

UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE  
LABORATOIRE DE MECANIQUE DE LILLE – UMR CNRS 8107  
ECOLE POLYTECHNIQUE UNIVERSITAIRE DE LILLE

N° d'ordre : 3319

## THÈSE

pour l'obtention du grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LILLE I**  
Spécialité : **MÉCANIQUE**

Présentée par

**Didier MAJCHERCZAK**

Titre de la thèse

**ÉTUDE THERMIQUE D'UN CONTACT GLISSANT :**  
**APPROCHE NUMÉRIQUE ET EXPÉRIMENTALE**  
*Application au freinage*

Soutenue le 25 septembre 2003  
devant le jury composé de

Président et examinateur :	Mr DEGALLAIX	Professeur, Ecole Centrale de Lille
Rapporteur :	Mr DENAPE	Professeur, ENI de Tarbes
Rapporteur :	Mr LARAQI	Professeur, Université Paris X
Directeur de thèse :	Mr NAÏT-ABDELAZIZ	Professeur, Ecole Polytechnique Universitaire de Lille
Co-directeur de thèse :	Mr DUFRÉNOY	Maître de conférence, Ecole Polytechnique de Lille
Examineur :	Mr AVOINE	Directeur technique, FLERTEX
Examineur :	Mr BERTHIER	Directeur de recherche CNRS, INSA de Lyon
Examineur	Mr WEICHERT	Professeur, INSA de Rouen

## **TABLE DES MATIERES**

<b>NOTATIONS GENERALES .....</b>	<b>1</b>
<b>REMERCIEMENTS.....</b>	<b>2</b>
<b>INTRODUCTION.....</b>	<b>4</b>
<b>CHAPITRE I : CONTEXTE DE L'ETUDE .....</b>	<b>6</b>
I. GENERALITES SUR LE FREINAGE (CAS DU FREINAGE FERROVIAIRE) .....	6
II. ASPECTS PHENOMENOLOGIQUES DU FREINAGE.....	7
II.1. <i>Les gradients thermiques.....</i>	7
a. Phénomène de gradients thermiques .....	7
b. Classification des gradients thermiques .....	8
i. Dans les freins automobiles .....	8
ii. Dans les freins ferroviaires .....	9
II.2. <i>Fissuration des disques .....</i>	11
II.3. <i>Usure et contact : contact à trois corps .....</i>	13
III. BILAN.....	14
 <b>CHAPITRE II :LE CONTACT SEC : GENERALITES ET ASPECTS THERMIQUES</b>	
<b>.....</b>	<b>16</b>
I. LE FROTTEMENT : PHENOMENE MECANIQUE .....	16
II. LE FROTTEMENT : ASPECT TRIBOLOGIQUES .....	18
II.1. <i>La mécanique en Tribologie.....</i>	18
II.2. <i>Développement de la lubrification hydrodynamique , de la mécanique du frottement et de l'usure.....</i>	19
III. LE FROTTEMENT : ASPECT THERMIQUE .....	19
III.1. <i>Passage de la chaleur dans les corps en contact.....</i>	19
III.2. <i>Modèles thermiques avec contact parfait ou lisse .....</i>	21
III.3. <i>Modèle thermique avec contact imparfait.....</i>	23
a. Le contact statique.....	24
b. Le contact glissant.....	27
III.4. <i>Conclusion.....</i>	33
IV. LES MECANISMES DE GENERATION DE CHALEUR AU COURS DU FROTTEMENT .....	34
IV.1. <i>Génération de chaleur au niveau des contacts.....</i>	34
a. Les déformations élastiques .....	34
b. Les déformations plastiques des matériaux.....	35
c. Les forces d'adhérence .....	36
d. Conclusion.....	36
IV.2. <i>Génération de chaleur dans le volume interstitiel .....</i>	37
IV.3. <i>Vibrations des atomes [Landow et al. 1994].....</i>	37
a. La notion de température.....	37
b. Le phénomène de conduction.....	38
c. Conduction et génération de chaleur .....	38
IV.4. <i>Bilan .....</i>	39
V. MESURE DES TEMPERATURES DE SURFACES .....	39

V.1. Les couples thermoélectriques.....	39
V.2. Capteurs de luminance infrarouge .....	40
VI. BILAN .....	40
<b>CHAPITRE III : APPLICATION AU CAS DU FREINAGE .....</b>	<b>42</b>
I. ANALYSE THERMIQUE D'UN FREIN A DISQUE .....	42
I.1. Analyse thermique d'un frein à disque : modèles analytiques .....	42
a. Modèle de Newcomb.....	44
b. Modèle de Limpert .....	46
c. Modèle de Olesiak.....	48
d. Coefficient de partage de flux .....	49
e. Application à un freinage automobile .....	49
f. Bilan.....	52
I.2. Analyse thermique d'un frein à disque : modèles numériques .....	52
a. Modèles sans gradient circonférentiel .....	53
i. Modèle uni-dimensionnel.....	53
ii. Modèle bi-dimensionnel .....	53
b. Modèles avec gradient circonférentiel .....	57
i. Modèle complet.....	57
ii. Modèle hybride .....	57
iii. Méthode stationnaire.....	58
iv. Modèle tri-dimensionnel reconstitué.....	58
v. Représentation circonférentielle : modèle 2-D.....	59
I.3. Bilan.....	60
I.4. Application au frein à disque automobile.....	61
a. Modélisation axisymétrique .....	61
b. Modélisation circonférentielle.....	63
II. CONCLUSION .....	64
<b>CHAPITRE IV : MODELISATION THERMIQUE D'UN CONTACT A TROIS</b>	
<b>CORPS .....</b>	<b>66</b>
I. LE TROISIEME CORPS.....	66
I.1. Le triplet tribologique.....	66
I.2. Le circuit tribologique .....	67
I.3. Les mécanismes d'accommodation de vitesse .....	67
II. MODELES THERMIQUES A TROIS CORPS EXISTANTS .....	68
II.1. Modèle avec loi d'usure .....	68
II.2. Modèle avec résistance thermique de contact.....	69
II.3. Modèle avec couche d'usure continue.....	69
II.4. Bilan.....	72
III. MODELISATION NUMERIQUE PROPOSEE .....	72
III.1. Définition du modèle .....	73
III.2. Evaluation des températures .....	73
III.3. Paramètres influents de l'étude.....	75
III.4. Etude de sensibilité.....	76
a. Sensibilité vis à vis de l'épaisseur .....	76
b. Sensibilité vis à vis de la conductivité .....	79
c. Sensibilité vis à vis de la capacitance thermique.....	80
III.5. Comparaison avec un modèle avec résistances thermiques de contact.....	81

III.6. Sensibilité vis à vis des profils d'accommodation de vitesse .....	82
IV. CONCLUSION.....	85
<b>CHAPITRE V : ETUDE THERMIQUE D'UN CONTACT A TROIS CORPS :</b>	
<b>ASPECT EXPERIMENTAL .....</b>	<b>87</b>
I. OBJECTIFS.....	87
II. PRESENTATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL .....	87
II.1. Dispositif existant : le banc VISU III.....	87
II.2. Dispositif modifié : le banc THERMAL VISU III.....	88
III. INSTRUMENTATION .....	89
III.1. Mesure par thermocouples.....	89
III.2. Mesures par thermographie infrarouge.....	90
a. Principe de fonctionnement.....	91
b. Les courbes d'étalonnage .....	91
c. Emissivité .....	93
d. Caméra infrarouge utilisée .....	98
e. Application au dispositif THERMAL VISU III.....	99
IV. PROGRAMME D'ESSAIS.....	99
V. RESULTATS .....	100
V.1. Observations au microscope électronique à balayage.....	101
a. Echantillon d'acier.....	101
b. Echantillon de saphir .....	104
c. Bilan .....	107
V.2. Thermographies infrarouges .....	107
V.3. Corrélation entre les différentes observations.....	111
a. Corrélation entre thermographie infrarouge et observations de surfaces.....	111
b. Corrélation entre thermographie infrarouge et thermocouples .....	115
c. Bilan .....	117
VI. VALIDATION DU MODELE NUMERIQUE DE CONTACT A TROIS CORPS.....	117
VI.1. Modèle sans troisième corps .....	118
VI.2. Modèle avec troisième corps continu et homogène.....	119
VI.3. Modèle avec troisième corps local.....	120
VII. CONCLUSION .....	123
<b>CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES .....</b>	<b>124</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE .....</b>	<b>128</b>
<b>ANNEXE 1 : EXPRESSION DU FLUX A L'INTERFACE DE CONTACT</b>	
<b>ANNEXE 2 : COLLISIONS ENTRE PARTICULES ET TRANSFERT D'ENERGIE</b>	
<b>ANNEXE 3 : BASES DE THERMOGRAPHIE INFRAROUGE</b>	

# **TABLE DES ILLUSTRATIONS**

## **CHAPITRE I : CONTEXTE DE L'ETUDE**

Figure I-1: Schéma d'un frein à disque ferroviaire (TGV).....	6
Figure I-2 : Points chauds sur un disque TGV .....	7
Figure I-3 : Frein à disque automobile .....	8
Figure I-4 : Illustration par thermographie de la classification dans le ferroviaire.....	10
Figure I-5 : Fissures rectilignes sur la piste de frottement [ <i>Dufrénoy et al. 2002</i> ] .....	12
Figure I-6 : Propagation en surface et en profondeur de fissures de classe I et II [ <i>Dufrénoy et al. 2002</i> ].....	13

## **CHAPITRE II :LE CONTACT SEC: GENERALITES ET ASPECTS THERMIQUES**

Figure II-1: Les différentes formes d'énergie mises en jeu au cours du frottement.....	17
Figure II-2 : Etapes du problème de contact thermique .....	20
Figure II-3 : Caractérisation de la surface .....	20
Figure II-4 : Partage du flux de chaleur dans un contact .....	22
Figure II-5 : Champ de température à l'interface de contact .....	24
Figure II-6 : Effet de constriction des lignes de flux.....	25
Figure II-7 : Schématisation par bandes parallèles d'un contact thermique.....	26
Figure II-8 : Résistance thermique de contact glissant .....	28
Figure II-9 : Modèle thermique microscopique du contact glissant.....	29
Figure II-10 : Contact multi-aspérités .....	29
Figure II-11 : Distribution des aspérités dans la zone de contact.....	31
Figure II-12 : Représentation du schéma résistif .....	31
Figure II-13 : Zones de déformation sous la surface de contact .....	35
Figure II-14 : Déformation d'une maille sous l'effet de la température .....	37

## **CHAPITRE III : APPLICATION AU CAS DU FREINAGE**

Figure III-1 : Simplification du problème .....	42
Figure III-2 : Définition du problème .....	43
Figure III-3 : Schéma du modèle de Newcomb .....	45
Figure III-4 : Schéma du modèle de Limpert.....	47
Figure III-5 : Evolution des températures au cours du temps .....	50
Figure III-6 : Influence de l'épaisseur du disque sur le modèle de Newcomb complet .....	51
Figure III-7 : Influence de l'épaisseur de la garniture sur le modèle de Newcomb complet....	51
Figure III-8 : Algorithme de résolution du problème thermique [ <i>Panier 2002</i> ].....	53
Figure III-9 : Représentation axisymétrique .....	54
Figure III-10 : Surface de frottement disque/garnitures avec pression uniforme .....	55
Figure III-11 : Distribution radiale de la longueur de frottement .....	56
Figure III-12 : Modèle éléments finis .....	56
Figure III-13 : Modèle 3D complet d'un disque de frein.....	57
Figure III-14 : Conditions aux limites du modèle .....	58
Figure III-15 : Reconstitution du disque à partir d'un modèle 2D .....	59
Figure III-16 : Modèle circonférentiel d'un disque de frein .....	59
Figure III-17 : Modèle E.F. circonférentiel d'un disque de frein .....	60

Figure III-18 : Algorithme de résolution thermique transitoire .....	60
Figure III-19 : Evolution des températures moyennes du disque pour un freinage .....	61
Figure III-20 : Différence de géométrie entre modèle analytique et numérique.....	62
Figure III-21 : Comparaison des modèles axisymétriques avec et sans garniture pour un freinage .....	62
Figure III-22 : Evolution du pourcentage de flux dissipé par le disque au cours d'un freinage .....	63
Figure III-23 : Comparaison des modèles bi-dimensionnels du disque.....	63
Figure III-24 : Gradient entrée/sortie de contact.....	64
Figure III-25 : Mesures thermiques sur le disque (en surface) .....	65
Figure III-26 : Disque avant et après plusieurs freinages.....	65

#### **CHAPITRE IV : MODELISATION THERMIQUE D'UN CONTACT A TROIS CORPS**

Figure IV-1 : Le triplet tribologique .....	66
Figure IV-2 : Le cricuit tribologique.....	67
Figure IV-3 : Mécanismes d'accommodation de vitesse.....	67
Figure IV-4 : Allures des fonctions de vitesse .....	68
Figure IV-5 : Décomposition du couple de frottement en 5 phases [ <i>Day 1990</i> ] .....	69
Figure IV-6 : Géométrie considérée.....	70
Figure IV-7 : Modèle avec troisième corps.....	73
Figure IV-8 : Evolution des températures de surface.....	74
Figure IV-9 : Evolution des températures dans le troisième corps .....	74
Figure IV-10 : Bilan thermique sur un élément du troisième corps.....	75
Figure IV-11 : Sensibilité des températures de contact vis-à-vis de l'épaisseur du troisième corps.....	76
Figure IV-12: Part du flux de chaleur dissipée par la garniture .....	77
Figure IV-13 : Part du flux de chaleur stockée par le troisième corps.....	78
Figure IV-14 : Distribution des températures dans le troisième corps.....	78
Figure IV-15 : Influence de la conductivité du troisième corps sur la température de surface.....	79
Figure IV-16 : Sensibilité des températures vis-à-vis de la capacité thermique du troisième corps (variation de 1 à 10 000 J.m <sup>-3</sup> .K <sup>-1</sup> ) .....	80
Figure IV-17 : Modèles avec résistances thermiques de contact .....	81
Figure IV-18 : Comparaison entre modèles avec RTC et troisième corps continu.....	82
Figure IV-19 : Profils des vitesses .....	83
Figure IV-20 : Profils des flux à partir des gradients de vitesse .....	83
Figure IV-21 : Evolution de la température de la surface du disque.....	83
Figure IV-22 : Evolution de la température de la surface de la garniture.....	84
Figure IV-23 : Part du flux dissipée par la garniture.....	85
Figure IV-24 : Part du flux stockée par le troisième corps .....	85

#### **CHAPITRE V : ETUDE THERMIQUE D'UN CONTACT A TROIS CORPS : ASPECT EXPERIMENTAL**

Figure V-1 : Schéma du dispositif VISU III .....	88
Figure V-2 : Positionnement des échantillons d'acier et de saphir .....	88
Figure V-3 : Dispositif THERMAL VISU III.....	89
Figure V-4 : Thermocouple de surface .....	90
Figure V-5 : Disposition des thermocouples de surface .....	90
Figure V-6 : Courbe d'étalonnage - Luminance = f(Température) .....	92

Figure V-7 : Problème de mesure de température vraie en cas.....	92
Figure V-8 : Réflectivité des matériaux .....	94
Figure V-9 : Influence de la rugosité .....	96
Figure V-10 : Influence de l'état de surface sur l'émissivité [ <i>Gaussorgues 1999</i> ].....	96
Figure V-11 : Emissivité de l'eau en .....	97
Figure V-12 : Principe d'obtention des températures par thermographie infrarouge.....	98
Figure V-13 : Labourage de la surface des échantillons d'acier.....	101
Figure V-14 : Copeau d'acier .....	102
Figure V-15 : Ecoulement de troisième corps.....	102
Figure V-16 : Les deux types de troisième corps rencontrés .....	103
Figure V-17 : Fragmentation d'un plateau en deux.....	103
Figure V-18 : Cisaillement du troisième corps .....	103
Figure V-19 : Creux dans l'acier.....	104
Figure V-20 : Localisation du contact et fissures en surface du saphir.....	104
Figure V-21 : Accumulation de troisième corps et formation de plaques .....	105
Figure V-22 : Constitution d'une accumulation de troisième corps sur le saphir .....	105
Figure V-23 : Ecoulement de troisième corps.....	106
Figure V-24 : Zones sombres de contact intermittent.....	106
Figure V-25 : Température homogène sur la zone de frottement .....	107
Figure V-26 : Zone d'échauffement fixe .....	108
Figure V-27 : Augmentation de la surface d'une zone fixe.....	108
Figure V-28 : Zone d'échauffement mobile .....	109
Figure V-29 : Zone légèrement mobile .....	109
Figure V-30 : Répartition de zones d'échauffement.....	110
Figure V-31 : Zone tournante avec le saphir.....	110
Figure V-32 : Zone frottante (à gauche) et non frottante (à droite) .....	111
Figure V-33 : Langue de troisième corps.....	112
Figure V-34 : Courbe d'étalonnage en fonction de l'émissivité .....	112
Figure V-35 : Dégradation du saphir.....	113
Figure V-36 : Zones d'échauffement fixe.....	114
Figure V-37 : Comparaison entre thermocouples et mesure infrarouge ( $\varepsilon = 0,7$ ) .....	115
Figure V-38 : Différence entre caméra infrarouge et thermocouples .....	116
Figure V-39 : Augmentation de l'écart entre thermocouples et caméra.....	116
Figure V-40 : Modèle numérique du contact acier-saphir .....	117
Figure V-41 : Evolution du couple durant la séquence 3 du couple 1 .....	118
Figure V-42 : Modèle avec contact parfait.....	118
Figure V-43 : Couple mesuré pour la séquence 7 du couple 1 .....	119
Figure V-44 : Simulation numérique avec troisième corps.....	120
Figure V-45 : Estimation de la surface réelle de contact .....	120
Figure V-46 : Zones étudiées .....	121
Figure V-47 : Evolution des températures maximales .....	121
Figure V-48 : Définition de la surface de contact .....	122
Figure V-49 : Evolution des températures en surface du saphir dans le cas d'un contact localisé.....	122

## ***NOTATIONS GENERALES***

### **Notations grecques :**

- $\alpha$  : Coefficient de génération de flux (sans dimension)  
 $\delta$  : Hauteur des aspérités (m)  
 $\phi$  : Flux de chaleur (W)  
 $\eta$  : Part du flux dissipée par le phénomène d'usure (sans dimension)  
 $\varphi$  : Flux de chaleur surfacique ( $W.m^{-2}$ )  
 $\lambda$  : Conductivité ( $W.m^{-1}.K^{-1}$ )  
 $\mu$  : Coefficient de frottement (sans dimension)  
 $\rho$  : Densité ( $kg.m^{-3}$ )  
 $\xi$  : Effusivité thermique =  $\sqrt{\lambda\rho c}$  ( $J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$ )

### **Notations latines :**

- a : Diffusivité thermique =  $\lambda/\rho c$  ( $m^2.s^{-1}$ )  
c : Capacité calorifique massique (chaleur massique) ( $J.kg^{-1}.K^{-1}$ )  
d,e : Epaisseur (m)  
h : Coefficient de convection ( $W.m^{-2}.K^{-1}$ )  
 $k_b$  : Constante de Boltzmann  
p : Coefficient de partage de flux (sans dimension)  
P : Pression de contact ( $N.m^{-2}$ )  
q : Flux de chaleur volumique ( $W.m^{-3}$ )  
t : Temps (s)  
 $t_f$  : Temps de freinage (s)  
 $R_a$  : Résistance thermique due à la présence d'aspérité ( $K.W^{-1}$ )  
 $R_c$  : Résistance thermique de constriction statique ( $K.W^{-1}$ )  
 $R_{gl}^c$  : Résistance thermique de constriction glissante ( $K.W^{-1}$ )  
 $R_p$  : Résistance thermique dans le cas d'un contact parfait ( $K.W^{-1}$ )  
 $R_s$  : Résistance thermique de contact statique ( $K.W^{-1}$ )  
 $R_t$  : Résistance thermique dans le cas d'un contact réel ( $K.W^{-1}$ )  
s : Surface de contact d'une aspérité ( $m^2$ )  
S : Surface ( $m^2$ )  
T : Température ( $^{\circ}C$ )  
 $T_0$  : Température initiale ( $^{\circ}C$ )  
V : Vitesse ( $m.s^{-1}$ )

### **Indices :**

- 1,2 : Numéro de face  
d : Disque  
g : Garniture



## ***REMERCIEMENTS***

Je ne saurais débiter ce mémoire sans avoir, au préalable, exprimé toute ma gratitude à l'ensemble des personnes ayant permis sa réalisation.

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été menés au sein du Département Mécanique de l'Ecole Polytechnique Universitaire de Lille (Polytech'Lille), dans l'équipe Fiabilité des Structures rattachée au Laboratoire de Mécanique de Lille, de l'Université des Sciences et Technologies de Lille.

J'exprime à Messieurs J.L. BON et G. CAIGNEART, respectivement Directeur de Polytech'lille et Directeur du Laboratoire de Mécanique de Lille, ma respectueuse gratitude pour m'avoir accueilli au sein de leur structure.

En premier lieu, je tiens à remercier Monsieur Moussa NAÏT-ABDELAZIZ, Professeur à Polytech'Lille, qui a assuré la direction, le suivi et le bon déroulement de ce travail.

J'adresse également mes plus vifs remerciements à Monsieur Philippe DUFRÉNOY, Maître de conférence à Polytech'Lille, qui a assuré la co-direction de ce travail, et qui a très largement contribué au bon déroulement de cette étude par sa disponibilité, son enthousiasme, ses compétences ainsi que par la confiance qu'il m'a accordée en me laissant un large champ d'initiative.

Pour l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant d'être rapporteur de mon travail, je souhaite remercier Messieurs Jean DENAPE, Professeur à l'ENIT et Najib LARAQI, Professeur à l'Université de Paris X.

Je remercie tout particulièrement Monsieur Yves BERTHIER, Directeur de Recherche CNRS au LamCos de l'INSA de Lyon pour avoir participé à ce jury mais surtout pour m'avoir accueilli dans son laboratoire et mis à ma disposition les moyens humains et matériels nécessaires au bon déroulement de la phase expérimentale de cette étude. Je tiens également à apporter toute ma gratitude pour sa disponibilité ainsi que toutes les fructueuses discussions.

Je remercie Monsieur Gérard DEGALLAIX, Professeur à l'Ecole Centrale de Lille pour avoir présider ce jury. Je remercie de même Monsieur Dieter WEICHERT, Directeur de l'INSA de Rouen et Monsieur Jérôme Avoine, Directeur Technique de la société Flertex, pour avoir examiné ce travail et participé à ce jury.

Je tiens à remercier toute l'équipe « troisième corps » du LamCos de l'INSA de Lyon pour leur disponibilités, leur compétences et leur conseils.

J'adresse mes remerciements aux différents membres du Département Mécanique de Polytech'Lille, et tout particulièrement Monsieur Jean-Luc MUNOZ dont le travail d'assistance informatique me fut indispensable et Madame Dany LAFFEZ, secrétaire du

Département Mécanique de Polytech'Lille, qui m'a aidé à résoudre de nombreux problèmes administratifs mais aussi pour son écoute et sa patience.

Je remercie également tous mes collègues et doctorants du Laboratoire de Mécanique de Lille. Plus particulièrement, je tiens à apporter ma gratitude à Stéphane PANIER, Enseignant Chercheur à l'Ecole des Mines de DOUAI, Jean-François et Florent BRUNEL, Frédéric ALTIERI pour leur soutien amical et les bons moments passés durant cette thèse.

J'adresse des remerciements particuliers à deux amies, Florence CARTIGNY et Gaëlle LAMPIN, pour leur soutien moral, les moments de franche rigolade ainsi que leur amitié, mais aussi pour avoir très largement contribué au bon déroulement et à la finalisation de cette thèse.

Enfin, j'adresse mes plus vifs remerciements à ma mère pour m'avoir soutenu durant ce travail et supporter mes humeurs changeantes.

## ***INTRODUCTION***

Les premières études sur le frottement remontent à l'an 1500 avec Léonard de Vinci qui réalisa le premier tribomètre. Depuis, de nombreuses études ont porté sur la compréhension et la maîtrise des différents phénomènes ayant lieu au sein d'un contact frottant. Amontons propose en 1699 la relation bien connue liant forces normale et tangentielle par l'intermédiaire d'un coefficient de frottement.

Le contact est un domaine pluridisciplinaire. En effet, il fait appel aux domaines de la mécanique, du frottement, du comportement des matériaux et de la thermique. C'est en outre un problème multi-échelles allant des effets microscopiques (troisième corps, transformations tribologiques de surfaces, etc.) aux phénomènes macroscopiques de dissipation de chaleur ou de déformations structurales, etc. De nombreuses applications nécessitent la compréhension des phénomènes ayant lieu au sein du contact. Parmi eux, dans les systèmes mécaniques, on peut citer les freins, les embrayages, les engrenages, etc.

Les transports par voie terrestre connaissent un essor et des développements très importants depuis ces dernières années. On peut citer, par exemple, les progrès réalisés dans le domaine ferroviaire. Ils ont contribué à la mise au point de trains atteignant la vitesse de 515 km/h pour une masse avoisinant les 500 tonnes. Dans le domaine automobile, certaines voitures haut de gamme peuvent facilement atteindre et dépasser les 200 km/h. Cependant, pour des raisons de sécurité et de limite actuelle des systèmes de freinage ainsi que de leur fiabilité, la limitation de vitesse est fixée à 130 km/h sur autoroute. De nombreuses dégradations viennent diminuer la fiabilité des freins par disque (fissures, usure, transformations métallurgiques). Ils ont pour origine le phénomène thermique. La connaissance des niveaux de températures atteints lors d'un ou plusieurs freinages est capitale dans le dimensionnement du frein mais aussi dans le choix des matériaux du couple de frottement. Outre l'étude des températures atteintes dans les massifs en contact, il est important de comprendre les phénomènes ayant lieu au sein de l'interface. Si d'un point de vue mécanique et tribologique, ces phénomènes ont été identifiés, d'un point de vue thermique, très peu d'études ont été menées. On peut se poser deux questions :

- d'un point de vue purement thermique, il est généralement admis que la totalité de l'énergie fournie par un système est convertie en chaleur, est-ce réellement le cas ?
- Et surtout comment se fait cette conversion, en terme de génération de chaleur notamment ?

Même si la physique a déjà apporté des éléments de réponses à ces questions, certaines interrogations demeurent telles que :

- la génération de chaleur,
- la part entre les mécanismes de surface (adhérence, déformations plastiques, etc.) et d'interface (cisaillement du troisième corps, etc.),
- ou encore quelles sont les températures atteintes au sein d'un contact si l'on considère l'hétérogénéité de l'interface de frottement, la localisation du contact, etc.

Pourquoi ne pas faire appel à l'expérimental pour répondre à ces questions ? L'expérimentateur est démuni face à la complexité de la mise en place d'une instrumentation au sein du contact (inaccessibilité des surfaces, pressions locales pouvant atteindre le GPa,

etc.). Nous verrons que les techniques récentes de mesures sans contact par thermographie infrarouge offrent une opportunité très intéressante dans l'évaluation des températures de contact.

Dans un problème aussi complexe, avec possibilités d'investigations expérimentales limitées, il est nécessaire de multiplier les voies d'études, théoriques, numériques et expérimentales. Au moyen de ces différents moyens, ce travail vise à apporter une contribution à une meilleure compréhension des phénomènes thermiques ayant lieu au sein d'un contact glissant. Dans cet objectif, il est concentré essentiellement sur le problème thermique même si les couplages, mécaniques et tribologiques notamment, sont présentés et ne seront jamais oubliés. L'application au freinage, clairement visée, en est un parfait exemple.

Le plan du rapport se décompose en cinq parties :

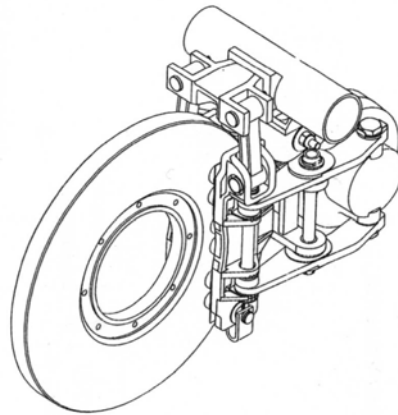
- **Le chapitre I** introduit le contexte de cette étude qu'est le freinage par disque. Une présentation des différentes dégradations subies par les disques de frein est présentée. Une attention particulière est portée sur l'importance du phénomène thermique.
- **Le chapitre II** présente une étude théorique fondée sur une recherche bibliographique. Cette dernière porte sur les différents modèles thermiques de contact et sur les phénomènes physiques à l'origine de la génération de chaleur au cours du frottement.
- **Le chapitre III** traite de la détermination des températures dans les freins à disque. Une étude bibliographique sur les méthodes analytiques et numériques permettant de définir les températures de contact est réalisée. Au travers de l'application de ces modèles à un freinage automobile d'arrêt, on montrera les limites de ces modèles notamment vis-à-vis des températures de surface et le décalage important avec les phénomènes observés expérimentalement.
- **Le chapitre IV** traite de la mise en œuvre numérique d'un modèle avec interface de contact. Il est basé sur des observations expérimentales montrant la présence d'un troisième corps intermédiaire séparant les deux corps en contact. Ce modèle est appliqué au cas du freinage automobile. Une étude de sensibilité est réalisée afin de mettre en évidence les paramètres influents. Les résultats montrent la nécessité de disposer de données expérimentales. Dans cet objectif, il sera proposé de développer un dispositif le plus simple possible afin d'évaluer correctement les différents paramètres mis en évidence.
- **Le chapitre V** présente une étude expérimentale d'un contact sec frottant entre deux cylindres en acier et en saphir. Ce dispositif permettra de répondre à certaines questions posées lors de l'étude de sensibilité du modèle numérique à trois corps. Le relevé des températures est réalisé à l'aide d'une caméra infrarouge de nouvelle génération. Les résultats expérimentaux obtenus par différentes techniques sont confrontés. Ils permettent également de mieux comprendre le phénomène de génération de chaleur par frottement.

## ***CHAPITRE I : Contexte de l'étude***

*Le freinage est un domaine important et très étudié ces dernières années. On retrouve les freins dans de nombreuses applications telles que l'automobile, le ferroviaire, l'aéronautique mais également dans le milieu industriel. Le mécanisme majeur qui gouverne le dimensionnement du disque est le phénomène de dissipation thermique qu'il s'agit de bien maîtriser.*

### **I. Généralités sur le freinage (cas du freinage ferroviaire)**

De manière générale, lors d'une séquence de freinages, le cylindre de frein vient actionner la timonerie qui, solidaire des portes garnitures, vient plaquer les garnitures sur les surfaces frottantes du disque en rotation (Figure I-1).



**Figure I-1: Schéma d'un frein à disque ferroviaire (TGV)**

Il résulte, de ce chargement mécanique, un cisaillement des surfaces en contact, ainsi qu'un cisaillement hydrodynamique visqueux d'un troisième corps libéré par l'usure en surface [Tickle 1992]. Le travail des forces de cisaillement, à l'interface disque/garniture, est dégradé en chaleur. Cette chaleur induit une élévation de température des deux solides en contact. Les gradients de température, présents au sein du matériau de friction et du matériau antagoniste, tendent à modifier la portée des garnitures sur le disque et par conséquent perturbent la répartition de pression au niveau du contact. Ainsi, le freinage par friction met en jeu des phénomènes mécaniques et thermiques qui sont intimement liés.

Lors du freinage, le champ des contraintes d'origine mécanique a plusieurs origines : l'effort presseur introduit par le cylindre de frein, les efforts qui agissent au niveau de l'interface de contact disque/garniture et enfin, au niveau du disque, les forces d'inertie d'entraînement qui résultent de sa rotation.

La répartition de pression, au niveau de l'interface de contact, dépend d'une part de l'architecture du mécanisme de commande et de la rigidité de l'ensemble garniture/porte-garniture et d'autre part de l'évolution de la géométrie des surfaces en contact, tributaire des dilatations thermiques. Pour pallier les gradients thermiques radiaux sur la piste de frottement, il est nécessaire de tendre vers une répartition uniforme de la pression de contact.

La répartition des contraintes de cisaillement, dans la zone interfaciale disque/garniture, est tributaire du champ de pression. Quant au niveau de contrainte atteint, il dépend localement d'une part de la valeur de la pression de contact et d'autre part de la valeur du coefficient de frottement.

Il est à noter que les contraintes d'origine mécanique interviennent pour une faible part puisque les contraintes d'origine thermique sont, de loin, les plus pénalisantes, tout au moins à une échelle macroscopique [Ragot 1998].

## **II. Aspects phénoménologiques du freinage**

### **II.1. Les gradients thermiques**

#### **a. Phénomène de gradients thermiques**

Les points chauds ou hot-spots sont des zones, en général des bandes ou des points, de concentration de températures élevées qui peuvent engendrer des gradients thermiques importants.

Ces gradients thermiques sont observables généralement dans les organes avec contact frottant (freins à friction, embrayages, etc.) (Figure I-2). Caractérisés par des déformations thermiques locales et des concentrations de contraintes, ils peuvent induire l'amorçage de fissures ou atténuer les performances du mécanisme par génération de vibrations, ou par diminution du coefficient de frottement (brake fade) [Lee et al. 1994].



**Figure I-2 : Points chauds sur un disque TGV**

Le processus de formation des gradients thermiques est difficile à appréhender, car faisant intervenir de nombreux phénomènes physiques :

- couplage thermomécanique,
- échanges thermiques,
- variations des propriétés des matériaux avec la température,
- contact avec frottement,
- dynamique du système disque/garniture,
- usure (tribologie des surfaces).

## b. Classification des gradients thermiques

### *i. Dans les freins automobiles*

Anderson et Knapp [Anderson et al. 1989] ont les premiers proposé une liste des gradients thermiques observés sur une période de 20 ans dans les freins à friction automobiles (frein à disque ou frein à tambour) (Figure I-3). Les gradients thermiques considérés sont observés aussi bien sur le matériau de friction (garniture ou semelle) que sur le disque ou le tambour.



Figure I-3 : Frein à disque automobile

Type de gradients	Taille (largeur) (mm)	Niveau de température (°C)	Durée
Asperity	< 1	1200 en pointe	< 1 ms
Focal	5 à 20	750 à 1200 en pointe	0,5 à 20 s
Distortional	20 à 100	100 à 700 d'élévation	> 10 s
Regional	50 à 200	10 à 100 d'élévation	> 10 s

Tableau I-1: Classification des gradients thermiques dans les freins automobiles

Anderson et Knapp considèrent quatre types de gradients thermiques (Tableau I-1) :

- Les points chauds liés aux aspérités correspondent à des élévations brutales et brèves de températures dues aux aspérités de contact. Ces températures «flash» ont été mises en évidence sur des pistes de frottement par Blok [Blok 1937]. Elles dépendent de plusieurs processus mais le niveau de température est principalement lié à la vitesse de glissement. Bien qu'ils soient de petites tailles, ces gradients thermiques omniprésents affectent toute la surface de frottement en quelques secondes mais ne laissent pas de marques visibles. Ils sont tout de même soupçonnés de produire une apparence satinée aux surfaces en fonte.
- Les gradients thermiques de type «focal» sont des petites zones de contact qui se forment sur la piste de frottement et qui apparaissent uniquement pour des vitesses de glissement élevées (supérieures à  $10 \text{ m.s}^{-1}$  pour les freins à tambour). Anderson et Knapp distinguent les types «focal» critiques et non critiques selon qu'ils entraînent ou non une transformation métallurgique du matériau (formation de martensite). La forme des points chauds critiques de type «focal» est généralement elliptique avec des longueurs du petit axe et du grand axe pouvant atteindre respectivement 5 et 10 mm pour une amplitude de  $5.10^{-3}$  mm. La formation de martensite a pour conséquence d'augmenter l'amplitude des gradients thermiques et de les figer. Les points chauds critiques conduisent alors à un endommagement prématuré (durée de

vie diminué de 90% dans certains cas) par fissuration du tambour ou du disque mais également à une génération de vibrations nuisibles pour les performances du frein. Les points chauds non critiques ont une forme à peu près circulaire. Ils sont généralement plus grands (25mm) et leur couleur est également caractéristique (du marron au bleu). Ces gradients thermiques non critiques diminuent ou disparaissent avec le processus d'usure.

- Le type «distortional» est associé à des déformations plus importantes (flambage thermique) éventuellement de la structure complète du disque ou du tambour : mise en «cône», ondulations. Les gradients thermiques correspondants sont respectivement des cercles chauds ou des points chauds larges et diffus. La mise en cône d'un disque est généralement précurseur des points chauds de type «focal».
- Le type «regional» correspond à des gradients thermiques faibles et très diffus (10 à 30 % de la piste de frottement). Par conséquent, ils sont peu visibles et leurs limites ne sont pas nettement définies. Ils sont associés à un échauffement non uniforme dû à différents phénomènes (pression inégale, variation de surface de la piste de frottement, coefficient de frottement non stable) mais également à un refroidissement inégal dû à la convection et la conduction.

### *ii. Dans les freins ferroviaires*

A partir d'investigations expérimentales en surface des disques de freins ferroviaires (Figure I-1), Dufrénoy [Dufrénoy 1995] a proposé une classification quelque peu différente de celle d'Anderson et Knapp.

Les mesures ont été faites sur le disque à l'aide d'un système infrarouge basé sur une caméra balayant en mode ligne sur une position angulaire fixe asservie à la vitesse de rotation du disque. L'acquisition simultanée de la vitesse de rotation permet de reconstituer une image du disque à chaque instant du freinage.

Type de gradients	Taille (mm)	Niveau thermique (°C)	Durée
Aspérités	<1	1200	< 1 ms
Gradients sur cercles chauds	Longueur : 5 à 20	650 à 1000	0,5 à 10 s
Cercles chauds	Largeur : 5 à 50	Jusque 800	> 10 s avec déplacements
Points chauds macroscopiques	40 à 110	Jusque 1100	> 10 s souvent stabilisés
Gradients de diffusion	80 à 200	20 à 300	> 10 s

**Tableau I-2: Classification des gradients thermiques ferroviaires**

Cette classification est illustrée par les images reconstituées du disque (Figure I-4).



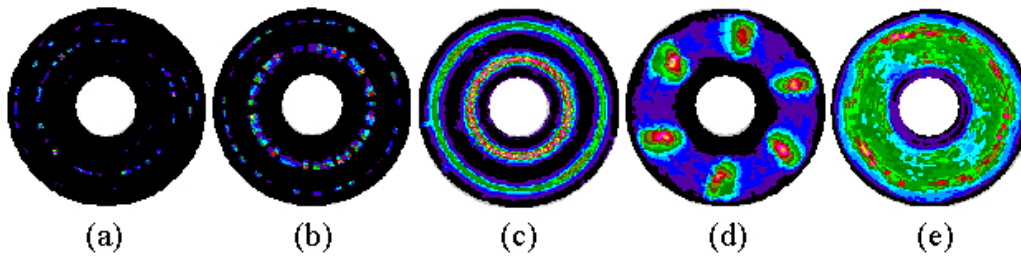


Figure I-4 : Illustration par thermographie de la classification dans le ferroviaire

Cinq types de gradients thermiques sont considérés (Tableau I-2) :

- Les aspérités et les gradients de diffusion (Figure I-4-a et Figure I-4-e) correspondent respectivement aux types «asperity» et «regional» observés dans le domaine automobile.
- Les gradients sur cercles chauds (Figure I-4-b) peuvent être assimilés au type focal de Anderson et Knapp, bien qu'ils coïncident systématiquement dans le ferroviaire avec la présence des cercles chauds. L'aspect très localisé de ces phénomènes rend complexe leur étude (dilatations d'aspérités, usure localisée, variations locales de contact et de frottement, etc.).
- Les mécanismes d'apparition et de déplacement des cercles chauds (Figure I-4-c) sont issus des variations radiales de la portée du contact entre le disque et la garniture résultant des dilatations thermiques des garnitures et de leur usure. Ce sont des instabilités thermoélastiques dans le sens radial et à grande échelle. Une étude spécifique au ferroviaire a permis de définir et de quantifier les phénomènes physiques prépondérants pour l'étude des cercles chauds à l'aide d'un modèle numérique validé expérimentalement [Dufrénoy et al. 1995].
- Les points chauds macroscopiques sont régulièrement espacés angulairement (Figure I-4-d). Le caractère périodique de leur localisation, leur antisymétrie sur les deux faces du disque et les niveaux thermiques atteints indiquent un comportement structural global entraînant des déformations permanentes (écoulement plastique, transformations métallurgiques) compatibles avec leur caractère «stabilisé». C'est pourquoi, au contraire de l'automobile, on les distingue des cercles chauds dont les déformations structurales résultantes affectent généralement une couche fine du disque et sont «réversibles». Il est important de noter que dans le cas du ferroviaire, les points chauds macroscopiques entraînent des transformations de phases du matériau au moins aussi sévères que le type « focal » d'Anderson et Knapp, mais sur des surfaces plus grandes et durant des temps plus longs. L'explication de la formation de ces points chauds macroscopiques a fait l'objet de nombreux travaux dont les principaux mettent en cause le flambage du disque [Fan et al. 1996], les instabilités thermoélastiques ou TEI [Lee et al. 1994] ou plus récemment une déformation ondulatoire progressive du disque [Panier 2002].

Les gradients thermiques observés sur les freins à disque automobile et d'un train ne sont pas identiques. Ceci peut être expliqué par les différences de caractéristiques du freinage ferroviaire par rapport à l'automobile :

- énergies dissipées nettement supérieures,
- dimensions plus importantes (diamètre 2,5 à 3 fois supérieur),

- pressions d'application plus faibles,
- vitesses de glissement généralement plus élevées,
- géométries de garnitures différentes.

De part les dimensions du disque, les puissances surfaciques dissipées dans le ferroviaire sont donc beaucoup plus faibles, de l'ordre de 10% de celles de l'automobile. Les énergies et les temps de freinage élevés, ainsi que les faibles pressions, favorisent les variations de portée de la garniture et le développement des points chauds macroscopiques.

## **II.2. Fissuration des disques**

Des examens métallurgiques sur des disques de frein de TGV après essais ont révélé un phénomène de retrempe superficielle du disque avec des zones thermiquement affectées au niveau des points chauds macroscopiques. Les duretés et microstructures obtenues dans les zones retrempées ont montré des transformations du type austénitique à structure cubique face centrée en type martensitique à structure tétragonale. Pour former de la martensite, la surface doit atteindre rapidement une température supérieure à 885°C qui est le point de transformation AC3 de l'acier 28CrMoV5-8 du disque puis elle doit subir un refroidissement rapide. Or, les points chauds macroscopiques sont très localisés avec des maximums pouvant dépasser les 1000°C. La martensite est obtenue par cisaillement complexe du réseau cristallin de l'austénite induit par des concentrations locales de contraintes lors du refroidissement ultérieur. La structure cristallographique de la martensite occupe un volume supérieur ( de l'ordre de 4%) à celle de l'austénite. Cette augmentation de volume engendre des contraintes résiduelles et une déformation du réseau d'où un blocage du mouvement des dislocations qui se traduit par une dureté élevée.

Deux niveaux de fissuration peuvent être observés sur les disques de frein du TGV : un faïençage superficiel caractéristique sous chargement cyclique thermique et dans certain cas l'apparition de fissures macroscopiques pouvant atteindre des longueurs importantes, de plusieurs dizaines de millimètres.

L'expérience montre que les fissures macroscopiques apparaissent dans les zones transformées thermiquement où la température a dépassé le point AC3 du diagramme fer-carbone de l'acier considéré (expérience SNCF). Anderson et Knapp ont pu mettre en évidence le même phénomène pour l'automobile, correspondant à l'amorçage de fissures dans les zones de formation de martensite [Anderson *et al.* 1989]. Selon les constatations de la SNCF, aussi bien sur banc d'essais qu'en ligne, les fissures macroscopiques apparaissent de façon non systématique sur l'ensemble des disques après une période pouvant aller de six mois à plusieurs années d'exploitation. Elles dépendent fortement du type de garnitures utilisées. L'analyse d'un certain nombre de fissures macroscopiques montre qu'elles peuvent être séparées en deux classes [Dufrénoy *et al.* 2002]. La classe I présente un chemin de propagation en surface parfaitement rectiligne (Figure I-5-a) et la classe II, un chemin de propagation en surface beaucoup moins régulier, tout au moins dans sa partie centrale (Figure I-5-b). Toutes les deux sont toujours radiales et d'apparition brutale (quelques centimètres). Elles suivent ensuite une progression rectiligne jusqu'à l'arrêt et peuvent s'étendre jusque 100 mm de longueur.

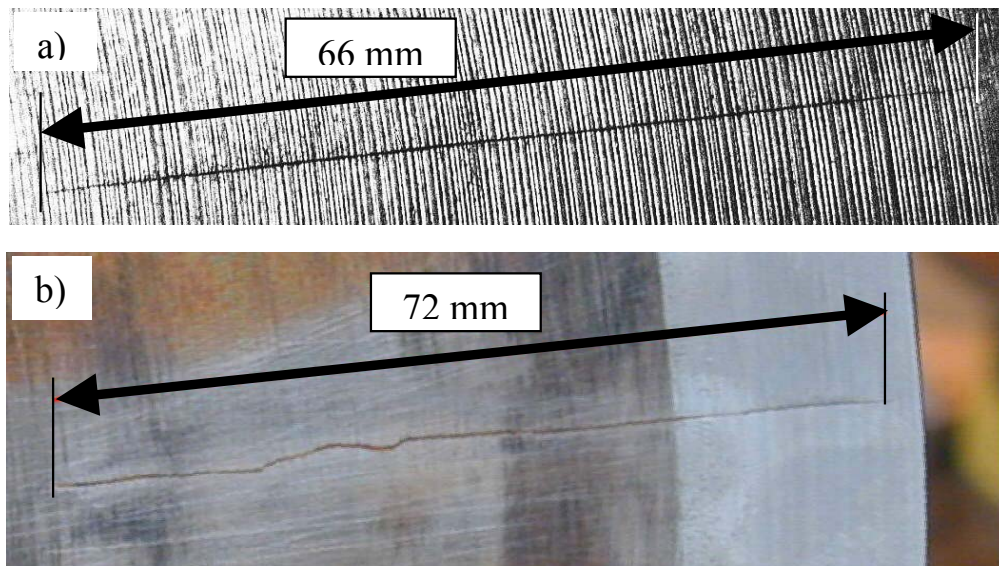


Figure I-5 : Fissures rectilignes sur la piste de frottement [Dufrénoy et al. 2002]

Les faciès de progression en profondeur du matériau sont caractéristiques des fissures de fatigue (Figure I-6). Cette figure détaille la propagation de fissures de classe I et II respectivement. Pour chacune, la partie haute de chaque figure montre la propagation en profondeur tandis que la partie basse donne son chemin en surface du disque.

La fissure de classe I (Figure I-6-a) se propage approximativement dans un plan, à partir d'un point d'amorçage localisé noté A. Le front de fissure, d'abord plutôt semi-circulaire, devient de plus en plus semi-elliptique. Les lignes frontales montrent clairement que la fissure se propage ensuite progressivement vers le rayon intérieur du disque.

La fissure de classe II (Figure I-6-b) ne s'est pas propagée dans un seul plan. La zone d'amorçage, plus tourmentée, présente plusieurs lignes en relief, signes d'amorçages multiples dans des plans différents probablement sur le réseau de faïençage. Après coalescence et quand son développement est suffisant, la fissure retrouve un front de propagation semi-elliptique, se propageant en mode I.

D'une manière générale, la propagation des fissures peut être étudiée par la mécanique linéaire de la rupture. Cette dernière définit la progression des fissures au cours d'un cycle, à partir par exemple du facteur d'intensité des contraintes qui dépend de la longueur de fissure et du chargement appliqué. La mécanique de la rupture peut également être utilisée pour l'amorçage de la fissure par l'étude de la propagation des micro-fissures, ce qui constitue une approche plus complexe, mais complémentaire. Le mode de sollicitation doit être précisément défini. Les profils de fissures observées se rapprochent du cas des fissures elliptiques noyées. Dans le cas présent, étant donnée la taille importante de la zone plastique, les modèles classiques de propagation ne sont plus applicables et il s'agit de s'orienter vers des modèles qui tiennent compte de la taille de la zone plastique et de la variation de la température.

Dans tous les cas, aussi bien pour l'amorçage que pour la propagation, la connaissance du champ de températures est primordial.

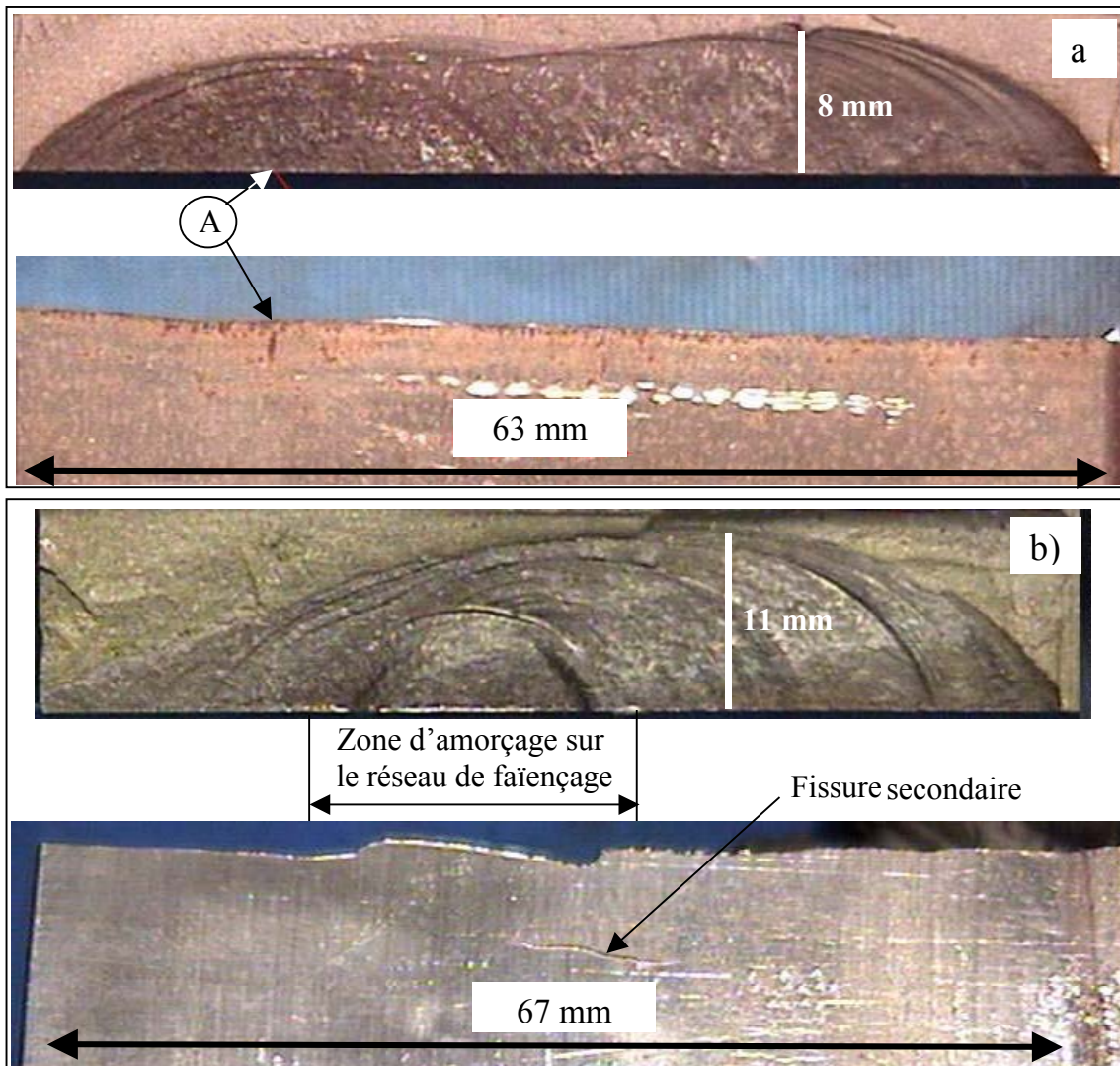


Figure I-6 : Propagation en surface et en profondeur de fissures de classe I et II [Dufrénoy et al. 2002]

### **II.3. Usure et contact : contact à trois corps**

L'étude thermique des contacts glissants «sec», c'est-à-dire en présence d'un troisième corps solide est complexe car elle demande d'intégrer des phénomènes couplés à l'échelle du mécanisme qui contient le contact et à l'intérieur du contact lui-même. A cette échelle, en freinage automobile classique, des bandes chaudes se forment [Dubourg et al. 2002] sur lesquelles les zones instantanées de contact ont une surface de l'ordre de  $0,01\text{mm}^2$ . Sur ces zones, l'accommodation de la vitesse relative [Berthier 2001, Descartes et al. 2001] s'effectue par :

- dégradation de la peau des massifs en contact (disque et garniture),
- cisaillement de la couche de troisième corps.

Les dégradations sont typiquement des fissures et surtout des transformations tribologiques superficielles (TTS) qui affectent les disques et les garnitures, sur des profondeurs de l'ordre d'une cinquantaine de micromètres [Berthier 2001]. Du point de vue mécanique, ces TTS sont des écoulements de matière parallèles à la surface de contact. Il s'agit de véritables écoulements sur des distances de l'ordre d'une centaine de micromètres au cours desquels la matière se cisaille et se «reconstitue». Il n'est pas encore possible, dans ces

écoulements, de faire la part entre le rôle de la température et celui de la pression locale de contact qui est de l'ordre de quelques gigapascals.

Le cisaillement de la couche de troisième corps solide conduit à des écoulements sur des distances supérieures à la centaine de micromètres. C'est le mécanisme d'accommodation de vitesses prépondérant dans un frein bien conçu. Par comparaison, dans un contact convenablement dimensionné avec un troisième corps fluide, l'accommodation de vitesse s'effectue uniquement dans le troisième corps dont la rhéologie, assez facile à mesurer, permet de calculer l'énergie dissipée. En présence de troisième corps solide dont la rhéologie n'est pas connue, la contribution des TTS reste à évaluer et le rôle du tandem «température – pression instantanée de contact» reste une interrogation. Ces phénomènes d'interface vont induire des gradients thermiques entre les surfaces des massifs. Par conséquent, pour écrire le bilan thermique d'un contact avec troisième corps solide, il faudrait connaître les propriétés thermiques de la couche de troisième corps et de TTS, ce qui reste très délicat. Quant aux modèles «thermiques de contact», leur rôle est justement de s'affranchir du contact pour en calculer les températures de part et d'autre [Bardon 2002]. Ils sont donc par définition inopérants pour calculer la température «dans le contact», c'est-à-dire dans la couche de troisième corps et de TTS. Par conséquent, pour appréhender la dissipation d'énergie dans les contacts avec troisièmes corps solides, il est nécessaire de sérier les problèmes en itérant entre modélisation et expérimentation afin de comprendre les phénomènes et progressivement les quantifier, en sachant que durant un freinage des paramètres influents ont déjà été mis en évidence. Ils peuvent être, entre autres, liés :

- aux propriétés physiques des matériaux (thermiques et mécaniques) et à leur évolution en fonction de la température,
- à la géométrie des éléments en contact,
- à l'environnement direct des deux échantillons en contact (phénomène de convection, de rayonnement avec le milieu ambiant, etc.),
- à la dynamique de contact (création, destruction de micro-jonctions, génération de débris, génération de chaleur, etc.),
- à la dynamique d'ensemble de l'actionneur permettant de maintenir le contact entre les deux solides antagonistes.

### **III. Bilan**

Nous avons pu mettre en évidence précédemment l'importance de bien connaître la sollicitation thermique vis-à-vis des risques de défaillance du disque notamment par fissuration. Nous pouvons ajouter les risques de dégradation des matériaux, de chute du coefficient de frottement, etc. Cependant même si la connaissance de la sollicitation thermique est incontournable, nous avons vu, au travers des différents gradients thermiques et des observations de surfaces, qu'elle est fortement couplée aux phénomènes mécaniques (dilatations, pressions non-uniformes) et tribologiques (usure, troisième corps).

Les interactions thermomécaniques ont fait l'objet de nombreuses études qui ont permis de comprendre la formation de différents gradients thermiques, en se plaçant à une échelle macroscopique c'est-à-dire à celle des composants ou 1<sup>er</sup> corps.

