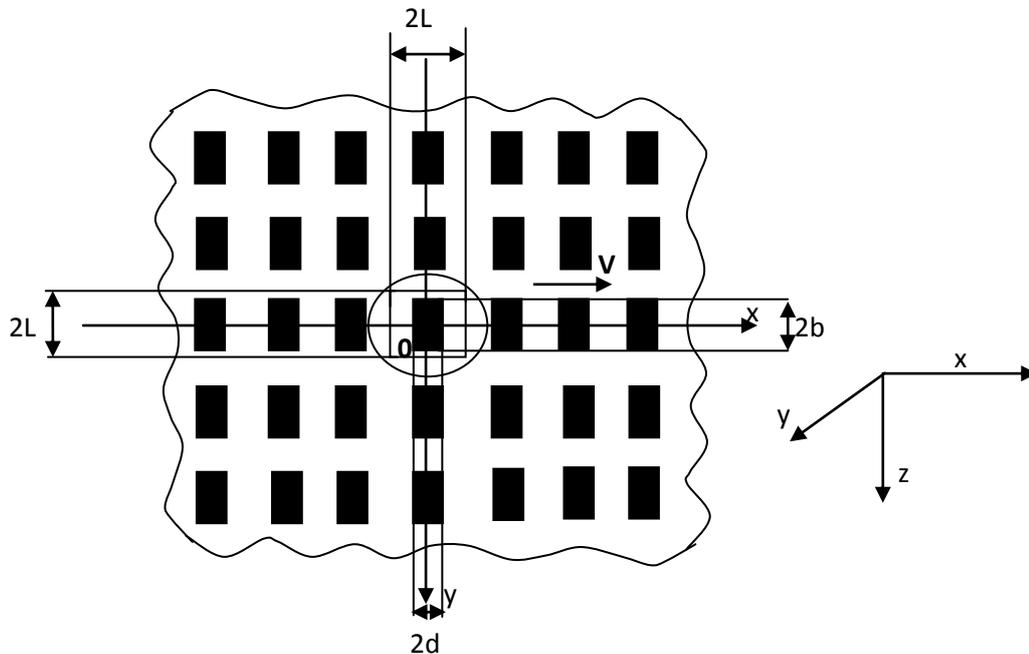


Figure II.6 : Géométrie de l'étude [60].

Dans une approche en volumes finis, Salti et al [70] ont étudié numériquement l'effet de la hauteur de l'aspérité sur la résistance thermique de contact glissant en régime établi, en considérant une distribution périodique d'aspérités. La configuration étudiée correspond à celles étudiées expérimentalement dans la littérature à partir de surfaces présentant des macro-aspérités. D'autres résultats ont été validés par la solution analytique de la référence [60].

Dans des travaux plus récents, Bauzin [83,84] a étudié la validation d'un modèle de contact glissant sec et l'identification expérimentale des paramètres thermiques qui le gouvernent. Ceux-ci sont : le flux généré par frottement, la résistance thermique de contact glissant et le coefficient de partage intrinsèque.

Tian et al [21] ont proposé une simple corrélation pour le calcul de la température moyenne de contact d'un milieu semi-infini soumis à une source de chaleur mobile de forme circulaire en régime stationnaire, elle est utilisée pour déterminer la constriction adimensionnelle.

Pour le même cas, un autre travail a été réalisé par Laraqi [27] où il a développé une solution analytique exacte qui permet de déterminer la constriction adimensionnelle. La solution est basée sur les fonctions de Bessel et les fonctions hypergéométriques, elle est exprimée par :

$$\psi = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \epsilon_m [Pe^2 I_{m+1}^2(Pe) D_1 + 2Pe I_{m+1}(Pe) I_m(Pe) D_2 + I_m^2(Pe) D_3] \quad (\text{II.24})$$

Au plan théorique, des modèles basés sur l'étude du phénomène de constriction thermique [85-89] en contact statique ou glissant pour de différentes formes de sources de chaleur ont été développés.

II.3.1 Etude de la résistance thermique de constriction pour un contact statique soumis à une source de chaleur en bande

La constriction thermique peut être visualisée comme montre la figure II.7 et est définie par [5,57, 80-82,90] :

$$R_c(t) = \frac{\bar{T}_c(t) - \bar{T}_{z=0}(t)}{Q(t)} \quad (\text{II.25})$$

Où $\bar{T}_c(t)$ est la température moyenne de contact, $\bar{T}_{z=0}(t)$ est la température moyenne sur le plan de contact $z=0$, $Q(t)$ est le flux total traversant l'aire de contact.

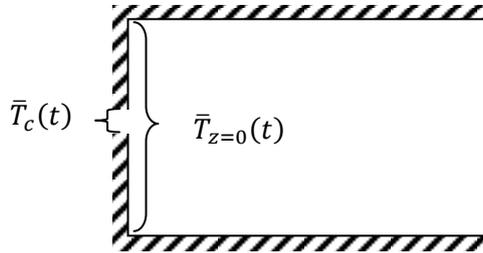


Figure II.7 : Circuit de la résistance de constriction.

Dans ce cas, la constriction adimensionnelle ψ est définie par [80,82]:

$$\psi(t) = kR_c(t) \quad (\text{II.26})$$

II.3.2 Solutions analytiques pour la résistance de constriction

Il existe plusieurs solutions analytiques utilisées pour le calcul de la constriction adimensionnelle stationnaire ou transitoire. Turyk et Yovanovich [82] ont proposé pour le cas d'une source en bande, deux solutions avec un flux imposé au niveau de contact comme condition aux limites, elles sont aussi en fonction du paramètre ϵ .

En stationnaire, la constriction est donnée par :

$$\psi = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sin^2(m\pi\epsilon)}{\pi^3 \epsilon^2 m^3} \quad (\text{II.27})$$

En transitoire, elle est exprimée par:

$$\psi = \frac{1}{\pi^3 \varepsilon^2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sin^2(m\pi\varepsilon)}{m^3} \operatorname{erf}(m\pi\varepsilon\sqrt{Fo}) \quad (\text{II.28})$$

Elles sont valables pour un rapport de constriction ε compris entre 0,01 et 0,9.

II.3.3 Modélisation thermique d'un contact statique

Considérant une source de chaleur en bande infinie de largeur $2a$ initialement à une température T_i . La température dans la zone éloignée est maintenue égale à T_i . La source génère un champ de température transitoire défini par le modèle suivant :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{II.29})$$

$$-k \frac{\partial T}{\partial z} = \begin{cases} q & -a \leq x \leq +a \\ h[T_{\infty} - T] & x < -a \text{ et } x > +a \end{cases} \quad z = 0 \quad (\text{II.30})$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad \begin{cases} x = -b \\ x = +b \end{cases} \quad \text{pour } 0 < z < \infty \quad (\text{II.31})$$

$$T(x, z, t) = T_i \quad \text{quand } z \rightarrow \infty \quad (\text{II.32})$$

$$T(x, z, t) = T_i \quad \text{à } t = 0 \quad (\text{II.33})$$

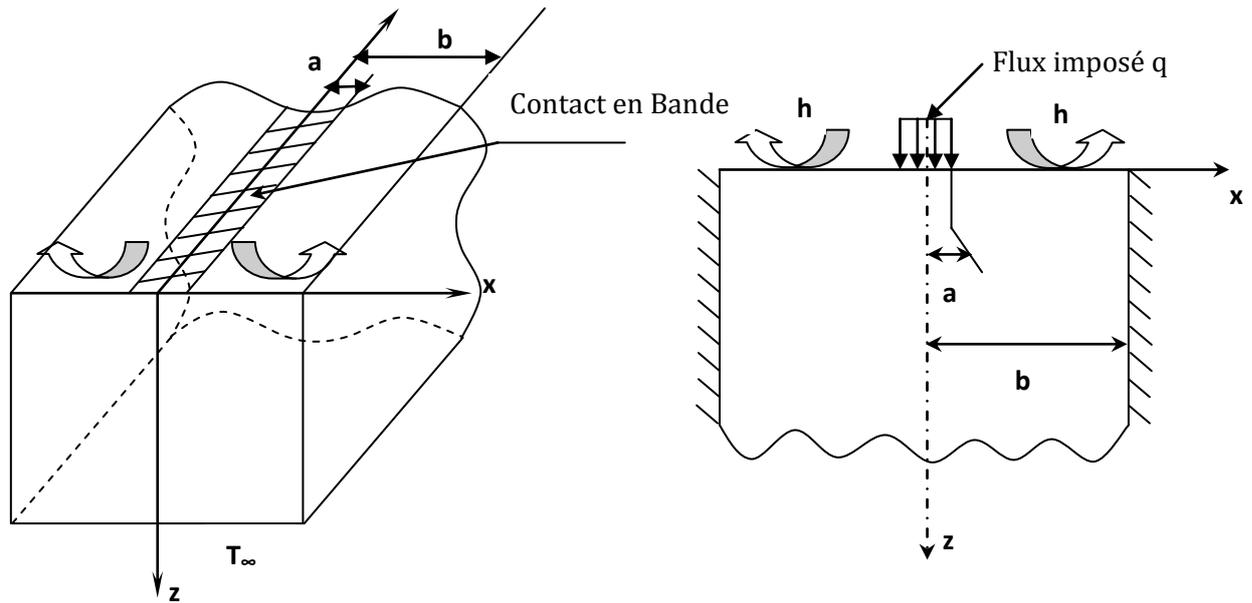


Figure II.8 : Modèle thermique d'un corps soumis à une source de chaleur en bande.

II.3.3.1 Régime stationnaire

Avant de résoudre le problème, le système d'équations a été adimensionné par rapport à une longueur caractéristique, ensuite il a été résolu numériquement en utilisant la méthode des éléments finis, à l'aide du code de calcul commercial COMSOL MULTIPHYSICS®. Un maillage fin et progressif a été adopté afin de limiter le temps de calcul et avoir des résultats avec une grande précision et une erreur minimale par rapport à ceux obtenus analytiquement. Les résultats de comparaison sont présentés dans le tableau suivant :

ε	ψ		Erreur (%)
	Numérique	Référence [82]	
0,01	1,3583	1,3583	0,000
0,1	0,6260	0,6263	0,047
0,2	0,4078	0,4083	0,122
0,3	0,2831	0,2836	0,176
0,4	0,1980	0,1984	0,352
0,5	0,1353	0,1357	0,294
0,6	0,0880	0,0882	0,226
0,7	0,0520	0,0521	0,192
0,8	0,0255	0,0255	0,000
0,9	0,0077	0,0077	0,000

Tableau II.2 : Comparaison de la constriction thermique entre la solution analytique et le modèle numérique.

II.3.3.2 Régime transitoire

En régime transitoire, la solution analytique utilisée pour notre calcul, est celle proposée par Turyk et Yovanovich, elle n'est pas valable pour le cas d'un milieu semi-infini d'où le rapport de constriction est trop faible. La comparaison a donné les valeurs consignées dans le tableau II.3 qui montre la variation de la constriction adimensionnelle en fonction du temps, pour différents rapports de constriction.

	$\varepsilon=0,01$		$\varepsilon=0,1$		$\varepsilon=0,2$		$\varepsilon=0,3$		$\varepsilon=0,4$		$\varepsilon=0,5$	
	Numér	Analy	Numér	Analy	Numér	Analy	Numér	Analy	Numér	Analy	Numér	Analy
10^{-5}	0,0018	0,0018	0,0019	0,0016	0,0022	0,0014	0,0021	0,0012	0,0021	0,0011	0,0016	0,0009
10^{-4}	0,0053	0,00556	0,0049	0,0050	0,0046	0,0045	0,0041	0,0039	0,0037	0,0034	0,0030	0,0028
10^{-3}	0,0171	0,0175	0,0154	0,0159	0,0137	0,0141	0,0120	0,0123	0,0103	0,0105	0,0085	0,0088
10^{-2}	0,0544	0,0542	0,0491	0,0486	0,0430	0,0435	0,0375	0,0379	0,0319	0,0322	0,0267	0,0266
10^{-1}	0,1614	0,1607	0,1452	0,1446	0,1274	0,1268	0,1095	0,1089	0,0916	0,0911	0,0739	0,0733
10^0	0,4061	0,4041	0,3537	0,3533	0,2975	0,2969	0,2410	0,2405	0,1850	0,1846	0,1326	0,1323
10^1	0,7377	0,7368	0,5775	0,5762	0,4068	0,4068	0,2836	0,2836	0,1984	0,1984	0,1357	0,1357
10^2	1,0616	1,0623	0,6260	0,6262	0,4083	0,4082	0,2836	0,2836	0,1984	0,1984	0,1357	0,1357
10^3	1,308	1,3066	0,6263	0,6262	0,4083	0,4082	0,2836	0,2836	0,1984	0,1984	0,1357	0,1357
10^4	1,3583	1,3583	0,6263	0,6262	0,4083	0,4082	0,2836	0,2836	0,1984	0,1984	0,1357	0,1357

Tableau II.3 : Comparaison entre nos résultats et ceux de [82] pour $0,01 \leq \varepsilon \leq 0,8$.

-Discussion des résultats

Les tableaux précédents regroupent la comparaison entre notre solution numérique et les autres solutions qui existent dans la littérature. Elles montrent une bonne concordance entre les résultats, cela signifie que la méthode numérique des éléments finis a la capacité de garder ces variations avec une grande précision. Cette confrontation des résultats nous a permis la validation de notre modèle numérique et, par la suite, l'utiliser pour étudier l'influence de la convection sur l'évolution de la température ainsi que la résistance de constriction. Les valeurs du tableau (en gras) présentent l'établissement du régime stationnaire de la résistance de constriction. Selon la référence [82], l'état stationnaire dans ce cas est atteint quand le temps de stabilité est approximativement $t_{ss} = (3,8/(\pi\varepsilon))^2$. La constriction transitoire atteint sa valeur stationnaire à partir de $t_{ss} \leq 10^2$ pour des rapports de constriction $\varepsilon \geq 0,1$. Aussi, le temps d'établissement au régime stationnaire diminue avec l'augmentation de ε .

II.3.4 Influence du refroidissement

Nous avons effectué un refroidissement hors de la zone de contact, cela est matérialisé par le nombre de Biot. Nous étudierons l'évolution de la constriction thermique en fonction du rapport des surfaces en présence de la convection ainsi que la variation de la température de surface. Les figures suivantes représentent la variation de ψ et de la température en stationnaire ainsi qu'en transitoire, pour un milieu soumis à une source de chaleur statique en forme d'une bande.

II.3.4.1 Régime stationnaire

a) Résistance de constriction

La figure II.9 représente la variation de la résistance de constriction en fonction du rapport de constriction ε pour les différentes valeurs de Bi qui sont : 0, 0,1, 1, 5 et 10. En observant les courbes de cette figure, on remarque que la résistance de constriction adimensionnelle

diminue avec l'augmentation du nombre de Bi pour les premières valeurs du rapport de constriction ($\varepsilon \leq 0,3$). Au-delà de cette valeur, le refroidissement n'a presque aucune influence sur la variation de la résistance de constriction thermique, et l'évolution de cette dernière tend vers ses valeurs observées dans le cas sans convection. Ce résultat signifie que pour une aire de contact plus importante, l'influence du refroidissement sur l'évolution de la constriction diminue fortement.

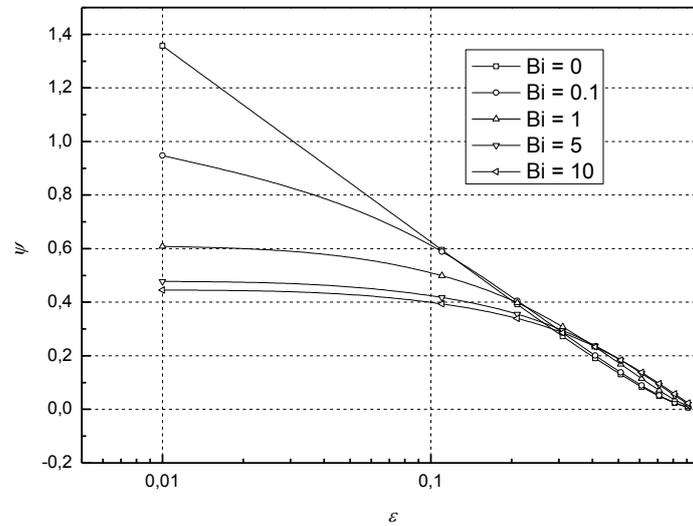


Figure II.9 : Constriction thermique en fonction de ε pour différentes valeurs de Bi.

Dans ces conditions, nous proposons une corrélation qui nous permet de calculer la résistance de constriction adimensionnelle en fonction du rapport de constriction ε pour différentes valeurs de Bi. Elle est définie sous la forme suivante:

$$\psi = A\varepsilon^B + C \quad (\text{II.34})$$

Où A, B et C sont des nombres constants et varient avec le nombre de Bi, leurs valeurs sont présentées dans le tableau suivant :

Bi	A	B	C
0	3,953	-0,0657	-3,99
0,1	-1,641	0,2085	1,585
1	-0,7221	0,5932	0,6687
5	-0,5289	0,8048	0,4981
10	-0,4831	0,8549	0,4606

Tableau II.4 : Valeurs des constantes A, B et C en fonction de Bi.

b) Température de surface

Nous présentons sur les figures II.10-II.12 les cartographies des températures de la surface de contact pour différent rapport de constriction, en présence de convection et en dehors de la zone de contact. Nous observons sur ces figures que l'élévation du nombre de Bi provoque une diminution de la température au niveau du contact, cela montre l'effet significatif du refroidissement sur l'évolution de cette température. En comparant les différentes cartographies, nous constatons que l'influence du refroidissement devient moins importante quand nous augmentons l'aire de contact.

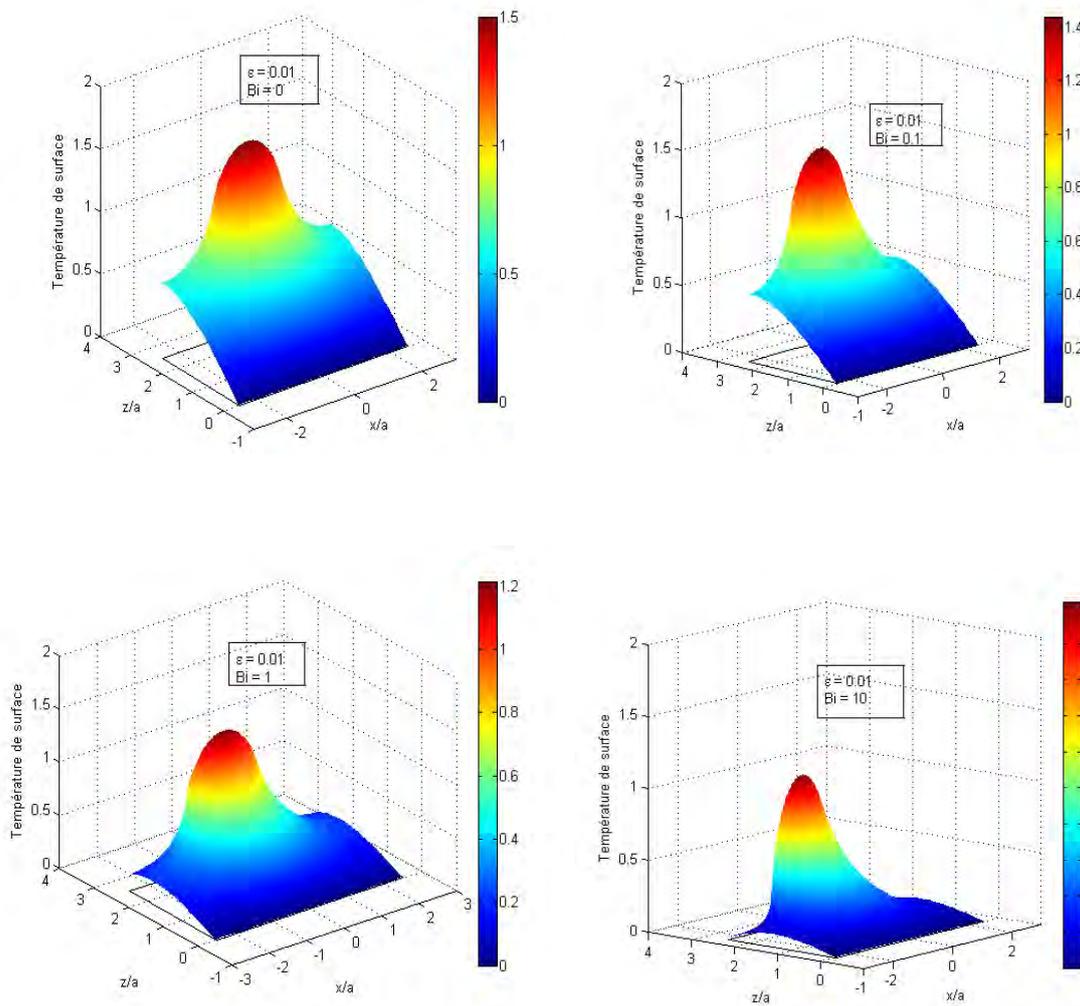


Figure II.10 : Cartographies thermiques pour $\epsilon = 0,01$ et quatre valeurs de Bi.

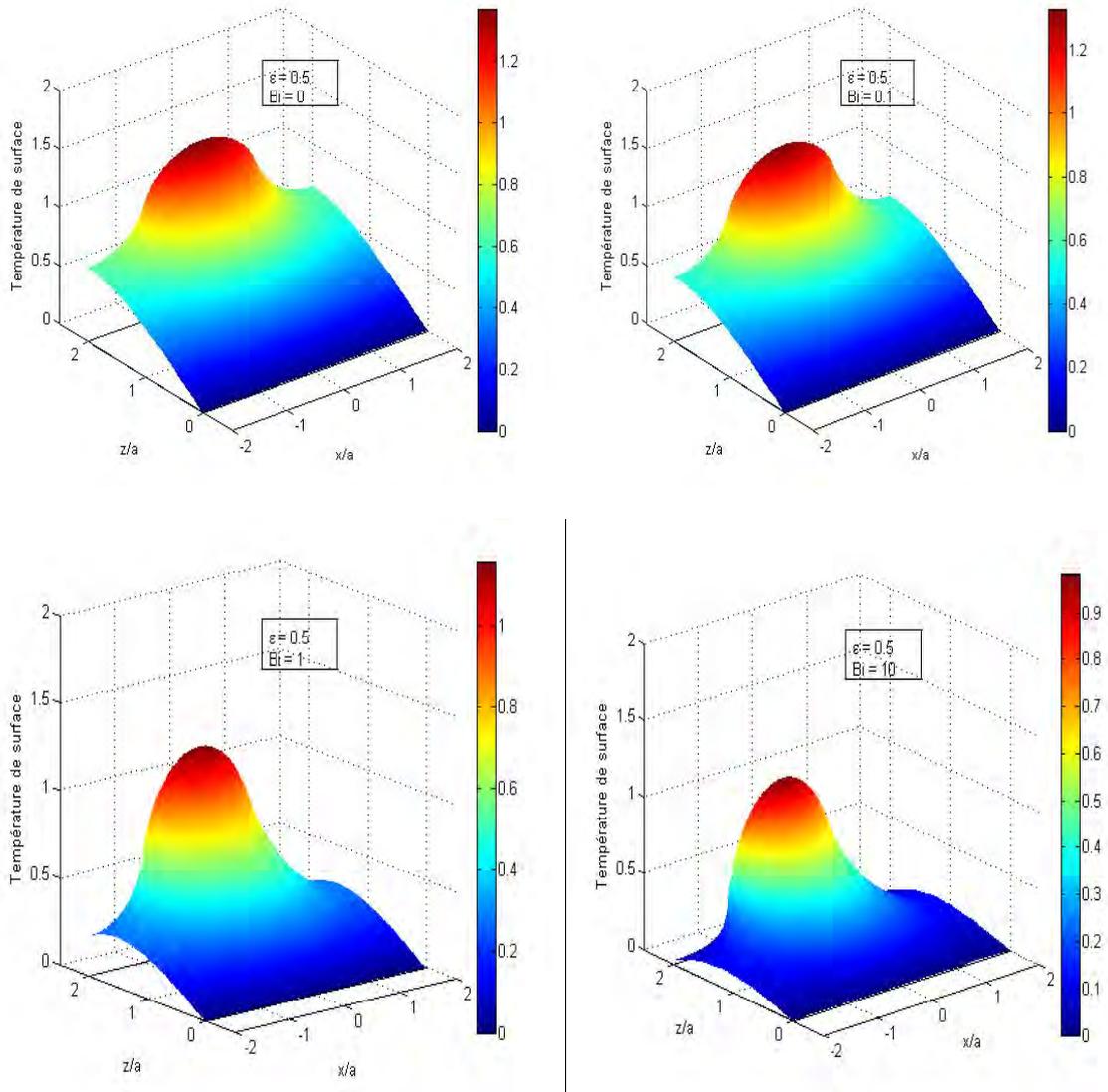


Figure II.11 : Cartographies thermiques pour $\epsilon = 0,5$ et quatre valeurs de Bi.

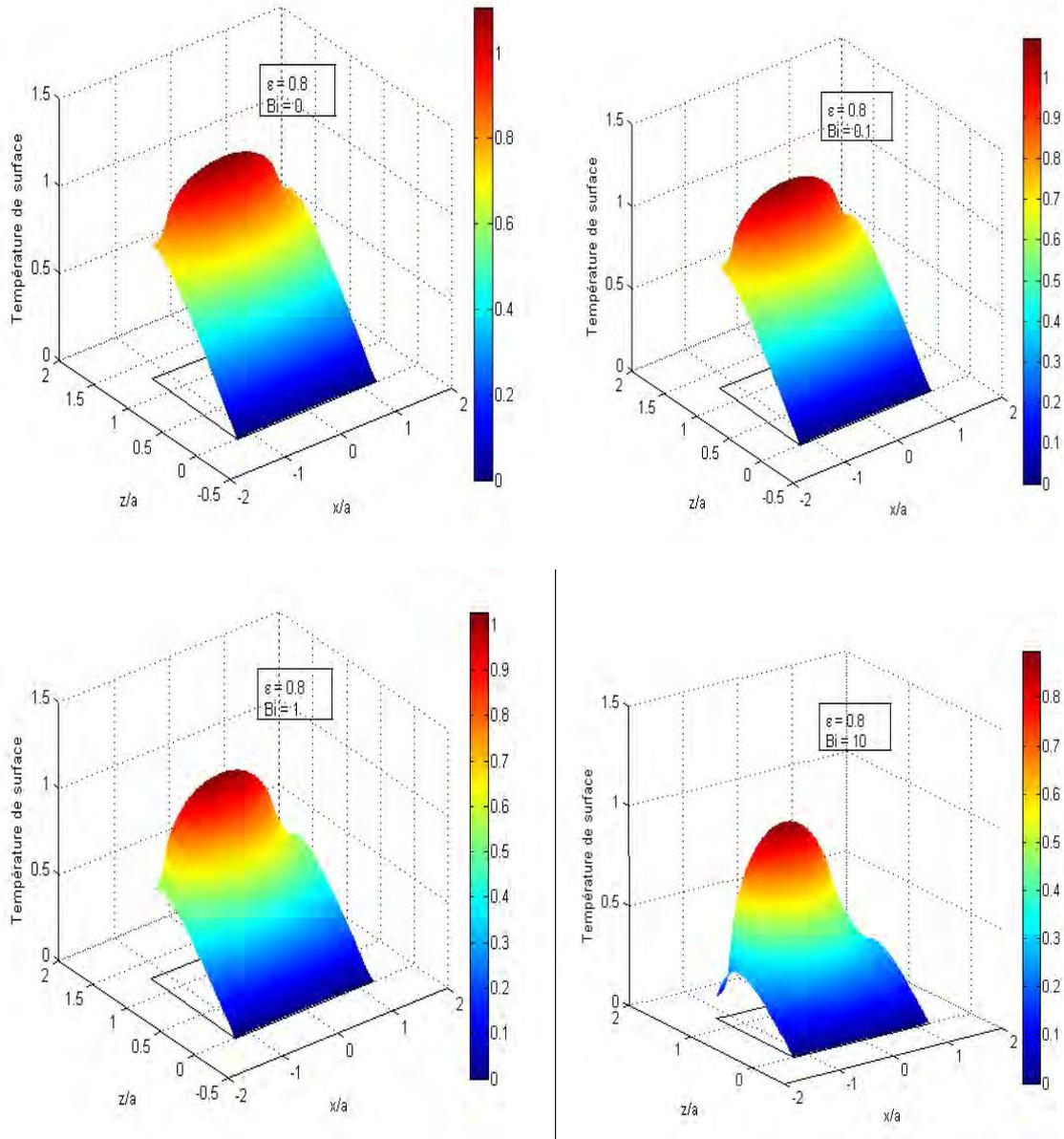


Figure II.12 : Cartographies thermiques pour $\epsilon = 0,8$ et quatre valeurs de Bi .

c) Température maximale

Pour montrer l'influence du refroidissement sur l'évolution de la température de surface maximale, nous avons exposé dans la figure II.13 la variation de cette température en fonction de Bi pour quatre valeurs du rapport de constriction : 0.01, 0.1, 0.5 et 0.8. D'après ces courbes, on peut remarquer que la progression de la température diminue avec l'accroissement du coefficient de convection. Cette diminution cesse et devient constante à partir d'une valeur de $Bi = 5$.

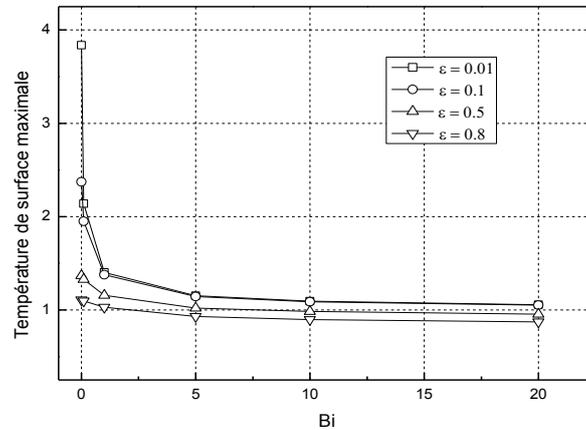


Figure II.13 : Température de surface maximale en fonction du Bi pour différents taux de constriction.

II.3.4.2 Régime transitoire

a) Résistance de constriction

La résistance thermique de constriction a été calculée en régime transitoire, en présence de la convection à la surface. La figure II.14 montre l'évolution de la constriction en fonction du temps adimensionnel Fo pour deux rapports de constriction et des valeurs de Bi : 0, 0.1, 1 et 10. En examinant ces courbes, nous observons que le temps d'établissement du régime permanent diminue avec l'augmentation du nombre de Bi . Ce dernier provoque une diminution de la résistance de constriction. Son effet devient moins significatif pour des rapports de constriction plus importants. Ce phénomène est lié à la variation de l'aire de contact exposé au flux de chaleur. Lorsque cette surface est grande, la partie soumise au refroidissement devient petite. Donc, la condition de convection à la surface n'aura pas d'influence significative sur l'évolution de la résistance de constriction.

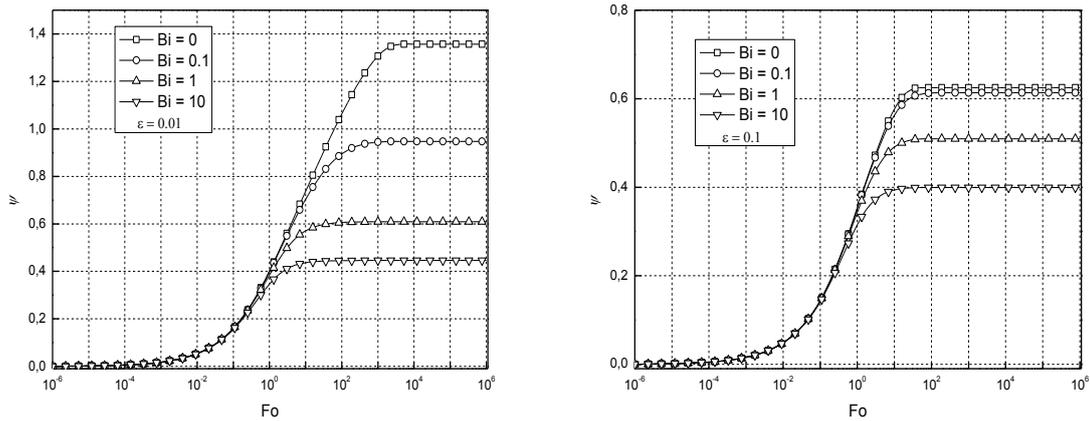


Figure II.14 : Variation de la constriction thermique en fonction du temps et du Bi pour $\varepsilon = 0,01$ et $0,1$.

II.4 Résistance électrique de contact

Comme pour le problème thermique, la résistance électrique de contact est définie par le rapport entre la différence des deux potentiels et le courant électrique traversant l'aire de contact, elle est donnée par :

$$R_{CE} = \frac{V_{c1} - V_{c2}}{I} \quad (\text{II.35})$$

Avec V_{c1} et V_{c2} sont des potentiels fictifs obtenus par extrapolation des lois linéaires de $V_1(x)$ et $V_2(x)$ jusqu'au plan π (analogiquement au thermique voir figure II.1).

Sachant que la résistance électrique de contact se compose de deux termes qui sont [91]:

- la résistance de constriction due au resserrement des lignes de courant lorsqu'elles traversent les contacts élémentaires ;
- la résistance du film.

La résistance de constriction électrique d'un contact élémentaire circulaire de rayon a est donnée par la formule classique de Holm [50] :

$$R_s = \frac{\rho}{2a} \quad (\text{II.36})$$

Ainsi que la résistance du film est :

$$R_f = \frac{\sigma}{S} \quad (\text{II.37})$$

Avec S est la surface de la couche d'oxyde, σ est la résistivité surfacique exprimée en Ωm^2 .

Dans le cas des contacts multiples circulaires de rayons a ; elle est exprimée par :

$$R_s = \frac{\rho}{2na} \quad (\text{II.38})$$

Celle du film devient dans ce cas :d

$$R_f = \frac{\sigma}{n\pi a^2} \quad (\text{II.39})$$

n : le nombre de contacts élémentaires de rayon a .

II.4.1 Expression globale de la résistance électrique de contact

La résistance de contact globale R_{CE} est la somme de la résistance de constriction et la résistance du film, elle est exprimée par :

$$R_{CE} = \frac{\rho}{2na} + \frac{\sigma}{n\pi a^2} \quad (\text{II.40})$$

La résistance électrique de constriction d'un contact circulaire de rayon de contact a et de rayon de cylindre R , illustré dans la figure II.15, est calculée par une corrélation proposée par Timsit [92] et est définie par:

$$R_s = (\rho/2a)[1 - 1.41581(a/R) + 0.06322(a/R)^2 + 0.15261(a/R)^3 + 0.19998(a/R)^4] \quad (\text{II.41})$$

Si $a \ll R$, l'expression (II.41) devient :

$$R_s = (\rho/2a) \quad (\text{II.42})$$

Cette relation est connue pour la détermination de la résistance de constriction électrique de deux solides semi-infini séparés par un contact circulaire de rayon a .

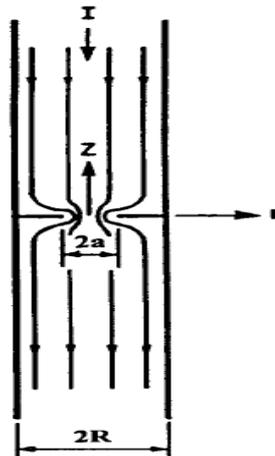


Figure II.15 : Conduction électrique d'un cylindre de rayon R portant une constriction circulaire de rayon a .

II.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à l'étude du phénomène de constriction thermique. Dans une première partie, nous avons proposé une synthèse bibliographique qui s'articule sur la compréhension de ce phénomène. Ensuite, nous avons présenté quelques modèles modélisant la thermique des contacts statique ou dynamique.

Dans la deuxième partie, nous avons effectué une étude purement numérique d'un contact statique soumis à une source de chaleur de forme en bande infinie à l'aide d'un code de calcul commercial COMSOL MULTIPHYSICS®. Ce modèle numérique nous a permis de déterminer la température de surface ainsi que la résistance de constriction en fonction du rapport de constriction en régime permanent ou même transitoire et d'étudier l'influence du refroidissement à la surface hors de la zone de contact sur l'évolution de ces paramètres thermiques.

En dernière partie, nous avons présenté une initiation au contact électrique en définissant la résistance électrique de constriction ainsi que du contact d'un domaine de forme circulaire.

En conclusion, les résultats exposés dans ce chapitre présentent le point de départ de notre étude en cas dynamique.

Chapitre III :
**Mise en équation d'un problème de contact
avec frottement glissant sans passage du
courant électrique**

Nomenclature

a	Demi-largeur [m]
A_c	Aire de contact [m^2]
b	Demi-largeur du milieu semi-infini [m]
Bi	Nombre de Biot
C	Longueur de bande [m]
c_p	Capacité calorifique [$J.kg^{-1}.K^{-1}$]
Fo	Nombre de Fourier
h	Coefficient de convection [$W.m^{-2}.K^{-1}$]
k	Conductivité thermique [$W.m^{-1}.K^{-1}$]
Pe	Nombre de Peclet
Q	Flux de chaleur [W]
q	Densité de flux [$W.m^{-2}$]
R_c	Résistance thermique de constriction [$K.W^{-1}$]
T	Température [K]
t, t'	Temps [s]
V	Vitesse de glissement [$m.s^{-1}$]
x,y,z	Coordonnées cartésiennes [m]

Symboles grecs

α	Diffusivité thermique [$m^2.s^{-1}$]
ψ	Constriction adimensionnelle
ε	Rapport de constriction
ρ	Masse volumique [$kg.m^{-3}$]

III.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous proposons une solution analytique qui permet de calculer la distribution de la température dans un milieu semi-infini soumis à une source de chaleur mobile de forme bande. Par la suite, nous étudierons le problème numériquement en utilisant la méthode des éléments finis au moyen d'un code de calcul : COMSOL MULTIPHYSICS®, en gardant la même géométrie ainsi que les conditions aux limites. Afin de valider notre modèle numérique, nous présenterons une comparaison des deux solutions qui nous permettront d'étudier numériquement l'influence du refroidissement sur l'évolution de la température du milieu semi-infini. Parmi les applications concrètes de cette configuration de contact, nous pouvons citer le problème d'usinage ...

III.2 Développement d'une solution analytique modélisant les transferts thermiques dans une source de chaleur en bande

III.2.1 Description du problème et équations physiques

Nous nous proposons de développer une solution analytique d'une source de chaleur de forme bande de largeur $2a$ placée sur la surface d'un milieu semi infini initialement à une température uniforme T_i . Le modèle est présenté sur la figure III.1.

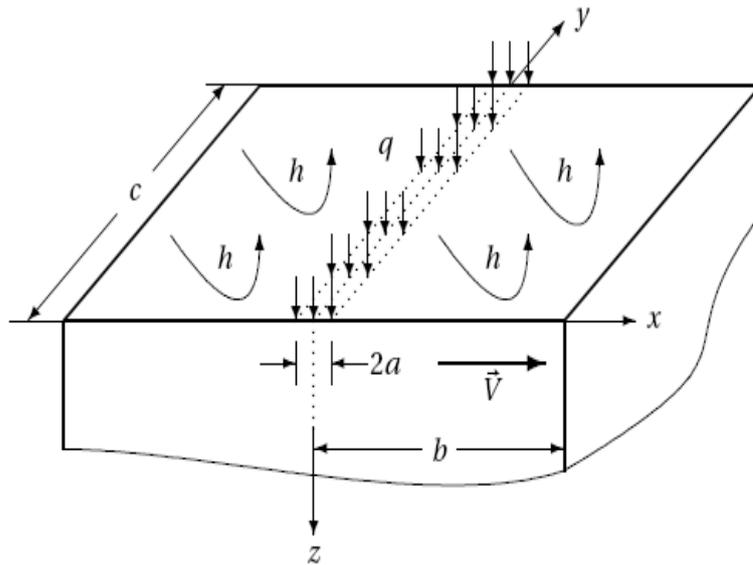


Figure III.1 : Configuration géométrique et coordonnées du système.

Cette source est animée d'une vitesse de déplacement V suivant la direction opposée à l'axe 'ox'. Le déplacement de la source à la surface du milieu semi-infini génère un champ de température transitoire décrit par le système suivant :

Equation de la conduction :

$$k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) - \rho c_p V \frac{\partial T}{\partial x} = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{III.1})$$

Conditions initiales :

$$T(x, y, z, t) = T_i \text{ à } t = 0 \quad (\text{III.2})$$

Conditions aux limites :

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0 \begin{cases} x = -b \\ x = +b \end{cases} \quad \text{pour } 0 \leq z \leq \infty \quad (\text{III.3})$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0 \begin{cases} y = -b \\ y = +b \end{cases} \quad \text{pour } 0 \leq z \leq \infty \quad (\text{III.4})$$

$$-k \frac{\partial T}{\partial z} = \begin{cases} q & -a \leq r \leq +a \\ h(T_\infty - T) & x < -a \text{ et } x > +a \end{cases} \quad z = 0 \quad (\text{III.5})$$

$$T(x, y, z, t) = T_\infty \quad \text{quand } z \rightarrow \infty \quad (\text{III.6})$$

III.2.1.1 Hypothèses

- la largeur de la bande est infinie en parallèle de l'axe 'oy', donc le système est bidimensionnel.
- le matériau constitutif est supposé isotrope et les paramètres thermophysiques uniformes et constants.
- le transfert de chaleur à travers le fluide interstitiel est négligeable.
- le solide est soumis à un flux de chaleur uniforme.
- la température initiale T_i et la température au loin T_∞ sont supposées égales.

En introduisant les variables adimensionnelles suivantes :

$$\begin{aligned} x^+ &= \frac{x}{a} ; & z^+ &= \frac{z}{a} ; & a^+ &= \frac{a}{a} ; & b^+ &= \frac{b}{a} ; & c^+ &= \frac{c}{a} ; & T^+ &= \frac{T - T_\infty}{T_r} ; \\ Pe &= \frac{Va}{\alpha} ; & Bi &= \frac{ha}{k} ; & \varepsilon &= \frac{a}{b} ; & Fo &= \frac{\alpha(t-t')}{a^2} ; & t^+ &= \frac{\alpha t}{a^2} ; & t'^+ &= \frac{\alpha t'}{a^2} \end{aligned} \quad (\text{III.7})$$

Avec la température de référence $T_r = \frac{qa}{k}$ et le flux de référence est $Q_r = 2qa$.

On obtient le nouveau système d'équations (les signes + sont omis pour une meilleure clarté):

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - Pe \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{III.8})$$

Et les conditions initiales et aux limites deviennent:

$$T(x, z, t) = 0 \quad \text{à } t = 0 \quad (\text{III.9})$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad \begin{cases} x = -\frac{1}{\varepsilon} \\ x = +\frac{1}{\varepsilon} \end{cases} \quad \text{pour } 0 \leq z \leq \infty \quad (\text{III.10})$$

$$-\frac{\partial T}{\partial z} = \begin{cases} 1 & -1 \leq x \leq +1 \\ -BiT & x < -1 \text{ et } x > +1 \end{cases} \quad z = 0 \quad (\text{III.11})$$

$$T(x, z, t) = 0 \quad \text{quand } z \rightarrow \infty \quad (\text{III.12})$$

Où les constantes Pe et Bi représentent les nombres de Peclet et de Biot respectivement.

Il est noté que l'utilisation de groupements adimensionnels est plus commode pour conduire une étude paramétrique et avoir une solution plus générale.

III.2.2 Solutions analytiques du problème des sources mobiles

III.2.2.1 Source mobile en régime transitoire

La modélisation des problèmes transitoires des sources mobiles a débuté par des solutions classiques proposées par Jaeger [1]. Pour une source mobile rectangulaire, elle est donnée par la relation :

$$T(x, y, z, t) = \frac{q\alpha}{4k(\pi\alpha)^{3/2}} \int_0^t \frac{dt'}{(t-t')^{3/2}} \int_{-a}^{+a} dx' \int_{-c}^{+c} dy' \exp \left[-\frac{[x-x'-V(t-t')]^2 + (y-y')^2 + z^2}{4\alpha(t-t')} \right] \quad (\text{III.13})$$

Cette relation représente la solution d'une source mobile de forme rectangulaire de largeur $2a$ parallèle à l'axe x et de longueur $2c$ parallèle à l'axe y à un instant t .

Cette source est animée d'une vitesse de déplacement V suivant la direction opposée à l'axe x dans le plan $z = 0$ avec des conditions adiabatiques (pas de refroidissement hors de la zone de contact).

Introduisant les quantités adimensionnelles données par les équations (III.6 et III.7) dans l'équation (III.13), nous obtenons la solution de la température adimensionnelle d'une source de chaleur mobile d'une forme rectangulaire :

$$T(x, y, z, t) = \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \int_0^t \exp\left[-\frac{z^2}{4Fo}\right] \left[\operatorname{erf}\left[\frac{x+a-PeFo}{2\sqrt{Fo}}\right] - \operatorname{erf}\left[\frac{x-a-PeFo}{2\sqrt{Fo}}\right] \right] \left[\operatorname{erf}\left[\frac{c+y}{2\sqrt{Fo}}\right] - \operatorname{erf}\left[\frac{c-y}{2\sqrt{Fo}}\right] \right] \frac{dFo}{\sqrt{Fo}} \quad (\text{III.14})$$

Cette solution a été trouvée aussi par Laraqi [4]. La solution analytique pour notre géométrie de deux dimensions est obtenue immédiatement en mettant $C \rightarrow \infty$ par la relation suivante :

$$T(x, z, t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_0^t \exp\left[-\frac{z^2}{4Fo}\right] \left[\operatorname{erf}\left[\frac{x+a-PeFo}{2\sqrt{Fo}}\right] - \operatorname{erf}\left[\frac{x-a-PeFo}{2\sqrt{Fo}}\right] \right] \frac{dFo}{\sqrt{Fo}} \quad (\text{III.15})$$

La température de surface pour un milieu semi-infini est obtenue en remplaçant par $z=0$ dans l'équation précédente, elle devient :

$$T(x, 0, t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_0^t \left[\operatorname{erf}\left[\frac{x+a-PeFo}{2\sqrt{Fo}}\right] - \operatorname{erf}\left[\frac{x-a-PeFo}{2\sqrt{Fo}}\right] \right] \frac{dFo}{\sqrt{Fo}} \quad (\text{III.16})$$

La température moyenne de contact est obtenue par l'intégration suivante :

$$\bar{T}_c(t) = \frac{1}{2a} \int_{-a}^{+a} T(x, 0, t) dx \quad (\text{III.17})$$

On déduit l'expression de la température moyenne de contact sous la forme :

$$\bar{T}_c(t) = \frac{1}{2a} \int_{-a}^{+a} T(x, 0, t) dx = \frac{1}{2a\sqrt{\pi}} \int_0^t [\Phi(u) + \Phi(v) - 2\Phi(w)] dFo \quad (\text{III.18})$$

D'où la fonction Φ est définie par :

$$\Phi(s) = \operatorname{serf}(s) + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp(-s^2) \quad (\text{III.19})$$

Avec

$$u = \frac{-PeFo + 2a}{2\sqrt{Fo}} \quad v = \frac{-PeFo - 2a}{2\sqrt{Fo}} \quad \text{et} \quad w = \frac{-PeFo}{2\sqrt{Fo}}$$

La température de surface $T(x, 0, t)$ et la température moyenne de contact $\bar{T}_c(t)$ qui sont définies précédemment par les équations (III.16) et (III.18) représentent des solutions générales dans le cas des contacts statique/dynamique, stationnaire ou transitoire sans refroidissement hors de la zone de contact.

III.2.2.2 Source de chaleur statique

Le contact statique correspond au cas où le nombre de Peclet $Pe = 0$. Dans ce cas, l'intégration analytique des équations (III.16) et (III.18) donnent les expressions suivantes :

$$T(x, 0, t) = \sqrt{\frac{t}{\pi}} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{x+a}{\sqrt{4t}} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{a-x}{\sqrt{4t}} \right) - \left(\frac{x+a}{\sqrt{4\pi t}} \right) \operatorname{Ei} \left(-\frac{(a+x)^2}{4t} \right) - \left(\frac{x-a}{\sqrt{4\pi t}} \right) \operatorname{Ei} \left(-\frac{(a-x)^2}{4t} \right) \right] \quad (\text{III.20})$$

Et

$$\bar{T}_c(t) = \frac{1}{2a\sqrt{\pi}} \left[2\sqrt{t} \operatorname{erf} \left(\frac{a}{\sqrt{t}} \right) + \frac{t}{\sqrt{\pi}} \left(\exp \left[-\frac{a}{t} \right] - 1 \right) + \frac{a}{\sqrt{\pi}} \operatorname{Ei} \left(-\frac{a}{t} \right) - \frac{2a}{\sqrt{\pi}} \operatorname{Ei} \left(-\frac{a^2}{t} \right) \right] \quad (\text{III.21})$$

Ces deux équations correspondent à ceux obtenues par Turyk et al [82] dans le cas d'une source de chaleur en bande en semi-infinie soumise à un flux constant avec des conditions adiabatiques.

III.2.2.3 Source mobile en régime permanent (stationnaire)

En utilisant la même adimensionnement, la solution analytique de la température en régime stationnaire est donnée par :

$$T(x, z) = \frac{1}{\pi} \int_{-a}^{+a} \left[\exp \left(\frac{Pe}{2} (x - x_0) \right) K_0 \left(\frac{Pe}{2} \sqrt{(x - x_0)^2 + z^2} \right) \right] dx_0 \quad (\text{III.22})$$

Où $K_0(x)$ est la fonction de Bessel modifiée de deuxième espèce d'ordre zéro. Les résultats obtenus sont représentés sous forme de courbes (Figure III.5).

III.2.2.4 Source mobile avec refroidissement

Les solutions analytiques d'une source mobile en régime transitoire et stationnaire sont difficiles à obtenir, cela explique le nombre limité des solutions analytiques disponibles dans la littérature [17,93]. Dans un cas permanent, la référence [94] présente une solution analytique pour la détermination de la température de surface d'un milieu semi-infini soumis, à sa surface $z=0$, à une source de chaleur mobile en bande et refroidie par convection en dehors de la zone de contact, elle est donnée par :

$$T(x) = -B \int_{-\infty}^{-a} T(x_0) K(x, x_0) dx_0 + \int_{-a}^{+a} K(x, x_0) dx_0 - B \int_{+a}^{+\infty} T(x_0) K(x, x_0) dx_0 \quad (\text{III.23})$$

Où le Kernel $K(x, x_0)$ est défini par :

$$K(x, x_0) = \frac{1}{\pi} \exp \left(\frac{Pe}{2} (x - x_0) \right) K_0 \left(\frac{Pe}{2} |x - x_0| \right) \quad (\text{III.24})$$

Les courbes de validation de la méthode des éléments finis avec la solution analytique sont présentées dans la figure III.14.

III.2.3 Détermination de la résistance de constriction adimensionnelle d'une source mobile en bande

La résistance de constriction thermique adimensionnelle d'une source bande est définie auparavant (Chapitre II) par la formule suivante :

$$\psi(t) = kR_c(t) \quad (\text{III.25})$$

En utilisant la définition de la résistance thermique de constriction R_c donnée antérieurement (Chapitre II) :

$$R_c(t) = \frac{\bar{T}_c(t) - \bar{T}_{z=0}(t)}{Q(t)} \quad (\text{III.26})$$

Pour un milieu semi-infini, la température $T_{z=0}$ est nulle, la constriction ψ devient :

$$\psi(t) = \frac{\bar{T}_c(t)}{2} \quad (\text{III.27})$$

Les résultats obtenus sont représentés dans la figure III.10 qui illustre la variation de la constriction adimensionnelle en fonction de Pe .

III.3 Modélisation numérique

Les équations physiques sont résolues numériquement par la méthode des éléments finis en utilisant un code de calcul. Ce modèle nous a permis de déterminer la distribution de la température de la source de chaleur mobile en bande.

Les résultats obtenus de cette étude numérique ont été comparés avec la solution analytique pour valider la solution numérique afin que nous puissions l'utiliser pour le cas avec refroidissement.

III.3.1 Structure de maillage

La finesse du maillage est très importante pour ce type de problème. Il convient de générer un maillage suffisamment fin pour que les résultats aient une bonne concordance avec ceux trouvés analytiquement et avoir une grande précision. Le maillage a été resserré au voisinage de la source, car les transferts de chaleur les plus importants sont dans cette direction. Compte tenu du déplacement de la source de chaleur, nous avons adopté un maillage progressif suivant la profondeur pour limiter le nombre d'éléments dans ce sens. En effet, suivant cette direction, les transferts de chaleur sont les plus importants et sont contenus dans une fine couche près de la surface. Au-delà de cette profondeur, les gradients thermiques sont nuls.

III.3.2 Choix du maillage de la géométrie

Pour respecter la configuration semi-infinie et ainsi pouvoir comparer nos résultats obtenus numériquement à ceux trouvés analytiquement pour des conditions adiabatiques, nous avons choisis un nombre d'éléments de 20325 et un nombre de nœuds de 4400. La géométrie maillée obtenue est représentée dans la figure III.2.

L'étude de l'influence du maillage montre que le raffinement de celui-ci n'apporte plus de changement significatif des résultats au-delà des conditions présentées ci-dessus.

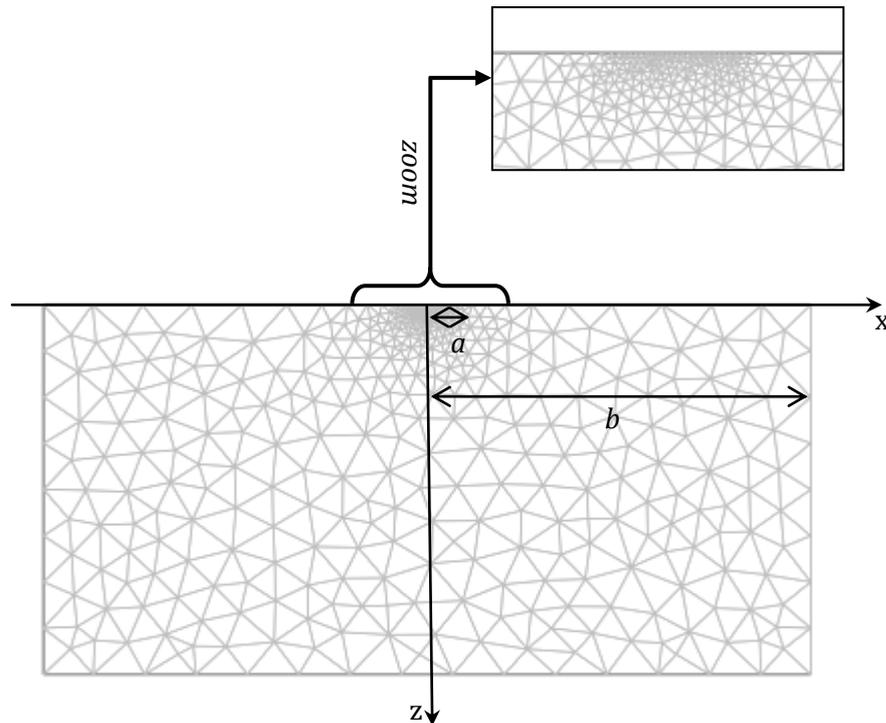


Figure III.2 : Maillage par éléments finis de la géométrie étudiée.

III.4 Validation du modèle numérique avec la solution analytique

Jaeger et Carslaw [1,2] ont étudié le problème du milieu semi-infini soumis à une source de chaleur mobile en bande de longueur infinie par rapport à l'axe 'oy' avec des conditions adiabatiques, leur étude représente le point de départ de ce travail d'où nous avons utilisé notre adimensionnement présentée au début du chapitre. Pour pouvoir procéder à la comparaison avec la solution analytique, nous nous sommes placés dans une géométrie sensiblement voisine, pour cela, nous avons pris un rapport de constriction $\varepsilon = a/b = 0.0001$. La comparaison est réalisée pour un coefficient de convection nulle (nombre de Bi = 0) et pour différentes valeurs de vitesses (nombre de Pe). Le but de cette confrontation est de valider notre solution numérique pour pouvoir l'utiliser dans les calculs avec refroidissement en dehors de l'aire de contact.

Tout d'abord nous allons commencer par le régime transitoire. Les résultats obtenus sont reportés sur la figure III.3. Cette dernière représente l'évolution de la température de surface du milieu en fonction du temps pour des valeurs de Peclet respectivement égales à 0.1, 1 et 10 et différents pas de temps. Un raffinement approprié des pas de temps et d'espace nous a permis d'obtenir une erreur de calcul très faible et inférieur à 1% entre les deux solutions : analytique et numérique. En effet, dans la zone immédiate de passage de la source, le flux de chaleur reçu par le solide est redistribué par diffusion et transport. Le terme de transport et le gradient thermique sont importants, d'où la nécessité d'adopter un maillage fin dans cette

zone. L'inspection de la figure III.3 montre que la dernière courbe représente le plus grand pas de temps et correspond au moment d'établissement pour toutes les valeurs de Peclet où la température ne varie pas en fonction du temps. Pour un $Pe = 1$, par exemple, la température moyenne de surface se stabilise pour un pas de temps $\geq 10^2$. La méthode des éléments finis utilisée est capable de garder cette évolution avec une grande précision.

La figure III.4 compare la température moyenne de contact en fonction du temps pour différentes vitesses de déplacement. Dans ce cas transitoire, le bon choix du maillage nous a permis d'atteindre une erreur inférieure à 1% entre la solution analytique et numérique. Cette figure montre que la température diminue avec l'augmentation du nombre de Peclet, cette même figure montre que le temps d'établissement du régime permanent a tendance à diminuer avec la croissance de Pe . Quand le nombre de Peclet varie du 0,1 à 10, la vitesse de la source augmente de 100 temps, la température diminue de 2,4936 à 0,3414, c'est l'équivalent de 7 temps d'environ. En analysant le comportement en régime permanent de la constriction thermique, nous avons trouvé que pour $0,1 \leq Pe \leq 20$, le temps adimensionnel d'établissement est estimé par la formule suivante :

$$t_{ss} = 69,14Pe^{-1,91}$$

L'utilité de cette corrélation est d'estimer le temps nécessaire pour lequel le régime stationnaire de la résistance de constriction est établi ainsi que le type d'hypothèses simplificatrices que nous pouvons supposées.

Le temps dimensionnel nécessaire pour établir le régime stationnaire dans ce cas est déterminé à partir de l'équation suivante [25]:

$$t_{ss} = \frac{20\alpha}{V^2}$$

La comparaison de la température de surface en fonction de (x/a) pour différentes valeurs de Peclet en régime stationnaire est représentée dans la figure III.5. L'utilisation d'un maillage fin et croissant, en partant de la zone de contact, nous a permis d'obtenir une bonne concordance entre les deux solutions (analytique et numérique). L'observation de cette figure nous montre que le pic de la température maximale atteinte sur la zone de contact se déplace vers la limite de cette dernière avec la diminution du nombre de Peclet. Ce résultat est bien connu dans la littérature. La méthode numérique des éléments finis a encore prouvé sa capacité de restituer cette observation avec une grande précision. Cette confrontation met en évidence l'excellente concordance des résultats, les écarts relatifs sont inférieurs à 1%.

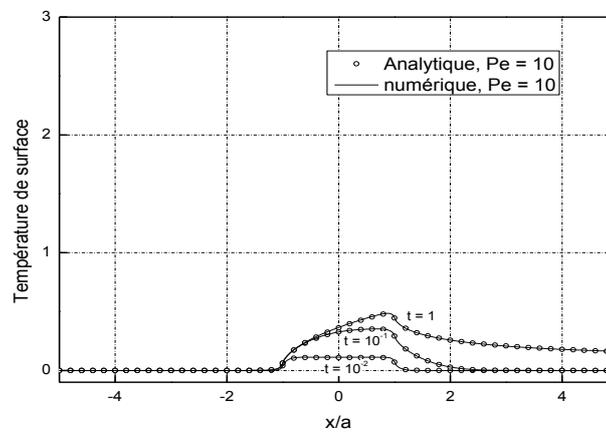
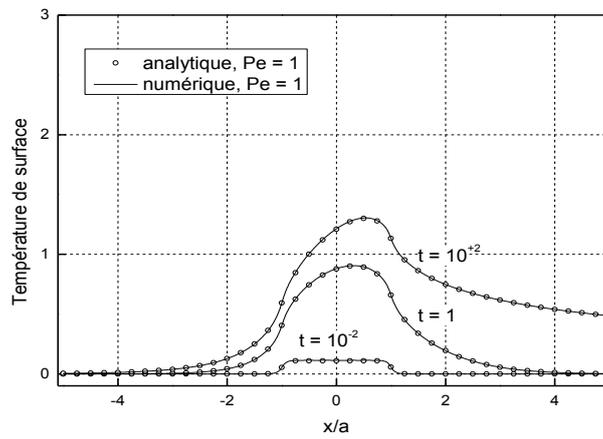
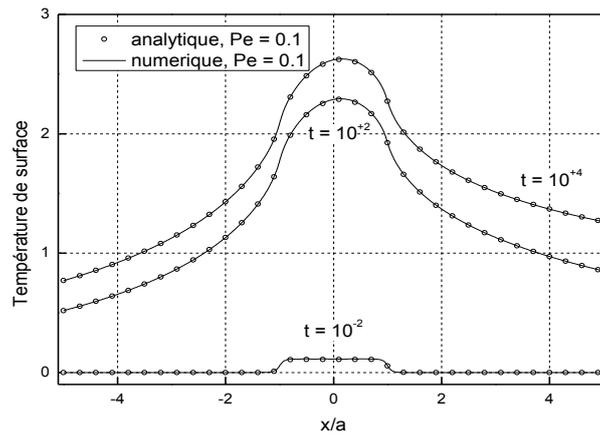


Figure III.3 : Evolution de la température de surface en fonction de temps adimensionnel pour $Pe = 0.1, 1$ et 10 .

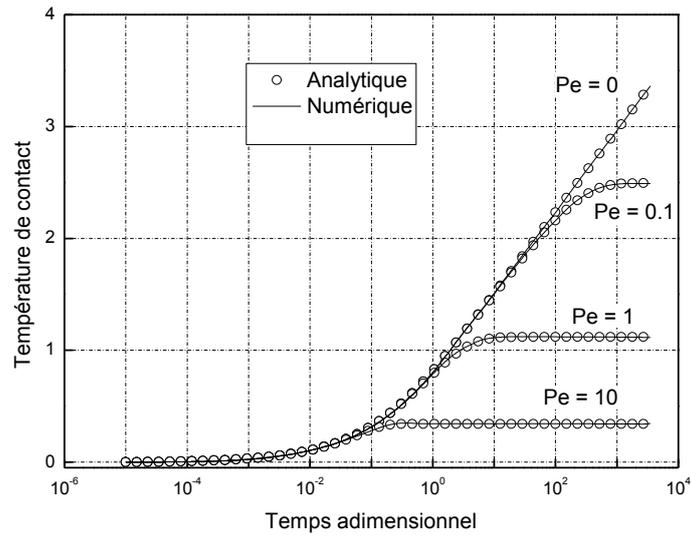


Figure III.4 : Evolution de la température de contact en fonction du temps pour différentes vitesses.

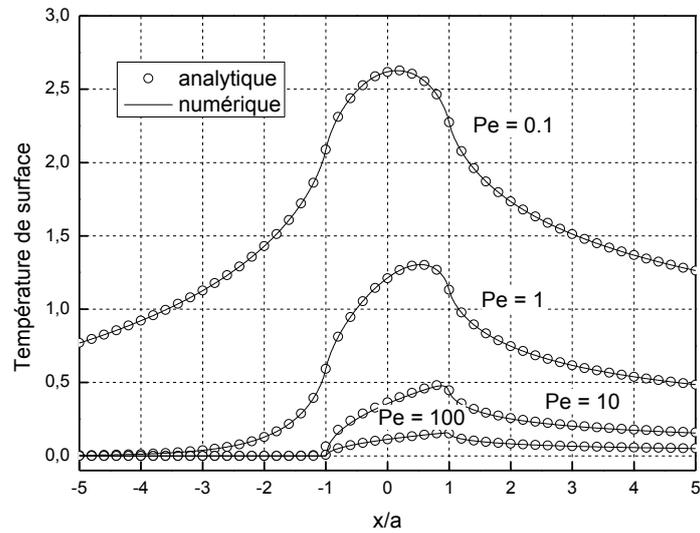


Figure III.5 : Evolution de la température en fonction du nombre de Peclet.

III.5 Analyse des résultats et discussion

III.5.1 Influence du mouvement ou du nombre de Peclet

Pour mettre en évidence l'influence de la vitesse sur les évolutions spatiales et temporelles des températures dans le solide, nous avons fait varier le nombre de Peclet. Ce nombre traduit le rapport des temps caractéristiques de la diffusion de la chaleur $t_d = \frac{a^2}{\alpha}$ et celui de la convection ou défilement de la matière $t_c = \frac{a}{v}$ soit $Pe = \frac{t_d}{t_c} = \frac{va}{\alpha}$, le nombre de Peclet joue le rôle de la vitesse de déplacement.

De plus, nous avons établi à l'aide de la solution numérique des cartographies thermiques pour deux valeurs du nombre de Peclet et à différents moments (transitoire) sans convection en dehors du contact. Ces cartographies sont présentées sur les figures III.6 et III.7. Elles mettent en évidence d'une part le temps nécessaire pour la stabilisation de la température du solide et d'autre part le développement de la pénétration de la chaleur à l'intérieur du corps en fonction de la vitesse de déplacement. Nous pouvons observer que pour des temps faibles, la diffusion de la chaleur est de même profondeur quelque soit la vitesse. Pour des temps plus importants, la différence commence à apparaître. Nous voyons que pour de faibles vitesses, il y a plus de pénétration de chaleur que pour de grandes vitesses, cela explique le phénomène d'effet de peau [104]. Son épaisseur varie inversement avec la vitesse de la source. Cette observation est très cohérente avec la théorie.

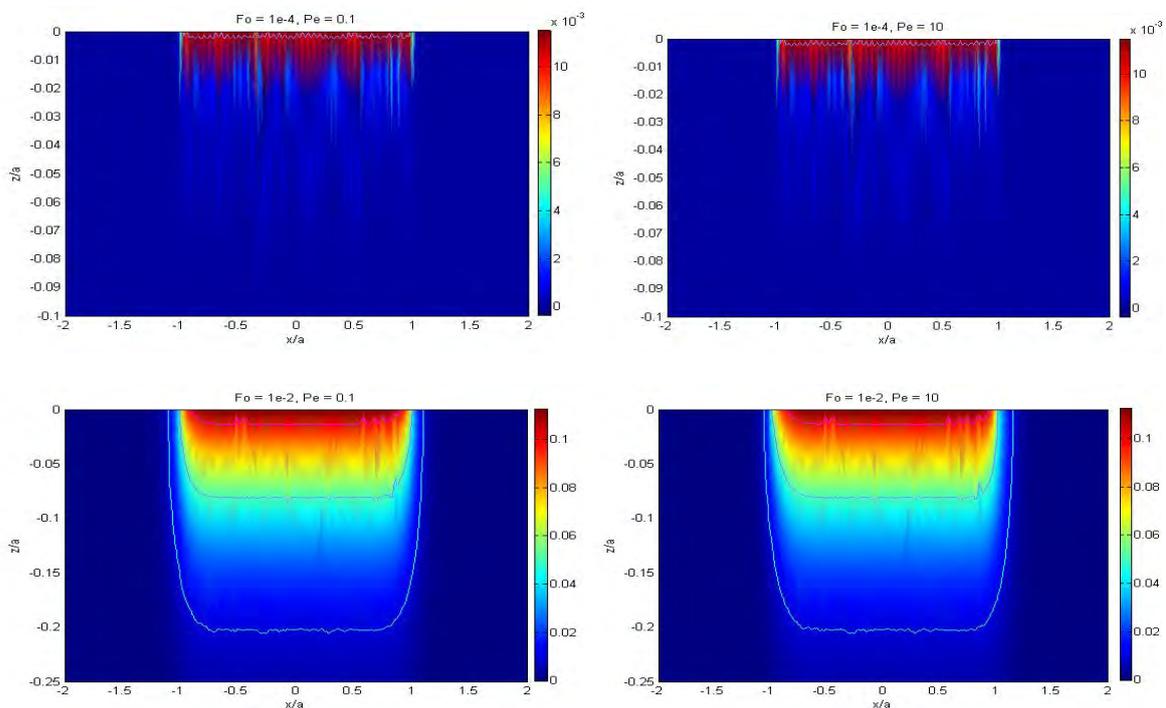


Figure III.6 : Cartographies thermiques pour temps court, à gauche $Pe = 0.1$, à droite $Pe = 10$.

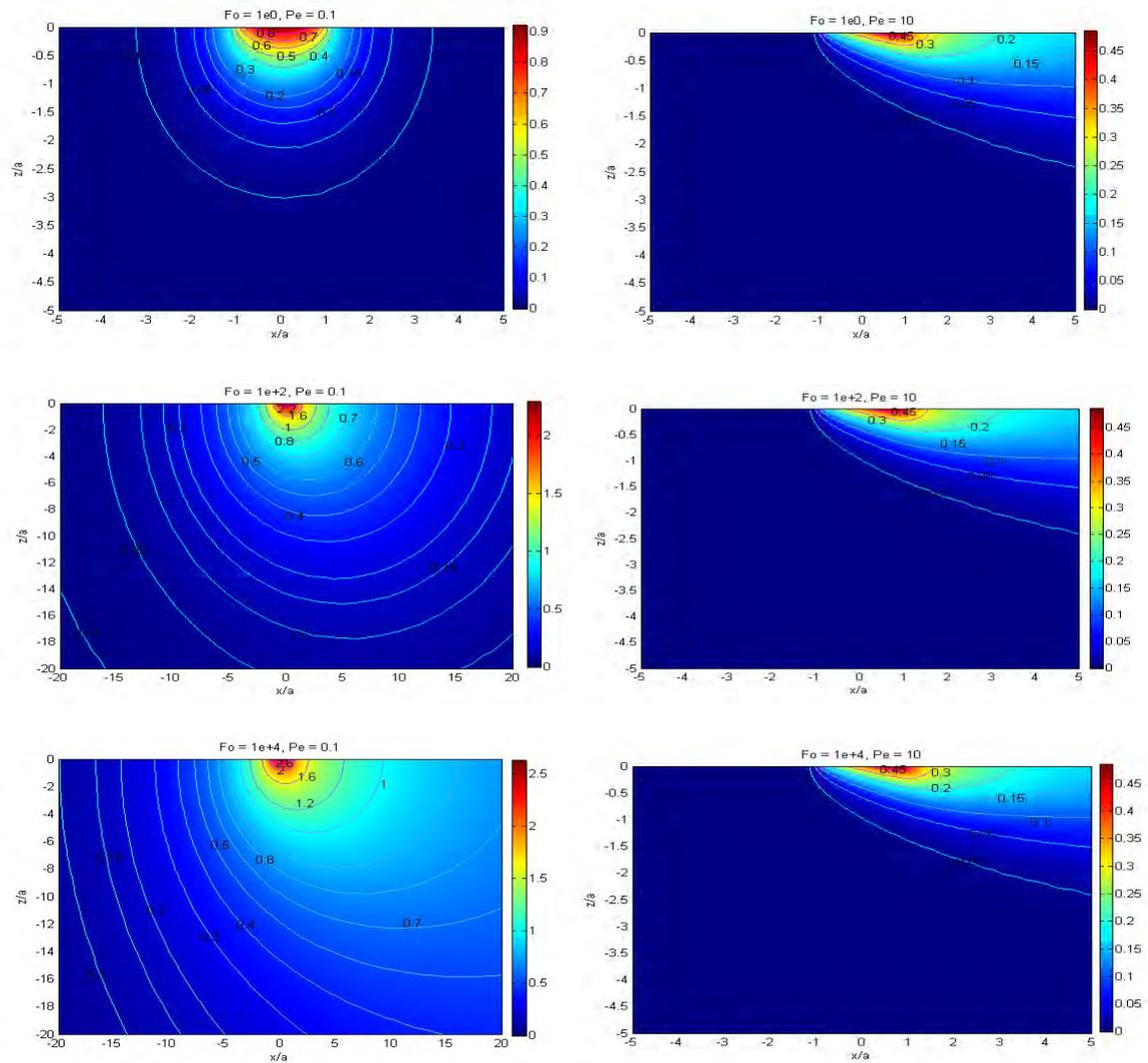


Figure III.7 : Isothermes pour temps long, à gauche $Pe = 0,1$,
à droite $Pe = 10$.

Concernant les évolutions de la température de surface, nous avons tracé des cartographies thermiques de surface pour différentes valeurs de vitesses, elles sont représentées par la figure III.8. Ces graphes sont tracés dans la même échelle afin de les comparer et observer l'influence de l'augmentation du nombre de Peclet. Elles montrent clairement la diminution de la température de surface en augmentant le nombre de Peclet (la vitesse de déplacement).

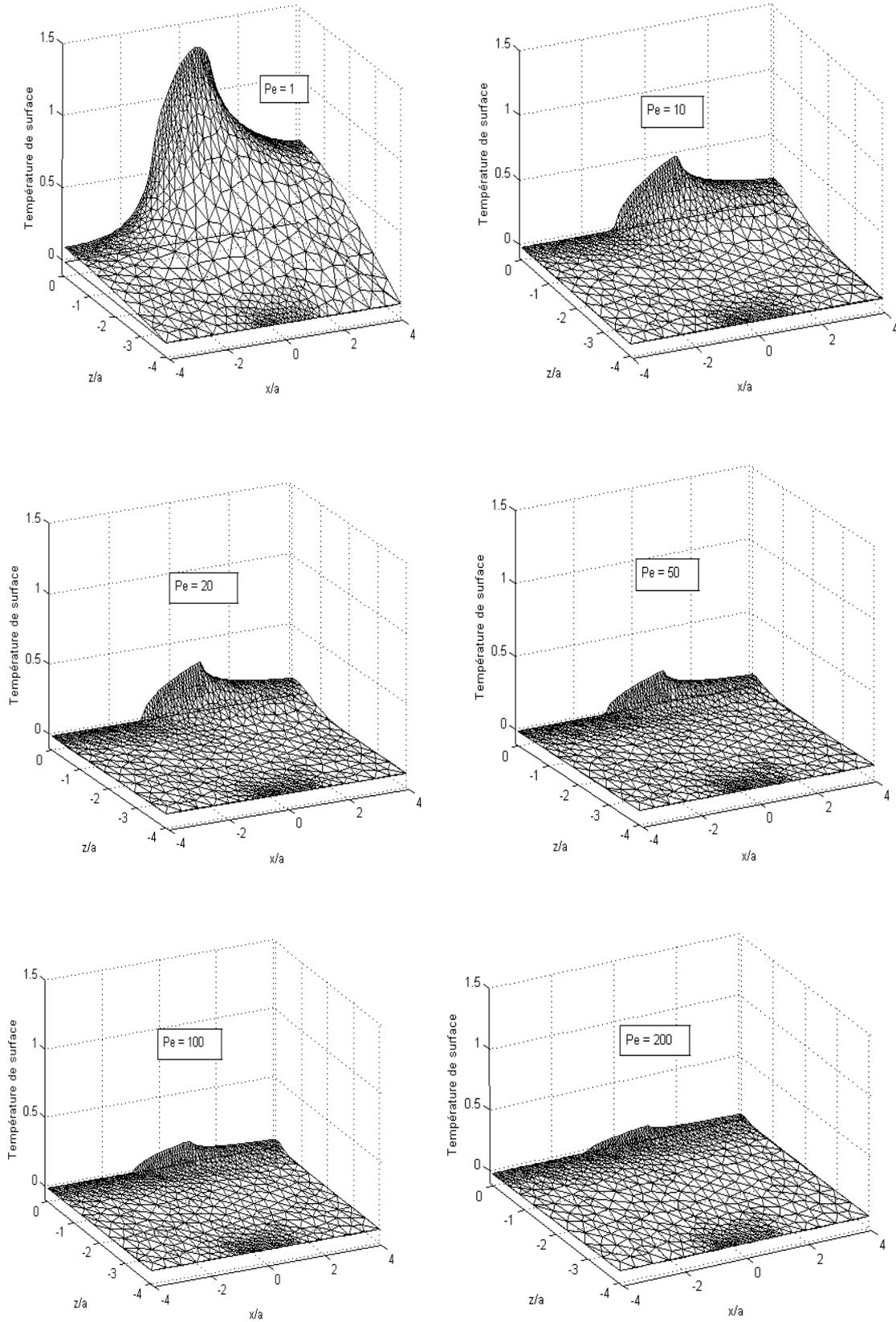


Figure III.8 : Température de surface à proximité de contact pour $Pe = 1, 10, 20, 50, 100$ et 200 .

La figure III.9 montre les isothermes dans le solide. Comme rapporté dans la littérature [4], nous constatons que l'augmentation du nombre de Peclet réduit la profondeur de pénétration de la chaleur dans le solide. Pour la plus grande profondeur de pénétration de chaleur, (Pe petit, ici $Pe = 0,1$), la température entre la surface et la profondeur $20a$ est approximativement divisée par 8. Nous sommes en présence d'une zone périphérique caractérisée par un phénomène de peau thermique. Ce phénomène est d'autant plus important que la vitesse de déplacement de la source de chaleur est grande.

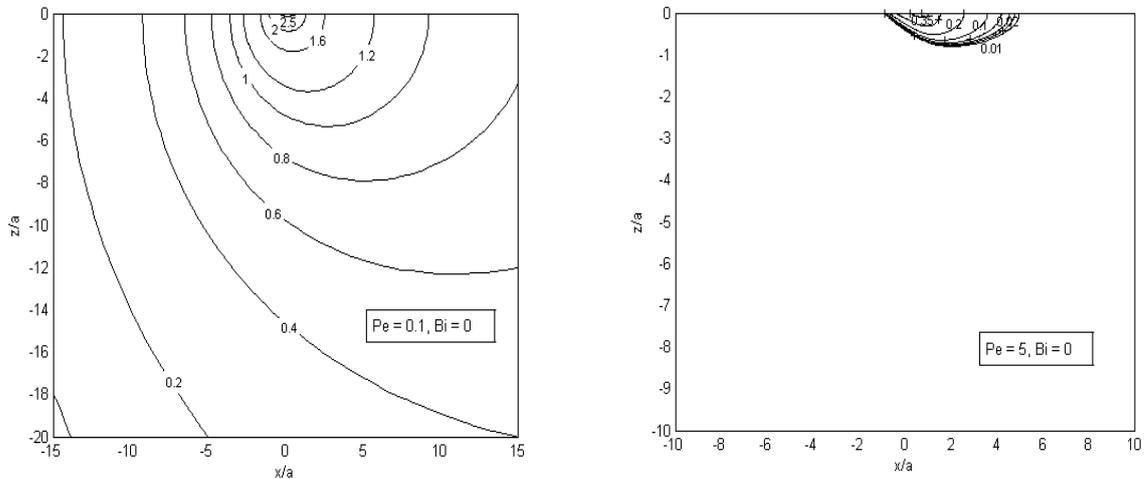


Figure III.9 : Evolution des isothermes dans le milieu pour différentes valeurs de Pe et sans convection.

La figure III.10 montre la variation de constriction ψ en fonction du nombre de Peclet Pe. En observant cette figure, nous constatons que ψ ne commence pas par zéro, c'est-à-dire que pour une vitesse nulle (statique) la température ne se stabilise pas, cela est trouvé aussi par [82]. La résistance de constriction décroît rapidement aux basses vitesses (atténuation de 70% pour une vitesse voisine de 4) puis lentement aux grandes vitesses.

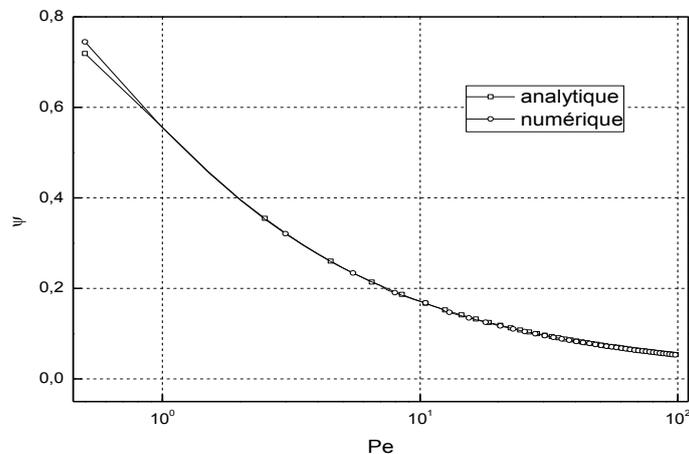


Figure III.10 : Evolution de ψ en fonction de Pe, analytiquement et numériquement.