Les niveaux thermiques obtenus ne permettent cependant pas d'expliquer les dégradations sévères de surfaces observées à une échelle moindre. Nous verrons également plus loin que les modèles thermiques ou thermomécaniques macroscopiques ne rendent pas compte, dans le cas du freinage, des températures réellement observées sur les surfaces en frottement même si elles sont très bien corrélées près de ces surfaces dans les massifs.

Il s'agit, si l'on veut appréhender ces phénomènes surfaciques, d'approfondir les modèles thermiques près de ces surfaces. La suite de l'étude s'inscrit dans cet objectif en se

concentrant sur le problème thermique c'est-à-dire en mettant volontairement de côté dans un premier temps la dimension mécanique du problème.

## ***CHAPITRE II : Le contact sec : généralités et aspects thermiques***

*La littérature scientifique regorge de multitudes d'études sur le contact sec frottant et dans des domaines variés. Dans ce chapitre, on s'attachera à faire une synthèse pour en tirer les principales conclusions. Le contact sec frottant est un problème thermomécanique mais on s'attachera principalement à bien comprendre et maîtriser les phénomènes thermiques. Pour cela, une synthèse des différents modèles thermiques analytiques de contact sec sera élaborée. Une discussion sera ensuite menée sur le phénomène de génération de chaleur par frottement qui est un paramètre capital dans la détermination des températures d'un contact frottant.*

### **I. Le frottement : phénomène mécanique**

Le frottement est engendré par le déplacement relatif tangentiel de deux surfaces en contact. La résistance au frottement est caractérisée par la force  $T$  qui s'oppose au mouvement. On appelle coefficient de frottement,  $\mu$ , le rapport entre la résistance de frottement  $T$  et la force normale  $F$  appliquée entre les deux surfaces en contact :

$$\mu = \frac{T}{F} \quad (2.1)$$

La résistance au frottement a deux origines principales [Courtel 1978] :

- La présence des aspérités sur les surfaces de contact. En général, les états de surface des pièces constituant un ensemble mécanique nous apparaissent à l'œil nu relativement lisses. Cependant, les surfaces ont des défauts dont les dimensions sont de l'ordre du dixième de micromètre à quelques dizaines voire quelques centaines de micromètres. L'effort à fournir pour permettre le glissement relatif des solides en contact, même en présence d'aspérités, est celui nécessaire aux déformations élastiques ou plastiques, voire à la rupture d'aspérités, de destruction des couches d'oxydes, etc. Notons que l'énergie élastique n'est pas restituée en totalité sous forme de travail lorsque les solides reprennent leur forme initiale.
- L'adhérence entre les surfaces. La mise en contact de deux solides revient à rapprocher de manière significative des atomes. Sous l'action des forces de Van Der Waals (pour des charges faibles, correspondant à des distances entre atomes relativement importantes), puis des forces atomiques (pour des charges plus élevées, correspondant à des distances entre atomes plus petites), des liaisons plus ou moins fortes vont s'établir entre ces atomes. Comme la surface du contact glissant est continuellement renouvelée, il s'ensuit une perte d'énergie qui participe à la résistance au frottement. Suivant la qualité des liaisons créées entre les surfaces en fonction des conditions de contact, il apparaît alors des déformations plastiques et/ou élastiques des solides pouvant aller jusqu'à la rupture, voire au transfert d'un solide vers l'autre. Ces phénomènes, conséquences de l'adhérence, dissipent de l'énergie et participent donc aussi à la résistance au frottement.

La résistance au frottement correspond donc à une dissipation d'énergie. La puissance dissipée correspond au travail de la force de traction  $T$  et s'exprime par la relation suivante :

$$\phi = T.V \quad (2.2)$$

La densité de flux dissipée est alors égale à :

$$\varphi = \frac{\phi}{S} = \mu.P.V \quad (2.3)$$

où  $P$  est la pression moyenne dans le contact.

La figure suivante (Figure II-1) donne la proportion des différentes formes sous lesquelles l'énergie dissipée est transformée [Uetz et al. 1978]. Elle permet de mettre en évidence la diversité des réactions ayant lieu au cours du frottement. Plus de 90% de l'énergie mise en jeu est dissipée sous forme de chaleur.

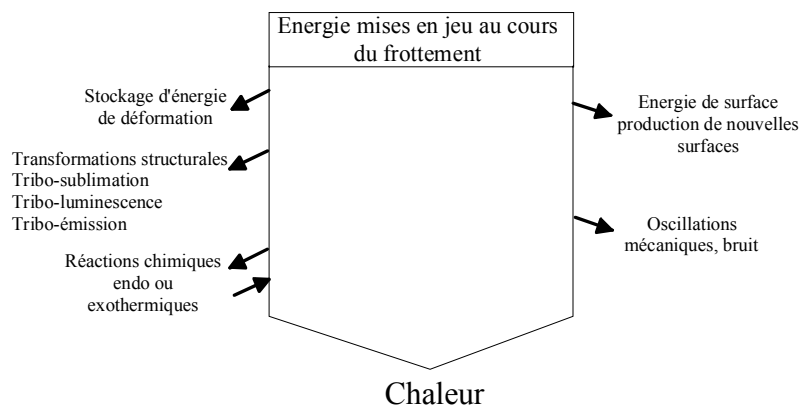


Figure II-1: Les différentes formes d'énergie mises en jeu au cours du frottement

Outre la dissipation d'énergie au cours du frottement, la préoccupation des mécaniciens est la connaissance de la surface de contact  $S_c$  et des contraintes dans les solides en contact. La première théorie a été proposée par Hertz. Pour un contact statique, elle suppose une déformation élastique des solides et, connaissant la force normale au contact, elle permet de calculer la surface de contact ainsi que le champ des contraintes dans les solides. Mindlin [Mindlin 1949] a modifié la théorie de Hertz afin de tenir compte de la vitesse de déplacement dans le cas d'un contact glissant. Johnson et al. [Johnson et al. 1971] ont introduit l'effet d'adhérence dans le contact, qui n'est pas négligeable dans le cas d'efforts normaux très faibles. Ces différentes théories permettent de calculer la surface de contact apparente. Cependant, du fait de la présence d'aspérités, suivant les propriétés des matériaux et des conditions de fonctionnement, la surface réelle de contact peut varier de quelques pourcents à 100% de la surface apparente de contact, en fonction de la vitesse de déplacement relative, de la pression de contact et des propriétés mécaniques des matériaux [Kennedy 1984]. Un modèle permettant de calculer la surface réelle de contact a été proposé par Greenwood et Williamson [Greenwood et al. 1966] :

$$A = \pi \eta A_a p^{-1} R^{1/2} \sigma^{1/2} F_{1/2}(h) \quad (2.4)$$

où  $A_a$  est l'aire de contact apparente,

$\eta$  est la densité d'aspérité  $N = \eta.A_a$ ,  $N$  étant le nombre d'aspérités,

$p$  est la résistivité pour une aspérité,



R est le rayon de courbure des aspérités,

$\sigma$  est la écart-type,

$$F_n(h) = \int_h^\infty (s-h)^n \phi^*(s) ds,$$

h, la séparation standard, est égale à  $d/\sigma$ , d étant la distance de séparation entre les plans de références des deux solides en contact.

Avec ce modèle, plusieurs hypothèses sont nécessaires pour caractériser l'état de surface des solides en contact :

- les surfaces sont isotropes,
- le sommet des aspérités est sphérique et le rayon de la sphère (R) est constant pour toutes les aspérités,
- le nombre d'aspérités par unité de surface est connu (D),
- la hauteur des aspérités par rapport au plan moyen est une variable aléatoire et suit une loi de distribution gaussienne d'écart-type  $\sigma$ ,
- les aspérités sont mécaniquement indépendantes, ce qui signifie que la déformation d'une aspérité ne dépend pas de la déformation des aspérités voisines,
- la hauteur de chaque aspérité est une variable indépendante, quelle que soit la hauteur des aspérités voisines,
- le contact entre deux surfaces dont les écarts types de la loi de distribution des hauteurs des aspérités sont  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$  est mécaniquement équivalent au contact entre une surface plane parfaitement lisse et une surface rugueuse dont l'écart type de la hauteur des aspérités est  $\sigma = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$
- le comportement mécanique des matériaux est un comportement élastique caractérisé par le module d'Young,  $E_i$  et le coefficient de Poisson  $\nu_i$  ( $i = 1, 2$ ).

Les trois paramètres R, D, et  $\sigma$  peuvent être déterminés à partir d'un relevé profilométrique classique. Ce modèle montre que la caractérisation des surfaces n'est pas simple et que ce problème reste toujours d'actualité.

## **II. Le frottement : aspect tribologiques**

La tribologie regroupe la lubrification, le frottement et l'usure. C'est une science pluridisciplinaire qui fait appel à la Mécanique et à la Physique des volumes et des surfaces [Godet 1983, Berthier 1988].

### **II.1. La mécanique en tribologie**

Le rôle de la mécanique en tribologie varie selon le domaine étudié. On peut isoler :

- la lubrification hydrodynamique,
- la mécanique du frottement ou frottement sec et de l'usure.

La lubrification hydrodynamique, ou lubrification en film continu, est un domaine privilégié de la mécanique des fluides où une dimension de l'espace, l'épaisseur du film, est petite devant les deux autres.

Contrairement à la lubrification hydrodynamique, la mécanique du frottement et de l'usure ne dispose pas d'un formalisme complet. Elle s'appuie sur la mécanique des contacts ou théorie des contraintes dans les massifs en contact.

## **II.2. Développement de la lubrification hydrodynamique , de la mécanique du frottement et de l'usure**

La lubrification hydrodynamique et la mécanique des contacts présentent des degrés d'avancement ou des capacités à décrire la réalité très différents.

La lubrification apporte une solution complète aux problèmes mécaniques qui relèvent de sa compétence en donnant pour une condition de fonctionnement donnée et en tout point du contact :

- le profil de vitesse au travers du film visqueux qui sépare les pièces en contact,
- la distribution des contraintes normales et tangentielles,

d'où l'on tire la portance, et le frottement visqueux. On note que la lubrification hydrodynamique considère aussi bien les aspects statiques que dynamiques.

Par contre, la mécanique des contacts donne pour une charge normale, une géométrie et des matériaux donnés, la distribution des contraintes normales et les déplacements correspondants des corps en contact. Le calcul des contraintes tangentielles et des déplacements correspondants, engendrés dans les systèmes glissants repose, quant à lui, sur des hypothèses peu améliorées. On dispose pour le frottement de la loi d'Amontons-Coulomb. La mécanique des contacts est donc performante pour l'analyse des contacts statiques mais, contrairement à la théorie hydrodynamique, elle est quasi-inopérante en dynamique. La mécanique de l'usure dispose d'une formule, la loi d'Archard, qui grâce à un paramètre ajustable peut rendre compte, mais uniquement a posteriori, de résultats obtenus dans le cas stationnaire.

Le décalage entre les aspects formels de la lubrification hydrodynamique et de la mécanique du frottement et de l'usure est donc important.

### **III. Le frottement : aspect thermique**

La température maximale atteinte dans le contact est au moins en partie à l'origine des transformations physico-chimiques pouvant induire les dégradations les plus sévères de l'état de surface et de leur comportement tribologique. L'objectif des premières études a donc été de déterminer ces températures.

#### **III.1. Passage de la chaleur dans les corps en contact**

Le problème du contact thermique peut être décomposé en deux étapes relativement indépendantes [Salgon *et al.* 1997] (Figure II-2).

Dans un premier temps, il est nécessaire d'analyser l'état géométrique de l'interface, et à l'aide d'un modèle mécanique, de déterminer les caractéristiques géométriques (hauteur des aspérités, etc.) de la surface. Dans une seconde phase, on utilisera ces résultats de manière à pouvoir établir la relation constitutive des résistances thermiques de contact.

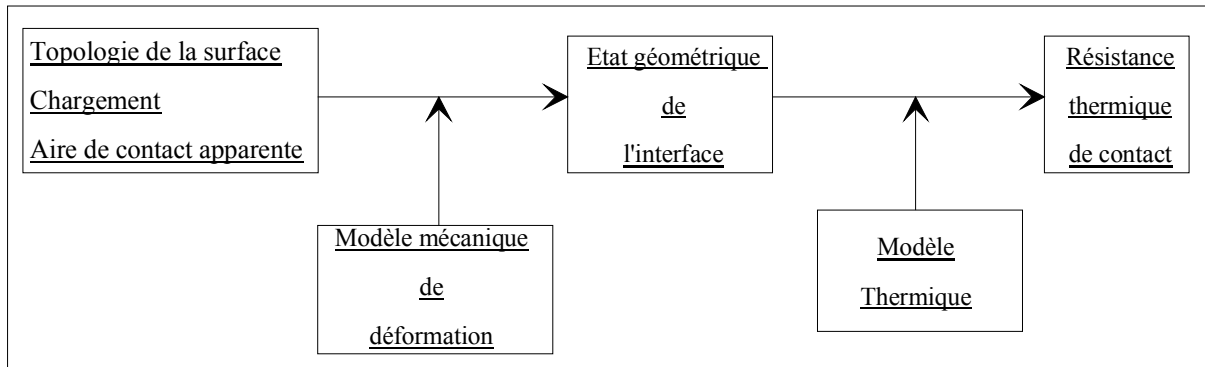


Figure II-2 : Etapes du problème de contact thermique

### Etape 1 : Modèle mécanique de déformation

L'analyse des surfaces réunit trois étapes :

- la caractérisation de la surface,
- la distribution des hauteurs et des rayons de courbures des aspérités de la surface,
- le mode de déformation des aspérités en contact.

#### La caractérisation de la surface :

L'hétérogénéité du contact résulte des défauts géométriques des surfaces en contact. D'après Mazo, on peut distinguer deux types de surface [Mazo et al. 1978] (Figure II-3) :

- les surfaces planes ou de type 1 possédant des rugosités uniformément réparties d'amplitudes voisines et dont la ligne moyenne du profil est plane,
- les surfaces ondulées ou de type 2 qui possèdent des rugosités analogues uniformément réparties mais dont la ligne moyenne présente des ondulations de plus grande longueur d'onde et d'amplitude nettement supérieure à celle des rugosités.

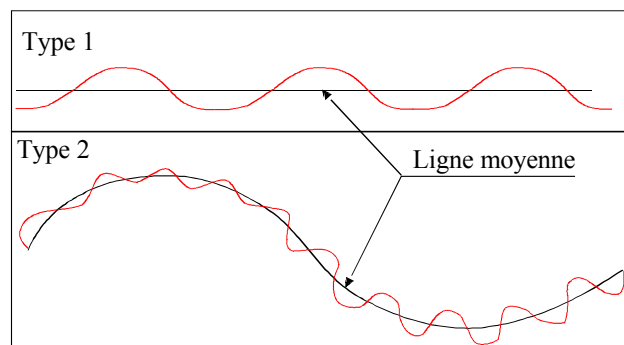


Figure II-3 : Caractérisation de la surface

Par cette approche, on néglige les surfaces comprenant des aspérités d'amplitudes différentes.

#### La distribution des hauteurs et des rayons de courbure des aspérités :

Cette étape nécessite tout d'abord une mesure par profilométrie. Le principe retenu quasi-universellement consiste à mesurer, au moyen d'un capteur de déplacement, les variations de l'altitude de la surface des pièces le long d'une génératrice rectiligne.

Pour ce faire, on trouve actuellement deux grandes familles d'appareil [Robbe-Valloire et al. 1992] :

- Les profilomètres travaillant par contact. Un stylet, terminé par une pointe pyramidale en diamant tronquée par une calotte sphérique de 1 à 10  $\mu\text{m}$  de diamètre, est appliqué sur la pièce avec un effort normal maintenu constant (typiquement de l'ordre du millinewton). La vitesse de déplacement du stylet est, en général, inférieure au millimètre par seconde de manière à limiter les effets dynamiques (décollement du stylet, variation de l'effort normal de contact),
- Les profilomètres sans contact. Pour avoir des mesures ponctuelles, la technique optique fait largement appel à des faisceaux convergents qui sont réfléchis par la surface à caractériser. Le principe de mesure consiste à utiliser les effets du changement de chemin optique occasionné par les variations d'altitude du point de réflexion. Du fait de l'absence de contact, cette méthode permet d'avoir d'une part des vitesses de déplacement très supérieures à celles de la profilométrie avec contact et d'autre part d'avoir la garantie de n'obtenir aucune déformation des aspérités.

A partir de cette mesure profilométrique, il est alors possible de déterminer la hauteur à vide, le rayon de courbure ainsi que le nombre d'aspérités en contact par des techniques statistiques (mesure de l'écart-type, de la densité de probabilité, etc.).

#### Le mode de déformation des aspérités en contact :

On distingue essentiellement deux théories dépendant du mode de chargement que subit le contact. Ces deux théories sont les suivantes :

- la théorie de Hertz relative au chargement normal du contact,
- la théorie de Mindlin relative au chargement normal et tangentiel du contact.

Cela permet d'obtenir, notamment, l'aire de contact réelle, la hauteur des aspérités sous charge statique ainsi que la valeur de la pression apparente.

#### Etape 2 : Modèle de la résistance thermique de contact :

De nombreuses études ont porté sur la détermination des températures moyennes des surfaces dans un contact frottant. Ces différents travaux peuvent être classifiés en deux catégories, les contacts parfaits ou lisses et les contacts imparfaits ou avec aspérités.

### **III.2. Modèles thermiques avec contact parfait ou lisse**

Blok [Blok 1937], puis Jaeger [Jaeger 1942], proposent tous deux le concept de température flash. Ils considèrent un solide semi-infini soumis à une source thermique en mouvement. La forme de la source peut être circulaire, carrée ou bande, elle dépend de la forme du contact. La répartition de la densité de flux n'est pas forcément uniforme. En utilisant l'équation de la chaleur, ces auteurs ont déterminé le profil de température à la surface du solide semi-infini en régime permanent. La température maximale obtenue est alors appelée température flash. Cette approche est applicable, dans le cas où la pression au contact est telle que la surface réelle de contact est égale à la surface apparente.

Ling et al. [Ling et al. 1964] proposent une autre démarche pour calculer la température maximale atteinte au contact. Cette analyse est basée sur le fait que la surface réelle de contact n'est pas toujours égale à la surface apparente de contact. Dans ce cas, le contact entre les deux solides a lieu en quelques points et Ling a fait l'hypothèse que ces points sont distribués de manière aléatoire sur la surface apparente de contact. Le flux dû au

frottement est généré au niveau de ces points de contact. Pour un même flux généré et la même surface apparente de contact, la température moyenne de contact correspond à la température moyenne qui serait obtenue avec la méthode de Blok et Jaeger et que Ling appelle la température probable. C'est la température que l'on pourrait observer avec l'aide de moyens de mesure classiques. Par contre, la température maximale obtenue, que Ling appelle encore un flash de température, peut être beaucoup plus importante que la température flash calculée par Blok et Jaeger.

Pour les deux approches, le principal problème est de déterminer la quantité de flux respective entrant dans les deux solides.

Ce dernier point est résolu par Vernotte [Vernotte 1956] qui détermine la fraction de flux entrant dans les solides en contact de telle manière que les températures moyennes des deux surfaces en contact soient identiques. C'est ce que l'on appelle l'hypothèse du contact parfait. Les solides sont modélisés indépendamment l'un de l'autre et sont couplés par l'intermédiaire du coefficient de partage des flux,  $p$ , qui correspond à la fraction du flux généré  $\phi_g$  entrant dans le solide 1. La fraction complémentaire entre dans le solide 2 (Figure II-4) telle que :

$$\phi_{1c} = p \cdot \phi_g \text{ et } \phi_{2c} = (1 - p) \phi_g \quad (2.5)$$

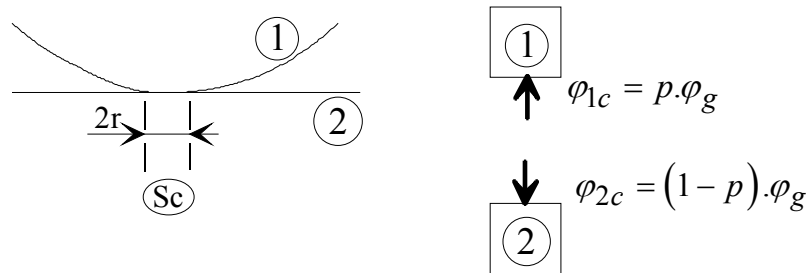


Figure II-4 : Partage du flux de chaleur dans un contact

On doit à Vernotte [Vernotte 1956], la loi selon laquelle la chaleur, produite par le frottement de deux corps semi-infinis de même surface de contact, se partage proportionnellement aux effusivités, notées  $\xi_i$ , de chaque matériau. Le coefficient de partage est alors exprimé par :

$$p = \frac{1}{1 + \frac{\xi_2}{\xi_1}} \quad (2.6)$$

Ce coefficient de partage est obtenu en exprimant les densités de flux pour les deux solides en contact (cf. ANNEXE 1).

La loi de Vernotte est, pour les milieux finis, applicable dans les premiers instants de frottement ne dépassant pas une fraction de la constante de temps la plus faible des deux matériaux.

Si on considère le cas d'un mur semi-infini soumis à un flux uniforme de chaleur obtenue à partir de l'équation (2.5). En régime transitoire, l'équation de la conduction est donnée dans le cas unidimensionnel par :

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \rho c \frac{\partial T}{\partial t} \text{ soit } a \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{\partial T}{\partial t}$$

Avec une condition initiale et des conditions aux limites en termes de températures telles que :

$$T(z, 0) = T_0 ; T(\infty, 0) = T_0 ; \varphi(0, t) = \varphi_0$$

On obtient une distribution des températures telle que [Carslaw et al. 1958]:

$$T(z, t) = T_0 + \frac{2\varphi_0}{\lambda} e^{\left(\frac{-z^2}{4at}\right)} - \frac{\varphi_0 z}{\lambda} \operatorname{erfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{at}}\right) \quad (2.7)$$

où  $\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x)$  et  $\operatorname{erf}(x)$  est la fonction erreur.

La température de surface ( $z = 0$ ) est alors :

$$T_s = T(0, t) = T_0 + \frac{2\varphi_0}{\lambda} \sqrt{\frac{at}{\pi}} \quad (2.8)$$

Le cas du contact parfait permet une première évaluation de l'évolution de la température d'interface. Elle ne considère qu'un seul des deux corps en contact dans le calcul des températures. Le second solide est pris en compte dans l'évaluation du coefficient de partage de flux.

Plus récemment, Abdel-Aal [Abdel-Aal 1999] a établi une autre expression du coefficient de partage de flux dans le cas d'un contact parfait glissant. Il considère le cas d'une surface circulaire de rayon  $R$  glissant sur une surface plane avec une vitesse linéairement décroissante. Le coefficient  $p$  s'exprime :

$$p = \frac{\xi_1 \cdot F_1}{\xi_1 \cdot F_1 + \xi_2 \cdot F_2} \quad (2.9)$$

avec

$$F = 1 - e^{\left(\frac{-R^2}{2at}\right)} \cdot \left[ I_0\left(\frac{R^2}{2at}\right) + I_1\left(\frac{R^2}{2at}\right) \right] \quad (2.10)$$

où  $I_0$  et  $I_1$  sont les fonctions de Bessel modifiées respectivement d'ordre 0 et 1.

La fonction  $F$  reflète la dépendance du coefficient de partage de flux vis-à-vis du paramètre de contact  $R$  et de la durée de contact. Il montre que pour des grandes vitesses, le coefficient de partage est identique à celui obtenu par l'équation (2.6). Il obtient une décroissance importante du coefficient  $p$  lorsque la vitesse de glissement devient faible.

### **III.3. Modèle thermique avec contact imparfait**

De nombreux auteurs se sont intéressés au frottement d'une aspérité sur une surface ainsi qu'à la détermination des températures moyennes de contact [Denape et al. 2000]. L'hypothèse de contact imparfait permet de classer ces études en deux catégories, le contact statique et le contact glissant. Pour chacun de ces types de contact, la littérature nous donne deux sous-catégories, la notion de régime thermique permanent et transitoire.

### a. Le contact statique

#### *i. En régime thermique permanent :*

Quand deux solides sont en contact, les irrégularités des surfaces limitent l'aire de contact réelle. La conductivité du fluide interstitiel est usuellement plus petite que la conductivité des solides (de l'ordre de 100 à 200 fois plus petite). Le champ de température au niveau de l'interface est perturbé.

Notons  $R_p$ , la résistance thermique dans le cas d'un contact parfait (avec les notations de la Figure II-5) :

$$R_p = \frac{T_2 - T_1'}{\phi} \quad (2.11)$$

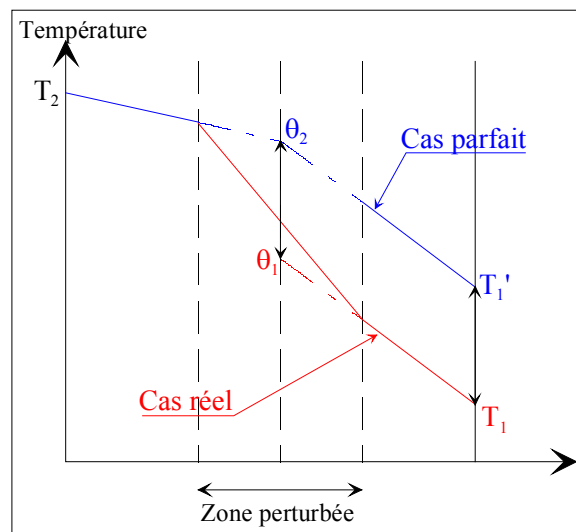


Figure II-5 : Champ de température à l'interface de contact

Si la même densité de flux de chaleur entre à l'intérieur du contact réel alors  $R_t$ , la résistance thermique pour le contact réel, est égale à :

$$R_t = \frac{T_2 - T_1}{\phi} \quad (2.12)$$

La résistance thermique de contact statique représente la perturbation induite par les aspérités. Elle est définie par :

$$R_s = R_t - R_p \quad (2.13)$$

que l'on peut également écrire sous la forme :

$$R_s = \frac{\theta_2 - \theta_1}{\phi} \quad (2.14)$$

où  $\theta_2$  et  $\theta_1$  sont les températures extrapolées respectivement dans le solide 2 et 1, à l'interface géométrique théorique.

Exprimons la valeur de la résistance thermique de contact,  $R_s = R_a + R_c$ , où  $R_a$  est la résistance due à la présence de l'aspérité :

$$R_a = \frac{1}{\lambda} \frac{\delta}{s} \quad (2.15)$$

et  $R_c$  est la résistance due à la constriction.

Lorsque l'on veut étudier théoriquement le passage de la chaleur d'un matériau à l'autre, on est conduit à schématiser la microgéométrie de l'interface. On admet en général que les zones de contact sont de surfaces égales et qu'elles sont régulièrement réparties sur toute la surface apparente de contact, ce qui permet de définir des tubes de flux indépendants les uns des autres [Bardon 1994, Vullierme et al. 1979, Laraq 1995, Salti et al. 1997].

Etant donné la mauvaise conductivité de l'espace interstitiel, on constate une déformation des isothermes et des lignes de courant à proximité d'une aspérité. C'est l'effet de constriction et d'allongement des lignes de courant (Figure II-6).

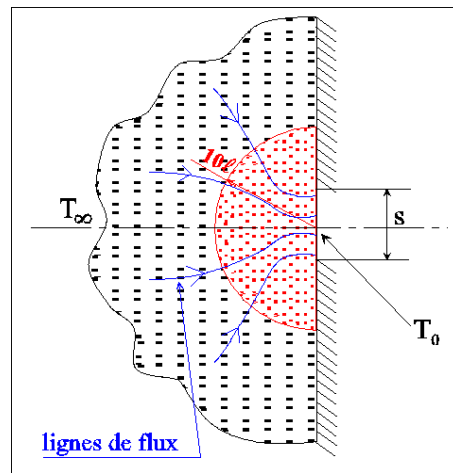


Figure II-6 : Effet de constriction des lignes de flux

Pour déterminer l'expression de  $R_c$ , on prend le cas fondamental d'un milieu semi-infini de conductivité  $\lambda$  limité par un plan supposé isolé, excepté sur une surface  $s$  d'étendue limitée (représentatif d'une aspérité), et sur laquelle on impose une température  $T_0$  uniforme. A l'infini, la température est  $T_\infty$ . Le champ de température au sein du milieu  $T(x, y, z)$  évolue de  $T_\infty$  à  $T_0$  mais cette évolution est principalement confinée au voisinage de  $s$ . Il a été montré, pour une surface  $s$  circulaire de rayon  $\ell$ , que 95% de la chute de température est confinée dans une hémisphère de rayon  $10 \times \ell$  [Bardon 1994] (Figure II-6).

$$T_\infty - T_0 = \frac{1}{\lambda} \cdot C \cdot \phi \quad (2.16)$$

La fonction  $C$  est la fonction de constriction, dépendant uniquement de la géométrie de  $s$ , et plus particulièrement, elle apparaît inversement proportionnelle à une dimension caractéristique de  $s$  (rayon ou longueur  $\ell$ ).

Finalement, la résistance de constriction statique est définie par la relation :

$$R_c = \frac{\Delta T}{\phi} = \frac{1}{\lambda} C \quad (2.17)$$

où  $\Delta T$  représente l'écart entre la température moyenne de l'aire de contact et la température à l'infini.



De nombreuses études ont porté sur la détermination théorique de l'expression de cette fonction de constriction  $C$  pour des formes d'aspérités différentes (trapèzes, bandes, circulaires, etc.) ainsi que pour des conditions de flux, ou de températures, imposées sur la surface [Bardon 1994, Laraq 1996, Larzabal et al. 1999].

La difficulté liée à l'étude de la résistance thermique de contact provient de l'échelle des tâches individuelles (points, spots) de contact :  $10^{-5}$  à  $10^{-7}$  m. Effectivement, elle se situe entre l'échelle des mesures thermiques (discrétisation spatiale de  $10^{-3}$  à  $10^{-4}$  m) et l'échelle des mesures spécifiques à la physique des surfaces (échelle  $10^{-9}$  à  $10^{-10}$  m). Par ailleurs, le concept d'état de surface reste encore mal défini car ce terme englobe aussi bien l'état géométrique et physico-chimique actuel de la surface que son état historique, défini comme l'ensemble des sollicitations subies par la surface depuis sa fabrication [Belghali et al. 1996].

### ii. En régime thermique transitoire

En dehors des contacts entre solides statiques en régime permanent, il y a lieu de considérer le cas des contacts statiques en régime transitoire. En effet, la validité du schéma de résistance thermique peut être mise en doute en régime transitoire, surtout dans le cas de phénomènes très brutaux (chocs thermiques), car il ne fait absolument pas intervenir l'inertie propre de l'interface. Le problème du régime transitoire n'a été que peu abordé pour les solides accolés. La plupart des études entreprises dans cette direction sont essentiellement expérimentales et semblent prouver l'insuffisance du schéma de résistance thermique pure [Cames-Pintaux et al. 1980].

Foucher et al. [Foucher et al. 1975] ont tenté de déterminer si la notion même de résistance thermique de contact conserve un sens en régime transitoire et si elle tient correctement compte de l'énergie interne accumulée dans la zone perturbée. Ils soulignent aussi que la zone hétérogène, bien que de très faible épaisseur, est dotée d'une certaine résistance et d'une certaine capacité (Figure II-7).

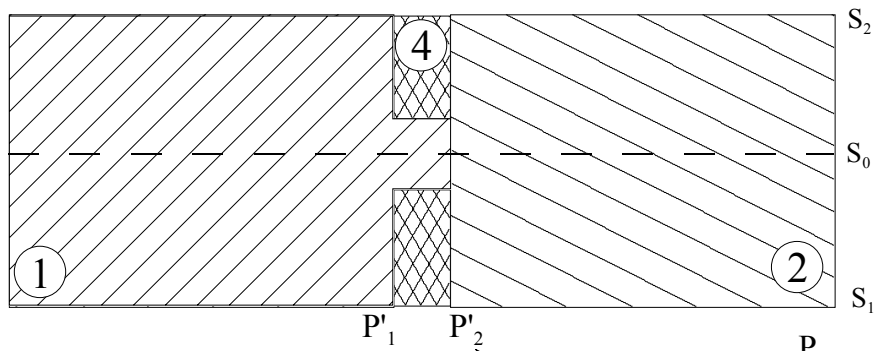


Figure II-7 : Schématisation par bandes parallèles d'un contact thermique

Le problème est traité par la méthode du mur homogène équivalent. Il doit avoir la même épaisseur que la zone hétérogène. Nous nous ramenons ainsi à un problème à trois murs en contact parfait dont les températures sur les plans  $P_1$ ,  $P_1'$ ,  $P_2'$  et  $P_2$  sont connues.

On a donc :

$$\lambda' = \lambda \frac{e_2 (T_{P_1} - T_{P_1'})}{e_1 (T_{P_1'} - T_{P_2'})} \quad (2.18)$$

où  $e_1$  est l'épaisseur du mur  $P_1P_1'$  et  $e_2$  celle du mur  $P_1'P_2'$  :

On détermine ensuite la capacité thermique  $(\rho c)'$  du mur, en écrivant l'égalité entre l'énergie interne  $Q$  de la zone hétérogène et l'énergie interne du mur équivalent.

Dans la couche hétérogène, l'énergie interne est la somme de deux termes correspondants au milieu 1 et au milieu 4.

$$Q = (\rho c)_4 \int_4 T_4(x, y) dv + (\rho c)_1 \int_1 T_1(x, y) dv \quad (2.19)$$

Pour le mur équivalent, l'énergie interne s'écrit :

$$Q' = (\rho c)' \int_{ik}^{il} T'(x) dv$$

Il apparaît, en outre, que la valeur obtenue pour  $(\rho c)'$  correspond à la moyenne arithmétique des capacités thermiques de la zone hétérogène, c'est-à-dire que,  $V_1$  et  $V_4$  étant respectivement les volumes de l'aspérité et du fluide interstitiel, on a [Cames-Pintaux et al. 1980]:

$$(\rho c)' = \frac{(\rho c)_1 V_1 + (\rho c)_4 V_4}{V_1 + V_4} \quad (2.20)$$

### b. Le contact glissant

#### *i. En régime thermique permanent*

De manière générale, les études considèrent un écoulement bi-dimensionnel de la chaleur en considérant un contact entre une surface lisse (solide 1) et une surface comportant un nombre infini d'aspérités régulièrement réparties (solide 2) [Vullierme et al. 1979, Laraq 1995-1996, Salti et al. 1997, Dalverny et al. 1999]. Les deux solides sont en mouvement relatif l'un par rapport à l'autre par une translation rectiligne de vitesse  $V$  constante.

De plus, la géométrie des aspérités est supposée invariante au cours du frottement, c'est-à-dire qu'il est fait abstraction de tout phénomène d'usure du contact.

Enfin, les caractéristiques physiques des matériaux sont considérées comme constantes, elles sont en particulier indépendantes de la température.

Dans la majorité des études, la température de contact  $T_0$  est considérée identique à la surface du solide 1 et 2. On note  $T_1$  et  $T_2$  les températures au loin des deux milieux semi-infinis,  $\phi_2$  le flux de chaleur provenant de 2 et convergeant sur la surface de l'aspérité  $s$  (Figure II-8) et  $\phi_g$  le flux de chaleur générée par frottement, on a alors la relation :

$$T_2 - T_0 = R_2 \phi_2 \quad (2.21)$$

où

$$R_2 = \frac{1}{\lambda_2} C + \frac{1}{\lambda_2} \frac{\delta}{s} \quad (2.22)$$

est la somme des résistances, de constriction statique définie en régime thermique permanent et de l'aspérité de hauteur  $\delta$ .

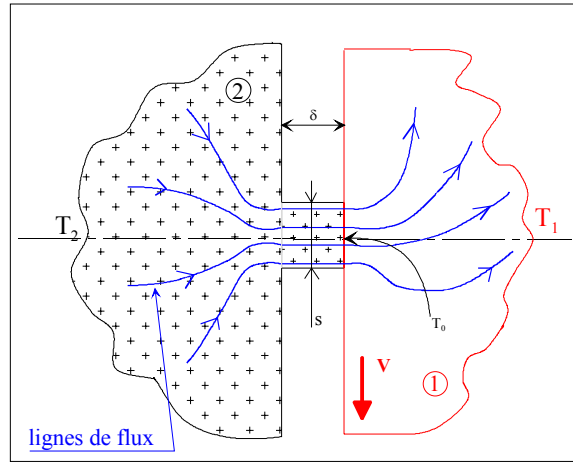


Figure II-8 : Résistance thermique de contact glissant

De la même manière, on a pour le matériau 1 :

$$T_0 - T_1 = R_{gl}^c \phi_1 \quad (2.23)$$

où  $R_{gl}^c$  est la résistance de constriction glissante qui dépend de la vitesse et qui se met sous la forme :

$$R_{gl}^c = \frac{1}{\lambda_1} Cg(V_1^*) \quad (2.24)$$

dans laquelle  $g(V_1^*)$  est une fonction décroissante :

$$V_1^* = \frac{V}{2a_1} \quad (2.25)$$

La fonction  $g$  est déterminée à l'aide de la théorie des sources mobiles [Carslaw et al. 1958]. Une expression de  $g$  est la suivante [Bardon 1994] :

$$g(V^*) = \frac{1 - e^{-\beta V^*}}{\beta V^*} \quad (\text{avec } \beta = 1.178) \quad (2.26)$$

La chute globale de température est alors obtenue en additionnant les relations (2.21) et (2.23). Cette chute est confinée au voisinage de  $s$  (rayon  $10 \times \ell$  pour le milieu 2 et probablement inférieur à  $10 \times \ell$  pour le milieu 1).

$$T_2 - T_1 = R_g (\phi_1 + \alpha \phi_g) \quad (2.27)$$

$$\text{avec } R_g = R_2 + R_{gl}^c, \quad \alpha = \frac{R_{gl}^c}{R_2 + R_{gl}^c} < 1, \quad \text{et } \phi_g = \phi_1 - \phi_2$$

Donc, le mouvement relatif des milieux affecte les mécanismes de constriction. Cette condition thermique de contact introduit deux paramètres pour caractériser le contact thermique glissant : une résistance de contact glissant  $R_g$ , différente de la résistance de contact statique et dépendant de la vitesse de glissement, et un facteur  $\alpha$  qui caractérise la fraction du flux généré à la surface d'un des deux solides alors que son complément  $(1 - \alpha)$  est généré à la surface de l'autre solide.

Chantrenne [Chantrenne 1995] a pris en compte, dans ses travaux, une génération de chaleur volumique. Il considère que la chaleur est générée dans le volume  $h_1 * 2b$  de l'aspérité du solide 1 et dans le volume  $h_2 * 2b$  du solide 2 sous le contact (Figure II-9).

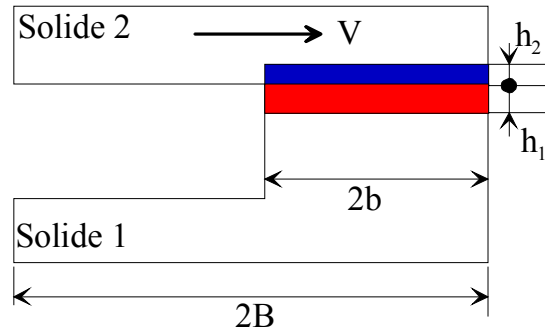


Figure II-9 : Modèle thermique microscopique du contact glissant

Pour caractériser la distribution de la chaleur générée dans chaque solide, deux fonctions,  $g_1$  et  $g_2$ , sont introduites. Si elles sont constantes, alors la chaleur est générée de manière uniforme dans chacun des solides.

Le schéma résistif équivalent à ce modèle fait intervenir trois résistances thermiques ( $R_{1cs}$ ,  $R_a$ ,  $R_{2cs}$ ) et quatre paramètres pour décrire la génération de chaleur ( $h_1$ ,  $h_2$ ,  $g_1$ ,  $g_2$ ).

L'originalité de ce modèle réside dans la prise en compte d'une génération de chaleur volumique. Cependant, cela introduit quatre paramètres qui sont physiquement difficiles à identifier et à maîtriser.

Dans leurs travaux, Jiang et al. [Jiang et al. 2001] ont considéré deux solides en contact. La surface d'un des deux corps comprend une aspérité alors que le second solide est composé d'une infinité d'aspérités régulièrement réparties sur la surface de contact, on parle alors de contact multi-aspérités (Figure II-10).

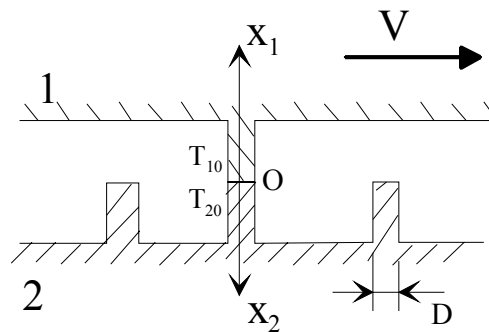


Figure II-10 : Contact multi-aspérités

La jonction de deux aspérités du corps 1 et 2 est modélisée ici comme la jonction de deux petits cylindres de même diamètre  $D$ . Le transfert de chaleur est unidimensionnel suivant  $x_1$  et  $x_2$ .

Pour une aspérité du corps 1, on note sa température initiale de contact par  $T_{10}$ , la température de surface ( $x_1 = 0$ ) après la collision est alors :

$$T_1(\tau) = T_{10} + \varphi_1 \sqrt{\frac{4D}{\pi \rho_1 c_1 \lambda_1 V}} \quad (2.28)$$

où  $\tau = D/V$

De la même façon, pour le corps 2, on a :

$$T_2(\tau) = T_{20} + \varphi_2 \sqrt{\frac{4D}{\pi \rho_2 c_2 \lambda_2 V}} \quad (2.29)$$

L'évolution de la température d'une aspérité du corps 1, qui est en collisions successives, peut être déterminée. La température initiale de cette aspérité avant sa première collision est égale à la température ambiante  $T_0$ . On suppose que la température initiale de cette aspérité, pour des collisions successives, est égale à la température de l'aspérité à la fin de la dernière collision.

$$\begin{aligned} T_1^0(\tau) &= T_0 \\ T_1^1(\tau) &= T_0 + \varphi_1^1 B_1 \\ &\vdots \\ T_1^i(\tau) &= T_0 + (\varphi_1^1 + \varphi_1^2 + \dots + \varphi_1^i) B_1 \end{aligned} \quad \text{avec } B_1 = \sqrt{\frac{4D}{\pi \rho_1 c_1 \lambda_1 V}} \quad (2.30)$$

Pour une aspérité du corps 2, sa température initiale est la température ambiante  $T_0$ . Sa température, après avoir touché une aspérité du corps 1, est donnée par

$$T_2^i(\tau) = T_0 + \varphi_2^i B_2 \quad \text{avec } B_2 = \sqrt{\frac{4D}{\pi \rho_2 c_2 \lambda_2 V}}$$

Pour un frottement en état stationnaire, la source de chaleur a une intensité constante  $\varphi = \mu PV$  comme une température source  $T_s$  constante.

La température source  $T_s$ , comme  $\varphi$ , reflète la capacité de la source de chaleur à générer de la chaleur. En utilisant une formule donnée par Bowden et Tabor, on peut exprimer le flux de chaleur par unité d'aire :

$$\varphi_1^i = \frac{2D[T_s - T_1^{i-1}(\tau)]}{\pi D^2 / 4} \quad (2.31)$$

où  $T_1^{i-1}(\tau)$  est la température initiale de l'aspérité à la  $i$ -ème collision.

$$D'où \varphi_1^i = A_1 \left[ (T_s - T_0) + B_1 \sum_{k=0}^{i-1} \varphi_1^k \right] \quad i = 1, 2, \dots$$

$$\text{Avec } A_1 = \frac{8\lambda_1}{\pi D} \quad \text{et } \varphi_1^0 \equiv 0$$

En résolvant cette équation pas à pas, on a :

$$\varphi_1^1 = A_1(T_s - T_0); \varphi_1^2 = \frac{\varphi_1^1}{(1 + A_1 B_1)}; \dots; \varphi_1^i = \frac{\varphi_1^1}{(1 + A_1 B_1)^{i-1}} \quad (2.32)$$

Même si ce modèle est basé sur une hypothèse de contact parfait au niveau des aspérités, il permet de prendre en compte un contact multi-aspérités et ainsi de considérer un contact imparfait au niveau du plan apparent de contact. D'après Jiang et al., ce modèle rend bien compte de mesures expérimentales. Cependant, ce modèle ne retranscrit pas ce qui se passe lorsque l'aspérité du corps 1 se trouve entre deux aspérités du corps 2. En effet, sous l'action de la charge normale, on devrait tout de même avoir un contact et donc une évolution des températures entre deux collisions.

Laraqi [Laraqi 1992] propose une autre modélisation d'un contact multi-aspérités. Le principe de modélisation revient à supposer que la hauteur totale des aspérités est constante, mais que la position du contact entre les aspérités suit une répartition aléatoire (Figure II-11).

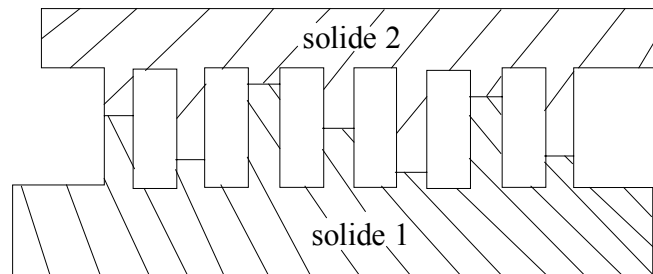


Figure II-11 : Distribution des aspérités dans la zone de contact

Chaque contact entre deux aspérités est le siège d'une génération de flux de chaleur. L'idée de la « stylisation » consiste à supposer que le flux généré est réparti sur  $R_a$  suivant une loi de répartition correspondant à celle des points de contact (Figure II-12).

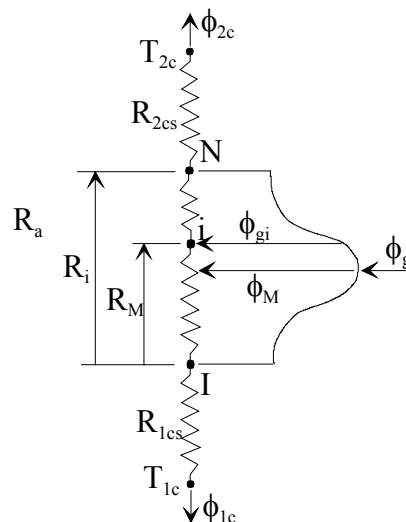


Figure II-12 : Représentation du schéma résistif

Ce modèle suppose donc connus les paramètres de la fonction de répartition statistique des points de contact. Dans le cas d'une distribution gaussienne, il faut donc deux paramètres : la position du maximum de la gaussienne sur la résistance thermique des aspérités  $R_M$  ainsi que l'écart-type  $R_\sigma$ .

Pour obtenir les équations de couplage des solides, reliant les températures de contact ainsi que les flux de chaleur entrant dans chacun des solides, Laraqi considère  $N$  nœuds régulièrement espacés dans la résistance  $R_a$ , chacun de ces nœuds recevant un flux qui s'exprime sous la forme :

$$\phi_{gi} = \phi_M \exp\left(-\frac{(R_i - R_M)^2}{2R_\sigma^2}\right) \quad (2.33)$$

où  $\phi_M$  est déterminé en égalant le flux de chaleur généré par frottement  $\phi_g$  et la somme des flux imposés à chaque nœud de discrétisation de la résistance des aspérités :

$$\phi_M = \frac{\phi_g}{\sum_{i=1}^N \exp\left(-\frac{(R_i - R_M)^2}{2R_\sigma^2}\right)} \quad (2.34)$$

En faisant des bilans d'énergie aux nœuds de température  $T_{2c}$  et  $T_{1c}$ , ainsi qu'un bilan d'énergie entre les nœuds I et N de discrétisation de la résistance d'aspérité, et en combinant ces équations, Laraqi propose une expression pour les flux de chaleur  $\phi_{1c}$  et  $\phi_{2c}$  entrant des solides 1 et 2 par la surface de contact :

$$\begin{aligned} \phi_{1c} &= \frac{T_{2c} - T_{1c}}{R_a + R_{2cs} + R_{1cs}} + \phi_g \frac{R_a + R_{2cs}}{R_a + R_{2cs} + R_{1cs}} - \frac{R_a}{(R_a + R_{2cs} + R_{1cs})(N-1)} \sum_{k=2}^N \sum_{i=k}^N \phi_{gi} \\ \phi_{2c} &= \frac{T_{1c} - T_{2c}}{R_a + R_{2cs} + R_{1cs}} + \phi_g \frac{R_{1cs}}{R_a + R_{2cs} + R_{1cs}} - \frac{R_a}{(R_a + R_{2cs} + R_{1cs})(N-1)} \sum_{k=2}^N \sum_{i=k}^N \phi_{gi} \end{aligned} \quad (2.35)$$

## ii. En régime thermique transitoire

Le fait de considérer un régime thermique transitoire complique nettement la détermination des températures de surfaces. La majorité des études concerne un plan semi-infini soumis à un flux de chaleur de forme imposée (représentant la présence d'un autre corps en contact avec le plan semi-infini).

On considère une source de chaleur de forme carrée de côté  $\ell$ , placée sur la surface d'un milieu semi-infini initialement à température nulle. La source, mobile par rapport au solide suivant la direction opposée à  $x$ , dissipe un flux de densité uniforme  $q$ . La température au loin est considérée nulle. La surface  $z = 0$  est supposée isolée.

Dans un référentiel lié à la source, le champ thermique dans le milieu considéré est traduit par le système :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{V}{a} \frac{\partial T}{\partial x} &= \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} \\ T &= 0 \quad (t = 0) \\ T &= 0 \quad \begin{cases} x \rightarrow \pm\infty \\ y \rightarrow \pm\infty \\ z \rightarrow \pm\infty \end{cases} \\ -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} &= \begin{cases} \phi & (0 \leq x \leq \ell; 0 \leq y \leq \ell) \\ 0 & (\text{ailleurs}) \end{cases} \end{aligned}$$

La solution de ce système est classique [Carslaw et al. 1958] :

$$T = \frac{\phi a}{4\lambda(\pi a)^{3/2}} \int_0^t \frac{d\tau}{(t-\tau)^{3/2}} \int_0^\ell dx' \int_0^\ell dy' \exp \left[ -\frac{\left( (x-x') - V(t-\tau)^2 + (y-y')^2 + z^2 \right)}{4a(t-\tau)} \right] \quad (2.36)$$

En procédant au changement de variables suivant :

$$x^* = \frac{x}{\ell}; y^* = \frac{y}{\ell}; z^* = \frac{z}{\ell}; x'^* = \frac{x'}{\ell}; y'^* = \frac{y'}{\ell}; t^* = \frac{t\ell^2}{a}; \tau^* = \frac{\tau\ell^2}{a}$$

$$u = t^* - \tau^*; V^* = \frac{V\ell}{a}; T^* = T/(q\ell/\lambda)$$

et en effectuant les deux intégrations portant les variables d'espace  $x'$  et  $y'$  de l'équation, on obtient l'expression [Laraqi 1996] :

$$T^* = \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \int_0^{t^*} \frac{e^{-z^{*2}/4a}}{\sqrt{u}} \left( \operatorname{erf} \left( \frac{y^*}{2\sqrt{u}} \right) - \operatorname{erf} \left( \frac{y^* - 1}{2\sqrt{u}} \right) \right) \left( \operatorname{erf} \left( \frac{x^* - V^*u}{2\sqrt{u}} \right) - \operatorname{erf} \left( \frac{x^* - V^*u - 1}{2\sqrt{u}} \right) \right) du \quad (2.37)$$

On constate aisément que l'évaluation analytique des températures dans le cas d'un régime transitoire en contact imparfait et glissant n'est pas simple. Il nécessite de passer par des méthodes numériques pour évaluer les différentes intégrales présentes dans les équations. De plus, comme dans le cas du régime transitoire en contact statique, la notion de résistance thermique pure est abandonnée car insuffisante pour représenter les effets de capacité thermique des corps en contact.

### **III.4. Conclusion**

Lorsqu'on étudie le contact thermique entre deux corps, il apparaît nécessaire de bien poser les hypothèses concernant le contact lisse ou avec aspérités ainsi que le régime thermique : permanent ou transitoire. En effet, l'étude bibliographique montre que suivant les cas, le problème doit être traité de façon spécifique. Dans le cas du régime permanent, on utilise généralement la notion de résistance thermique de contact avec des expressions différentes selon que l'on considère un mouvement d'un des deux corps ou non. En revanche, dans le cas du régime transitoire, la résolution des équations (de la chaleur et des conditions limites) est nettement plus compliquée. La notion de résistance thermique de contact est remplacée par celle du mur équivalent.

Un autre paramètre important est celui de la génération de chaleur. Il faut faire une différence entre les paramètres  $p$  et  $\alpha$ . Le coefficient  $p$  décrit le partage du flux de chaleur entre les deux corps en contact, alors que le paramètre  $\alpha$  représente la part du flux qui est générée dans l'un des deux corps.

Il apparaît au travers de ces deux coefficients que le phénomène de génération de chaleur est capitale dans l'étude des transferts thermiques au sein d'un contact. Il est donc nécessaire de bien comprendre le mode d'obtention de cette génération de chaleur par frottement.

Un autre point important est à souligner. Toutes ces schématisations du contact thermique entre deux corps nécessitent une validation par des mesures expérimentales.



## **IV. Les mécanismes de génération de chaleur au cours du frottement**

Tous les modèles explicités précédemment (contacts lisses ou avec aspérités) considèrent à un moment une température de contact égale. Dans le cas du contact parfait, cette hypothèse est faite au niveau de l'interface de contact, tandis que pour le contact imparfait, elle se situe au niveau des aspérités. La notion de fluide interstitiel est évoquée mais n'est pas retenue pour des raisons de simplification du problème. Enfin, le flux de chaleur généré par frottement est généralement considéré surfacique bien que Chantrenne [Chantrenne 1995] suppose une génération de chaleur volumique dans les deux massifs en contacts.

En raison des irrégularités et de l'usure des surfaces, le glissement des deux milieux provoque, par dégradation de l'énergie mécanique, une double génération de chaleur, au niveau des contacts et dans l'espace interstitiel qui les sépare [Bardon 1994] :

- la génération de chaleur, ***au niveau des contacts***, qui s'effectue en fait dans des zones très localisées, sous jacentes à chaque contact et appartenant à chaque aspérité qui glisse sur l'autre milieu,
- la génération de chaleur, ***dans le volume interstitiel*** qui sépare les contacts, qui est la conséquence de l'érosion des surfaces qui provoque l'accumulation de fines particules dans les interstices. Le volume interstitiel est un milieu diphasique gaz-solide fortement cisailé. Ce cisaillement provoque une génération volumique de chaleur dans le milieu interstitiel, également appelé « troisième corps ».

### **IV.1. Génération de chaleur au niveau des contacts**

On peut distinguer différents modes de génération de chaleur : les mécanismes de déformation (plastification, fluage épidermique) et de rupture (fissuration des massifs, détachement de particules, usure), les phénomènes physico-chimiques (oxydation, adhésion, diffusion ou changement de phase) mais aussi acoustiques (bruits, vibrations) ou lumineux (photo-émission et étincelles), etc. [Larzabal et al. 1999].

En dépit de nombreux efforts, l'origine de cette chaleur n'est pas à ce jour totalement identifiée. En effet, les études aux échelles macroscopiques et microscopiques ont établi que les déformations élastiques et plastiques et, dans certains cas, l'adhérence sont des facteurs générateurs du frottement [Kennedy 1984, Chantrenne 1995, Bournez et al. 2000].

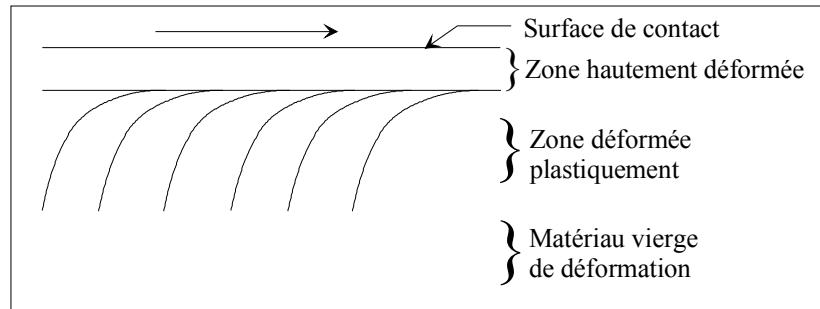
#### **a. Les déformations élastiques**

Il est couramment admis que le travail fourni à un solide au cours de sa déformation élastique est entièrement transformé en énergie potentielle de déformation. Cette énergie potentielle est intégralement rendue au milieu extérieur sous forme de travail quand le solide reprend sa forme initiale. En fait, une fraction infinitésimale du travail fourni lors de la déformation du solide est transformée en chaleur [Timoshenko et al. 1961]. Ce phénomène est connu sous le nom d'anélasticité, qui apparaît quand les vitesses de déformation sont importantes.

### b. Les déformations plastiques des matériaux

Les déformations plastiques sont dues au «labourage» des aspérités de la surface « dure » sur la surface du matériau « tendre » et aux déformations plastiques sous la surface dues aux tensions de surface [Kennedy 1984]. Le travail de déformation des aspérités en glissement provoque une élévation de la force de frottement et les déformations conduisent à obtenir de l'usure et un transfert de métal entre les surfaces [Green 1954].

Rigney [Rigney et al. 1979] a décrit un modèle d'usure. Il insiste sur les déformations plastiques sous la surface dans une région hautement déformée qui a une microstructure très fine et un haut degré d'orientation préférentielle (Figure II-13).



**Figure II-13 : Zones de déformation sous la surface de contact**

Pour le modèle de frottement en régime permanent, la plupart de l'énergie de déformation est dissipée dans une région d'épaisseur moyenne sous la surface d'usure. Ceci montre que la source de chaleur générée par frottement n'est pas une source de chaleur bidimensionnelle localisée à la surface. Il est donc incorrect de parler de chaleur générée à l'interface, puisque la source de chaleur est dissipée dans un volume.

La majeure partie de la chaleur est générée sous les couches de surface, où les déformations plastiques sont importantes [Kennedy 1981]. Si le taux de déformation plastique est connu, le taux de génération de chaleur en sous surface est :

$$\dot{Q} = \bar{\sigma} \dot{\epsilon}^p \quad (2.38)$$

où  $\bar{\sigma}$  est la contrainte équivalente et  $\dot{\epsilon}^p$  est le taux de déformation plastique équivalente.

Si on considère que les déformations élastiques sont négligeables par rapport aux déformations plastiques, la relation taux de déformation-contrainte de Von Mises prend la forme [Kennedy et al. 1984]:

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \dot{\epsilon}_{ij}^{(p)} = \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{J_2}} S_{ij} \phi(\sqrt{3J_2} - Y) \quad (2.39)$$

où  $S_{ij}$  est le déviateur des contraintes,  $J_2$  est le second invariant du déviateur des contraintes,  $Y$  est la limite élastique et  $\phi$  est une fonction de charge.

Ces deux phénomènes (déformations élastiques et plastiques) correspondent à des sources d'énergie volumiques. Ces sources peuvent être évaluées, dans certains cas et notamment pour des déformations plastiques, à partir du calcul des contraintes dans les solides en contact.

Le reste de la chaleur est généré sur la surface de frottement et peut être considéré comme un flux de chaleur surfacique :

$$q_s = K * \text{pression de contact} * \text{coef. de frottement} * \text{vitesse} \quad (2.40)$$

où  $K$  est une constante.

Le flux de chaleur total s'exprime :

$$Q_T = q_s + \dot{Q}$$

Selon Kennedy, on suppose généralement que lorsque les éléments ont une épaisseur supérieure à  $100\mu\text{m}$ ,  $\dot{Q} = 0$  et  $K = 1$  [Kennedy 1981].

### c. Les forces d'adhérence

L'effet qualitatif des forces d'adhérence est connu depuis longtemps, mais l'évaluation de l'énergie mise en jeu pose encore beaucoup de problèmes. L'influence des forces d'adhérence est loin d'être négligeable par rapport aux déformations élasto-plastiques, puisqu'en général, on suppose que le flux dû au frottement est généré à l'interface de contact. De plus, les forces de cohésion, lorsqu'elles sont importantes, entraînent une dissipation d'énergie par déformation. Ainsi, lorsque les forces d'adhérence ne peuvent pas être évaluées, ce qui n'est généralement pas le cas, l'évaluation de l'énergie dissipée par déformation est impossible.

L'adhérence est liée aux interactions entre les atomes des surfaces en contact. Pour étudier ces phénomènes, une approche à l'aide de la mécanique quantique a été tentée. La mécanique quantique est liée à l'étude des particules, de leur niveau d'énergie et de leur comportement dans des champs de potentiel. Pour le moment, aucun résultat lié à l'interaction de deux surfaces n'a pu être déduit simplement à cause de la spécificité de la science en question.

Ces forces ont une grande influence sur la force de frottement, une influence qui dépend de la propreté des deux surfaces et de la compatibilité des matériaux en frottement. Ils contribuent directement à l'énergie de frottement au travers des irréversibilités associées à la création et à la destruction des jonctions à l'intérieur de l'aire réelle de contact [Kennedy 1984]. Plus récemment, de nouvelles techniques d'investigation aux petites échelles (Microscope à force atomique AFM, Dynamique moléculaire, etc.) ont permis de mieux appréhender ce phénomène [Bournez et al. 2000].

D'après les simulations numériques réalisées par Bournez, le coefficient de frottement instantané est sujet à d'importantes oscillations quasi-périodiques. L'existence de ces oscillations peut être reliée au phénomène de stick-slip. La phase de stick est une phase de blocage pendant laquelle les atomes à l'interface sont imbriqués ; à mesure que l'effort tangentiel croît, l'énergie potentielle des atomes augmente et le réseau cristallin se déforme de façon élastique. Ensuite, lorsque l'effort de cisaillement entre les plans atomiques devient suffisant, il permet finalement à deux couches atomiques de glisser l'une sur l'autre, libérant alors, sous forme d'énergie cinétique de vibration (chaleur) et d'ondes acoustiques (transport d'énergie), l'énergie accumulée.

On peut se poser alors deux questions majeures :

- ce type d'approche donne-t-il des ordres de grandeur d'énergie significatifs ?
- le phénomène d'excitation vibratoire affecte-t-il une épaisseur significative ?

### d. Conclusion

On a donc une compétition entre deux types de génération de chaleur : la première, issue des déformations élasto-plastiques, est considérée comme volumique, la seconde, issue des forces d'adhérence, est supposée surfacique.

Il apparaît que la chaleur due aux phénomènes de déformations est générée dans un volume de part et d'autre de l'interface de contact (dont les dimensions sont du même ordre de grandeur que celles des aspérités), contrairement à l'hypothèse généralement admise

suivant laquelle la chaleur est générée en totalité à l'interface de contact réelle. La génération de chaleur due aux phénomènes d'adhérence se produit dans les premières couches atomiques adjacentes à la surface réelle de contact et peut donc être effectivement considérée comme surfacique (en comparaison avec les dimensions des corps en contact).

## **IV.2. Génération de chaleur dans le volume interstitiel**

La bibliographie ne nous donne aucune information quant à la notion de génération de chaleur dans le volume interstitiel. Au mieux, elle est abordée en insistant sur le phénomène de cisaillement d'un troisième corps [Bardon 1994]. On peut penser que la génération de chaleur dans le volume interstitiel est un phénomène volumique lié à la notion de cisaillement. Il est par contre difficile de quantifier cette génération de chaleur et de la comparer avec celle au niveau des contacts.

## **IV.3. Vibrations des atomes [Landow et al. 1994]**

Avant de pouvoir évaluer la génération de chaleur, il est important de comprendre comment physiquement la chaleur apparaît. Pour cela, il est nécessaire de faire appel à la physique statistique afin de mieux appréhender les phénomènes de vibrations des atomes et de pouvoir faire une différence entre la notion de génération de chaleur et de conduction de la chaleur.

La chaleur peut être créée localement par des forces de frottement au sein du système ou encore par des réactions chimiques ou physiques. Il s'agit dans tous les cas d'une conversion d'une forme d'énergie en énergie cinétique microscopique.

Lorsqu'on chauffe un corps pur, il présente un désordre croissant. Cette augmentation de désordre ne se produit pas seulement et brutalement lors du changement d'état physique. Quand on chauffe le solide, les oscillations des particules au voisinage de leur position d'équilibre dans la maille sont de plus en plus amples au fur et à mesure qu'augmente la température. La maille cristalline réelle n'est pas parfaite et immuable mais déformée et évolutive, et ceci d'autant plus que la température est grande (Figure II-14). C'est donc de manière continue que le désordre augmente dans celle-ci avec la température, c'est-à-dire avec l'énergie interne.

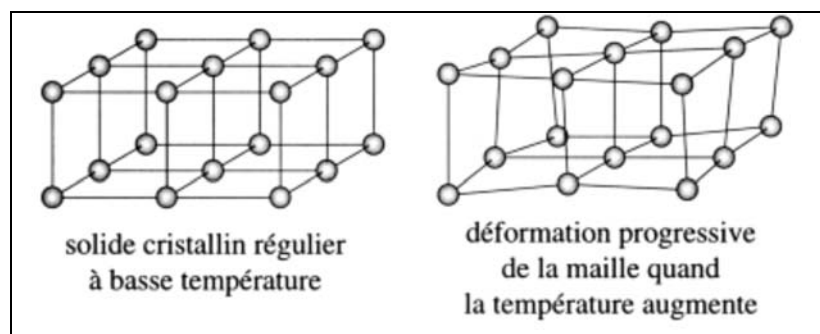


Figure II-14 : Déformation d'une maille sous l'effet de la température

### a. La notion de température

A l'échelle atomique ou moléculaire, la description du système est bien plus complexe qu'à l'échelle macroscopique. En particulier, l'équilibre thermodynamique ne signifie pas une situation stationnaire pour une molécule. Celle-ci est en mouvement perpétuel par interaction

avec ses voisines et il s'ensuit des collisions incessantes accompagnées d'échanges d'énergie. C'est seulement sur une observation durable du système qu'une grandeur individuelle comme l'énergie mécanique  $E$  est statistiquement stationnaire, différente à chaque instant mais de même valeur moyenne sur différents intervalles de temps. Malgré des fluctuations très

importantes de  $E$ , la moyenne  $\bar{E} = \frac{1}{t_0} \int_t^{t+t_0} E(t') dt'$ , définie sur la durée  $t_0$ , est constante si l'échelle de temps est suffisante.

Pour décrire globalement cette agitation microscopique, on utilise la notion de température. Considérons une particule, atome ou ion, d'un système macroscopiquement au repos et en équilibre thermodynamique. Si on note  $\overline{E_c^{\text{trans}}}$  la contribution du seul mouvement de translation de la particule à son énergie cinétique moyenne totale, la température  $T$  est définie telle que :

$$\overline{E_c^{\text{trans}}} = \frac{3k_B T}{2} \quad (2.41)$$

avec  $k_B$  la constante de Boltzmann.

### b. Le phénomène de conduction

On ne peut étudier un système hors-équilibre que si ses variables d'état restent définies. On suppose donc que c'est le cas pendant son évolution. Sa température, notamment, est une fonction du temps et aussi éventuellement des coordonnées d'espace car un système en évolution n'est vraisemblablement pas homogène. On considère que chaque partie du système est en équilibre thermodynamique « instantané » et « local ».

Nous savons que la température est une mesure de l'énergie cinétique d'agitation des atomes ou molécules composant la matière. La conduction thermique correspond à une transmission-répartition de proche en proche de l'énergie cinétique d'agitation des éléments et de vibration des atomes ou des molécules. C'est au cours des chocs entre les constituants élémentaires de la matière que s'effectuent les transferts énergétiques (cf. ANNEXE 2).

Le point de vue microscopique consiste à examiner les caractéristiques du transfert d'énergie entre « porteurs » du milieu considéré. La fonction de distribution des porteurs est régie par l'équation fondamentale de la théorie cinétique appelée « équation de Boltzmann ». En intégrant celle-ci sur toutes les circonstances d'interaction, on parvient à l'effet global c'est-à-dire macroscopique. Dans les solides non métalliques, la conduction est assurée par le transfert de proche en proche de l'énergie de vibration des atomes. Le porteur associé à ces ondes longitudinales et transversales est le phonon (statistique de Bose-Einstein, théorie de Debye). Dans les métaux, l'échange vibrationnel est nettement dominé par le transfert de l'énergie de translation des électrons libres (statistique de Fermi-Dirac, théorie de Fermi).

Imaginons de multiples chocs s'effectuant entre des électrons d'une zone où l'énergie cinétique d'agitation est élevée (c'est-à-dire où la température est élevée) et des électrons d'une zone où elle est plus faible. Il ne pourra se produire globalement et progressivement qu'une baisse de l'énergie cinétique des premiers au profit d'une hausse pour les seconds.

### c. Conduction et génération de chaleur

Si une région est en contact avec une autre de température plus élevée, les chocs entre ses particules et celles de l'autre région sont sur la surface les séparant plus violents que dans son volume. Ses particules « périphériques » reçoivent donc de l'énergie cinétique

microscopique qu'elles vont communiquer encore par chocs à l'ensemble des autres. Sa température proportionnelle à l'énergie microscopique, s'élève donc. Le processus est irréversible, la région la plus froide ne pouvant que s'échauffer au contact de l'autre.

Il est aujourd'hui difficile de faire la différence entre la conduction de la chaleur et la génération de la chaleur. L'étude des vibrations des atomes montre bien qu'il y a deux notions différentes entre la mise en mouvement d'atomes par la présence d'un autre corps et la transmission-répartition des vibrations des atomes de proche en proche.

Pour pouvoir différencier génération de conduction, il faudrait mettre une «limite» entre ces deux phénomènes. Dans l'état actuel des connaissances, on ne peut pas évaluer combien de couches atomiques sont excitées par le frottement.

#### **IV.4. Bilan**

Il apparaît que la génération de chaleur est issue de deux sources principales. La première a lieu au niveau des contacts, soit par force d'adhérence, soit par déformations élasto-plastiques. La seconde source est générée, quant à elle, dans le volume interstitiel.

Dans l'état actuel des connaissances, il est difficile de dire quelle source est prépondérante dans la génération de chaleur par frottement. En effet, la bibliographie nous donne peu d'informations sur le phénomène de génération dans le volume interstitiel, et par conséquent, on ne peut pas établir un bilan thermique clair en comparant les différentes sources. Il est seulement possible de les classer en termes de surfacique ou volumique. Ainsi, les forces d'adhérence sont une source de chaleur surfacique, alors que les autres phénomènes sont de type volumique.

La notion de température et de chaleur est à rapprocher de celle de vibrations d'atomes. Il existe alors une certaine confusion entre la notion de dissipation de chaleur et de génération de chaleur. Dans le premier cas, on a une transmission de vibrations des atomes de proche en proche, alors que dans le cas du phénomène de génération, c'est une source extérieure qui va provoquer la vibration d'une ou plusieurs couches atomiques.

### **V. Mesure des températures de surfaces**

Mesurer une température de surface est une opération délicate, qui nécessite beaucoup de précautions. La connaissance de cette température de surface est néanmoins indispensable à l'étude du transfert thermique entre deux solides.

Lorsque l'on veut mesurer la température de surface entre deux éléments d'un contact frottant, le problème de l'accessibilité de la surface au thermomètre est souvent critique. De plus, ce dernier ne doit en aucun cas perturber le comportement thermique des surfaces [Dalverny et al. 1999].

#### **V.1. Les couples thermoélectriques**

Les techniques de mesure de températures de surface par couple thermoélectrique ont été souvent employées et sont de deux ordres : les thermocouples noyés sous la surface de frottement et les thermocouples dynamiques.

La première technique de mesure consiste à implanter des thermocouples noyés dans des trous borgnes, sous la surface de frottement des échantillons. Les jonctions sont collées avec un ciment céramique ou un adhésif polymère suivant la température à mesurer. La température enregistrée dépend de la distance d'implantation du thermocouple. Ce type de montage est très simple et donne de bonnes indications pour l'évaluation des températures

moyennes sous la surface de frottement mais est limité quant à l'évaluation des températures maximales atteintes en surface.

La seconde technique de mesure met en œuvre un thermocouple dynamique où la jonction faisant office de soudure chaude est formée par les éléments en contact. Initialement développée pour étudier les températures de surface entre outil et pièce lors d'opérations d'usinage, cette technique a été utilisée pour évaluer les températures de surface de différents couples métalliques en contact glissant.

Cette technique par thermocouple dynamique permet de connaître la température à la surface de contact de deux corps et de bien mettre en évidence ses variations rapides. Elle n'est applicable que dans le cas de petits contacts où elle donne une température moyenne. En revanche, pour des contacts plus larges, la valeur mesurée dépend de la forme des pièces en contact et doit donc être considérée avec prudence. Une dernière contrainte à cette technique est l'obligation de choisir des matériaux de frottement conducteurs pour former le couple thermoélectrique.

## **V.2. Capteurs de luminance infrarouge**

Ces techniques sont fondées sur la détection d'un rayonnement électromagnétique. Elles font intervenir de nombreux facteurs tels que la nature des matériaux, la forme de la surface d'émission et son orientation. Le point le plus astreignant de ce procédé est qu'il faut en général ouvrir le contact pour accéder aux surfaces frottantes. La mesure se fait donc soit en périphérie de la pièce immobile, soit par une petite ouverture pratiquée dans celle-ci. Une autre solution consiste à choisir, pour une des deux pièces, un matériau transparent au rayonnement mesuré. Dans la majorité des cas, il s'agit d'une alumine mono cristalline, c'est-à-dire un saphir.

On trouve deux types de détecteurs : les détecteurs ponctuels qui mesurent la radiation en un point et les caméras infrarouges qui donnent une image unidimensionnelle ou plus souvent bidimensionnelle de la radiation. Ces deux types de détecteurs sont utilisés dans deux types de système d'imagerie : les systèmes à balayage et les systèmes à matrice. Les systèmes à balayage utilisent un capteur ponctuel ou linéaire et un système mécanique pour couvrir tout le champ de vision de la caméra. Les caméras à matrice utilisent un ensemble de détecteurs pour former directement une image infrarouge. Ce système a comme principal avantage d'être très rapide comparativement à un système à balayage et de limiter le bruit d'acquisition.

## **VI. Bilan**

L'étude du contact sec frottant, est complexe. De nombreux paramètres sont à prendre en compte. C'est un problème thermomécanique fortement couplé. La limitation à l'étude d'un point de vue purement thermique se justifie dans la mesure où il est nécessaire de bien comprendre et maîtriser les différents phénomènes séparément avec de s'attaquer au problème complet.

L'étude purement thermique du contact nécessite cependant de recourir à des hypothèses plus ou moins physiques. La littérature scientifique est très riche en informations sur la détermination des températures de contact entre solides accolés mais il est important de faire attention au cas étudié : contact parfait (lisse) ou imparfait (avec aspérités), régime thermique permanent ou transitoire. Ces modèles nécessitent des hypothèses simplificatrices même s'ils sont déjà très élaborés en termes de résolution mathématique.

Un paramètre important est la génération de chaleur par frottement. La majorité des études considère une génération surfacique au niveau du contact entre les solides. Cependant, il semble admis, au moins qualitativement, que cette génération de chaleur prend naissance

dans un volume dont les dimensions sont, dans l'état actuel des connaissances, impossible à évaluer de façon précise. Les phénomènes permettant de générer de la chaleur (déformations, adhérences, cisaillement de troisième corps) ont bien été mis en évidence mais il reste à faire une différence importante entre le lieu et l'instant où l'on a réellement génération de chaleur et le moment où l'on a conduction de chaleur.

Il semble donc important de coupler le développement de modèles à des investigations expérimentales afin d'améliorer la compréhension des phénomènes. L'instrumentation sera à déterminer de façon précise, de manière à ne pas perturber le contact thermique, mais en ayant un maximum d'informations sur les échanges thermiques entre les corps en contact.

L'expérimental devra essayer de mettre en évidence les phénomènes thermiques mais la complexité de l'instrumentation nécessite de conduire en parallèle l'élaboration d'un modèle numérique. Ce dernier permettra en outre d'effectuer des études de sensibilité et des comparaisons avec les hypothèses couramment utilisées.

Les modèles existants sont performants dans la détermination des températures dans les massifs. Dans notre étude, on ne cherchera pas à justifier ou à révolutionner les modèles existants mais à approfondir ces modèles au niveau de l'interface de contact.



## ***CHAPITRE III : Application au cas du freinage***

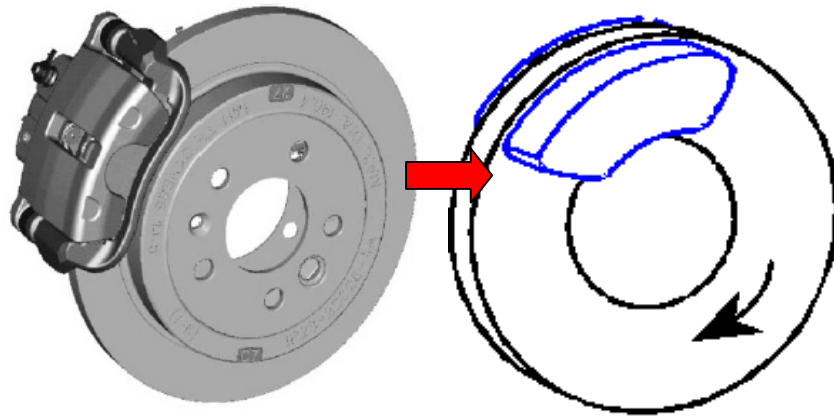
*De nombreuses études, aussi bien analytiques que numériques, ont porté sur la détermination des températures de surfaces dans les freins à disque. On s'attachera à faire une synthèse des modèles les plus couramment utilisés en insistant sur les différentes hypothèses émises. Une discussion sur les limites d'utilisation des différentes méthodes sera ensuite menée.*

### **I. Analyse thermique d'un frein à disque**

On se propose ici de lister les différents modèles thermiques de frein à disques qui visent à étudier la température dans les massifs c'est-à-dire sous l'hypothèse classique de températures égales de surface. Les modèles analytiques sont tout d'abord exposés puis les modèles numériques.

#### **I.1. Analyse thermique d'un frein à disque : modèles analytiques**

On a vu précédemment qu'un frein à disque est composé de plusieurs éléments. L'étude d'un point de vue thermique nécessite d'abord de simplifier le problème. En effet, l'élévation de température d'un frein est principalement due au contact frottant entre le disque et les garnitures. On ne prendra en compte que ces deux éléments dans l'analyse thermique (Figure III-1).



**Figure III-1 : Simplification du problème**

La mise en équation de ce problème, éminemment transitoire, demeure assez complexe. Le système est soumis, principalement à deux phénomènes : la conduction et la convection. L'équation de la chaleur conduit aux formulations suivantes dans un système de coordonnées cylindriques (Figure III-2):

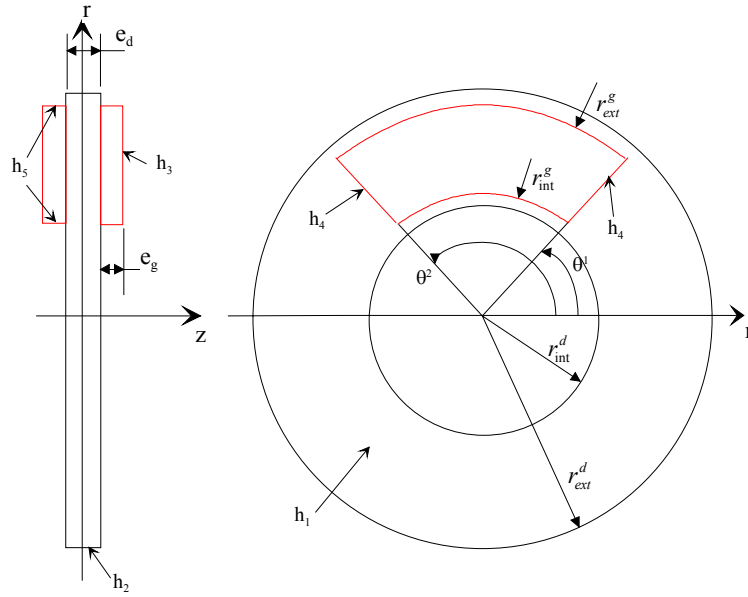


Figure III-2 : Définition du problème

$$\frac{\partial T_d}{\partial t} = a_d \left[ \frac{\partial^2 T_d}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_d}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T_d}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 T_d}{\partial z^2} \right], r_{int}^d \leq r \leq r_{ext}^d, 0 \leq \theta \leq 2\pi, -\frac{e_d}{2} \leq z \leq \frac{e_d}{2} \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial T_g}{\partial t} = a_g \left[ \frac{\partial^2 T_g}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_g}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T_g}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 T_g}{\partial z^2} \right], r_{int}^g \leq r \leq r_{ext}^g, \theta^1 \leq \theta \leq \theta^2, \frac{e_d}{2} \leq z \leq e_g, -e_g \leq z \leq -\frac{e_d}{2}$$

Deux types de conditions limites sont définis:

- des conditions d'échange par convection avec l'environnement extérieur,
- une condition de génération de chaleur par frottement au niveau de la zone de contact.

Pour le phénomène convectif, on a :

- pour le disque

$$-\lambda_d \frac{\partial T_d}{\partial z} = h_1 T_d \left( r, \theta, \pm \frac{e_d}{2} \right), r_{int}^d \leq r \leq r_{ext}^d, \theta^2 \leq \theta \leq \theta^1 \quad (3.2)$$

$$r_{int}^d \leq r \leq r_{int}^g \text{ et } r_{ext}^g \leq r \leq r_{int}^d, \theta^1 \leq \theta \leq \theta^2$$

$$-\lambda_d \frac{\partial T_d}{\partial r} = h_2 T_d (r_{ext}^d, \theta, z), 0 \leq \theta \leq 2\pi, -\frac{e_d}{2} \leq z \leq \frac{e_d}{2} \quad (3.3)$$

- pour la garniture

$$-\lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial z} = h_3 T_g \left( r, \theta, \pm \left( \frac{e_d}{2} + e_g \right) \right), r_{int}^g \leq r \leq r_{ext}^g, \theta^1 \leq \theta \leq \theta^2 \quad (3.4)$$

$$-\lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial \theta} = h_4 T_g \left( r, \left| \theta^1 \right|, z \right), r_{int}^g \leq r \leq r_{ext}^g, -e_g - \frac{e_d}{2} \leq z \leq -\frac{e_d}{2} \quad (3.5)$$

$$\frac{e_d}{2} \leq z \leq e_g + \frac{e_d}{2}$$

$$-\lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} = h_5 T_g \left( \begin{matrix} r_{int}^g \\ r_{ext}^g \end{matrix}, \theta, z \right), \theta^1 \leq \theta \leq \theta^2, \quad \begin{matrix} \frac{e_d}{2} \leq z \leq \frac{e_d}{2} + e_g \\ -\left(\frac{e_d}{2} + e_g\right) \leq z \leq -\frac{e_d}{2} \end{matrix} \quad (3.6)$$

En ce qui concerne la génération de chaleur par frottement, on a la formulation suivante :

$$\begin{aligned} -\lambda_d \frac{\partial T_d}{\partial z} &= \varphi_d \left( r, \theta, \pm \frac{e_d}{2} \right) \\ -\lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial z} &= \varphi_g \left( r, \theta, \pm \frac{e_d}{2} \right) \end{aligned} \quad (3.7)$$

$$\text{où } \varphi_d + \varphi_g = \varphi_t$$

avec  $\varphi_t$  le flux total généré par frottement.

On constate aisément que la résolution analytique de ce type de problème est complexe. De nombreux auteurs se sont attachés à déterminer les niveaux de températures atteints à la surface de frottement. Ils ont fait plus ou moins d'hypothèses concernant l'écoulement de la chaleur dans les solides en contact mais également sur la convection. Les modèles les plus utilisés sont ceux de Newcomb et de Limpert. On citera également le modèle établi par Olesiak, moins utilisé mais qui prend en compte le principe de fonctionnement du frein par le biais d'un temps de mise en pression. Toutes ces études considèrent un contact parfait entre le disque et la garniture. Cette hypothèse implique une évaluation des températures séparée pour le disque et la garniture, par le biais du coefficient de partage de flux,  $p$ , défini dans le chapitre précédent par l'équation (2.6).

### a. Modèle de Newcomb

Dans son étude, Newcomb considère un écoulement de chaleur unidirectionnel au travers de quatre surfaces infinies modélisant le contact entre un disque d'épaisseur  $d_1$  et deux garnitures d'épaisseur  $d_2$  [Newcomb 1959].

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} - \frac{1}{\lambda_d} \frac{\partial T_1}{\partial x} &= 0, \quad 0 < x < d_1, t > 0 \\ \frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} - \frac{1}{\lambda_g} \frac{\partial T_2}{\partial x} &= 0, \quad -d_2 < x < 0, d_1 < x < d_1 + d_2, t > 0 \end{aligned} \quad (3.8)$$

Les surfaces en  $x = d_1 + d_2$  et  $x = -d_1$  sont les faces libres supposées isolées.

$$\frac{\partial T_2}{\partial x} = 0, \quad x = -d_2, x = d_1 + d_2, t > 0 \quad (3.9)$$

Les surfaces  $x = 0$  et  $x = d_2$  sont soumises à un flux de chaleur surfacique issu du contact frottant entre le disque et la garniture (Figure III-3). Ce flux surfacique  $q$  est considéré linéairement décroissant avec le temps et de valeur  $q = q_0 \left( 1 - \frac{t}{t_f} \right)$  où  $q_0$  est la valeur du flux surfacique à l'instant  $t = 0$ .

$$\begin{aligned}
a_g \frac{\partial T_2}{\partial x} &= -q_2, \quad x = 0, \quad x = d_1, \quad t > 0 \\
a_d \frac{\partial T_1}{\partial x} &= -q_1, \quad x = 0, \quad x = d_1, \quad t > 0 \\
q &= q_1 + q_2 \\
T_2 &= T_1, \quad x = 0, \quad x = d_1, \quad t > 0
\end{aligned} \tag{3.10}$$

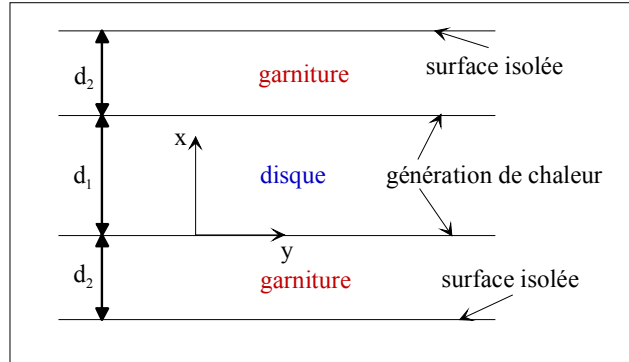


Figure III-3 : Schéma du modèle de Newcomb

La résolution, par les transformées de Laplace, de l'équation de la chaleur couplée aux conditions aux limites adiabatiques en  $x = -d_1$  et  $x = d_1 + d_2$  ainsi qu'à la condition de température égale au niveau du contact ( $T_1 = T_2 = T_s$ ) donne la relation suivante pour la température de surface ( $x = 0$  et  $x = d_2$ ) :

$$\begin{aligned}
T_s &= \frac{q_0 a_d^{1/2}}{\lambda_d (1 + \sigma)} \left\{ \frac{2t^{1/2}}{\pi^{1/2}} \left( 1 - \frac{2}{3} \frac{t}{t_f} \right) \right. \\
&+ \frac{4t^{1/2}}{(1 + \sigma)} \left[ \text{ierfc}(2\kappa_d) - \sigma \cdot \text{ierfc}(2\kappa_g) - 4 \frac{t}{t_f} \left( i^3 \text{erfc}(2\kappa_d) - \sigma i^3 \text{erfc}(2\kappa_g) \right) \right] \\
&+ 2(1 - 2A^2) t^{1/2} \left[ \text{ierfc}(2(\kappa_g + \kappa_d)) - 4 \frac{t}{t_f} i^3 \text{erfc}(2(\kappa_g + \kappa_d)) \right] \\
&+ 4Bt^{1/2} \left[ \text{ierfc}(4\kappa_d) - \sigma \cdot \text{ierfc}(4\kappa_g) - 4 \frac{t}{t_f} \left( i^3 \text{erfc}(4\kappa_d) - \sigma i^3 \text{erfc}(4\kappa_g) \right) \right] \\
&+ 2(1 + 3A - A^2) t^{1/2} \left[ \text{ierfc}(2(2\kappa_d + \kappa_g)) - 4 \frac{t}{t_f} i^3 \text{erfc}(2(2\kappa_d + \kappa_g)) \right] \\
&+ 2(1 - 3A - A^2) t^{1/2} \left[ \text{ierfc}(2(2\kappa_g + \kappa_d)) - 4 \frac{t}{t_f} i^3 \text{erfc}(2(2\kappa_g + \kappa_d)) \right] \\
&+ 4Ct^{1/2} \left[ \text{ierfc}(6\kappa_d) - 4 \frac{t}{t_f} i^3 \text{erfc}(6\kappa_g) \right] + \dots \left. \right\}
\end{aligned} \tag{3.11}$$

$$\sigma = \frac{\lambda_g}{\lambda_d} \left( \frac{a_d}{a_g} \right)^{1/2}, \kappa_d = \frac{d_d}{4(a_d t)^{1/2}}, \kappa_g = \frac{d_g}{4(a_g t)^{1/2}}, A = \frac{1-\sigma}{1+\sigma}, B = \frac{1-\sigma}{(1+\sigma)^2}, C = \frac{(1-\sigma)^2}{(1+\sigma)^3}$$

où

$$i^n \operatorname{erfc}(x) = \int_x^\infty i^{n-1} \operatorname{erfc}(y) dy = \frac{1}{2n} [i^{n-2} \operatorname{erfc}(x) - 2x i^{n-1} \operatorname{erfc}(x)]$$

$$i \operatorname{erfc}(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2} - x \operatorname{erfc}(x)$$

$$i^0 \operatorname{erfc}(x) = \operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_x^\infty \exp(-y^2) dy$$

Il est important de noter que beaucoup d'études utilisent une autre forme de l'équation de Newcomb [Limpert 1992, Dufrénoy 1995, Majcherczak et al. 2002, Roussette et al. 2002]. Cette formulation est obtenue à partir de l'équation (3.11) mais dans laquelle seule la première partie du second membre est retenue :

$$T_s = \frac{q_0 a_d^{1/2}}{\lambda_d (1+\sigma)} \left\{ \frac{2t^{1/2}}{\pi^{1/2}} \left( 1 - \frac{2}{3} \frac{t}{t_f} \right) \right\} \quad (3.12)$$

L'utilisation de cette équation est soumise à la vérification de la condition suivante [Newcomb et al. 1967]:

$$\Gamma = \frac{d_1}{2 \cdot (a_1 t_f)^{0.5}} \geq 1.21 \quad (3.13)$$

Dans la suite, on fera une comparaison des deux formulations (respectivement à partir des équations (3.11) et (3.12)) sur une application pour un frein à disque automobile.

### b. Modèle de Limpert

Limpert [Limpert 1992] a étudié l'évolution de la température dans un disque de frein soumis à un flux de chaleur issu du contact disque/garniture et refroidi par convection sur les surfaces extérieures au contact (Figure III-4). Les hypothèses faites par Limpert sont les suivantes:

- la température est uniquement une fonction de la coordonnée normale à la surface de friction et du temps  $t$ ,
- le coefficient de convection est constant,
- le flux de chaleur est normal à la surface de contact,
- les propriétés physiques des matériaux en contact sont constantes et évaluées à la même température moyenne,
- la température ambiante est constante.

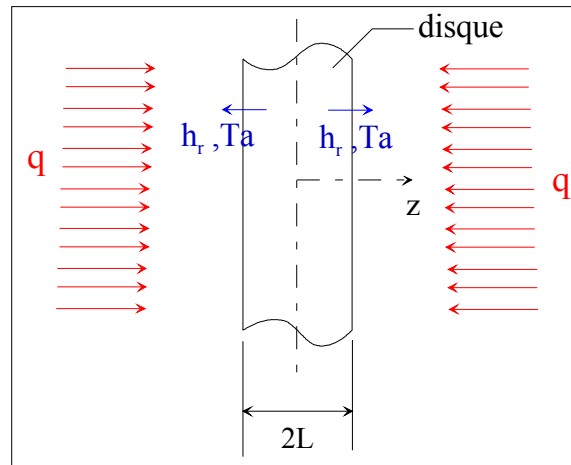


Figure III-4 : Schéma du modèle de Limpert

La résolution du problème a été menée en deux étapes. Tout d'abord, Limpert a recherché la réponse en température d'un disque soumis à un flux de chaleur constant (représentant un freinage de maintien).

Etant donné que la température est uniquement une fonction de la coordonnée normale à la surface de contact, l'équation de la chaleur a la forme :

$$\frac{\partial \theta_0}{\partial t} = a \left( \frac{\partial^2 \theta_0}{\partial z^2} \right) \quad (3.14)$$

Les conditions aux limites et initiales sont :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta_0(0,t)}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial \theta_0(L,t)}{\partial z} + \frac{h_r}{\lambda} \theta_0(L,t) &= \frac{q_0}{2\lambda} \\ \theta_0(z,0) = \theta_i = T_i - T_a \end{aligned} \quad (3.15)$$

La solution est obtenue à partir de la superposition suivante :

$$\theta_0(z,t) = \psi(z,t) + \phi(z) \quad (3.16)$$

où  $\phi(z)$  représente la solution en régime permanent et  $\psi(z,t)$  la différence entre le régime permanent et le régime transitoire.

La réponse en température pour un flux constant est :

$$\theta_0(z,t) = \frac{q_0}{2h} \left[ 2 \left( \frac{2\theta_i h}{q_0} - 1 \right) \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{\sin(k_n L)}{k_n L + \sin(k_n L) \cos(k_n L)} \cdot e^{-\epsilon_d \cdot k_n^2 \cdot t} \cos(k_n z) + 1 \right) \right] \quad (3.17)$$

Les valeurs de  $k_n L$  sont déterminées à partir de l'équation transcendante :

$$(k_n L) \tan(k_n L) - hL / \lambda_d = 0 \quad (3.18)$$

L'expression finale de la température est obtenue à partir de la température pour un flux constant et de l'application du théorème de Duhamel pour un flux de chaleur variant avec le temps.

$$T(z, t) = 2\theta_0(z, t) - \frac{q_0}{t_f h} \left[ t - 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(k_n L)}{k_n L + \sin(k_n L) \cos(k_n L)} \frac{1 - e^{-\xi_d k_n^2 t}}{\xi_d k_n^2} \cos(k_n z) \right] \quad (3.19)$$

### c. Modèle de Olesiak

Olesiak [Olesiak et al. 1997] a étudié l'évolution des températures de deux corps infinis en contact soumis à un phénomène d'usure lié au frottement des deux solides. La différence majeure par rapport aux modèles précédents résulte du fait qu'il prend en compte un temps de mise en pression en début de freinage. Ce dernier est le temps nécessaire au système de mise en pression pour atteindre sa valeur maximale.

Etant donné que la température est uniquement une fonction de la coordonnée normale à la surface de contact,  $x$ , l'équation de la chaleur a la forme :

$$\frac{\partial^2 T_i(x, t)}{\partial x^2} = \frac{1}{a_i} \frac{\partial T_i(x, t)}{\partial t} \quad 0 \leq t \leq t_f, \quad (i=1, 2) \quad (3.20)$$

Les conditions aux limites et initiales sont :

$$\begin{aligned} T_1(0, t) &= T_2(0, t) = T(t) \\ T_i(x, 0) &= 0 \quad (i=1, 2) \\ \lambda_2 \frac{\partial T_2(0, t)}{\partial x} - \lambda_1 \frac{\partial T_1(0, t)}{\partial x} &= (1-\eta) f(T) V(t) P(t) \quad 0 \leq t \leq t_f \end{aligned} \quad (3.21)$$

où  $\eta$  est la part du flux qui est dissipée par l'usure

La mise en pression dans le cylindre de frein a pour loi :

$$P(t) = P_0 \left( 1 - e^{-\frac{t}{t_m}} \right) \quad (3.22)$$

Afin de résoudre plus facilement le problème, Olesiak utilise les variables adimensionnées suivantes :

$$\begin{aligned} p &= \frac{P}{P_0}, \nu = \frac{V}{V_0}, \tau = \frac{t}{t_m}, \delta = \frac{t_f}{t_m}, \theta = \frac{T}{T_0}, \theta_i = \frac{T_i}{T_0} \quad (i=1, 2) \\ T_0 &= \frac{(1-\eta) q_0 \sqrt{a_1 a_2} \frac{t_m}{\pi}}{\lambda_2 \sqrt{a_1} + \lambda_1 \sqrt{a_2}} \end{aligned} \quad (3.23)$$

En supposant un coefficient de frottement  $f(T)$  constant durant le freinage, il obtient la réponse en température suivante pour la surface de frottement ( $x=0$ ) :

$$\theta(\tau) = \delta^{-1} \left[ (1+2\delta) \sqrt{\tau} - 4\tau \frac{\sqrt{\tau}}{3} + (2\tau - 3 - 2\delta) F(\sqrt{\tau}) + \sqrt{2} F(\sqrt{2\tau}) \right] \quad (3.24)$$

où  $F(\tau)$  est l'intégrale de DOUSON définie par :

$$F(\tau) = e^{-\tau^2} \int_0^\tau e^{t^2} dt \quad (3.25)$$

#### d. Coefficient de partage de flux

Chacun des modèles présentés considère uniquement le disque, excepté pour le modèle de Newcomb (équation (3.11)) où les garnitures sont prises en compte. Cette hypothèse nécessite la correction du flux généré par frottement par le coefficient de partage de flux,  $p$ . Ce coefficient, comme présenté dans le chapitre II, est fonction des effusivités des deux corps en contact. Cependant, la surface de la garniture est généralement inférieure à celle du disque (sauf dans le cas d'un contact disque-disque). Cette remarque nécessite la correction des propriétés thermo-physiques de la garniture par le rapport des surfaces des corps en contact :

$$\left(\lambda_g\right)' = \frac{\lambda_g}{S_d}, \left(\rho_g\right)' = \frac{\rho_g}{S_d} \quad (3.26)$$

On obtient ainsi une nouvelle expression du coefficient de partage de flux :

$$p = \frac{\xi_d S_d}{\xi_d S_d + \xi_g S_g} \quad (3.27)$$

#### e. Application à un freinage automobile

Afin de pouvoir comparer les températures de surface atteintes par chacun des modèles, le cas d'un frein à disque automobile va être étudié. Les principales données du problème sont les suivantes [Tirovic et al. 1990] (Tableau III-1):

Diamètre intérieur du disque: 132 mm	Vitesse initiale: 100 km/h	Temps de mise en pression: 0,5 s
Diamètre extérieur du disque: 227 mm	Temps de freinage: 3,96 s	Rayon moyen de frottement: 94,5 mm
Epaisseur du disque: 11 mm	Décélération: 7 m.s <sup>-2</sup>	Largeur de contact: 37 mm
Epaisseur de la garniture: 10 mm	Energie totale à dissiper : 165 kJ	Coefficient de convection: 60 W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup>

**Tableau III-1 : Données du freinage étudié**

Les matériaux composant le disque et les garnitures sont, respectivement, un acier et un composite à matrice organique, dont les propriétés physiques sont données dans le Tableau III-2 évaluées à température ambiante.

	Disque	Garniture
Conductivité (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	43,5	12
Capacité thermique massique (J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	445	900
Masse volumique (kg.m <sup>-3</sup> )	7850	2500

**Tableau III-2 : Propriétés physiques du disque et des garnitures**



A partir de ces données, on en déduit, à l'aide de l'équation (3.27), la valeur du coefficient de partage de flux :  $p = 0,934$ .

On trace l'évolution des températures moyennes à la surface de contact en fonction du temps de freinage (Figure III-5) pour les modèles de Newcomb (complet et raccourci), de Limpert et d'Olesiak (respectivement les équations (3.11), (3.12), (3.19) et (3.24)).

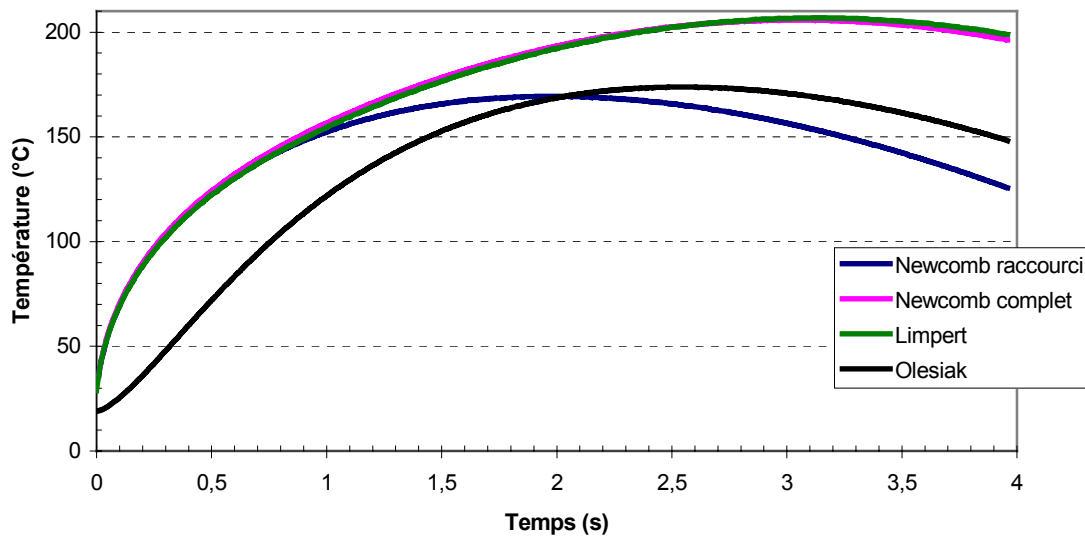


Figure III-5 : Evolution des températures au cours du temps

On constate que les modèles de Newcomb complet et de Limpert permettent d'obtenir des niveaux de températures identiques et cela malgré le fait que Limpert prend en compte un échange par convection. Ceci provient du temps de freinage, très court, qui rend très faible l'influence de la convection. Celle-ci est cependant majeure durant les temps de refroidissement ou pour des freinages très longs de type maintien.

On note une très nette différence entre les modèles de Newcomb complet et raccourci. Si on évalue le paramètre  $\Gamma$  de la condition (3.13), on obtient une valeur de 0,712. Cette dernière ne vérifie pas la condition d'utilisation de l'équation de Newcomb raccourci, ce qui explique les niveaux de températures nettement plus faibles que ceux obtenus à l'aide de l'équation de Newcomb complète.

Le modèle d'Olesiak montre un niveau de température nettement plus faible que celui obtenu par les modèles de Newcomb complet et de Limpert. On remarque également que le temps pour lequel la température est maximale est différent ainsi qu'une nette différence dans l'évolution des températures en début de freinage. Ceci est dû à la prise en compte d'un temps de montée en pression qui a pour effet d'introduire un flux généré par frottement décalé dans le temps.

La principale différence entre le modèle d'Olesiak et de Newcomb raccourci ainsi que les deux autres modèles résulte dans le type de modélisation retenue. En effet, Olesiak considère un corps infini soumis à un flux de chaleur. Alors que Newcomb et Limpert, eux, considèrent des corps semi-infinis mais surtout ils prennent en compte les épaisseurs du disque et des garnitures. Pour illustrer cette remarque, on va tracer l'évolution des températures en faisant varier les épaisseurs du disque et des garnitures, à partir de l'équation de Newcomb complet. Dans un premier temps on garde l'épaisseur des garnitures constante et on fait varier l'épaisseur du disque (Figure III-6). En second nous ferons l'inverse en faisant varier l'épaisseur des garnitures (Figure III-7).

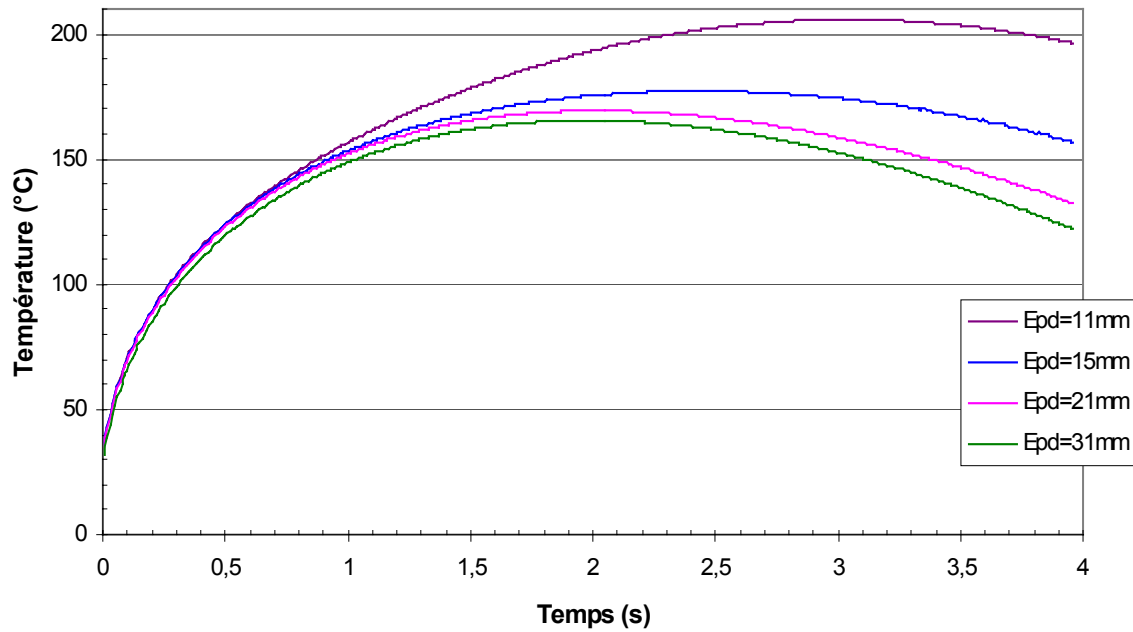


Figure III-6 : Influence de l'épaisseur du disque sur le modèle de Newcomb complet

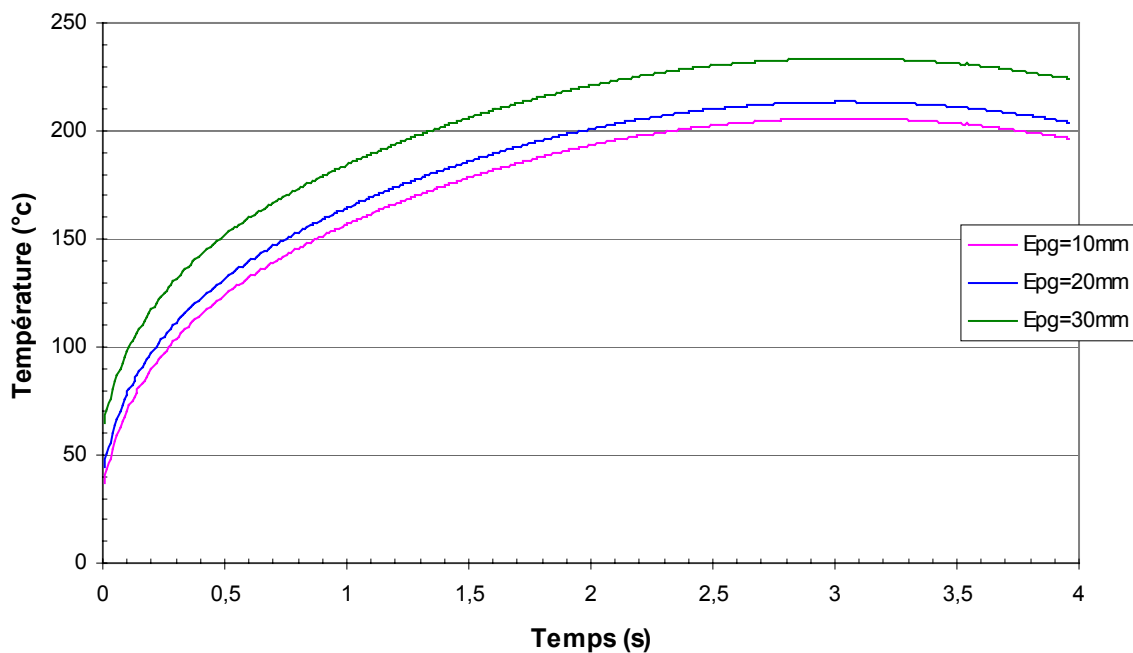


Figure III-7 : Influence de l'épaisseur de la garniture sur le modèle de Newcomb complet

On remarque que l'épaisseur du disque a une grande influence sur le niveau de température mais également sur le temps où la température maximale est atteinte. Par contre, l'épaisseur des garnitures influence légèrement le niveau de température. Une épaisseur élevée se rapproche des conditions de milieux infinis et donne ainsi des résultats compatibles avec ceux d'Olesiak et de Newcomb raccourci.

### f. Bilan

Les températures atteintes dans un frein à disque ont fait l'objet de nombreuses études analytiques. Cependant, il est nécessaire de bien choisir le modèle utilisé en fonction du frein étudié. En effet, pour les équations choisies, les niveaux de températures peuvent être très différents.

On peut dire que pour évaluer ces températures, il faut utiliser des modèles où les épaisseurs des corps en contact sont prises en compte. Et notamment, dans le cas d'un frein à disque, il faut surtout prendre en compte l'épaisseur du solide dissipant le plus de flux généré par frottement.

Cependant, l'utilisation de ces modèles analytiques impliquent de nombreuses hypothèses simplificatrices (corps semi-infini, contact parfait, etc.). Malgré cela, les équations obtenues sont assez complexes à mettre en œuvre. Ceci justifie l'emploi de méthodes numériques, et principalement la méthode par éléments finis, afin de déterminer l'évolution des températures lors d'un freinage.

## **I.2. Analyse thermique d'un frein à disque : modèles numériques**

Les modèles analytiques précédemment exposés donnent une bonne approximation des températures moyennes dans les massifs en contact pour un freinage. Deux phénomènes sont cependant occultés :

- Lors de successions de freinage, les phénomènes convectif et radiatif deviennent prépondérants et multidimensionnels ce qui rend très complexe la résolution.
- Le contact frottant est en réalité intermittent de par la géométrie de la garniture avec des successions d'échauffement et de refroidissement sur chaque tour du disque, ce qui induit un gradient thermique circonférentiel.

L'utilisation de méthodes numériques permet de limiter le nombre des hypothèses lors de la détermination des températures atteintes dans un frein à disque. Selon les objectifs à atteindre, on a la possibilité d'utiliser différents modèles liés, essentiellement, au type d'écoulement de chaleur considéré (uni-, bi-, ou tri-dimensionnel) . Dans la majeure partie des modèles, la technique utilisée est la méthode des éléments finis. On peut définir un algorithme de résolution du problème thermique valable pour toutes les techniques de modélisation (Figure III-8).

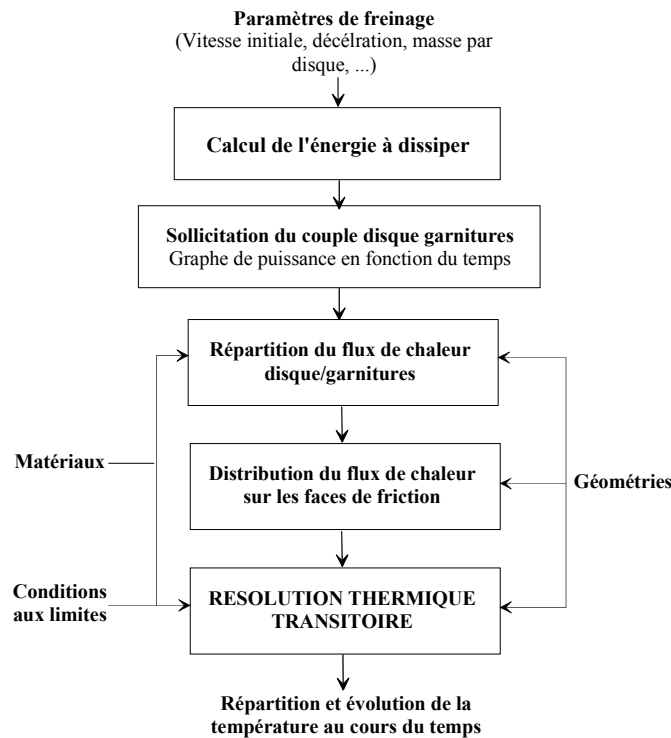


Figure III-8 : Algorithme de résolution du problème thermique [Panier 2002]

Même si ces modèles numériques permettent de répondre à la première hypothèse de prise en compte de la complexité des échanges thermiques, la seconde, qui vise à considérer le gradient circonférentiel, nécessite des stratégies numériques de résolution pertinentes si l'on veut éviter de recourir à des moyens massifs de calcul. On distingue ainsi des modèles sans et avec prise en compte de ce gradient.