III.5.2 Influence de la profondeur

Nous avons jugé l'utilité de présenter l'évolution de la température dans la profondeur du solide. Les paramètres utilisés sont fixés pour $Pe = 1$ et 10 , avec différentes profondeurs. Ce graphique permet de mettre en évidence les domaines affectés par la présence de la source de chaleur. Il montre l'atténuation de la fluctuation de la température à partir d'une certaine profondeur. Puisque les quantités de température les plus importantes sont dans le plan de la source $z=0$, nous étudions aussi l'effet de la profondeur sur l'évolution de la température de surface. Dans la figure III.11, les courbes de la température tracées en fonction de (x/a) sont calculées pour deux valeurs de Pe et des profondeurs de $0, 0,01$ et $0,02$. Elles montrent aussi une bonne concordance avec ceux obtenus analytiquement. Les maximums des courbes sont observés pour un déplacement du côté droit quand z augmente, cet effet est provoqué par la diffusion de la chaleur de surface vers l'intérieur après le passage de la source de chaleur.

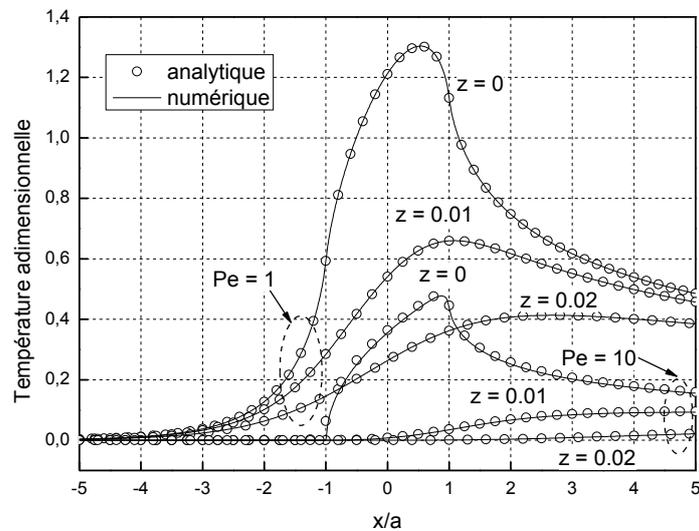


Figure III.11 : Evolution de la température en fonction de (x/a) pour différentes profondeurs, $Pe=1$ et 10 .

III.5.3 Influence du refroidissement

Le refroidissement est représenté par le nombre adimensionnel Biot. L'évolution de la température à la surface et à l'intérieur du solide pour différentes valeurs de Pe et en présence de convection avec différentes valeurs de Bi. Les résultats obtenus sont représentés par les figures III.12-16.

La figure III.12 représente l'évolution de ψ en fonction du temps adimensionnel Fo et pour de différentes valeurs de Pe et Bi. Ce graphe met en évidence la diminution de la constriction avec l'augmentation de Bi, cette diminution devient moins importante pour des vitesses plus grandes.

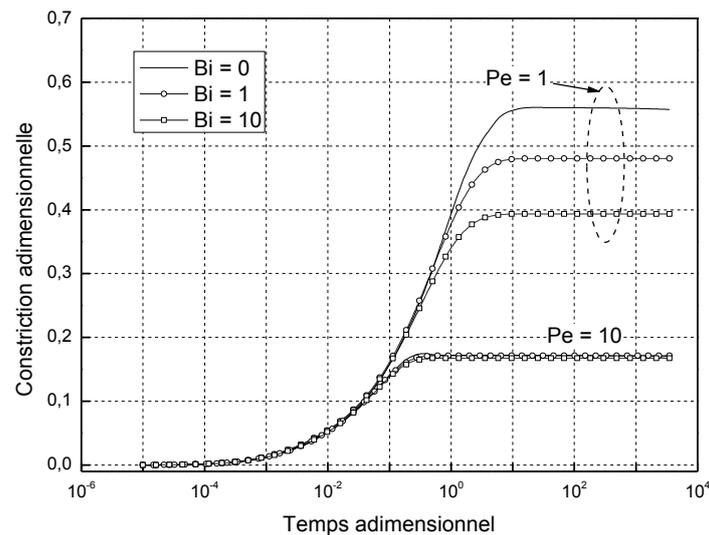


Figure III.12 Variation de la résistance de constriction adimensionnelle en fonction du temps, pour différentes valeurs de Pe et avec refroidissement.

Dans le régime permanent et en présence de la convection, la méthode numérique est d'abord validée par la solution analytique trouvée pour ce cas, les résultats sont illustrés dans la figure III.13 pour un nombre de Pe = 1 et un nombre de Bi = 1. Ces deux courbes montrent une erreur inférieure à 1% et confirme la capacité du code numérique à résoudre ce problème.

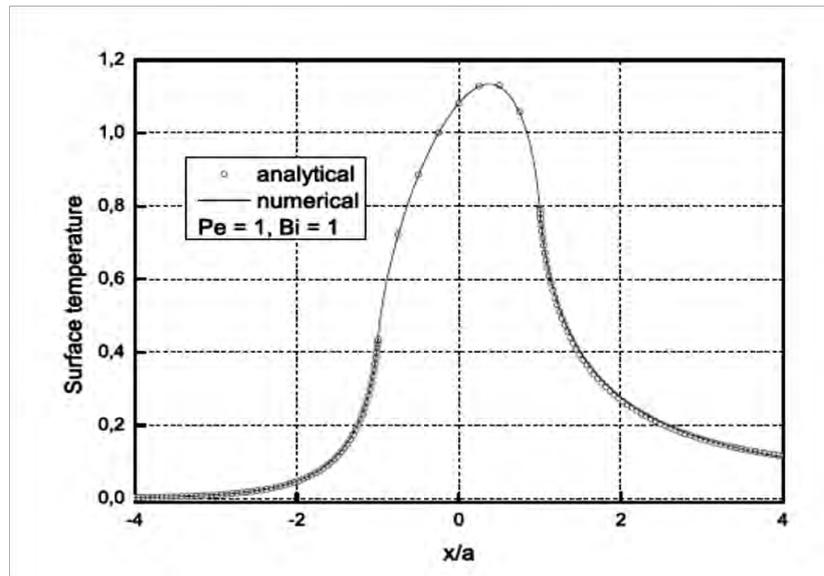


Figure III.13 : validation de la méthode des éléments finis dans le cas de refroidissement à la surface.

Comme attendu, en dehors de la zone de contact de la bande, la présence de convection provoque une diminution de niveau de température atteint. Cette diminution est plus importante après le passage de la source (zone de contact) et s'accroît avec l'augmentation du nombre de Biot comme le montre la figure III.14. Dans le cas de faibles vitesses, toute la surface du solide est affectée par la convection. Pour des Pe plus importants, le refroidissement n'influe pratiquement pas sur l'élévation de la température au niveau du contact ($-1 < x/a < +1$), mais son influence reste importante en dehors de la zone de contact. Une simple analyse de température de surface sans et avec refroidissement montre que celle-ci est divisée par 2 pour $Pe = 0,1$ et $Bi = 1$ et par 2,5 pour le même Pe et $Bi = 10$. Cette diminution devient moins importante en augmentant la vitesse de glissement.

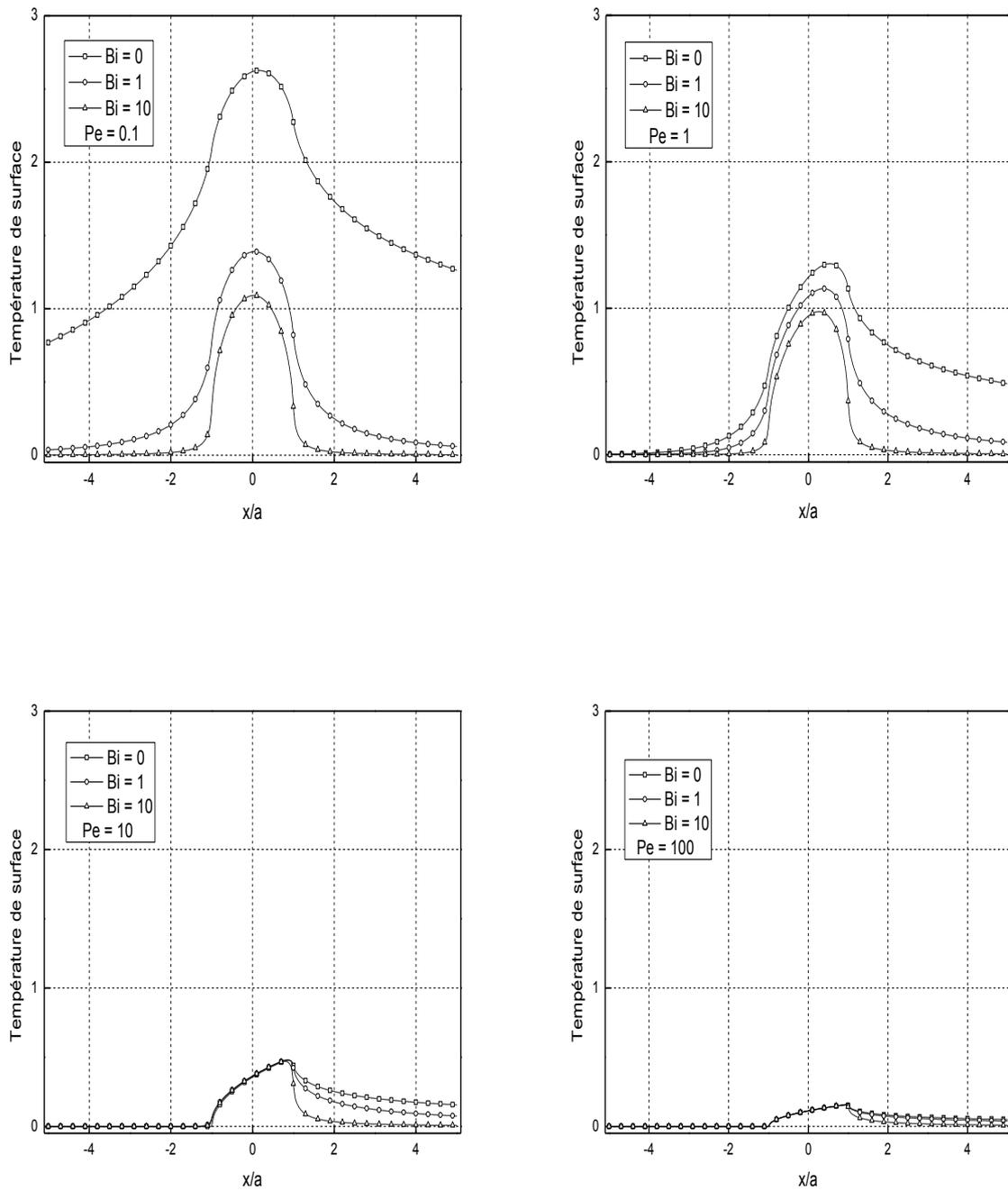


Figure III.14 : Température de surface stationnaire pour différentes valeurs de Pe , en présence du refroidissement.

La figure III.15 montre l'effet de la présence de convection sur l'évolution de la température et le niveau des isothermes au sein du solide. Nous observons qu'il y a un retournement des isothermes vers la zone de contact, tout près de la surface de refroidissement, ce phénomène prouve la présence de convection.

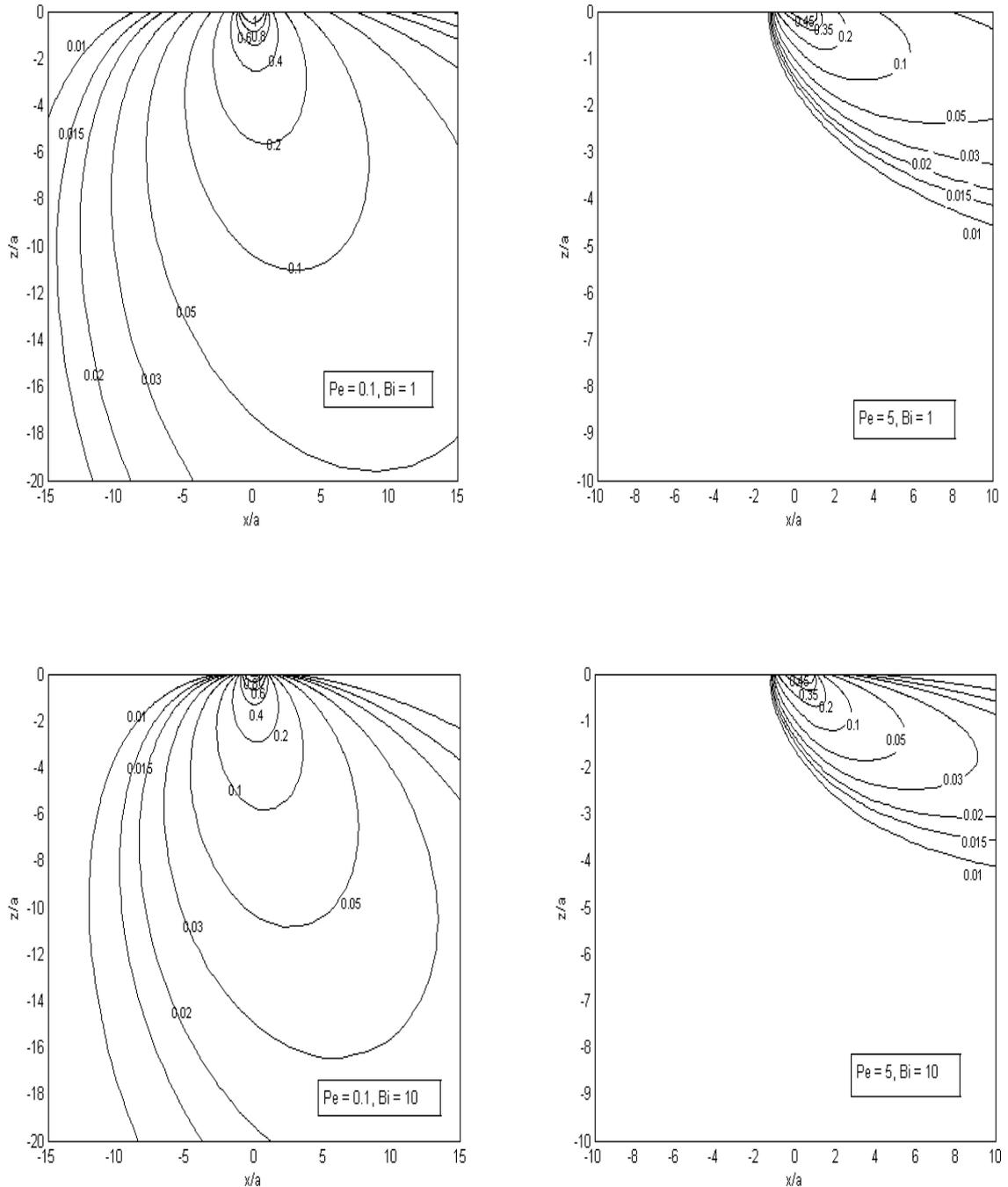


Figure III.15 : Evolution des isothermes dans le solide en cas de convection.

La figure III.16 représente l'influence de la convection sur le phénomène de constriction, nous remarquons que le refroidissement provoque une diminution de la résistance de constriction pour les premières valeurs de vitesses, après un nombre de $Pe=10$ cette diminution disparaîtra et la constriction revient à ces valeurs sans convection. Ce résultat signifie que la forte valeur de Pe néglige l'influence du refroidissement sur l'évolution de la température.

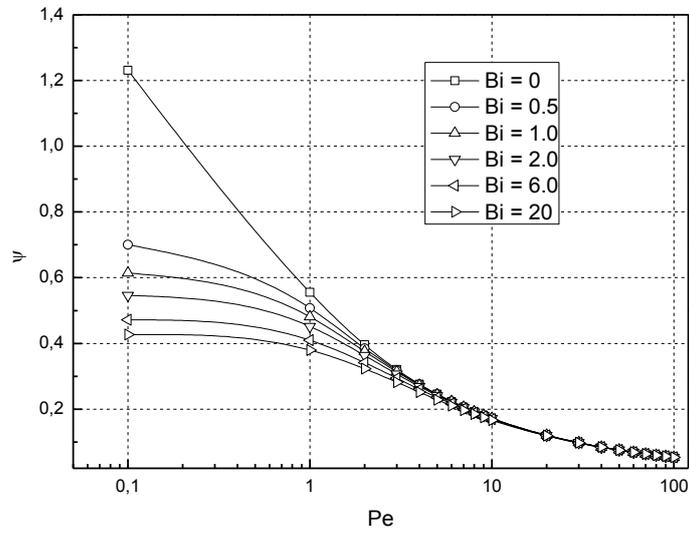


Figure III.16 : Constriction adimensionnelle en fonction de Pe et différentes valeurs de Bi .

III.6 Conclusion

La détermination des températures de surface de deux milieux en frottement est complexe par l'existence de plusieurs facteurs qui entrent en jeu durant le contact. Dans ce chapitre, nous avons développé une solution analytique générale qui détermine l'évolution de la température d'un contact dynamique. Cette étude a été élaborée en se basant sur la théorie de Jaeger sur les sources mobiles avec des conditions aux limites adiabatiques. Elle est valable pour les deux régimes : stationnaire et transitoire.

Dans une première étape, nous avons démarré par une méthode classique pour trouver la solution analytique d'un milieu semi-infini soumis à une source de chaleur mobile de forme en bande sans refroidissement hors de la zone de contact. Ceci nous a permis de valider notre modèle numérique utilisé. Une erreur inférieure à 0,1% a été observée. L'analyse des résultats obtenus a montré que l'augmentation du nombre de Peclet réduit la profondeur de pénétration de la chaleur dans le solide.

L'influence de convection sur l'évolution de la température de surface et la résistance de constriction thermique a été présentée dans ce chapitre. Cette étude montre un effet significatif du refroidissement sur le champ de température du solide. Cet effet est minimisé avec l'augmentation de la vitesse de glissement de la source de chaleur. Après un Peclet supérieur à 10, la variation de la résistance de constriction devient indépendante du refroidissement et ne varie qu'avec la vitesse de déplacement.

Chapitre IV

Modélisation des phénomènes électrothermiques d'un contact circulaire glissant

Nomenclature

a	Demi-largeur ou rayon du contact $[m]$
A_c	Aire de contact $[m^2]$
b	Demi-largeur du milieu semi-infini $[m]$
Bi	Nombre de Biot
C	Longueur de bande $[m]$
E	Paramètre de couplage électrothermique
Fo	Nombre de Fourier
h	Coefficient de convection $[W.m^{-2}.K^{-1}]$
j	Densité de courant $[A.m^{-2}]$
k	Conductivité thermique $[W.m^{-1}.K^{-1}]$
Pe	Nombre de Peclet
Q	Flux $[W]$
q	Densité de flux $[W.m^{-2}]$
R_c	Résistance thermique de constriction $[K.W^{-1}]$
$S(x,y,z)$	Source de chaleur volumique $[W.m^{-3}]$
T	Température $[K]$
t, t'	Temps $[s]$
V	Vitesse de glissement $[m.s^{-1}]$
$U(x,y,z)$	Tension électrique $[V]$
x,y,z	Coordonnées cartésiennes $[m]$

Symboles grecs

α	Diffusivité thermique $[m^2.s^{-1}]$
ψ	Constriction adimensionnelle
ε	Rapport de constriction
δ	Épaisseur de peau $[m]$
σ	Conductivité électrique $[S^{-1}.m^{-1}]$

Indices

c	Contact,
-----	----------

IV.1 Introduction

Les contacts électriques glissants ont beaucoup de domaines d'applications [95]. Ils ont deux sources de chaleur principales : échauffement électrique par effet Joule et par frottement. L'échauffement par frottement est dû au glissement de surface des deux corps en contact. Alors que, l'échauffement électrique est généré par la résistance de contact électrique des aspérités en contact. Ces deux sources de chaleur peuvent causer une augmentation importante au niveau de la température. Cette dernière influe sur la nature des matériaux en contact. Ce phénomène demande une étude thermoélectrique pour cerner les phénomènes liés à la surface.

Ce présent chapitre reporte sur le problème des interfaces glissantes avec deux sources de chaleur : échauffement électrique et par frottement. Le but de ce travail est d'étudier l'influence du passage du courant électrique sur l'évolution de la température d'un milieu semi-infini soumis à une source de chaleur circulaire mobile. Avant d'aborder le phénomène électrique, nous avons validé la solution numérique du problème thermique traitée par la méthode des éléments finis avec des solutions analytiques et des approximations existantes dans la littérature [21,27] avec des conditions adiabatiques. A propos de ces références, Tian et Kennedy [21] ont proposé des solutions analytiques et des approximations qui permettent de calculer la température pour différentes valeurs du nombre de Peclet. Plus récemment, Laraqi [27] a développé une solution exacte pour un milieu semi-infini soumis à une source circulaire mobile. Dans une autre étude, Laraqi [96] a calculé la résistance thermique de contact entre deux solides en l'absence de transfert interstitiel. L'interface est modélisée par de multiples contacts circulaires avec des rayons différents et des positions aléatoires. Des solides semi-infinis de forme carrée et cylindrique ont été étudiés. D'autres auteurs [97] ont donné une solution analytique explicite adaptée à des contacts multiples mobiles, qui peuvent être circulaires ou elliptiques, disposés selon un réseau carré à la surface d'un milieu semi-infini. Cette solution permettait de calculer la distribution tridimensionnelle de la température ainsi que la résistance de constriction. Après la validation de ce modèle numérique, nous avons introduit le paramètre électrique avec et sans la présence de refroidissement à la surface hors de la zone de contact. L'effet du courant électrique sur l'évolution de la température a été traité en cas linéaire où les propriétés des matériaux ont été considérées constantes par rapport à la température. Les résultats obtenus ont montré que la génération de chaleur par frottement et l'échauffement par effet Joule pouvaient être étudiés séparément ensuite superposés l'un sur l'autre pour calculer la température. Konchits et al [98] ont montré que le passage du courant électrique à travers un contact dynamique déforme les éléments de contact, influe sur le coefficient de frottement, favorise l'usure et endommage les surfaces frottantes. Ces dégradations sont engendrées par l'élévation de la température du milieu.

IV.2 Calcul numérique des contacts glissants électriques en régime permanent

IV.2.1 Formulation du problème

Le modèle proposé considère une diffusion thermique et électrique permanente au sein du solide (couplage électrothermique). Le modèle à étudier est un milieu semi-infini (Fig. IV.1) se trouve initialement à une température nulle soumis, en surface, à une source de chaleur uniforme circulaire animée d'une vitesse de déplacement V .

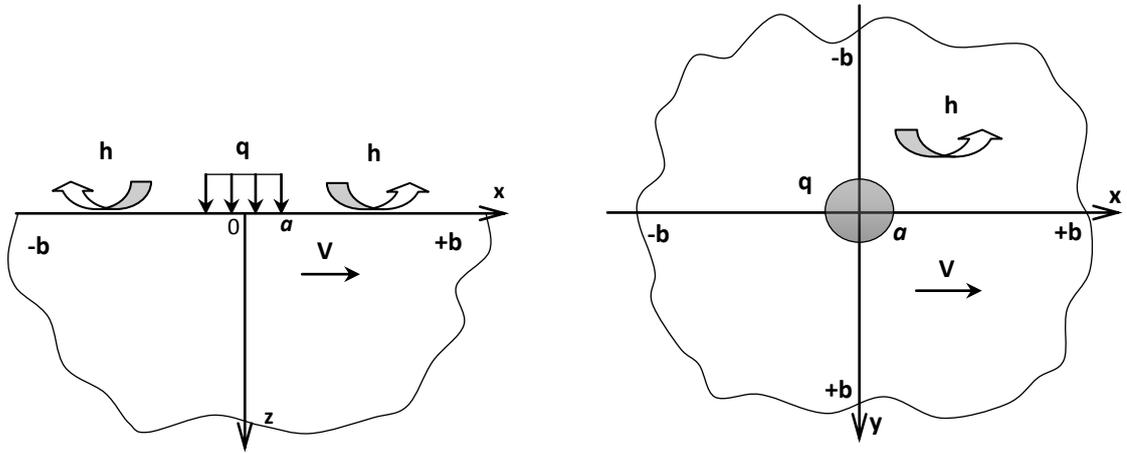


Figure IV. 1 : Schéma du modèle physique étudié.

Le mouvement de la source à la surface du milieu semi-infini génère un champ de température, décrit par le modèle thermique suivant :

Equation de la chaleur

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{V}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{S}{k} = 0 \quad (\text{IV.1})$$

Les conditions aux limites

$$-k \frac{\partial T}{\partial z} = \begin{cases} q & \text{au contact} \\ -hT & \text{ailleurs} \end{cases} \quad z = 0 \quad (\text{IV.2})$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad \begin{cases} \text{quand } x = -b \\ \text{quand } x = +b \end{cases} \quad 0 < z < \infty \quad (\text{IV.3})$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad \begin{cases} \text{quand } y = -b \\ \text{quand } y = +b \end{cases} \quad 0 < z < \infty \quad (\text{IV.4})$$

$$T(x, y, z, t) = 0 \quad \text{quand } z \rightarrow \infty \quad (\text{IV.5})$$

Le terme S représente la chaleur générée par le passage du courant électrique (effet Joule).

La diffusion électrique se produit en régime stationnaire. Les propriétés électriques sont considérées constantes, c'est-à-dire, elles ne varient pas en fonction de la température. Le problème dans ce cas est défini par les équations suivantes :

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{IV.6})$$

$$-\sigma \frac{\partial U}{\partial z} = \begin{cases} j & \text{au contact} \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad z = 0 \quad (\text{IV.7})$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} = 0 \begin{cases} \text{quand } x = -b \\ \text{quand } x = +b \end{cases} \quad 0 < z < \infty \quad (\text{IV.8})$$

$$\frac{\partial U}{\partial y} = 0 \begin{cases} \text{quand } y = -b \\ \text{quand } y = +b \end{cases} \quad 0 < z < \infty \quad (\text{IV.9})$$

$$U(x, y, z) = 0 \quad \text{quand } z \rightarrow \infty \quad (\text{IV.10})$$

A noter que le problème électrique est en régime stationnaire car le temps de diffusion du courant électrique au sein du milieu est incomparable avec celui de la conduction thermique, il est très court. La dissipation thermique interne liée au passage du courant électrique (effet Joule) à travers un contact dynamique est définie par :

$$S(x, y, z) = \sigma \left[\left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (\text{IV.11})$$

Pour avoir une solution plus générale, le système d'équations (IV.1 - IV.11) a été adimensionné. Les grandeurs utilisées sont :

$$x^+ = \frac{x}{a} ; y^+ = \frac{y}{a} ; z^+ = \frac{z}{a} ; \varepsilon = \frac{a}{b} ; T^+ = \frac{T}{T_r} ; U^+ = \frac{U}{U_r} ; T_r = \frac{qa}{k} ; U_r = \frac{ja}{\sigma} \quad (\text{IV.12})$$

$$Pe = \frac{va}{2\alpha} ; Bi = \frac{ha}{k} ; E = \left(\frac{j^2}{\sigma} \right) / \left(\frac{q}{a} \right) ; Q_e = \pi a^2 j ; Q_t = \pi a^2 q \quad (\text{IV.13})$$

L'introduction de ces grandeurs adimensionnelles dans le système d'équations (IV.1 - IV.11) a donné le nouveau système suivant :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - Pe \frac{\partial T}{\partial x} + S = 0 \quad (\text{IV.14})$$

$$-\frac{\partial T}{\partial z} = \begin{cases} 1 & \text{au contact} \\ -BiT & \text{ailleurs} \end{cases} \quad z = 0 \quad (\text{IV.15})$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0 \begin{cases} \text{quand } x = -\frac{1}{\varepsilon} \\ \text{quand } x = +\frac{1}{\varepsilon} \end{cases} \quad 0 < z < \infty \quad (\text{IV.16})$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0 \begin{cases} \text{quand } y = -\frac{1}{\varepsilon} \\ \text{quand } y = +\frac{1}{\varepsilon} \end{cases} 0 < z < \infty \quad (\text{IV.17})$$

$$T(x, y, z, t) = 0 \text{ quand } z \rightarrow \infty \quad (\text{IV.18})$$

et le problème électrique devient :

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{IV.19})$$

$$-\frac{\partial U}{\partial z} = \begin{cases} 1 & \text{au contact} \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} z = 0 \quad (\text{IV.20})$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} = 0 \begin{cases} \text{quand } x = -\frac{1}{\varepsilon} \\ \text{quand } x = +\frac{1}{\varepsilon} \end{cases} 0 < z < \infty \quad (\text{IV.21})$$

$$\frac{\partial U}{\partial y} = 0 \begin{cases} \text{quand } y = -\frac{1}{\varepsilon} \\ \text{quand } y = +\frac{1}{\varepsilon} \end{cases} 0 < z < \infty \quad (\text{IV.22})$$

$$U(x, y, z) = 0 \text{ quand } z \rightarrow \infty \quad (\text{IV.23})$$

La source générée par effet joule devient alors :

$$S(x, y, z) = E \left[\left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (\text{IV.24})$$

Pour plus de clarté, le signe + est omis.

IV.2.2 Méthodologie numérique et maillage

La résolution du problème de transfert thermoélectrique, en tenant compte de toutes les conditions aux limites, est faite en régime permanent à partir de la discrétisation de l'équation de la conduction de chaleur en couplage avec l'équation de la conservation du flux de courant intégré dans le code de calcul par éléments finis COMSOL®.

La méthode des éléments finis repose sur un découpage de l'espace selon un maillage, cela est choisi selon la géométrie. Il n'est pas nécessaire que le maillage soit régulier, nous pouvons resserrer le maillage près des endroits d'intérêts pour avoir des résultats plus précis et gagner aussi le temps de calcul. Nous avons la même attention qu'avant pour la construction du maillage : un maillage suffisamment fin au niveau du contact et progressif vers le milieu est adopté afin de limiter le temps de calcul, avoir des résultats avec une grande précision et

en bon accord avec ceux obtenus analytiquement et enfin pour mieux suivre l'évolution de la température au voisinage du contact.

Le choix de type d'élément est basé sur la configuration géométrique de l'ensemble du modèle 3D et aussi prendre en compte la diffusion de chaleur.

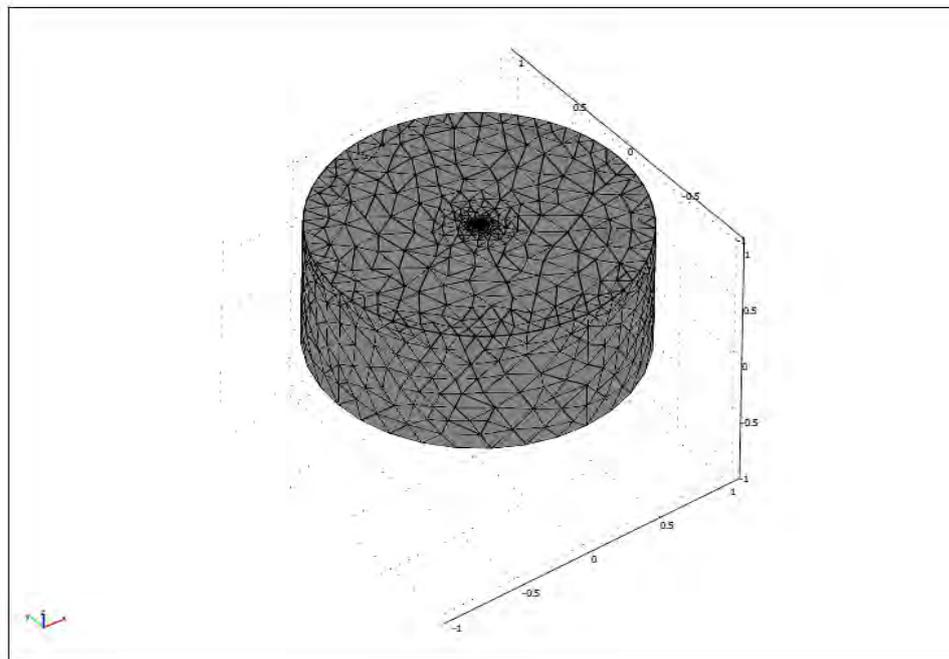


Figure IV. 2 : Structure du maillage.

IV.3 Estimation numérique de la température et la résistance de constriction

Le problème thermoélectrique a été résolu par la méthode des éléments finis, en gardant la même géométrie. Pour étudier l'influence de l'échauffement généré par la source volumique, nous avons d'abord testé la validité du modèle et leur efficacité. Nous avons commencé par l'étude de chaque problème séparément puis avec le couplage. L'influence du refroidissement a été aussi présentée dans cette étude. Le tableau IV.1 représente les différents cas traités et les conditions aux limites correspondantes.

Cas étudié	Densité de courant appliquée \mathbf{j}	Flux de chaleur appliqué \mathbf{q}	Convection \mathbf{Bi}
I	0	1	0
II	0	1	1
III	1	0	0
IV	1	0	1
V	1	1	0
VI	1	1	1

Tableau IV.1 : Analyse des cas étudiés et les différentes conditions aux limites correspondantes.

IV.3.1 Estimation de la constriction thermique avec des conditions adiabatiques

Dans cette partie, un modèle numérique a été proposé pour calculer la température dans un contact dynamique soumis à une source de chaleur circulaire. Ce problème a été traité dans la littérature [21,27] par des modèles simplifiés qui assimilent le mouvement de la source à une trajectoire rectiligne. Pour pouvoir procéder à la comparaison avec notre solution, nous nous sommes placés dans une configuration sensiblement voisine. Pour ce faire, nous avons retenu le rapport de constriction $\varepsilon = a/b$ très faible ($\varepsilon = 0,008$) avec des conditions aux limites adiabatiques (sans refroidissement hors de la zone de contact). Les résultats obtenus ont été comparés avec ceux trouvés analytiquement et reportés dans les références [21] et [27]. Le but de cette comparaison est la validation de la solution numérique afin de pouvoir utiliser le même modèle pour la suite des calculs.

IV.3.1.1 Comparaison entre les solutions analytique et numérique

Pour réaliser la comparaison des modèles, nous avons résolu le problème numériquement par la méthode des éléments finis au moyen de code de calcul COMSOL en respectant la géométrie proposée. La partie suivante représente les résultats de cette confrontation en fonction du nombre de Peclet. Ce nombre adimensionnelle est déjà défini antérieurement par le rapport entre le temps de diffusion t_d et le temps de contact t_c .

a) Température de surface

La figure IV.3 montre l'évolution de la température de surface obtenue numériquement par notre modèle et analytiquement par le modèle de Tian et Kennedy [21]. En examinant cette figure, nous remarquons une bonne concordance entre les deux résultats. Grâce au bon choix du maillage, l'erreur est très faible et reste $< 1\%$. La température de surface maximale se déplace vers la limite de la source avec l'augmentation du nombre de Peclet. Ce résultat est bien connu dans la littérature [1,2]. La méthode numérique des éléments finis utilisée est capable de restituer ces résultats avec une grande précision.

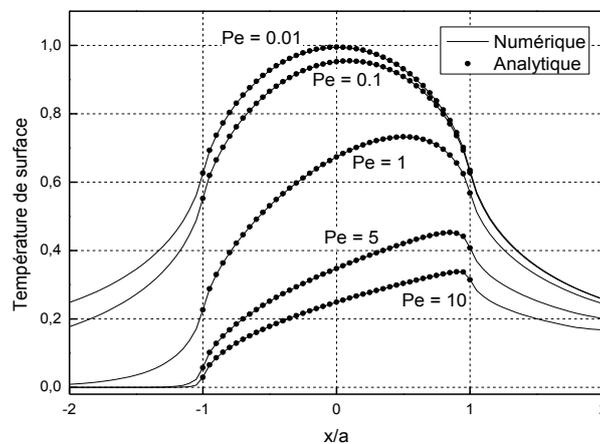


Figure IV.3 : Température de surface d'une source circulaire en 3D calculée par la référence [21] et par notre modèle numérique ($Bi = 0$).

Les valeurs de la température de surface maximale trouvées par Tian et Kennedy [21] et celles calculées numériquement en fonction du nombre de Pe sont comparées et reportées dans le tableau suivant.

$Pe = va/2\alpha$	Analytique [21]	Approximation [21]	Modèle numérique
0,01	0,995	0,996	0,994
0,1	0,954	0,963	0,954
1	0,732	0,748	0,732
1,5	0,666	0,677	0,666
2	0,607	0,623	0,616
2,5	0,576	0,581	0,576
3	0,544	0,546	0,544
3,5	0,516	0,516	0,516
4	0,492	0,491	0,492
4,5	0,471	0,469	0,471
5	0,452	0,45	0,452
8	0,373	0,37	0,373
10	0,338	0,336	0,338
12	0,311	0,31	0,311
15	0,281	0,28	0,281
18	0,258	0,257	0,258
20	0,245	0,244	0,245

Tableau IV.2 : Comparaison du modèle numérique proposé avec les résultats de la référence [21] ($Bi = 0$).

Comme le montre le tableau IV.2, la méthode numérique utilisée retrouve bien les valeurs de la solution analytique.

Après la confrontation des résultats avec ceux de la référence [21] qui a montré que l'erreur entre l'analytique et le numérique tend vers zéro. Nous avons pensé à proposer une approximation qui permet d'estimer la température maximale d'une source de chaleur circulaire mobile à partir des résultats obtenus par notre modèle numérique. Cette corrélation est définie par l'expression suivante :

$$T_{max} = 0,466 \exp\left(-\frac{Pe}{7,353}\right) + 0,312 \exp\left(-\frac{Pe}{0,951}\right) + 0,217 \quad (IV.25)$$

Quand le nombre de Peclet se situe dans l'intervalle de [0-20].

D'après la littérature [1, 13, 92, 93], la température maximale adimensionnelle d'une source circulaire est donnée par : $T_{max} = Tk/a q_0 = 1$. La corrélation proposée retrouve bien la température maximale avec une légère différence ($\leq 0,5\%$), $T_{max} = 0,995$.

b) Température moyenne de contact

Dans le tableau IV.3, on compare la température moyenne de contact calculée par notre modèle et les résultats obtenus par l'approximation de Tian et Kennedy [21] et la solution exacte de Laraqi [27].

$Pe = Va/2\alpha$	Tian et Kennedy [21]	Laraqi [27]	Modèle numérique
0	0,849	0,849	0,843
0,01	0,842	0,844	0,842
0,1	0,791	0,802	0,801
0,3	0,703	0,725	0,724
0,5	0,640	0,663	0,663
0,7	0,591	0,614	0,613
1	0,535	0,555	0,555
1,5	0,469	0,485	0,484
2	0,422	0,435	0,435
2,5	0,387	0,398	0,397
3	0,360	0,369	0,368
3,5	0,338	0,345	0,345
4	0,319	0,325	0,325
4,5	0,303	0,308	0,308
5	0,289	0,292	0,294

Tableau IV.3 : Comparaison du modèle proposé avec les résultats des références [21] et [27] ($Bi = 0$).

Cette comparaison montre une excellente concordance entre les différents résultats. Les écarts sont très faibles, surtout entre notre modèle et celui de Laraqi (solution exacte), où l'erreur observée est inférieure à 1%.

Dans la figure IV.4, nous comparons la température moyenne de contact calculée par notre modèle numérique proposé et les résultats obtenus analytiquement. Cette comparaison montre une excellente concordance entre les différents résultats, les écarts sont très faibles. On constate que la température moyenne de contact diminue avec l'augmentation du nombre de Pe . Ce phénomène est expliqué par le temps de pénétration de la chaleur générée par friction dans le solide qui est inversement proportionnel avec le nombre de Pe .

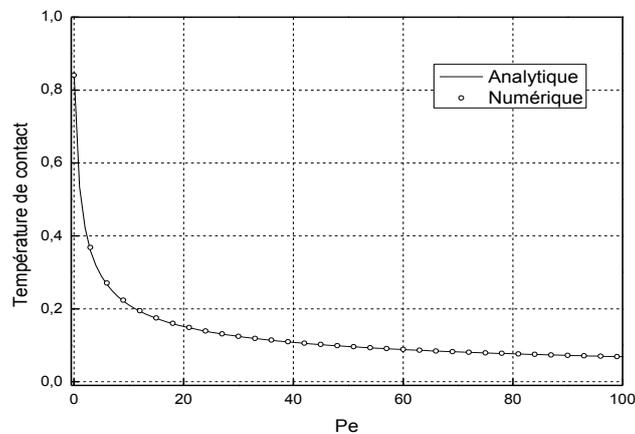


Figure IV.4 : Comparaison de l'évolution de la température de contact en fonction de Pe : ($Bi = 0$).

c) Constriction adimensionnelle

La résistance thermique de constriction est définie par :

$$R_c = \frac{\bar{T}_c - \bar{T}_{z=0}}{Q} \quad (IV.26)$$

Avec \bar{T}_c est la température moyenne de contact, $\bar{T}_{z=0}$ est la température moyenne de surface ($z=0$) et Q est le flux total de chaleur. Pour une source de forme circulaire en semi-infini ($\bar{T}_{z=0}=0$), la résistance de constriction est donnée par :

$$R_c = \frac{\bar{T}_c}{\pi a^2 q} \quad (IV.27)$$

La résistance de constriction adimensionnelle est définie par [57] :

$$\psi = k\sqrt{A_c} R_c = \bar{T}_c / \sqrt{\pi} \quad (IV.28)$$

La figure IV.5 montre l'évolution de la résistance de constriction adimensionnelle en fonction de Pe . Nous remarquons que pour un contact statique ($Pe = 0$), nous retrouvons la valeur connue [57] : $\psi = 0,4789$. Nous constatons aussi que ψ décroît rapidement aux premières vitesses (atténuation d'environ 70% pour un $Pe \leq 10$) puis diminue lentement aux grandes vitesses.

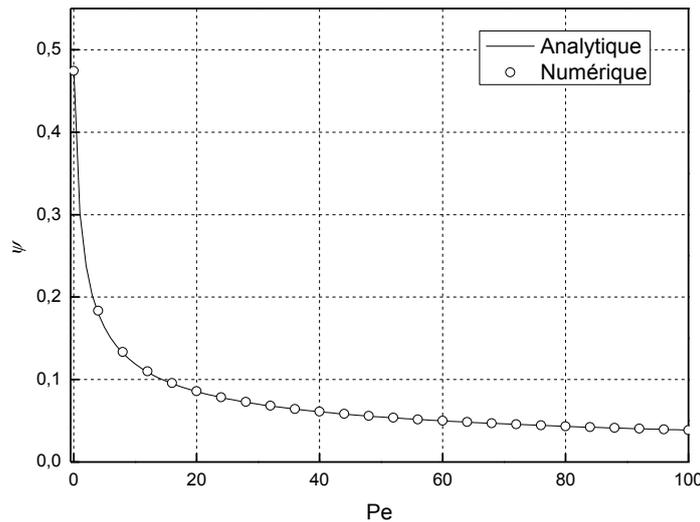


Figure IV.5 : Variation de la constriction thermique adimensionnelle en fonction de Pe ($Bi = 0$).

IV.3.1.2 Etude de l'influence de l'épaisseur de peau

Dans cette partie, nous nous intéressons à l'étude de l'évolution de la température à différentes profondeurs de pénétration de la chaleur au sein du solide. Les courbes permettent de mettre en évidence les domaines affectés par la présence de la source de chaleur. Les résultats présentés vont montrer l'atténuation de la fluctuation de la température à partir d'une certaine profondeur de pénétration qui est liée au phénomène de l'épaisseur de peau. La profondeur de pénétration thermique est de l'ordre de 2 à 3 fois l'épaisseur de peau. Dans ce cas on prend la profondeur égale 2 à 3 fois δ , cette dernière est donnée pour une source circulaire [5] :

$$\delta = \sqrt{\frac{2\alpha\pi a}{v}} \quad (\text{IV.29})$$

$$\frac{\delta}{a} = \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{Pe}} \quad (\text{IV.30})$$

Avec $\delta^+ = \delta/a$ est la profondeur de pénétration adimensionnelle d'une source de chaleur circulaire. Dans la suite de cette partie, nous utilisons δ comme pénétration adimensionnelle. La figure IV.6 représente la variation de la température en fonction de la profondeur de pénétration thermique. Cette profondeur varie avec le nombre de Peclet. Le tableau suivant regroupe les valeurs de δ et Pe correspondant.

Pe	1	5	10
δ	1,772	0,792	0,56

Tableau IV.4 : Les valeurs de δ avec la vitesse correspondante.

Ainsi, pour de très grandes valeurs de Peclet, la pénétration δ est très petite, et la diffusion de la chaleur à l'intérieur du solide devient monodimensionnelle, puisque nous pouvons la négliger en semi-infini.

D'après les résultats de la figure IV.6, on constate que le gradient de température devient nul après une profondeur $z \geq 2\delta$ et ce, quelle que soit la vitesse de déplacement de la source de chaleur. L'ordre de grandeur de la profondeur de pénétration est très cohérent avec ce que nous avons observé sur ces courbes.

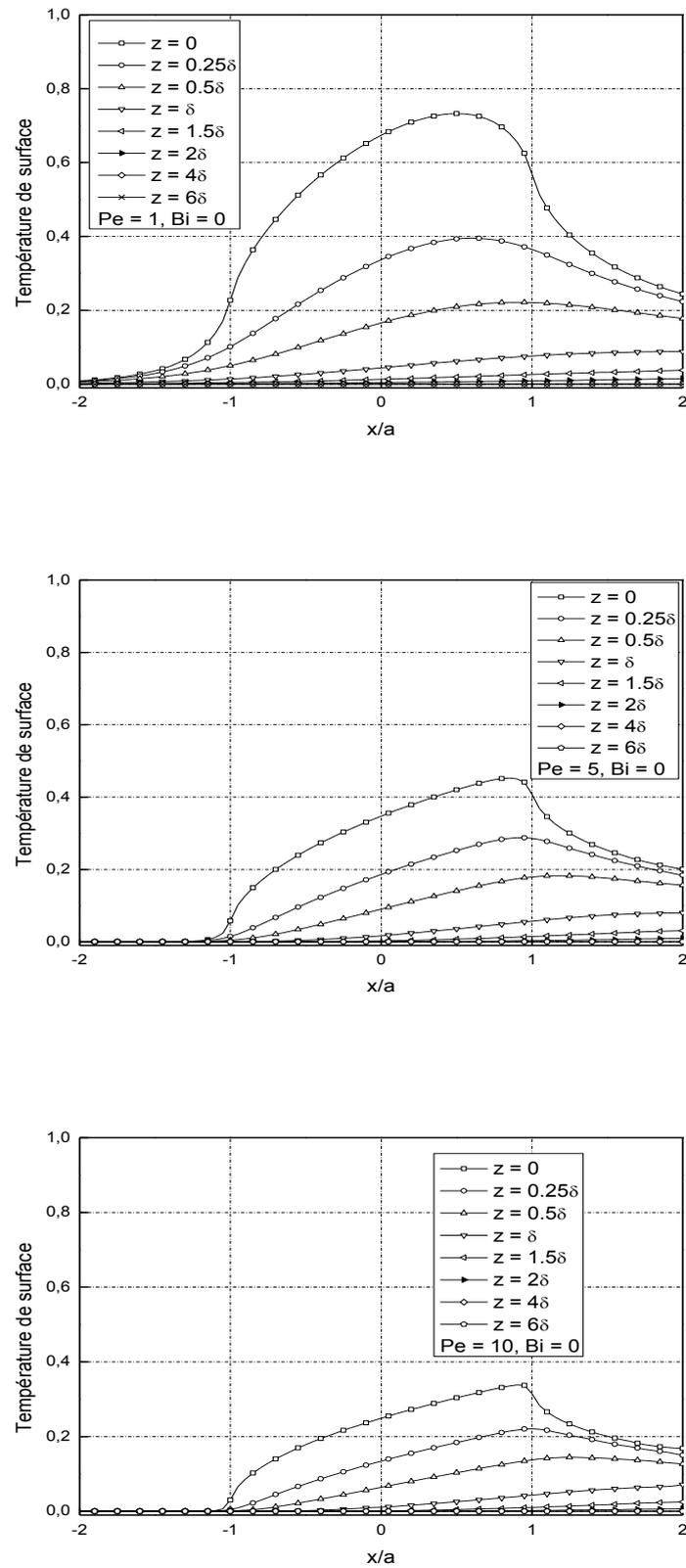


Figure IV.6 : Température à différentes profondeurs pour $Pe = 1, 5$ et 10 sans refroidissement.

IV.3.1.3 Pénétration de la chaleur en fonction de la profondeur du solide

La pénétration de la chaleur générée par la source mobile varie avec le nombre de Peclet. Pour une vitesse de glissement faible, le déplacement de la surface de contact se fait très lentement, il y a assez de temps pour le transfert de chaleur au niveau du contact des deux solides. Dans le cas d'une grande vitesse de glissement, la surface du solide se déplace rapidement, il n'y a pas suffisamment de temps de contact entre les deux solides pour que le transfert de chaleur se produise. La profondeur à laquelle la chaleur pénètre dans le corps fixe est très faible par rapport aux dimensions du contact. Les figures IV.7-IV.9 illustrent la variation de pénétration de la température pour différentes valeurs de Peclet et différentes positions de la source $x/a = 0$ et ± 1 , selon la profondeur du corps, sans convection.

Il ressort de la figure IV.7 que la température au centre de la source de chaleur a diminué de $1/8$ de sa valeur en surface lorsque $z = 3a$, c'est-à-dire une profondeur $d \cong 24 \text{ mm}$ pour un $Pe = 0,5$, puis z diminue avec l'augmentation de Peclet et atteint 8 mm pour un $Pe = 10$. Cette profondeur dépend du nombre de Peclet ainsi que des propriétés thermiques des matériaux. Dans la plupart des cas, la pénétration de chaleur dans un milieu est très peu profonde.

Les maximums de température sont observés pour un déplacement de la source au côté droit ($x/a = 1$). Cet effet résulte de la diffusion de la chaleur de surface vers l'intérieur après le passage de la source.

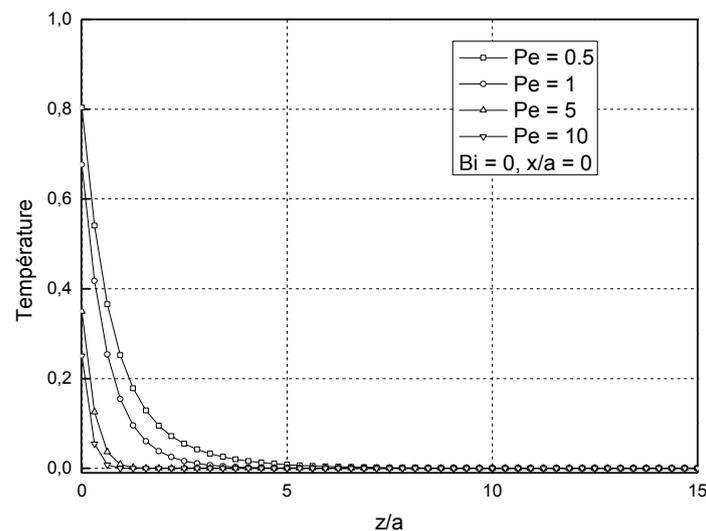


Figure IV.7 : Profil de pénétration de la température au centre de la source en fonction de Pe , sans refroidissement.

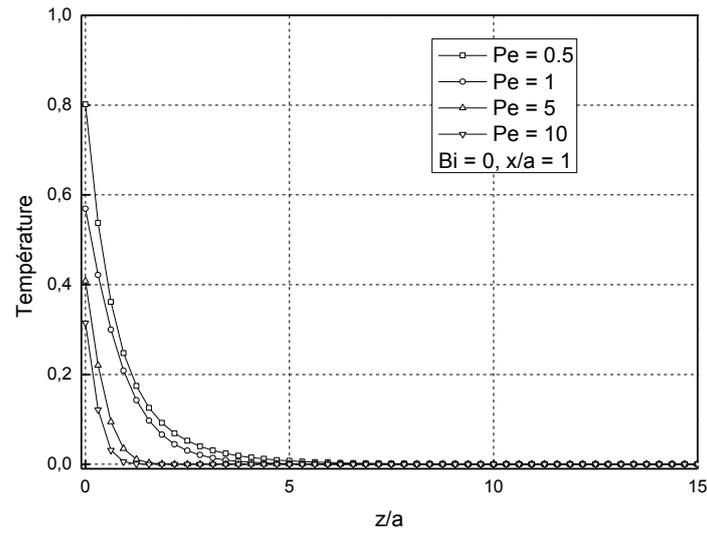


Figure IV.8 : Profil de pénétration de la température à l'extrémité avant de la source en fonction de Pe, sans refroidissement.

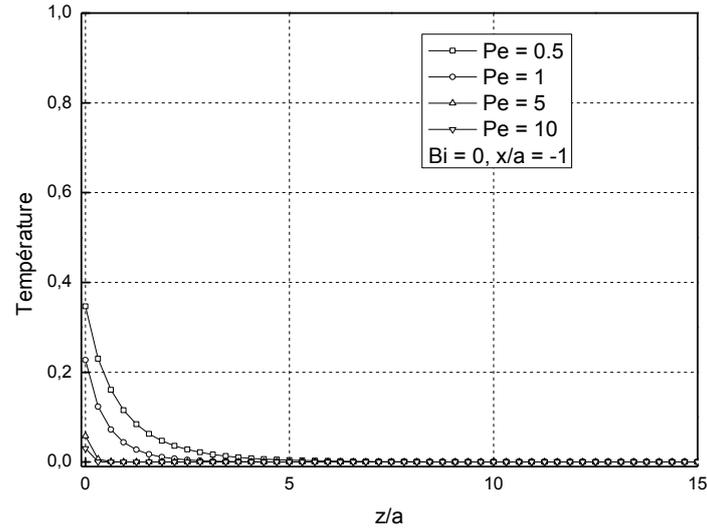


Figure IV.9 : Profil de pénétration de la température à l'extrémité arrière de la source en fonction de Pe, sans refroidissement.

IV.3.2 Estimation de la constriction thermique avec refroidissement

Le but de cette partie consiste à étudier l'effet de la convection sur la variation de la résistance de constriction ainsi que la distribution de la température. Les résultats obtenus sont représentés et commentés.

a) Température de surface

La figure IV.10 montre la distribution de la température de surface en présence de la convection hors de la zone de contact pour différentes valeurs du nombre de Peclet. En examinant ces courbes, on remarque que la présence de convection engendre une diminution appréciable du niveau de la température atteinte. Cette diminution devient plus importante après le passage de la source et s'accroît avec l'augmentation du nombre de Biot, surtout dans le cas des faibles vitesses de déplacement. Pour un $Pe = 0,01$, la température diminue de 1,25 fois quand Bi varie de 0 à 1, et de 1,5 fois quand Bi augmente de 0 à 10, pour ce même nombre de Peclet. En augmentant davantage Pe , cette diminution devient moins importante et le refroidissement affecte peu la température de contact.

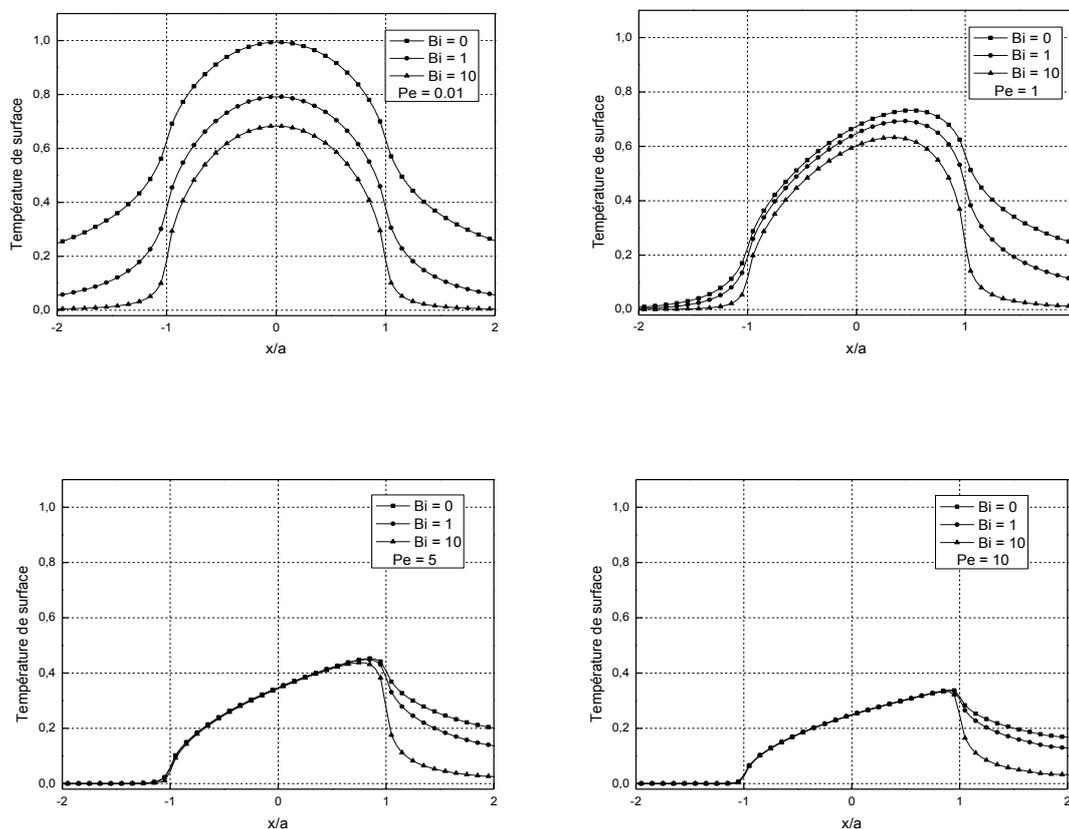


Figure IV.10 : Température surfacique avec convection pour différentes valeurs de Pe .

b) Constriction adimensionnelle

La figure IV.11 représente la variation de la résistance de constriction en fonction de Pe pour trois valeurs de Bi ; 0, 1 et 10. Cette figure montre une diminution de cette résistance avec l'augmentation de Bi pour les premières valeurs de la vitesse ($Pe \leq 10$). Au-delà de cette valeur, le refroidissement n'a presque aucun effet sur la variation de la résistance de constriction thermique. L'évolution de cette dernière tend vers les valeurs observées dans le cas sans convection. Ce résultat signifie que, pour les fortes valeurs de Pe , l'influence du refroidissement sur l'évolution de la constriction diminue considérablement. En conclusion, pour des $Pe \geq 10$, le refroidissement à la surface n'affecte pas les conditions thermiques de surface de contact.

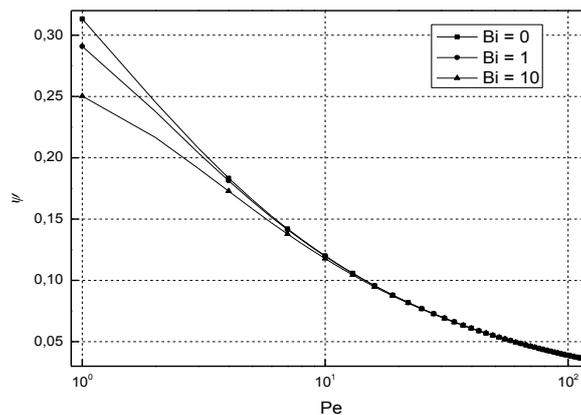


Figure IV.11 : Constriction en fonction de Pe avec refroidissement à la surface.

D'autre part, en analysant les valeurs de la résistance de constriction, en régime permanent, nous remarquons que l'évolution de la constriction peut être exprimée par la corrélation suivante :

$$\psi = a_1 \exp(-Pe/b_1) + a_2 \exp(-Pe/b_2) + c_0 \quad (\text{IV.31})$$

Où les constantes a_1, a_2, b_1, b_2 et c_0 varient avec le nombre de Bi , comme indiqué dans le tableau suivant :

Bi	a_1	a_2	b_1	b_2	c_0
0	0,127	0,301	22,02	1,72	0,038
1	0,211	0,102	3,1	28,77	0,036
10	0,089	0,156	34,12	4,36	0,034

Tableau IV.5 : Valeurs de constants a_1, a_2, b_1, b_2 et c_0 en fonction de Bi .

L'influence de la convection (Biot) sur l'évolution de la constriction, pour différentes valeurs de Pe , est illustrée par la figure IV.12. Excepté la partie $Bi \times Pe \approx [0, 4] \times [0, 5]$ dans laquelle un changement significatif de la résistance de constriction est observé. Cette figure montre que l'effet de refroidissement est très limité à l'extérieur de cette partie. Pour une valeur importante du nombre de Peclet, les courbes obtenues en fonction de Bi sont parallèles et

montrent clairement que la convection n'a aucun effet sur l'évolution de la constriction thermique.

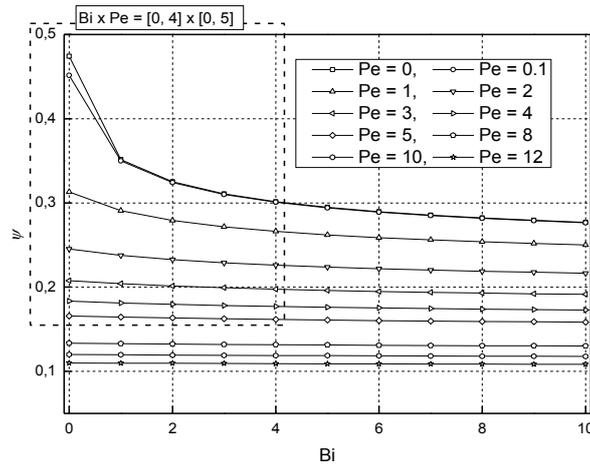


Figure IV.12 : La résistance de constriction en fonction de Bi pour différentes valeurs de Pe .

c) Epaisseur de peau

Pour mettre en évidence l'effet de refroidissement sur la variation de la température à l'intérieur du solide, nous avons représenté l'évolution de cette température, à différentes profondeurs, en fonction du nombre de Biot pour trois valeurs de Pe 1, 5 et 10. Les résultats obtenus sont reportés sur la figure IV.13. Ces courbes montrent que la diminution significative de la température due à la présence du refroidissement pour de faibles profondeurs ($z = 0,25\delta$). Pour des valeurs de profondeurs plus importantes, l'effet de la convection sur la distribution de la température devient moins significatif, surtout pour de grandes vitesses.

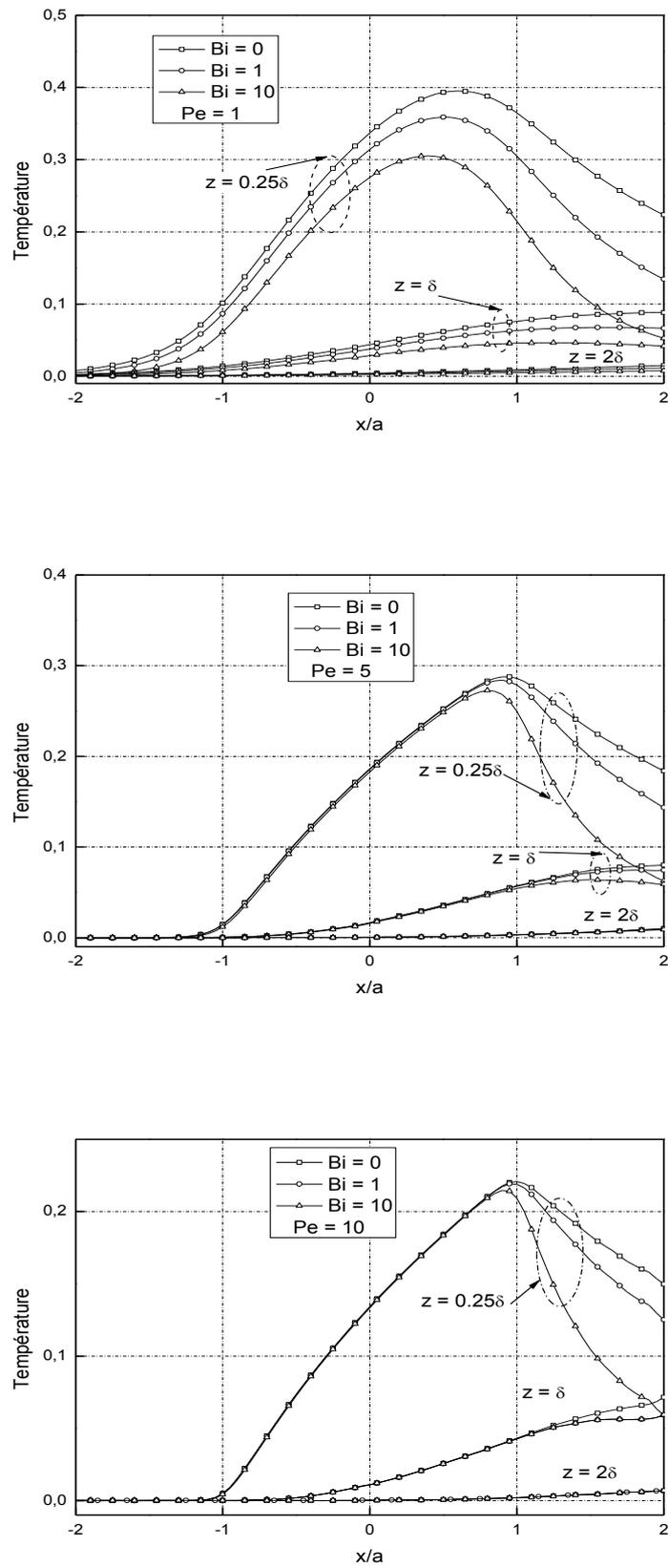


Figure IV.13 : Température à l'intérieur du solide avec convection.

d) Distribution de la température au sein du milieu semi-infini

L'évolution de la température dans la direction de la profondeur de la source de chaleur en différentes positions quand $Pe = 0,1$ et 5 , en présence de la convection, est illustrée par les figures IV.14 et IV.15. Les courbes obtenues représentent des allures classiques des températures suivant la profondeur. Pour de faibles vitesses, l'évolution de la température à l'intérieur du solide est affectée par la présence du refroidissement à la surface. En revanche, quand la vitesse devient plus importante, la convection n'affecte pas la température.

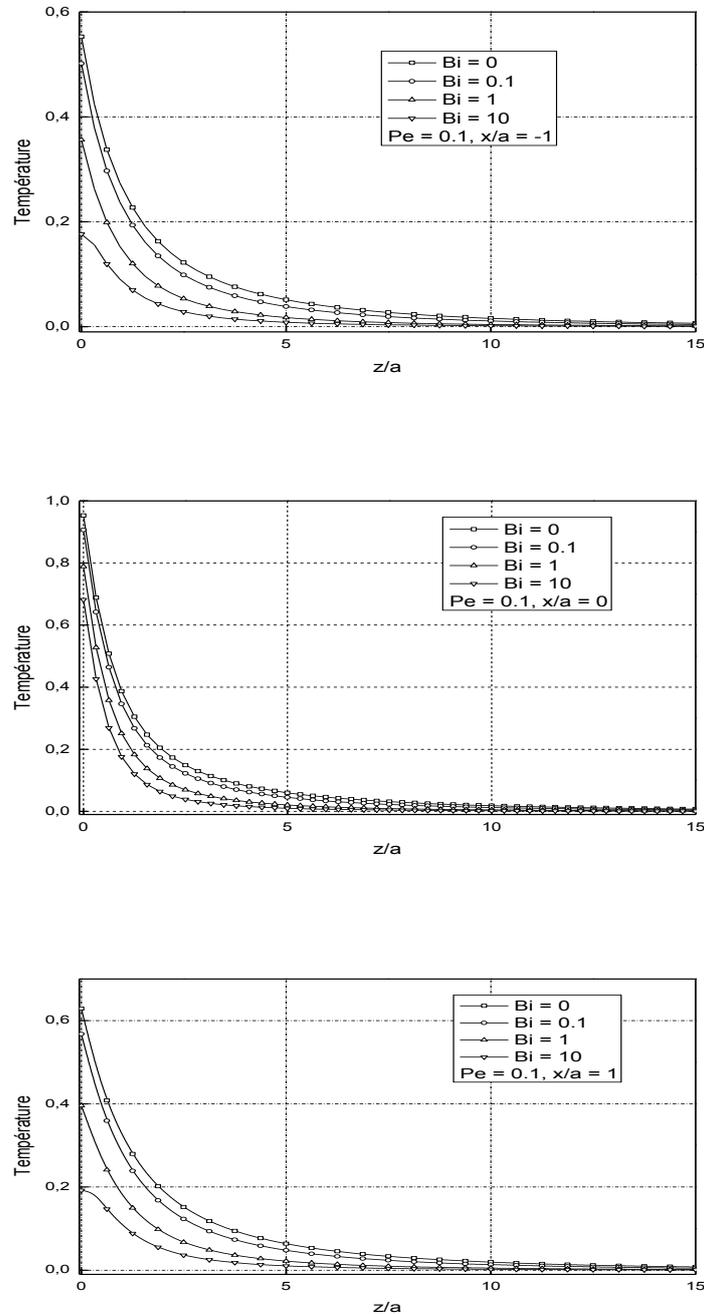


Figure IV.14 : Température à l'intérieur du milieu semi-infini pour différentes positions de la source mobile, $Pe = 0,1$ et $Bi = 0, 0.1, 1$ et 10 .

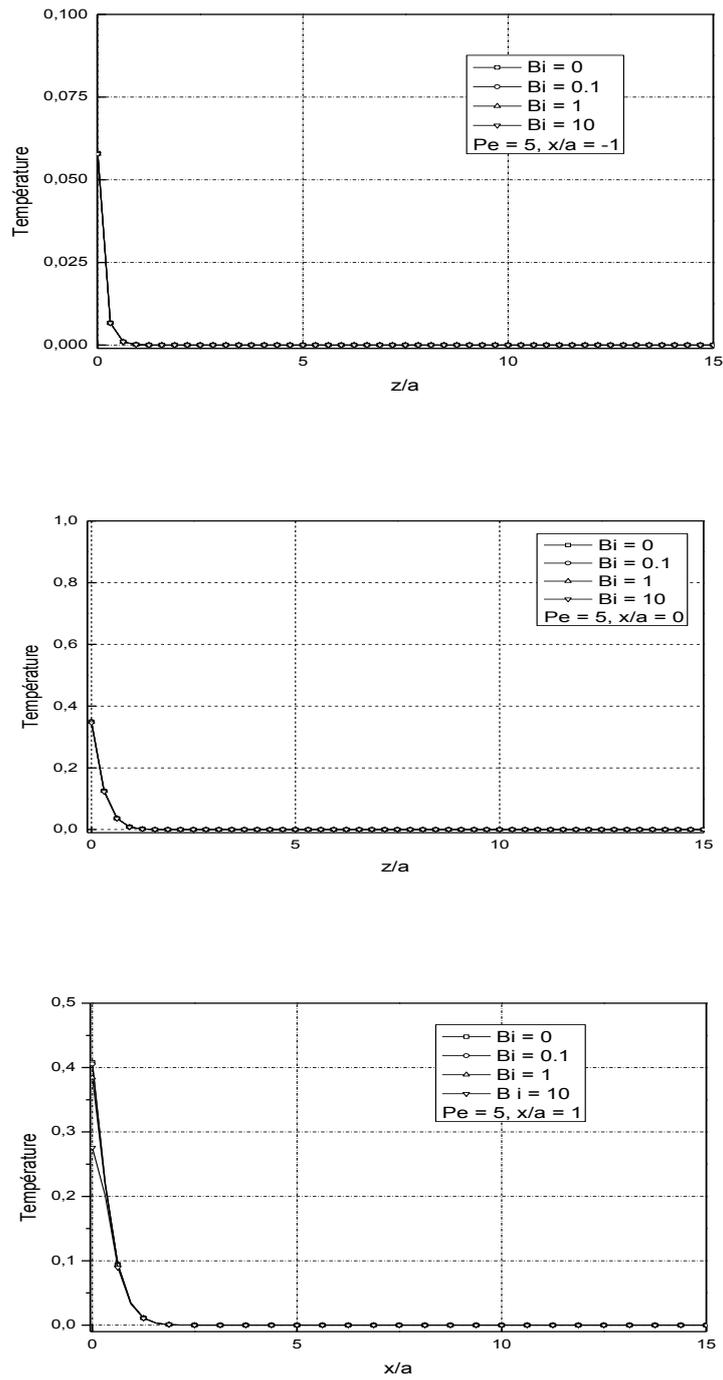


Figure IV.15 : Température à l'intérieur du milieu semi-infini pour différentes positions de la source mobile, $Pe = 5$ et $Bi = 0, 0.1, 1$ et 10 .

IV.3.3 Constriction électrique sans refroidissement

Dans cette deuxième étape, nous résolvons le problème électrique, séparément du problème thermique, en considérant les hypothèses suivantes : $q = 0$ et $j = 1$. Dans ce cas, seulement une densité de courant est imposée au niveau de contact, les autres frontières sont isolées. Par conséquent, il n'y a pas de constriction thermique, même s'il y a une génération de chaleur par effet Joule. Dans ces circonstances, le problème électrique présente une similitude parfaite avec le problème thermique d'où q devient j . Donc, nous allons résoudre un champ de potentiel décrit par les équations (IV.19 - IV.23), où la résistance électrique est déterminée par :

$$R_{CE} = \frac{\bar{U}_c - \bar{U}_{z=0}}{Q_E} \quad (IV.32)$$

Avec \bar{U}_c est le potentiel moyen au niveau de contact, $\bar{U}_{z=0}$ est le potentiel moyen de surface au plan $z=0$, et Q_E est le flux électrique traversant la constriction calculé par : $Q_E = A_c j$. Pour une source de forme circulaire en semi-infini ($\bar{U}_{z=0} = 0$), la résistance de constriction électrique est donnée par :

$$R_{CE} = \frac{\bar{U}_c}{A_c j} \quad (IV.33)$$

En utilisant l'analogie entre la thermique et l'électrique, la résistance de constriction adimensionnelle est définie par :

$$\psi_E = \sigma \sqrt{A_c} R_{CE} = \bar{U}_c / \sqrt{\pi} \quad (IV.34)$$

Dans de tel contact, le phénomène de constriction thermique n'existe pas. Pour cela, nous avons étudié l'évolution de la température, au niveau du contact à cause de la génération de chaleur par effet Joule. Les résultats sont représentés par la figure IV.16 qui montre la variation de la température de contact en fonction du nombre de Pe. L'examen de cette figure indique une chute de température pour les premières vitesses de déplacement de la source de chaleur, cela est dû au temps de contact entre les deux solides. Le courant ne passe que par la voie solide, donc pour des grandes vitesses, la génération de chaleur par effet joule est faible.

La figure IV.17 représente la variation de la température de surface en fonction de Pe dans le cas sans convection. Nous constatons que l'augmentation de la vitesse de glissement diminue la température, cette dernière tend vers 0 pour des vitesses plus grandes.

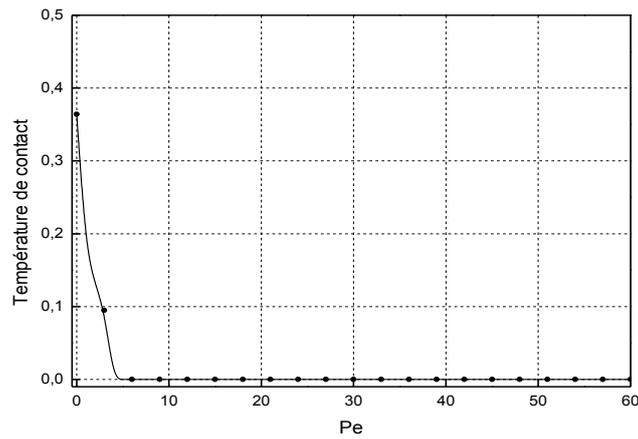


Figure IV.16 : Distribution de la température de contact en fonction de nombre de Peclet.

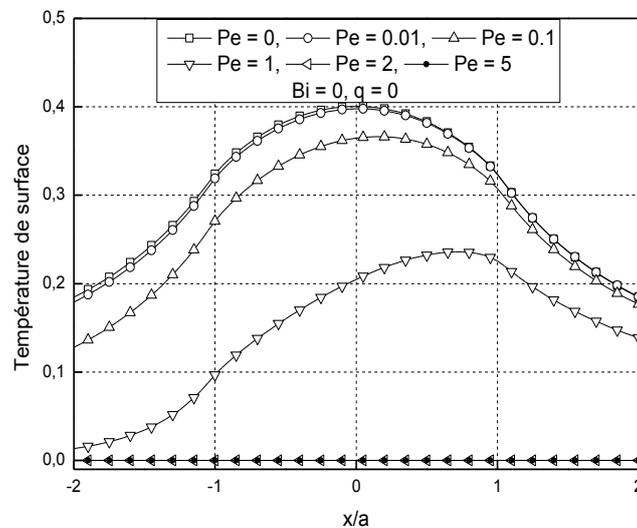


Figure IV.17 : Variation de la température de surface en fonction de Pe sans convection.

L'étude de la distribution de la température à l'intérieur du solide est intéressante, car elle permet de déterminer les zones affectées thermiquement par le passage du courant électrique. Nous avons utilisé la même définition de l'épaisseur de peau en thermique. Les résultats obtenus pour un $Pe = 1$ sont illustrés par la figure IV.18. En examinant cette figure, nous notons que le gradient de température s'annule à partir de la profondeur $z = 2\delta$. L'évolution de la température, pour des valeurs plus élevées de Pe , est nulle.

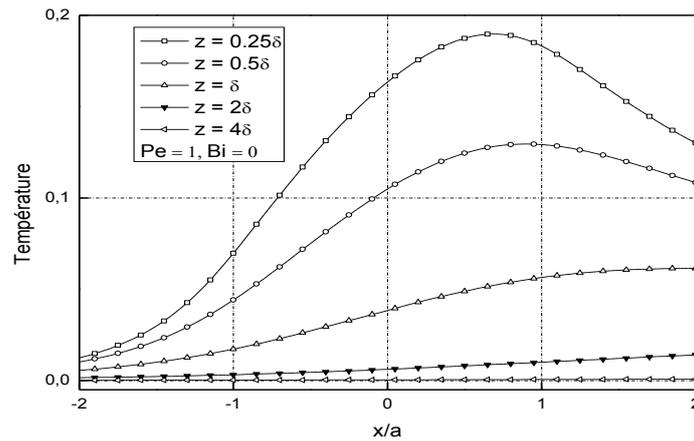


Figure VI.18 : Profil de température à l'intérieur du solide pour $Pe = 1$ et $Bi = 0$.

IV.3.4 Constriction électrique avec refroidissement

Les figures IV.19 et IV.20 donnent l'évolution de la température de contact et de la température de surface d'un solide soumis à une source électrique circulaire, pour différentes valeurs du coefficient de convection Bi , en fonction du nombre de Peclet. Ces courbes mettent en évidence des chutes importantes des valeurs de température pour des Bi plus élevés.

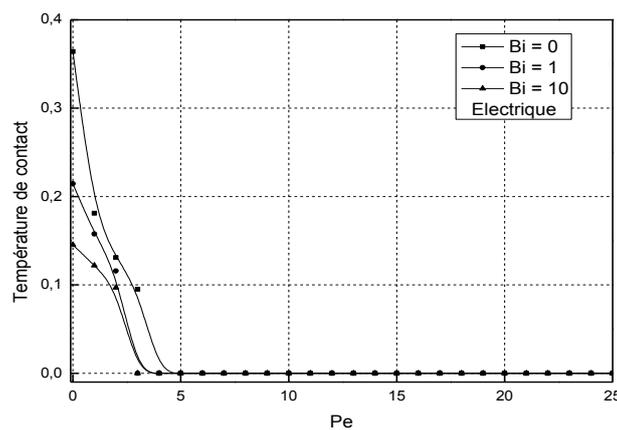


Figure IV.19 : Température de contact en fonction de Pe pour $Bi = 0, 1$ et 10 .

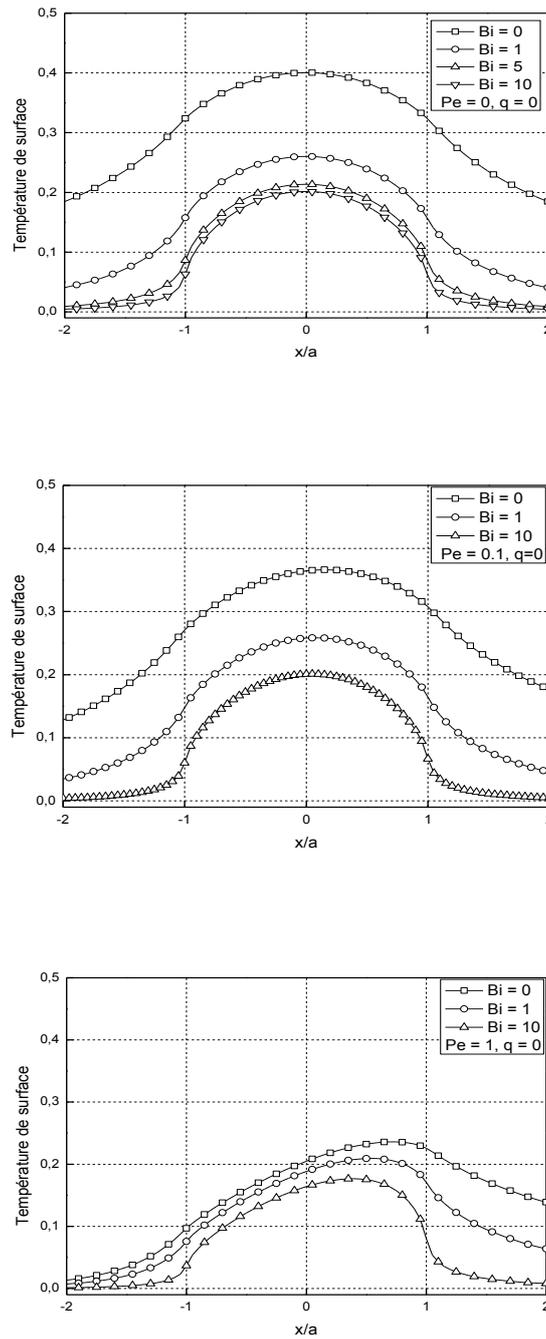


Figure IV.20 : Température de surface pour différentes valeurs de Pe et $Bi = 0, 1$ et 10 .