### a. Modèles sans gradient circonférentiel

#### *i. Modèle uni-dimensionnel*

Ce modèle considère un écoulement de la chaleur dans la direction normale à la surface de contact. Ce modèle, selon les hypothèses retenues, s'apparente aux modèles analytiques présentés précédemment. Il permet d'obtenir l'évolution des températures moyennes de contact pendant le freinage.

Ce type de modélisation a peu d'intérêt dans le cas d'un freinage d'arrêt. Par contre, lorsqu'on étudie une succession de plusieurs freinages, cette méthode allie l'avantage d'un temps de calcul rapide avec une bonne estimation des niveaux de températures atteints [Cartigny et al. 2002].

#### *ii. Modèle bi-dimensionnel*

Ce modèle considère un écoulement de la chaleur suivant les directions normale à la surface du contact et radiale, ce qui correspond à une modélisation axisymétrique du couple disque-garniture. Cette représentation utilise les propriétés géométriques de l'ensemble disque-garniture. En premier lieu, on dispose d'une symétrie plane par rapport au centre du disque, ce qui permet de ne prendre en compte qu'une moitié du disque ainsi qu'une seule garniture. En second, on considère que le patin est de forme annulaire, ce qui conduit à une

symétrie axiale du problème. On corrige par la suite les propriétés thermo-physiques du matériau de la garniture à l'aide du rapport des surfaces de contact (cf. Equation (3.26)). Ceci conduit au modèle bi-dimensionnel d'une demi-section du frein (Figure III-9).

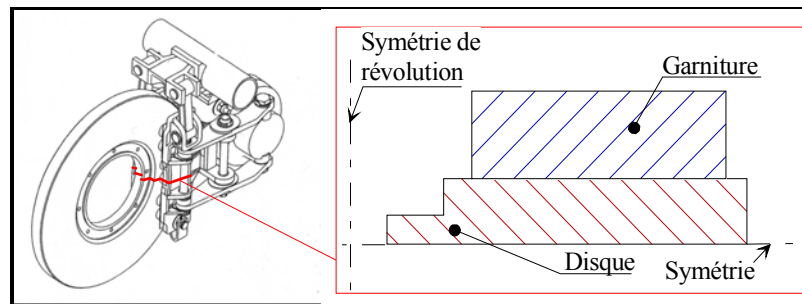


Figure III-9 : Représentation axisymétrique

La principale hypothèse inhérente à ce type de modèle est que l'on néglige les gradients thermiques circonférentiels. Le flux de chaleur est donc supposé uniforme circonférentiellement.

La géométrie du modèle étant fixée, il reste à définir les conditions aux limites liées aux phénomènes d'échange par convection ainsi que la distribution du flux généré par frottement.

En ce qui concerne la convection, on peut définir deux zones différentes sur le disque liées aux équations (3.2) et (3.3) (Figure III-2). Afin de définir les coefficients  $h_1$  et  $h_2$  on utilise des corrélations empiriques en convection forcée [Day 1983, Dufrénoy 1995].

$$h_1 = 0,015 \frac{\lambda_{air}}{2\pi r_m} \left( \frac{2\pi\omega r_m^2}{v_{air}} \right)^{0,8} \quad (3.28)$$

$$h_2 = 0,11 \frac{\lambda_{air}}{2\pi r_m} \left( 0,711 \frac{R_e^2}{2} \right)^{0,35} \quad \text{avec } R_e = \frac{4\omega\pi r_m^2}{v_{air}}$$

Les garnitures étant fixes, les échanges par convection sont peu influents et s'apparentent à un échange de type convection libre. On adopte pour les coefficients  $h_3$ ,  $h_4$ , et  $h_5$  une valeur de  $5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ .

Dans le problème de la génération du flux de chaleur par frottement et de sa dissipation dans les deux organes (disque et garnitures), seule l'énergie totale est a priori connue et correspond à l'évolution de la puissance de freinage au cours du temps.

L'intégralité de la puissance de freinage est supposée dissipée dans les deux organes :

$$Q_t = Q_d + Q_g \quad (3.29)$$

où  $Q_t$ ,  $Q_d$  et  $Q_g$  sont respectivement les flux de chaleur total, dans le disque et dans la garniture.

L'évolution de la puissance de freinage est supposée continue, linéaire dans l'hypothèse d'un coefficient de frottement uniforme et constant. La proportion de puissance dissipée par le disque et par les garnitures peut être variable dans le temps et dépend de nombreux aspects physiques :

- la nature du contact qui dépend des matériaux en présence, des états de surface, des duretés superficielles, de la vitesse de frottement, etc.,

- l'ensemble des débris d'usure qui vont induire la nature des corps intermédiaires entre les surfaces (troisième corps),
- les propriétés thermophysiques des matériaux,
- les géométries ainsi que l'amplitude des échanges thermiques sur les surfaces autres que celles de friction et qui vont également influencer la capacité d'absorption de chaleur des corps.

On retrouve ici les différentes hypothèses possibles quant à l'interface de contact, à savoir en général une température égale de surface qui va dicter le partage du flux ou encore l'utilisation de modèles d'interface, etc.

Le flux étant supposé uniforme dans le sens circonférentiel en raison de l'hypothèse de modèles sans gradients circonférentiels, la répartition du flux est fonction du rayon du disque. Une fois cette répartition disque/garniture définie, il s'agit de déterminer la distribution du flux sur la zone de frottement (Figure III-10).

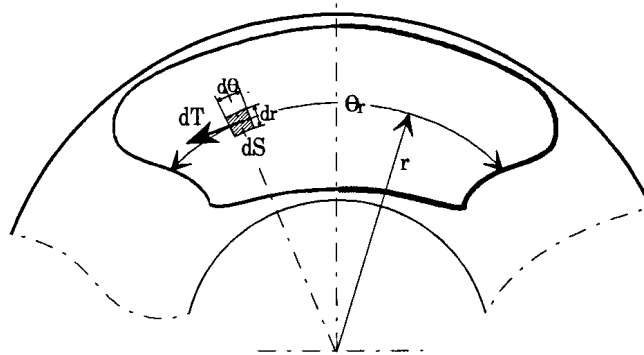


Figure III-10 : Surface de frottement disque/garnitures avec pression uniforme

Pour l'approche thermique seule, la pression est uniforme, la puissance dissipée pour chaque élément  $dS$  de la surface de friction est :

$$P_{ds} = V_r dT = \omega r \mu p dS \quad (3.30)$$

avec  $dT$  : effort tangentiel de frottement  
 $V_r$  : vitesse angulaire  
 $\mu$  : coefficient de frottement supposé uniforme et constant  
 $p$  : pression supposée normale  
 $\omega$  : vitesse angulaire

En intégrant sur la circonférence, on obtient :

$$P_{rdr} = \int_0^{\theta_r} \omega r \mu p dS = \omega p \mu \theta_r r^2 dr \quad (3.31)$$

avec  $dS = r dr d\theta$  et  $\theta_r$  angle de la garniture sur le rayon  $r$ .

Pour le flux total, on a alors :

$$P = \int_{r_i=r_{\text{int}}}^{r_{\text{ext}}} \omega \mu p \theta_r r_i^2 dr \quad (3.32)$$

Ce qui nous donne pour une distribution radiale du flux dans le cas d'une discrétisation régulière (maillage régulier :  $\Delta r = \text{constante}$ ) :

$$x_{Pr_i} = \frac{\omega \mu p \theta_{r_i} r_i^2}{\sum_{r_j=r_{int}}^{r_{ext}} \omega \mu p \theta_{r_j} r_j^2} \text{ qui donne } x_{Pr_i} = \frac{r_i \ell_{r_i}}{\sum_{r_j=r_{int}}^{r_{ext}} r_j \ell_{r_j}} \quad (3.33)$$

avec  $x_{Pr_i}$  : pourcentage du flux total appliqué au nœud de rayon  $r_i$  de la discrétisation radiale  
 $\ell_{r_i} = r_i \theta_{r_i}$  : longueur de frottement de la garniture sur le rayon  $r_i$

Ceci implique que la répartition surfacique du flux dépende à la fois de la vitesse angulaire (donc du rayon) et de la longueur de frottement (donc de l'angle de la garniture). La géométrie de la garniture donne l'évolution de la longueur de frottement en fonction du rayon (Figure III-11).

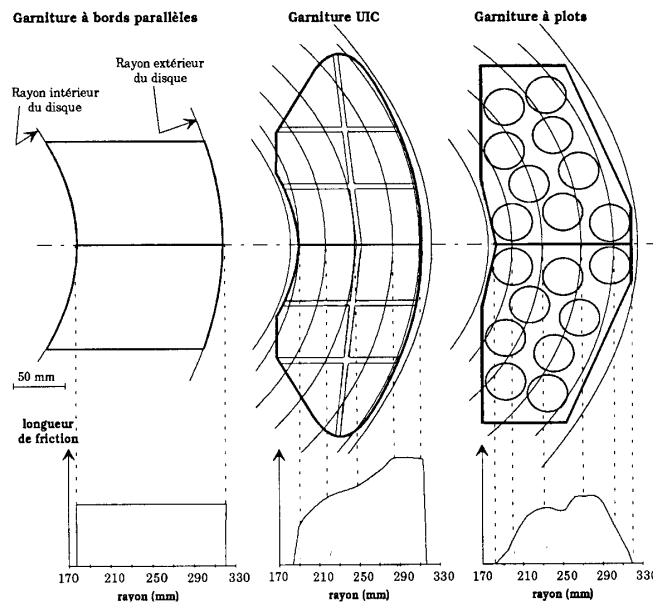


Figure III-11 : Distribution radiale de la longueur de frottement

On abouti ainsi à la modélisation éléments finis suivante (Figure III-12):

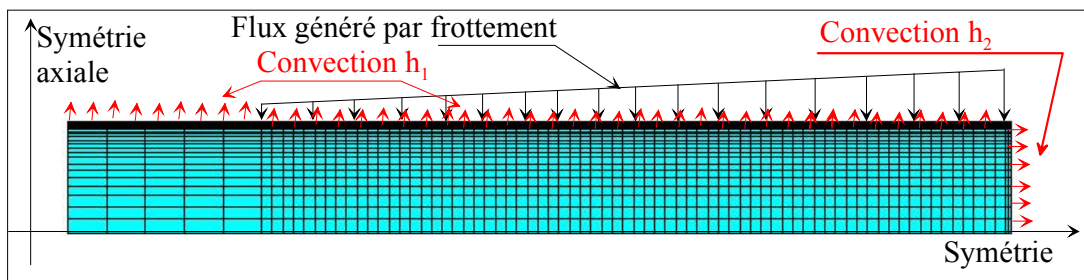


Figure III-12 : Modèle éléments finis

Il faut noter qu'au niveau de la piste de frottement, on a la fois une condition d'échange par convection et de génération de chaleur par frottement. Cela est dû au fait qu'en réalité une partie du disque est soumise à un flux de chaleur (issu du contact avec la garniture) et que le reste est en échange convectif avec l'environnement. Le coefficient de convection est donc minoré en fonction du rapport des surfaces  $\frac{S_d - S_g}{S_g}$ .

### *b. Modèles avec gradient circonférentiel*

La prise en compte du contact intermittent nécessite une stratégie numérique si l'on veut contourner la résolution massive tridimensionnelle transitoire. Il faut cependant souligner que cette prise en compte n'est pas forcément nécessaire, le gradient circonférentiel n'étant pas toujours élevé. Ainsi pour le ferroviaire, le nombre de tours est élevé et la pression faible ce qui implique des gradients faibles. Ils sont beaucoup plus sévères pour l'automobile.

#### *i. Modèle complet*

La modélisation tri-dimensionnelle d'un disque de frein considère la géométrie complète de l'ensemble disque/garnitures ou du disque seul (avec garnitures prises en compte par l'intermédiaire du coefficient de partage du flux). Il est nécessaire d'avoir une discrétisation spatiale assez fine afin d'éviter les problèmes liés au nombre de Peclet (oscillations des températures) (Figure III-13). Il est évident que plus la forme du disque est complexe et plus sa représentation sera difficile à mettre en œuvre, les ressources numériques étant très importantes même pour une géométrie simple.

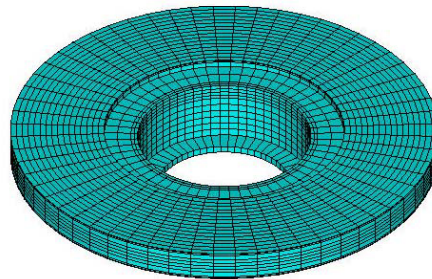


Figure III-13 : Modèle 3D complet d'un disque de frein

#### *ii. Modèle hybride*

Cette technique consiste à combiner la méthode des éléments finis avec une méthode de transformée de Fourier rapide [Colin et al. 1988]. Les éléments finis sont utilisés pour résoudre le problème de dissipation de la chaleur dans les solides fixes et les transformées de Fourier rapide pour les corps en mouvement.

En considérant que le flux est appliqué sur une partie (notée  $S_1$ ) de la surface totale du corps ( $S$ ) et que des conditions aux limites sont appliquées sur le reste de la surface (notée  $S_2$ ) :

$$q(M) = \int_{S_1} T(M') K(M, M') dS + B_c(M) \quad (3.34)$$

où  $M$  et  $M'$  sont deux points de la surface  $S_1$ ,

$q(M)$  est le flux de chaleur au point  $M$ ,

$T(M')$  est la température au point  $M'$ ,

$K(M, M')$  est le noyau de la fonction intégrale,

$B_c(M)$  est l'influence des conditions aux limites sur  $q(M)$ .

La relation (3.34) est une équation intégrale qui peut être discrétisée en utilisant la méthodes des éléments finis afin de linéariser les équations.



### iii. Méthode stationnaire

Les modèles stationnaires ou de type eulérien reposent sur le principe de travailler non plus dans le repère de la structure mais dans le repère lié au chargement [Nguyen-Tajan 2002]. L'utilisation de coordonnées eulériennes permet de prendre en compte le flux de matière par rapport à ce repère. Pour établir les équations thermomécaniques du problème, il faut remplacer dans les équations du système toutes les dérivées temporelles par des dérivées particulières. Avec cette approche, la maillage reste fixe. Comme les régions à très fort gradients sont la plupart du temps fixe dans ce repère de calcul, le raffinement du maillage se limite à ces quelques zones, ce qui permet d'éviter les opérations de remaillage très coûteuses en temps de calcul. Le nombre de degrés de liberté du modèle est réduit d'où une économie en temps de calcul.

### iv. Modèle tri-dimensionnel reconstitué

Pour quantifier le gradient thermique angulaire issu du contact entre le disque et la garniture, il est nécessaire de prendre en compte la rotation du disque. L'influence de la rotation du disque sur l'évolution de la température correspond à l'alternance échauffement/refroidissement sur un tour, d'un point du disque subissant successivement le frottement de la garniture puis le refroidissement dans l'air ambiant. L'hypothèse du flux de chaleur réparti sur toute la face du disque n'est pas en ce sens réaliste. L'échauffement qui résulte de la période de friction est proportionnel à l'angle de contact de la garniture  $\theta_g$ . Pour un point de la surface du disque, il s'agit par conséquent d'appliquer le flux de chaleur durant  $\theta_g/360$  de la durée du tour et de simuler le refroidissement pendant les  $(360-\theta_g)/360$  du temps résiduel [Tirovic et al. 1990, Panier 2002].

Le modèle axisymétrique considère l'évolution temporelle de la température d'une tranche angulaire du disque. Deux cas de charges sont possibles :

- contact avec la garniture, d'où l'application d'un flux de chaleur sur les nœuds de la piste de frottement du disque (Figure III-14-a),
- non contact avec la garniture, d'où échange de chaleur avec l'environnement par convection pour tous les nœuds de la surface du disque (Figure III-14-b).

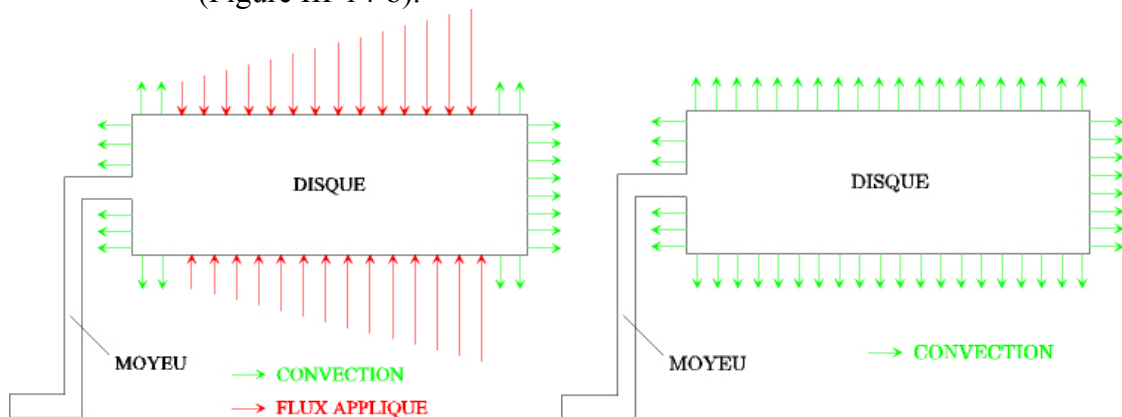


Figure III-14 : Conditions aux limites du modèle

La connaissance de l'évolution de la température d'une tranche du disque sur un tour permet d'obtenir la cartographie des températures pour un disque, à un instant donné, grâce à

un programme de reconstruction du disque, à partir des résultats du modèle axisymétrique (Figure III-15). Chaque tranche angulaire du modèle 3D reconstitué correspond à une évolution à un instant donné du modèle axisymétrique.

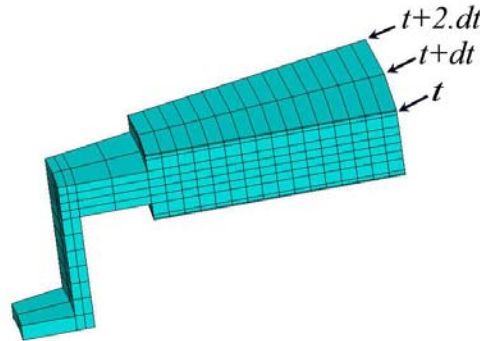


Figure III-15 : Reconstitution du disque à partir d'un modèle 2D

Cette technique, très efficace numériquement, sous-entend l'hypothèse que le flux circonférentiel est nul à chaque instant dans le problème, hypothèse très réaliste d'après des confrontations avec un modèle tridimensionnel complet [Panier 2002].

#### v. Représentation circonférentielle : modèle 2-D

On propose de développer un modèle bi-dimensionnel afin d'évaluer les gradients thermiques circonférentiels [Majcherczak et al. 2001]. Ce modèle considère un écoulement de la chaleur normal à la surface de frottement ainsi que circonférentiel. La principale hypothèse réside dans le fait que l'on néglige les gradients thermiques radiaux. Pour établir le modèle, on se place au niveau du rayon moyen du disque et on «déplie» le disque (Figure III-16).

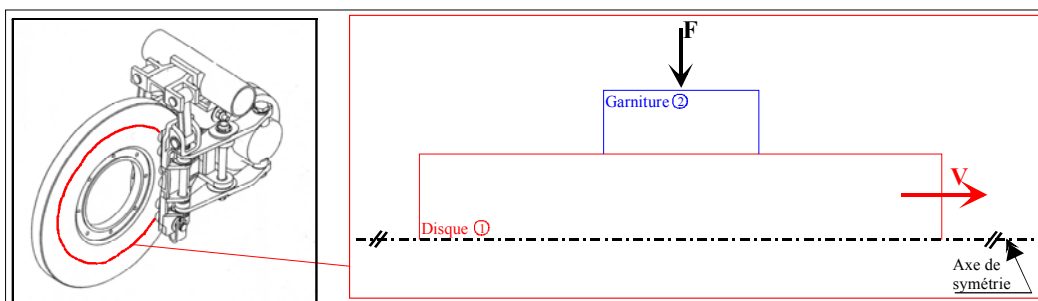


Figure III-16 : Modèle circonférentiel d'un disque de frein

La principale difficulté dans ce genre de modèle est de rendre compte du mouvement de rotation du disque. En effet, des études à l'aide de modèle éléments finis ont démontré qu'il existe une relation entre la taille des éléments  $L$  et la vitesse du disque  $V$  [Kennedy et al. 1983, Larzabal et al. 1999]. Il s'agit du nombre de Peclet :

$$Pe = \frac{VL}{a} < 2 \quad (3.35)$$

Il est montré que si la condition sur le nombre de Peclet n'est pas respectée, on obtient des problèmes d'instabilités numériques, notamment lors de la discrétisation de l'équation de la chaleur avec des termes de transports (apparition d'oscillations). Cette condition nécessite un maillage circonférentiel très fin (à titre d'exemple, dans le freinage ferroviaire, il faudrait une maille de dimension de l'ordre du micromètre).

On propose une autre approche où ce sont les températures nodales qui vont être translatées d'un pas de temps à l'autre. Il est alors nécessaire d'avoir une discrétisation temporelle très fine. Le fait d'avoir déplié le disque, transforme la rotation du disque en une translation [Majcherczak et al. 2001]. Le modèle éléments finis ainsi que les conditions aux limites sont représentées sur la Figure III-17 (pour des raisons de lisibilité, on représente juste une schématisation du modèle).

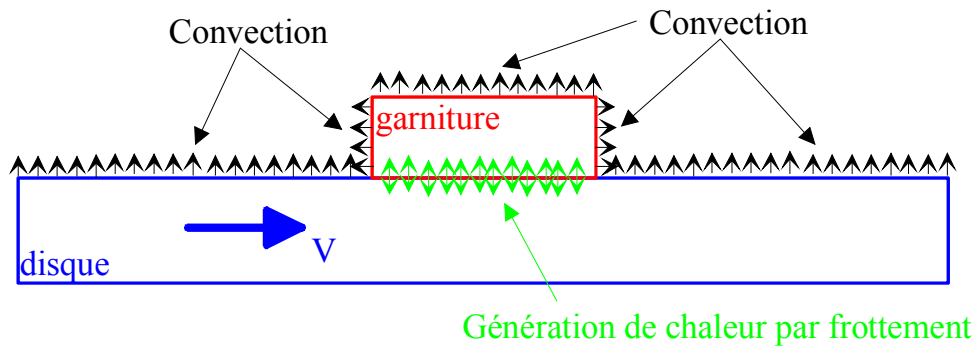


Figure III-17 : Modèle E.F. circonférentiel d'un disque de frein

En ce qui concerne les coefficients d'échange par convection, on retrouve les mêmes valeurs que pour le modèle axisymétrique. Cependant, on ne tient pas compte des échanges au niveau du rayon extérieur du disque (coefficient  $h_2$ ).

De plus, comme le modèle est défini sur un rayon constant, la répartition du flux de chaleur généré par frottement est constante au niveau du contact disque-garniture.

La résolution du problème nécessite l'élaboration d'un algorithme de transport des températures correspondant à la case « Résolution thermique transitoire » de la Figure III-8 (Figure III-18).

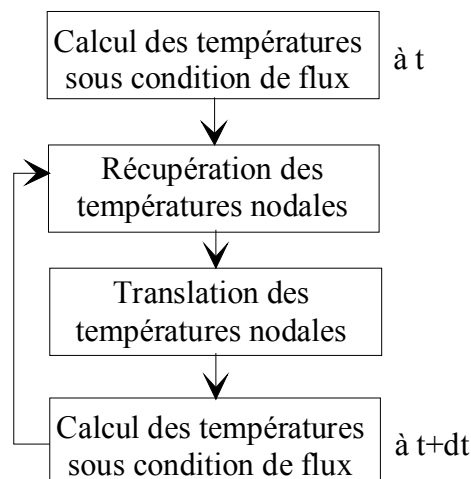


Figure III-18 : Algorithme de résolution thermique transitoire

### I.3.Bilan

On dispose de nombreuses méthodes numériques pour déterminer l'évolution des températures dans un frein à disque. Elles sont essentiellement basées sur la technique des éléments finis. On peut les classer en deux catégories avec et sans prise en compte des gradients thermiques circonférentiels.

En ce qui concerne les modèles sans gradients circonférentiels, les modèles unidimensionnels, de résolution rapide, sont bien adaptés pour l'étude d'une succession de plusieurs freinages mais apportent finalement peu d'amélioration face aux résolutions analytiques.

Les modèles bi-dimensionnels permettent d'obtenir, pour un freinage d'arrêt, l'évolution des températures moyennes mais également la distribution des températures sous le contact. Ces modèles permettent de prendre en compte les géométries réelles et des conditions aux limites plus réalistes que les méthodes analytiques. On peut, ainsi, prendre en compte la répartition du flux au niveau du contact, mais également des coefficients d'échange par convection fonction de la vitesse de rotation du disque. Elles apportent un assez bon compromis entre temps de calcul et espace disque nécessaire au stockage des résultats.

Pour les modèles avec prise en compte du gradient circonférentiel, ils sont plus ou moins complexes à mettre en œuvre. Ils permettent, néanmoins, de prendre en compte les géométries réelles des éléments en contact. On obtient, par leur intermédiaire, une cartographie complète des températures. Cependant, les calculs sont assez coûteux en temps et en espace de stockage. Dans le cas d'une génération de chaleur locale, les modèles tridimensionnels sont bien adaptés.

#### **I.4. Application au frein à disque automobile**

Les modèles numériques permettent de tracer l'évolution des températures moyennes de contact en fonction du temps de freinage. On utilise les méthodes bi-dimensionnelles (axisymétrique et circonférentielle) et on compare les résultats obtenus avec ceux issus des modèles analytiques (de Newcomb et de Limpert).

##### *a. Modélisation axisymétrique*

Dans un premier temps, on utilise le modèle axisymétrique où seul le disque est représenté et la garniture est prise en compte par l'intermédiaire du coefficient de partage de flux (Figure III-12). Les paramètres du freinage sont identiques à ceux présentés lors de la synthèse des modèles analytiques. On trace l'évolution des températures moyennes de contact en fonction du temps (Figure III-19).

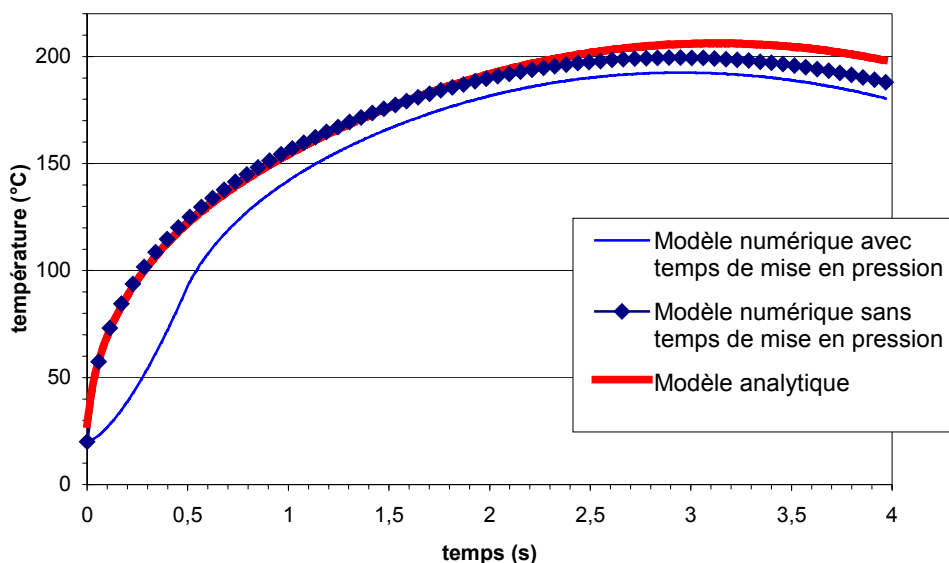


Figure III-19 : Evolution des températures moyennes du disque pour un freinage

Dans le modèle numérique, le flux de chaleur généré par frottement a été modélisé de deux façons différentes :

- comme pour les modèles analytiques : le flux débute à sa valeur maximale puis décroît linéairement pour atteindre une valeur nulle à la fin du freinage,
- avec un temps de mise en pression, représentant le temps nécessaire à la pression pour activer le cylindre de frein : le flux tout d'abord croît depuis 0 jusqu'à sa valeur maximale (au temps de mise en pression) puis décroît linéairement jusqu'à 0 à la fin du freinage.

On constate que les résultats obtenus par le modèle numérique sans temps de montée en pression sont très proches de ceux obtenus par les modèles analytiques. Cependant, il faut noter que la température maximale est plus faible dans le cas du modèle numérique. Ceci s'explique par le fait qu'au niveau du rayon intérieur et extérieur, il existe deux volumes dont la surface n'est pas soumise à un flux de chaleur (Figure III-20). Ces volumes dissipent une partie du flux de chaleur et participent ainsi à la diminution de la température maximale, ce qui n'apparaît pas dans les modèles analytiques.

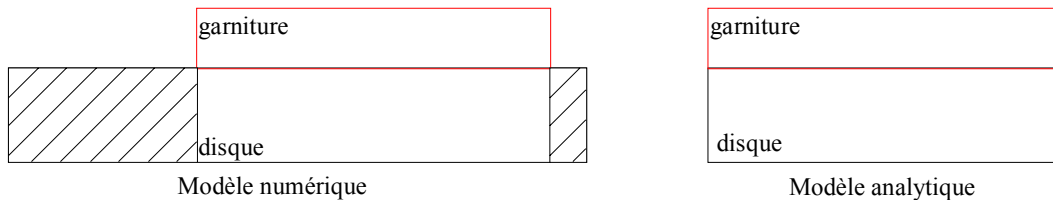


Figure III-20 : Différence de géométrie entre modèle analytique et numérique

Pour le modèle numérique avec temps de mise en pression, en début de freinage, on note une augmentation plus lente de la température. Ces résultats sont en bonne concordance avec le modèle d'Olesiak où l'on avait déjà constaté ce type d'évolution.

Maintenant, nous allons voir si la prise en compte de la garniture par l'intermédiaire d'un coefficient de partage est justifiée. Pour cela, nous allons modéliser la garniture et imposer une température égale de contact. On trace l'évolution des températures moyennes de surface du disque et de la garniture (Figure III-21).

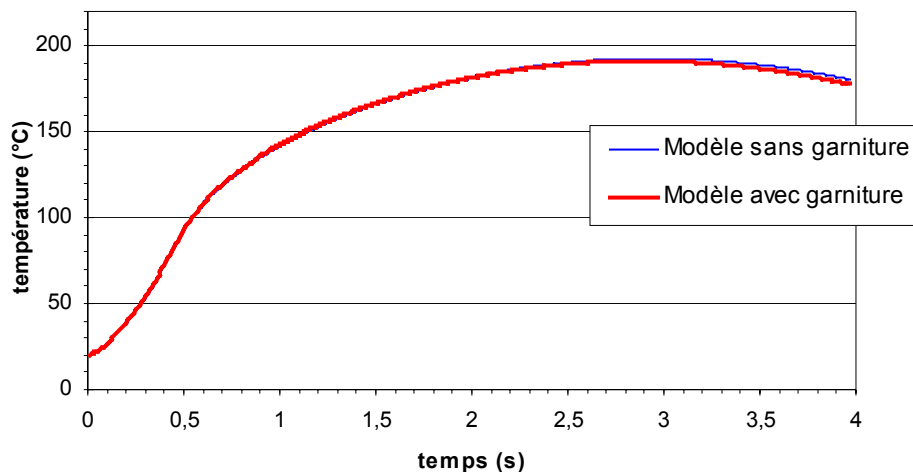


Figure III-21: Comparaison des modèles axisymétriques avec et sans garniture pour un freinage

On constate que pour les deux modèles, l'évolution des températures est similaire. A l'exception de la fin de freinage où on note une décroissance plus rapide de la température quand la garniture est modélisée. Afin d'expliquer ce phénomène, on trace l'évolution du pourcentage de flux dissipé par le disque en fonction du temps (Figure III-22).

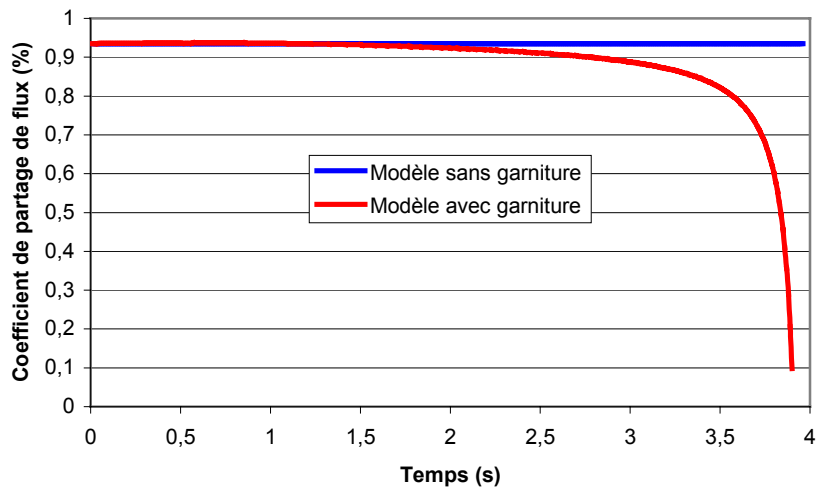


Figure III-22 : Evolution du pourcentage de flux dissipé par le disque au cours d'un freinage

On constate que jusqu'au milieu du freinage, le pourcentage de flux dissipé par le disque est identique pour les deux modèles. Par contre, en fin de freinage, ce pourcentage chute, la garniture accentue son rôle d'absorption. Cependant, cette constatation n'a que très peu d'effet sur le niveau des températures étant donné qu'en fin de freinage, le flux généré par frottement est très faible et tend vers zéro.

### b. Modélisation circonférentielle

Nous allons maintenant utiliser la représentation circonférentielle du disque seul. On trace l'évolution des températures moyennes de contact en fonction du temps et on la compare avec celle obtenue par les précédents modèles (axisymétrique et analytique) (Figure III-23).

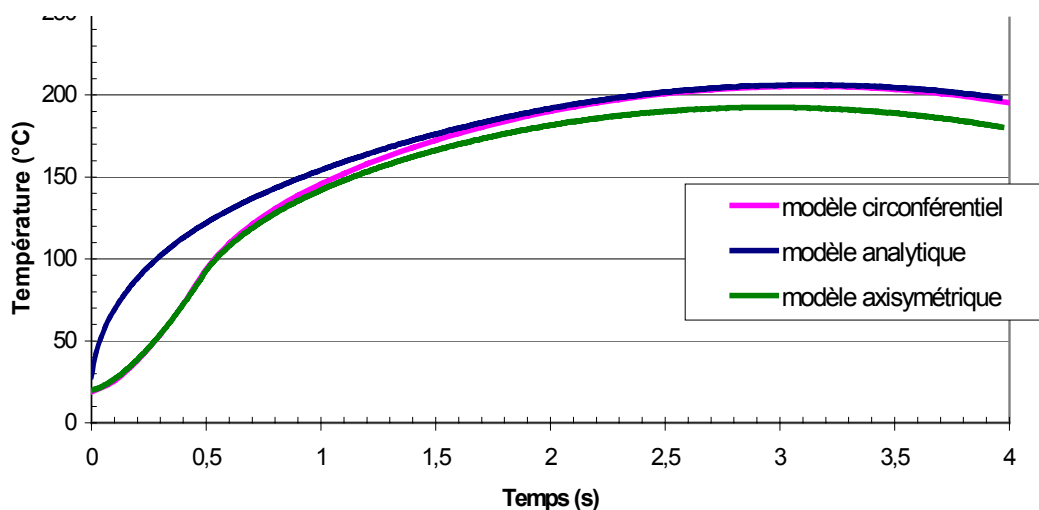


Figure III-23 : Comparaison des modèles bi-dimensionnels du disque

On remarque, qu'au début du freinage, l'évolution des températures issue du modèle circonferentiel suit celle du modèle axisymétrique. Ceci s'explique par le temps de mise en pression qui est commun aux deux modèles. Ensuite, les résultats du modèle circonferentiel tendent vers ceux du modèle analytique. On pouvait s'attendre à ce type d'évolution puisque la géométrie du modèle circonferentiel correspond à celle des schématisations analytiques. En effet on ne représente que le volume sous la zone de contact, les volumes situés au niveau du rayon intérieur et extérieur ne sont pas pris en compte dans le modèle circonferentiel.

L'avantage du modèle circonferentiel est d'avoir une estimation du gradient entrée-sortie du contact (Figure III-24). On note que la température est maximale au niveau de la sortie du contact ce qui est conforme à la réalité. Le gradient maximum est atteint au moment où la température moyenne de contact est également à son niveau le plus élevé. On obtient ici un gradient maxi d'environ 25°C.

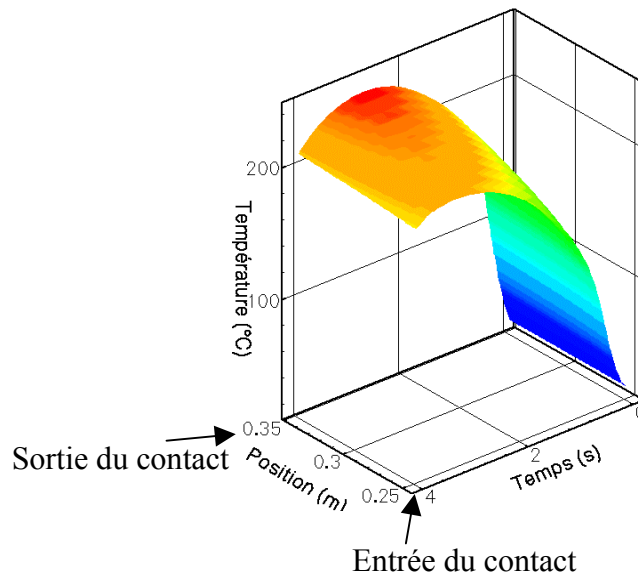


Figure III-24 : Gradient entrée/sortie de contact

## II. Conclusion

Le freinage constitue une application du contact sec frottant. Les disques de frein subissent des dommages sévères ayant trait à la thermique (gradients thermiques, fissuration issue de fatigue thermique, etc.). De ce fait, de nombreux auteurs se sont attachés à mieux comprendre et maîtriser l'évolution des températures atteintes au sein du contact. Toutes les études théoriques ont pris l'hypothèse d'un contact parfait entre le disque et la garniture. L'apport du numérique a permis de prendre en compte des géométries et des conditions plus réalistes que pour les modèles analytiques.

Cependant, expérimentalement, différents auteurs ont noté une nette différence entre la température entre le disque et la garniture [Day 1983, Dufrénoy 1995]. En effet, un relevé par thermographie infrarouge sur un disque de frein de type TGV et des thermocouples placés à 2,2 mm de la surface frottante des garnitures montrent un saut de température très important (Figure III-25).

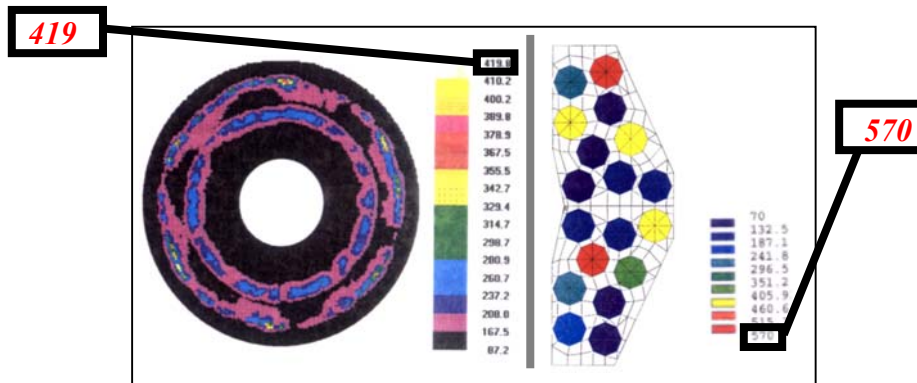


Figure III-25 : Mesures thermiques sur le disque (en surface)  
et la garniture (à 2.2 mm de profondeur), en °C

De plus, le fait que les thermocouples soient placés à 2,2 mm de la surface, implique qu'au niveau du contact le niveau de température sur la garniture est encore plus important. L'hypothèse de contact parfait ne permet pas de rendre compte de ce gradient. Les incertitudes de mesures ne suffisent à elles seules à expliquer ce phénomène.

L'observation d'un disque avant et après plusieurs freinages montre par ailleurs la présence d'une couche de débris sur la surface du disque (Figure III-26).



Figure III-26 : Disque avant et après plusieurs freinages

Il est donc nécessaire de développer un nouveau modèle permettant de rendre compte du saut de température existant mais également prenant en compte la présence d'une couche de débris au niveau du contact, couche où l'on a simultanément diffusion et génération de chaleur.



## ***CHAPITRE IV : Modélisation thermique d'un contact à trois corps***

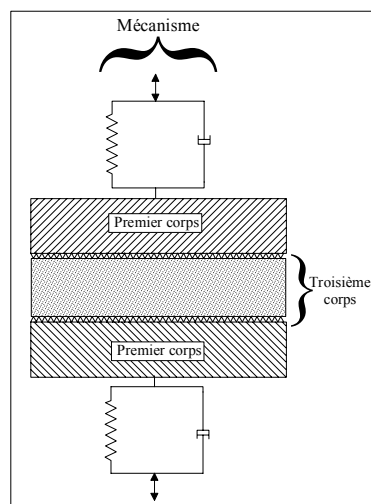
*Nous avons vu que les modèles analytiques ou numériques existants ne retranscrivent pas les phénomènes thermiques d'interface tels que le saut de température entre les corps en contact observé expérimentalement. Il est nécessaire d'étudier plus précisément les phénomènes ayant lieu durant le frottement. En ce sens, la considération de la physique d'interface avec notamment la notion de contact à trois corps plutôt que deux s'impose.*

### **I. Le troisième corps**

Depuis les années 1950, la tribologie est passée de l'étude des massifs (ou matériaux) à l'étude des surfaces et depuis une trentaine d'années, à celle de la dynamique des interfaces. Ainsi l'introduction de la notion de contact à trois corps, qui s'articule autour des concepts de triplet tribologique, de circuit tribologique et de mécanismes d'accommodation de vitesse, a permis une meilleure compréhension des mécanismes de frottement et d'usure [Godet 1983, Berthier 1988, Berthier 1996].

#### **I.1. Le triplet tribologique**

Le concept de triplet tribologique (mécanisme, premiers corps, troisième corps) introduit par Godet, implique la superposition de phénomènes à trois échelles différentes (Figure IV-1). Il se compose tout d'abord d'un *mécanisme* qui sollicite le contact et impose un chargement  $F$ , une cinématique  $V$  et un environnement de frottement. Viennent ensuite les premiers corps constitués par les matériaux en contact qui supportent les sollicitations imposées par le mécanisme. Le *troisième corps* est l'élément intercalaire systématiquement présent dans le contact et qui transmet la charge d'un premier corps à l'autre.



**Figure IV-1 : Le triplet tribologique**

Le processus d'usure se traduit par un enchaînement d'évènements liés essentiellement à ce troisième corps : détachement des particules, piégeage et formation d'un lit de débris. Cet enchaînement demande de ne pas confondre particules détachées et particules d'usure. Il est fortement influencé par la géométrie des premiers corps et la rigidité du mécanisme.

## I.2. Le circuit tribologique

Les débris qui constituent le troisième corps sont soumis à un gradient de vitesse. Leur mouvement peut se traduire en termes de débits, dont les différentes composantes peuvent participer au processus d'usure (Figure IV-2). Ainsi, le détachement de particules ou débit source interne ( $Q_{si}$ ) alimente le contact en troisième corps dont le mouvement se traduit par le débit interne ( $Q_i$ ). Les particules éjectées du contact constituent le débit externe ( $Q_e$ ) qui se partage à son tour en un débit de recyclage ( $Q_r$ ) qui permet la ré-alimentation du contact et un débit d'usure ( $Q_u$ ) qui concerne les particules définitivement perdues par le système tribologique.

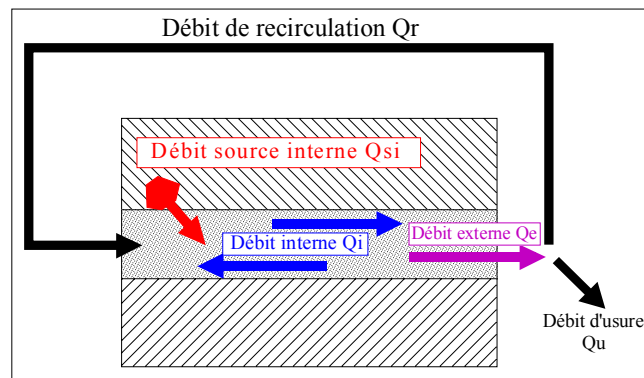


Figure IV-2 : Le circuit tribologique

## I.3. Les mécanismes d'accommodation de vitesse

Dans la logique d'un contact à trois corps, l'étude du frottement et de l'usure passe par l'identification des mécanismes d'accommodation de vitesse activés dans le contact, qui sont à l'origine des différents débits. Ces mécanismes d'accommodation de vitesse, notés  $S_i M_j$ , sont définis par des sites  $S_i$  et des modes  $M_j$  qui indiquent respectivement le lieu d'accommodation de vitesse et la manière dont elle s'effectue (Figure IV-3).

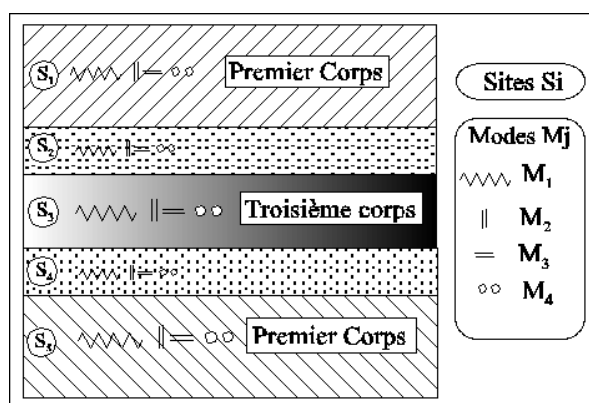


Figure IV-3 : Mécanismes d'accommodation de vitesse

Les premiers corps sont notés  $S_1$  et  $S_5$ , alors que la partie volumique du troisième corps constitue le site  $S_3$ . Cette identification introduit la notion d'écran notés  $S_2$  et  $S_4$  qui constituent la frontière entre premiers et troisième corps.

L'ordre de grandeur caractéristique du troisième corps est le micromètre, alors que les écrans ont une épaisseur de quelques nanomètres.

Les modes élémentaires d'accommodation sont répertoriés selon quatre types de comportements mécaniques : la déformation élastique  $M_1$ , la fissuration ou rupture normale  $M_2$ , le cisaillement  $M_3$  et le roulement  $M_4$ .

Selon les cas, plusieurs types d'accommodation de vitesses sont possibles. Considérons deux solides A et B rigides séparés par un film F complet. Ce dernier est de rhéologie quelconque. Soit  $\overline{U}_A$  et  $\overline{U}_B$  les vitesses de A et de B au contact. On a  $\overline{U}_A \neq \overline{U}_B$ . Le problème revient à trouver une fonction de vitesse qui relie les valeurs limites  $\overline{U}_A$  et  $\overline{U}_B$ . Cette fonction peut avoir des allures très différentes, certaines sont présentées dans la Figure IV-4, selon le comportement rhéologique du film et l'adhérence aux parois.

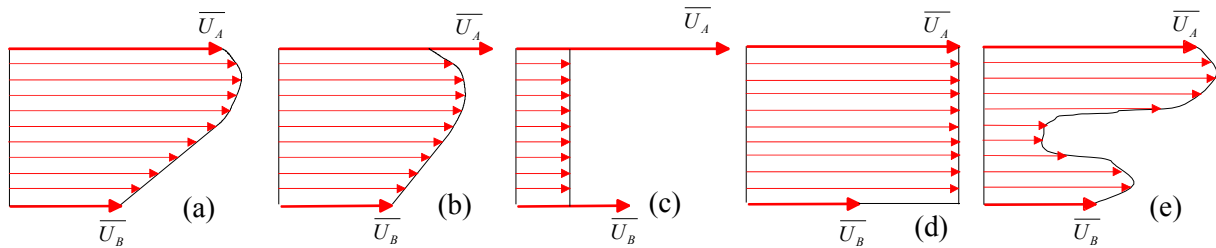


Figure IV-4 : Allures des fonctions de vitesse

Dans l'étude de l'adhérence aux parois, on distingue trois cas :

- L'adhérence est infinie : le film adhère à la paroi du solide quel que soit le champ de contraintes imposé. Les Figure IV-4-a et Figure IV-4-e représentent un champ de vitesse qui respecte cette condition sur les deux surfaces du film. La Figure IV-4-e est obtenu à l'aide d'un modèle de type granulaire [Jordanoff et al. 2002]. Il présente l'intérêt de rendre compte d'une certaine adhérence du troisième corps aux parois et reflète un cisaillement ou gradient de vitesse plus important au cœur du troisième corps,
- L'adhérence est limitée : cette condition, qui autorise un glissement à la paroi, est utilisée lorsqu'on limite la valeur du coefficient de frottement. Elle existe entre le film F et le corps A de la Figure IV-4-b,
- L'adhérence est nulle : cette condition, peu réaliste, est utilisée dans certaines études de déformation de corps en contact. Dans les Figure IV-4-c et Figure IV-4-d, l'adhérence est respectivement nulle sur la surface du corps A et celle du corps B. Cela correspond au cas des écrans qui se développe sur une couche de troisième corps «volumique».

## II. Modèles thermiques à trois corps existants

Plusieurs auteurs se sont intéressés au problème thermique de contact avec interface. On peut classer ces études en trois catégories :

- les modèles avec loi d'usure,
- les modèles considérant une résistance thermique de contact entre les surfaces en frottement,
- les modèles avec une couche de troisième corps homogène et continue au sein du contact.

## II.1. Modèle avec loi d'usure

On a déjà présenté ce type de modèle dans le précédent chapitre. En effet, le modèle d'Olesiak prend en compte un coefficient  $\eta$  lors de la définition du flux [Olesiak et al. 1997].

$$\lambda_2 \frac{\partial T_2(0,t)}{\partial x} - \lambda_1 \frac{\partial T_1(0,t)}{\partial x} = (1-\eta)\mu(T)V(t)P(t) \quad 0 \leq t \leq t_f \quad (4.1)$$

Ce coefficient représente la part du flux qui est «dissipée» par l'usure.

En général, on associe à ces études la loi d'Archard qui définit le déplacement des surfaces suite à la perte de matière liée au frottement.

$$U^w(t) = \int_0^t \mu(T)V(t^*)P(t^*)K^w(T)dt^* \quad 0 \leq t \leq t_f \quad (4.2)$$

Le coefficient d'usure  $K^w(T)$  est un paramètre qui est obtenu à partir de données expérimentales.

Les résultats obtenus montrent, logiquement, une baisse du niveau de température. Cependant, ce type de modèle considère toujours un contact parfait entre les solides. De ce fait, il ne permet pas de déterminer les écarts de températures observés expérimentalement.

## II.2. Modèle avec résistance thermique de contact

Les analyses conventionnelles des températures atteintes dans un frein considèrent le couple de friction comme un contact à deux corps. Des investigations expérimentales dans des freins avec un matériau de frottement de type composite à matrice organique montrent que le couple de frottement peut être divisé en cinq phases (Figure IV-5) [Day 1990] :

- **phase 1** : matériau de friction vierge,
- **phase 2** : zone de réaction,
- **phase 3** : surface oxydées,
- **phase 4** : couche d'interface,
- **phase 5** : matériau antagoniste du couple de frottement.

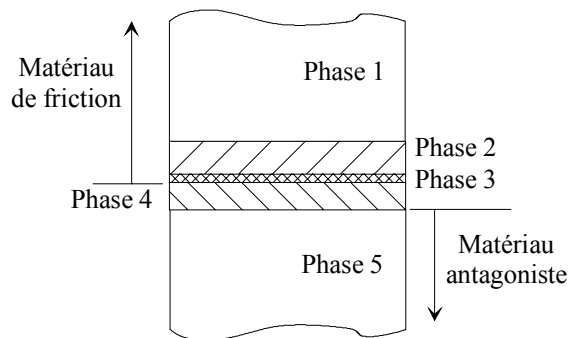


Figure IV-5 : Décomposition du couple de frottement en 5 phases [Day 1990]

En ce qui concerne les phases autres que celles de la couche d'interface, Day utilise la méthode des éléments finis afin de déterminer l'évolution des températures. Pour la phase 4, il a utilisé une conductance thermique (inverse de la résistance thermique) variant de 1000 à 10000 W.m<sup>2</sup>.K<sup>-1</sup> [Day 1983, Dufrénoy 1995].

Les résultats obtenus par ces deux auteurs montrent un saut de température très important entre les corps en contact. L'utilisation d'une conductance thermique de contact pour schématiser l'interface implique une distribution linéaire de température entre le disque et la garniture.

### **II.3. Modèle avec couche de troisième corps continue**

Dans ses travaux, Ryhming [Ryhming 1979] considère un problème bidimensionnel de mise en forme. Entre l'outil et la surface de la pièce de travail, il suppose une fine couche d'épaisseur  $d$  (Figure IV-6).

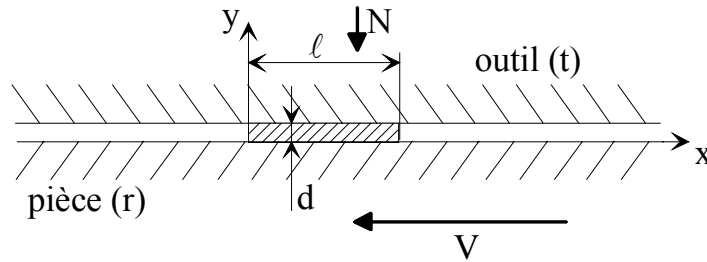


Figure IV-6 : Géométrie considérée

Ryhming considère une génération de chaleur  $q$  uniforme dans la couche intermédiaire telle que :

$$q = \frac{\mu NV}{\ell d} \quad (4.3)$$

La distribution de température en transitoire dans la couche  $T_\ell$  est gouvernée par l'équation de conduction de la chaleur :

$$\frac{\partial^2 T_\ell}{\partial y^2} = \frac{1}{a_\ell} \frac{\partial T_\ell}{\partial t} - \frac{q}{\lambda_\ell} ; 0 \leq y \leq d ; 0 < t \quad (4.4)$$

où  $a_\ell$  et  $\lambda_\ell$  sont la diffusivité thermique et la conductivité thermique de la couche intermédiaire.

Ces équations doivent être résolues pour les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{aligned} t = 0 ; T_\ell &= 0 \\ y = 0 ; T_\ell &= T_r(t, x, 0) \\ y = d(x) ; T_\ell &= T_t(t, x, d) \end{aligned}$$

La pièce est en mouvement avec une vitesse  $V$  dans la direction des  $x$  négatifs. Nous avons donc :

$$a_r \nabla^2 T_r = \frac{\partial T_r}{\partial t} - V \frac{\partial T_r}{\partial x} ; 0 \geq y ; -\infty < x < \infty ; 0 < t$$

Une solution fondamentale est donnée par :

$$T_r = \frac{1}{2\pi\lambda_r} \int_0^t \frac{d\tau}{t-\tau} \int_0^\ell g(\xi) \exp\left\{-\frac{[x-\xi+V(t-\tau)]^2 + y^2}{4a_r(t-\tau)}\right\} d\xi \quad (4.5)$$

où  $g(\xi)$  est une fonction source inconnue dans le plan  $y = 0$ .

De manière similaire, la température  $T_t(t, x, y)$  satisfait l'équation de conduction de la chaleur :

$$a_t \nabla^2 T_t = \frac{\partial T_t}{\partial t} ; d \leq y ; -\infty < x < \infty ; 0 < t$$

Il obtient la solution fondamentale :

$$T_t = \frac{1}{2\pi\lambda_t} \int_0^t \frac{d\tau}{t-\tau} \int_0^\ell f(\xi) \exp\left\{-\frac{(x-\xi)^2 + (y-d)^2}{4a_t(t-\tau)}\right\} d\xi \quad (4.6)$$

où  $f(\xi)$  est l'analogue de  $g(\xi)$  mais définie dans le plan  $y = d$ .

La représentation intégrale pour  $T_r$  a les propriétés suivantes :

$$\lim_{y \rightarrow 0} \lambda_r \frac{\partial T_r}{\partial y} = \begin{cases} -g(x) & \text{pour } 0 < x < \ell \\ 0 & \text{pour } x < 0 \text{ et } x > \ell \end{cases}$$

D'où la formulation complète du problème avec les équations suivantes pour  $f$  et  $g$  :

$$\lambda_\ell \frac{\partial T_\ell}{\partial y} \Big|_{y=d^+} = -f(x) ; 0 < x < \ell$$

$$\lambda_\ell \frac{\partial T_\ell}{\partial y} \Big|_{y=0^-} = g(x) ; 0 < x < \ell$$

Il reste à déterminer les expressions de  $f(x)$  et  $g(x)$ . Pour cela, Ryhming a dissocié le cas des temps longs et ceux des temps très courts.

#### Développement pour des temps longs :

Le profil de température à l'intérieur de la couche est obtenu de la façon suivante :

$$T_\ell - T_r = \frac{q}{2\lambda_\ell} y(d-y) + (T_t - T_r) \frac{y}{d} \text{ pour } t \rightarrow \infty$$

et on obtient pour  $f(x)$ , l'équation de la forme :

$$F(x) = \frac{1}{2} - T + \lambda_2 \int_0^\ell \exp[-L(x-\xi)] K_0[L|x-\xi|] d\xi$$

$$- \lambda_2 \int_0^\ell F(\xi) \left\{ \frac{1}{2} \lambda_1 E_1 \left[ \frac{(x-\xi)^2}{4a_t \tau_t} \right] + \exp[-L(x-\xi)] K_0[L|x-\xi|] \right\} d\xi \quad (4.7)$$

$$\text{où } T = \frac{\lambda_\ell T_0}{qd^2} ; \lambda_1 = \frac{\lambda_r}{\lambda_t} ; \lambda_2 = \frac{\lambda_\ell}{\lambda_r} \frac{\ell}{\pi d} ; \tau_t = \frac{a_t t}{\ell^2} ; L = \frac{V \ell}{2a_t}$$

$$\text{et } F(x) \text{ est définie par : } F(x) = \frac{f(x)}{qd}$$

Développement pour des temps très courts :

Le développement asymptotique donne le résultat suivant :

$$\begin{aligned} G_{t \rightarrow 0} &\rightarrow \beta_2 \left[ 1 + \frac{C \lambda_\ell}{2 \lambda_r} \left( \frac{a_r}{a_\ell} \right)^{1/2} \right]^{-1} \\ F_{t \rightarrow 0} &\rightarrow \beta_2 \left[ 1 + \frac{C \lambda_\ell}{2 \lambda_t} \left( \frac{a_t}{a_\ell} \right)^{1/2} \right]^{-1} \end{aligned} \quad (4.8)$$

$$\text{où } C = \begin{cases} 2 & \text{pour } x \neq 0,1 \\ 1 & \text{pour } x = 0 \text{ ou } 1 \end{cases}$$

$$Q \rightarrow C \tau_r^{1/2} \pi^{3/2}$$

$$\text{et où } \beta_2 = \frac{2 \ell}{\sqrt{\pi} d} \tau_\ell^{1/2} ; \tau_\ell = \frac{a_\ell t}{\ell^2} ; \tau_r = \frac{a_r t}{\ell^2}$$

Ryhming obtient ainsi l'évolution des températures au sein même de la couche de troisième corps. Il montre une différence de température non-négligeable entre la pièce en mouvement et l'outil. Il obtient une température maximale au sein même de la couche interstitielle et très proche de la surface du corps présentant la plus basse effusivité.

**II.4. Bilan**

Peu d'études concernent la détermination des températures dans un contact avec prise en compte du troisième corps. La majorité des auteurs considèrent un contact parfait et introduisent un paramètre qui représente le flux de chaleur évacué par l'usure. D'autres études utilisent la notion de résistances thermiques de contact. Cette schématisation donne des résultats intéressants, notamment sur le saut de température entre le disque et la garniture. Cependant, on a vu, dans le premier chapitre, que le schéma de résistances pures était insuffisant pour représenter les phénomènes thermiques dans un contact transitoire. Enfin, il semble que modéliser la couche de troisième corps comme une couche homogène donne des résultats intéressants et prometteurs. En effet, les résultats montrent un très nette différence de température entre les surfaces de la pièce et de l'outil. De plus, Ryhming montre que la température maximale est atteinte au sein de la couche de troisième corps. Cependant, d'un point de vue analytique, l'application du modèle de Ryhming à un frein à disque est complexe à mettre en œuvre. Il devient alors plus intéressant d'utiliser l'outil numérique notamment si l'on veut considérer le phénomène bidimensionnel voire tridimensionnel.

**III. Modélisation numérique proposée**

L'outil analytique montrant sa limite dans l'évaluation des températures dans un contact à trois corps, nous allons utiliser les modèles bi-dimensionnels présentés dans le Chapitre III. Le modèle axisymétrique est le plus intéressant de ce point de vue. En effet, nous avons vu qu'il allie une bonne précision dans les niveaux de températures obtenus ainsi qu'un temps de calcul et une taille d'espace disque faibles.

L'idée est ici de proposer un modèle qui tienne compte des observations précédemment décrites, à partir des considérations théoriques et expérimentales.

L'hypothèse, peu réaliste, du contact parfait est abandonnée. La schématisation en résistances thermiques est privilégiée afin de rendre compte des gradients de surface. Néanmoins, ce dernier étant insuffisant pour rendre compte du phénomène transitoire, un modèle continu de troisième corps est adopté. Il permet en outre une souplesse quant à l'introduction de la génération de chaleur. On a vu dans la bibliographie que la génération de chaleur est un phénomène volumique plutôt que surfacique. Elle est due à des phénomènes de déformations plastiques des aspérités, d'adhérence (pour l'aspect surfacique) mais également de cisaillement de la couche de débris (pour l'aspect volumique). L'observation d'un contact après ouverture montre des surfaces lisses exemptes d'aspérités. En effet, le niveau des pressions locales atteintes lors d'un contact frottant sont de l'ordre du GPa. Ceci a pour effet de dégrader toutes les irrégularités des surfaces et de les transformer en troisième corps. Il est proposé d'adopter un modèle homogène de troisième corps avec génération volumique dans ce corps mais selon une répartition pas forcément uniforme. C'est via le modèle d'accommodation de vitesse qui traduit en flux de chaleur par l'intermédiaire du gradient de vitesse, que l'on privilégiera la génération plutôt surfacique sur les massifs ou dans le volume interstitiel. Ainsi un modèle d'adhérence limité reflètera plutôt une génération de chaleur par adhérence et en surface des massifs alors qu'une adhérence infinie aura tendance à privilégier la génération de chaleur dans le volume interstitiel de type cisaillement du troisième corps.

Dans un premier temps, on prendra une génération de chaleur uniforme dans toute son épaisseur (correspondant à une distribution des vitesses suivant le schéma de la Figure IV-4-d). Cette modélisation sera discutée ultérieurement.

### **III.1. Définition du modèle**

Dans ce modèle, nous modéliserons le disque, la garniture et la couche de troisième corps présente au sein du contact (Figure IV-7).

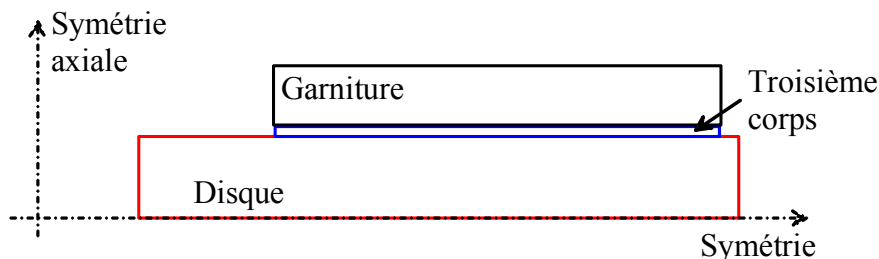


Figure IV-7 : Modèle avec troisième corps

La couche de troisième corps est considérée continue et homogène. La résolution thermique de ce problème nécessite la connaissance des propriétés thermo-physiques du troisième corps ainsi que son épaisseur. Ces dernières évoluant très fortement durant le contact, il est très difficile d'avoir des données très précises. Day a évalué ces valeurs pour un contact roue-sabot [Day 1983].

- conductivité :  $0,07 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ,
- capacité thermique massique :  $1000 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ,
- masse volumique :  $0,1 \text{ kg.m}^{-3}$ .

Etant donné que les matériaux utilisés par Day sont proches de notre application, on utilisera ces propriétés pour le troisième corps modélisé.

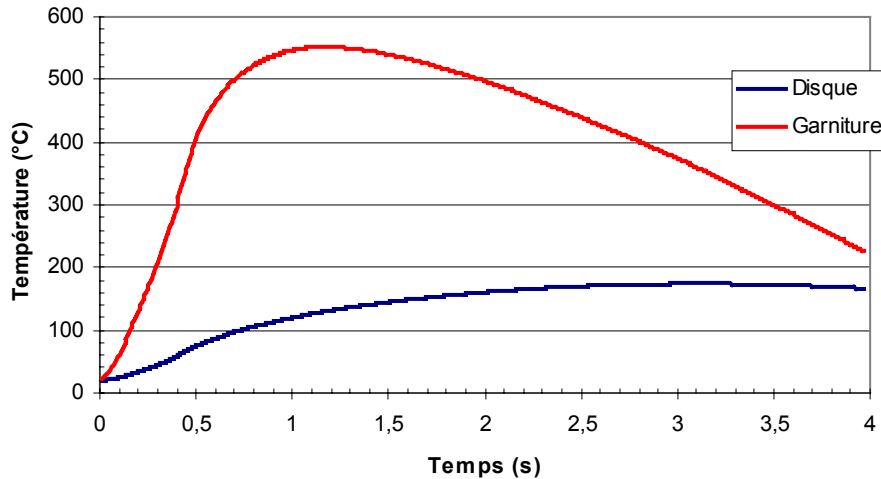
En ce qui concerne l'épaisseur de la couche, il est généralement observé une valeur de  $10 \mu\text{m}$  dans le cas d'un frein à disque [Day 1990]. Bien entendu, ces valeurs sont obtenues a



posteriori et après ouverture du contact. On peut évidemment penser, que durant le freinage, ces valeurs évoluent de manière non négligeable.

### **III.2. Evaluation des températures**

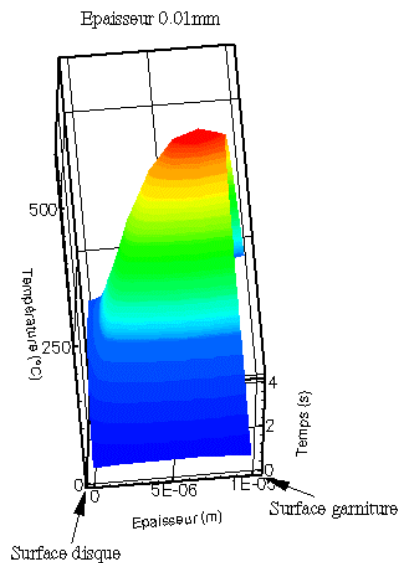
A partir de toutes ces informations, on trace l'évolution des températures de surface du disque et des garnitures (Figure IV-8).



**Figure IV-8 : Evolution des températures de surface**

On remarque une très nette différence entre les évolutions des températures pour le disque et la garniture. Les niveaux de température atteints pour le disque sont très proches de ceux obtenus dans le cas d'un contact sans couche de troisième corps. Par contre, la garniture est soumise à des températures nettement plus élevées. Si on compare les valeurs maximales, on note une différence d'environ 380°C. Ceci est dû à la couche de troisième corps qui agit comme une résistance thermique de contact. Du fait de la faible effusivité de la garniture, sa température évolue très rapidement de la même façon que l'évolution du flux de chaleur généré par frottement.

Afin de voir comment se comporte thermiquement le troisième corps, on trace l'évolution des températures à l'intérieur de ce dernier (Figure IV-9).



**Figure IV-9 : Evolution des températures dans le troisième corps**

On note que la température est maximale au sein du troisième corps mais proche de la surface de contact avec la garniture.

On constate bien que la prise en compte d'un troisième corps influe sur les résultats, et surtout sur les températures de surface de la garniture. Les résultats sont en corrélation avec ceux observés expérimentalement mais également avec ceux obtenus numériquement [Day 1990, Dufrénoy 1995, Ryhming 1979].

Cependant, les données matériaux de ce troisième corps ont été évaluées et les valeurs sont approximatives. Il est nécessaire de lister les paramètres qui peuvent influencer sur les résultats.

### III.3. Paramètres influents de l'étude

Afin de trouver les paramètres qui sont importants dans l'étude d'un contact à trois corps, isolons un élément de la couche de troisième corps et établissons un bilan thermique (Figure IV-10).

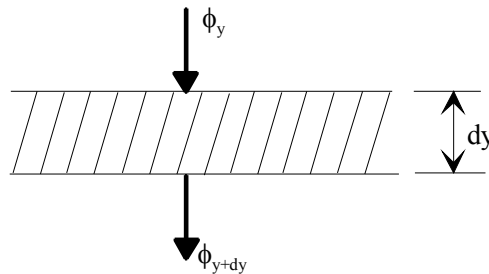


Figure IV-10 : Bilan thermique sur un élément du troisième corps

Cet élément de volume  $dV$  et de hauteur  $dy$  est soumis à un flux de chaleur volumique  $q$ . Le bilan thermique est le suivant :

$$\phi_y + q.dV = \phi_{y+dy} + \rho.c_p.dV.\frac{\partial T}{\partial t} \quad (4.9)$$

$$\phi_{y+dy} = \phi_y - \lambda.S.\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} dy \quad (4.10)$$

où  $\phi_y$  est le flux entrant dans l'élément (W)

$\phi_{y+dy}$  est le flux sortant de l'élément (W)

$$dV = S.dy$$

En incorporant l'équation (4.10) dans (4.9), on obtient :

$$q = -\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \rho.c_p.\frac{\partial T}{\partial t} \quad (4.11)$$

On voit bien que, lorsqu'on isole un élément  $dy$  supposé élémentaire, les paramètres influents sont les propriétés thermo-physiques de la couche de troisième corps (conductivité et capacité thermique). Cependant, il faut associer à l'équation (4.11) la loi de Fourier pour la couche de troisième corps :

$$\phi = -\lambda.S.\frac{\partial T}{\partial y} \quad (4.12)$$

On a donc un paramètre influent supplémentaire qui est l'épaisseur de la couche de troisième corps.

### III.4. Etude de sensibilité

Tout d'abord, nous verrons l'influence de l'épaisseur du troisième corps, puis de sa conductivité et enfin de sa capacité thermique. Les valeurs initiales sont :

- 10  $\mu\text{m}$  pour l'épaisseur
- 0,07  $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$  pour la conductivité
- 100  $\text{J}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{K}^{-1}$  pour la capacité thermique

#### a. Sensibilité vis-à-vis de l'épaisseur

On trace les évolutions des températures de surface du disque et de la garniture pour des épaisseurs de troisième corps variant de 1  $\mu\text{m}$  à 1 mm (Figure IV-11-a pour le disque et Figure IV-11-b pour la garniture)

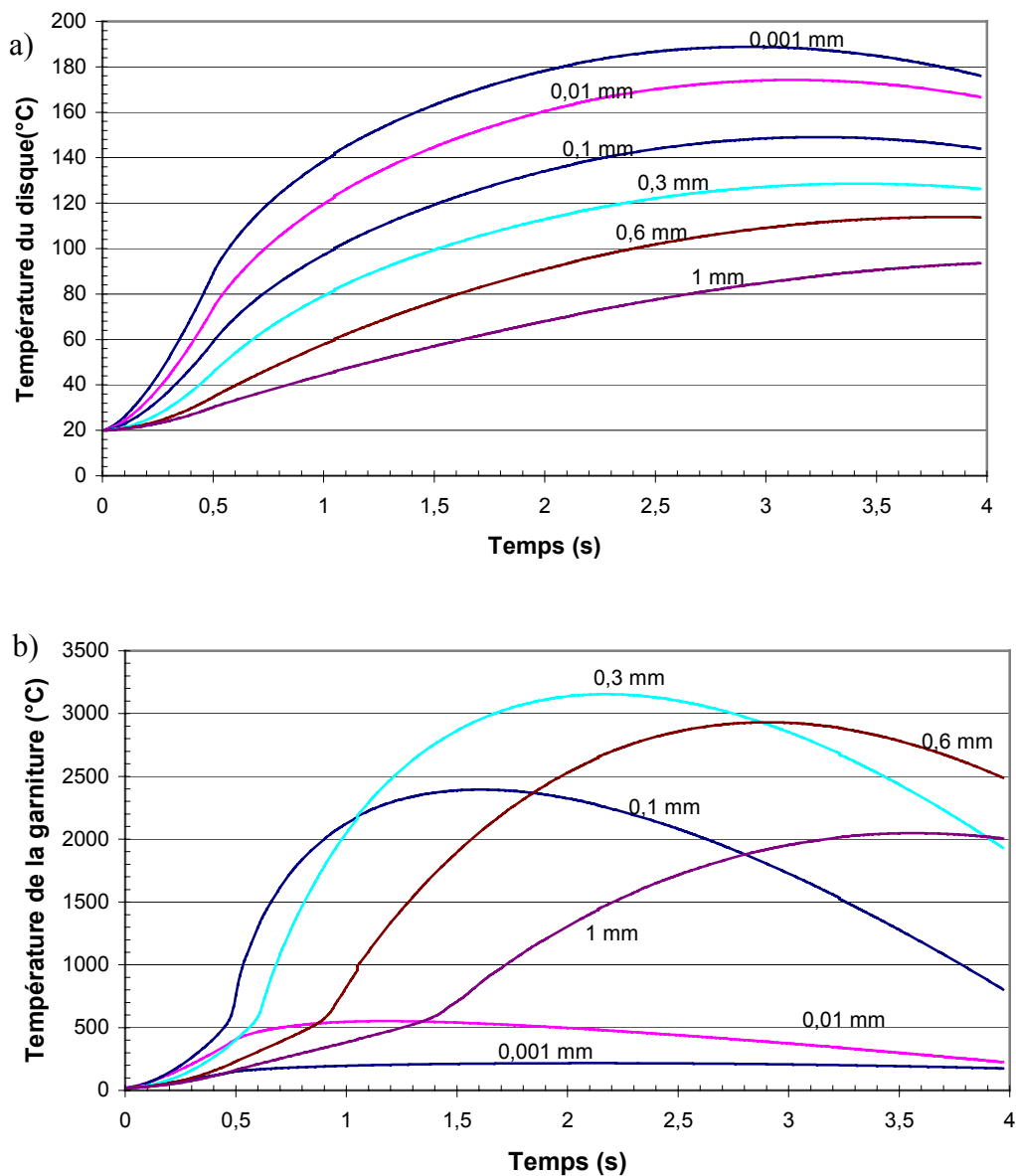


Figure IV-11 : Sensibilité des températures de contact vis-à-vis de l'épaisseur du troisième corps

On constate que plus on augmente l'épaisseur de la couche du troisième corps et plus la température du disque diminue. Les variations sont néanmoins faibles sauf pour des valeurs d'épaisseurs très élevées. Pour la garniture, c'est totalement différent. Dans un premier temps, plus on augmente l'épaisseur et plus la température augmente. Mais au delà de 0,3 mm, la température diminue et cela même si l'effet de résistance thermique augmente. Ceci s'explique au regard de la part de l'énergie qui est stockée par la couche de troisième corps (Tableau IV-1).

Epaisseur du troisième corps (mm)	Part de l'énergie totale stockée dans le troisième corps (%)
0,001	0,4
0,01	0,4
0,1	0,6
0,3	3
0,6	12,5
1	32,8

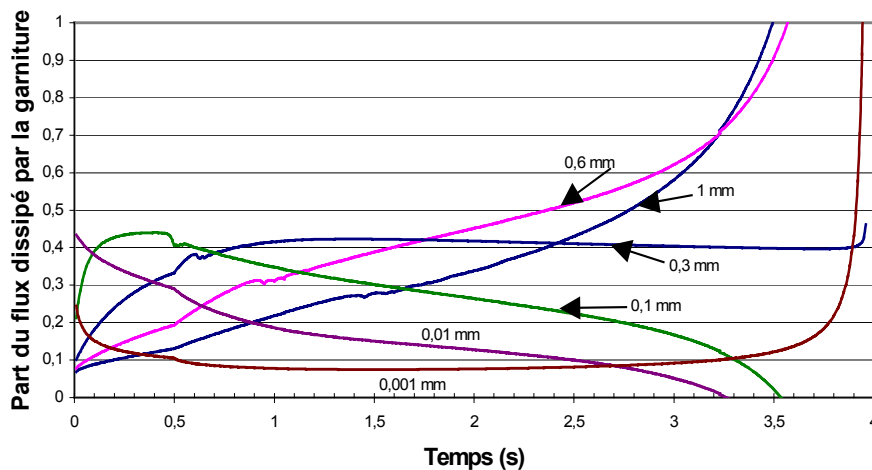
**Tableau IV-1: Part de l'énergie stocké dans le troisième corps**

Les effets de résistance thermique et de stockage d'énergie ont des influences opposées sur la température de la garniture. En effet, plus l'épaisseur de la couche de troisième corps augmente, plus l'effet de résistance thermique augmente et donc la température de la surface de la garniture aussi. Mais l'effet de stockage d'énergie augmente également avec l'épaisseur ayant pour effet de diminuer la température de la garniture. On a donc une compétition entre les effets de résistance thermique et de stockage d'énergie.

L'instant où l'on atteint la température maximale varie avec l'épaisseur de la couche de troisième corps. Pour les faibles valeurs, il est atteint en début de freinage. Pour des épaisseurs élevées, il migre vers la fin du freinage. On en déduit que l'effet de résistance thermique est important pour les faibles épaisseurs de troisième corps mais devient secondaire pour des plus grandes valeurs.

Les valeurs de températures sont très importantes pour des épaisseurs supérieures à 50  $\mu\text{m}$ . Elles sont peu réalistes vis-à-vis des dégradations de surfaces mais elles donnent une tendance sur l'influence de l'épaisseur du troisième corps.

Les évolutions des parts de flux dissipé par la garniture et stocké par le troisième corps sont tracées respectivement sur la Figure IV-12 et la Figure IV-13.



**Figure IV-12: Part du flux de chaleur dissipée par la garniture**

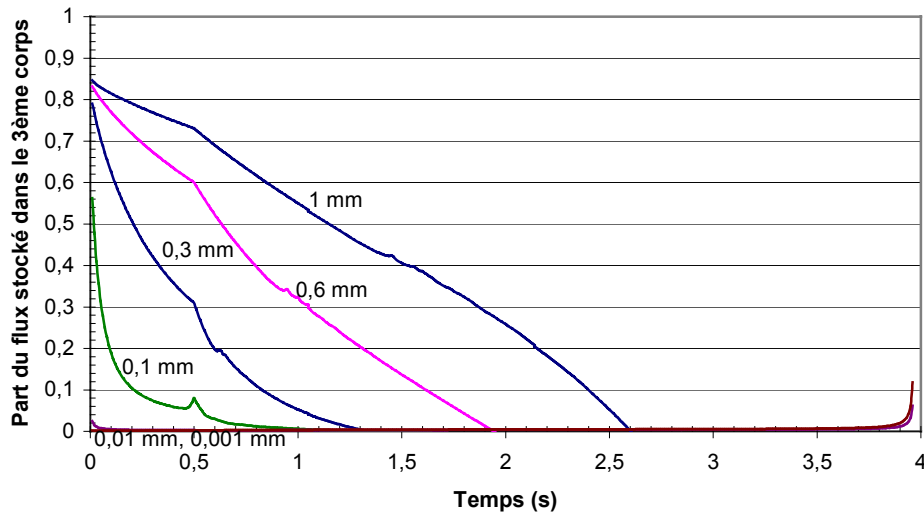


Figure IV-13 : Part du flux de chaleur stockée par le troisième corps

Pour une épaisseur de 1  $\mu\text{m}$ , peu d'énergie est stockée dans le troisième corps. La part du flux dissipé par la garniture est quasiment égale à la partie complémentaire du coefficient de partage de flux établi dans le cas d'un contact parfait (6,6%).

Pour 10  $\mu\text{m}$ , il y a toujours très peu d'énergie stockée dans le troisième corps. Mais la part du flux dissipé par la garniture augmente rapidement à cause de l'effet de barrière thermique.

Pour des épaisseurs plus importantes, la part du flux dissipé par la garniture augmente plus lentement à cause du phénomène de stockage d'énergie en début de freinage. La valeur moyenne de cette part de flux augmente jusqu'à 300  $\mu\text{m}$  expliquant l'augmentation de la température de la surface de la garniture.

Au delà de 300  $\mu\text{m}$ , l'effet de stockage d'énergie devient significatif. La part du flux dissipé par la garniture augmente continuellement mais avec une valeur moyenne faible. Ceci explique que l'instant où la température est maximale est proche de la fin du freinage (Figure IV-11).

La distribution des températures au sein du troisième corps durant le temps de freinage est tracée Figure IV-14 pour des épaisseurs de 0,01 et 0,1 mm.

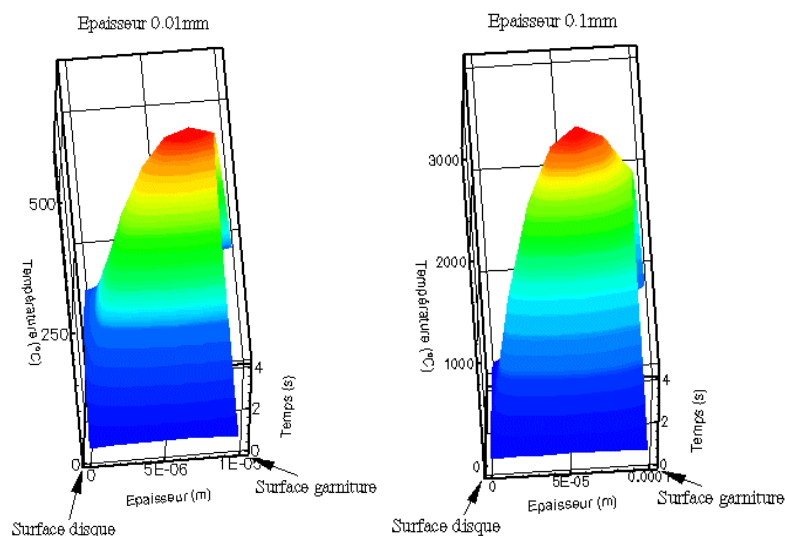


Figure IV-14 : Distribution des températures dans le troisième corps

Dans les deux cas, la température maximale est atteinte à l'intérieur de la couche de troisième corps. Ceci est en accord avec les résultats obtenus par Ryhming [Ryhming 1979] mais non avec ceux de Day [Day 1990]. Cela montre la différence entre un modèle continu volumique et une résistance thermique de contact.

Pour des faibles épaisseurs, la température maximale est proche de la garniture, de plus faible effusivité. Par contre, plus l'épaisseur augmente et plus la température maximale migre vers le milieu de la couche de troisième corps.

### *b. Sensibilité vis-à-vis de la conductivité*

On trace à présent l'évolution des températures de surface du disque et de la garniture pour différentes valeurs de la conductivité thermique du troisième corps (respectivement Figure IV-15-a et Figure IV-15-b).

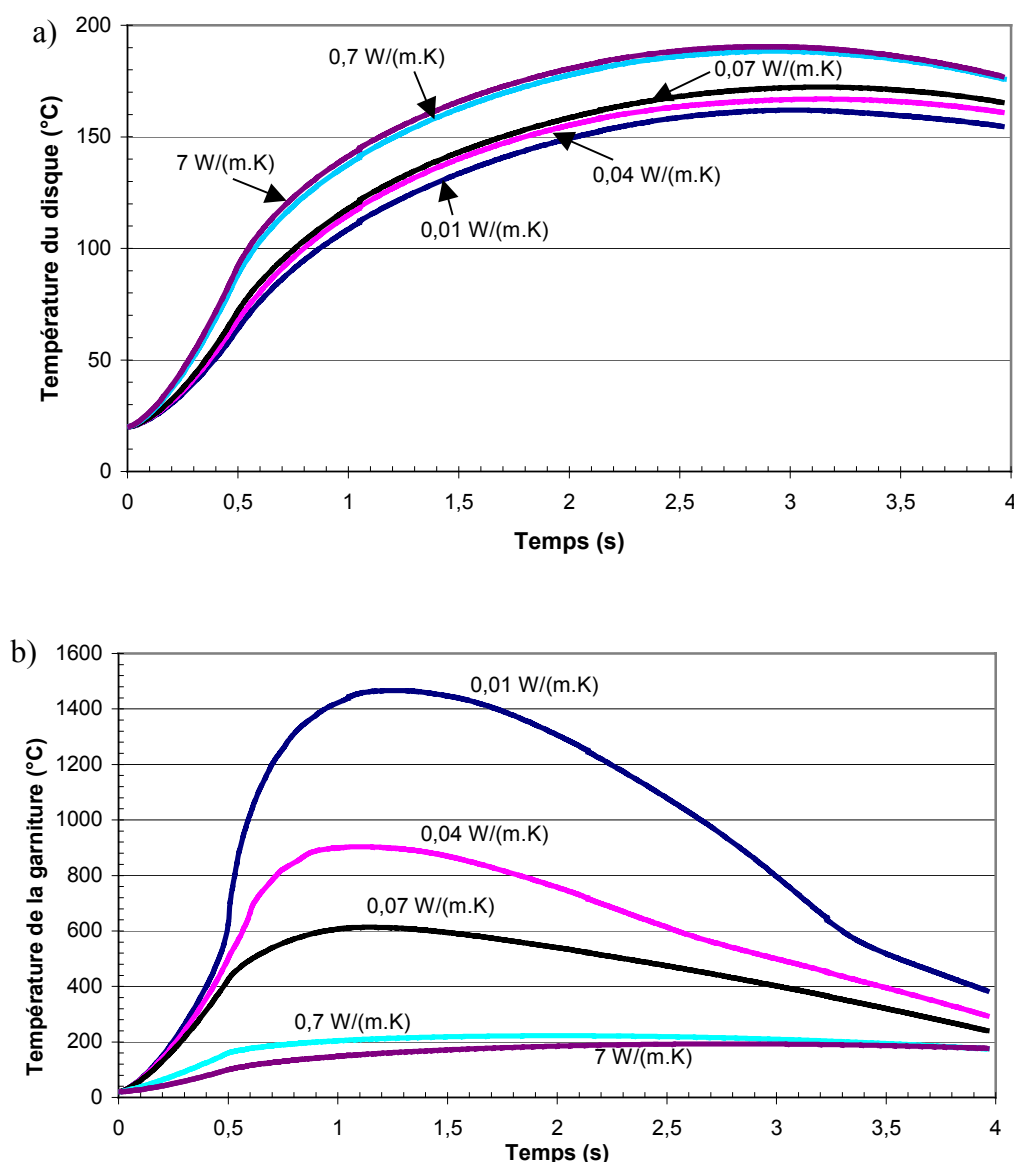


Figure IV-15 : Influence de la conductivité du troisième corps sur la température de surface

On note une diminution de la température de surface du disque avec la baisse de la conductivité thermique de la couche de troisième corps. Cependant, cette sensibilité est moins forte que pour l'épaisseur. En ce qui concerne la garniture, plus la conductivité est faible, plus

la température est élevée. Ceci est principalement dû à l'effet de barrière thermique de la couche de troisième corps.

Globalement, même si l'influence de la conductivité thermique sur l'évolution des températures est loin d'être négligeable, elle est moindre que l'épaisseur du troisième corps.

### *c. Sensibilité vis-à-vis de la capacitance thermique*

Le dernier paramètre influent est la capacité thermique de la couche de troisième corps. Pour une épaisseur de 10  $\mu\text{m}$ , on fait varier cette dernière de 1 à 10 000  $\text{J}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{K}^{-1}$ . Les évolutions des températures de surface du disque et de la garniture sont tracées respectivement Figure IV-16-a et Figure IV-16-b.

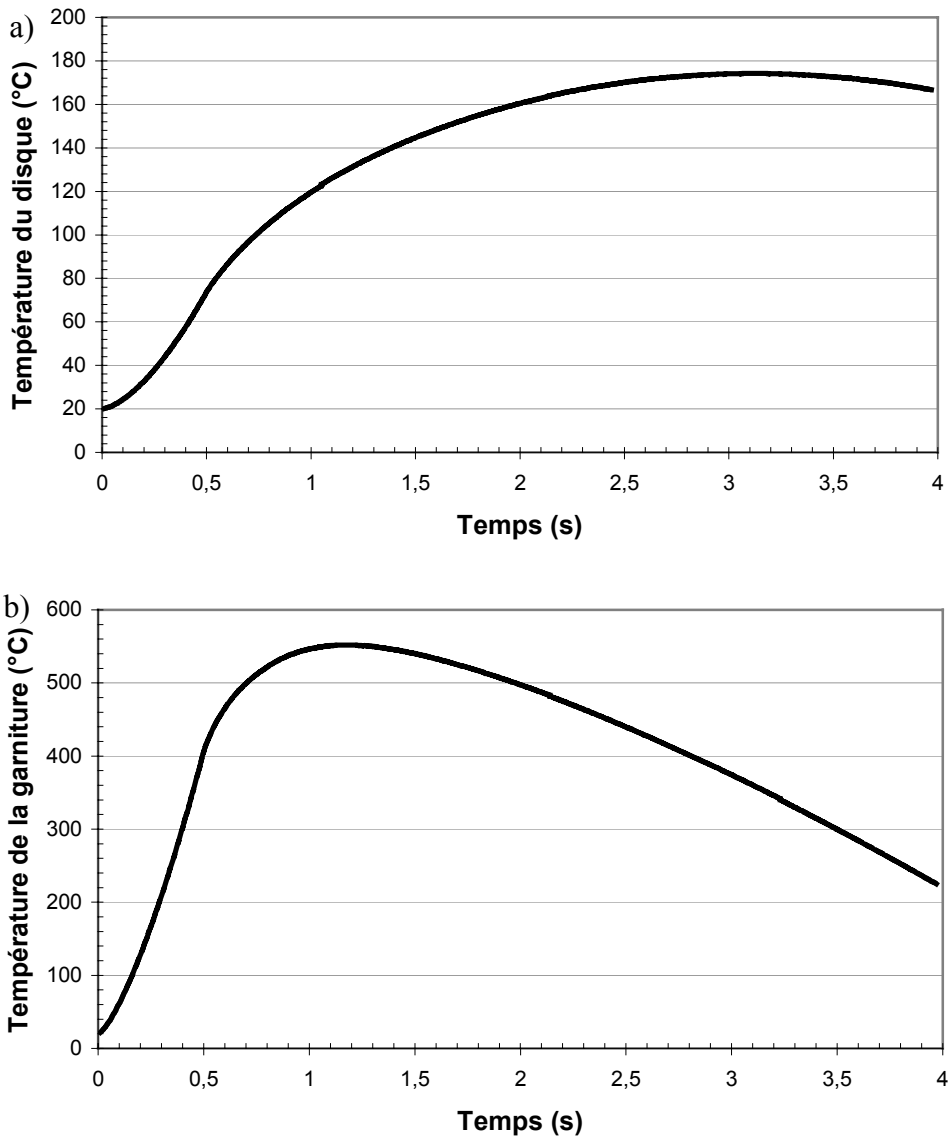


Figure IV-16 : Sensibilité des températures vis-à-vis de la capacité thermique du troisième corps (variation de 1 à 10 000  $\text{J}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{K}^{-1}$ )

On observe aucune sensibilité vis-à-vis de la capacité thermique de la couche de troisième corps, que ce soit pour la température du disque ou pour celle de la garniture. Ce résultat est logique compte tenu du fait que la capacité thermique est associée à la notion de stockage d'énergie. Or on a vu dans l'étude de sensibilité sur l'épaisseur que pour une couche

de troisième corps de  $10 \mu\text{m}$ , seul 0,4 % de l'énergie est stocké dans le troisième corps. La capacité thermique devient influente pour des épaisseurs plus importantes (supérieures à  $300 \mu\text{m}$ ) où l'effet de stockage d'énergie devient majoritaire vis-à-vis de l'effet de résistance thermique.

### **III.5. Comparaison avec un modèle avec résistances thermiques de contact**

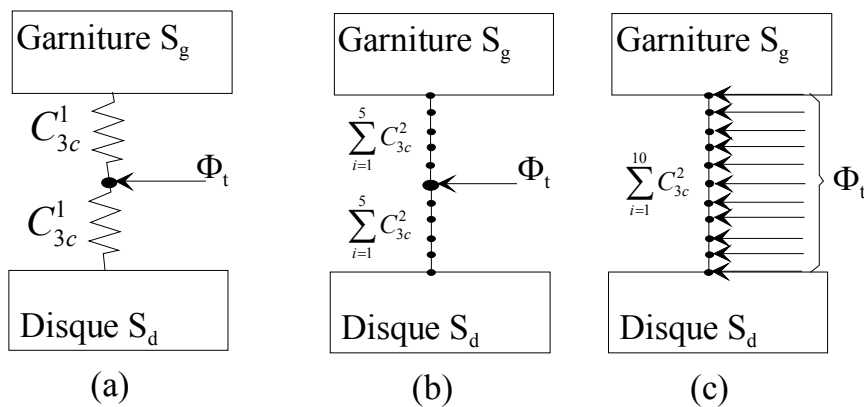
Afin de corroborer les résultats obtenus pour des épaisseurs faibles de troisième corps, un modèle avec résistances thermiques a été élaboré. On se place dans le cas suivant :

- épaisseur du troisième corps :  $10 \mu\text{m}$
- conductivité du troisième corps :  $0,07 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$

La conductance thermique de la couche intermédiaire est évalué à  $7000 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$  à partir de la formule :

$$C_{3c} = \frac{1}{R_{3c}} = \frac{\lambda_{3c}}{e_{3c}} \quad (4.13)$$

Trois modèles ont été élaborés (Figure IV-17) :



**Figure IV-17 : Modèles avec résistances thermiques de contact**

Le premier modèle (Figure IV-17-a) comporte deux résistances thermiques et le flux de chaleur est imposé entre ces deux dernières. Dans un second temps, la couche interstitielle sera discrétisée par dix résistances thermiques. Tout d'abord, on applique le flux au milieu de l'épaisseur de troisième corps (Figure IV-17-b). Ensuite, chaque nœud des résistances thermiques se verra attribuer  $1/11^{\text{ème}}$  du flux total (Figure IV-17-c).

Le gradient de température dans la couche de troisième corps, au moment où la température est maximale sur la garniture, est tracé pour les trois modèles cités précédemment. Une comparaison avec le résultat issu du modèle avec troisième corps homogène et continu est décrite Figure IV-18.



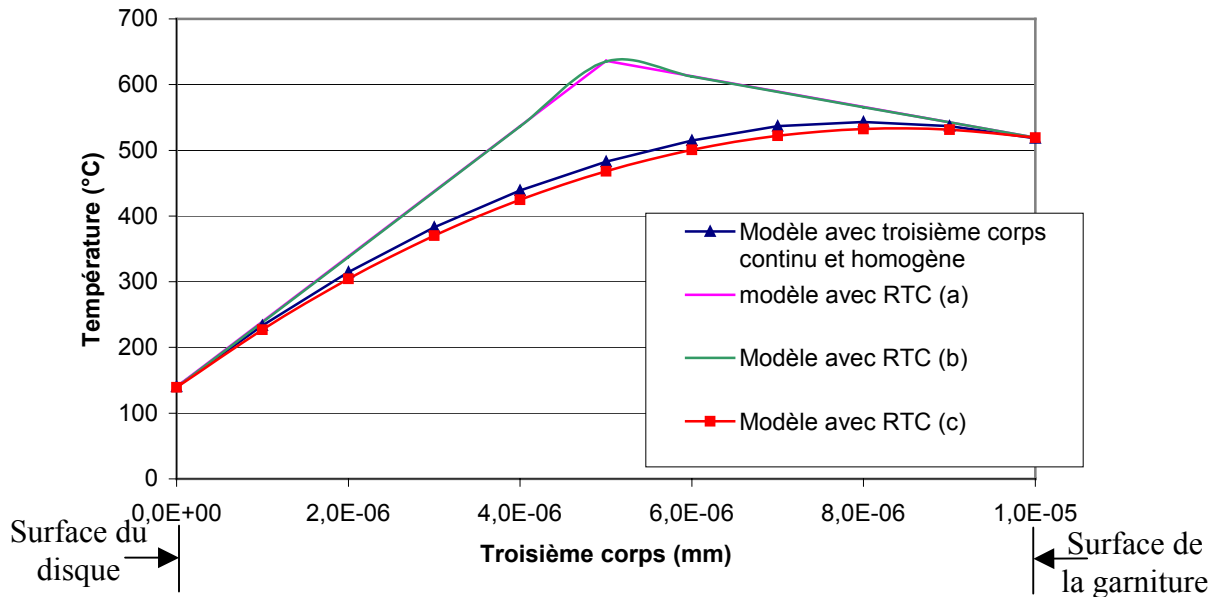


Figure IV-18 : Comparaison entre modèles avec RTC et troisième corps continu

Que l'on schématise le contact avec deux ou dix résistances thermiques de contact, le résultat est identique si l'on génère toute la chaleur au centre de la couche de troisième corps. A cette position, on obtient une température plus élevée que dans le cas d'un troisième corps homogène avec flux uniforme. Par contre, au niveau des surfaces du disque et de la garniture, tous les modèles donnent des températures similaires.

Lorsqu'en plus de discrétiser la résistance thermique de contact, on applique le flux de chaleur sur chaque nœud de la couche interstitielle, on constate une bonne comparaison avec le modèle avec troisième corps homogène. Il existe une légère baisse de la température. Elle s'explique par le fait que, dans le modèle continu, la couche de troisième corps «stocke» une partie du flux.

De ce fait, un modèle sans capacitance, c'est-à-dire de type résistance thermique de contact, peut convenir avec plusieurs résistances et le flux réparti sur chaque nœud de ces dernières [Laraqi 1992], ceci afin d'obtenir la non-linéarité du gradient thermique. Cependant, afin de reproduire le stockage d'énergie dans le troisième corps, de plus en plus sensible quand l'épaisseur augmente, il est nécessaire d'utiliser un modèle avec capacitance thermique de type mur équivalent.

### III.6. Sensibilité vis-à-vis des profils d'accommodation de vitesse

Jusqu'à présent, la génération de chaleur volumique a été considérée uniforme dans toute l'épaisseur du troisième corps. On a vu que ce dernier joue le rôle d'accommodateur du gradient de vitesse entre le disque et la garniture. De plus, le flux généré par frottement au sein du troisième corps est lié au taux de cisaillement de ce dernier qui est fonction du gradient de vitesse suivant l'épaisseur. L'influence du profil des gradients de vitesses sur les températures des surfaces du disque et de la garniture sera donc étudiée.

L'analyse bibliographique ainsi que des travaux en cours au sein de l'INSA de Lyon à l'aide d'une modélisation granulaire du troisième corps [Jordanoff et al. 2002] nous conduit à tester plusieurs allures du profil des vitesses (Figure IV-19).

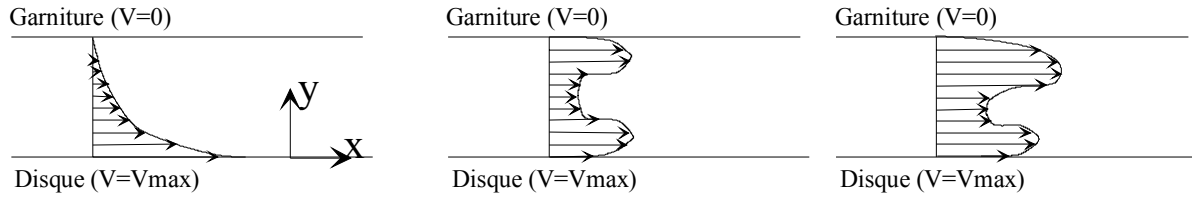


Figure IV-19 : Profils des vitesses

Comme démontré précédemment l'évolution linéaire aura tendance à privilégier la génération de chaleur par adhérence et dans le volume près de la surface du massif, en l'occurrence ici le disque. Des évolutions paraboliques issues d'un gradient de vitesse plus importants dans le troisième corps privilégient plutôt la génération volumique dans le volume interstitiel.

Le flux généré par frottement est directement lié au taux de cisaillement du troisième corps soit  $\frac{\partial V}{\partial y}$ . Les allures suivantes pour le flux sont alors obtenues (Figure IV-20) :

- linéaire,
- parabolique centrée,
- parabolique décentrée.

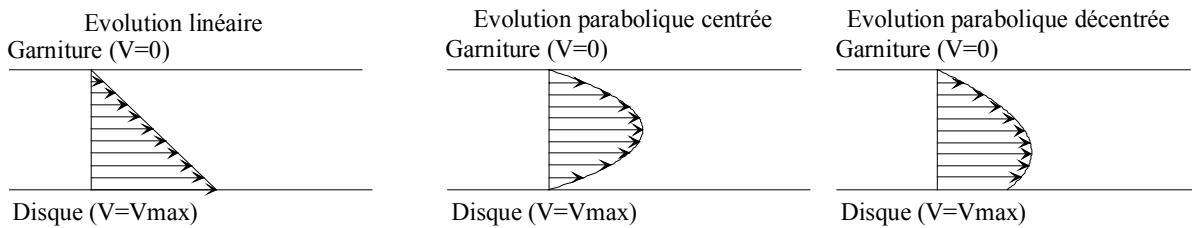


Figure IV-20 : Profils des flux à partir des gradients de vitesse

Pour chacun de ces profils, on trace l'évolution des températures de surface du disque et de la garniture (respectivement Figure IV-21 et Figure IV-22).

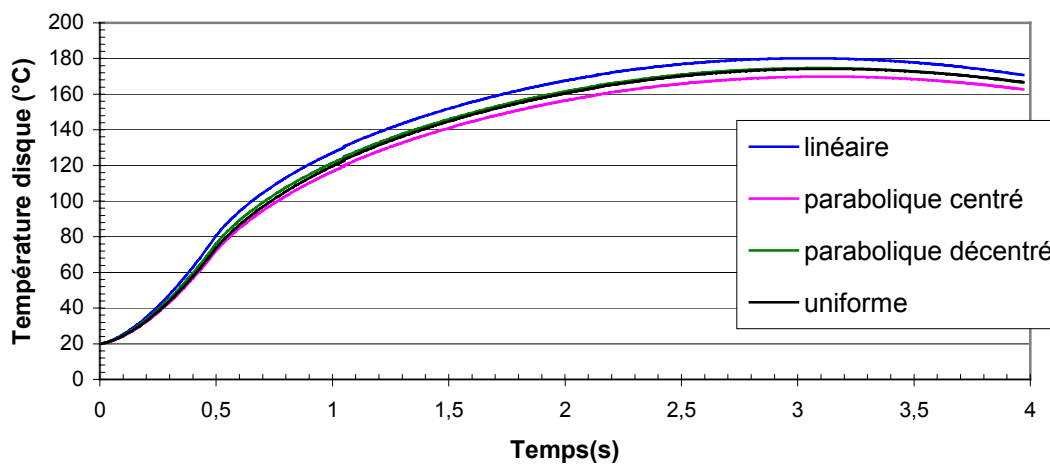


Figure IV-21 : Evolution de la température de la surface du disque

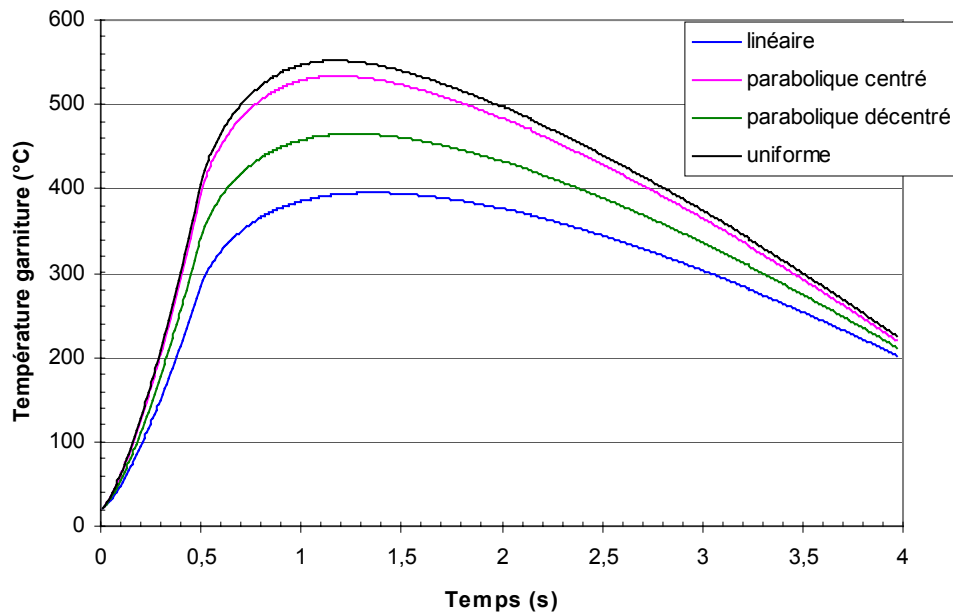


Figure IV-22 : Evolution de la température de la surface de la garniture

On constate très peu d'influence du profil de vitesse sur la température de surface du disque. Par contre, on note une très nette différence sur celle de la garniture. Entre les profils de vitesse linéaire et uniforme, la différence est d'environ 150°C. Dans le cas linéaire, la température de la garniture baisse de façon significative alors que la température de surface du disque reste quasi-identique. Ceci est logique puisque cette répartition implique un flux orienté vers le disque et que celui-ci, très conducteur, absorbe ce flux sans être trop influencé par cette variation. Il est important de noter que le profil parabolique centré est proche du cas uniforme, ce qui est conforme aux analyses déjà évoquées de la similitude d'un flux qui serait appliqué au centre du troisième corps. Cependant l'introduction d'une évolution parabolique décentrée qui est plus conforme aux analyses d'accommodation de vitesse [Jordanoff et al. 2002] entraîne un écart de températures important avec les cas uniforme et parabolique centré, et se rapproche logiquement du cas linéaire. Cette tendance se confirme par la comparaison des parts d'énergie stockée par le troisième corps pour les différentes allures de vitesses (Tableau IV-2) mais également sur l'évolution du flux dissipé par la garniture (Figure IV-23) et stocké par le troisième corps (Figure IV-24).

Profil de vitesse	Part de l'énergie stockée dans le troisième corps (%)
Uniforme	0,4
Linéaire	0,4
Parabolique centré	3
Parabolique décentré	1,8

Tableau IV-2 : Part de l'énergie stocké dans le troisième corps

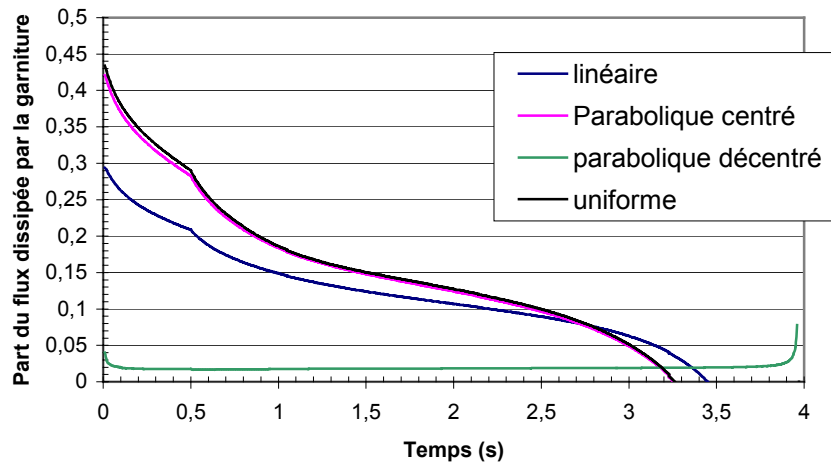


Figure IV-23 : Part du flux dissipée par la garniture

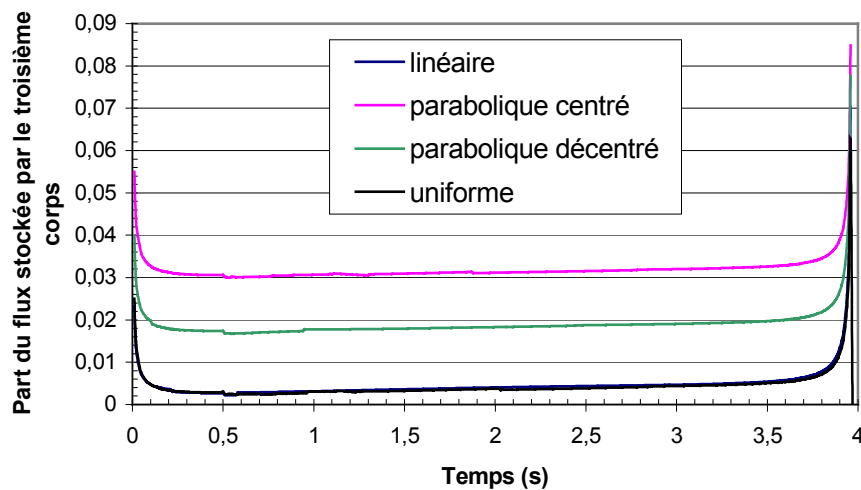


Figure IV-24 : Part du flux stockée par le troisième corps

On note que les parts d'énergie stockée par le troisième corps sont faibles pour tous les profils de vitesses mais particulièrement pour le cas linéaire. La différence de température de surface de la garniture s'explique par l'évolution du flux dissipé par cette dernière essentiellement en début de freinage. Même si la valeur moyenne est quasi-identique pour les profils linéaire, parabolique centré et constant, en début de freinage, on note une très nette différence du flux initial (pouvant aller du simple au double entre le cas uniforme et linéaire).

#### **IV. Conclusion**

Le phénomène d'usure de corps en contact a été observé depuis longtemps. Les premiers modèles thermiques l'ont considéré par un coefficient ajustable et appliqué au niveau du flux généré par frottement. Cette technique ne retranscrivant pas physiquement les phénomènes ayant lieu au sein du contact, d'autres auteurs ont essayé d'autres schématisations d'un contact à trois corps (résistances thermiques et couche homogène et continu). Ces études ont montré un saut de température entre les corps en contact. Les résultats les plus prometteurs ont été apportés par Ryhming [Ryhming 1979], qui a considéré

une couche continue et homogène de troisième corps, mais dans le cas d'une génération de flux constante avec le temps.

L'application numérique au cas d'un freinage automobile a apporté les mêmes constatations sur le saut de température entre le disque et la garniture, en accord avec des observations expérimentales.

L'étude de sensibilité a montré que l'épaisseur du troisième corps est un des paramètres les plus influents sur le niveau des températures atteint, notamment, par la surface de la garniture. Dans une moindre mesure, la conductivité thermique du troisième corps influe sur les résultats. Par contre, la capacité thermique n'a aucune influence sauf dans le cas d'une couche épaisse de troisième corps. Cependant, les niveaux de température atteints pour ces épaisseurs sont peu imaginables vis-à-vis des dégradations de surface. Enfin, on a vu que le profil de vitesse au sein du troisième corps est un paramètre non négligeable.

Ces résultats montrent que le passage d'un contact à deux corps à un contact à trois corps permet d'obtenir des niveaux de température en accord avec les observations expérimentales. Les paramètres nécessaires à cette schématisation sont les propriétés thermo-physiques et les dimensions du troisième corps piégé dans le contact. Cependant, ces données sont difficilement évaluables. En général, elles sont obtenues après ouverture du contact. Or durant le freinage, les pressions atteintes dans le contact sont très importantes et les paramètres varient certainement de façon importante. Outre le phénomène de résistance thermique, ce modèle introduit également la notion de stockage d'énergie dans le troisième corps. Ce dernier devient important lorsque l'épaisseur de la couche interstitielle augmente. On a alors compétition entre les effets de résistance thermique et de stockage d'énergie en fonction de l'épaisseur de la couche de troisième corps. La comparaison avec des modèles de résistance thermique a permis de valider ces résultats dans le cas d'épaisseurs faibles du troisième corps.

Afin d'appréhender si ces modèles sont réalistes d'un point de vue température et dissipation d'énergie, mais également dans le but d'avoir des ordres de grandeur des données nécessaires, il est nécessaire de faire appel à un dispositif expérimental.