IV.3.5 Couplage thermoélectrique sans refroidissement

Le but de cette partie est d'étudier le phénomène thermoélectrique d'un contact circulaire dynamique. En modélisant ce phénomène, nous avons considéré que toutes les limites sont isolées thermiquement et électriquement.

IV.3.5.1 Comparaison entre le phénomène électrique et thermique

Avant d'évoquer le problème thermoélectrique, nous avons institué une comparaison entre les deux phénomènes, thermique et électrique, pour étudier l'évolution de la température de surface dans chaque cas séparément et trouver la liaison entre les deux phénomènes dans le cas du couplage. La figure IV.21 donne une comparaison de la température de surface en fonction de Pe dans les cas : Thermique, Electrique et couplage Thermoélectrique, pour un milieu semi-infini ; soumis à une source de chaleur circulaire mobile, traversé au niveau du contact par un courant électrique. En observant les courbes de cette figure, nous voyons que la variation de la température de surface pour un contact thermoélectrique glissant est la somme de température dû au frottement et celle du passage de courant. Ce résultat est trouvé par la référence [99]. Cela signifie que l'évolution de la température de surface de frottement et par chauffage électrique (effet Joule) peut être calculée séparément puis superposée.

Comme le flux de chaleur traversant le contact n'est pas constant, la définition de la résistance thermique de constriction n'est pas valable dans ce cas. L'effet de constriction sera exprimé par la variation de la température moyenne au niveau du contact \bar{T}_c .

La figure IV.22 donne l'évolution de la température au niveau du contact en fonction de la vitesse de déplacement. Elle étudie la distribution de la température par rapport à l'origine de la source de chaleur. Nous constatons aussi que les deux phénomènes se sont évalués séparément puis associés.

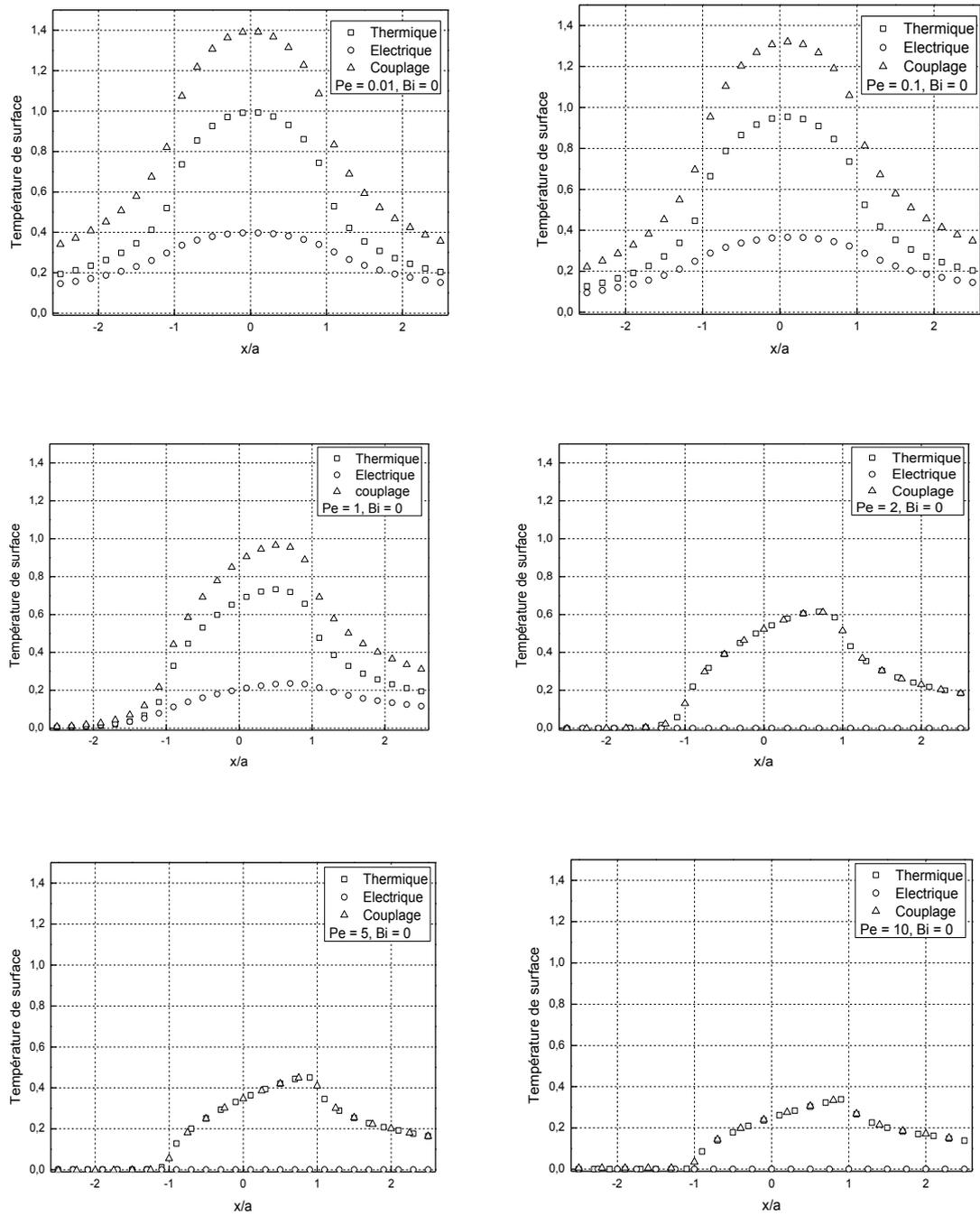


Figure IV.21 : Evolution de la température de surface pour différentes valeurs de Pe , Comparaison entre : Thermique, Electrique et couplage Electrothermique.

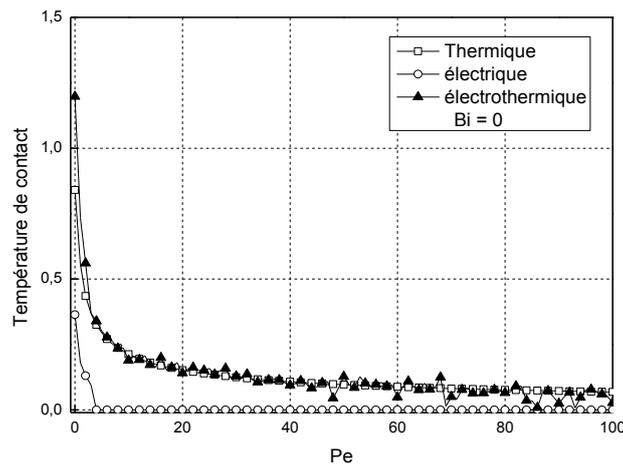


Figure IV.22 : comparaison des températures de contact.

IV.3.5.2 Etude du couplage électrothermique

Le cas le plus important est le couplage entre les deux phénomènes : thermique et électrique. Il s'agit de résoudre numériquement le système d'équations (IV.14-IV.24) qui décrit la diffusion thermique et électrique dans le milieu semi-infini. Le couplage est défini par le paramètre adimensionnel suivant :

$$E = \frac{j^2/\sigma}{q/a} \quad (IV.35)$$

Le paramètre E représente le rapport entre les deux termes sources. Le premier terme : j^2/σ est dû à la source électrique j générée par effet Joule, et le second q/a est dû à la source thermique q qui est dissipée par frottement. Ce paramètre de couplage met la compétition entre les deux sources appliquées.

Les figures IV.23 et IV.24 montrent l'évolution de la température de surface en fonction du nombre de Peclet, pour différentes valeurs du paramètre de couplage : E = 0, 1, 2, 5 et 10, en absence de refroidissement en dehors de la zone de contact.

La figure IV.23 donne la variation de la température moyenne de surface en fonction de Pe. Puisque le nombre adimensionnel Pe mesure l'influence de la convection sur la diffusion thermique, son élévation signifie une grande influence sur le phénomène de transfert thermique. Les résultats trouvés confirment cette observation. De plus, la croissance du paramètre de couplage E entraîne une augmentation de la température en cas des conditions adiabatiques.

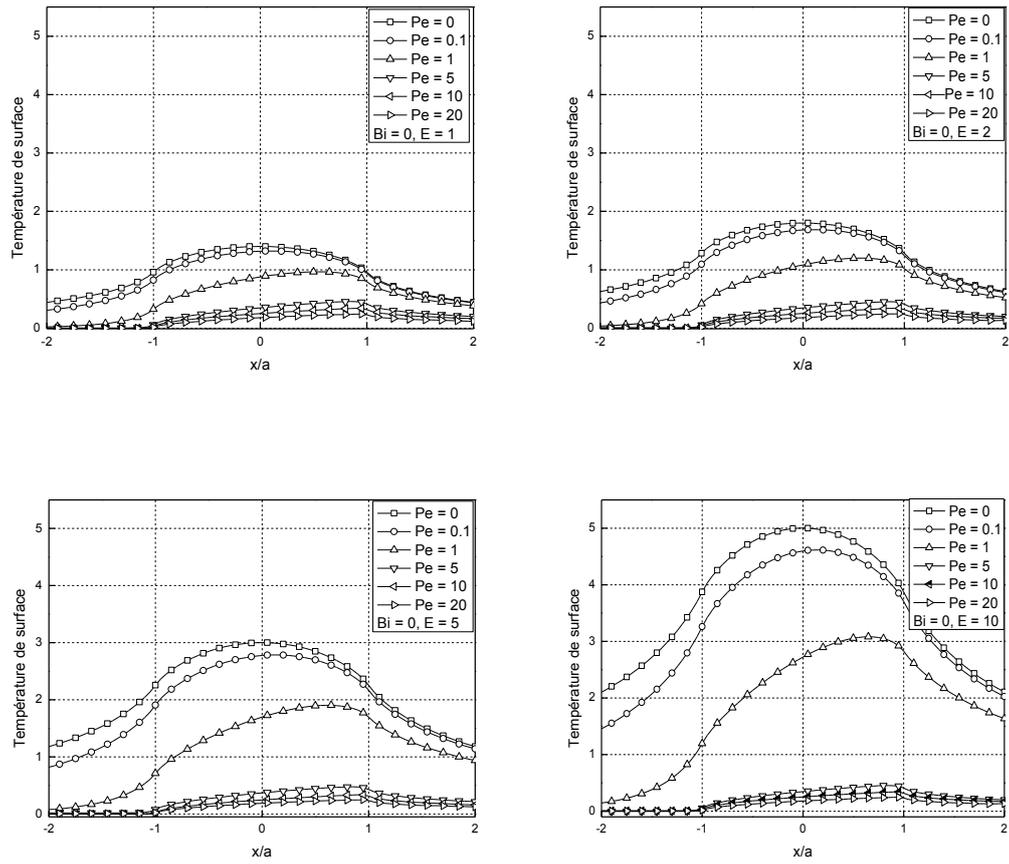


Figure IV.23 : Variation de la température en fonction de Pe pour différentes valeurs de E : 1, 2, 5 et 10, sans convection.

Dans le but de bien connaître l'influence du phénomène de couplage sur la variation de la température, nous avons tracé des courbes (Fig. IV.24) qui montrent la variation de la température en fonction de E pour différentes valeurs de Pe . Bien que le frottement montre une nette diminution de la température en augmentant la vitesse de glissement, l'élévation de E provoque une augmentation de cette température pour de faibles valeurs de Pe . A partir d'un Pe plus important, le couplage n'affecte pas l'évolution de la température de surface.

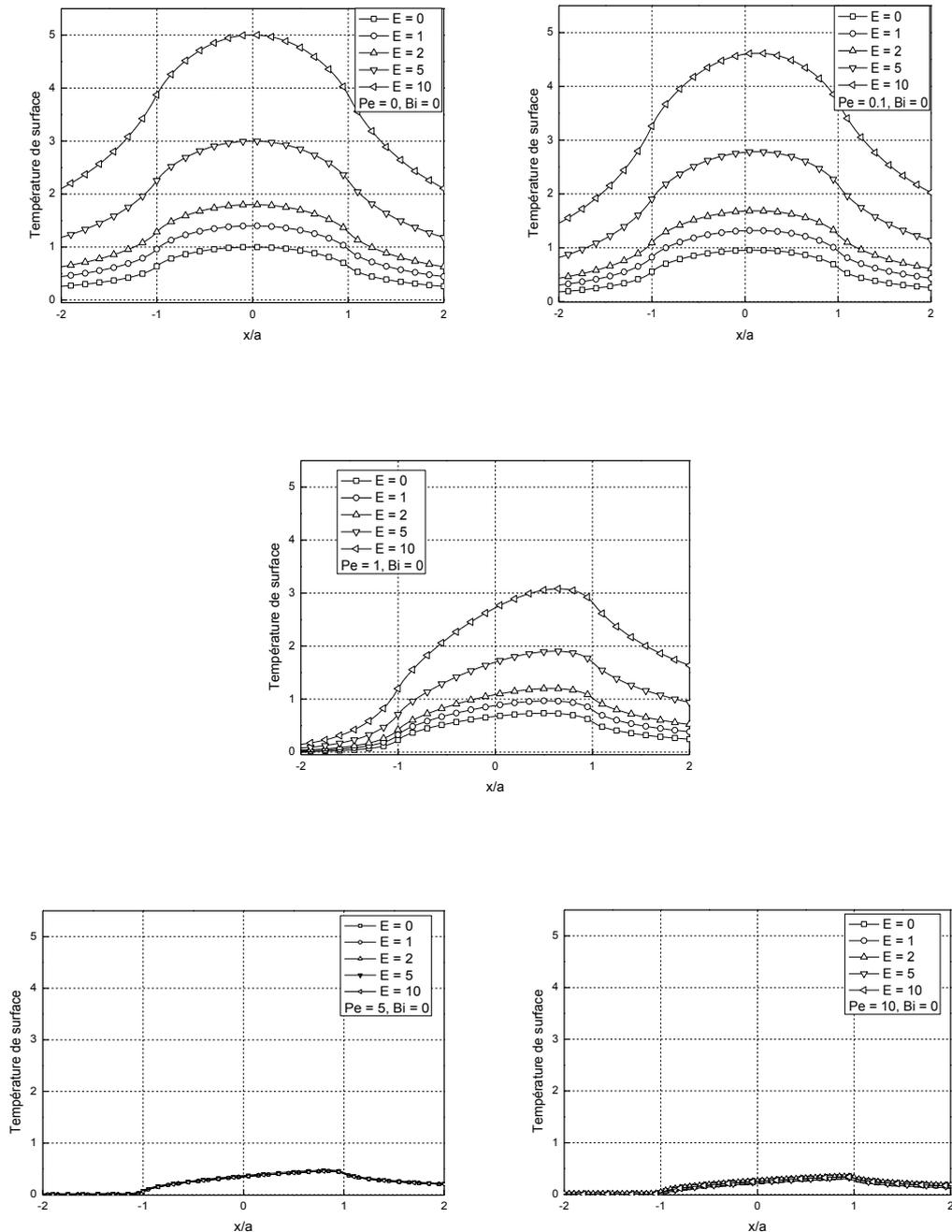


Figure IV.24 : Température de surface en fonction du paramètre de couplage pour différentes valeurs de Pe ($Bi = 0$).

Pour tenir compte de l'influence de l'épaisseur de peau sur la pénétration de la chaleur à l'intérieur du solide, nous avons jugé qu'il est intéressant d'analyser la distribution de la température en fonction de la profondeur dans le cas du couplage électrothermique. L'évolution de cette température pour différent paramètre de couplage, une valeur de $Pe = 1$ avec des conditions adiabatiques est représentée par la figure IV.25. La température à l'intérieur diminue avec l'augmentation de la profondeur par contre elle augmente avec l'élévation du paramètre de couplage. La présence de la source volumique a généré un échauffement à l'intérieur du solide, cet échauffement a provoqué cet accroissement de température. Pour un nombre de Peclet plus important (Fig. IV.26), $Pe = 5$, nous avons tenté de calculer pour une profondeur $z = 0,25\delta$, nous avons trouvé que la température du solide ne varie pas avec l'élévation du paramètre de couplage, cela est expliqué par l'absence de la génération de chaleur par effet Joule. Donc le courant n'a pas pu passer à travers la zone de contact à cause de la grande vitesse.

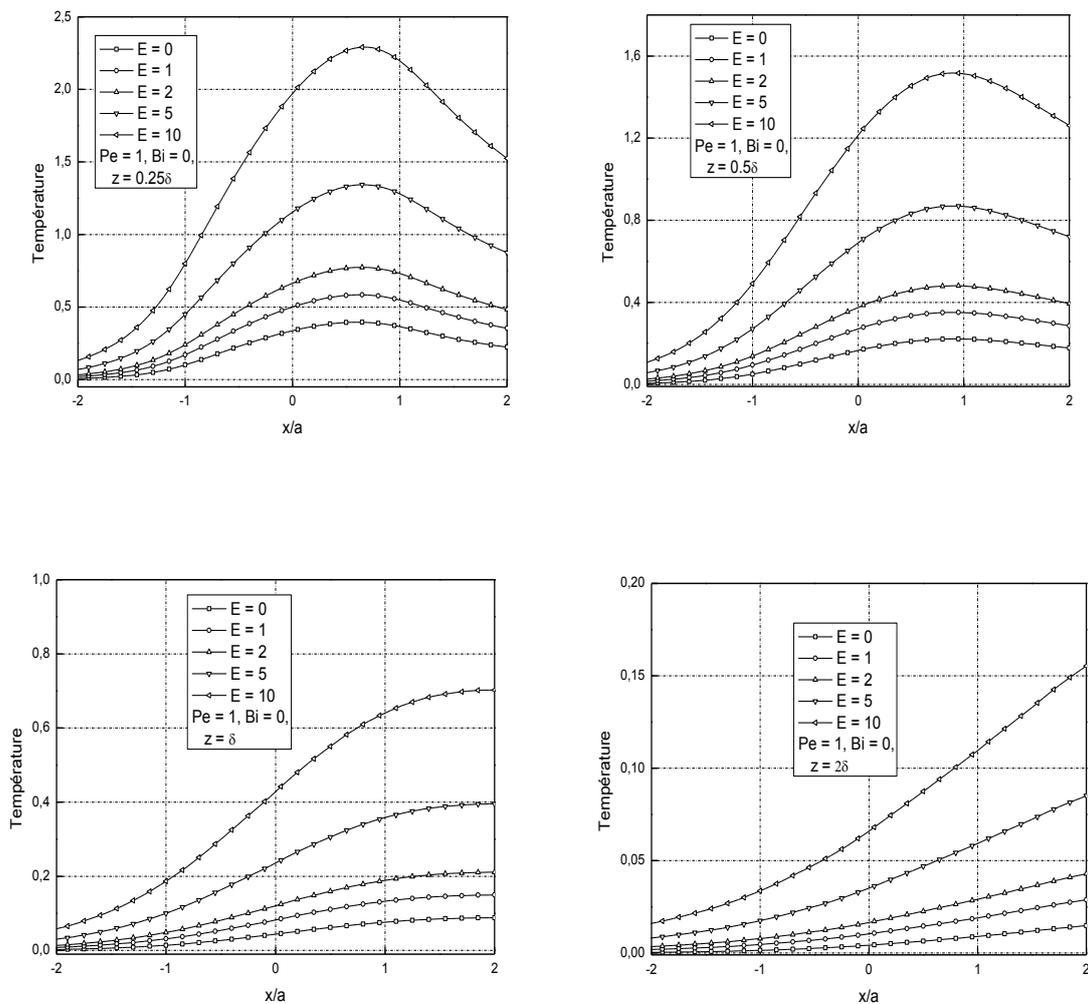


Figure IV.25 : Variation de la température pour différentes profondeurs avec passage du courant électrique, $Pe = 1$ et $Bi = 0$.

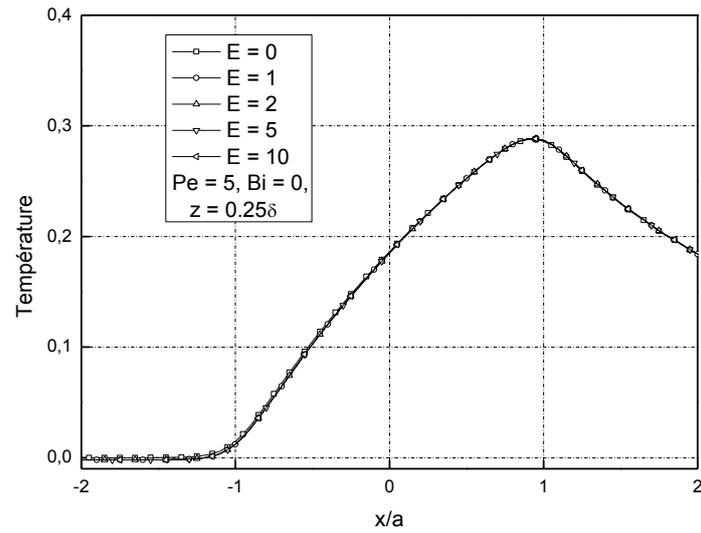


Figure IV.26 : Variation de la température avec passage du courant électrique pour $z = 0,25\delta$, $Pe = 5$ et $Bi = 0$.

La comparaison de l'évolution de la variation de la température de contact avec et sans passage du courant électrique est indiquée par la figure IV.27. L'examen de cette figure montre que l'influence de la source de chaleur volumique générée par effet Joule sur la température est limitée par l'augmentation de la vitesse de glissement. Pour un $Pe \leq 2$, nous remarquons une nette augmentation de la température. Au-delà de cette valeur, une chute au niveau de la température est observée. Le courant électrique n'a pas traversé la zone de contact. Dans le cas où $Pe = 0$ et E augmente de 0 à 1, \bar{T}_c croit de 0,84074 à 1,19710, c'est l'équivalent de 1,5 fois. Quand $E = 2$, par exemple, cette élévation devient presque double ($\bar{T}_c = 1,55454$).

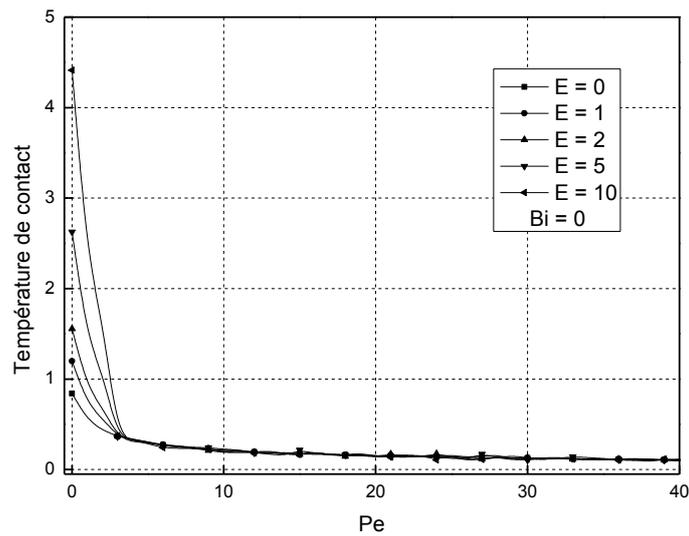


Figure IV.27 : La température de contact en fonction de Pe avec et sans passage du courant électrique.

Pour accomplir cette partie, nous avons présenté des courbes d'évolution de la température selon la profondeur du solide. La figure IV.28 montre la variation de cette température en fonction de la profondeur avec le passage du courant électrique et sans présence de la convection en dehors de la zone de contact quand le nombre de Peclet est faible ($Pe = 1$) et à la sortie de la source de chaleur. En examinant cette figure, nous constatons que la température augmente avec l'élévation de l'échauffement par effet Joule jusqu'à une profondeur $z/a \approx 3$, après cette valeur le gradient de température s'annule, et l'échauffement cesse d'affecter le solide.

Pour un $Pe = 10$, nous observons d'après la figure IV.29 qu'il n'y a pas de changement significatif pour la température du solide, cela est expliqué par l'absence de la source électrique à l'intérieur du solide.

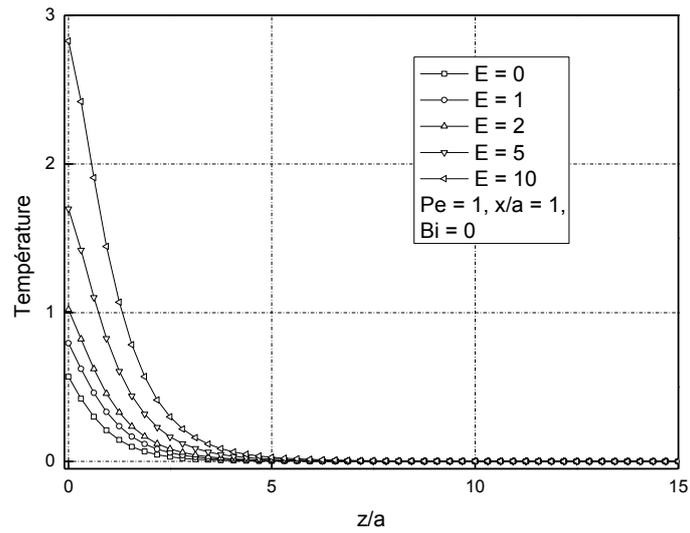


Figure IV.28 : Pénétration de la température à l'intérieur du milieu, $Pe = 1$, $E = 0, 1, 2, 5$ et 10 et $Bi = 0$.

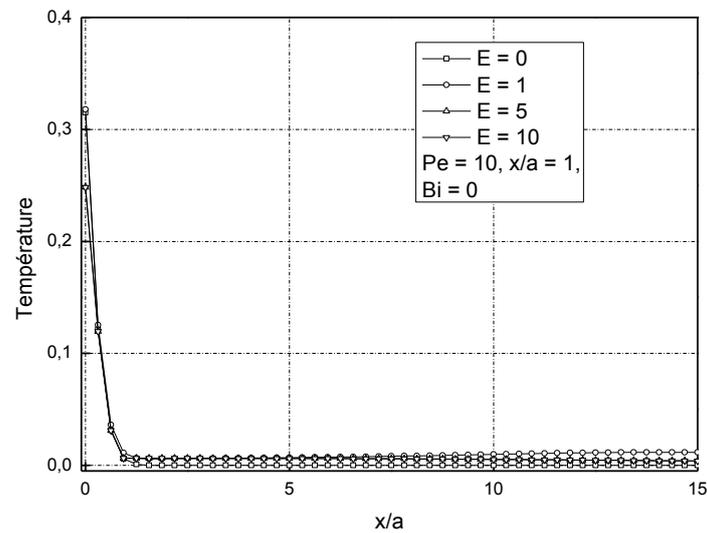


Figure IV.29 : Pénétration de la température à l'intérieur du milieu, $Pe = 10$, $E = 0, 1, 2, 5$ et 10 et $Bi = 0$.

IV.3.6 Couplage thermoélectrique avec refroidissement

Les figures IV.30-IV.32 illustrent les profils de la température de surface obtenus dans le cas d'un contact thermoélectrique en régime permanent et en présence de la convection. Dans chaque figure, nous montrons l'évolution de la température en fonction de Bi pour différentes valeurs de vitesses ($Pe = 0, 1$ et 10) et paramètres de couplage : $E = 1, 2, 5$ et 10 , afin de mieux suivre la variation de cette température. Pour des valeurs de vitesses moins importantes, nous remarquons que la température augmente avec l'élévation du paramètre E . Quand la vitesse de déplacement devient plus importante, l'effet du couplage n'affecte pas sur la température de surface et elle diminue avec l'augmentation du Pe . Ce phénomène revient au temps de contact des surfaces frottées, et à la pénétration de la chaleur générée par friction dans le solide qui est inversement proportionnel avec le nombre de Pe .

La présence de refroidissement influe aussi sur la température et provoque une diminution de cette dernière. L'effet de la convection diminue avec l'accroissement du nombre de Peclet et ne présente aucun changement au niveau du contact, seulement en dehors de la zone de contact après le passage de la source de chaleur mobile.

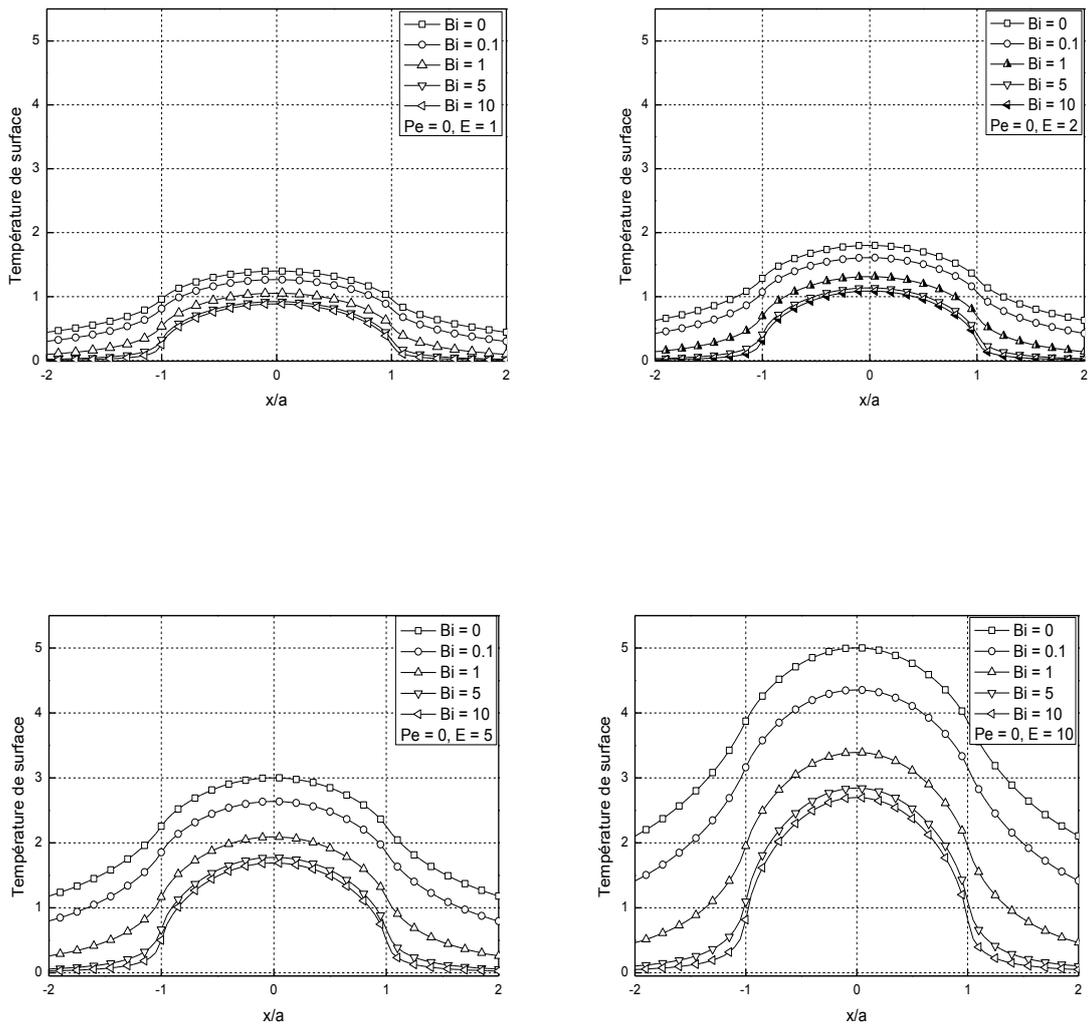


Figure IV.30 : Profil de température de surface en présence de la convection, $Pe = 0$ et $E = 1, 2, 5$ et 10 .

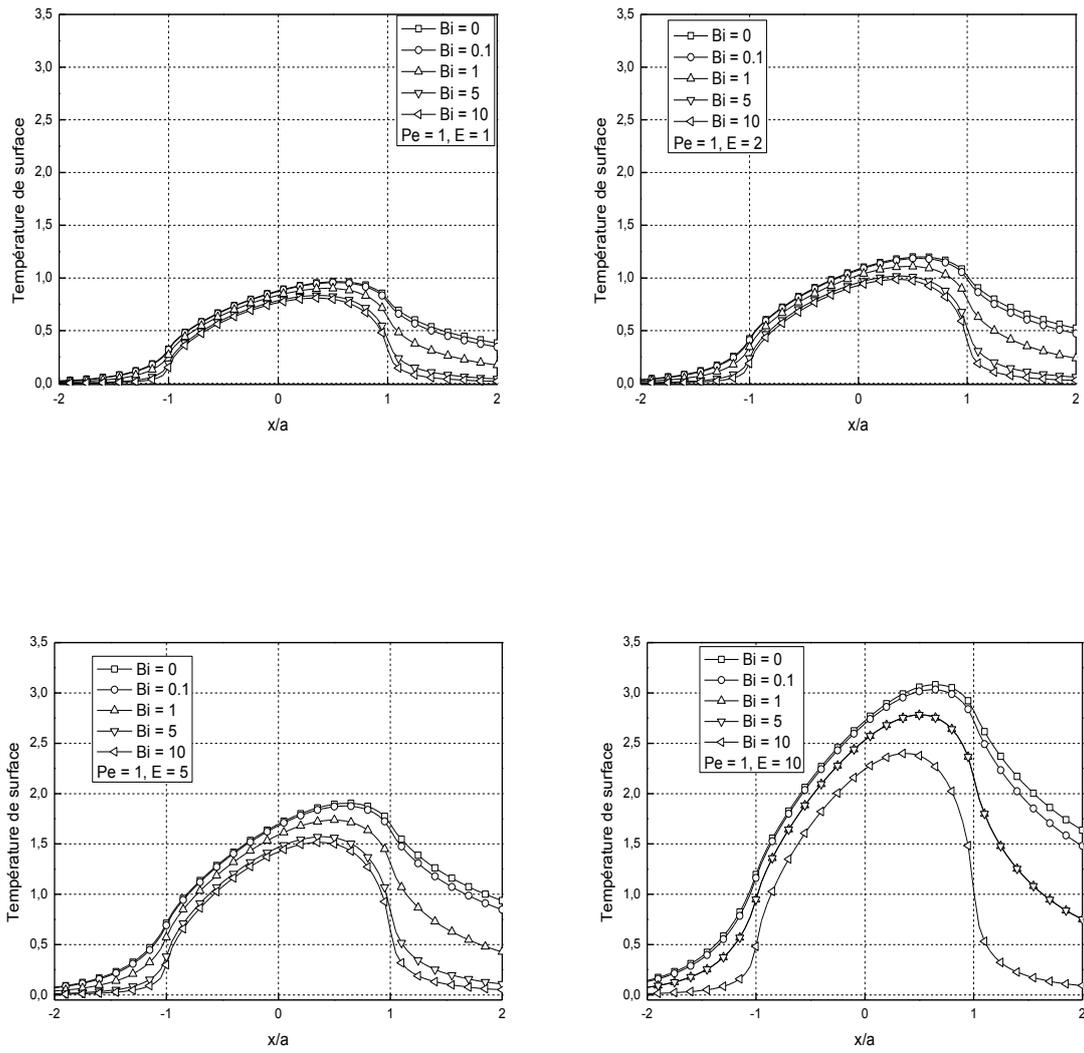


Figure IV.31 : Profil de température de surface en présence de la convection, $Pe = 1$ et $E = 1, 2, 5$ et 10 .

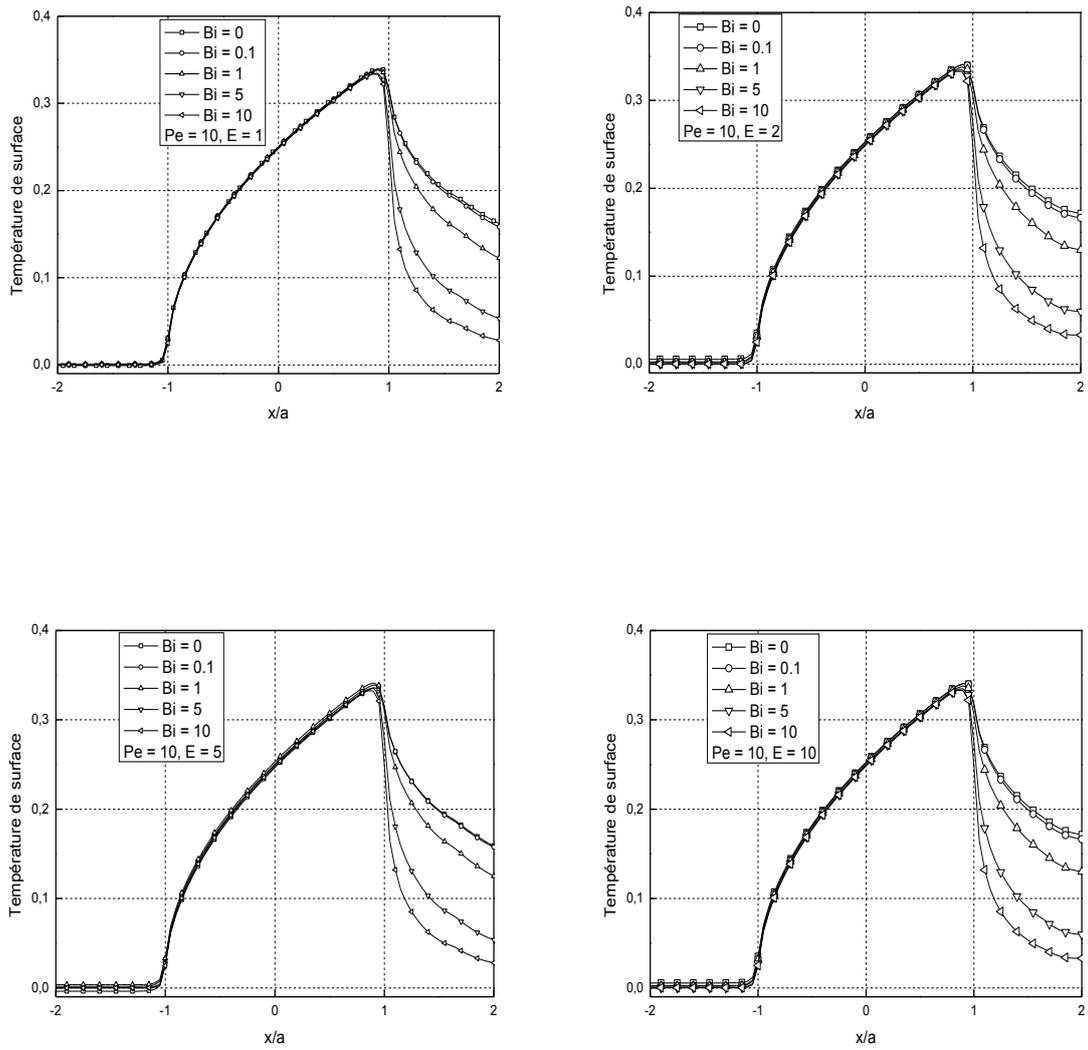


Figure IV.32 : Profil de température de surface en présence de la convection, $Pe = 10$ et $E = 1, 2, 5$ et 10 .

L'utilisation de notre modèle numérique nous a permis de suivre l'effet de la convection sur la variation de la température moyenne de contact en tenant compte des phénomènes thermoélectriques. La figure IV.33 représente l'évolution de cette température en fonction de Bi pour $E = 2$. En effet, pour ce cas, nous pouvons dire que le refroidissement affecte l'évolution de la température de contact pour des valeurs de $Pe \leq 2$, après cette vitesse, les températures prennent leurs valeurs initiales (sans refroidissement). La forte vitesse de glissement néglige la présence de la convection.

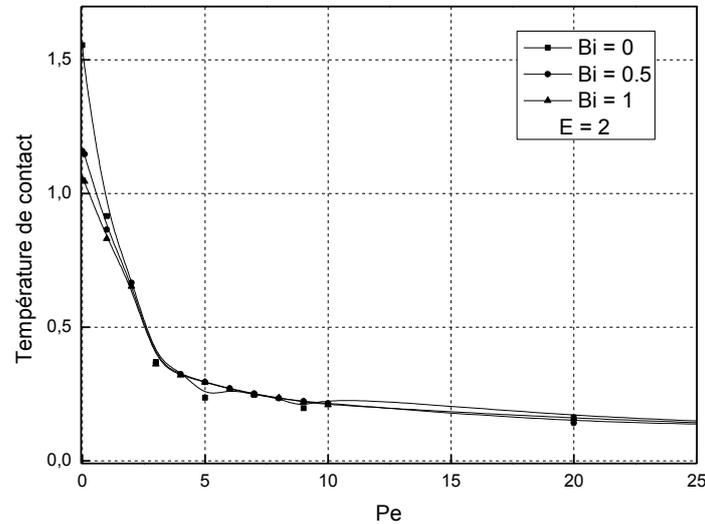


Figure IV.33 : Température de contact en fonction de Pe , $Bi = 0, 0.5$ et 1 et $E = 2$.

VI.6.7 Cartographies surfaciques

Les figures IV.34-IV.35 montrent le champ de température créé par le passage de la source de chaleur dans le cas statique et dynamique, avec et sans passage du courant électrique et sans refroidissement. Ce champ de température présente des isothermes de différentes formes selon le cas et les conditions.

En statique ($Pe=0$), la symétrie axiale est vérifiée, ce résultat est cohérent avec la physique. Quand la source de chaleur devient mobile, la traînée thermique se développe progressivement avec l'augmentation de la vitesse de déplacement de la source de chaleur. En présence de la source de chaleur générée par effet Joule, la forme des isothermes reste la même (Fig.IV.35), la température augmente quand Peclet est de faible valeur. Pour des vitesses plus importantes, la température ne change pas et garde sa valeur initiale.

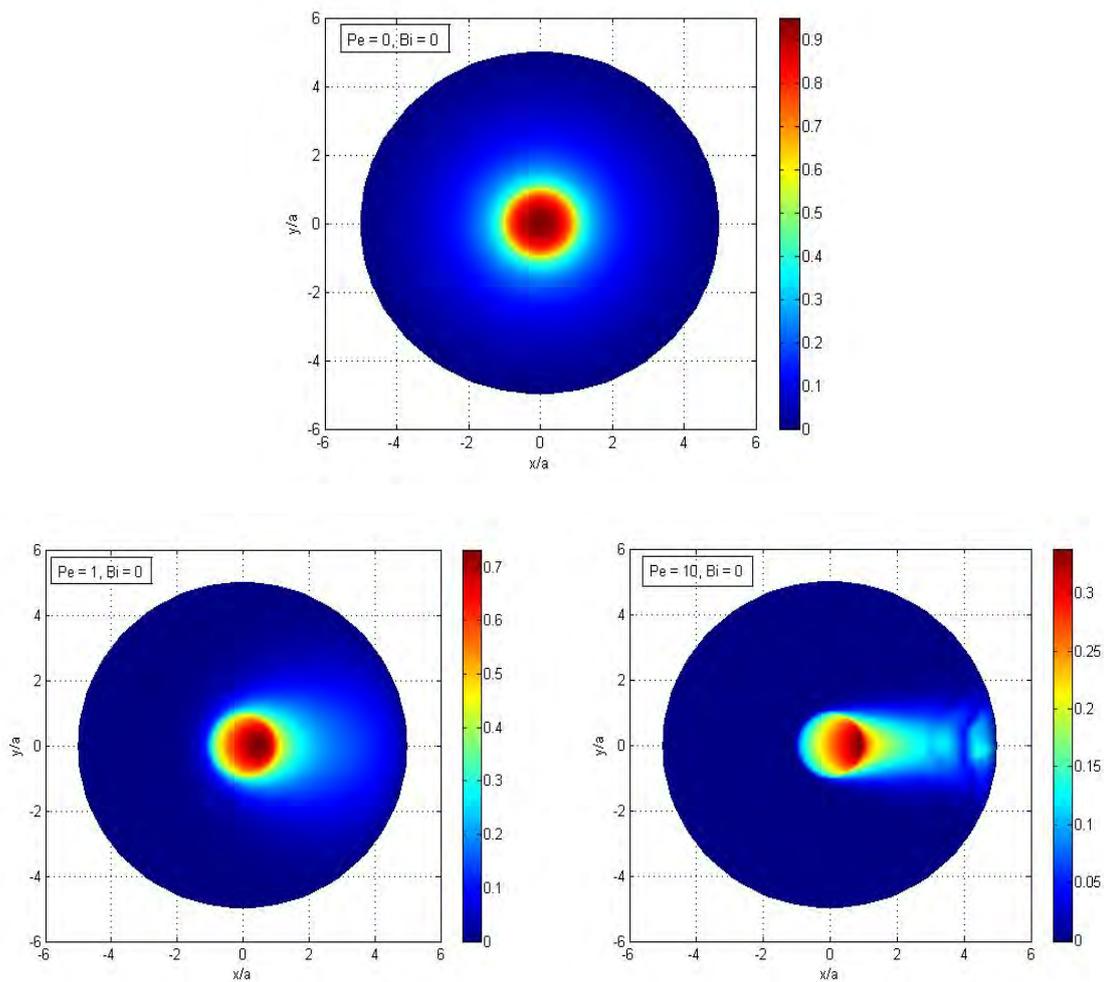


Figure IV.34 : Cartographies des températures à la surface du milieu sans passage du courant et $Bi = 0$.

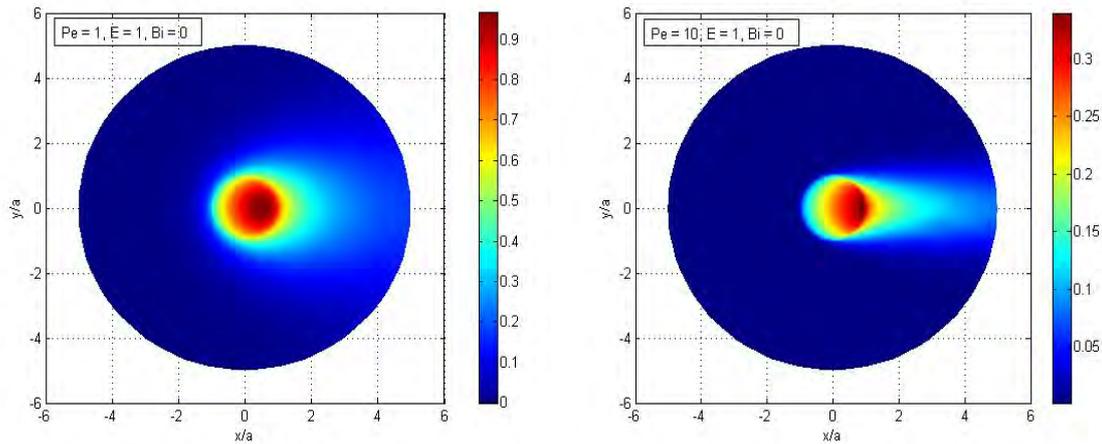


Figure IV.35 : Cartographies des températures à la surface du milieu avec passage du courant et $Bi = 0$.

IV.6.8 Effet du refroidissement sur l'évolution de la température

Considérant, maintenant, que le milieu est refroidi en dehors de la zone de contact. La figure IV.36 représente des cartographies de température en surface pour deux vitesses différentes et un nombre de Biot qui est égale à 10. Comme cela peut être observé, il y a une diminution de la température au niveau et en dehors de la zone de contact pour de faibles vitesses de déplacement. Ce résultat est dû aux conditions aux limites de convection imposée. Quand le Pe devient important, le refroidissement n'a pas un effet significatif sur l'évolution de la température de la zone de contact. Son influence continue en dehors du contact, particulièrement, après le passage de la source de chaleur.

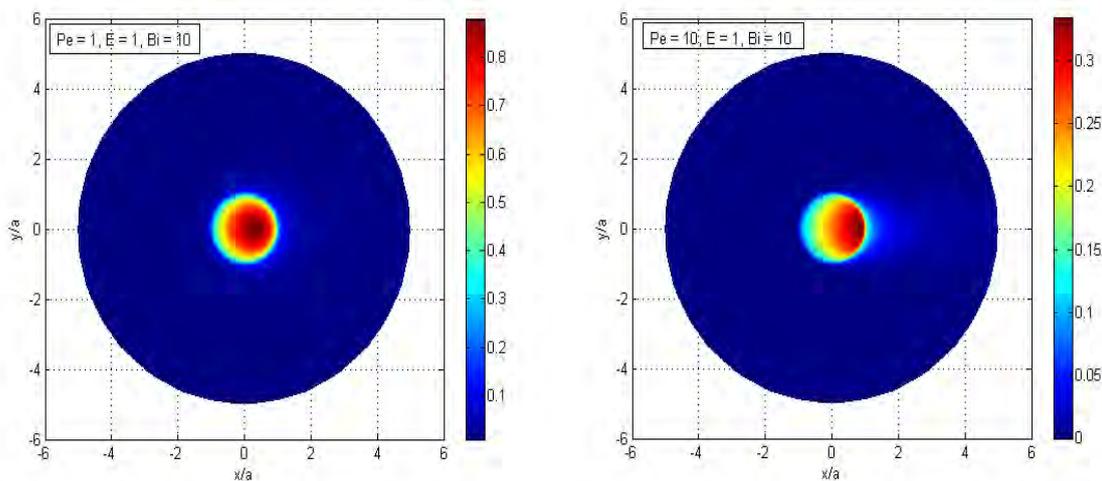


Figure IV.36 : Cartographies des températures à la surface du milieu avec passage du courant et en présence de convection.

IV.4 Conclusion

Pour rendre compte de l'influence de la variation de la température dû aux phénomènes électrothermiques impliqués au niveau des interfaces sur la nature des matériaux en contact, un cas linéaire a été étudié et interprété dans ce chapitre. Pour ce cas, les propriétés du matériau sont considérées constantes et ne varient pas avec la température.

Nous avons décrit les démarches qui ont prévalu à l'élaboration d'une solution numérique basée sur les éléments finis et adaptée au dispositif de frottement pion-disque. Le modèle adimensionnel proposé étudie le phénomène électrothermique d'un solide soumis à une source de chaleur de forme circulaire mobile en mouvement rectiligne.

Les résultats présentés dans cette partie montrent que le passage du courant électrique au niveau du contact engendre une élévation de température pour de faibles vitesses de déplacement. Pour des vitesses plus grandes, la distribution de la température ne présente aucun changement, car, nous n'avons pas une génération de chaleur par effet Joule. Cela est peut être expliqué par l'absence du contact entre les deux solides. Le passage du courant électrique ne s'effectue qu'à travers la voie solide. Des cartographies thermiques qui représentent la répartition de la température à la surface du milieu semi-infini ont prouvé ces observations.

Dans ce chapitre, nous avons mis en évidence l'effet de l'épaisseur de peau thermique sur la pénétration de la chaleur à l'intérieur du solide. En utilisant la définition de cette épaisseur, nous avons pu localiser les zones affectées par l'échauffement thermoélectrique.

Chapitre V :
Détermination des paramètres
thermiques d'un contact
électrodynamique Pion-Disque

Nomenclature

A_c	Aire de contact [m^2]
c_p	Capacité calorifique [$J.kg^{-1}.K^{-1}$]
h	Coefficient de convection [$W.m^{-2}.K^{-1}$]
J	Densité de courant [$A.m^{-2}$]
k	Conductivité thermique [$W.m^{-1}.K^{-1}$]
P	Charge appliquée [N]
Q	Flux [W]
q	Densité de flux [$W.m^{-2}$]
R_c	Résistance thermique de constriction [$K.W^{-1}$]
$S(x,y,z)$	Source de chaleur volumique générée par effet Joule [$W.m^{-3}$]
T	Température [K]
t	Temps [s]
$U(x,y,z)$	Tension électrique [V]
V	Vitesse de glissement [$m.s^{-1}$]
x,y,z	Coordonnées cartésiennes [m]

Symboles grecs

γ	Coefficient de partage
ψ	Constriction adimensionnelle
σ	Conductivité électrique [$\Omega^{-1}.m^{-1}$]
μ_{air}	Viscosité de l'air [$Pa.s$]
μ	Coefficient de frottement
ε	Rapport de constriction
ρ	Masse volumique [$kg.m^{-3}$]
α	Diffusivité thermique [$m^2.s^{-1}$]
ω	Vitesse angulaire [$rad.s^{-1}$]

Indices

c	Contact
-----	---------

cc Centre de contact

d Disque

p Pion

V.1 Introduction

L'objectif de ce présent chapitre est d'étudier numériquement, en régime transitoire, un contact électrodynamique pion-disque afin d'estimer les paramètres décrivant la condition de liaison thermique à l'interface de contact. Cette description nécessite la connaissance des paramètres qui sont : le flux généré à l'interface et sa fraction participant au saut de température.

Dans notre étude, nous nous intéressons plus précisément au coefficient de partage, en étudiant son comportement sous l'influence de la nature des matériaux, la pression de contact ainsi que la vitesse de déplacement. Pour réaliser cette étude, nous nous sommes basés sur une simulation numérique du phénomène de frottement d'un contact glissant pion-disque. La méthode numérique choisie utilise la méthode des éléments finis, elle permet de calculer la distribution tridimensionnelle de la température d'un disque tournant soumis à une source de chaleur circulaire mobile. Parmi les applications de cette configuration de contact, on peut citer le problème des dispositifs tribologiques dans les réseaux électrifiés des chemins de fer, les moteurs électriques etc.

Nous disposons des données expérimentales tels que la vitesse, le coefficient de frottement et la charge appliquée que nous utiliserons pour calculer le flux de chaleur généré par frottement à l'interface et de déduire la température correspondantes dans des conditions de frottement bien déterminées. Dans un premier temps, on étudiera la variation de la température en fonction du temps. Cela nous permettra de déterminer le temps d'établissement pour chaque couple des matériaux utilisé selon les conditions fixées.

Il existe plusieurs travaux [10, 16, 23,36,37] de modélisation et de calcul de cette température par l'approche analytique. Les méthodes numériques sont utilisées dans l'étude thermique des problèmes d'interfaces de contact en frottement pour tenir compte, plus facilement, de la nature géométrique des surfaces et des corps en contact.

Le modèle que nous avons développé est général et ne fait pas de restriction en terme de vitesse ou sur d'autres facteurs (géométrie, paramètres thermophysiques,...). Ce modèle numérique nous a permis de présenter des cartographies thermiques des deux couples considérés. Nous avons montré, en particulier, l'influence de la vitesse de déplacement.

V.2 Modélisation thermique en frottement

Afin de mieux comprendre et d'analyser l'influence des paramètres de contact glissant, une modélisation thermique a été abordée dans cette partie. L'estimation de la température de l'interface est très importante, car elle affecte les surfaces en frottement et provoque des transformations physico-chimiques pouvant induire des dégradations sévères de l'état de surface et influe sur leur comportement tribologique.

V.2.1 Evaluation des températures et partage de flux du contact glissant

De nombreuses méthodes analytiques ou théoriques [1,10,11,34,68,69] ont porté sur la détermination des températures moyennes des surfaces dans un contact dynamique. Elles postulent soient sur :

- l'égalité et la continuité des températures des deux surfaces en contact, dans ce cas on a l'hypothèse d'un contact parfait ou lisse ;
- une discontinuité des températures à l'interface de deux solides aussi bien en contact statique qu'en frottement, il s'agit d'un contact imparfait (rugueux).

V.2.1.1 Modèles thermiques avec contact frottant parfait

Blok [10], Archard [11] et Jaeger [1] ont proposé le concept de la température flash. Ils ont considéré un milieu semi-infini soumis à une source de chaleur en mouvement, cette dernière peut avoir une forme circulaire, carrée ou bande, selon la forme de contact. Leurs approches ont permis de fournir des expressions de la température de contact et du partage de flux thermique. Ces approches théoriques sont regroupées sous le nom de théorie des sources de chaleur mobiles. D'autres modèles analytiques [4,25] ou numériques [37,38] ont été, ensuite, proposés sur les bases de cette théorie.

V.2.1.2 Modèles thermiques avec contact imparfait frottant

L'irrégularité des surfaces en contact, pendant le frottement, forme une barrière thermique qui perturbe les mécanismes d'échange à l'interface. Cela entraîne un phénomène de constriction des lignes de flux qui se traduit par un saut de température entre les deux solides en contact. Plusieurs auteurs [3] se sont intéressés au frottement d'une aspérité sur une surface et à la détermination des températures de contact et de la résistance thermique. Denape et al [34] ont calculé la résistance de constriction glissante. Ils ont préconisé des relations qui déterminent le coefficient de partage à partir des équations de couplage.

D'autres modèles [4] ont montré que la résistance thermique de constriction diminue avec l'augmentation de la vitesse de déplacement du solide. D'autres propositions, avec des multiples aspérités de distribution périodique, ont été suggérées [60] ; elles montrent que l'augmentation de la vitesse et de la taille du contact provoque une diminution de la constriction thermique et le contact réel tend vers le contact parfait.

V.2.2 Propriétés thermiques de contact

Le schéma suivant illustre la répartition de flux de chaleur dans le contact, entre le corps fixe et le corps mobile.

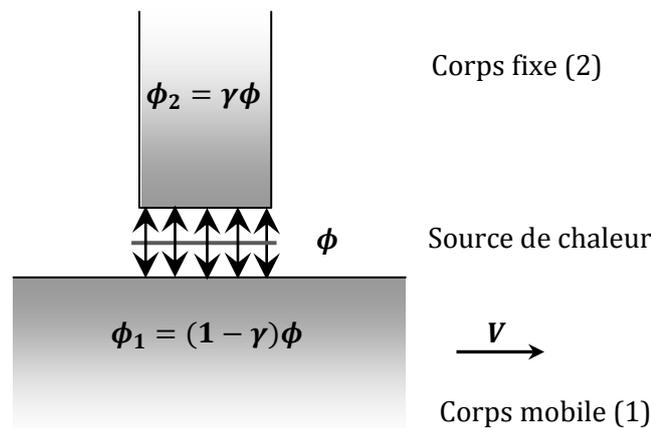


Figure V.1 : Dissipation de la chaleur générée entre deux solides frottants [34].

V.2.3 Détermination du coefficient de partage de flux en tribologie

La notion de partage du flux généré à l'interface entre les éléments du contact dynamique est essentielle dans le domaine de la tribologie. Sa détermination occupe une place importante. En effet, ce coefficient permet de calculer la part d'énergie dissipée dans l'un ou l'autre des corps en contact. Afin d'estimer la température des surfaces et de mieux comprendre et d'analyser les mécanismes d'usure développés, une recherche bibliographique sur ce paramètre nous a permis de regrouper les différentes équations pour le calculer aisément (Tableau V.1).

Auteurs	Equation pour la détermination du coefficient de partage dans le pion
Blok	$\gamma_p = [1 + (K_d/K_p)/\sqrt{\alpha_p/Pe}]^{-1}$ avec $Pe = (aV)/(\alpha_p)$
Jaeger et al	$\gamma_p = K_d/(K_d + K_p)$ pour $Pe \leq 0.1$ $\gamma_p = K_d\sqrt{Pe}/(1.125K_p\sqrt{\alpha_d/\alpha_p} + K_d\sqrt{Pe})$ pour $Pe > 5$
Bhushan	$\gamma_p = [1 + ((K_d\rho_d C_d)/(K_p\rho_p C_p))^{1/2}]^{-1}$
Abdel-Aal	$\gamma_p = [1 + ((K_p\rho_d C_d)/(K_d\rho_p C_p))^{1/2}]^{-1}$
Tian et Kennedy	$\gamma_p = [1 + T_{max}^d / T_{max}^p]^{-1}$
Liou et al	$\gamma_p = [1 + (K_d/K_p)(\alpha_p/\alpha_d)^{1/2}]^{-1}$
Denape et Laraqi	$\gamma_p = [1 + (K_d/K_p)]^{-1}$ dans le cas statique $\gamma_p = [1 + (K_d/K_p)(0.62(Pe)^{1/2})]^{-1}$ dans le cas dynamique
Vergne	$\gamma_p = [K_p/(K_p + 0.5K_d(\pi Pe/2)^{1/2})]$ avec $Pe = (aV)/(\alpha_p)$

Tableau V.1 : Récapitulatif des différents modèles de calcul du coefficient de partage [100].

V.3 Présentation de la problématique

Pour comprendre et modéliser le frottement entre le pion et le disque, nous avons développé un modèle numérique qui permet de reproduire les conditions de frottement avec une grande fidélité du phénomène. La figure V.2 illustre le schéma de principe d'un contact dimensionné pion-disque.

Nous considérons un disque de rayon R_d et d'épaisseur d tournant autour de son axe avec une vitesse constante V . Il est chauffé par la chaleur générée par frottement avec un pion de forme cylindrique de rayon R_p et de hauteur H . La densité de flux de chaleur produite sur la portion circulaire de la face frottante $z=0$ est reçue d'un côté par le disque (q_d) et d'un autre côté par le pion (q_p). Elle est considérée uniforme et de densité $q_t = q_d + q_p$. Le reste du disque et du pion est refroidi par exposition au milieu environnant. Les propriétés thermophysiques des matériaux utilisés sont supposées constantes. Les axes du pion et du disque sont parallèles. Le contact s'effectue à une excentricité R_{moy} par rapport à l'axe du disque. Ce contact est le siège d'une génération de chaleur par frottement. Le flux généré se répartit entre les deux solides. Un courant électrique de densité J_0 traverse le pion et le disque à travers l'aire réelle de contact. Ce dernier génère une source de chaleur volumique par effet Joule.

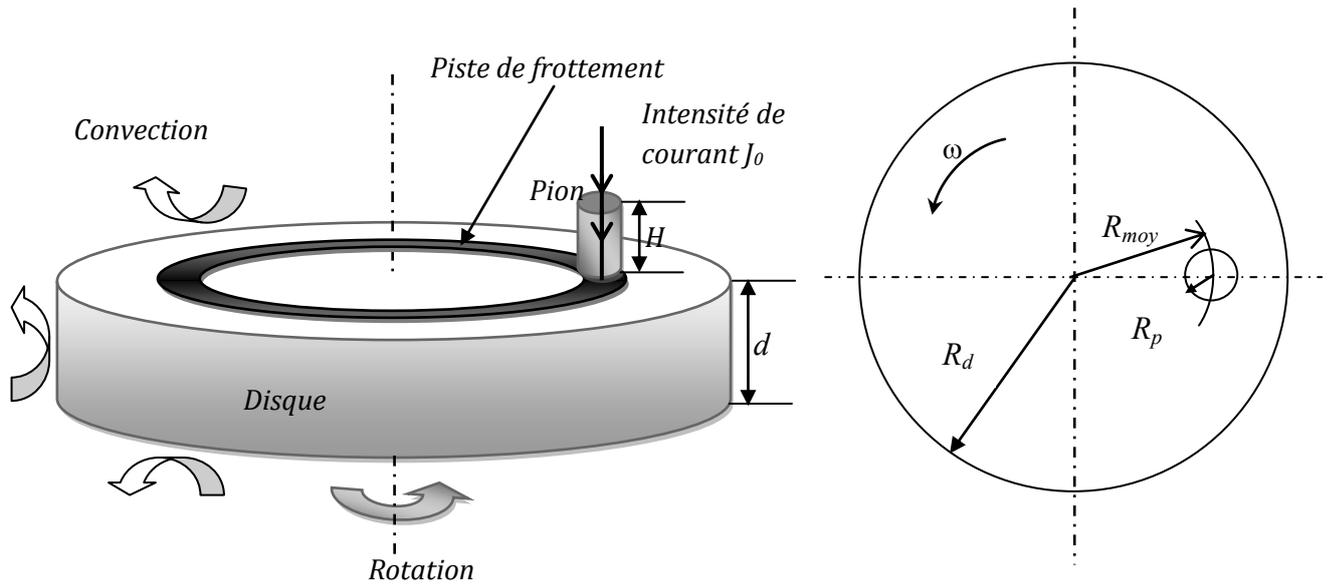


Figure V.2 : Schéma de principe d'un contact pion-disque.

V.4 Hypothèses du modèle proposé

La résolution du problème est complexe, d'autant plus qu'il s'agit d'un phénomène de frottement. Il est donc nécessaire de considérer quelques hypothèses, qui seront d'une grande utilité pour simplifier les calculs. Pour ce faire, les hypothèses suivantes sont prises en compte :

- la pression est répartie uniformément sur la surface de contact du pion et du disque ;
- un coefficient de frottement qui demeure constant quelle que soit l'intensité du courant électrique.
- les matériaux du pion et du disque sont homogènes et leurs propriétés thermiques ne dépendent pas de la température.
- le coefficient de convection h est constant.
- le rayonnement est négligé.
- le contact entre la surface du pion et celle du disque est considéré parfait.
- les calculs numériques sont effectués sans tenir compte de l'usure.

V.5 Equations physiques et conditions aux limites pour un contact thermoélectrique

V.5.1 Problème thermique

Afin d'étudier le frottement du couple pion-disque, il est intéressant de commencer avec la résolution de l'équation de la chaleur en coordonnées cartésiennes avec une source de chaleur volumique qui gouverne les transferts de chaleur dans le disque :

$$K_d \Delta T_d + S = \rho_d C_d \left(\frac{\partial T_d}{\partial t} + V \nabla T_d \right) \quad (\text{V.1})$$

Pour le pion, l'équation traduisant les transferts thermiques est l'équation de la conduction avec terme source de chaleur, elle s'exprime par :

$$K_p \Delta T_p + S = \rho_p C_p \left(\frac{\partial T_p}{\partial t} \right) \quad (V.2)$$

Les conditions aux limites sont spécifiées comme suit (Fig.V.3) :

Pour la surface **(S1)** du disque :

$$-K_d \nabla T_d + \rho_d C_d \nabla T_d = \begin{cases} q_t & \text{au contact} \\ -h_{air}(T_d - T_{air}) & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (V.3)$$

Pour les surfaces **(S2)** et **(S3)** du disque :

$$-K_d \nabla T_d + \rho_d C_d \nabla T_d = -h_{air}(T_d - T_{air}) \quad (V.4)$$

La surface **(S4)** du pion :

$$-K_p \nabla T_p = q_t \quad (V.5)$$

Les surfaces **(S5)** et **(S6)** du pion :

$$-K_p \nabla T_p = -h_{air}(T_p - T_{air}) \quad (V.6)$$

Pour le coefficient de convection, il est calculé à partir de la formule suivante [101] :

$$h_{air} = \frac{0.037 k_{air}}{2R_{moy}} \left(\frac{\rho_{air} 2R_{moy} V}{\mu_{air}} \right)^{0.8} \left(\frac{C_p \rho_{air} \mu_{air}}{k_{air}} \right)^{0.33} \quad (V.7)$$

Avec R_{moy} est le rayon de la piste de contact, $R_{moy} = 0,032 \text{ m}$

V.5.2 Problème électrique

Le problème électrique pour un contact dynamique pion-disque consiste à résoudre l'équation suivante :

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0 \quad (V.8)$$

Les conditions aux limites sont :

Pour la surface **(S2)** du disque, nous avons : $U = 0$

Pour la surface **(S6)** du pion : $J = J_0[A/m^2]$

Les autres frontières extérieures sont isolées électriquement.

La source de chaleur générée par effet Joule dans le volume est reliée au potentiel électrique par l'expression suivante :

$$S(x, y, z) = \sigma \left[\left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (V.9)$$

La figure V.3 montre le modèle électrothermique d'un contact frottant pion-disque ainsi que toutes les surfaces apparentes à considérer dans notre modélisation.

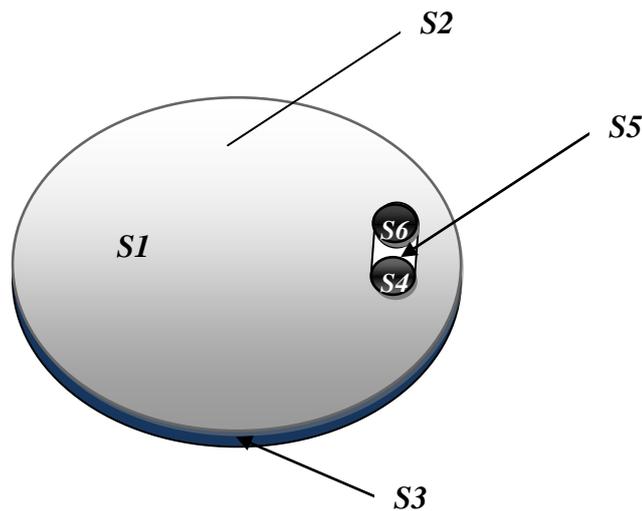


Figure IV.3 : Le modèle du contact pion-disque.

V.5.3 Modélisation thermique de l'interface d'un contact parfait

La condition du contact parfait suppose une continuité des températures à l'interface de contact. Le flux de chaleur généré par frottement est réparti entre le corps fixe et le corps mobile.

Les expressions de la densité des flux q_d , q_p et q_t sont :

$$q_d = \gamma_d q_t \quad (\text{V.10})$$

$$q_p = \gamma_p q_t \quad (\text{V.11})$$

$$q_t = q_d + q_p = \mu PV/A_c = \mu P \omega r/A_c \quad (\text{V.12})$$

Avec $\gamma_d + \gamma_p = 1$

V.5.3.1 Modélisation numérique thermique du pion et du disque

L'utilisation de la simulation numérique thermique a pour objectif d'obtenir une estimation de la température de surface de contact du pion et celui du disque afin de calculer le flux évacué dans les deux corps en contact et, par la suite, la détermination du coefficient de partage. La méthode proposée pour le calcul de flux thermique imposé à la surface de contact est une méthode d'approximation simple dans des conditions de conduction unidirectionnelle. Le flux thermique, dans ce cas, est calculé à partir du gradient de température déterminé par les résultats numériques des mesures des thermocouples implantés dans le pion et dans le disque.

En conséquence, la détermination de la densité de flux répartie dans les deux corps pion-disque est basée sur la loi de conduction unidimensionnelle (Loi de Fourier). Elle est donnée par les formules suivantes :

$$q_p = k_p \frac{\Delta T}{dz} \quad \text{et} \quad q_d = k_d \frac{\Delta T}{dz} \quad (\text{V.13})$$

Où ΔT est la différence entre la température des deux thermocouples choisis et dz est la distance entre la position des thermocouples.

V.5.3.2 Présentation du modèle pion-disque

Les mesures numériques de température sont effectuées à différentes profondeurs du disque et du pion et au niveau du centre de contact (Tab. V.2-V.3 et Fig. V.4). Elles sont réalisées à l'aide des thermocouples implantés numériquement.

Disque	T_{d1}	T_{d2}	T_{d3}
z_d [mm]	0,5	1	1,5

Tableau V.2 : Positions des thermocouples du disque.

<i>Pion</i>	T_{p1}	T_{p2}	T_{p3}
z_p [mm]	0,5	1	1,5

Tableau V.3 : Positions des thermocouples du pion.

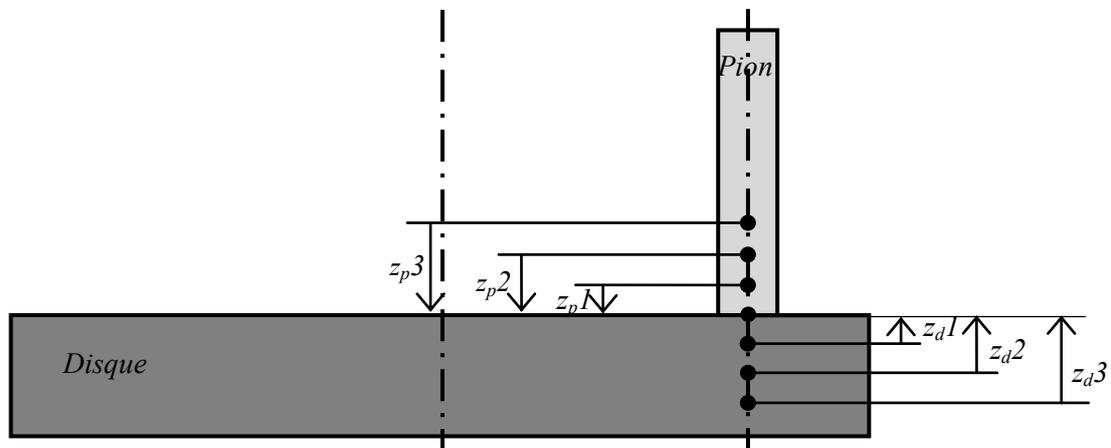


Figure V.4 : Positionnement des thermocouples sur le pion et sur le disque.

Le modèle numérique est réalisé en utilisant le code de calcul COMSOL MULTIPHYSICS®. Les données injectées dans le modèle numérique sont des valeurs expérimentales qui ont été réalisées sur un tribomètre existant au Laboratoire de Mécanique de l'Université de Constantine. Les données de bases sont : la vitesse de glissement, la charge appliquée et le coefficient de frottement servent pour déterminer la densité de flux généré par frottement. Le modèle géométrique est maillé en utilisant des éléments triangulaires. Le nombre total d'éléments est 18056.

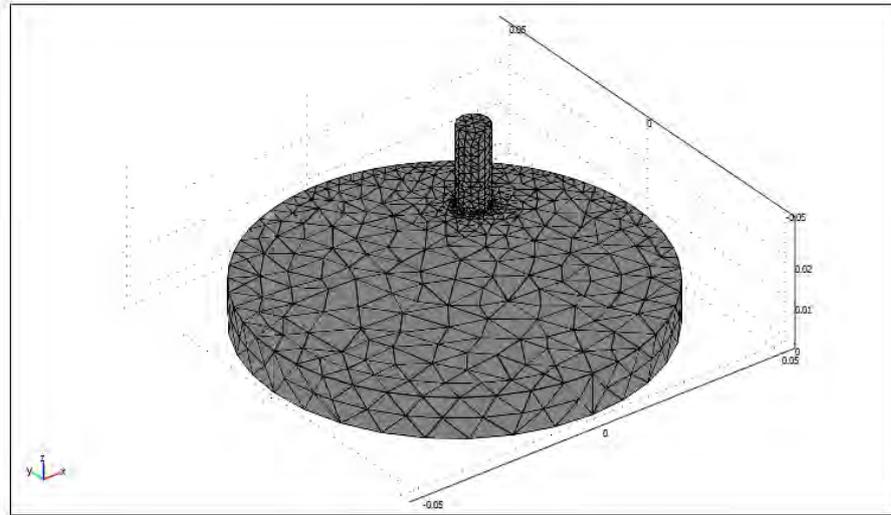


Figure V.5 : Détail du maillage du contact pion-disque

V.5.3.3 Coefficient de partage

Pour déterminer le coefficient de partage, nous avons calculé la densité de flux thermique réparti entre les deux corps fixe et mobile. Le coefficient de partage est calculé à l'aide des relations suivantes :

Pour le pion :

$$\gamma_p = \frac{q_p}{q_t} \quad (\text{V.14})$$

Et pour le disque :

$$\gamma_d = \frac{q_d}{q_t} \quad (\text{V.15})$$

En réalité, le coefficient de partage dépend de la nature du contact. Il dépend également des propriétés thermiques des solides en contact qui sont fonction de la température atteintes à l'interface. Pour cela, nous avons supposé dans cette analyse thermique que le coefficient de partage ne dépend pas de la nature du contact sur la base de l'hypothèse d'un contact parfait.

V.6 Couples tribologiques étudiés

Nos calculs seront effectués pour deux couples tribologiques différents : Cuivre-Acier et Cuivre-Graphite. Le pion en Cuivre frotte tantôt sur le disque en Acier, tantôt sur le disque en Graphite.

V.6.1 Matériaux

V.6.1.1 Disques

a) Disque en acier

Le disque est en acier inoxydable austénitique NS 22 S. Ce type d'acier est caractérisé par sa très bonne résistance à la corrosion inter cristalline et une bonne ductilité.

b) Disque en graphite

Le graphite est une forme parmi d'autres du carbone cristallin. Les formes de carbone et de graphite artificiels massifs sont très nombreuses, on désigne par carbone des produits traités à 100 – 1200°C mais contenant généralement du graphite naturel ou artificiel et par graphite des produits traités à 2500 – 3000°C, température nécessaire pour amener la transformation partielle du carbone au graphite artificiel. Il existe plusieurs types de carbones, les plus utilisés en frottement sont les carbones et graphites polycristallins.

V.6.1.2 Pions

Ils sont en cuivre pur à 99,99%. C'est un bon conducteur de la chaleur et d'électricité, malléable et ductile et facilement déformable à froid.

V.6.2.3 Propriétés et dimensionnement

Les données numériques du pion et du disque ainsi que les propriétés physiques des matériaux utilisés sont récapitulées dans le tableau suivant :

	Rayon (m)	Epaisseur (m)	K (W/m.k)	ρ (Kg/m ³)	C _p (J/Kg.k)	σ (S/m)
Pion en Cuivre Cu	0,004	0,02	400	8700	385	6.10 ⁷
Disque en acier NS 22 S	0,05	0,01	44,5	7850	475	4.10 ⁶
Disque en Graphite	0,05	0,01	124	2260	754	1,25.10 ³

Tableau V.4 : Données thermiques, électriques et géométriques des matériaux utilisés.

V.7 Dispositif expérimental

Les résultats utilisés dans le modèle numérique pour calculer les différents paramètres thermiques ont été trouvés par des essais réalisés sur un tribomètre existant au niveau du Laboratoire de Mécanique de l'Université de Constantine.

V.7.1 Présentation générale du tribomètre

Les expériences ont été réalisées à l'air ambiant, en utilisant un tribomètre pion-disque (Fig. V.6). Le pion est appuyé contre le disque par une charge normale P . Sa forme cylindrique de longueur 20 mm et de diamètre égale à 8 mm ; 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. Le disque de rayon égal à 50 mm a une épaisseur de 10 mm. Il possède un trou lamé au centre, ce dernier permet la fixation du disque, à l'aide d'une vis sur le support du tribomètre.



Figure V.6 : Tribomètre pion-disque.

V.7.2 Résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux des deux couples tribologiques utilisés dans le modèle numérique sont illustrés dans les figures suivantes :

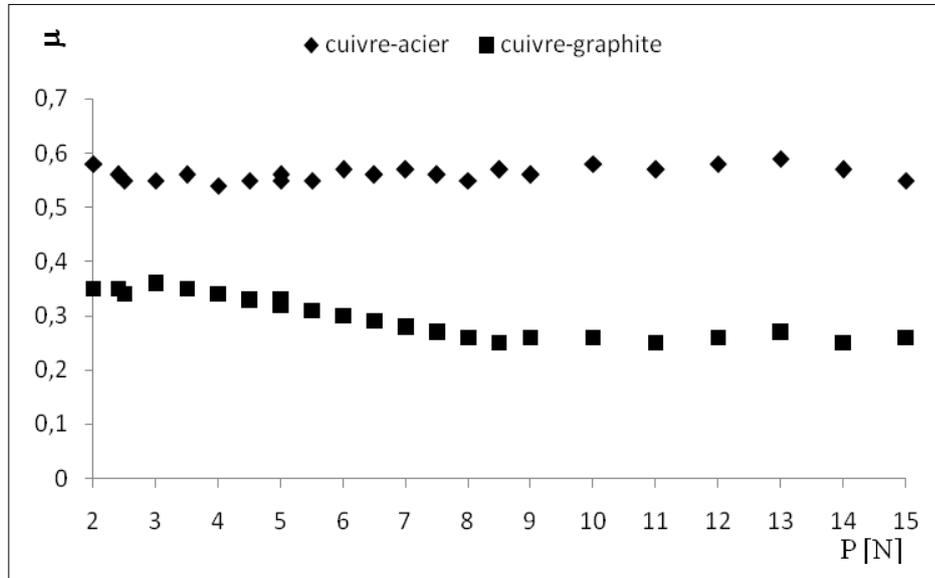


Figure V.7 : Variation du coefficient de frottement en fonction de la charge (V=7m/s) [8].

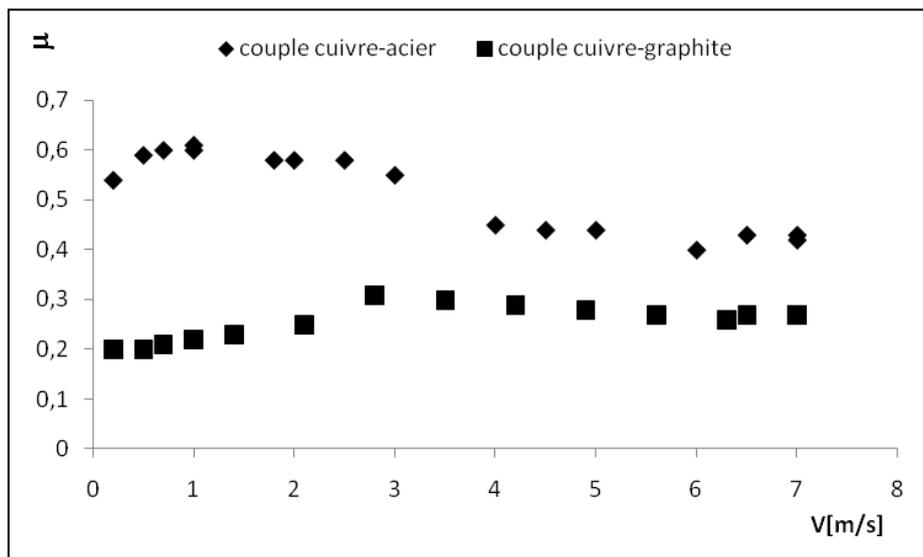


Figure V.8 : Variation du coefficient de frottement en fonction de la vitesse (P=10N) [8].