Cependant, l'étude sur un frein à disque est peu envisageable compte tenu de la multitude de phénomènes ayant lieu durant un freinage. Il est nécessaire de développer un dispositif expérimental simple et uniquement dédié à étudier les phénomènes thermiques dans un contact à trois corps. Ceci afin de pouvoir répondre à la question : à partir d'un dispositif simple, moyennant de «savoir» mesurer la température, un modèle de dissipation totale de l'énergie mécanique en chaleur, sous forme volumique dans un troisième corps homogène donne-t-il des résultats cohérents ?

## ***CHAPITRE V : Etude thermique d'un contact à trois corps : aspect expérimental***

*Nous avons vu que la prise en compte d'un troisième corps modifie très sensiblement l'évaluation des températures atteintes dans un contact. L'épaisseur ainsi que les propriétés thermo-physiques sont des paramètres influençant fortement les résultats. Leur évaluation est difficile et peu d'études ont porté sur une estimation fine de ces paramètres. Nous proposons une étude expérimentale qui vise à établir un lien entre la génération de chaleur et les phénomènes liés à la vie tribologique d'un contact. Cette étude sera menée sur un dispositif simple où nous pourrions tenter de nous affranchir au mieux des problèmes mécaniques tels qu'ils existent dans un frein à disque.*

### **I. Objectifs**

Le comportement mécanique du troisième corps a été largement étudié. On peut notamment citer des études sur la notion de portance [Colombie et al. 1985], sur le rôle des écrans de surface [Noll 1997]. Cependant la majorité des travaux porte sur l'observation a posteriori des surfaces de contact et plus particulièrement sur la compréhension de la formation du troisième corps [Copin 2000, Roussette et al. 2002]. Peu d'études ont porté sur une comparaison entre la génération de chaleur et la formation du troisième corps [Bordenet 1991, Colombie et al. 1984]. En effet, il est très difficile de pouvoir observer à la fois la formation d'un troisième corps durant le contact ainsi que la distribution des températures [Colombie et al. 1984].

Par l'intermédiaire d'un dispositif expérimental adapté, une carte des températures précises sera recherchée. L'observation du troisième corps se fera a posteriori et après ouverture du contact.

### **II. Présentation du dispositif expérimental**

La conception d'un dispositif expérimental dédié à l'observation des températures et du troisième corps est complexe. La modification d'un dispositif existant a été privilégié. Pour cela, nous avons utilisé le banc d'essai VISU III du LamCos de l'INSA de LYON.

#### **II.1. Dispositif existant : le banc VISU III**

A l'origine, ce dispositif était utilisé pour étudier le frottement entre un disque de verre et un joint en polymère. Son principal avantage est qu'il dispose d'un espace libre au dessus du disque de verre pour permettre une observation aisée par caméra. La mise en charge des échantillons se fait par un bras muni de masses mortes (400 N maxi). La mise en rotation est obtenue par l'intermédiaire d'un système poulie-courroie (Figure V-1). La vitesse de rotation maximale est de 1500 tr/min.

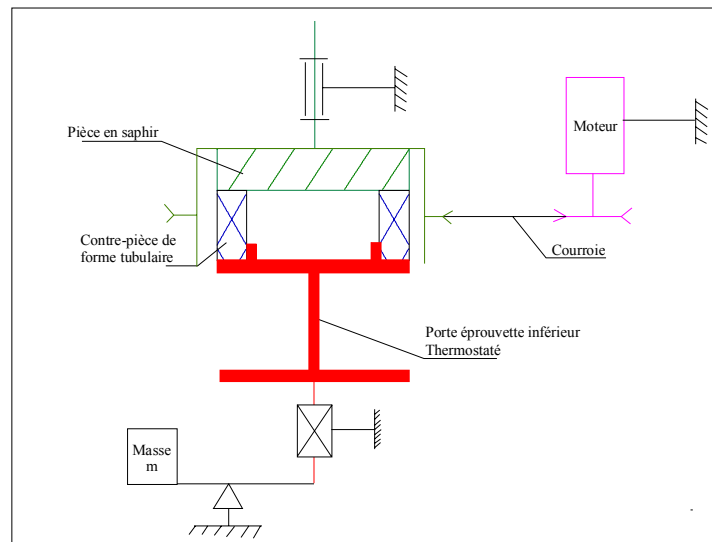


Figure V-1 : Schéma du dispositif VISU III

Ce dispositif est muni d'un couplemètre à bras, composé de deux rondelles concentriques et de quatre bras équipés de jauges de déformations. Il peut supporter un couple maximum de 1 N.m. De plus, un capteur d'effort est positionné au niveau du bras de chargement, permettant d'obtenir la variation de l'effort de contact durant les essais.

## II.2. Dispositif modifié : le banc THERMAL VISU III

Certaines modifications ont été apportées au dispositif existant afin de réaliser les essais. On privilégie un contact entre deux cylindres, l'un en acier (échantillon fixe en rotation mais mobile en translation) et l'autre en saphir (échantillon en rotation) (Figure V-2).

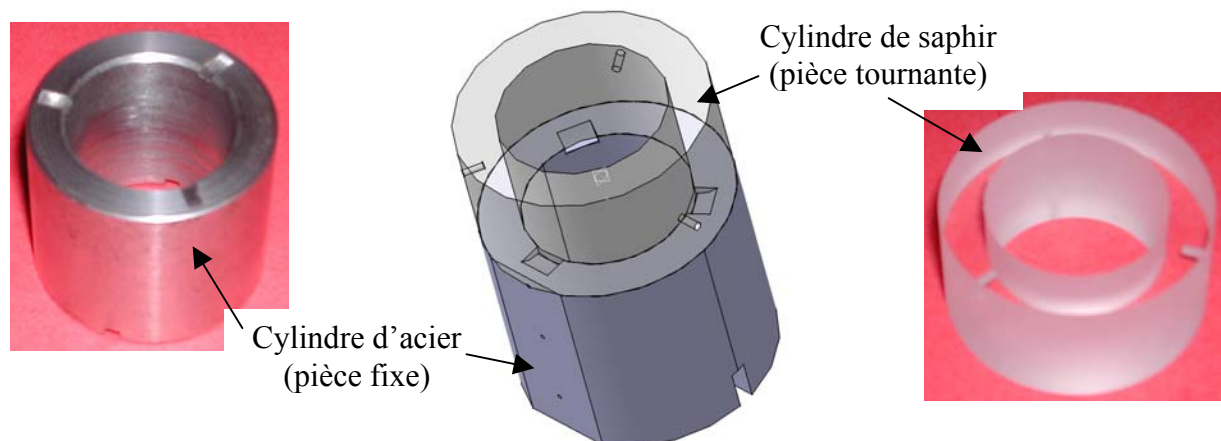


Figure V-2 : Positionnement des échantillons d'acier et de saphir

Ces échantillons sont placés au centre de deux isolants afin d'obtenir des isothermes parallèles à la surface de contact (Figure V-3). Le dimensionnement des échantillons de frottement et des isolants a été réalisé à l'aide d'un modèle éléments finis thermique. Les dimensions des cylindres d'acier et de saphir sont :

- diamètre intérieur : 20 mm
- diamètre extérieur : 30 mm
- hauteur de l'acier : 25 mm
- hauteur du saphir : 15 mm

Des pièces de fixation ont dû être redimensionnées afin de permettre le maintien des échantillons en contact. Le banc THERMAL VISU III permet ainsi le contact entre deux cylindres avec une visualisation du contact au travers du saphir (Figure V-3).

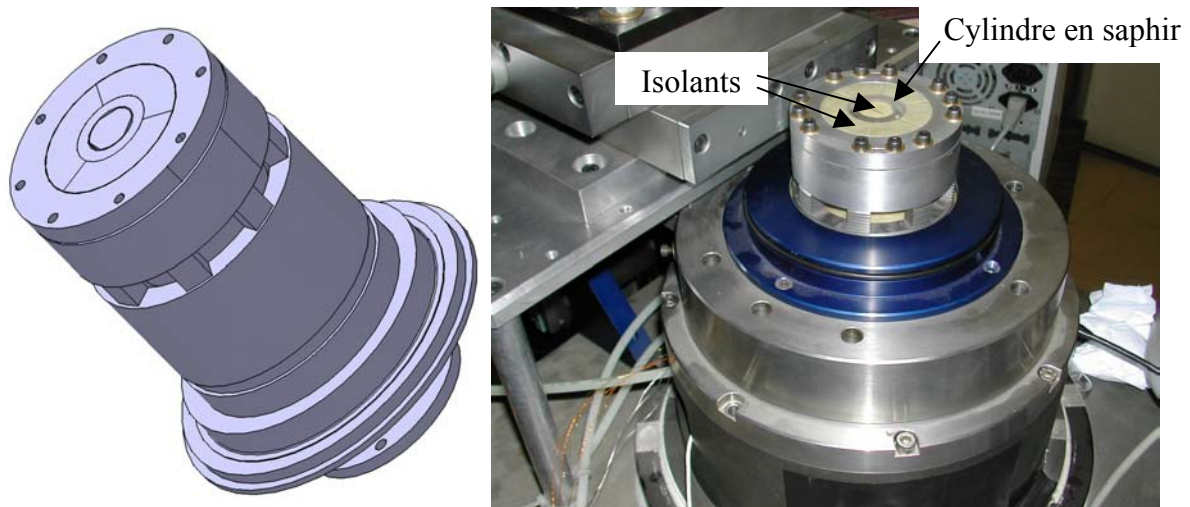


Figure V-3 : Dispositif THERMAL VISU III

### **III. Instrumentation**

Outre le dispositif de mesure du couple et de l'effort exercé sur les échantillons en contact, il est nécessaire d'instrumenter le banc d'essai de façon à pouvoir obtenir les cartes de températures au sein du contact. Pour cela, des thermocouples seront disposés au niveau de la surface de frottement de l'éprouvette d'acier. Cette mesure sera couplée à celle d'une caméra infrarouge qui permettra de cartographier les températures sur la surface de contact en mesurant au travers de l'échantillon de saphir.

#### **III.1. Mesure par thermocouples**

Afin d'obtenir la température à la surface de contact, il est nécessaire de disposer un ou plusieurs thermocouples sur celle-ci. Cependant, l'utilisation de thermocouples classiques est impossible pour deux raisons. En premier lieu, sous l'effet du contact frottant, les thermocouples se désagrègeront. En second lieu, on veut éviter de perturber les lignes de flux dans les deux échantillons. Or la mise en place d'un thermocouple classique en surface nécessite un perçage perpendiculairement à la surface de frottement. Ce qui aurait pour effet de perturber la diffusion de la chaleur. De plus, son positionnement serait trop imprécis.

L'utilisation de thermocouples plats fabriqués in-situ a été privilégiée. Ces thermocouples ont une épaisseur de 100  $\mu\text{m}$ . Ils sont composés d'une couche de Kapton® (isolant de type polyamide) sur lequel deux pistes, respectivement, de cuivre et de constantan® sont disposées. La mesure de température est réalisée au niveau de la jonction entre les deux pistes par une moyenne sur toute la longueur de cette dernière (Figure V-4).



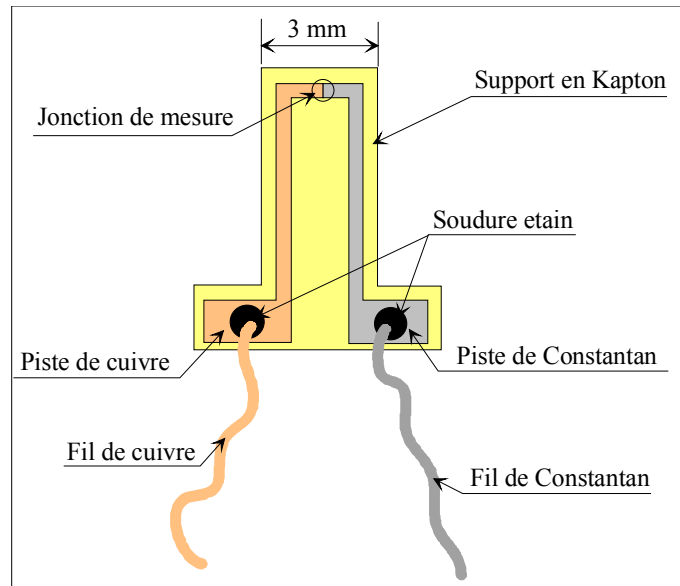


Figure V-4 : Thermocouple de surface

Ces thermocouples sont placés dans trois gorges situées tous les  $120^\circ$  au niveau du rayon intérieur de la surface de l'échantillon d'acier. Le fond des gorges est arrondi afin de s'assurer que la jonction du thermocouple affleure la surface de frottement. Ils sont collés puis recouverts avec une résine isolante (Figure V-5).

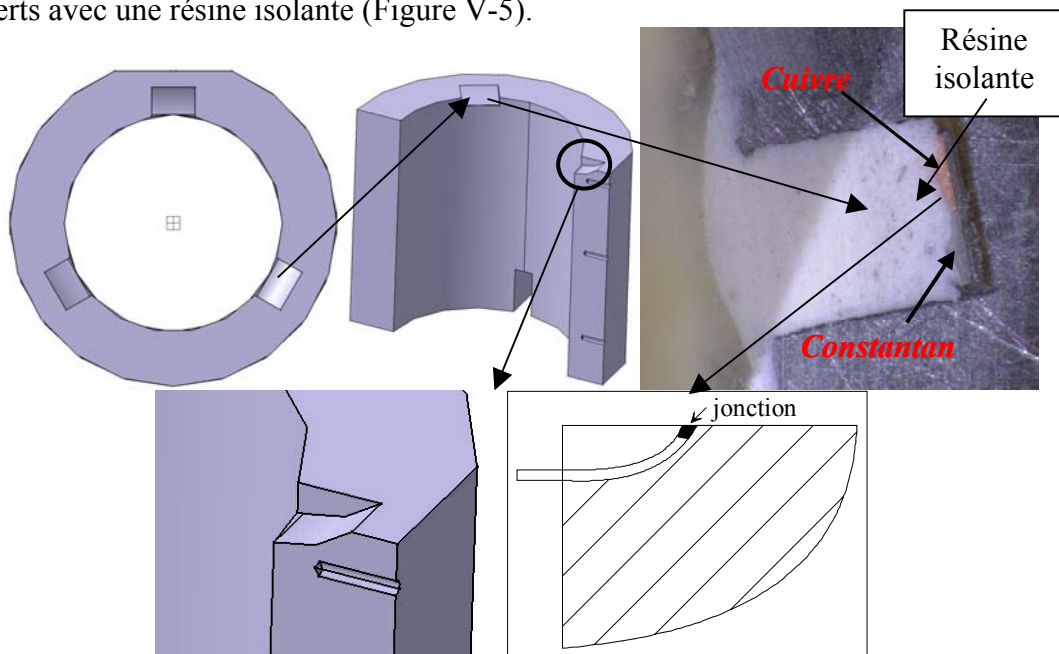


Figure V-5 : Disposition des thermocouples de surface

### III.2. Mesures par thermographie infrarouge

La thermographie est une méthode qui permet l'acquisition des phénomènes liés à la distribution spatiale de la chaleur sur les objets examinés, ainsi qu'à la variation de cette distribution dans le temps.

Cette technique met en œuvre des équipements capables de transformer une image infrarouge en image visible, transmise par l'intermédiaire d'un signal vidéo. Ce signal peut faire l'objet d'un certain nombre de traitements analogiques ou numériques destinés à l'amélioration de son analyse et de son interprétation [Gaussorgues 1999, Pajani 1989]. Le

principe de la thermographie infrarouge ainsi que les définitions mathématiques sont détaillés en ANNEXE 3.

### a. Principe de fonctionnement

L'objet à étudier est analysé par la déflexion optomécanique ou électronique du champ optique élémentaire du système de thermographie.

A un instant donné, l'amplitude du signal vidéo est théoriquement proportionnelle à la quantité d'énergie infrarouge émise dans la bande spectrale du système par les objets situés dans le champ élémentaire instantané. Ceci bien sûr dans les conditions de linéarité du système, c'est-à-dire pour un signal supérieur au bruit propre de ce système et inférieur à son domaine de saturation.

Le signal vidéo, délivré sous la forme d'une tension ou d'un courant analogique, doit être exploité afin de remonter à la distribution thermique dans le champ objet dont il faut connaître avec le maximum de précision, la température de chaque point.

La correspondance entre l'amplitude de la tension du signal vidéo et la température du corps noir observé doit être établie expérimentalement. Il s'agit des courbes d'étalonnage qui sont fonction de l'état du système (objectif, ouverture, filtre spécial, ...). Il est ainsi possible de faire correspondre à chaque tension vidéo obtenue pour chaque champ élémentaire analysé une température de corps noir.

Cette température appelée « température apparente » est celle qu'aurait un corps noir placé dans le vide et donnant la même tension de signal vidéo que l'objet analysé. Si la température vraie de cet objet est recherchée, il faut effectuer les corrections nécessaires, dues à son émissivité et à la transmission atmosphérique sur le parcours.

### b. Les courbes d'étalonnage

La courbe d'étalonnage est la courbe de correspondance effective entre le thermosignal fourni par la caméra et la luminance ou la température du corps noir observé, lors de la situation d'étalonnage de la caméra infrarouge.

Ces courbes sont établies pour toutes les configurations d'utilisation de l'instrument. Elles sont nécessaires à l'utilisateur qui veut définir quels sont les réglages ou la configuration de l'appareil conduisant à la meilleure exactitude, pour une situation donnée.

#### Situation d'étalonnage

La caméra est placée à courte distance du corps noir, aussi proche que le permet la distance minimale de mise au point optique.

La surface utile du corps noir, de dimension suffisante, est placée au centre de la scène thermique observée, et cette surface est vue par la caméra sous un angle important.

La mesure est la valeur moyenne que prend le thermosignal au cours du temps sur la surface homogène de l'image thermique du corps noir (Figure V-6).

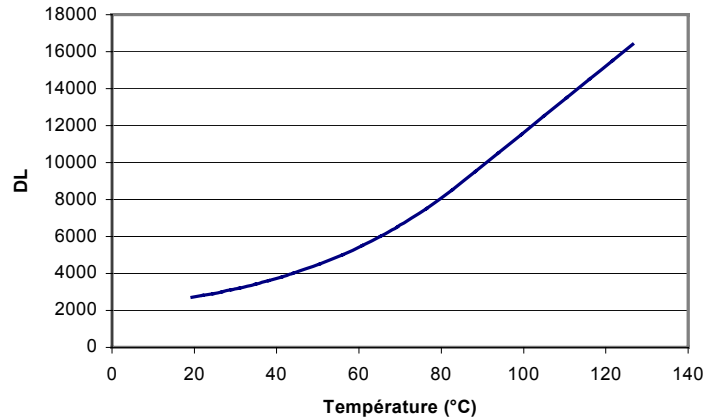


Figure V-6 : Courbe d'étalonnage - Luminance = f(Température)

### Linéarité des courbes d'étalonnage

Les courbes d'étalonnage en luminance permettent de vérifier la linéarité de l'instrument. La linéarité découle de la proportionnalité et de l'additivité des luminances à mesurer par la caméra.

En situation de mesure normale, au thermosignal de valeur  $V$  correspond une température  $T$  de luminance (Figure V-7). C'est la température vraie de l'objet observé, si cet objet est corps noir.

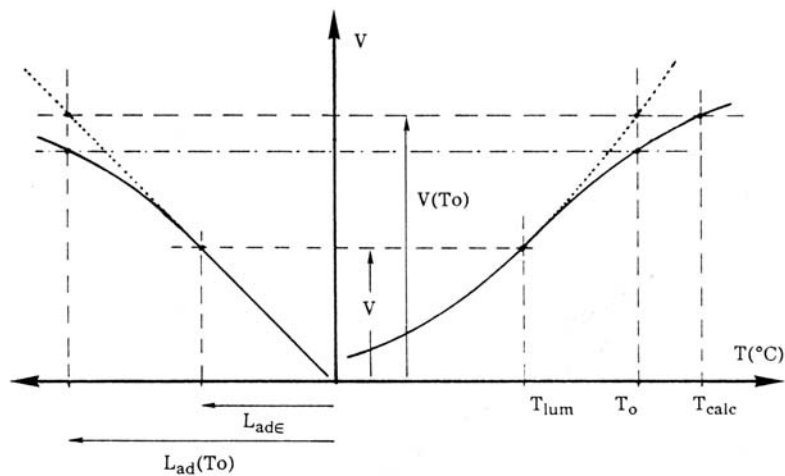


Figure V-7 : Problème de mesure de température vraie en cas de non linéarité de la courbe d'étalonnage en luminance [Pajani 1989]

Tout se complique dès que cet objet observé n'est plus un corps noir. En effet, si  $L_{ad\varepsilon}$  est la luminance à détecter en provenance d'un objet d'émissivité  $\varepsilon$  et de température  $T_0$ , on a, par définition de l'émissivité

$$L_{ad\varepsilon} = \varepsilon \cdot L_{ad}(T_0) \quad (5.1)$$

avec  $\varepsilon = cte$  sur  $\Delta\lambda$  et avec  $L_{ad}(T_0)$  la luminance à détecter du corps noir à la température  $T_0$ .

En faisant maintenant la correspondance entre la luminance à détecter et la luminance détectée, ou la valeur  $V$  du thermosignal, on constate que l'équation théorique ci-dessus

n'implique pas  $V = \varepsilon V(T_0)$ , en cas de non linéarité de l'appareil. Or c'est bien sur le signal  $V$  qu'est appliqué, par calcul, le facteur de correction qu'est l'émissivité  $\varepsilon$ .

L'utilisation de cette dernière équation par les calculateurs conduit à une erreur sur la température vraie calculée. Cette erreur est d'autant plus importante que l'émissivité est faible et que la courbe d'étalonnage s'éloigne du modèle linéaire calculé.

### Représentation de la courbe d'étalonnage en température

La caméra infrarouge est maintenant associée à ses courbes d'étalonnage. On dispose d'un ensemble de couples de valeurs  $V(T_0)$  du thermosignal et  $T_0$  de température.

L'utilisation des calculateurs pour la transcription en température nécessite une représentation mathématique des courbes d'étalonnage obtenues point par point.

La voie la plus classique est de choisir au préalable une expression mathématique dont les paramètres vont être calculés en fonction des points expérimentaux, selon la méthode des moindres carrés.

Pour une gamme de température donnée ou une configuration donnée de la caméra infrarouge, on peut représenter la réponse de l'appareil par la loi de PLANCK en luminance. Le thermosignal  $V(T)$  étant proportionnel à la luminance (caméra linéaire), on aura :

$$V(T) = \frac{A}{\exp\left(\frac{B}{T}\right) - 1} \quad (5.2)$$

La représentation d'une courbe d'étalonnage consiste donc à déterminer A et B.

### La transcription en température

La caméra infrarouge permet d'accéder directement au niveau thermique du rayonnement mesuré  $V_m$ , qui se compose du rayonnement en provenance du corps noir, atténué par l'atmosphère (facteur de transmission  $\tau$ ), et des rayonnements de l'environnement, qui ont été réfléchis sur le corps noir et également atténués par l'atmosphère, ainsi que le rayonnement émis par l'atmosphère elle-même :

$$V_m = \tau \cdot \underbrace{\left[ \underbrace{\varepsilon V(T_0)}_{\text{émis par l'objet}} + \underbrace{(1-\varepsilon)V(T_e)}_{\text{réfléchi}} \right]}_{\text{transmis au travers de l'atmosphère}} + \underbrace{(1-\tau)V(T_{at})}_{\text{émis par l'atmosphère}} \quad (5.3)$$

$V(T_e)$  et  $V(T_{at})$  représentent respectivement le rayonnement émis par l'environnement à la température  $T_e$  et le rayonnement propre de l'atmosphère à la température  $T_{at}$ .

L'équation de transcription est :

$$T_0 = V^{-1} \left[ \frac{V_m}{\tau\varepsilon} - \frac{(1-\tau)}{\tau\varepsilon} V(T_{at}) - \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon} V(T_e) \right] \quad (5.4)$$

### c. Emissivité

L'élément de puissance rayonnée par la surface  $S$  d'un corps porté à la température  $T$  dans une bande spectrale  $\Delta\lambda$  donnée, prend la forme :

$$F = \int_{\Delta\lambda} \varepsilon(\lambda) \cdot \frac{dR_{cn}(\lambda, T)}{d\lambda} \cdot S \cdot d\lambda \quad (5.5)$$

où  $\varepsilon(\lambda)$  est appelé émissivité spectrale.

### Les problèmes liés à l'émissivité des matériaux

Ce terme de puissance F (ou flux optique), seule grandeur mesurable par un détecteur infrarouge, est une fonction a priori indiscernable de l'émissivité et de la température de l'élément radiateur étudié. L'évaluation de l'un de ces paramètres nécessite la connaissance de l'autre. Il faut noter de plus que l'émissivité dépend de la direction d'observation par rapport à la surface rayonnante, ainsi que de la température de cette surface.

Dans la plupart des cas, l'émissivité des matériaux est donnée pour une incidence normale, dans une bande spectrale comprenant toutes les longueurs d'onde.

$$\varepsilon_t = \frac{\int_0^\infty \varepsilon(\lambda) \frac{dR(\lambda, T)}{d\lambda} d\lambda}{\int_0^\infty \frac{dR(\lambda, T)}{d\lambda} d\lambda} = \frac{1}{\sigma T^4} \int_0^\infty \varepsilon(\lambda) \frac{dR(\lambda, T)}{d\lambda} d\lambda \quad (5.6)$$

L'émissivité totale représente le rapport entre l'énergie rayonnée par le matériau à la température T et l'énergie rayonnée par un corps noir à la même température.

Pour les métaux, l'émissivité est généralement peu élevée, mais elle augmente avec la température. Cette croissance devient très forte lorsqu'il y a formation d'oxyde à la surface du métal chauffé.

### Les problèmes liés à la réflectivité des matériaux

La réflectivité des matériaux est à l'origine d'une deuxième difficulté dans la mesure du rayonnement infrarouge.

Le rayonnement mesurable par observation d'un corps dont la température est  $T_0$ , résulte de la superposition de trois phénomènes (Figure V-8):

- le corps réfléchit la fraction  $\mathcal{R}_a(\lambda)$  de l'énergie rayonnée par le milieu ambiant assimilé à un corps noir à la température  $T_a$ .
- Si le corps est partiellement transparent, il transmet la fraction  $\mathcal{T}_f(\lambda)$  du rayonnement émis par le fond supposé être un corps noir à la température  $T_f$ .
- Enfin la température  $T_0$  du corps est la source de son rayonnement propre. Il faut noter de plus l'existence du coefficient d'absorption  $\mathcal{A}(\lambda)$  qui va tendre à augmenter  $T_0$ .

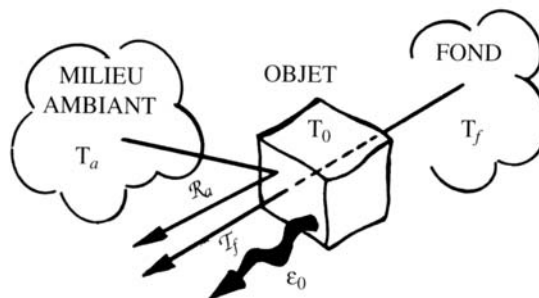


Figure V-8 : Réflectivité des matériaux

L'émissivité spectrale

L'émissivité spectrale  $\varepsilon(\lambda)$  d'une surface est définie comme le rapport entre l'exittance spectrale  $\frac{dR(\lambda, T)}{d\lambda}$  de cette surface et l'exittance du corps noir  $\frac{dR_{cn}(\lambda, T)}{d\lambda}$  à la même température :

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{\frac{dR(\lambda, T)}{d\lambda}}{\frac{dR_{cn}(\lambda, T)}{d\lambda}} \quad (5.7)$$

Cette fonction dépend de la longueur d'onde mais aussi de la direction d'observation par rapport à la surface, et de la température de cette surface. D'une façon générale, l'émissivité spectrale varie avec la longueur d'onde relativement lentement pour les objets solides.

De plus, l'émissivité d'une surface dans le spectre visible est souvent sans grand rapport avec son émissivité dans le spectre infrarouge. Ainsi, la neige dont l'émissivité visible est très faible est un excellent corps noir dans l'infrarouge. Cette propriété lui permet un retour à l'état liquide assez lent, même exposée au soleil. En effet, la majeure partie du rayonnement solaire dans le spectre visible est diffusée et réfléchi : l'émissivité élevée dans l'infrarouge permettant l'élimination par rayonnement infrarouge thermique de l'énergie absorbée.

L'influence de l'état de surface

La variété de la géométrie des surfaces et de leur état physico-chimique est infinie, et le plus gros recueil de données ne pourrait en présenter qu'un échantillonnage très faible.

*- Influence de l'état chimique de la surface*

De nombreux matériaux ont une « histoire » et les derniers micromètres proches de la surface peuvent présenter une hétérogénéité physique. Dans le cas d'un métal oxydé, que mesure-t-on : l'émission du métal caractérisé par une faible émissivité ou l'émission de la mince couche d'oxydes de forte émissivité.

Le facteur important est la transmittivité de la couche d'oxydes donnée par l'expression :

$$\tau = \exp(-4\pi\chi e / \lambda) \quad (5.8)$$

avec  $e$  : épaisseur de la couche

$\chi$  : indice d'extinction

$\tau$  : transmittivité

Dans la grande majorité des cas, ce facteur  $\tau$  est, soit proche de 0, dans ce cas c'est la surface d'oxydes qui émet ; soit proche de 1, dans ce cas c'est le métal sous-jacent qui émet. Le problème consiste donc à connaître l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la couche superficielle, à rechercher l'indice d'extinction du matériau de cette couche puis à calculer la transmittivité de la couche.

*- Influence de la rugosité*

La rugosité de la surface d'un matériau provoque des réflexions multiples (Figure V-9) qui augmentent l'émissivité.

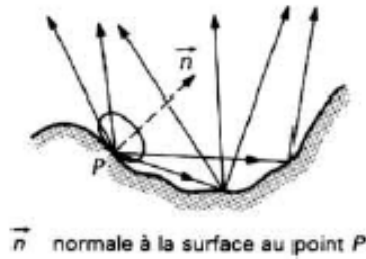


Figure V-9 : Influence de la rugosité

A titre d'exemple, un matériau très peu émissif comme l'or peut, par dépolissage, être 10 fois plus émissif. Par contre, un corps très émissif comme un verre ( $\varepsilon = 0,9$ ) voit son émissivité augmenter de 3% seulement après dépolissage.

On peut en conclure que dans le cas d'un corps à émissivité faible, la rugosité est un paramètre important. Alors que pour des corps plus usuels, tels que les métaux industriels, les effets de la rugosité sont moins marqués.

### L'influence de la température

Les métaux présentent généralement une émissivité faible dans l'infrarouge. Cette émissivité a tendance à s'élever avec la température du métal.

La relation donnant la réflectivité d'un métal :

$$\mathcal{R} = 1 - \sqrt{\frac{2\omega}{\gamma\mu c^2}} \quad (5.9)$$

avec  $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$  : pulsation de l'onde optique

$\gamma$  : conductibilité électrique du métal

$\mu$  : perméabilité magnétique

$c$  : célérité de l'onde optique

montre que l'émissivité spectrale de ce métal :

$$\varepsilon(\lambda) = 1 - \mathcal{R}(\lambda) = \sqrt{\frac{2\omega}{\gamma\mu c^2}} \quad (5.10)$$

augmente si sa conductibilité électrique diminue. A une élévation de température du métal, correspond une diminution de conductibilité électrique due à l'agitation thermique du réseau moléculaire, ce qui provoque une croissance de l'émissivité.

L'état de surface et l'oxydation du métal peut considérablement changer l'émissivité (Figure V-10).

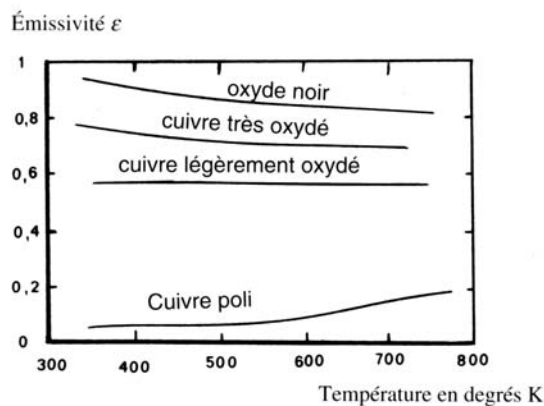


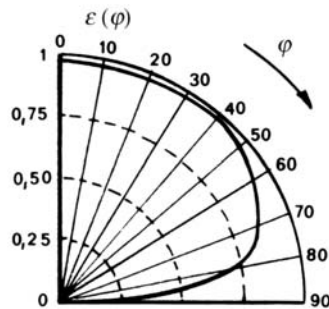
Figure V-10 : Influence de l'état de surface sur l'émissivité [Gaussorgues 1999]

### L'influence de l'angle d'incidence

L'émissivité des matériaux dépend d'une part de l'incidence d'observation d'autre part de l'état de polarisation du rayonnement considéré.

Cette propriété découle des relations de FRESNEL qui décrivent la réflectivité des surfaces séparant deux milieux différents.

A titre d'exemple, l'eau est un corps noir presque parfait à la longueur d'onde  $10\mu\text{m}$  pour l'incidence normale, et devient un miroir ( $\varepsilon = 0$ ) à l'incidence rasante (Figure V-11).



**Figure V-11 : Emissivité de l'eau en fonction de l'angle d'observation**

### Bilan : influence de l'émissivité en thermographie

Le rayonnement spectral émis par un objet d'émissivité  $\varepsilon_\lambda$  et de température T dépend de ces deux facteurs par la relation :

$$\frac{dR(\lambda, T)}{d\lambda} = \varepsilon_\lambda \cdot \frac{dR_{cn}(\lambda, T)}{d\lambda} \quad (5.11)$$

Le facteur multiplicatif  $\varepsilon(\lambda)$  qui peut varier suivant l'objet de 0 à 1 a une influence extrêmement forte sur le rayonnement de cet objet. La mesure par thermographie se fait précisément par détection de ce rayonnement. Il apparaît clairement que les corps quasiment « noirs » donnent un excellent résultat. Le rayonnement mesuré provient pratiquement en totalité de leur émission propre. La loi de PLANCK permet ainsi un calcul de la température correspondante.

Les résultats sont beaucoup moins précis quand l'émissivité du matériau devient faible. Deux effets se conjuguent alors pour dégrader la mesure. Tout d'abord, à température égale, l'énergie rayonnée par un objet de faible émissivité est inférieure à celle du corps noir, cette atténuation se fait précisément dans le rapport de l'émissivité. Ce phénomène ne serait pas trop gênant par lui-même, puisque la connaissance du pouvoir émissif, alliée à une bonne sensibilité de détection permet le calcul de la température de l'objet.

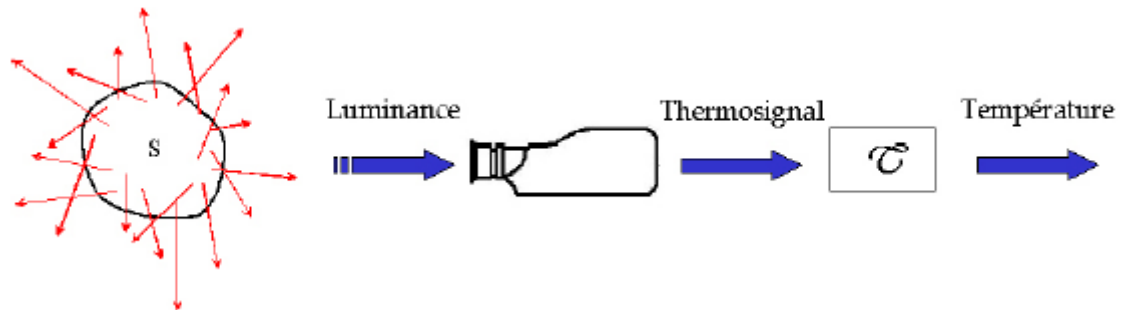
Beaucoup plus nuisible à cette mesure, l'existence d'une réflectivité du matériau, d'autant plus grande que son émissivité est faible, ajoute un rayonnement parasite provenant de l'espace environnant l'objet. Il est alors très difficile de faire la part du rayonnement dû à l'émission propre et celle dû à la réflexion. Il est toutefois encore possible d'obtenir des résultats valables quand la température de l'objet est très supérieure à celle du milieu ambiant. Dans ces conditions, l'énergie parasite reste faible, même pour un objet à réflectivité moyenne.

#### d. Caméra infrarouge utilisée

Le principe d'obtention des cartes de température par thermographie infrarouge se décompose donc en trois étapes qui sont (Figure V-12):



- réception de l'énergie émise par la scène thermique, obtention d'une carte de luminance,
- conversion de la luminance en un signal numérique appelé thermosignal,
- traduction du signal numérique en une température grâce à l'utilisation de courbe d'étalonnage : obtention d'un thermogramme.



**Figure V-12 : Principe d'obtention des températures par thermographie infrarouge**

Les fabricants de caméra infrarouge utilisent différentes technologies afin d'enregistrer la scène thermique. On peut ainsi citer :

- le mode trame,
- le mode ligne,
- le mode snap shot.

La caméra infrarouge utilisée est de type snap-shot. Il s'agit de la JADE II conçue et fabriquée par la société CEDIP dont les principales caractéristiques sont les suivantes :

- temps d'intégration minimum de 12  $\mu$ s,
- fréquence maximale d'enregistrement de 200 images par seconde,
- sensibilité de 20 mK,
- 2 plages de longueur d'onde moyenne (3 à 5  $\mu$ m) ou longue (8 à 12  $\mu$ m),
- grande plage de mesure de température (300°C à 1000°C avec un même filtre).

La scène thermique est mémorisée grâce un procédé semblable à la photographie, elle est ensuite lue une fois stockée sur le disque dur. Le capteur de rayonnement est composé d'une matrice à deux dimensions constituée de détecteurs infrarouges, appelés pixels, qui convertissent le rayonnement en signal analogique.

Le temps d'acquisition d'une image est décomposé en un temps d'intégration et un temps de lecture. Le temps d'intégration est défini comme le temps pendant lequel le capteur appelé FPA (Focal Plane Array) capture le rayonnement entrant. Le temps de lecture est la durée pendant laquelle les pixels sont transférés au circuit intégré de lecture ROIC (Read Out Integrated Circuit). La conversion analogique-numérique des pixels est réalisée au cours de cette phase. Suivant le temps d'intégration choisi, la courbe d'étalonnage n'est pas la même. En effet, le temps d'intégration agit sur la mesure du rayonnement émis par la scène thermique par les longueurs d'ondes ainsi sélectionnées d'où une variation de la plage de températures. Ceci permet de travailler sur une grande plage de température avec un même filtre en modifiant uniquement le temps d'intégration. Cependant, il ne peut être modifié en cours de mesure. Des filtres peuvent être également ajoutés pour explorer d'autres plages de températures.

### *e. Application au dispositif THERMAL VISU III*

La présence d'un échantillon de saphir entre la caméra et la surface de frottement pose un problème de transmission. Avant d'effectuer les mesures, il a été nécessaire de déterminer

ce facteur de transmission. Pour cela, l'échantillon de saphir a été placé entre la caméra et un corps noir chauffé à température homogène. Le facteur de transmission pour la caméra utilisé, et plus précisément pour la longueur d'onde de celle-ci, a été évalué à 60%, constante en température.

#### **IV. Programme d'essais**

Pour ces essais, nous avons utilisé quatre échantillons de saphir et trois échantillons d'acier (type C35). Pour ces derniers, deux ont été munis de thermocouples de surface. Ainsi, quatre couples saphir/acier ont pu être expérimentés (pour le couple 3 et 4, le même échantillon d'acier a été utilisé). Les propriétés physiques de l'acier et du saphir à température ambiante sont les suivantes (Tableau V-1, Tableau V-2) :

Masse volumique ( $\text{kg.m}^{-3}$ )	7850
Module d'Young (GPa)	205
Conductivité thermique ( $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )	51,9
Capacité thermique massique ( $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )	486

**Tableau V-1 : Propriétés physiques de l'acier**

Masse volumique ( $\text{kg.m}^{-3}$ )	3990
Module d'Young (GPa)	320
Conductivité thermique ( $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )	40
Capacité thermique massique ( $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )	750

**Tableau V-2 : Propriétés physiques du saphir**

Chaque couple a été soumis à un historique de chargement mécanique, et donc thermique, différent. Le tableau suivant récapitule les charges, vitesses de rotation et durées d'application des différents échantillons au cours des essais (Tableau V-3).

<b>COUPLE SAPHIR/ACIER 1</b>			
Numéro de séquence	Charge (N)	Vitesse de rotation (tr/min)	Temps (s)
1	51,24	500	92,15
2	51,24	500	56,29
3	51,24	500	43,46
4	51,24	500	82
5	51,24	500	40,7
6	153,72	500	34,55
7	153,72	500	92,59
8	204,96	600	125,19
9	204,96	600	46,86
10	204,96	600	219,35
11	204,96	600	199,85
12	204,96	600	254,05
<b>COUPLE SAPHIR/ACIER 2</b>			
Numéro de séquence	Charge (N)	Vitesse de rotation (tr/min)	Temps (s)
1	51,24	600	76,09
2	51,24	600	79,59
3	204,96	600	245,12
4	204,96	600	177,39
5	256,20	600	248,49
6	256,20	600	71,79
<b>COUPLE SAPHIR/ACIER 3</b>			
Numéro de séquence	Charge (N)	Vitesse de rotation (tr/min)	Temps (s)
1	102,48	600	27,73
2	102,48	600	189,12
3	204,96	600	79,03
<b>COUPLE SAPHIR/ACIER 4</b>			
Numéro de séquence	Charge (N)	Vitesse de rotation (tr/min)	Temps (s)
1	102,48	600	87,29
2	102,48	600	76,39
3	102,48	600	19,19

Tableau V-3 : Historique des essais

Il est important de noter que durant les essais, le dispositif de mise en charge des éprouvettes a été soumis à de fortes vibrations. Des oscillations de plusieurs millimètres ont pu être observées à l'extrémité du bras de mise en charge.

## **V. Résultats**

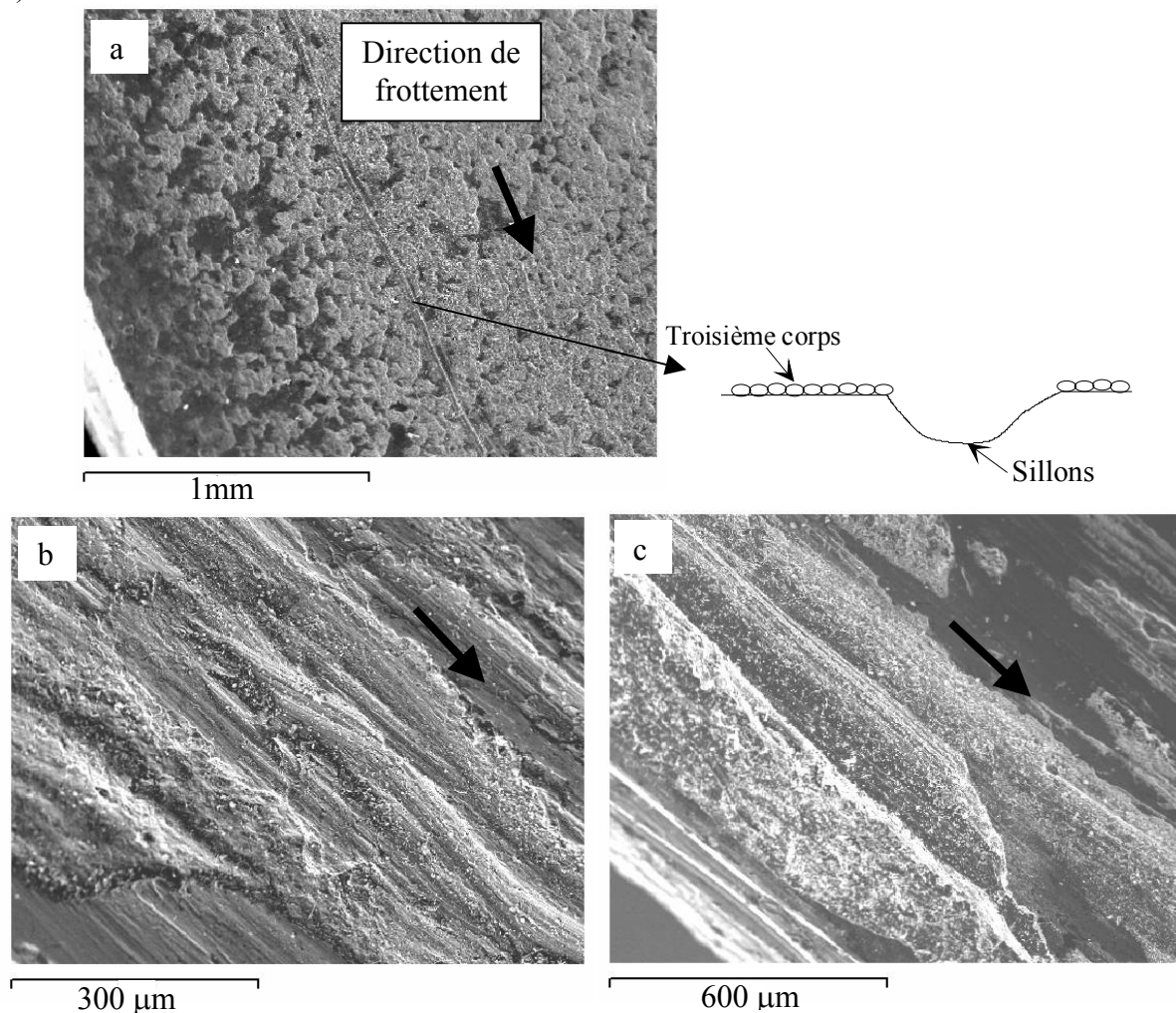
A partir des observations de surfaces, réalisées à l'aide d'un microscope électronique à balayage, et des thermogrammes, obtenus par thermographie infrarouge, une tentative de corrélation entre génération de chaleur et de troisième corps sera réalisée.

## V.1. Observations au microscope électronique à balayage

Malgré le fait que les différents couples acier-saphir aient subi des historiques de chargements différents, les observations de surfaces montrent des phénomènes identiques sur la surface de chaque échantillon d'acier et de saphir. Les observations sont réalisées post-mortem et après ouverture du contact.

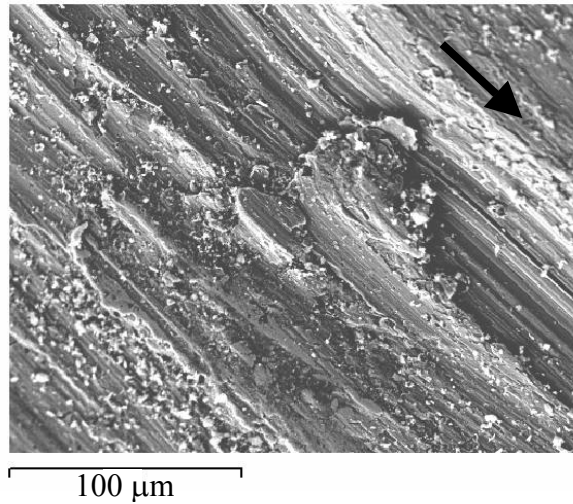
### a. Echantillon d'acier

Les observations de la surface des échantillons d'acier montrent la présence d'un labourage important de la surface. Selon les zones de frottement, on note la présence de sillons (Figure V-13-a) ou de creux plus ou moins importants (Figure V-13-b et Figure V-13-c).



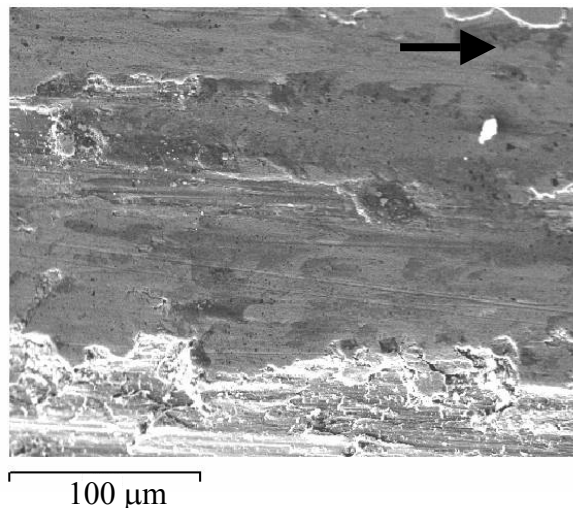
**Figure V-13 : Labourage de la surface des échantillons d'acier**

Il est probable que ces labourages ont été obtenus par le détachement de particules de saphir de taille plus ou moins importante. Elles ont été piégées dans le contact et ont détérioré la surface des échantillons d'acier. Sur un des échantillons d'acier, on constate la présence d'un labourage en cours d'obtention. On note la présence d'un « copeau » d'acier encore lié à la surface (Figure V-14).



**Figure V-14 : Copeau d'acier**

On note également un écoulement du troisième corps dans le sens de la rotation (Figure V-15). Cela montre les conditions assez sévères au sein du contact malgré des efforts de contact et des vitesses de rotation relativement faibles.



**Figure V-15 : Ecoulement de troisième corps**

Ces surfaces montrent également la présence de deux types de troisième corps. Le premier est lisse et semble très compact. Il se présente sous forme de plateaux plus ou moins importants (Figure V-16-a). On peut penser que ce sont des zones de contact prédominantes. Le deuxième quant à lui est « poudreux ». Il s'accumule dans les vallées existantes entre plusieurs plateaux voisins (Figure V-16-b).

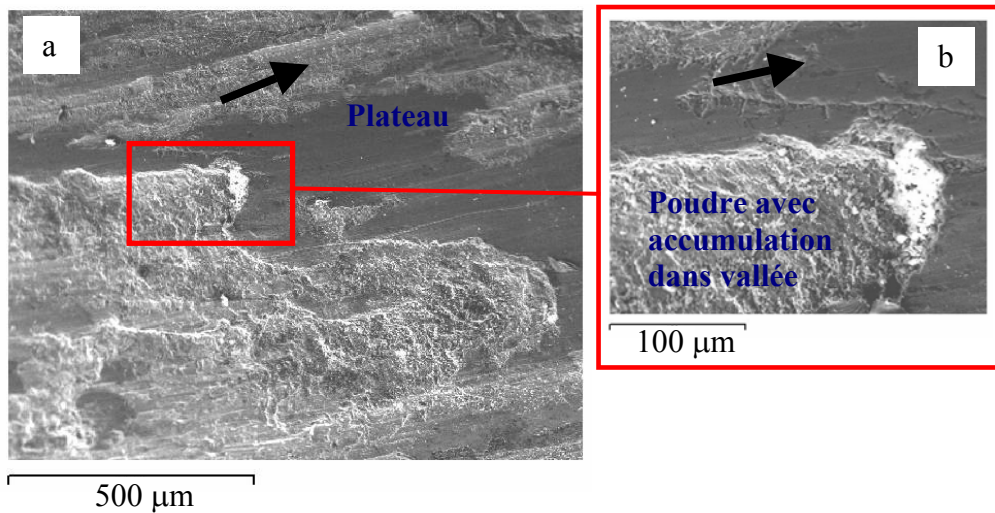


Figure V-16 : Les deux types de troisième corps rencontrés

Il est probable qu'au fur et à mesure de l'accumulation de poudre, il y a création de plateaux. Puis sous les effets de la pression et du cisaillement, ces plateaux se fragmentent créant ainsi de nouvelles vallées dans lesquelles se ré-accumule du troisième corps poudreux (Figure V-17). Il est probable que deux plateaux voisins étaient, durant l'historique de contact, un seul et même plateau.

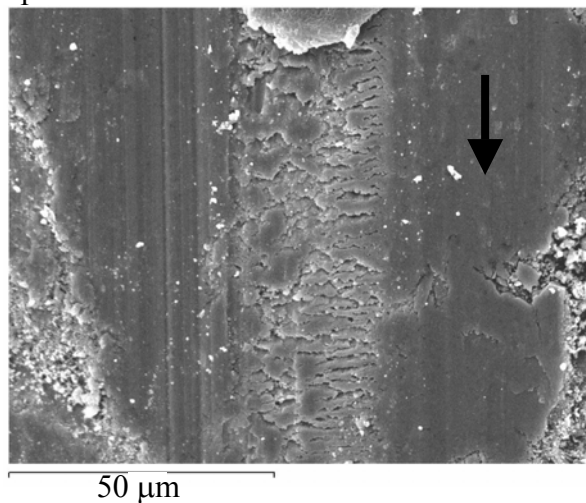


Figure V-17 : Fragmentation d'un plateau en deux

De plus, un cisaillement important est observé sur certains plateaux. On voit très nettement l'empilement de plusieurs plaques planes (Figure V-18).

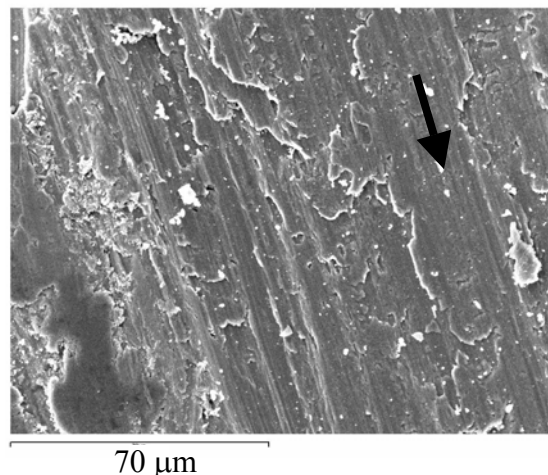


Figure V-18 : Cisaillement du troisième corps

Enfin, on distingue la présence de creux relativement importants et répartis sur toute la surface des échantillons d'acier (Figure V-19).

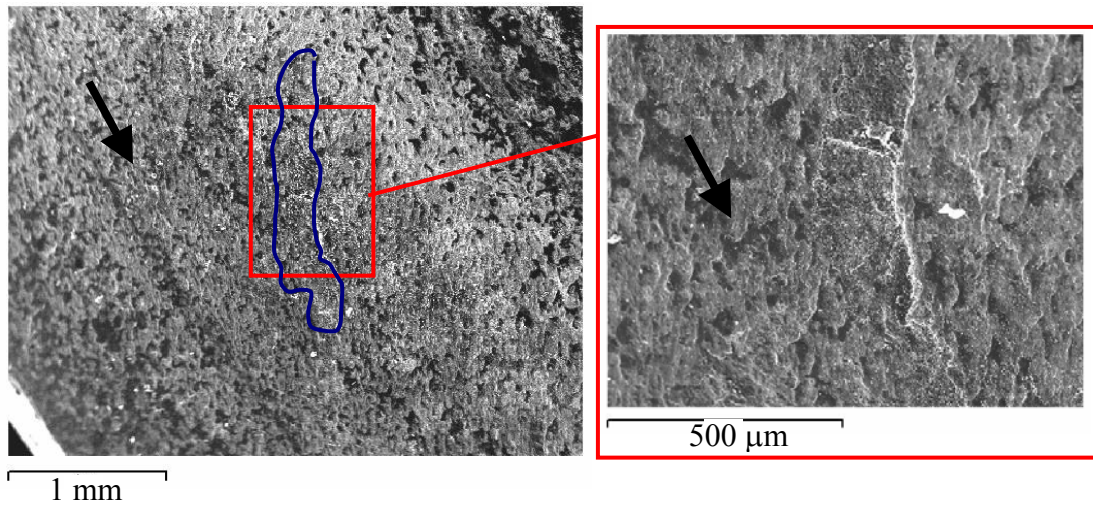


Figure V-19 : Creux dans l'acier

Ces différentes observations montrent une nette dégradation de la surface des échantillons d'acier probablement par le biais d'un détachement de particules de la surface du saphir. La présence de deux types de troisième corps permet d'avancer qu'il existe des zones de contact prédominants où le troisième corps est compacté sous l'effet conjugué des pressions locales et des températures et se présente sous forme de plateaux. Ceux-ci semblent pouvoir se cisailer et se fragmenter indiquant une «dynamique» du contact ou un écoulement du troisième corps. Le troisième corps poudreux circule dans le contact, il est piégé dans des creux ou dans des vallées situées entre les plateaux.