V.8 Résultats théoriques et analyse

L'étude menée dans cette partie concerne la détermination de la température et le coefficient de partage des couples Cuivre-Acier et Cuivre-Graphite dans les régimes transitoire et permanent, avec et sans passage du courant électrique à l'interface. Il s'agit d'un pion en Cuivre frottant à sec contre un disque tournant, tantôt en Acier et tantôt en Graphite. Les paramètres d'essais comportent la charge normale (10-15N), la vitesse linéaire (0,5-7m/s) et le coefficient de frottement qui varie avec chaque couple de matériau. Les résultats de la simulation numérique sont présentés dans cette partie. Notre objectif est, d'une part, comparer les deux couples et, d'autre part, mettre en évidence l'effet des paramètres expérimentaux sur les phénomènes thermiques interfaciaux.

V.8.1 Cuivre-Acier

Des essais tribologiques sur le couple de matériaux Cuivre-Acier ont été effectués [7,8] afin de mettre en évidence l'influence des caractéristiques thermiques de ces matériaux. Pour contourner la difficulté liée à l'identification des paramètres d'interface, des mesures numériques par implantation des thermocouples ont été réalisées pour calculer le flux de chaleur entrant dans chacun des deux corps en contact et le coefficient de partage thermique.

V.8.1.1 Détermination de la température par modélisation

Afin de mieux cerner le phénomène de frottement sec entre deux matériaux en contact avec et sans passage du courant électrique et de déterminer les paramètres thermiques à l'interface, nous avons étudié le problème du contact de frottement pion-disque. Pour ce faire, nous avons choisi en premier lieu le régime transitoire. L'allure générale des courbes des résultats obtenus dans cette partie est celle présentée sur les figures V.9-V.10. Elles illustrent les variations des températures numériques en fonction du temps, avec et sans passage du courant électrique. Les résultats présentés par ces courbes sont issus des thermocouples implantés numériquement dans le pion et dans le disque. Sur les courbes de ces figures, nous pouvons distinguer deux zones différentes, une première zone correspondant à la phase transitoire, elle dépend de la variation de la vitesse de déplacement. Une deuxième zone qui caractérise un régime stationnaire, dans lequel l'état d'équilibre est établi par stabilité des conditions de fonctionnement à l'interface.

L'examen de la figure V.9 montre que, pour $V=0,5\text{m/s}$, la phase transitoire correspond à la période comprise entre 0s et 2000s (durée d'environ 30min). Durant cette période, la température augmente progressivement pour atteindre une valeur stable et constante autour de 337K.

Pour une vitesse de $V=2\text{m/s}$, la figure V.10 montre que la période transitoire devient moins importante et convient au moment compris entre 0s et 1000s. Pendant cette phase, la température évolue progressivement pour atteindre la température de 349K, c'est la valeur stationnaire au centre du contact.

La différence entre le temps d'établissement de la température, pour chaque vitesse de déplacement, est due au temps de contact entre les deux solides. Quand la vitesse est moins importante, le pion a plus de temps pour se déplacer sur le disque. Cela lui permettra de recevoir une quantité d'énergie plus importante. Pour avoir une température stationnaire, il lui faudra de temps plus long. Inversement, pour une vitesse de glissement plus importante, le temps d'établissement diminue et la température devient rapidement stable. Ce phénomène est lié à la diffusion de la chaleur à l'intérieur du solide. Bouache [28] a traité l'évolution de la température en fonction du temps dans le cas du freinage. Il a obtenu la

même forme de courbe, c'est-à-dire deux phases, une première qui représente la transition du phénomène, puis une deuxième qui montre l'établissement de la température. En ce qui concerne le courant électrique, nous pouvons annoncer que son effet devient moins significatif sur l'évolution de la température en augmentant la vitesse de glissement.

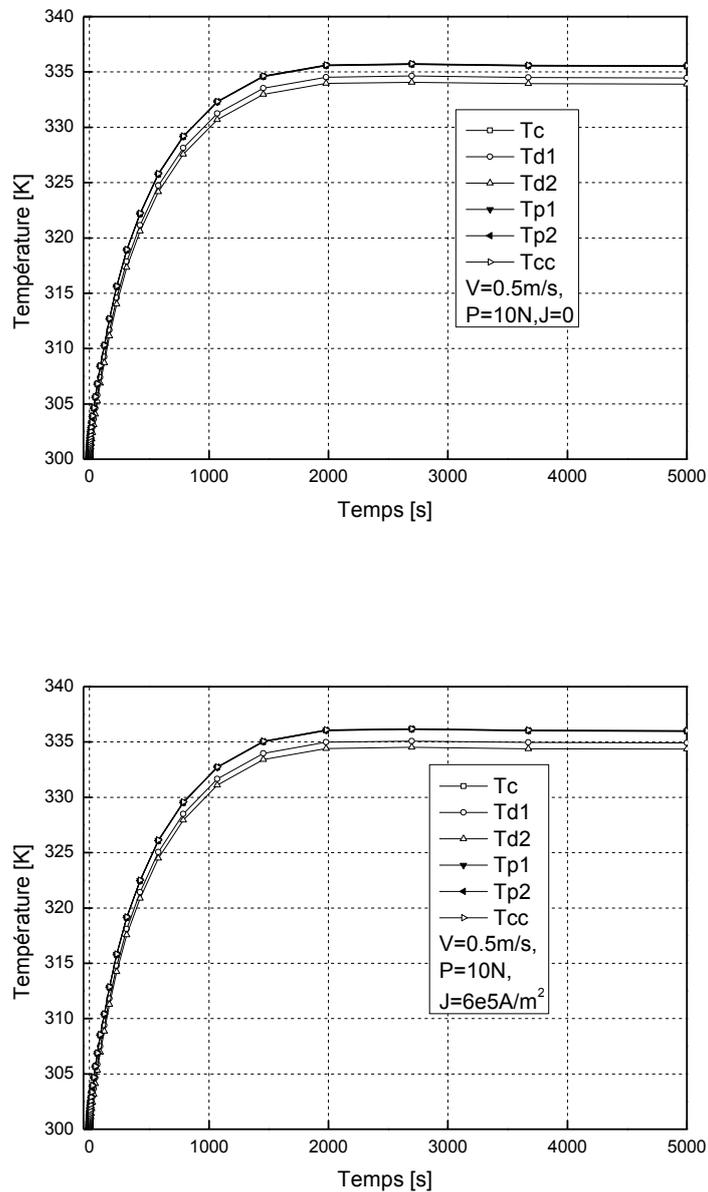


Figure V.9 : Evolution des températures en fonction du temps pour $V = 0,5$ m/s, avec et sans passage du courant électrique.

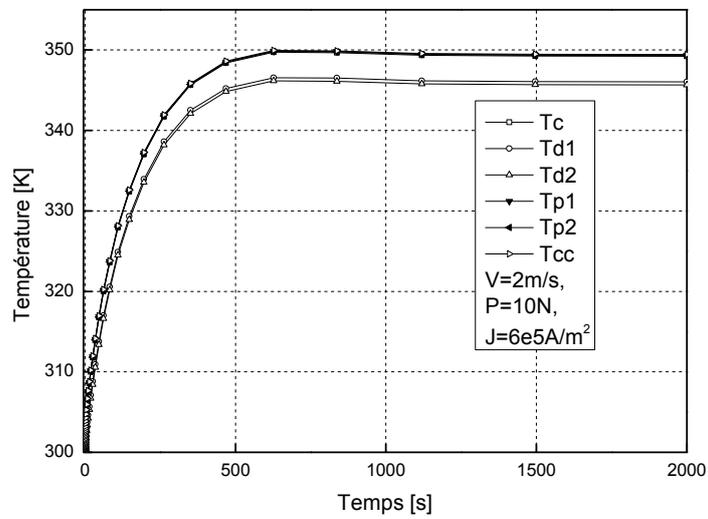
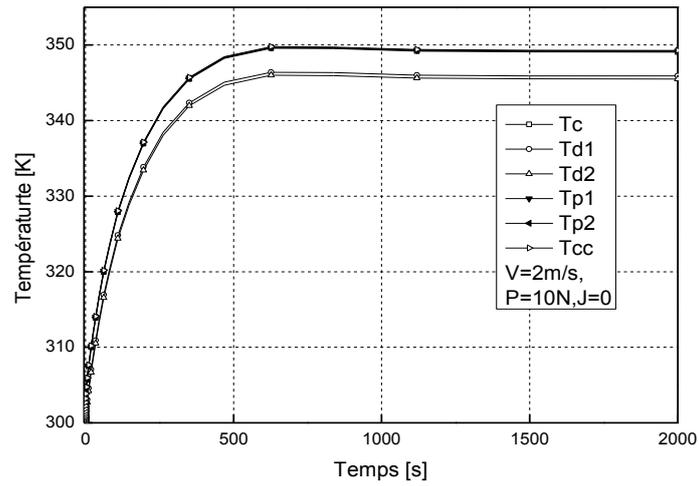


Figure V.10 : Evolution des températures en fonction du temps pour $V = 2 \text{ m/s}$, avec et sans passage du courant électrique.

V.8.1.2 Evolution du coefficient de partage en fonction du temps

Vu l'importance du coefficient de partage dans le phénomène de frottement, nous avons jugé utile de suivre l'évolution de ce coefficient en fonction du temps pour différentes valeurs de la vitesse de glissement. Les travaux de Denape et Laraqi [34] montrent que le coefficient de partage de flux dépend de la vitesse de glissement. Pour estimer le coefficient de partage, Abdelaal [102] considère que dans le cas statique, ce coefficient dépend uniquement de la différence thermique. Pour le cas d'un contact dynamique, la vitesse de pénétration de l'onde thermique (diffusivité thermique) ne présente pas le seul paramètre du régime thermique. Récemment Komanduri et Hou [25] ont proposé un modèle de calcul du coefficient de partage local du flux qui fait observation des propriétés thermiques des matériaux en contact. Notre objectif consiste à suivre l'évolution de ce paramètre en fonction du temps, en présence de la source de chaleur volumique générée par effet Joule.

Grâce au modèle numérique élaboré, nous avons pu étudier l'évolution du coefficient de partage en fonction du temps. Les figures V.11 et V.12 juxtaposent les résultats des deux cas, avec et sans courant électrique pour les deux corps, pion et disque. Elles montrent que le coefficient de partage côté pion décroît avec l'augmentation du temps puis il atteint sa valeur stationnaire. L'augmentation de la vitesse de glissement engendre une croissance du coefficient de partage côté pion.

V=0,5m/s	$\gamma_p = 0,34$
V=2m/s	$\gamma_p = 0,35$
V=7m/s	$\gamma_p = 0,40$

Tableau V.5 : Valeurs du partage de flux côté pion en fonction de la vitesse.

L'évolution du coefficient de partage côté disque est représentée aussi par les figures V.11 et V.12. Elles associent l'évolution du coefficient de partage côté disque avec et sans passage du courant électrique. Elles montrent une nette élévation de γ_d en fonction du temps. Par contre, ce coefficient représente une nette diminution avec l'augmentation de la vitesse (Tab. V.6). Ce résultat est cohérent avec la théorie [28, 31].

V=0,5m/s	$\gamma_d = 0,66$
V=2m/s	$\gamma_d = 0,65$
V=7m/s	$\gamma_d = 0,60$

Tableau V.6 : Valeurs du partage de flux côté disque en fonction de la vitesse.

Le passage du courant électrique à travers l'aire réelle de contact n'a aucun effet sur la variation du coefficient de partage.

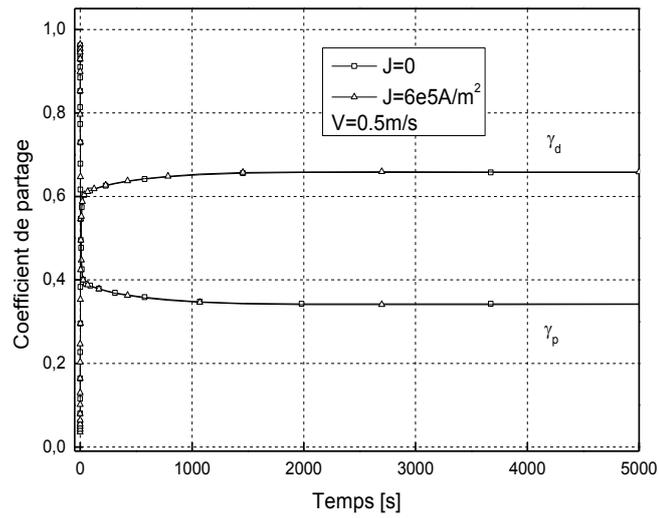


Figure V.11 Variation du coefficient de partage côté pion et côté disque en fonction du temps ($V=0,5 m/s$).

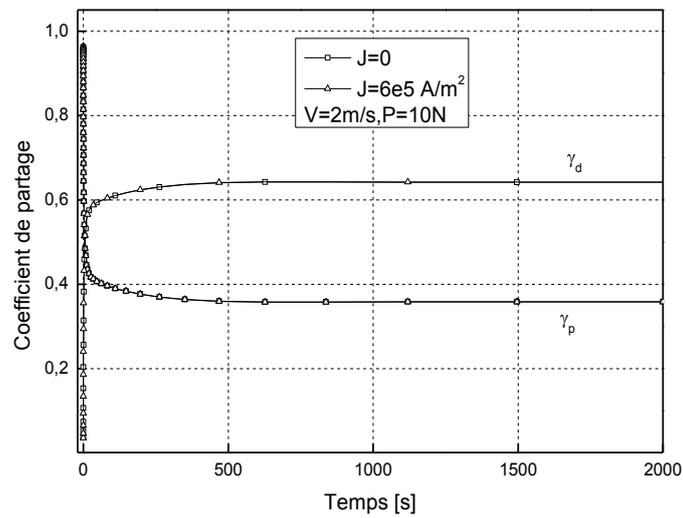


Figure V.12 Variation du coefficient de partage côté pion et côté disque en fonction du temps ($V=2 m/s$).

V.8.1.2 Température de surface

L'étude de l'évolution de la température de surface d'un contact glissant a été sujet de plusieurs travaux [1,37]. En vue d'étudier la variation de la température de surface du contact pion-disque, nous avons effectué des calculs qui nous ont permis de tracer des courbes identifiant cette température à l'interface. Cette identification est réalisée en phase stationnaire. Les courbes de la figure V.12 représentent les allures classiques des problèmes de sources mobiles [4]. Elles montrent une nette élévation de la température en augmentant soit la vitesse soit la charge. Ceci est logique, car la source de chaleur qui engendre cette élévation est générée par frottement entre les deux solides. Les maximums des températures (température éclair) [13,103] se situent au voisinage de la sortie du contact.

Comme nous l'avons évoqué dans les résultats précédents, nous constatons très peu d'influence du passage du courant électrique sur la température de surface, pour des grandes vitesses de glissement, car l'effet de la vitesse l'emporte sur celui du courant.

Pour une vitesse $V = 0,5$ m/s, nous observons sur la figure V.13a que la température de surface obéit une croissance avec le passage du courant électrique. Elle croit de 335,5K ($J = 0$) à 335,7K ($J = 4 \cdot 10^5$ A/m²), l'écart est trop faible et est de l'ordre de 0,2 °C.

En augmentant la vitesse, la figure V.13b, montre que pour $V = 2$ m/s, la température maximale devient 349,5K sans passage du courant électrique, ce dernier a peu d'effet sur la variation de la température.

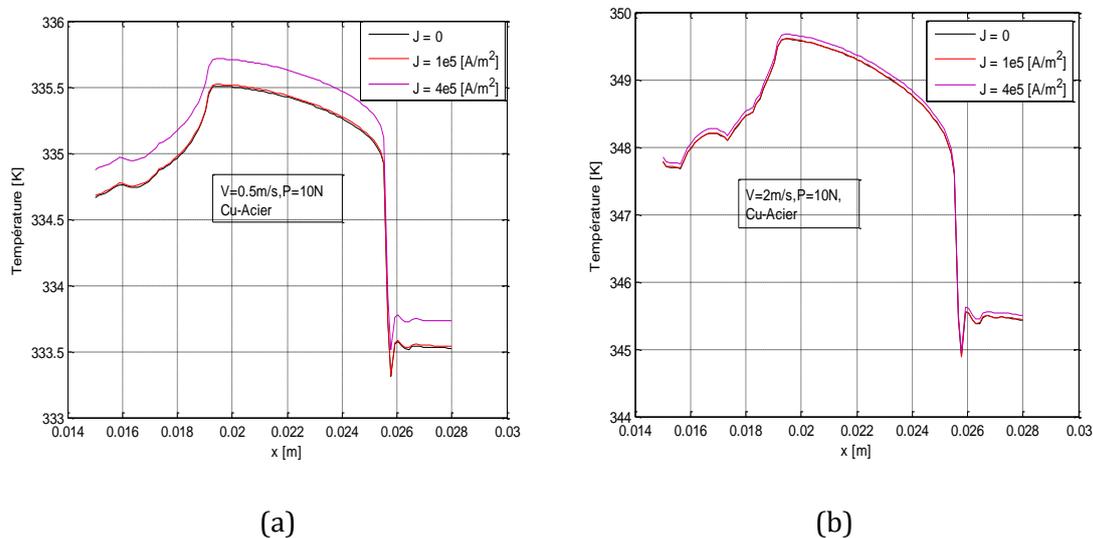


Figure V.13 : Evolution de la température de surface d'un contact Cuivre-Acier, a) $V=0,5$ m/s, b) $V=2$ m/s et $P=10$ N.

V.8.1.3 Calcul de la température suivant la profondeur

Dans le but de suivre l'évolution de la température au sein des deux solides, nous avons représenté dans la figure V.14, sa variation suivant la profondeur du pion et du disque. En examinant les courbes de cette figure, nous remarquons la succession d'évènements suivants :

Pour une vitesse de 0,5m/s et une charge de 10N, cette figure montre une nette augmentation de la température en présence de la source de chaleur volumique. La température maximale se situe à l'interface. Il est important de noter que le profil de température pour le pion est plus élevé que celui du disque. Cela revient au volume des deux corps, aux propriétés thermiques du pion qui est en Cuivre et au contact permanent du pion sur le disque.

En gardant la même charge et en augmentant la vitesse de déplacement ($V=2\text{m/s}$), l'effet du passage du courant électrique sur l'évolution de la température devient moins important. Par contre, la température des deux corps augmente. L'évolution de la température à travers le pion diminue progressivement par rapport à l'interface. Celle du disque décroît plus vite. La différence entre les propriétés thermiques et le volume des deux solides se manifestent par ces phénomènes.

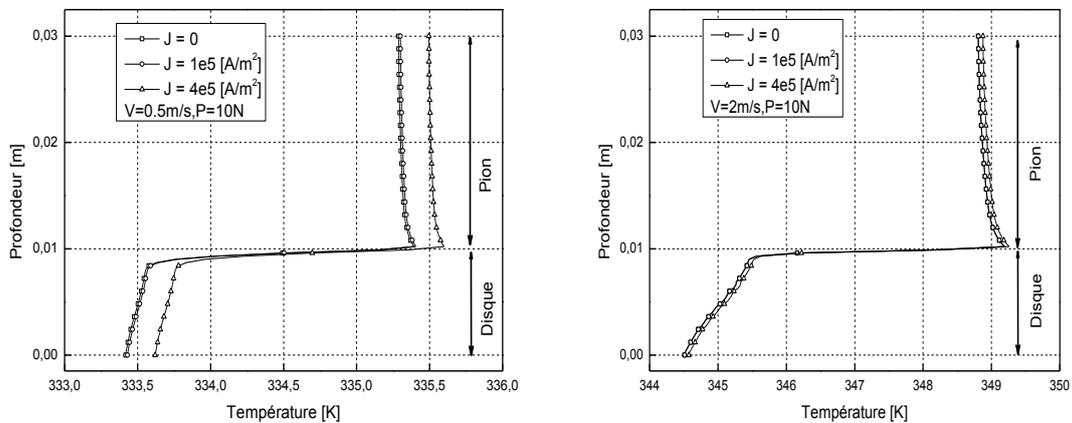


Figure V.14 : Evolution de la température suivant la profondeur du contact pion disque, avec et sans passage courant électrique, $V = 0,5\text{m/s}$, 2m/s et $P = 10\text{N}$.

V.8.2.4 Corrélations proposées

Plusieurs formules ont été développées et proposées [24, 25, 34] pour l'évaluation du coefficient de partage. Cette multiplicité des formules vient du fait que l'évacuation de l'énergie thermique générée par frottement à l'interface de contact dépend de plusieurs paramètres à savoir les propriétés thermiques des matériaux en contact, les conditions de frottement (pression de contact, vitesse de glissement) et les conditions d'environnement. Cela rend l'établissement d'un modèle unique de calcul du coefficient de partage difficile.

Cette fois, nous présentons les résultats de calcul du coefficient de partage. Nous proposons par la suite des corrélations qui nous permettent la détermination de ce coefficient en fonction des conditions de frottement.

Un récapitulatif de calcul du coefficient de partage est donné dans le tableau suivant :

V (m/s)	P (N)	J (A /m ²)	γ_p
0,5	10	0	0,3428
		1.10 ⁵	0,3428
		4.10 ⁵	0,3421
2	10	0	0,3583
		1.10 ⁵	0,3583
		4.10 ⁵	0,3581
4	10	0	0,3804
		1.10 ⁵	0,3804
		4.10 ⁵	0,3802

Tableau V.7 : Coefficient de partage γ_p en fonction de la vitesse et la charge, avec et sans passage du courant électrique.

Comme nous l'avons déjà remarqué, les résultats regroupés dans le tableau V.7 montrent que le passage du courant électrique à travers la zone de contact n'a pas d'effet significatif sur la variation du coefficient de partage et ce quelle que soit la valeur de la vitesse de glissement. La figure V.15 représente la variation de coefficient de partage côté disque en fonction de la vitesse pour une charge $P = 10\text{N}$ et $J = 0$.

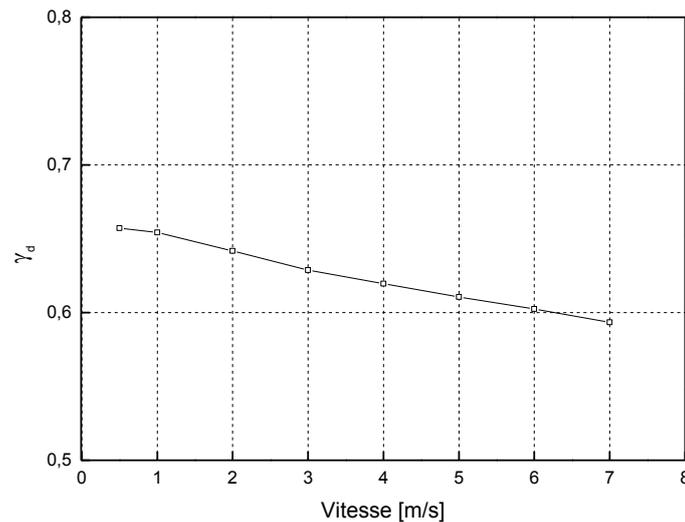


Figure V.15 : Evolution du coefficient de partage côté disque en fonction de la vitesse de glissement ($P = 10\text{ N}$, $J = 0$).

Les résultats de calcul du coefficient de partage côté disque sans passage du courant électrique nous ont permis d'établir l'équation suivante qui représente le coefficient de partage en fonction de la vitesse (0,5m/s jusqu'au 7m/s) sans passage du courant électrique à travers le contact :

$$\gamma_d = 0.6617V - 0.01$$

C'est l'équation d'une droite qui exprime la variation du coefficient de partage avec la vitesse de glissement.

V.8.2.5 Cartographies surfaciques

Nous avons établi à l'aide de notre modèle numérique, les cartographies thermiques du système pion-disque pour deux valeurs de vitesse de glissement égales à 5m/s et 7m/s et des charges de 10N et 15N. Les résultats obtenus sont illustrés dans la figure V.16. Cette figure montre que la traînée thermique se développe progressivement avec l'augmentation de la vitesse, à grande vitesse, le champ thermique devient uniforme en suivant la direction du déplacement.

Nous avons retenu quatre valeurs de vitesse de déplacement : 0,5 m/s, 1 m/s, 5 m/s et 7 m/s. Les résultats obtenus sont reportés sur la figure V.17 qui représente la température à la surface frottante du disque. Ces cartographies montrent, d'une part, la concentration de la chaleur au voisinage de la zone de contact pour les plus faibles valeurs de vitesses et, d'autre part, un développement de la traînée thermique en augmentant la vitesse de glissement.

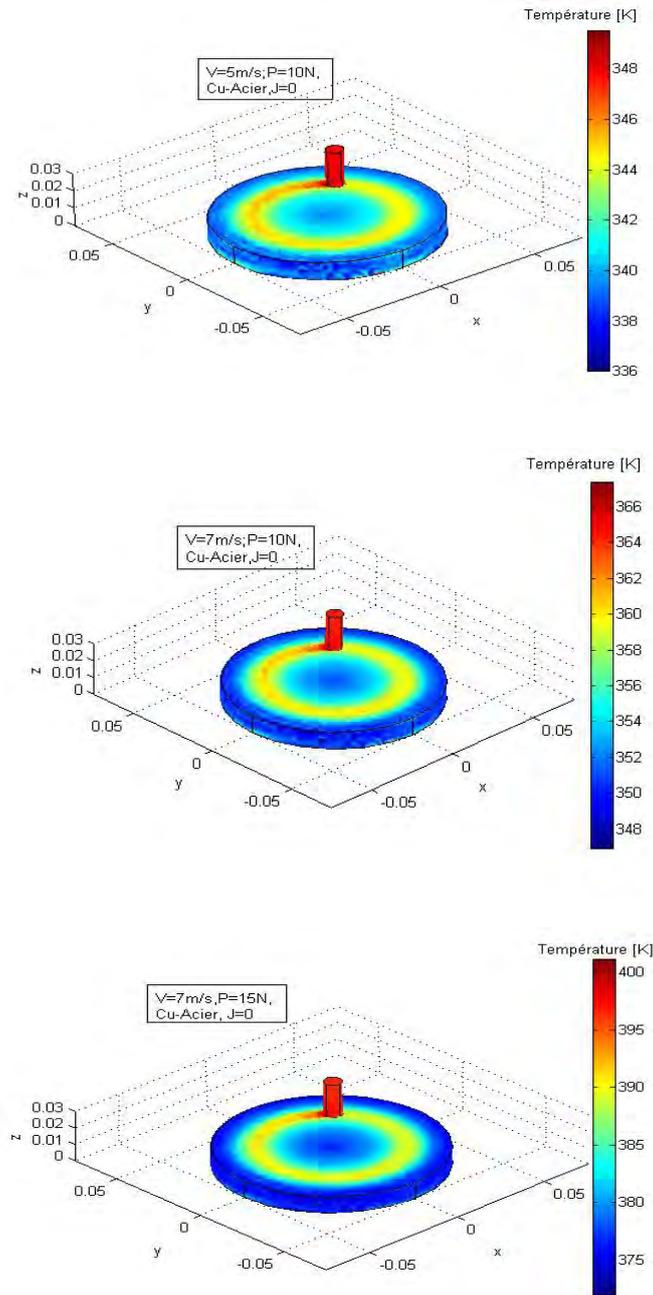


Figure V.16 : Cartographies thermiques du contact pion-disque, obtenues numériquement.

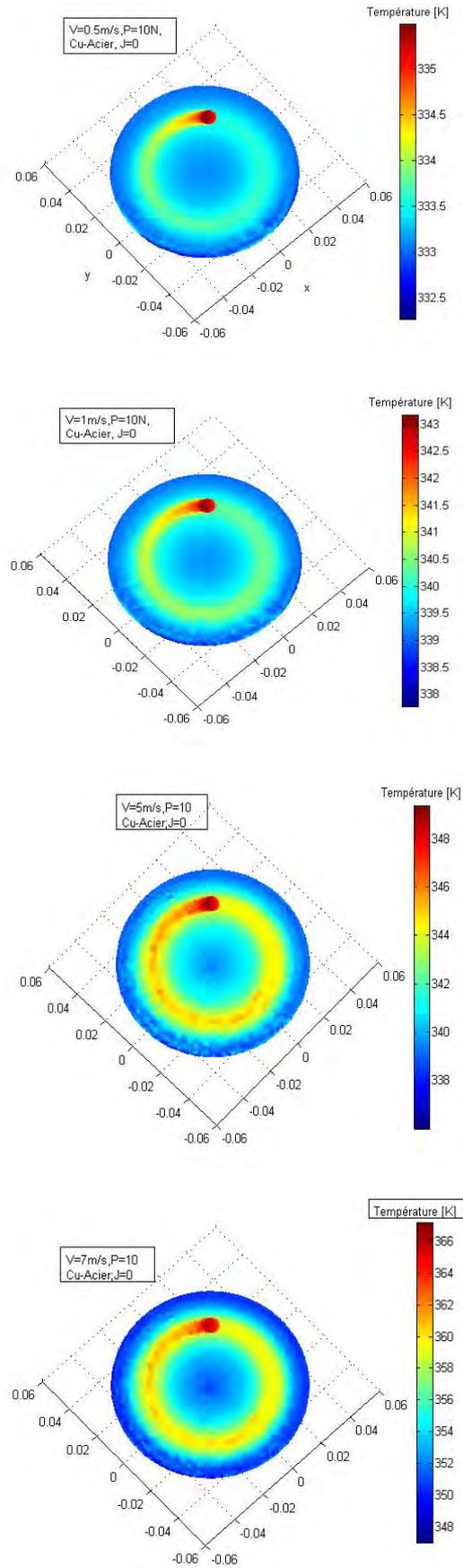


Figure V.17 : Cartographies des températures de surface du disque.

V.8.2 Cuivre-Graphite

En ce qui concerne le contact Cuivre-Graphite, nous avons effectué les mêmes calculs précédents. Le courant électrique, qui traverse le contact pion-disque, a été progressivement augmenté.

V.8.2.1 Détermination des températures à travers le pion et le disque

Afin de connaître l'ordre de grandeur de la température atteinte pendant le fonctionnement du couple tribologique Cuivre-Graphite, nous avons implantés numériquement des thermocouples dans le pion et dans le disque pour accéder à cette température. Les résultats obtenus sont illustrés dans les figures V.18-V.20 qui représentent l'évolution de la température avec et sans passage du courant électrique en fonction du temps. Les courbes de ces figures donnent la même allure que le contact Cuivre-Acier, une première phase transitoire où la température évolue progressivement avec le paramètre temps. La deuxième phase caractérise le régime stationnaire, dans ce cas, la température atteint une valeur maximale constante.

L'observation de la figure V.18 montre que la phase transitoire dure environ 50 min pour une vitesse de 2m/s. A partir de cet instant, la température commence à se stabiliser. Dans le cas où la densité de courant est nulle, la température atteint 322K et augmente jusqu'à 325K quand l'interface est parcouru par un courant électrique.

Les courbes de la figure V.19 montrent que la période transitoire diminue lorsque vitesse $V=4\text{m/s}$, la température commence à se stabiliser à partir de 25 min, par contre la température augmente atteindre la valeur de 324,5K quand $J=0$ et devient égale à 327K quand $J=1.10^5\text{A/m}^2$.

La figure V.20 montre que la température augmente lorsque la vitesse $V = 7\text{m/s}$, avec ou sans passage du courant électrique.

La comparaison des courbes générées par le modèle numérique met en évidence l'effet de la vitesse de glissement sur la durée de la période transitoire, en effet quand la vitesse augmente, cette période diminue. Le passage du courant électrique entraine une élévation de la température de contact.

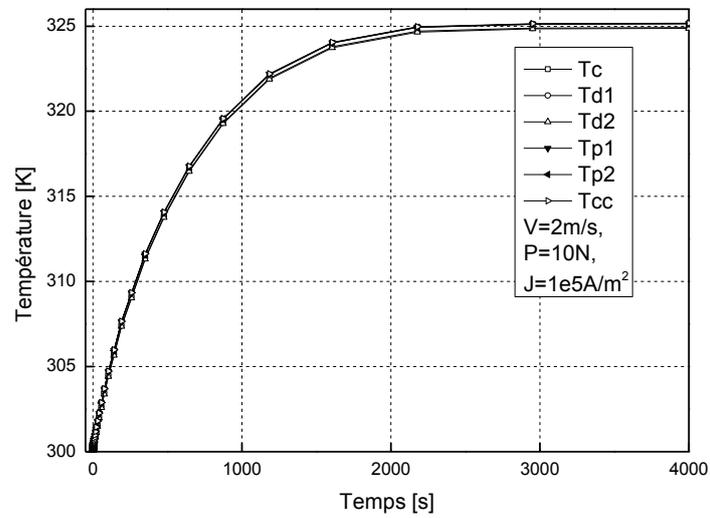
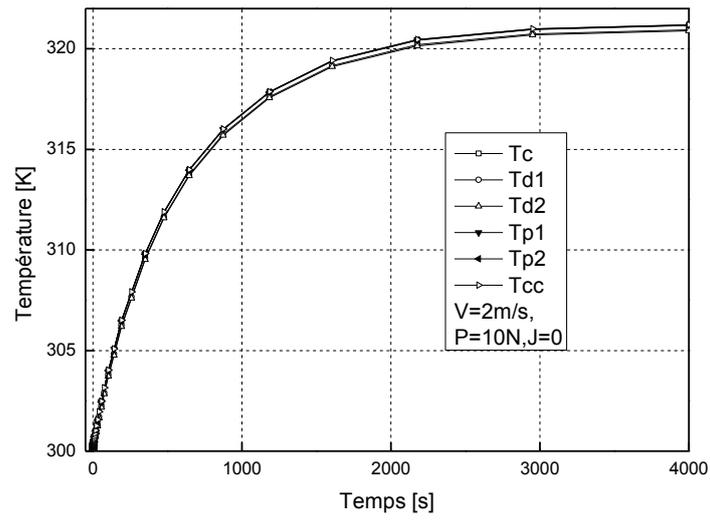


Figure V.18 : Evolution de la température numérique du pion et du disque, $V = 2 \text{ m/s}$, avec et sans passage du courant électrique.

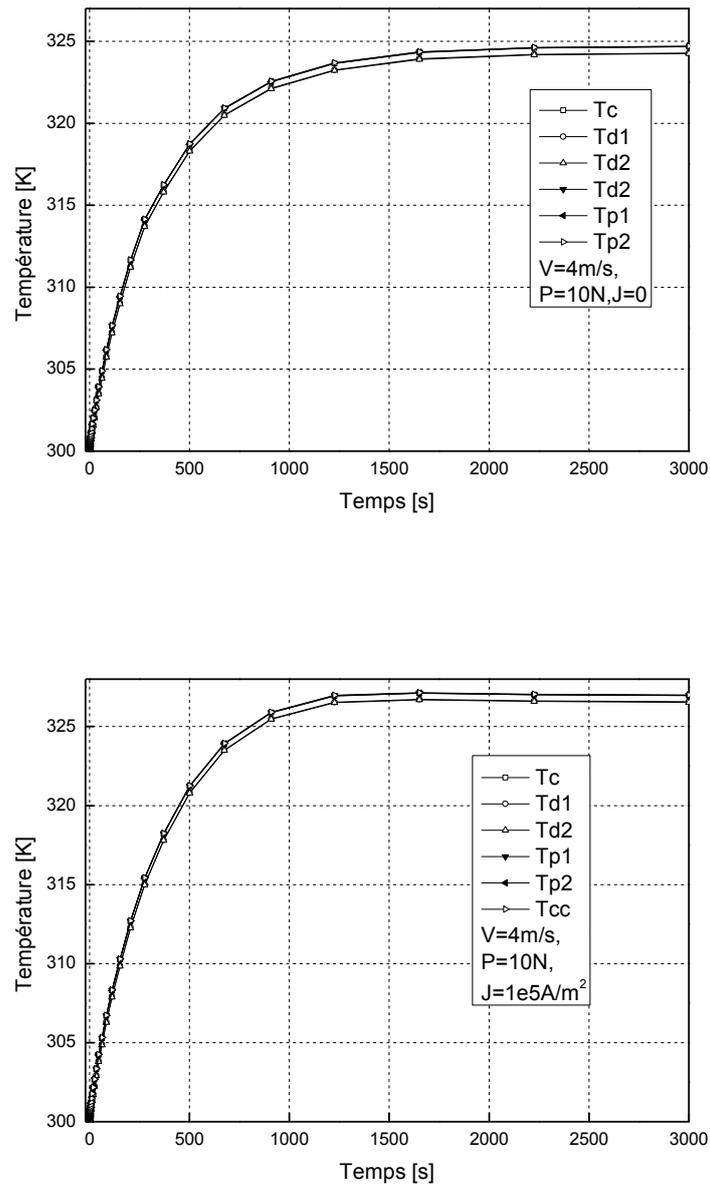


Figure V.19 : Evolution de la température numérique du pion et du disque, $V = 4 \text{ m/s}$, avec et sans passage du courant électrique.

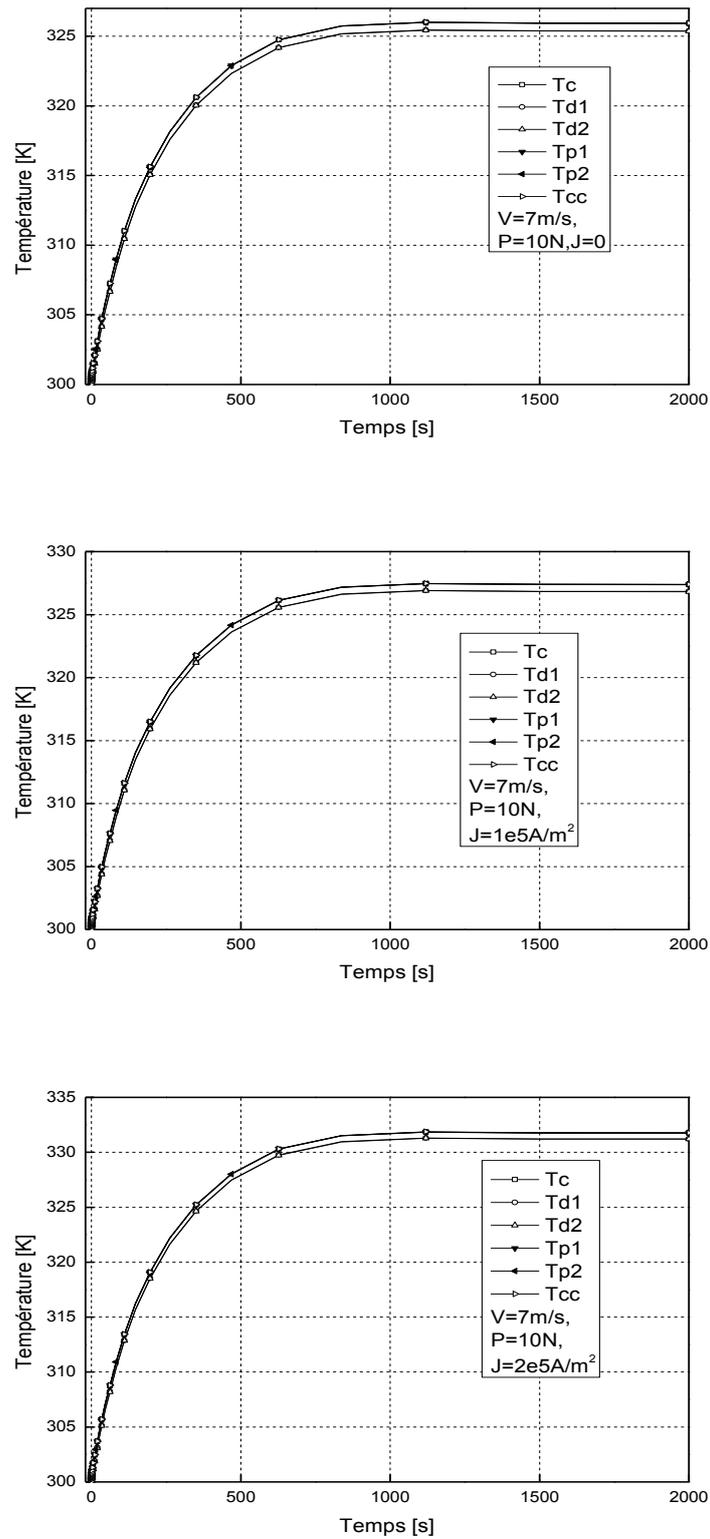


Figure V.20 : Evolution de la température numérique du pion et du disque, $V = 7\text{ m/s}$, avec et sans passage du courant électrique.