### *b. Echantillon de saphir*

Les surfaces des échantillons de saphir montrent des zones très dégradées avec de nombreuses cassures (fissures, écaillage). On observe de nombreuses fissures en forme de V centrées sur le rayon moyen de frottement. De plus, on note la présence de zones sombres (présence d'un dépôt de troisième corps) dénotant la probable forte localisation du contact (Figure V-20). Ces observations témoignent à nouveau de la sévérité de la sollicitation qui a le plus souvent entraîné des fissures traversantes dans le saphir.

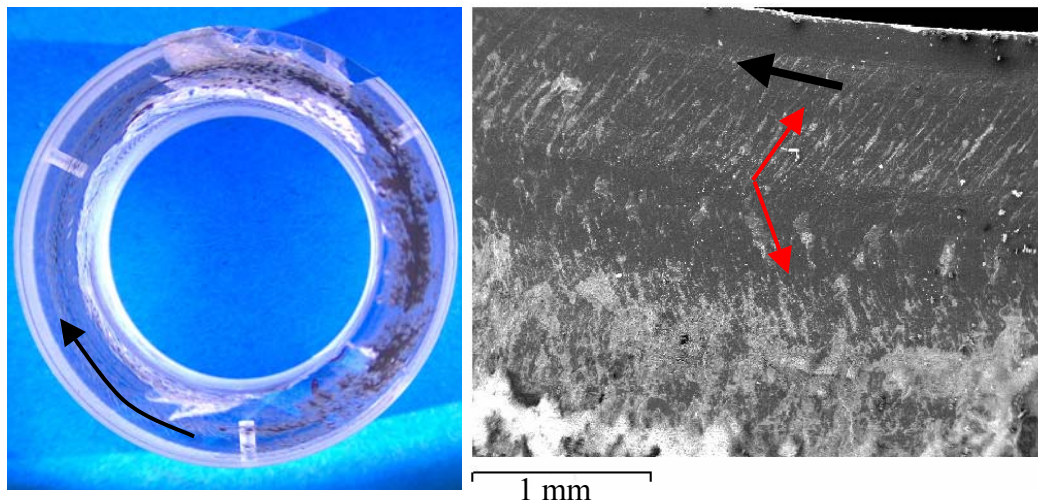


Figure V-20 : Localisation du contact et fissures en surface du saphir

Le troisième corps piégé dans le contact s'accumule dans ces fissures et finit par former des plaques qui rebouchent et recouvrent une ou plusieurs fissures (Figure V-21).

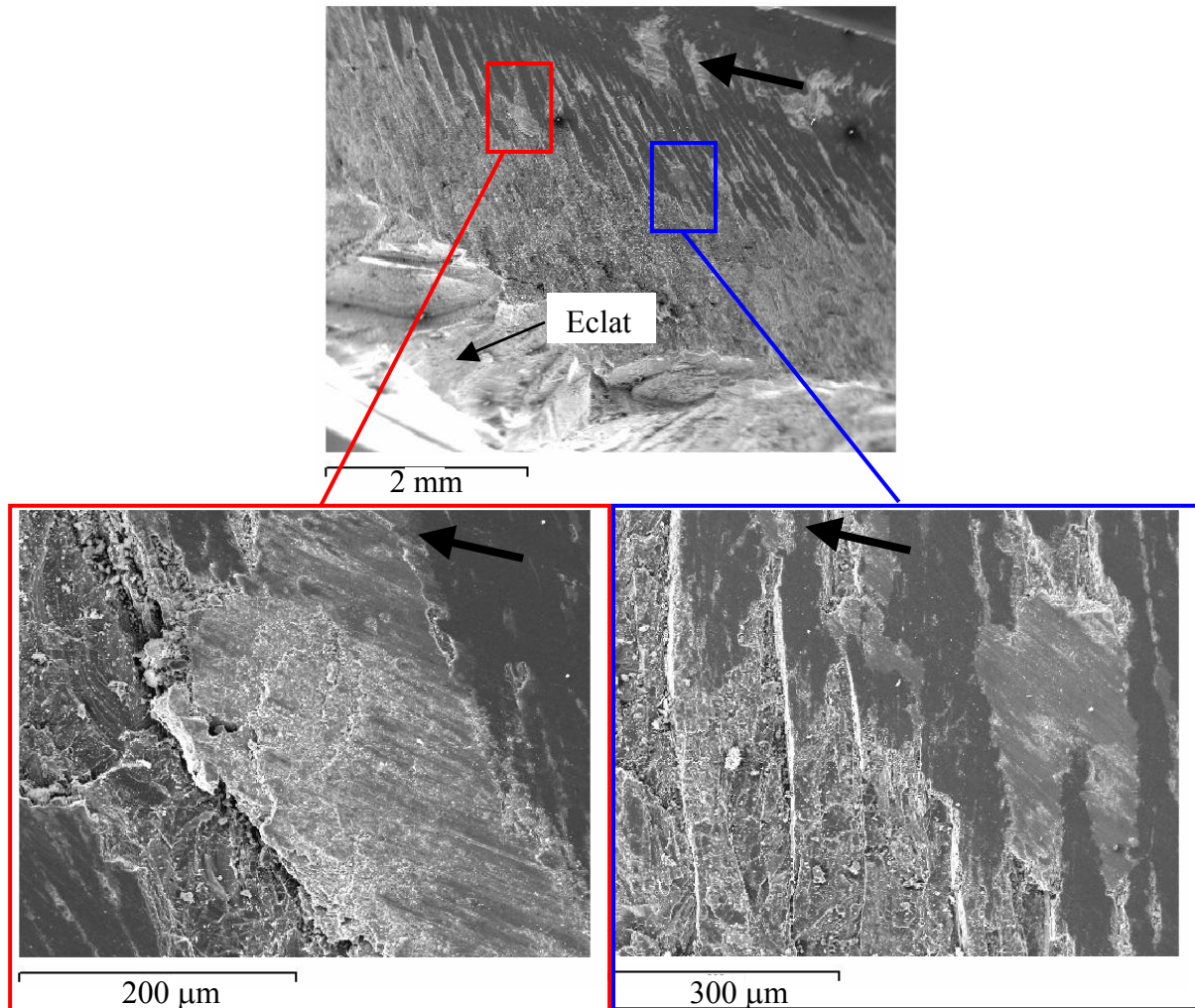


Figure V-21 : Accumulation de troisième corps et formation de plaques

En surface, on a un troisième corps compact et lisse en surface puis une couche d'épaisseur plus importante avec une texture plus granuleuse en profondeur et enfin on a la surface originale du saphir où l'on retrouve un phénomène de fissuration et de clivage permettant d'alimenter le contact en troisième corps (Figure V-22).

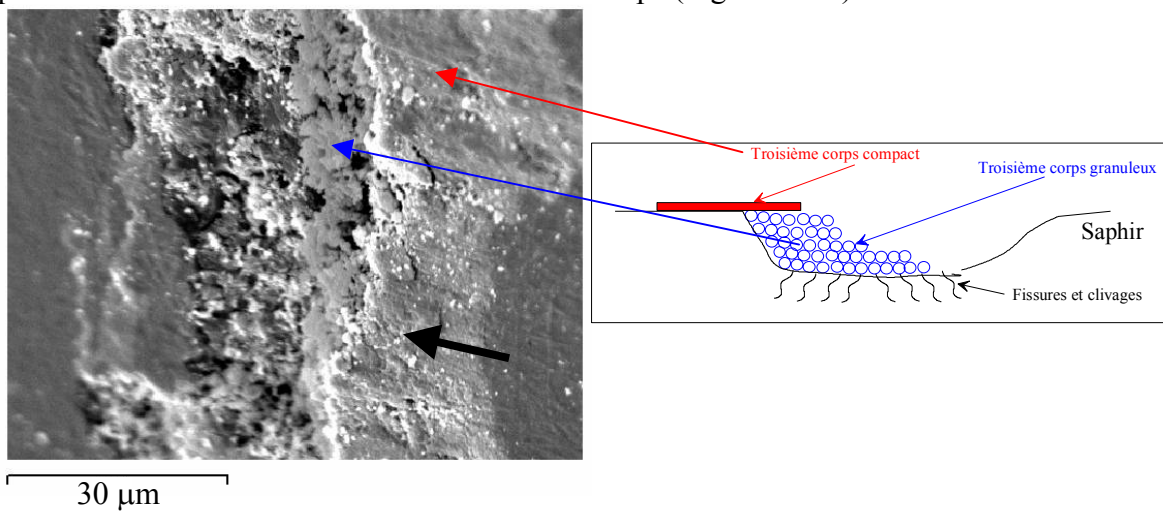


Figure V-22 : Constitution d'une accumulation de troisième corps sur le saphir



Comme sur l'acier, on observe des écoulements de troisième corps parallèles au sens de déplacement ainsi que des plaques superposées (Figure V-23).

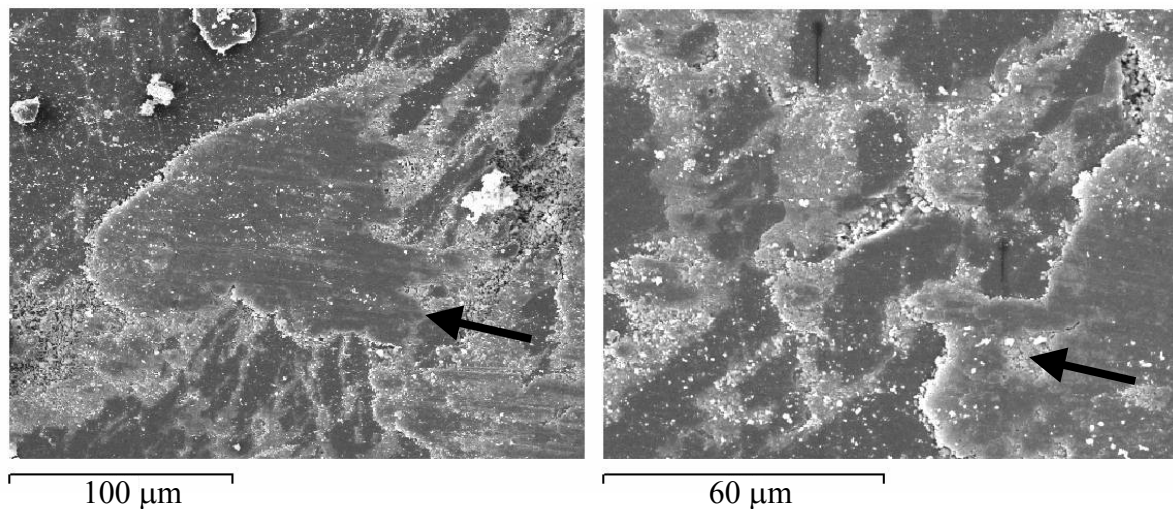


Figure V-23 : Ecoulement de troisième corps

Des zones noires régulièrement espacées en surface du saphir ont également été observées (Figure V-24). Ces zones pourraient s'expliquer par le phénomène de vibration du dispositif expérimental. On a un phénomène de lissage du troisième corps lors des contacts intermittents avec la surface des échantillons d'acier.

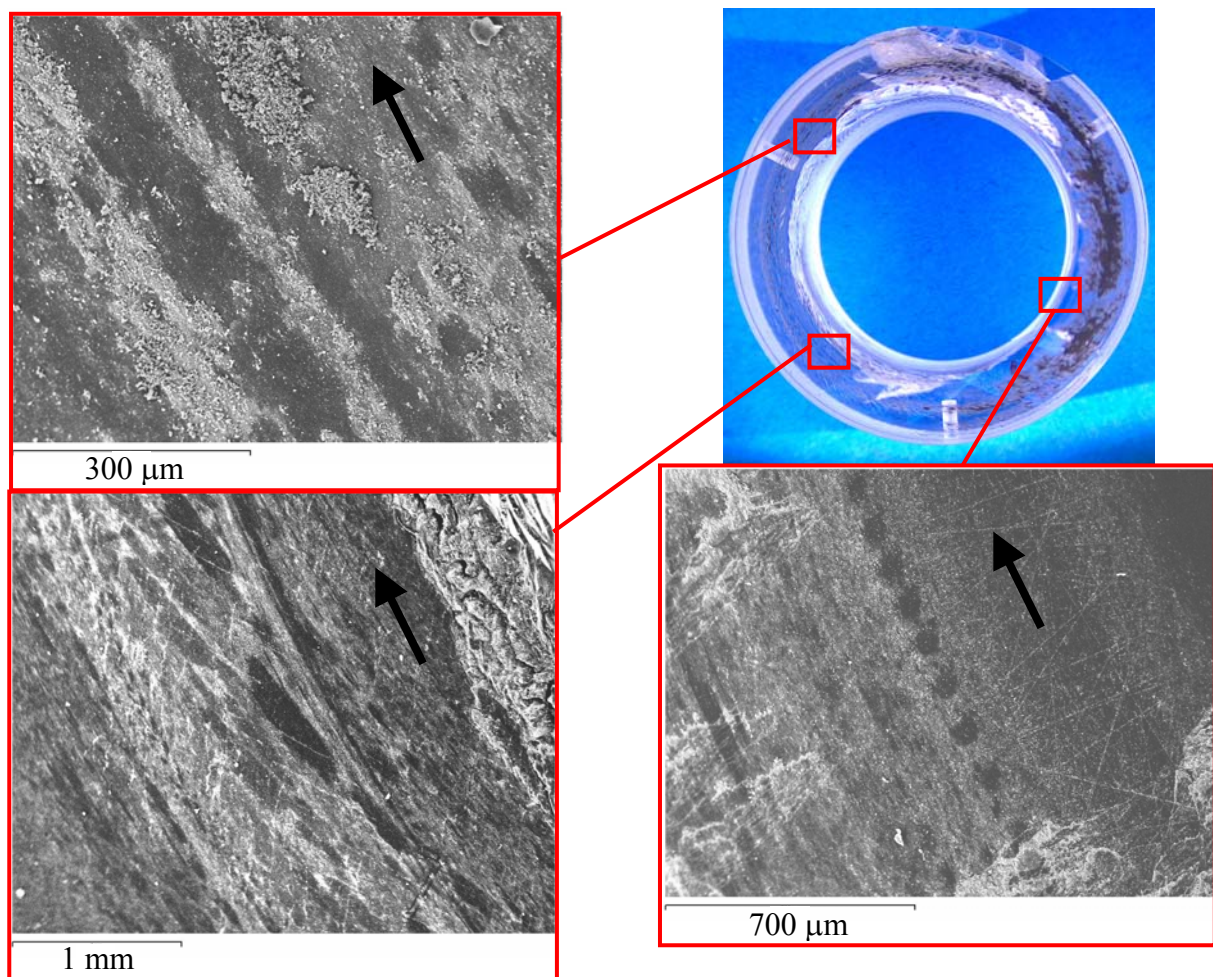


Figure V-24 : Zones sombres de contact intermittent

### c. Bilan

La présence de sillons, de fissures ainsi que d'un cisaillement de plaques planes sur les deux échantillons (acier et saphir) montrent la sévérité du contact. Il semble, à la vue des observations de surface, que l'échantillon d'acier a été sollicité «globalement» sur toute la surface, ce qui n'est pas le cas pour le saphir. On a observé un troisième corps de deux natures : poudreux et compact. Le premier est généralement présent dans les creux et les vallées présents entre les plateaux. Quant au second, il semble être à l'origine de plateaux (ou plaques) portantes avec présence de cisaillement et fragmentation. On a donc un troisième corps qui est peu homogène sur la surface de contact, sauf probablement sur les zones portantes. Celles-ci sont très variables dans le temps. On a noté la présence de nombreux creux à la surface de l'échantillon d'acier. Quant à la surface du saphir, elle présente un faciès fortement fissuré avec la présence de zones noires de dimensions faibles dénotant vraisemblablement un contact très localisé. On a pu également observé des tâches régulièrement espacées probablement causées par la vibration du système de mise en charge.

## V.2. Thermographies infrarouges

Comme pour les observations au microscope électronique à balayage, on peut classer les thermographies infrarouges selon la forme et le mouvement des zones d'échauffements.

→ On observe parfois des élévations de température homogènes sur tout ou partie de la surface de frottement, ce qui indique une répartition de pression constante sur la zone de frottement (Figure V-25). Ce type de distribution apparaît généralement en début ou en fin de séquence. Ces thermographies ont été obtenues avec un facteur de transmission de 60% ainsi qu'une émissivité de 0,7. On observe très nettement la présence des thermocouples de surfaces. Cela est due à la différence d'émissivité entre la surface de contact et la résine recouvrant les thermocouples de surfaces.

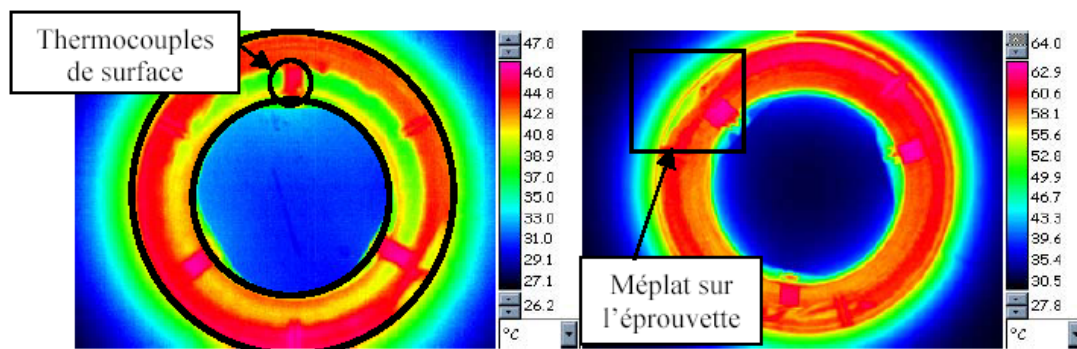


Figure V-25 : Température homogène sur la zone de frottement

→ Pendant les essais de frottement, on observe systématiquement des élévations de température locales. Elles peuvent être séparées en trois zones :

- fixe sur l'échantillon d'acier,
- mobile à la vitesse de rotation de l'échantillon de saphir,
- mobile à une vitesse différente de celle du saphir.

En ce qui concerne les zones d'élévation de température fixes, elles appartiennent à la surface de l'échantillon d'acier. En suivant quatre images successives (représentant plus de 2 tours), on constate que la zone atteint des températures proches de 200°C (Figure V-26).

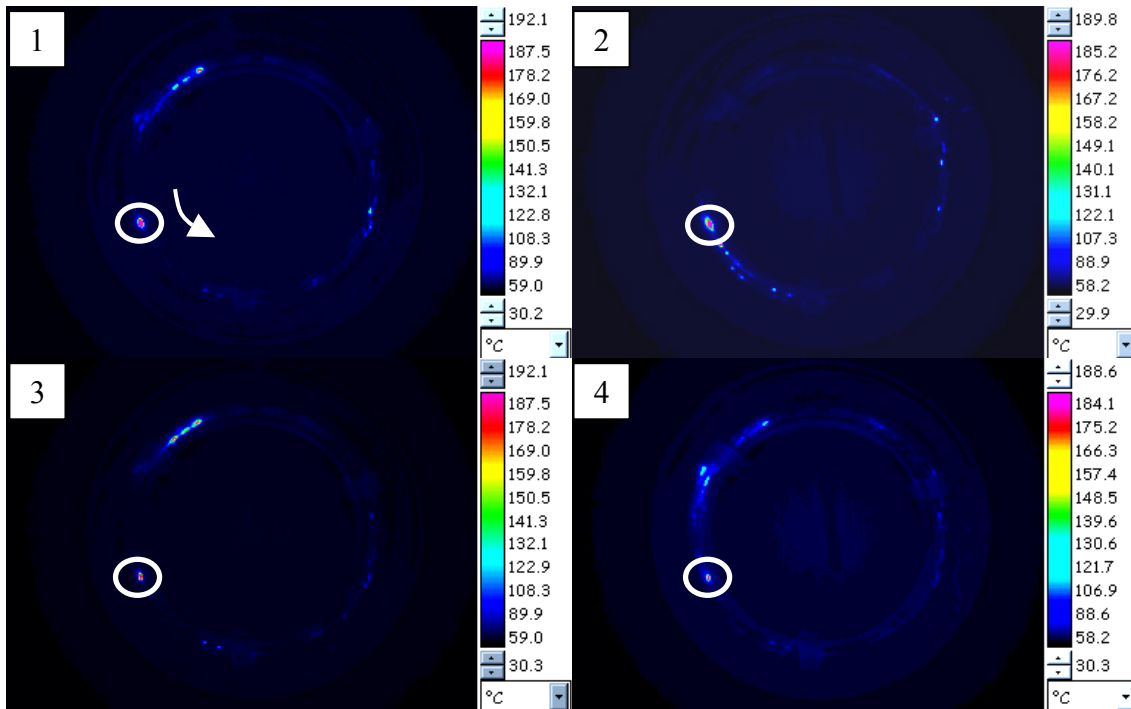


Figure V-26 : Zone d'échauffement fixe

Une zone fixe d'étendue plus importante a également été observée. Au fur et à mesure de l'essai, cette zone a tendance à s'agrandir et à se scinder en plusieurs petites zones d'échauffement (Figure V-27). La seconde image est prise 25,2 s après la première et la troisième 9,6 s après la seconde.

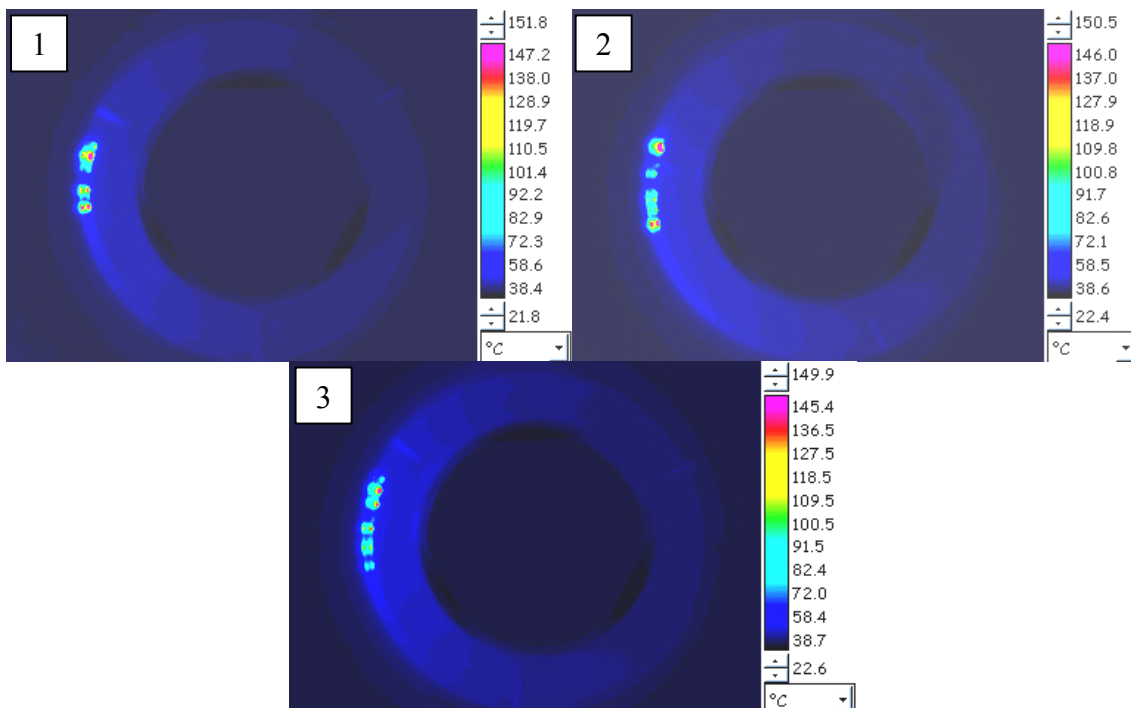


Figure V-27 : Augmentation de la surface d'une zone fixe

→ On note la présence de zones tournantes à la même vitesse que le saphir. Généralement, la forme de ces zones est plus allongée que les zones fixes et l'élévation de température est moins importante (environ 150°C, sous conditions de chargement mécanique équivalente) (Figure V-28). L'angle de rotation entre chacune des images est de 240°.

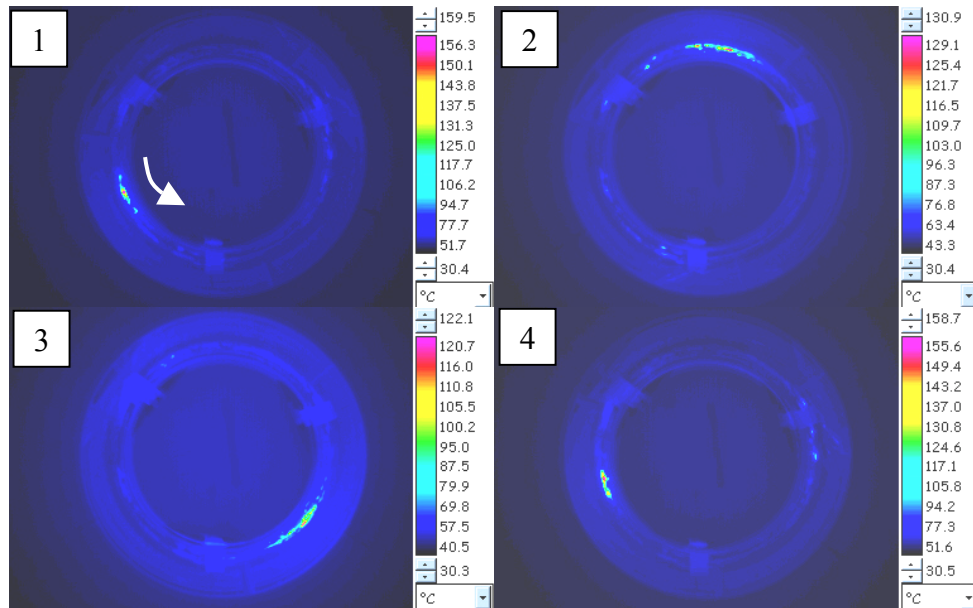


Figure V-28 : Zone d'échauffement mobile

→ Il apparaît parfois des zones mobiles mais de vitesse très lente. On constate au fur et à mesure de l'essai, une légère migration de la zone d'échauffement. Les images ci-dessous sont prises à intervalles relativement importants. La seconde a été prise 29 tours après la première et la troisième 56 tours après la seconde (Figure V-29). On peut en déduire que cette zone d'échauffement bouge avec une vitesse relative.

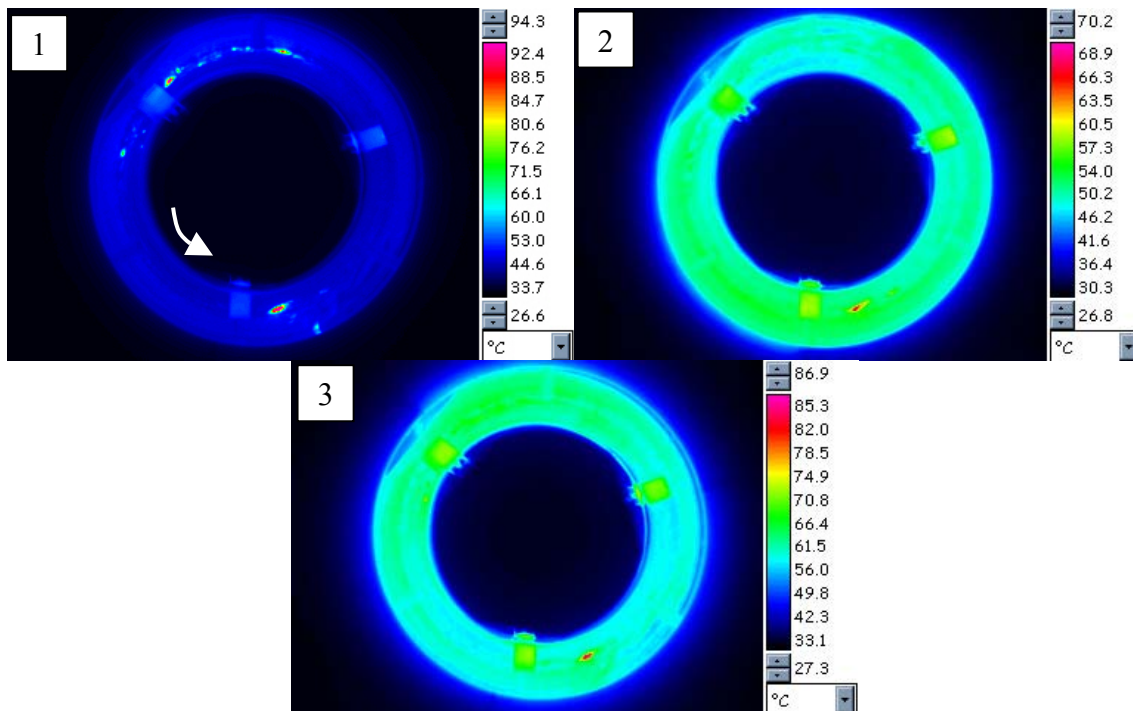


Figure V-29 : Zone légèrement mobile

→ On note également la présence d'une multitude de zones d'échauffement réparties sur un même rayon (Figure V-30).

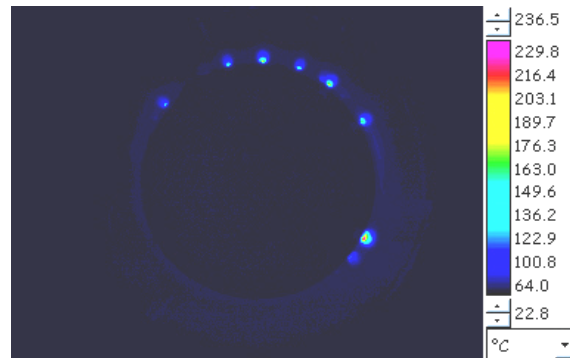


Figure V-30 : Répartition de zones d'échauffement

Ces zones apparaissent et disparaissent très rapidement. On ne peut donc pas les attribuer à un échantillon ou à l'autre. Cependant, sur un même couple, on retrouve généralement, d'une séquence à l'autre, des zones d'échauffement localisé sur ce même rayon.

→ Enfin, en fin d'essai, on note la présence d'une zone qui semble plus chaude que le reste de la surface frottante. Cette zone est mobile et tourne à la même vitesse que l'échantillon de saphir. On en conclut qu'elle appartient à la surface de ce dernier (Figure V-31).

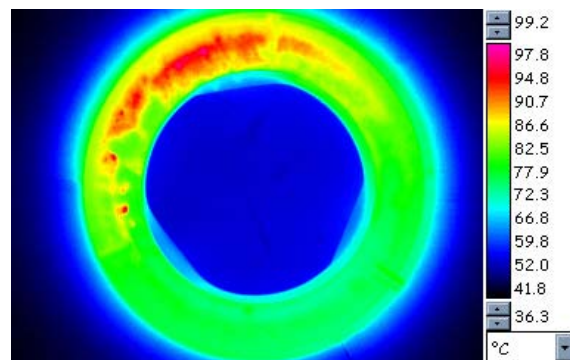


Figure V-31 : Zone tournante avec le saphir

Cette zone, ayant la forme d'une langue, a une forme très allongée et couvre une grande partie de la surface de frottement. L'écart de température entre cette zone et le reste du contact est très limité (environ 20°C pour une émissivité de 0,7).

### Bilan

Des phénomènes de localisation ont pu être mis en évidence par des zones d'échauffement réduites. De plus, elles varient dans le temps dénotant une «dynamique» de contact et peuvent être attribuées soit à la surface de l'acier soit à celle du saphir suivant qu'elles soient fixes ou tournantes. D'autres zones n'ont pu être attribuées à l'une ou l'autre des deux surfaces. Elles peuvent être assimilées à une dynamique de plaques portantes. Lors de l'interprétation des thermographies infrarouges, une attention particulière a été portée sur l'émissivité, notamment lorsque les écarts de températures sont minimes. Dans ce cas, même si on a l'impression de voir des zones d'échauffement, il est beaucoup plus probable que les gradients sont dus à une modification d'émissivité locale.

Globalement, on observe un contact sévère avec des variations de contact qui peuvent être probablement issues d'une dilatation des surfaces ou d'une «dynamique» du troisième corps (scission, déplacement, etc.).

### V.3. Corrélation entre les différentes observations

Nous allons voir, à présent, s'il existe des similitudes entre les différentes mesures effectuées. Nous allons pour cela comparer les thermogrammes obtenus par la caméra infrarouge avec les observations de surfaces (réalisées au microscope à balayage électronique) ainsi que les mesures par thermocouples et les relevés d'effort et de couple.

#### a. Corrélation entre thermographie infrarouge et observations de surfaces

On a pu constater, sur certains thermogrammes, une zone d'échauffement qui ne couvre pas toute la zone apparente de contact. Cette remarque peut être corrélée avec les observations de la surface du saphir. On note, sur cette dernière, deux zones très distinctes. La première est très dégradée. Elle est très fissurée. La deuxième zone est intacte et n'a quasiment pas frotté avec la surface de l'acier. Sur cette zone, les stries de polissage de la surface du saphir sont encore visibles. La zone d'échauffement observée sur le thermogramme correspond à la zone effective de contact (Figure V-32). Il s'agit ici de la zone située entre le rayon moyen et le rayon extérieur.

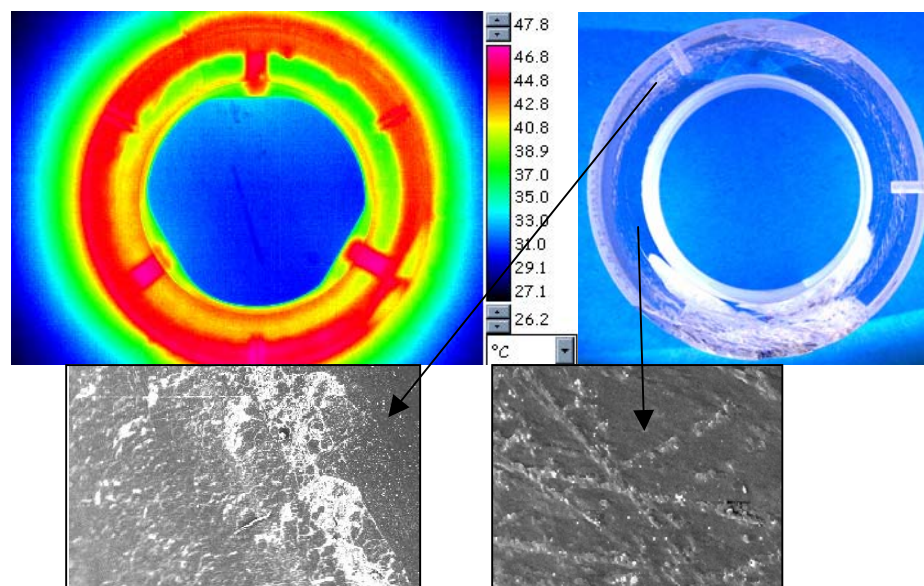


Figure V-32 : Zone frottante (à gauche) et non frottante (à droite)

Les thermographies infrarouges ont montré également la présence d'une zone de forme allongée et tournante avec le saphir. L'observation de la surface du saphir montre la présence d'une couche noire de troisième corps. Ce dernier est piégé dans une zone très dégradée (Figure V-33).

On en déduit que la zone rouge sur le thermogramme en fin de séquence ne représente pas forcément un échauffement de la surface. On visualise en fait la langue de troisième corps qui influe sur l'émissivité locale de la surface de frottement. La température est plutôt homogène sur tout le contact et c'est l'écart d'émissivité qui donne une température apparemment différente puisque la conversion en température est faite à émissivité constante.

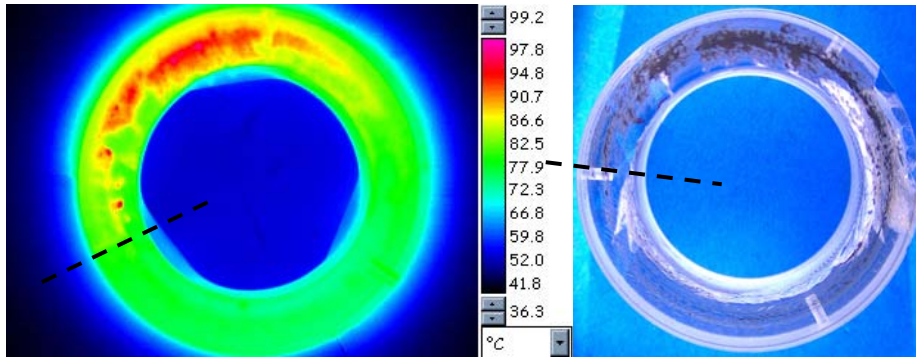


Figure V-33 : Langue de troisième corps

Pour évaluer la différence d'émissivité entre la langue de troisième corps et le reste de la surface de contact, il faut tracer les courbes d'étalonnage de la caméra pour différentes émissivités (Figure V-34). Le thermogramme a été obtenu pour une émissivité globale de 0,7. On obtient une température de 99°C au niveau de la langue de troisième corps et de 86°C sur le reste du contact. En supposant que la température est uniforme deux cas sont possibles :

- La température est de 86°C, le point à 99°C serait alors à  $\varepsilon = 1$  pour passer à 86°C.
- La température est de 99°C et c'est alors le point a priori à 86°C qui serait en fait à  $\varepsilon = 0,5$  pour passer à 99°C.

D'où une différence d'émissivité de 0,2 à 0,3 entre les deux zones, ce qui se situe dans une marge plausible. Ainsi, les «tâches» de la Figure V-33 peuvent tout à fait provenir d'un écart d'émissivité plutôt que de température. La valeur proche de 1 semble plus pertinente car elle correspond à l'émissivité d'une surface recouverte d'une couche d'oxyde [Gaussorgues 1999]. Bien évidemment, les thermogrammes avec des écarts de température beaucoup plus importants ne peuvent être remis en cause par des écarts d'émissivité. Ceux-ci vont seulement atténuer ou amplifier les gradients.

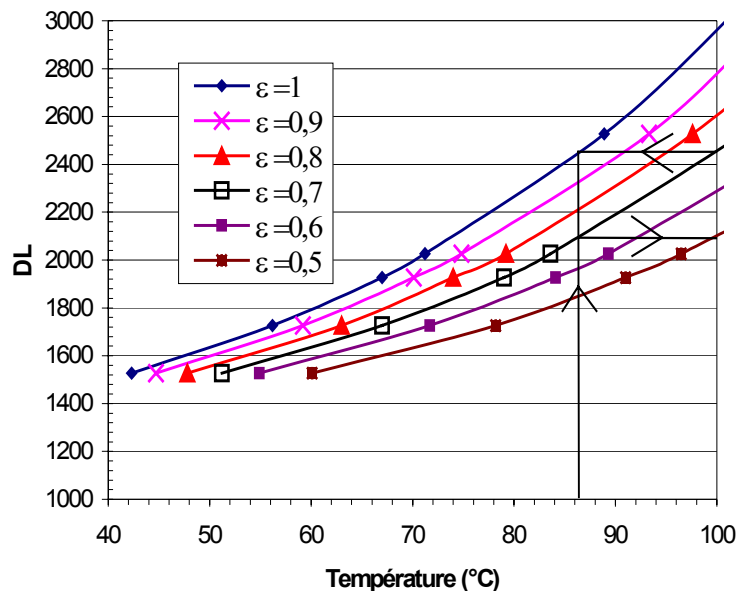


Figure V-34 : Courbe d'étalonnage en fonction de l'émissivité

On a également observé de nombreuses zones d'échauffement sur un même rayon. Ces zones apparaissent et disparaissent mais elles sont toujours disposées sur ce dernier. Il s'agit

du rayon moyen de contact, pour lequel on a une très nette dégradation du saphir (Figure V-35).

Il est donc probable que ces zones d'échauffement sont liées aux zones de dégradations du saphir avec un phénomène de génération de chaleur par dégradation de la surface.

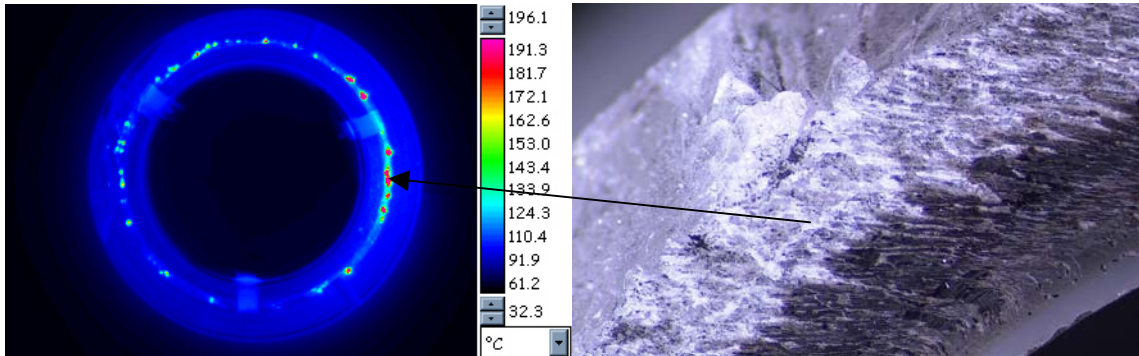


Figure V-35 : Dégradation du saphir

Si on observe le déroulement de l'essai complet pour le couple n°2 par thermographie infrarouge, on constate la présence récurrente de plusieurs zones d'échauffement. Ces zones apparaissent systématiquement au même endroit et restent fixes durant de nombreux tours. La retranscription de ces différentes zones sur un schéma et la comparaison avec l'observation de la surface de l'échantillon d'acier montrent une corrélation avec les creux qui ont été observés (Figure V-36). Au centre de la figure, un schéma retranscrit les différentes zones d'échauffement observées sur les thermographies infrarouges durant l'essai complet.

On en déduit qu'ils appartiennent à la surface de l'échantillon d'acier. Les observations au microscope électronique à balayage (MEB) sont toujours réalisées au même endroit. Un système permet la rotation de l'échantillon au sein de la chambre du microscope.

On en déduit que les creux présents sur la surface d'acier sont des zones de contact privilégiées. Au fur et à mesure du contact, du troisième corps s'accumule pour former une zone portante sur laquelle le contact se fait. On génère ainsi la chaleur sur une zone très faible ce qui explique les niveaux de températures élevées atteints durant les essais (environ 230°C pour une émissivité de 1). Cette élévation brusque de la température ajoutée au phénomène de dilatation thermique provoque l'apparition d'une bosse sur la surface de l'échantillon d'acier. Ceci a pour conséquence de concentrer le contact et d'accentuer le phénomène d'usure. Lorsque le contact disparaît ou se localise sur une autre zone, le refroidissement va provoquer la formation d'un creux en surface et dans lequel le troisième corps pourra s'accumuler pour former éventuellement un contact ultérieurement.



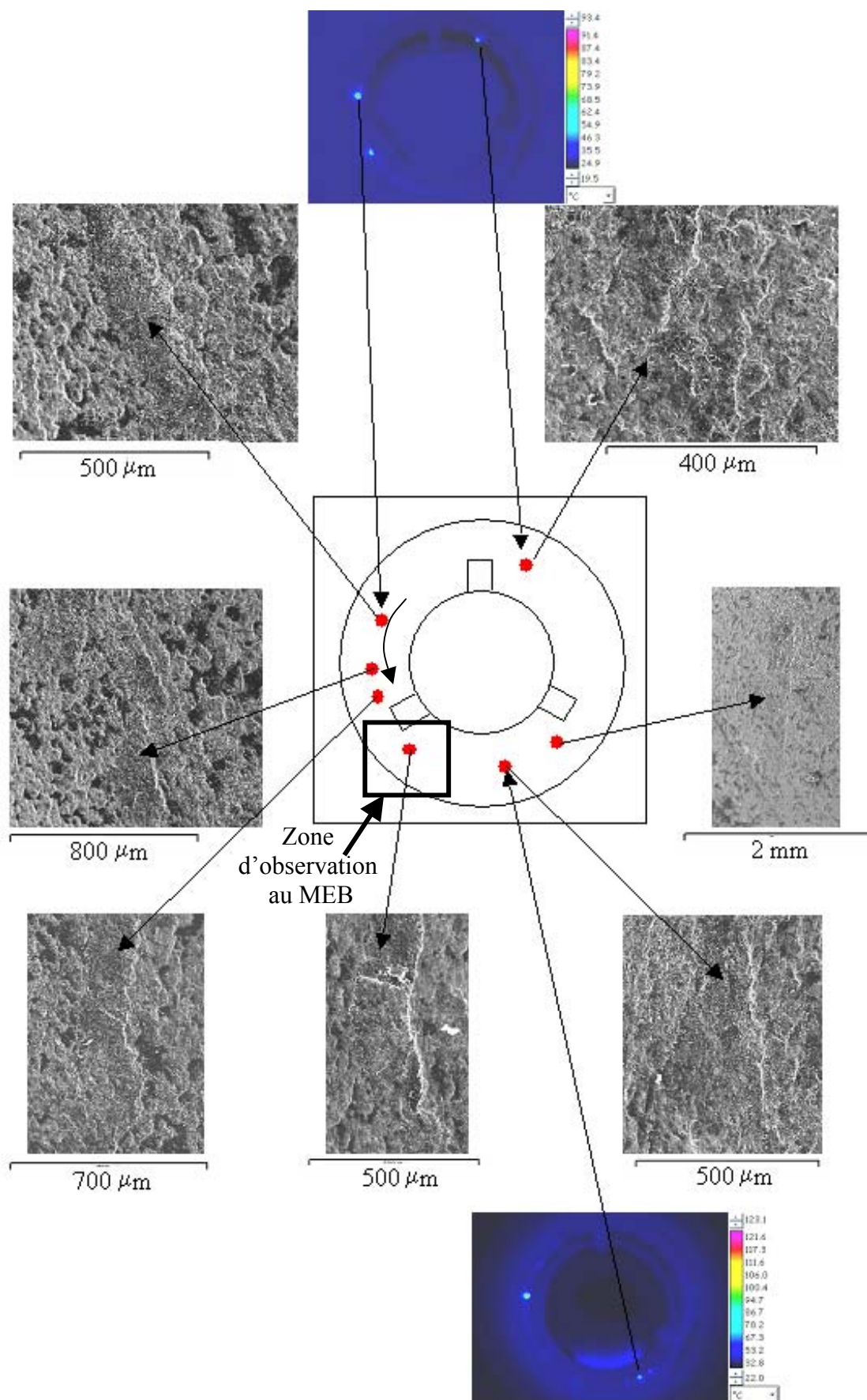


Figure V-36 : Zones d'échauffement fixe

### *b. Corrélation entre thermographie infrarouge et thermocouples*

Les thermocouples de surfaces nous donnent une information ponctuelle de la température atteinte dans le contact. Pour les premières séquences de chaque couple, on note une certaine similitude entre les relevés thermocouples et le tracé des températures moyennes issues des thermographies infrarouges (Figure V-37). Ces dernières sont obtenues avec une émissivité globale de 0,7. Cette valeur a été obtenue pour la séquence 3 du couple saphir-acier 1. La température issue de la caméra infrarouge a été moyennée sur toute la surface de frottement à l'exception des zones où sont disposées les thermocouples de surfaces.

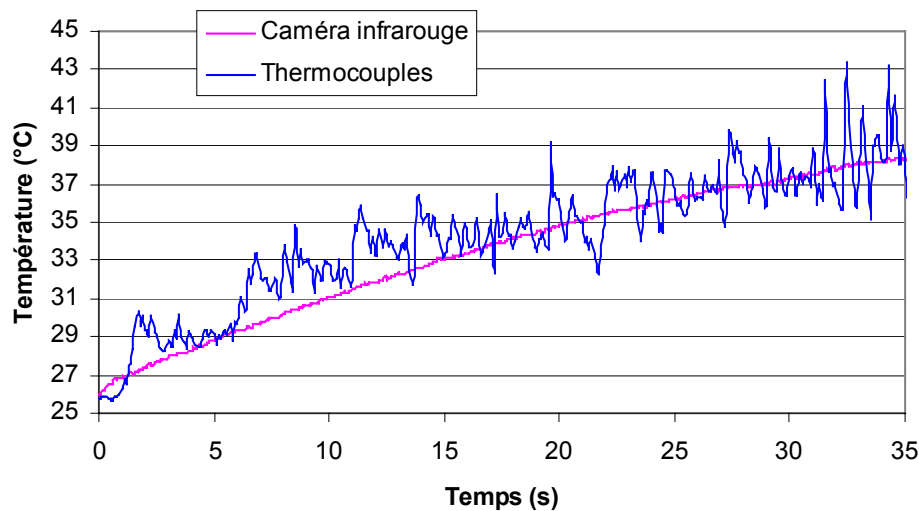


Figure V-37 : Comparaison entre thermocouples et mesure infrarouge ( $\epsilon = 0,7$ )

La principale différence entre ces deux courbes vient essentiellement des variations plus ou moins importantes de l'information fournie par les thermocouples de surface. En effet, ces derniers nous fournissent une information ponctuelle alors que celle issue de la caméra infrarouge nous donne une température moyenne sur toute la surface de contact. Ces variations de température peuvent s'expliquer par le fait que le saphir vient directement frotter ou non sur la jonction du thermocouple.

On a donc une assez bonne corrélation entre les relevés issus des thermocouples et de la caméra infrarouge, au moins pour les premières séquences de chaque couple acier-saphir (donc pour des vitesses de rotation et des efforts relativement faibles).

Au fur et à mesure des essais pour un même couple saphir-acier, on remarque une différence entre les niveaux de températures obtenus par la caméra et ceux obtenus par les thermocouples (séquence 7 du couple saphir-acier 1) (Figure V-38).

Malgré le fait que l'on ait présence d'une zone de contact relativement uniforme, on note une différence de température d'environ 4 K en fin d'essai entre la caméra infrarouge et les thermocouples. Cet écart de température peut être dû à la présence d'une couche de troisième corps sur la surface de contact. On note la disparition des variations de températures issues des thermocouples. On peut donc supposer que le saphir ne frotte plus directement sur les thermocouples mais plutôt sur une couche plus ou moins importante de troisième corps.

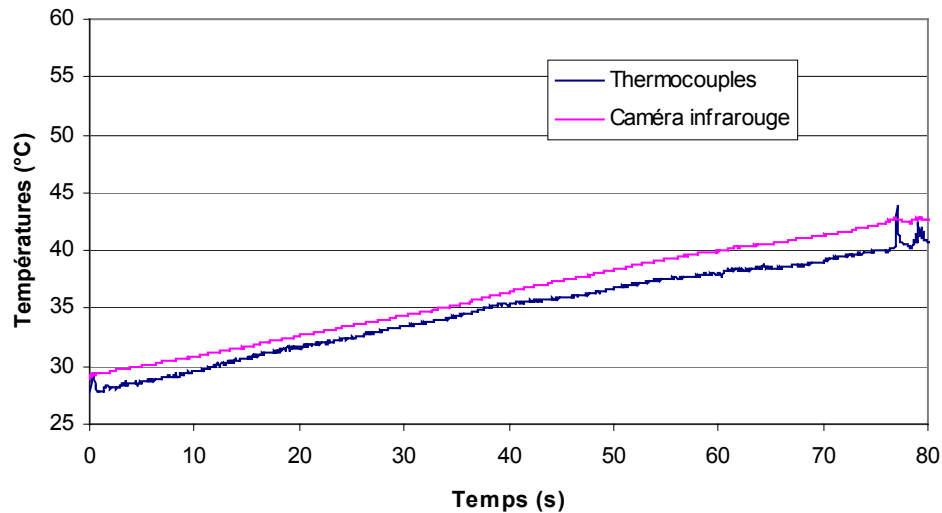


Figure V-38 : Différence entre caméra infrarouge et thermocouples

Les thermocouples fournissent l'évolution des températures sur l'échantillon d'acier, alors que la caméra mesure la radiation infrarouge émise par la couche de troisième corps.

Cette différence s'accroît encore plus sur les essais suivants (séquence 11). Cet écart peut atteindre jusqu'à 80 K en moyenne (Figure V-39). Cependant, sur cet essai, le contact était localisé sur des petites zones en dehors des thermocouples de surfaces et dont les températures mesurées par la caméra atteignaient continuellement la valeur de 260°C.

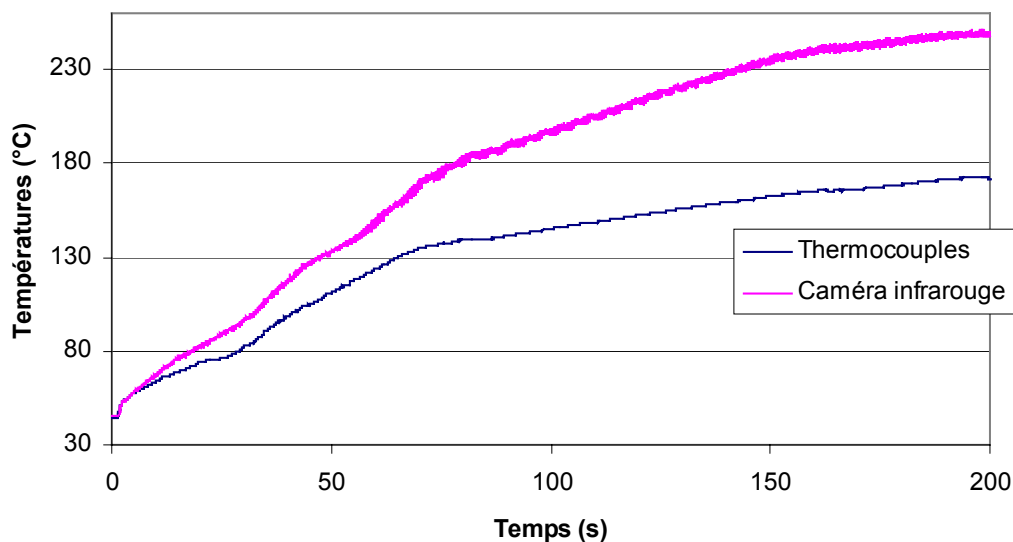


Figure V-39 : Augmentation de l'écart entre thermocouples et caméra

Cet écart de température important peut être la combinaison entre :

- la présence d'un troisième corps, qui modifie l'émissivité mais introduit également un «écran» (au sens thermique) entre les zones mesurées par le thermocouple et celle par la caméra
- et la différence de zone de mesure entre la caméra et les thermocouples, notamment lorsque la surface de contact est nettement plus faible que la surface apparente de frottement. La valeur tracée pour la caméra est une moyenne de toute la surface alors que les valeurs des thermocouples est très localisée.

### *c. Bilan*

L'association des observations au microscope et des thermogrammes a permis de corréler les résultats, essentiellement en ce qui concerne les phénomènes de localisation de contact et de génération de chaleur. Il est important de noter que les thermogrammes sont fonction de l'émissivité de la surface. Cette dernière est supposée constante sur toute la surface de contact. Cette hypothèse est bien évidemment fautive puisque l'émissivité varie durant un essai en fonction du temps, de la température et des zones de contact. Ces variations peuvent expliquer l'apparition de gradients de température correspondant en réalité à des variations d'état de surface. Elles ne peuvent par contre remettre en cause les écarts importants de températures tels que sur les zones de contact localisées.

L'utilisation de thermocouples de surface plats a été très concluante. Leur tenue à des conditions sévères de frottement a été très bonne. La comparaison des courbes de températures avec les thermogrammes a montré une nette différence entre la température de surface de l'acier et la température de la surface supérieure du troisième corps après plusieurs séquences d'essais. La présence progressive de troisième corps correspond à l'augmentation croissante de cet écart de mesures. Celui-ci est d'autant plus important lorsque le contact se localise en une ou plusieurs zones fixes de surface limitée.

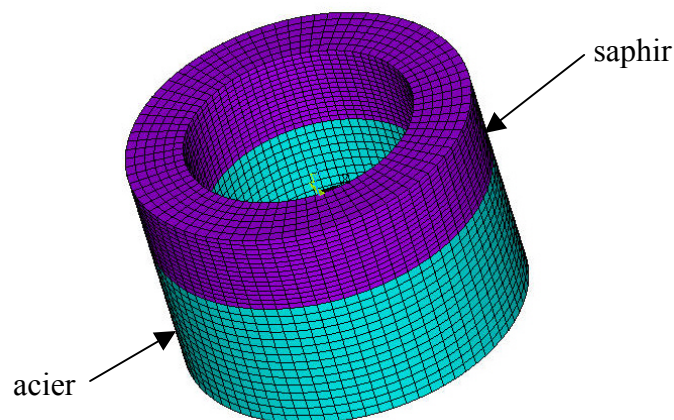
Toutes ces informations et corrélations vont nous permettre de tenter une confrontation avec les modèles numériques avec présence de troisième corps au sein du contact. Nous l'appliquerons au cas du contact acier-saphir et comparerons les résultats obtenus avec ceux des thermogrammes et des thermocouples de surface.