V.8.2.2 Evolution du partage de flux en régime transitoire

Les figures V.21-V.23 illustrent l'évolution transitoire du partage de flux côté pion et disque avec et sans passage du courant électrique. Pour l'ensemble des courbes, l'augmentation de la vitesse de déplacement provoque une croissance du partage de flux côté disque. Pour le partage de flux côté pion, il varie inversement avec la vitesse. L'examen des courbes de ces figures montre que la partie du contact, qui commence à se chauffer, est celle du pion. Grâce aux propriétés physiques de ce matériau (Conductivité thermique), il est toujours le premier qui reçoit de la chaleur générée par le frottement, par la suite elle se propage entre le pion et le disque.

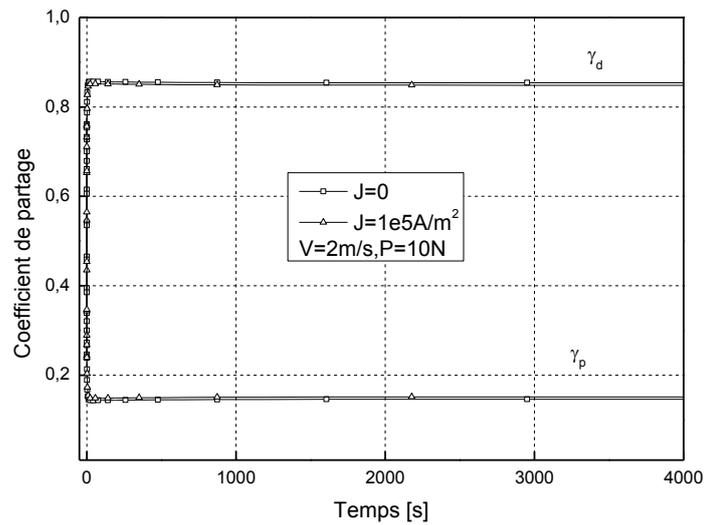


Figure V.21 : Partage de flux côté pion et disque en régime transitoire, $V = 2 m/s$, avec et sans passage courant électrique.

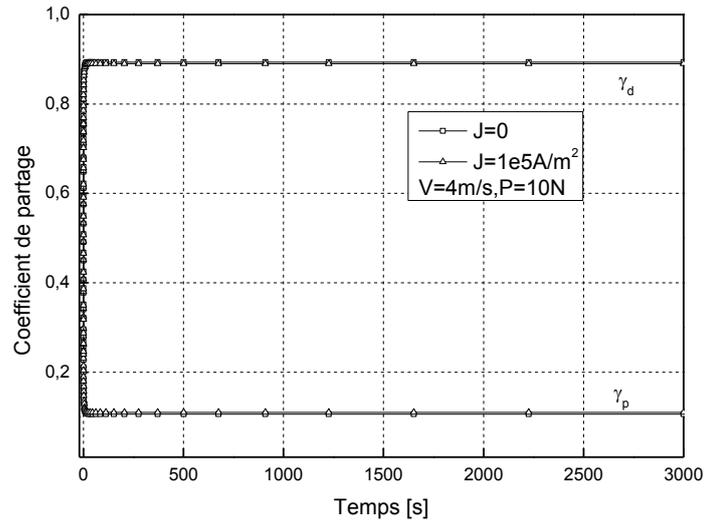


Figure V.22 : Partage de flux côté pion et disque en régime transitoire, $V = 4$ m/s, avec et sans passage courant électrique.

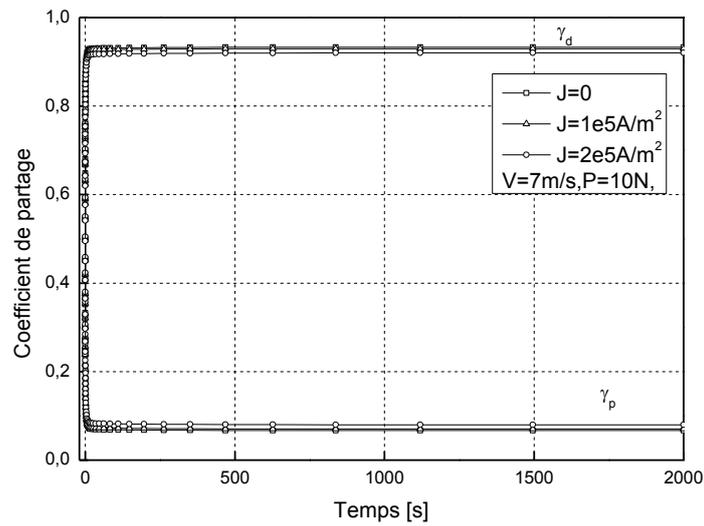


Figure V.23 : Partage de flux côté pion et disque en régime transitoire, $V = 7$ m/s, avec et sans passage courant électrique.

V.8.2.3 Evolution de la température de surface

Les courbes de la figure V.24 donnent l'évolution de la température de surface du couple Cuivre-Graphite pour différentes valeurs de vitesse, avec et sans passage du courant électrique. En observant ces courbes, nous remarquons que la température maximale se trouve à la sortie de la source de chaleur après son passage. Ce résultat est bien connu dans la littérature [1].

Pour une vitesse $V = 2$ m/s (Fig. V.24a), la température de surface croît avec le passage du courant électrique. Elle varie de 321,3K ($J = 0$) à 322,3K ($J = 0,5 \cdot 10^5$ A/m²), l'écart est de l'ordre de 1 °C.

Quand la vitesse $V = 3$ m/s, la température maximale augmente avec la vitesse de déplacement, elle est égale à 325K quand $J=0$ et 325,7K quand $J=0,5 \cdot 10^5$ A/m². L'effet du courant électrique diminue quand la vitesse augmente.

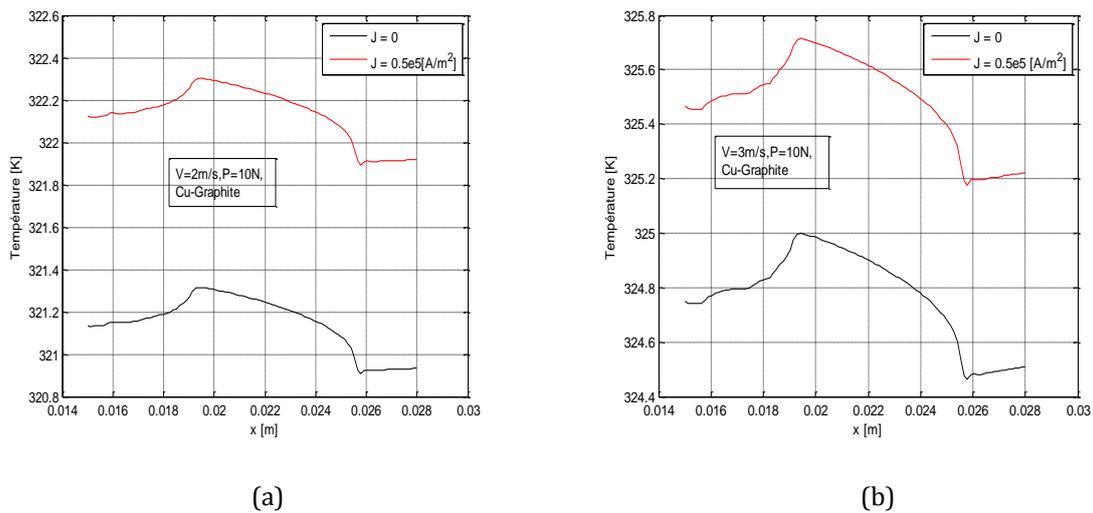


Figure V.24 : Température de surface d'un contact dynamique pion-disque pour P=10N, a) V=2m/s et b) V=3m/s.

V.8.2.4 Evolution de la température en profondeur

Les courbes de la figure V.25 présentent l'évolution de la température en fonction de la profondeur z , pour différentes valeurs de la vitesse, avec et sans passage du courant électrique. Comme nous pouvons le prévoir, le niveau de la température est élevé au niveau de l'interface et diminue à l'intérieur des deux solides. La température croît progressivement avec l'augmentation de la vitesse de glissement.

L'observation de ces figures montre également que l'effet du courant électrique diminue avec l'augmentation de la vitesse.

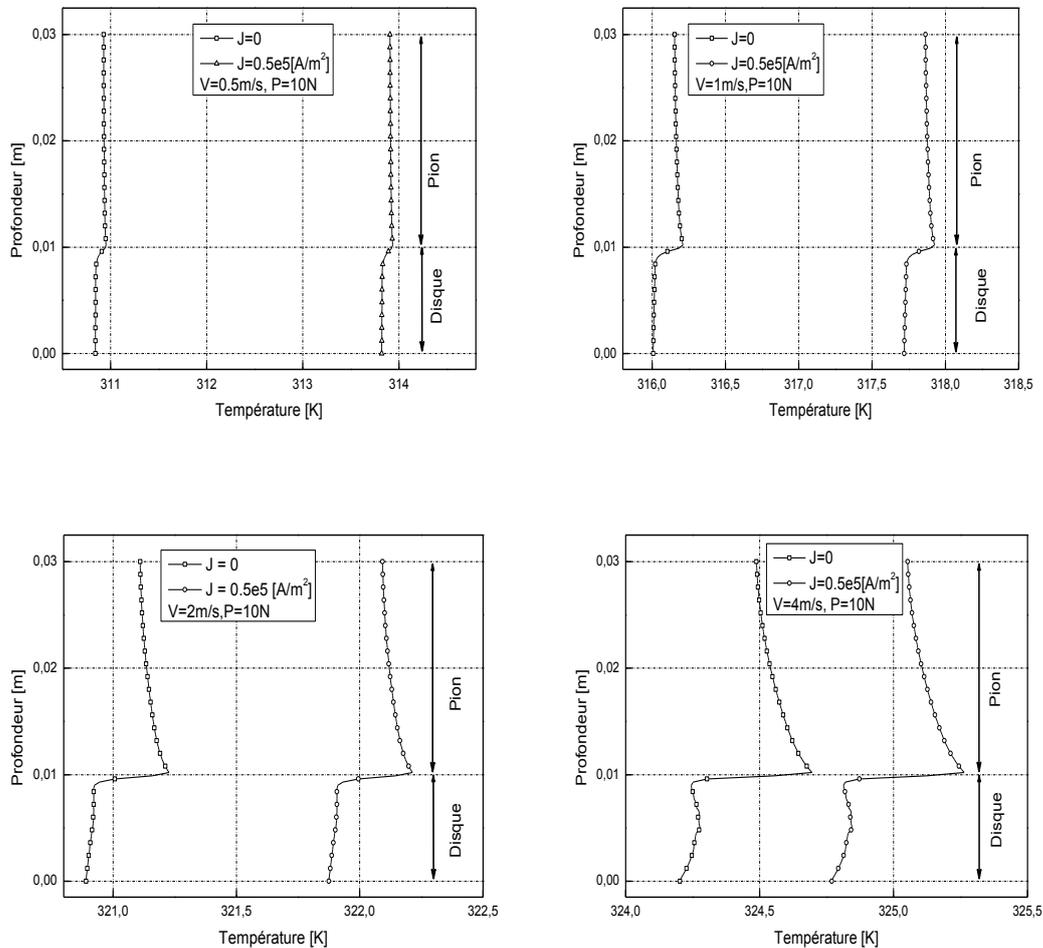


Figure V.25 : Température en profondeur du contact pion disque, avec et sans passage du courant électrique, $V = 0,5$ m/s, 1 m/s, 2 m/s et 4 m/s et $P = 10N$.

V.9 Conclusion

Ce chapitre, consacré essentiellement à l'analyse des aspects thermiques d'une interface de contact, a pour objectif principal de déterminer la température de l'interface d'un contact électrodynamique pion en frottement avec un disque. L'intérêt de connaître la température de contact dans ce cas réside dans le fait qu'elle joue un rôle important dans la détérioration de l'interface. Son évolution est affectée par des paramètres mécaniques, fonctionnels, électriques, thermiques ... et les conditions de fonctionnement.

Pour une meilleure compréhension de la problématique du transfert thermique dans un contact glissant, plusieurs travaux ont été réalisés dans ce domaine. Ils ont montré que la modélisation thermique des surfaces de contact est très complexe. Cette complexité est liée à la déformation de la surface de contact pendant le processus de frottement, à la modification des propriétés thermomécaniques et des propriétés thermophysiques des corps en contact. Il faut noter que la difficulté est liée au calcul du flux de chaleur dissipé dans le contact et particulièrement celui évacué par l'un ou l'autre des deux solides en contact, ce qui rend la détermination du coefficient de partage du flux (qui permet de calculer le flux thermique évacué à l'interface) une des difficultés présentes dans les problèmes thermiques de contact.

Nous avons particulièrement mis en évidence :

- la variation des paramètres principaux d'une interface de contact électrodynamique dans les régimes transitoire et stationnaire ;
- l'influence de la vitesse de glissement ;
- l'effet de passage du courant électrique sur l'évolution de la température ;

La vitesse de glissement est l'un des paramètres les plus importants dans la thermique des contacts puisqu'elle est à l'origine même du phénomène de génération de chaleur. Des calculs ont été menés afin de montrer l'influence de la vitesse sur les paramètres du contact.

Le calcul du flux thermique basé sur les relevés de températures des thermocouples implantés numériquement nous a permis la détermination du coefficient de partage.

Par ailleurs, pour mieux comprendre et suivre le mécanisme et les phénomènes thermiques intervenant lors du frottement des couples Cuivre-Acier et Cuivre-Graphite dans diverses conditions de fonctionnement, nous avons établi une comparaison entre les principaux résultats trouvés.

Les températures obtenues des deux couples tribologiques montrent que la température du contact Cuivre-Acier est plus élevée que celle du Cuivre-Graphite. Ce phénomène revient aux propriétés thermophysiques des matériaux en contact. Après comparaison des matériaux des deux couples tribologiques, nous avons trouvé que la différence entre le niveau de température de pion et de disque pour le couple Cuivre-Acier est plus grande que celui du Cuivre-Graphite. Dans les deux cas, le pion en Cuivre évacue 25 fois plus de chaleur que le disque en Acier, c'est-à-dire évacue la presque totalité des calories dissipées à l'interface. Par contre, il évacue 3 fois plus de chaleur que le disque en Graphite. Cette différence de transfert thermique justifie l'évolution de la température des deux couples.

L'analyse des courbes de l'évolution du coefficient de partage en fonction du temps montre que le corps qui commence à se chauffer est le pion puis la chaleur se répartit et se diffuse à travers le disque. Ce phénomène est expliqué par le contact permanent du pion sur le disque et sa nature. L'allure des courbes, représentant l'évolution du coefficient de partage côté disque en fonction du temps, est classique. Des résultats [31] coïncident avec les notre pour la variation du coefficient de partage côté disque dans le cas d'un contact Bronze-Acier en régime transitoire. La comparaison dans cette situation montre que le coefficient de

partage côté disque en Graphite et supérieur à celui du disque en Acier. Donc, ce dernier reçoit moins d'énergie que le disque en Graphite. Les résultats obtenus dans cette partie sont cohérents au plan physique, soit pour l'estimation de la température ou bien pour la détermination du coefficient de partage. Le paramètre γ_d est de l'ordre de 0,66 à 0,60 pour le Cuivre-Acier. L'effet du courant électrique sur l'évolution de la température est limité par la vitesse de glissement quand le contact est Cuivre-Acier.

CONCLUSION GENERALE

Dans ce travail ; nous avons montré, dans une première approche théorique, qu'il est possible d'élaborer des solutions : analytique et numérique, pour la détermination des paramètres thermiques d'un contact dynamique avec et sans passage du courant électrique.

Il ressort de notre présent travail que :

- les études numériques effectuées d'un contact statique en régime stationnaire et transitoire ont permis d'extraire des corrélations qui ont été utilisées pour le calcul de la constriction thermique adimensionnelle en fonction du rapport de constriction et en présence du refroidissement en dehors de la zone de contact. La comparaison entre la solution numérique développée et la solution analytique existante dans la littérature a donné une bonne concordance entre les deux résultats. La méthode numérique des éléments finis utilisée a la capacité de maintenir ces variations avec une grande fidélité et précision. La confrontation des deux modèles nous a permis la validation de notre solution numérique. Les résultats obtenus montrent que le temps d'établissement de la constriction thermique adimensionnelle au régime stationnaire diminue avec l'augmentation du rapport de constriction.

- nous avons aussi montré qu'il est possible de développer deux solutions : analytique et numérique ; pour la détermination de la température et la résistance de constriction thermique d'un milieu semi-infini, soumis à une source de chaleur mobile, en bande en régime transitoire avec et sans refroidissement à la surface. La solution analytique nous a permis, dans un premier temps, de valider la solution numérique, pour étudier ensuite l'influence du refroidissement sur l'évolution de la température de surface. La convection montre une influence significative sur le champ de température du solide. Cet effet est minimisé avec l'augmentation de la vitesse de déplacement de la source de chaleur.

- les résultats de la modélisation numérique d'un solide exposé à une source de chaleur circulaire mobile traversé par un courant électrique au niveau du contact ont montré que le courant électrique n'a aucun effet sur la température lorsque la vitesse de glissement augmente ($Pe \geq 2$). Pour des faibles profondeurs, à partir de la surface de contact, une diminution significative de la température est observée à cause du refroidissement en dehors de la zone de contact. Quand la profondeur devient plus importante, l'effet de la convection sur la distribution de la température devient moins significatif, surtout pour des grandes vitesses. Pour mettre en évidence l'effet de l'épaisseur de peau thermique, nous avons utilisé sa définition qui nous a permis de localiser les zones affectées par l'échauffement thermoélectrique.

- la mise en œuvre du modèle de simulation numérique du contact électrodynamique pion-disque a nécessité l'utilisation des valeurs expérimentales. L'examen des résultats obtenus montre qu'il y a une différence entre l'évolution des paramètres interfaciaux des deux couples en contact.

Quelque soit le moyen utilisé pour l'étude des interfaces de frottement, il est toujours difficile d'accéder à la mesure de la température des surfaces en contact glissant. C'est la raison pour laquelle, des simulations numériques thermiques ont été effectuées. Les niveaux de températures sont estimés par des thermocouples implantés numériquement. Ils ont été utilisés pour le calcul du flux de chaleur à l'interface et par la suite, la détermination du coefficient de partage.

Les deux couples de matériaux utilisés ont été comparés du point de vue transfert de chaleur. Dans le premier couple tribologique Cuivre-Acier, les résultats montrent qu'il y a une différence entre la température des thermocouples implantés dans le pion et le disque dont les températures sont moins élevées que celles du pion. Ce résultat est expliqué par la nature

des deux matériaux et par le contact permanent du pion sur le disque d'où la transmission permanente de la chaleur. De plus, la zone de pénétration de la chaleur à l'intérieur des deux solides diminue avec l'augmentation de la vitesse de glissement. Ce phénomène est bien connu dans la littérature.

En ce qui concerne le deuxième couple de matériau Cuivre-Graphite, les résultats numériques relatifs à l'évolution de la température à l'intérieur des deux corps montrent que la température du pion est proche de celle du disque. Ceci est dû probablement aux propriétés thermiques du Graphite par rapport au Cuivre. Dans ce cas, le pion en Cuivre évacue 3 fois plus de chaleur que le disque en Graphite. Cette différence de conductivité thermique génère une différence entre l'évolution de la température des deux solides en contact.

Le temps d'établissement des températures mesurées numériquement diminue avec l'augmentation de la vitesse et vice-versa. Ce comportement est observé pour les deux couples de matériaux. Le temps de contact entre les éléments des couples en est la cause. Le temps d'établissement du couple Cuivre-Acier est inférieur à celui du Cuivre-Graphite. Ce phénomène est lié aux propriétés physiques des matériaux en contact.

La répartition du flux généré à l'interface entraîne une chute de température moyenne de contact glissant. Le modèle numérique développé à cet effet nous a permis de suivre l'évolution du coefficient de partage en fonction du temps. En effet, ce coefficient, côté disque en Acier, diminue avec l'augmentation de la vitesse de glissement.

Dans les contacts tribologiques, l'effet thermique joue un rôle primordial dans le comportement en frottement et en usure. En effet, l'élévation de la température entraîne des phénomènes mécaniques, physico-chimiques et électriques qui affectent considérablement l'interface et engendre des comportements diverses des conditions expérimentales.

Par ailleurs, la constatation la plus importante que nous pouvons tirer de cette étude est que dans ce genre de problème complexe, une seule voie de résolution est insuffisante. Par conséquent, il faut s'investir par différents moyens théoriques, numériques et expérimentaux pour mieux suivre l'évolution des paramètres thermiques d'interface.

Ce travail présente des perspectives intéressantes aussi bien sur le plan fondamental que celui de la modélisation. Ces perspectives sont:

- tenir compte, en modélisant le problème de friction, de l'évolution de la conductivité thermique en fonction de la température, à cause de sa forte influence.
- utiliser la voie expérimentale pour l'étude des phénomènes interfaciaux résultant des contacts dynamiques afin de mieux optimiser les paramètres thermiques qui entrent en jeu.

Ces perspectives sont dégagées en vue d'améliorer la compréhension des mécanismes de frottement et d'usure dans les contacts glissant, avec et sans passage du courant électrique.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] J. C. Jaeger, Moving sources of heat and the temperature at sliding contacts, *Proc. Roy. Soc. NSW* 76, 203-224, 1942.
- [2] H. S. Carslaw and J. C. Jaeger, *Conduction of Heat in Solids*, second edition, Clarendon Press, Oxford, 1959.
- [3] J. P. Bardon, Bases physiques des conditions de contact thermique imparfait entre milieux en glissement relatif, *Revue Générale de Thermique*, Fr.386, 86-91, 1994.
- [4] N. Laraqi, Phénomène de constriction thermique dans les contacts glissants, *Int.J.Heat mass Transfer*, Vol 38, No.17, 3717-3724, 1996.
- [5] Y. S. Muzychka and M.M.Yovanovich, Thermal resistance models for non-circular moving heat sources on a half space. *ASME, Journal of Heat Transfer*, 123:624–632, 2001.
- [6] O. C. Zienkiewicz and R. L. Taylor. *The Finite Element Method in Engineering Science*, London, Mc Graw-Hill, 2000.
- [7] A. Bouchoucha, Etude du comportement en frottement et usure des contacts électriques glissants Cuivre-Acier et Cuivre-Graphite. Thèse de Doctorat, Université de Constantine, 1997.
- [8] A. Bouchoucha, C. Boubechou et H. Zaidi, Influence des paramètres thermoelectromécanique sur le comportement en frottement des couples Cuivre-Acier et Cuivre-Graphite, JIFT2009 5-6 mai 2009 – Compiègne – France.
- [9] M. Braunovic, V. V. Konchits and N. K. Myshkin, *Electrical Contacts: Fundamentals, Applications and Technology*, (New York CRC press), 2006.
- [10] H. Blok, Theoretical study of temperature rise at surfaces of actual contact under oiliness lubricating conditions, *The Institution of Mechanical Engineers, Proceedings of the general discussion on lubrication & lubricants*, Vol. 2, 222-235, 1937.
- [11] J. F. Archard, The temperature of rubbing surfaces, *Wear*, 2, 438-455, 1958-1959.
- [12] N. R. DesRuisseaux and R.D. Zerkle, Temperature in semi-infinite and cylindrical bodies subjected to moving heat sources and surface cooling, *ASME J. Heat Transfer*, 456-464, 1970.
- [13] H. Blok, Flash Temperature Concept, *Wear*, 6, 483-493, 1963.
- [14] H. Blok, Les Températures de Surface dans des Conditions de Graissage Sous Extrême Pression, *Proc. Sd. World Petrol. Cong*, 3, 1471-1486, 1937.
- [15] A. Cameron, A. N. Gordon and G. T. Symm, Contact temperature in rolling sliding surfaces. *Proc. Royal Soc. Of London. Series A, Math. Physical Sciences*, 286:45–61, 1964.
- [16] D. Rosenthal and M. Cambridge, The theory of moving sources of heat and its application to metal treatments, *Transactions of the A. S. M. E.*, 849-866, 1946.
- [17] P. S. Kounas, A. D. Diamaragonas and G. N. Sandor, The distribution of frictional heat between a stationary pin and rotating cylinder, *Wear*, Vol, 19, 415-424, 1972.
- [18] L. Shuangbiao, S. Lannou, W. Qian and K. Leon, Solutions for temperature rise in stationary/moving bodies caused by surface heating with surface convection. *ASME, Journal of Heat Transfer*, 126, 779-785, 2004.
- [19] F. F. Ling and T. E. Simkins, Measurement of pointwise juncture condition of temperature at the surface of two bodies in sliding contact, *ASME Journal of basic engineering*, 481-486, 1963.
- [20] B. Gecim and W.O. Winer, Transient temperatures in the vicinity of an asperity contact, *Trans. ASME J. Tribol.* 107 333–342, 1985.

- [21] X. Tian and F. Kennedy, Maximum and average flash temperatures in sliding contacts, *Transactions of the ASME Journal of Tribology*, 116, 167-174, 1994.
- [22] A. Yevtushenko, O. Ukhanska and R. Chapovska, Friction heat distribution between a stationary pin and rotating disc, *Wear*, 196, 219-225, 1996.
- [23] A. A. Yevtushenko, E. G. Ivanik and O. M. Ukhanska, Transient temperature of local moving areas of sliding contact, *Tribology International*, 30, N° 3, 209-214, 1997.
- [24] N. Laraqi, Températures de contact et coefficient de partage de flux généré par frottement sec entre deux solides. Approche nouvelle de la génération de flux, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 35, 3131-3138, 1992.
- [25] R. Komanduri and Z. B. Hou, Analysis of heat partition and temperature distribution in sliding systems, *Wear*, Vol. 251, 925-938, 2001.
- [26] Z. B. Hou and R. Komanduri, General solutions for stationary/moving plane heat source problems in manufacturing and tribology, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 43, 1679-1698, 2000.
- [27] N. Laraqi, An exact explicit analytical solution of the steady-state temperature in a half space subjected to a moving circular heat source, *ASME Journal of tribology*, 125, 859-862, 2003.
- [28] T. Bouache, Comportement thermique et caractérisation des échanges interfaciaux d'un frein à disque par approches théorique et expérimentale, Thèse de Doctorat, Université de Paris X, 2006.
- [29] N. Laraqi, N. Alilat, J. M. Garcia de Maria and A. Bairi, Temperature and division of heat in a pin-on-disc frictional device –Exact analytical solution, *Wear*, 266, 765-770, 2009.
- [30] N. Alilat, A. Bairi and N. Laraqi, Three-dimensional calculation of temperature in a rotating disk subjected to an eccentric circular heat source and surface cooling, *Numerical heat transfer, Part A*, 46: 167-180, 2004.
- [31] N. Alilat, Etude numérique et expérimentale du comportement thermique d'un dispositif de friction Pion-Disque soumis à l'usure, Thèse de Doctorat, Université de Paris X, 2004.
- [32] A. Bairi, N. Alilat, J. G. Bauzin, N. Laraqi, Three-dimensional stationary thermal behavior of a bearing ball, *International Journal of Thermal Sciences*, 43, 561-568, 2004.
- [33] O. Quéméner, J-L. Battaglia, and A. Neveu, Résolution d'un problème inverse par utilisation d'un modèle réduit modal. Application au frottement d'un pion sur un disque en rotation, *International Journal of Thermal Sciences*, 42, 361-378, 2003.
- [34] J. Denape, and N. Laraqi, Aspect thermique du frottement: mise en évidence expérimentale et éléments de modélisation, *Mécanique & Industries*, 1, 563-579, 2000.
- [35] E. Guillot, Etude expérimentale des transferts de chaleur à une interface pièce-outil de coupe, Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique de l'Université de Nantes, 2009.
- [36] T. Osman and A. Boucheffa, Analytical solution for the 3D steady state conduction in a solid subjected to a moving rectangular heat source and surface cooling, *C. R. Mecanique*, 337, 107-111, 2009.
- [37] M. Hamraoui, Thermal behaviour of rollers during the rolling process, *Applied Thermal Engineering*, 29, 2386-2390, 2009.
- [38] M. Hamraoui and Z. Zouaoui, Modelling of heat transfer between two rollers in dry friction, *International Journal of Thermal Sciences*, 48, 1243-1246, 2009.

- [39] A. A. Yevtushenko and M. Kuciej, Frictional heating during braking in a three-element tribosystem. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52: 2942-2948, 2009.
- [40] A. A. Yevtushenko and M. Kuciej, Temperature and thermal stresses in a pad/disk during braking. *Applied Thermal Engineering*, 30: 354-359, 2010.
- [41] A. A. Yevtushenko, M. Kuciej and O. Yevtushenko, The contact heat transfer during frictional heating in a three-element tribosystem. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53: 2740-2749, 2010.
- [42] A. A. Yevtushenko, M. Kuciej and O. O. Yevtushenko, Influence of the pressure fluctuations on the temperature in pad/disc tribosystem. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 37: 978-983, 2010.
- [43] A. A. Yevtushenko and M. Kuciej, Influence of the convective cooling and the thermal resistance on the temperature of the pad/disc tribosystem. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 37: 337-342, 2010.
- [44] G. Lemeur, Etude des conditions de liaison thermique dans le cas d'un contact thermo-électrique, Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique de l'Université de Nantes, 2003.
- [45] G. Lemeur, B. Bourouga and J. P. Bardon, Microscopic analysis on interfacial electrothermal phenomena-definition of a heat generation factor, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49: 387-401, 2006.
- [46] H. Mokrani et B. Bourouga, Modèle de coefficient de partage du flux généré à une interface de contact électrothermique-approche microscopique en régime permanent, Congrès JITH, 303-306, Tanger, Maroc, 2005.
- [47] H. Mokrani et B. Bourouga, Mesure des paramètres de contact à une interface de contact électrothermique imparfait, Congrès Français de Thermique 2007, Ile des Ambiez, 29 mai – 1 juin 2007, 1177-1182.
- [48] A. Cornet, J. P. Deville, Physique et ingénierie des surfaces, EDP Sciences, 1998.
- [49] S. Fouvry, T. Liskiewikz, Ph. Kapsa, S. Hannel and E. Sauger, An energy description of wear mechanisms and its applications to oscillating contacts, *Wear*, 255, 287-298, 2003.
- [50] R. Holm, Electric Contacts: Theory and Application, Springer, 1967.
- [51] H. A. Abdel-Aal, M. Nouari and M. El Mansori, Influence of thermal conductivity on wear when machining titanium alloys, *Tribology International*, 42, 359-372, 2009.
- [52] H. S. Kong and M. F. Ashby, Friction-Heating maps and their applications, *MRS Bulletin*, 41-48, October 1991.
- [53] W. Wayne Chen, Q. Jane Wang and W. Kim, Transient thermomechanical analysis of sliding electrical contacts of elastoplastic bodies, thermal softening, and melting inception, *ASME Journal of tribology*, 131: 1-10, 2009.
- [54] A. Bouchoucha, S. Chekroud and D. Paulmier, Influence of the electrical sliding speed on friction and wear processes in an electrical contact copper-stainless steel, *Applied Surface Science*, Volume 223, Issue 4, 29: 330-342, 2004.
- [55] J. P. Bardon, Heat transfer at solid-solid interface: Basic phenomenon, Recent works, *Proc. Eurotherm N° 4*, Nancy, 40-74.
- [56] N. Laraqi, Thermal impedance and transient temperature due to a spot of heat on a half space. *International Journal of Thermal Sciences*, 49:529-533, 2010.
- [57] K. J. Negus, M. M. Yovanovich, and J. V. Beck, On the nondimensionalization of constriction resistance for semi-infinite heat flux tubes, *ASME Journal of Heat*

- Transfer*, 111:804-807, 1989.
- [58] N. Laraqi, A. Bairi, Theory of thermal resistance between solids with randomly sized and located contacts, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45:4175-4180, 2002.
- [59] A. Degiovanni, G. Sinicki, A. Gery et M. Laurent, Un modèle de résistance thermique de contact en régime permanent, *Revue Générale de Thermique*, Fr. N° 267, 161 :175, 1984.
- [60] N. Laraqi, Velocity and relative contact size effects on the thermal constriction resistance in sliding solids, *ASME J. Heat Transfer*, 119: 173-177, February 1997.
- [61] B. Bourouga et J. P. Bardon, La résistance thermique de constriction en régime périodique établi, Congrès annuel de la SFT, Pau, 1993.
- [62] K. J. Negus, M. M. Yovanovich and J. C. Thompson, Constriction resistance of circular contacts on coated surfaces: Effect of boundary conditions, *J Thermophysics*, vol 2, N° 2:158-164, 1988.
- [63] V. W. Antonetti and M. M. Yovanovich, Enhancement of thermal contact conductance by metallic coatings: Theory and experiment, *ASME Journal of heat transfer*, 107:513-519, 1985.
- [64] J. P. Bardon, Introduction à l'étude des résistances thermiques de contact, Conférence prononcée le 15 mai 1971 aux Journées d'Etudes organisées par la Société Française des Thermiciens-Poitiers 14 et 15 mai 1971.
- [65] M. M. Yovanovich, Overall constriction resistance between contacting rough, wavy surfaces, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 12:1517-1520, 1969.
- [66] M. G. Cooper, B. B. Mikic And M. M. Yovanovich, Thermal contact conductance, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 12:279-300, 1969.
- [67] M. M. Yovanovich, J. Devaal and A. H. Hegazy, A statistical model to predict thermal gap conductance between conforming rough surfaces, AIAA/ASME 3rd Joint Thermophysics, Fluids, Plasma and Heat Transfer Conference, St. Louis, Missouri, June 7-11, 1982.
- [68] B. Mazo, B. Cassagne, D. Badie-Levet et J. P. Bardon, Etude des conditions de liaison thermique dans le cas du frottement métal-plastique, *Revue générale de thermique*, Fr. N° 204, 919-933, 1978.
- [69] D. Badie-Levet, Les champs de température engendrés par le frottement de deux anneaux concentriques en rotation relative, dans le cas d'une condition de contact parfait, *Revue générale de thermique*, Fr. N° 275, 671-679, 1984.
- [70] B. Salti, N. Laraqi, 3-D numerical modelling of heat transfer between two sliding bodies: temperature and thermal contact resistance, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 42:2363-2374, 1999.
- [71] J. J. Vullierme, J. J. Lagarde and H. Cordier, Etude de la résistance de contact entre deux matériaux en frottement-Influence de la vitesse relative de glissement, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 22 :1209-1219, 1979.
- [72] J. M. Briot, B. Bourouga and J. P. Bardon, Etude de la conductance thermique de transport entre les bagues d'un roulement à rouleaux, *Revue Générale de Thermique*, 36 : 610-623, 1997.
- [73] B. Bourouga, J. M. Briot and J. P. Bardon, Influence de la vitesse et de la charge sur la conductance thermique de transport entre les bagues d'un roulement à rouleaux, *Internationale Journal of Thermal Sciences*, 40 : 622-637, 2001.

- [74] B. Bourouga, G. Goizet and J. B. Bardon, The workpiece-die thermal contact during a hot forging process: validation of the thermal contact resistance assumption and influence of the workpiece constitutive law, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44: 4107-4117, 2001.
- [75] B. Bourouga, G. Goizet and J. P. Bardon, Predictif model of dynamic thermal contact resistance adapted to the workpiece-die interface during hot forging process, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46: 565-576, 2003.
- [76] M. M. Yovanovich, General expressions for constriction resistances due to arbitrary flux distributions at non-symmetric, coaxial contacts, AIAA 13th Aerospace Sciences Meeting, Pasedana, California, January 20-22, 1975.
- [77] G. E. Schneider, Thermal resistance due to arbitrary dirichlet contacts on a half-space, *Prog. Astronaut. Thermophys. Therm. Control*, 65, 103-119, 1978.
- [78] B. B. Mikic and W. M. Rohsenow, Thermal contact resistance, *Mech. Eng. Rep. DSR 74542-41*, MIT, Cambridge, MA, 1966.
- [79] M. Bahrami, J. R Culham, M. M. Yovanovich and G. E. Schneider, Review of thermal joint resistance models for nonconforming rough surfaces, *Transactions of the ASME, Applied mechanics reviews*, Vol. 59, 1-12, 2006.
- [80] M. M. Yovanovich and E.E. Marotta, *Heat Transfer Handbook*, chapter: Thermal spreading and contact resistances, pages 261–393. JohnWiley & Sons, New Jersey, 2003.
- [81] M. M. Yovanovich, *Handbook of Heat Transfer*, chapter Conduction and thermal contact resistance, pages 3.1–3.73. JohnWiley & Sons, New York, 1998.
- [82] P. J. Turyk, M. M. Yovanovich, Transient constriction resistance for elemental flux channels heated by uniform flux sources, *22nd Heat Transfer Conference*, (Niagara Falls, NY, 6-8, August, 1984), ASME Paper No. 84-HT-52, 1-8.
- [83] J. G. Bauzin, Identification expérimentale des paramètres thermiques dans le contact entre deux solides en frottement sec, Thèse de Doctorat de l'Université de Paris X, 2003.
- [84] J. G. Bauzin, N. Laraqi and A. Bairi, Estimation of thermal contact parameters at the interface of two sliding bodies, *6th International conference of Inverse Problems in Engineering: Theory and Practice*, IOP Publishing, *Journal of Physics: Conference Series* 135 (2008) 012015.
- [85] N. Laraqi, A. Bairi, L. Ségui, Temperature and thermal resistance in frictional devices, *Applied Thermal Engineering*, 24: 2567-2581, 2004.
- [86] N. Laraqi, Thermal constriction resistance of coated solids- Static and sliding contacts, *International Communication of heat and mass transfer*, 26: 299-309, 1999.
- [87] N. Laraqi and J. P. Bardon, Influence de l'excentration des aspérités sur la résistance thermique de constriction statique ou glissante, *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences – Série IIB – Mécanics – Physics – Astronomy*, 326 : 547-552, 1998.
- [88] N. Laraqi, A. Bairi, New models of thermal resistance at the interface of solids connected by random disk contacts, *C. R. Mécanique* 330: 39-43, 2002.
- [89] A. Bairi, Analytical model for thermal resistance due to multiple moving circular contacts on a coated body, *Compte Rendu Mécanique*, 331, 557-562, 2003.
- [90] C.V. Madhusudana, *Thermal contact conductance*. Springer-Verlag, New York, 1995.
- [91] L. Féchant, 'Le contact électrique-Phénomènes physiques et matériaux,' Hermès, 1996.

- [92] Timsit. R. S, Electrical contact resistance: Properties of stationary interfaces, *IEEE Transactions on Components and Packaging Technology*, Vol. 22, N° 1, March 1999.
- [93] L. Shuangbiao, S. Lannou, W. Qian and K. Leon, Solutions for temperature rise in stationary/moving bodies caused by surface heating with surface convection. *ASME, Journal of Heat Transfer*, 126:779-785, 2004.
- [94] F. F. Ling, W. M. Lai and D. A. Lucca, Fundamentals of surface mechanics with applications, Springer-Verlag, New York, 2002.
- [95] W. Wayne Chen, Q. Jane Wang and Wansik Kim, Transient Thermomechanical Analysis of Sliding Electrical Contacts of Elastoplastic Bodies, Thermal Softening, and Melting Inception, *Journal of Tribology, Transactions of the ASME*, Vol. 131, APRIL 2009.
- [96] N. Laraqi, A. Bairi, New models of thermal resistance at the interface of solids connected by random disk contacts, *Compte Rendu Mecanique*, 330: 39-43, 2002.
- [97] A. Bairi, Analytical model for thermal resistance due to multiple moving circular contacts on a coated body, *Compte Rendu Mecanique*, 331, 557-562, 2003.
- [98] V. V. Konchits and C. K. Kim, Electric current passage and interface heating, *Wear* 232: 31-40, 1999.
- [99] W. Kim, Sliding imperfect electrical contact of engineering surfaces, thèse de doctorat, 2006.
- [100] T. Kagnaya. Contribution à l'identification des mécanismes d'usure d'un WC-6%Co en usinage et par une approche tribologique et thermique, 2009.
- [101] J. M. Coulson and J. F. Richardson, *Chemical Engineering*, Vol 1.
- [102] H. A. Abdelaal, Division of frictional heat: the dependence on sliding parameters. *Int. Comm. Heat Mass Transfer*. Vol 26 N°2:279-288, 1999.
- [103] J. A. Greenwood, An interpolation formula for flash temperatures, *Wear*, 150: 153-158, 1991.
- [104] F. E. Kennedy, Modern tribology handbook, Chapter: Frictional heating and contact temperatures, pages 235-272. CRC Press LLC, 2001.