## **VI. Validation du modèle numérique de contact à trois corps**

A l'aide d'un modèle numérique construit sur la même base que celui développé pour l'application du freinage, nous allons tenter d'apprécier la validité du modèle numérique avec interface.

Dans un premier temps, nous allons supposer un contact sans troisième corps représentatif des premières séquences de chaque essai. Ensuite, nous allons introduire une couche continue et homogène puis simplement une zone de troisième corps localisée.

Dans ce but, un modèle tri-dimensionnel a été réalisé à l'aide du code de calcul par éléments finis ANSYS®. Il permet de simuler le contact frottant entre deux anneaux d'acier et de saphir (Figure V-40).



**Figure V-40 : Modèle numérique du contact acier-saphir**

Lors de la simulation, les surfaces latérales de chaque échantillon sont supposées parfaitement isolées, de même que la face inférieure du cylindre d'acier afin de schématiser la

présence des isolants. En ce qui concerne la face supérieure du saphir, on applique un coefficient d'échange par convection. On le prend arbitrairement égal à  $5 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ . En effet, la présence de l'objectif de la caméra infrarouge à 5 mm de la surface du saphir ne permet pas un échange convectif important avec l'air environnant.

### VI.1. Modèle sans troisième corps

Tout d'abord, le modèle numérique sans couche intermédiaire de troisième corps est utilisé. Le contact est supposé parfait et l'évolution de la température moyenne de contact sera comparée aux résultats obtenus par thermographie infrarouge et par thermocouples dans le cas de la séquence 3 du premier couple saphir-acier.

Le flux généré par frottement est calculé à partir des données expérimentales obtenues par l'acquisition du couple durant l'essai (Figure V-41). La puissance est supposée intégralement transformée en flux de chaleur, répartie sur toute la surface de contact.

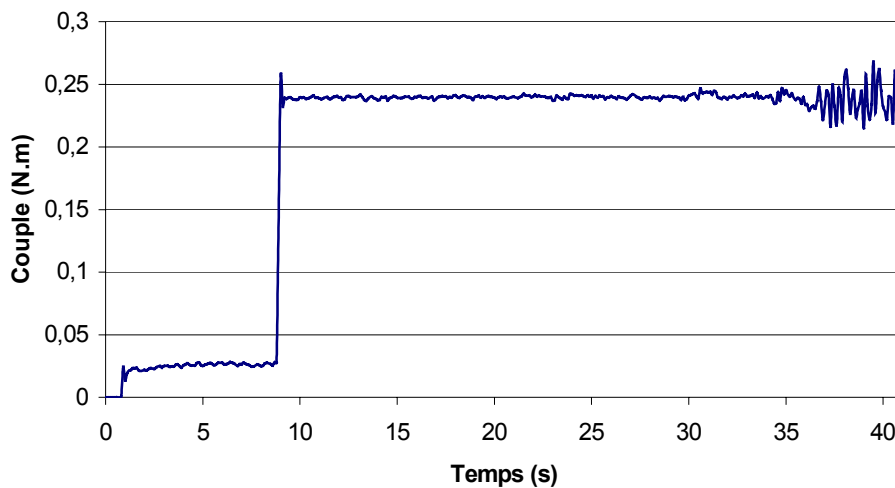


Figure V-41 : Evolution du couple durant la séquence 3 du couple 1

On compare les évolutions des températures issues de la thermographie infrarouge, des thermocouples de surface et de la simulation numérique (Figure V-42).

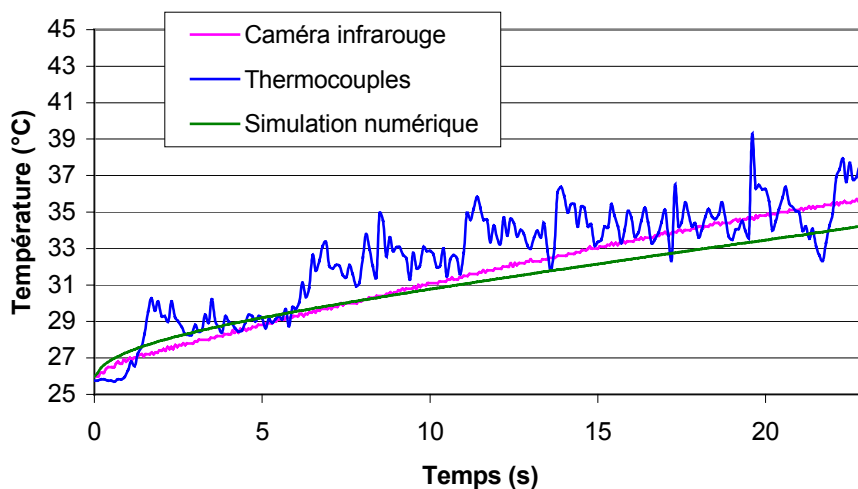


Figure V-42 : Modèle avec contact parfait

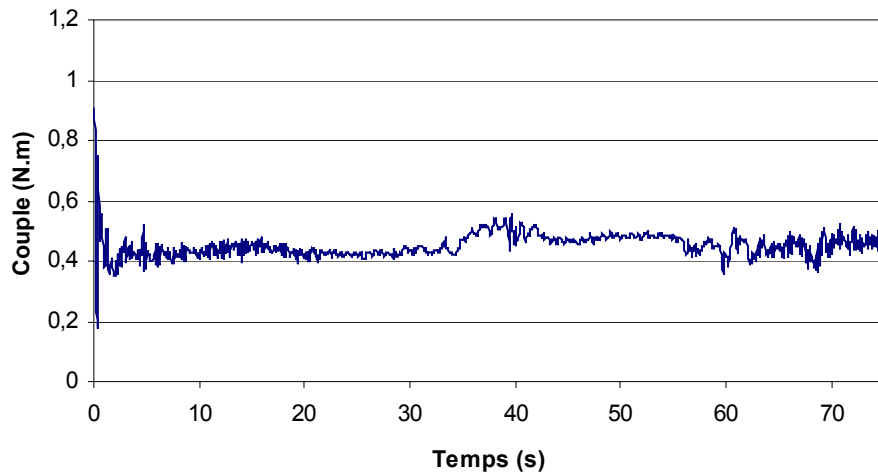
Il est difficile de comparer les résultats issus des thermocouples de surfaces avec ceux de la simulation numérique étant donné les oscillations des températures, provenant du

frottement du saphir sur les thermocouples. Par contre, on constate une assez bonne similarité entre l'évolution des températures moyennes issue des thermogrammes et de la simulation numérique. Les différences proviennent très certainement du fait que l'hypothèse d'un contact uniforme sur la surface de frottement apparente est faite. Il est clair que lors de l'essai, cette surface de contact, même si elle apparaît uniforme sur les thermographies infrarouge, ne représente qu'une partie de la surface apparente, ce qui a tendance à légèrement augmenter la température moyenne. Ainsi, nous avons pu vérifier qu'en cas de contact localisé, la température moyenne est plus élevée que pour un contact uniforme, ceci pour un même flux dissipé (écart de 3,5 % de K pour une surface réduite de moitié).

## **VI.2. Modèle avec troisième corps continu et homogène**

A présent, une couche continue et homogène de troisième corps dans la zone de contact est introduite. En ce qui concerne son épaisseur, on prendra la valeur de 2  $\mu\text{m}$ . Elle a été évaluée à partir des observations au microscope électronique à balayage post-mortem et après ouverture du contact. En inclinant l'échantillon d'acier et en mesurant la hauteur d'un plateau, nous avons pu déterminer, approximativement, sa hauteur. Le deuxième paramètre important lorsque l'on introduit un troisième corps est sa conductivité. Il est très difficile de la déterminer, du fait qu'elle est dépendante des matériaux composant ce troisième corps, de la porosité, etc. Nous nous sommes basés sur les valeurs obtenues par Day [Day 1983], soit une valeur de  $0,004 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ .

On simule numériquement le cas de la séquence 7 du couple saphir-acier 1. Comme précédemment, la puissance est calculée à partir du couple mesuré par le couple-mètre à bras dont est équipé le dispositif expérimental (Figure V-43).



**Figure V-43 : Couple mesuré pour la séquence 7 du couple 1**

Comme dans le cas précédent, l'évolution des températures issue des thermographies infrarouges, des thermocouples de surface et de la simulation numérique est tracée (Figure V-44).

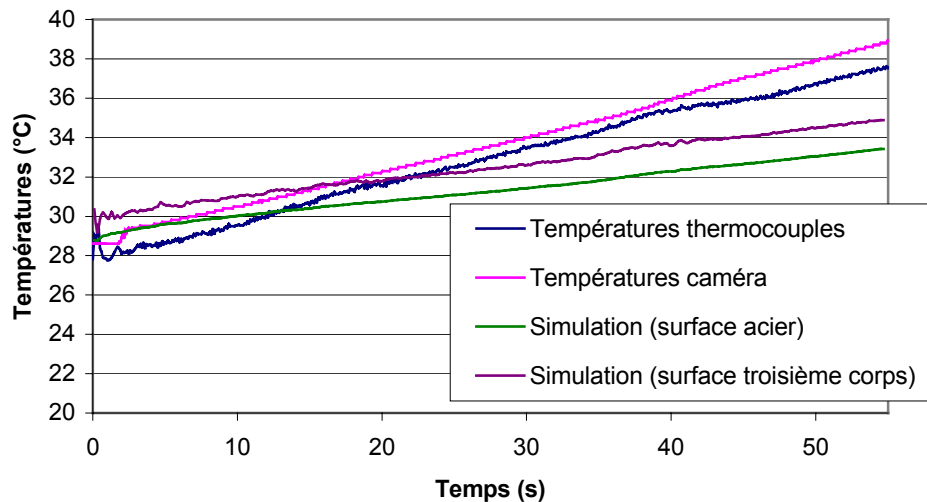


Figure V-44 : Simulation numérique avec troisième corps

Comme dans le cas précédent, on observe une différence entre l'expérimental et le numérique. La cause de ce phénomène est la même que dans le cas du contact parfait. En effet, il est difficile d'évaluer la surface réelle de contact, d'autant plus qu'elle varie continuellement durant l'essai. Les thermographies infrarouges permettent d'estimer la surface réelle de contact. On a tendance à observer une zone deux fois plus petite que la surface apparente de contact (Figure V-45). Dans ce cas, la température de la surface de l'acier sera approximativement de 37°C.

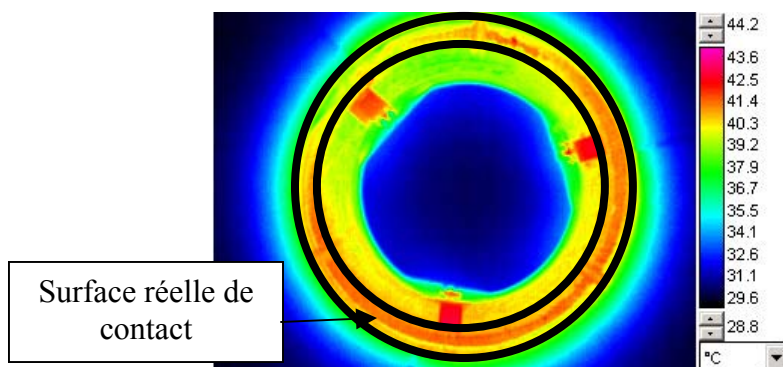


Figure V-45 : Estimation de la surface réelle de contact

Par contre, si on compare les écarts de température entre la surface du troisième corps et celle de l'acier, on note très peu de différence entre l'expérimental et la simulation numérique. Bien entendu, les paramètres utilisés dans le modèle numérique sont contestables puisque qu'ils n'ont pas été évalués en cours d'essai mais post-mortem et après ouverture du contact. Cependant, il apparaît que les valeurs retenues pour la conductivité et l'épaisseur du troisième corps sont compatibles avec les résultats obtenus expérimentalement. De plus, si on considère une surface réelle de contact deux fois plus petite que celle apparente, alors à la fois le niveau de température et le gradient deviennent compatibles avec l'expérimental.

### VI.3. Modèle avec troisième corps local

De façon plus systématique, on est en présence d'un contact très localisé sur des zones de faibles dimensions. On va étudier le cas de la séquence 1 du couple 2. On compare les

températures maximales pour le contact apparent (zone 4) et pour deux autres surfaces où le contact se localise (zone 1,2 et 3) (Figure V-46).

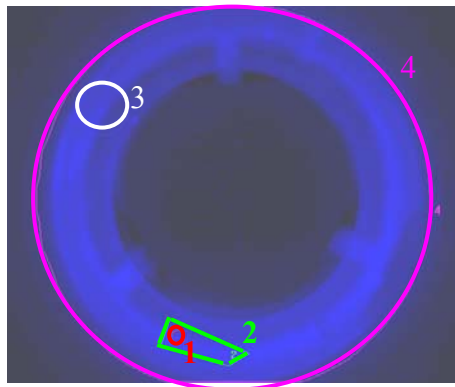


Figure V-46 : Zones étudiées

Les zones 1 et 3 correspondent à deux surfaces de localisation du contact. La zone 2, quant à elle, est plus étendue et schématise le mouvement relatif de la zone 1 durant l'essai.

Le tracé des évolutions des températures maximales pour chacune de ces zones durant l'essai montre que l'on passe successivement d'un contact local à l'autre (Figure V-47).

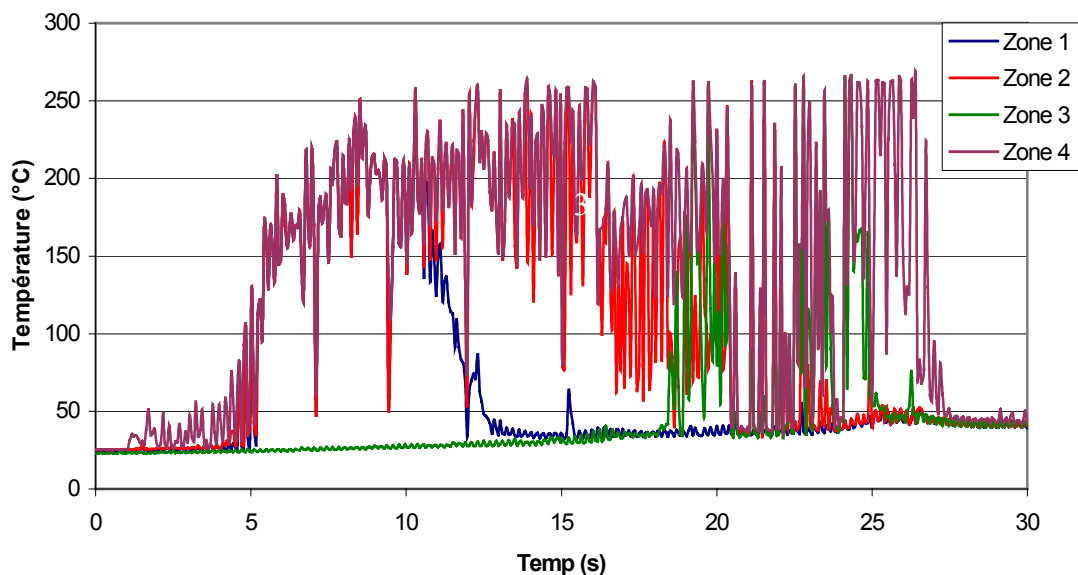


Figure V-47 : Evolution des températures maximales

On observe une dynamique du contact. Dans un premier temps, le contact a lieu dans la zone 1 qui migre doucement dans la zone 2. Puis, la zone 3 tend à prendre le relais de la zone 2 (entre 18 et 25 s).

On note une montée en température très brutale et très importante au moment où le contact se localise.

Cette configuration est simulée numériquement en simplifiant le problème, c'est-à-dire en ne considérant qu'une faible surface de troisième corps entre les deux échantillons (zone 1). En ce qui concerne l'épaisseur et la conductivité de la couche intermédiaire, on prendra les mêmes valeurs que dans le cas précédent, soit respectivement  $2 \mu\text{m}$  et  $0,004 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ . La surface de contact est évaluée à partir d'un thermogramme de l'essai (Figure V-48). On considère que toute la puissance est transformée en flux de chaleur.



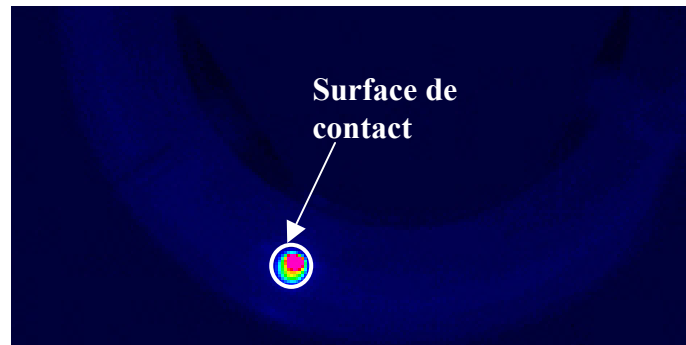


Figure V-48 : Définition de la surface de contact

La taille de la surface réelle de contact est difficile à évaluer. Faut-il prendre toute la zone (délimitée par la couleur bleue turquoise) ou la zone de température élevée (en rouge) ? Dans le premier cas la surface représente  $1/1000^{\text{ème}}$  de la surface apparente de contact et dans le deuxième cas  $1/2000^{\text{ème}}$ . La simulation pour ces deux valeurs nous donne l'évolution des températures maximales à la surface du saphir (Figure V-49).

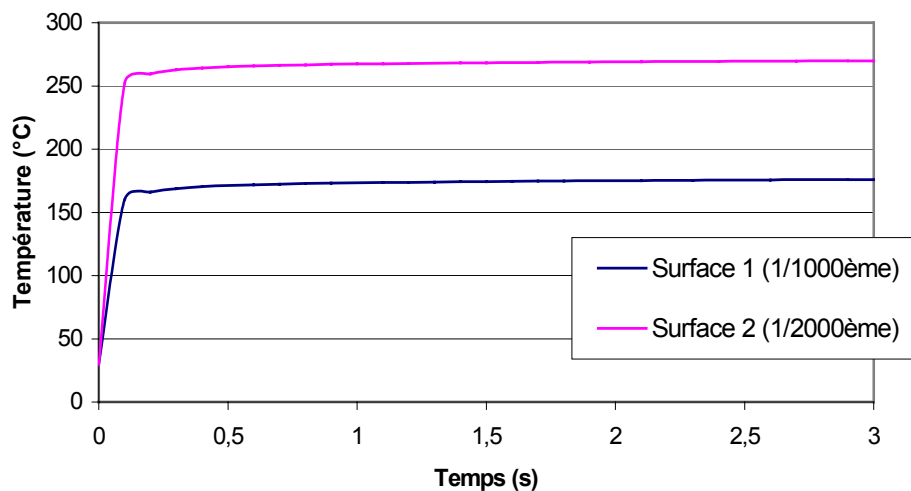


Figure V-49 : Evolution des températures en surface du saphir dans le cas d'un contact localisé

On note très bien la montée brusque et importante de la température telle que dans le relevé expérimental. On observe une différence importante selon la surface prise en compte (environ 100 K). Dans le second cas, le niveau des températures est supérieur à celui obtenu expérimentalement. On en conclut que la surface réelle de contact se situe entre les deux zones simulées.

La simulation numérique du problème thermique à l'aide du modèle avec troisième corps développé dans le chapitre précédent semble ainsi donner des résultats cohérents sur le contact acier-saphir du dispositif expérimental. Ceux-ci concernent notamment le gradient entre la surface de l'acier et celle du troisième corps moyennant quelques hypothèses sur l'épaisseur ainsi que la conductivité du troisième corps. La méconnaissance des surfaces réelles de contact introduit des incertitudes dans les comparaisons numériques et expérimentales, la thermographie à elle seule ne permet pas la quantification de ces surfaces même si elle permet de les apprécier.

## **VII. Conclusion**

Les premiers résultats à l'aide du dispositif expérimental sont très concluants. L'association des mesures par thermographie infrarouge, par thermocouples de surface avec des observations de surface permettent de mieux comprendre le phénomène de génération de chaleur et notamment sa localisation. Un certain nombre de corrélations a pu être mis en évidence entre la présence d'un troisième corps et les élévations de température.

Le modèle numérique à trois corps a été utilisé sur le contact acier-saphir. Les résultats obtenus sont en assez bonne concordance avec ceux du dispositif expérimental, moyennant certaines hypothèses sur les caractéristiques du troisième corps.

Il faudrait pouvoir évaluer de manière précise les paramètres tels que épaisseur, conductivité ainsi que surface du troisième corps afin d'avoir une meilleure corrélation entre aspect numérique et expérimental.

Un modèle thermomécanique avec dynamique de contact devra également voir le jour afin de prendre en compte les effets des dilatations et de pressions locales et d'usure. Cela afin d'essayer d'expliquer la présence des creux sur la surface des échantillons d'acier et d'apporter des éléments quant à l'appréciation des surfaces effectives de contact et de dissipation d'énergie.

## ***CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES***

Les travaux de recherche présentés dans ce rapport concernent l'étude thermique des contacts glissants.

L'objectif de ce travail de thèse était d'apporter une contribution quant à la compréhension des phénomènes thermiques et notamment la génération de chaleur par frottement dans les contacts glissants. Afin de mieux appréhender ces phénomènes, une étude bibliographique sur les modèles analytiques d'un point de vue thermique a été réalisée. Deux catégories ont été établies : les contacts parfaits (ou lisses) et les contacts imparfaits (ou avec aspérités). Deux sous-catégories ont été également mises en évidence : le régime permanent et transitoire. La génération de chaleur par frottement est supposée surfacique dans la quasi totalité des modèles analytiques. L'étude d'un point de vue physique du phénomène de génération de chaleur montre qu'il est étroitement lié à la mise en vibration d'atomes à l'inverse du phénomène de conduction qui est un phénomène de transmission-répartition des vibrations. Il apparaît que la génération de chaleur est un phénomène principalement volumique mais dont les dimensions du volume sont difficilement déterminables compte tenu des connaissances actuelles dans ce domaine. Cette étude bibliographique a montré que suivant le cas étudié, les méthodes et modèles utilisés sont différents.

De par leur intérêt industriel et l'aspect sécurité important, les freins à disque automobiles sont une application intéressante du contact sec frottant. Ils se classent dans la catégorie contact imparfait en régime transitoire. Le frein à disque est un organe qui a été étudié d'un point de vue thermique depuis de nombreuses années. Une étude bibliographique sur les différents modèles analytiques et numériques a été réalisée. Elle montre que malgré le caractère imparfait de ce type de contact, l'hypothèse de températures égales des surfaces (inhérente à l'hypothèse de contact parfait) est majoritairement utilisée. L'application de ces modèles analytiques et numériques à un freinage d'arrêt automobile a été effectuée. La comparaison des niveaux de températures a permis de mettre en évidence les limites de ces modèles. Il a été montré que les niveaux de températures obtenus ne permettent pas d'expliquer les dégradations subies par le disque et la garniture et surtout ne retranscrivent pas les niveaux de températures réellement obtenus dans les freins à disque. Des observations expérimentales ont ainsi montré une discontinuité importante des températures entre la surface du disque et celle de la garniture. Les limites de ces modèles sont liées à l'hypothèse généralement utilisée d'un contact parfait ou au mieux d'une résistance thermique de contact mais également à des modèles très simplifiés de génération de chaleur (généralement surfacique)

Il a été proposé dans ce travail d'adopter un modèle avec troisième corps homogène et continu ayant l'avantage d'appréhender le gradient thermique de la surface des premiers corps, d'obtenir la distribution de température au sein du troisième corps et de considérer le problème transitoire, c'est-à-dire la notion de stockage d'énergie. Le modèle de génération de chaleur proposé est volumique mais selon une distribution pas forcément uniforme. Ainsi c'est via le modèle d'accommodation de vitesse, traduit en distribution du flux de chaleur dans le troisième corps que l'on privilégie la génération de chaleur près des surfaces des premiers corps ou dans le volume interstitiel. La principale difficulté est la connaissance des propriétés thermo-physiques de ce troisième corps (conductivité, épaisseur et capacitance

thermique). L'étude bibliographique nous apporte très peu d'informations à ce sujet. Les premiers résultats montrent un saut de température important entre la surface du disque et celle de la garniture. Compte tenu du peu d'informations sur les propriétés thermo-physiques du troisième corps, une étude de sensibilité a également été réalisée afin de déterminer les paramètres influents dans la détermination des températures de surface. L'épaisseur, la conductivité et la capacitance thermique du troisième corps sont les grandeurs qui ont été étudiées. Il a été montré une très forte sensibilité vis-à-vis de l'épaisseur et de la conductivité du troisième corps. Si la température de surface du disque ne varie pas beaucoup, celle de la surface de la garniture évolue de manière très significative. Selon les valeurs des paramètres cités précédemment, on a compétition entre le phénomène de barrière thermique et celui de stockage d'énergie. Une comparaison avec un modèle comportant plusieurs résistances thermiques a été réalisée. Elle montre que dans le cas où le troisième corps stocke peu d'énergie, un modèle avec plusieurs résistances thermiques ainsi qu'une génération de chaleur répartie sur toute l'épaisseur du troisième corps permet de bien retranscrire les gradients de température. Une autre étude de sensibilité a été menée sur l'influence du profil d'accommodation de vitesse dans le troisième corps. Il a été montré une importance de ce dernier sur la température de surface de la garniture. Trois paramètres importants sont identifiés : la conductivité, l'épaisseur et le gradient de vitesse du troisième corps.

Ce modèle peut être amélioré. L'hypothèse d'une couche continue et homogène peut être levée s'appuyant sur les résultats des modèles granulaires. Ces derniers permettent déjà d'obtenir le profil des vitesses au sein de la couche de troisième corps et par conséquent le gradient des vitesses. Il est également important de mettre en œuvre des moyens expérimentaux afin d'évaluer correctement l'épaisseur et la conductivité du troisième corps. Il est évident que ces deux paramètres évoluent de manière importante au cours d'un freinage et ce en fonction des pressions locales de contact et des différents débits de troisième corps.

Les investigations expérimentales sur un contact sec frottant entre deux cylindres en acier et en saphir ont été menées. Les relevés de températures ont été réalisés à l'aide de thermocouples de surfaces plats in situ dans le contact et que nous avons spécialement conçus pour nos essais ainsi qu'à l'aide d'une caméra infrarouge de dernière génération. Les surfaces des cylindres en contact ont été analysées à l'aide d'un microscope électronique à balayage. Les différentes observations ont pu mettre en évidence une relation entre le phénomène de génération de chaleur et celui de plaques portantes de troisième corps. L'émissivité des surfaces est un paramètre important dans la bonne investigation des thermogrammes. Il a été montré qu'une surface semblant être soumise à une élévation de température n'est parfois en fait qu'une modification locale d'émissivité due à un dépôt de troisième corps. Les confrontations entre observations de surfaces et thermographie infrarouge ont mis en évidence :

- les mécanismes complexes de génération de chaleur en termes de localisation (sur l'acier, le saphir, etc.),
- la bonne concordance entre les sites d'échauffement et des creux sur la surface de l'échantillon d'acier qui peuvent s'expliquer par une dilatation thermique localisée accompagnée d'un phénomène d'usure.

Un modèle numérique tri-dimensionnel basé sur un contact à trois corps a été établi. Les résultats obtenus sont en concordance avec les mesures effectuées à l'aide des thermocouples et de la caméra infrarouge. Une modélisation avec génération de chaleur locale a également été effectuée. Les résultats montrent une sensibilité importante vis-à-vis de la surface réelle de contact mais restent cohérents avec les élévations de température observées expérimentalement.

Coupler l'analyse des surfaces de frottement et la mesure par caméra infrarouge est ainsi prometteur. Cela permet de mieux appréhender les phénomènes de génération de chaleur par frottement au sein du troisième corps.

Ce dispositif peut être amélioré. Un certain nombre de problèmes doivent être solutionnés :

- Il faudrait tout d'abord s'affranchir au mieux de l'émissivité de la surface de contact, en élaborant une procédure expérimentale. Pour cela, on peut, entre deux essais, mettre l'échantillon à température homogène et connue. En ce sens, une mesure par thermocouples de surface telle que celle proposée dans ce travail est incontournable. Puis à l'aide de la caméra infrarouge, on relèvera la carte indicatrice d'émissivité de la surface de frottement.
- Une difficulté importante a été l'évaluation de la conductivité thermique du troisième corps. On peut, pour cela, élaborer la procédure expérimentale suivante. Après plusieurs séquences de frottement permettant la création d'une couche de troisième corps, on impose deux températures différentes et connues (ou mesurées) sur les faces supérieure du saphir et inférieure de l'acier. La caméra infrarouge permet d'avoir la température de la face supérieure de la couche de troisième corps et les thermocouples celle de la face supérieure de l'acier, donnant ainsi une information globale de la barrière thermique. L'utilisation d'un bain thermostaté sous l'échantillon d'acier peut répondre à la mise en place de ce gradient thermique.
- Il s'agit en complément d'appréhender l'épaisseur du troisième corps, opération très délicate. La mesure in situ étant très difficile, une alternative est d'utiliser des matériaux donnant un troisième corps assez compact et homogène ou encore d'en introduire un artificiel.
- Un autre problème est de connaître la surface réelle de contact. Mesurer ces surfaces semble difficile. Une alternative est de localiser le contact volontairement, par exemple en trois points par une topologie de surface adaptée.
- Dans le même esprit, il faut éviter les variations des surfaces de contact en localisant ce dernier.
- Enfin, les conditions de contact très sévères devront être maîtrisées en modifiant le couple de frottement en prenant par exemple un matériau de frottement au lieu de l'échantillon d'acier, ou encore en améliorant le système de mise en charge. Localiser le contact devrait également être favorable.

Elaborer un dispositif permettant de localiser le contact semble donc pertinent. Les dimensions devront être évaluées afin d'obtenir des résultats intéressants pour une meilleure évaluation des propriétés du contact.

Enfin, une autre voie d'amélioration serait d'intégrer dans les modèles la dimension thermomécanique qui devrait apporter des éléments dans l'appréciation des surfaces effectives de contact et au delà dans les mécanismes de génération de chaleur.

Il est clair que dans ce problème complexe, une seule voie d'investigation est insuffisante. Il s'agit d'appréhender par différents moyens, théoriques, numériques ainsi qu'expérimentaux, les mesures des propriétés physiques des surfaces et dans le troisième corps. Des investigations dans la compréhension des mécanismes de dégradation des matériaux doivent apporter des éléments complémentaires à la compréhension du problème thermique du contact glissant.

## **BIBLIOGRAPHIE**

- [Abdel-Aal 1999] **H.A. Abdel-Aal** ; *Division of frictional heat : the dependence on sliding parameters* ; Int. Comm. Heat Mass Transfer ; Vol. 26; N°2 ; 1999 ; pp. 279-288.
- [Anderson et al. 1989] **A.E. Anderson et R.A. Knapp** ; *Hot spotting in automotive friction systems* ; International Conference on Wear of Materials ; 1989 ; pp. 673-680.
- [Archard 1958] **J.F. Archard** ; *The temperature of rubbing surfaces* ; Wear ; Vol. 2 ; 1958 ; pp. 438-455.
- [Bardon 1994] **J.P. Bardon** ; *Bases physiques des conditions de contact thermique imparfait entre milieux en glissement relatif* ; Rev. Gén. Therm. Fr. ; N° 386 ; Février 1994 ; pp. 85-91.
- [Bardon 2002] **J.P. Bardon** ; *Bilan thermique du contact* ; Journées européennes du freinage ; 2002 ; pp. 297-316.
- [Belghali et al. 1996] **M. Belghali et F. Danes** ; *Mesures thermiques et profilométriques 3D pour étudier l'influence de la pression apparente sur la résistance thermique et la micro-géométrie des contacts métalliques* ; Rev. Gen. Therm. ; 35 ; 1996 ; pp. 28-38.
- [Berthier 2001] **Y. Berthier** ; *Background on friction and wear* ; Lemaitre Handbook of Materials Behavior Models, 2001.
- [Berthier 1996] **Y. Berthier** ; *Maurice Godet's third body* ; The third body concept ; Elsevier Edition ; 1996 ; pp. 21-30.
- [Berthier 1988] **Y. Berthier** ; *Mécanismes et tribologie* ; Thèse d'état ; N° 88 ISAL 0050 ; INSA de Lyon ; 1988.
- [Blok 1937] **H. Blok** ; *General discussion on lubrication and lubricants* ; Proc. Inst. Mech. Eng. ; Vol. 2 ; 1937 ; pp. 14.
- [Bordenet 1991] **L. Bordenet** ; *Approche de la thermique du contact élastohydrodynamique par une technique de radiométrie infrarouge* ; Thèse de Doctorat ; INSA de Lyon ; 1991.
- [Bournez et al. 2000] **E. Bournez, P.C. Clapp, P. Chantrenne, M. Raynaud et J. Rifkin** ; *Etude des mécanismes de génération de chaleur lors d'un contact glissant entre deux solides métalliques* ; Congrès Français de Thermique SFT 2000 ; 2000 ; pp. 611-616.
- [Cames-Pintaux et al. 1980] **A.M. Cames-Pintaux et J.P. Padet** ; *Etude des contacts thermiques en régime transitoire. Proposition d'un modèle thermiquement équivalent* ; Int. J. Heat Mass Transfer ; Vol. 23 ; 1980 ; pp. 981-990.
- [Carslaw et al. 1958] **H.S. Carslaw et C. Jaeger** ; *Conduction of heat in solids* ; 2<sup>nd</sup> ed. ; Oxford at the Clarendon Press ; 1958.
- [Cartigny et al. 2002] **F. Cartigny, P. Dufrénoy, B. Desmet, R. Laborde et P. Petit** ; *Analyse du comportement thermique d'un frein ferroviaire refroidi par liquide* ; Journées européennes du freinage ; 2002 ; pp. 253-262.
- [Chantrenne 1995] **P. Chantrenne** ; *Détermination des paramètres d'un modèle thermique du contact sec-glissant. Application aux roulements en ambiance cryogénique* ; Thèse INSA de Lyon N° 95 ISAL 0110 ; 1995.

- [Chrysochoos 1999] **A. Chrysochoos** ; *La thermographie infrarouge, un outil en puissance pour étudier le comportement des matériaux* ; Les applications de la thermographie dans les industries mécaniques ; Senlis ; 22-23 Juin ; 1999.
- [Colin et al. 1988] **F. Colin, A. Floquet et D. Play** ; *Thermal contact simulation in 2-D and 3-D mechanisms* ; Journal of tribology ; Vol. 110 ; April 1988 ; pp. 247-252.
- [Colombie et al. 1984] **C. Colombie, Y. Berthier, A. Floquet, L. Vincent et M. Godet** ; *Fretting : load carrying capacity of wear debris* ; ASME Journal of Tribology ; Vol. 106 ; N° 2 ; Avril 1984 ; pp. 194-201.
- [Colombie et al. 1985] **C. Colombie, Y. Berthier, A. Floquet, L. Vincent et M. Godet** ; *Portance des particules d'usure. Analogie avec les lubrifiants solides* ; Matériaux Mécanique Electricité ; N° 411 ; mars avril mai 1985 ; pp. 29-36.
- [Copin 2000] **R. Copin** ; *Etude du comportement tribologique de couples de matériaux industriels sur tribomètre reproduisant les conditions de freinage ferroviaire* ; Thèse de Doctorat ; Université des Sciences et des Technologies de Lille ; 2000.
- [Courtel 1978] **R. Courtel** ; *Le frottement sec, vues passées et présentes sur les mécanismes du frottement sec* ; Revue Française de Mécanique ; N° 66 ; pp. 23-29 ; 1978.
- [Dalverny et al. 1999] **O. Dalverny et J. Denape** ; *Evaluation des températures interfaciales en frottement sec* ; 14<sup>ème</sup> Congrès Français de Mécanique ; Toulouse ; 1999.
- [Day 1983] **A.J. Day** ; *Energy transformation at the friction interface of a brake* ; These of the Loughborough University of technology ; 1983.
- [Day 1990] **A.J. Day** ; *Brake interface temperature prediction* ; Second One-Day Workshop on Disc and Drum Brake Performance ; 1990.
- [Denape et al. 2000] **J. Denape et N. Laraqi** ; *Aspect thermique du frottement : mise en évidence expérimentale et éléments de modélisation* ; Mec. Ind. ; N°1 ; pp. 563-579 ; 2000.
- [Descartes et al. 2001] **S. Descartes et Y. Berthier** ; *Frottement et usure étudiés à partir de la rhéologie et des débits de 3ème corps solide* ; Matériaux & Techniques ; n°1-2 ; 2001.
- [Dubourg et al. 2002] **M.C. Dubourg, F. Vallet et A. Floquet** ; *Formation et évolution de bandes chaudes au cours d'un freinage : Modélisation 3D d'un frein* ; Journées européennes du freinage ; 2002 ; pp. 147-154.
- [Dufrénoy 1995] **P. Dufrénoy** ; *Etude du comportement thermomécanique des disques de freins vis-à-vis des risques de défaillances* ; Thèse de Doctorat ; Université des Sciences et des Technologies de Lille ; 1995.
- [Dufrénoy et al. 1995] **P. Dufrénoy et D. Weichert** ; *Prediction of railway disc brake temperatures taking the bearing surface variations into account* ; Proc. Inst. Mech. Eng. ; Part F: Journal of Rail and Rapid Transit ; Vol. 209 ; 1995 ; pp. 67-76.
- [Dufrénoy et al. 2002] **P. Dufrénoy, G. Degallaix, F. Bumbieler, J.J. Viet et J. Raison** ; *Mécanismes de fissuration des disques de frein : analyse expérimentale et étude numérique* ; Journées Européennes du freinage ; Lille ; 2002 ; pp. 111-122.

- [Fan et al. 1996] **X. Fan et H. Lippmann** ; *Elastic-plastic buckling of plates under residual stress* ; Advances in Engineering plasticity and its application ; T. Abe& T. Tsuta Editeur ; Pergamon Press ; 1996.
- [Gaussorgues 1999] **G. Gaussorgues** ; *La thermographie infrarouge : principes, technologies, applications* ; Ed. Tec&doc ; ISBN 2743002905 ; 1999.
- [Godet 1983] **M. Godet** ; *Aspects mécaniques de la tribologie* ; 6<sup>ème</sup> congrès français de mécanique ; Lyon ; 5-9 septembre 1983.
- [Green 1954] **A.P. Green** ; *Friction between unlubricated : a theoretical analysis of the junction model* ; Soc. ; A228 ; 1954 ; pp. 191-204.
- [Greenwood et al. 1966] **J.A. Greenwood et J.P.B. Williamson** ; *Contact of nominally flat surfaces* ; Proceedings of the Royal Society ; London ; Vol. A295 ; 1966 ; pp. 300-319.
- [Jordanoff et al. 2002] **I. Jordanoff, B. Seve et Y. Berthier** ; *Solid third body analysis using a discrete approach : Influence of adhesion and particle size on macroscopic properties* ; ASME Journal of Tribology ; Vol. 124 ; 2002 ; pp. 530-538.
- [Jaeger 1942] **J.C. Jaeger** ; *Moving sources of heat and the temperature at sliding contact* ; Proceeding of the royal society ; NSW ; Vol. 56 ; 1942 ; pp. 203-224.
- [Jiang et al. 2001] **J. Jiang et H. Ulbrich** ; *Derivation of coefficient of friction at high sliding speeds from energy conservation over the frictional interface* ; Wear ; 247 ; 2001 ; pp. 66-75.
- [Johnson et al. 1971] **K.L. Johnson, K. Kendall et A.D. Roberts** ; *Surface energy and the contact of elastic solids* ; Proceedings of the Royal Society ; London ; Vol. A324 ; 1971 ; pp. 301-313.
- [Kennedy 1981] **F.E. Kennedy Jr.** ; *Surface temperature in sliding systems – A finite element analysis* ; Journal of Lubrication Technology ; Vol.103 ; January 1981 ; pp. 90-96.
- [Kennedy et al. 1983] **F.E. Kennedy, F. Colin, A. Floquet et R. Glovsky** ; *Improved techniques for finite element analysis of sliding surface temperatures* ; Proceedings of the 10<sup>th</sup> Leeds-Lyon Symposium on Tribology ; Lyon ; Sept. 1983 ; London: Butterworths ; 1983 ; pp. 138-150.
- [Kennedy 1984] **F.E. Kennedy Jr.** ; *Thermal and thermomechanical effect in dry sliding* ; Wear ; Vol. 100 ; 1984 ; pp. 453-476.
- [Landow et al. 1994] **L. Landow et E. Liftchitz** ; *Physique théorique – Physique statistique* ; Editions Ellipses ; ISBN 2-7298-9463-2 ; 1994.
- [Laraqi 1992] **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 ; Vol. 35 ; N° 11 ; 1992 ; pp. 3131-3139.
- [Laraqi 1995] **N. Laraqi** ; *Influence de la vitesse de glissement sur la résistance thermique de constriction* ; Rev. Gén. Therm. Fr. ; Tome 34 ; N° 408 ; Décembre 1995 ; pp. 735-741.
- [Laraqi 1996] **N. Laraqi** ; *Phénomène de constriction thermique dans les contacts glissants* ; Int. J. Heat Mass Transfer ; Vol. 39 ; N° 17 ; 1996 ; pp. 3717-3724.
- [Larzabal et al. 1999] **C. Lazrabal et F. Danes** ; *Etude de l'effet des groupements des spots de contact sur la résistance thermique des contacts statiques* ; Congrès Français de Thermique SFT99 ; 1999 ; pp. 51-56.



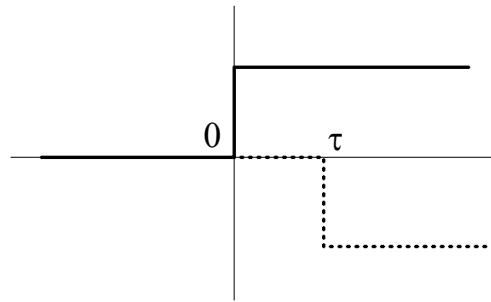
- [Lee et al. 1994] **K. Lee et J.R. Barber** ; *An experimental investigation of frictionally-excited instability in automotive disk brakes under a drag brake application* ; Journal of Tribology ; Vol. 116 ; 1994 ; pp. 409-414.
- [Limpert 1992] **R. Limpert** ; *Brake design and safety* ; Editions Elsevier ; 1992.
- [Ling et al. 1964] **F.F. Ling et S.L. Pu** ; *Probable interface temperature of solids in sliding contact* ; Wear ; Vol. 7 ; 1964 ; pp. 23-34.
- [Majcherczak et al. 2001] **D. Majcherczak, P. Dufrénoy et M. Naït-Abdelaziz** ; *Thermal simulation of a dry sliding contact using a multiscale model – Application to the braking problem* ; Thermal stresses 2001, Osaka (Japan), Juin 2001, pp. 437-440.
- [Majcherczak et al. 2002] **D. Majcherczak, P. Dufrénoy, M. Naït-Abdelaziz et Y. Berthier** ; *Approches thermiques des contacts avec troisième corps solides – Application au freinage* ; Journées européennes du freinage ; 2002 ; pp. 139-146.
- [Mazo et al. 1978] **L. Mazo, B. Cassagne, D. Badie-Levet et J.P. Bardon** ; *Etude des conditions de liaison thermique dans le cas du frottement sec métal-plastique* ; Rev. Gén. Therm. Fr. ; N° 204 ; Décembre 1978 ; pp. 919-933.
- [Mindlin 1949] **R.D. Mindlin** ; *Compliance of elastic bodies in contact* ; Transactions of the ASME, Series E ; N° 16 ; 1949 ; pp. 259-268.
- [Newcomb 1959] **T.P. Newcomb** ; *Transient temperatures attained in disk brakes* ; British Journal of Applied Physics ; Vol. 10 ; 1959 ; pp. 339-340.
- [Newcomb et al. 1967] **T.P. Newcomb et R.T. Spurr** ; *Braking of road vehicles* ; Chapman and Hall Ltd ; 1967.
- [Nguyen-Tajan 2002] **T.M.L. Nguyen-Tajan** ; *Modélisation thermomécanique des disques de frein par une approche eulérienne* ; Thèse de doctorat ; Ecole Polytechnique ; Palaiseau ; 2002.
- [Noll 1997] **N. Noll** ; *Conception et naissance d'un contact tribologique – Rôle des écrans de surface* ; Thèse de Doctorat ; N° 97 ISAL 0042 ; INSA de Lyon ; 1997.
- [Olesiak et al. 1997] **Z. Olesiak, Yu. Pyrev et A. Yevtushenko** ; *Determination of temperature and wear during braking* ; Wear ; 210 ; 1997 ; pp. 120-126.
- [Pajani 1989] **D. Pajani** ; *Mesure par thermographie infrarouge* ; ADD Editeur ; ISBN 2950417108 ; 1989.
- [Panier 2002] **S. Panier** ; *Etude théorique et expérimentale des points chauds dans les organes de friction: Application au freinage ferroviaire* ; Thèse de Doctorat ; Université des Sciences et des Technologies de Lille ; 2002.
- [Ragot 1998] **P. Ragot** ; *Identification inverse des lois de contact thermomécaniques : application au domaine du freinage ferroviaire* ; Thèse de l'université de Bordeaux I ; 1998 ; N° 1847.
- [Rigney et al. 1979] **D.A. Rigney et J.P. Hirth** ; *Plastic deformations and sliding friction of metals* ; Wear ; 53 ; 1979 ; pp. 345-370.
- [Robbe-Valloire et al. 1997] **F. Robbe-Valloire et J. Blouet** ; *Traitement statistique des données. Applications à la métrologie des surfaces* ; Mécanique Matériaux Electricité ; N° 443 ; Mars-Avril 1992 ; pp. 19-23.

- [Roussette et al. 2002] **O. Roussette, Y. Desplanques, G. Degallaix, Y. Gallo et P. Petit** ; *Essais tribologiques représentatifs d'une sollicitation thermique de surface très sévères en freinage ferroviaire* ; Journées européennes du freinage ; 2002 ; pp. 339-350.
- [Ryhming 1979] **I.L. Ryhming** ; *On temperature and heat source distributions in sliding contact problems* ; Acta Mechanica ; 32 ; 1979 ; pp. 261-274.
- [Salgon et al. 1997] **J.J. Salgon, F. Robbe-Valloire, J. Blouet et J. Bransier** ; *A mechanical and geometrical approach to thermal contact resistance* ; Int. J. Heat Mass Transfer ; Vol. 40 ; N° 5 ; 1997 ; pp. 1121-1129.
- [Salti et al. 1997] **B. Salti et N. Laraqi** ; *Two-dimensional numerical model for calculation of the thermal contact resistance between two sliding solids* ; Heat etchnology ; Vol. 15 ; N° 1 ; 1997 ; pp. 17-22.
- [Tickle 1992] **C. Tickle** ; *Dissipation énergétique et aspects constructifs* ; Journées Européennes du Freinage ; Lille ; 1992.
- [Timonshenko et al. 1961] **S. Timoshenko et J.N. Goodier** ; *Théorie de l'élasticité* ; Paris et Liège ; Librairie Polytechnique Ch. Beranger ; 1961.
- [Tirovic et al. 1990] **M. Tirovic et A.J. Day** ; *The calculation of temperatures in brakes* ; Second One-Day Workshop on Disc and Drum Brake Performance ; 1990.
- [Uetz et al. 1978] **H. Uetz et J. Föhl** ; *Wear as an energy transformation process* ; Wear ; Vol. 49 ; 1978 ; pp. 253-264.
- [Vernotte 1956] **P. Vernotte** ; *Calcul numérique, calcul physique : Application à la thermocinétique* ; Publications scientifiques et techniques du ministère de l'air ; 1956.
- [Vullierme et al. 1979] **J.J. Vullierme, J.J. Lagarde et 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 ; Vol. 22 ; 1979 ; pp. 1209-1219.

## **ANNEXE 1 : EXPRESSION DU FLUX A L'INTERFACE DE CONTACT**

Considérons tout d'abord un mur semi-infini homogène ( $\lambda, c, \rho$ ) dont la distribution de température initiale est uniforme et nulle, et dont la face de contact est portée et maintenu durant le laps de temps  $(0, \tau)$  à la température  $T_0$  puis pour  $t > \tau$  à une température nulle.

Ce problème est celui du créneau de température. Il se traite en s'appuyant sur le caractère linéaire de l'équation de transfert, d'où la possibilité d'obtenir la solution par addition de deux solutions correspondant à des conditions aux limites différentes (Figure 1).



**Figure 1 : Décomposition du problème**

La première correspond au problème du mur semi-infini de distribution initiale des températures uniforme et nulle et dont la face de contact est à l'instant  $t=0$  portée puis maintenue indéfiniment à la température  $T_0$ . La solution est alors de la forme :

$$\frac{T_1(x, t)}{T_0} = \operatorname{erfc} \frac{x}{\sqrt{4at}} = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{x/\sqrt{4at}} e^{-u^2} du$$

La seconde correspond au problème du mur semi-infini de distribution initiale des températures uniforme et nulle et dont la face de contact est portée à l'instant  $t=\tau$  puis maintenue indéfiniment à la température  $-T_0$ , d'où la nouvelle solution :

$$\frac{T_2(x, t)}{T_0} = -1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{x/\sqrt{4a(t-\tau)}} e^{-u^2} du$$

Il s'ensuit la solution du problème initial :

$$\frac{T(x, t)}{T_0} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{x/\sqrt{4at}}^{x/\sqrt{4a(t-\tau)}} e^{-u^2} du = \operatorname{erfc} \frac{x}{\sqrt{4at}} - \operatorname{erfc} \frac{x}{\sqrt{4a(t-\tau)}}$$

Si  $\tau$  est petit, on peut remplacer l'intégrale précédente par sa valeur moyenne, il s'ensuit la nouvelle expression :

$$\frac{T(x, t)}{T_0} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2/4at} \left[ \frac{x}{\sqrt{4a(t-\tau)}} - \frac{x}{\sqrt{4at}} \right] \sim \frac{1}{2\sqrt{\pi a}} \frac{x\tau}{t^{\frac{3}{2}}} e^{-x^2/4at}$$

Modifions maintenant le problème initial en considérant que la température de la face de contact évolue de façon continue suivant une loi  $T(0,t) = T_s(t)$  donnée.

A l'instant  $t = \tau$ , la température de la face de contact est  $T_s(\tau)$  et ce, pendant le laps de temps  $(\tau, \tau + d\tau)$ . Il s'ensuit, à la position  $x$  et à l'instant  $t$ , une élévation de température  $dT$  d'expression :

$$dT = \frac{1}{2\sqrt{\pi a}} x d\tau T_s(\tau) \cdot \frac{e^{-x^2/4a(t-\tau)}}{(t-\tau)^{\frac{3}{2}}}$$

Si maintenant  $T_s(t)$  varie d'une façon continue et donnée, le champ  $T(x,t)$  des températures s'obtiendra par sommation entre les instants 0 et  $t$  des quantités  $d\theta$  précédentes, d'où :

$$T(x,t) = \int_0^t \frac{x}{2\sqrt{\pi a}} \frac{e^{-x^2/4a(t-\tau)}}{(t-\tau)^{\frac{3}{2}}} T_s(\tau) d\tau$$

Opérons le changement de variable  $t - \tau = x^2/4au^2$ , cela conduit à la nouvelle expression :

$$T(x,t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{x/\sqrt{4at}}^{\infty} T_s \left( t - \frac{x^2}{4au^2} \right) e^{-u^2} du$$

Il s'ensuit en dérivant sous le signe somme :

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial x}(x,t) &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{x/\sqrt{4at}}^{\infty} \left[ \frac{\partial T}{\partial \tau}(0,\tau) \cdot \frac{-2x}{4au^2} \right] e^{-u^2} du \\ &\quad - \frac{2}{\sqrt{\pi}} T_s(0) e^{-x^2/4at} \frac{1}{\sqrt{4at}} \\ \frac{\partial T}{\partial x}(x,t) &= -\frac{1}{\sqrt{\pi at}} T_s(0) e^{-x^2/4at} - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{x/\sqrt{4at}}^{\infty} \frac{\partial T}{\partial \tau}(0,\tau) \frac{x}{au^2} e^{-u^2} du \end{aligned}$$

A ce point, on partage l'intervalle d'intégration en deux au moyen de la constante  $C$  :

$$\int_{x/\sqrt{4at}}^{\infty} = \int_{x/\sqrt{4at}}^C + \int_C^{\infty}$$

La seconde intégrale du second membre ne présentant pas de singularité disparaît, car multipliée par  $x$  que l'on fait ensuite tendre vers zéro.

La première intégrale se transforme en posant  $u = x/v\sqrt{4at}$  et devient :

$$\frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{t}{a}} \int_{x/C\sqrt{4at}}^1 \frac{\partial T}{\partial t} [0, t(1-v^2)] e^{-x^2/4av^2} dv$$

d'où en posant  $\tau = t(1-v^2)$

$$\frac{\partial T}{\partial x}(0,t) = -\frac{1}{\sqrt{\pi a}} \left[ \frac{T(0,0)}{\sqrt{t}} + \int_0^t \frac{T'_\tau(0,\tau)}{\sqrt{t-\tau}} d\tau \right]$$

D'où l'expression de la densité de flux sur la face de contact ( $x = 0$ ) :

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial x}(0, t) = \frac{\xi}{\sqrt{\pi}} \left[ \frac{T(0, 0)}{\sqrt{t}} + \int_0^t \frac{T'_\tau(0, \tau)}{\sqrt{t - \tau}} d\tau \right]$$

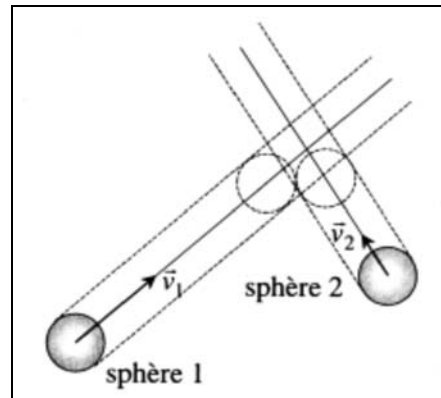
## ***ANNEXE 2 : COLLISIONS ENTRE PARTICULES ET TRANSFERT D'ENERGIE***

### ***I. Collisions entre particules***

Dans un gaz réel de concentration particulaire  $c$ , on peut supposer les particules sans interactions à distance s'il est suffisamment dilué, mais leur dimension finie fait qu'elles peuvent, au gré de leur mouvement, entrer en collision. Assimilons chaque particule du gaz à une sphère impénétrable de rayon  $R$  et supposons qu'une soit en mouvement et toutes les autres au repos. Pendant l'intervalle de temps  $dt$ , cette particule balaye en moyenne un volume  $\pi R^2 \bar{v} dt$  et entre en collision avec les particules dont un point au moins est situé dans celui-ci, c'est à dire celles dont le centre est dans le cylindre de même axe, de rayon  $2R$  et donc de volume élémentaire  $4\pi R^2 \bar{v} dt$ . Leur nombre  $dN$  est égal à  $4\pi R^2 c \bar{v} dt$ .

La particule subit de ce fait en moyenne  $4\pi R^2 c \bar{v} dt$  collisions pendant  $dt$  et donc  $4\pi R^2 c \bar{v}$  collisions par unité de temps. Après chacune, elle est déviée et le cylindre qu'elle décrit est en fait une succession de portions cylindriques ayant des orientations aléatoires et de longueurs  $\bar{v} \delta t$ ,  $\delta t$  étant la durée séparant deux collisions successives.

Le fait d'avoir considéré une seule particule mobile, alors qu'elles le sont toutes, nous fait sous-estimer le nombre de collisions. La vitesse devant réellement intervenir dans le nombre de collisions par unité de temps est non pas  $\bar{v}$  mais la vitesse relative moyenne  $\bar{V}$  de toutes les autres particules par rapport à celle considérée. Le même raisonnement pour calculer  $dN$  est applicable, mais en substituant  $\bar{V}$  à  $\bar{v}$ . Appelons  $\bar{v}_1$  la vitesse réelle de la particule considérée, et  $\bar{v}_2$  celle de n'importe quelle autre particule (Figure 1).



**Figure 1 : Collision entre deux particules**

Nous avons par définition  $\bar{V} = \sqrt{\overline{v_2 - v_1}}$ . On suppose que le rapport  $\frac{\bar{V}}{\bar{v}}$  peut s'identifier au rapport  $\sqrt{\frac{\bar{V}^2}{\bar{v}^2}}$  parce que la vitesse moyenne et la vitesse quadratique moyenne sont très voisines. Or on a simplement :

$$\bar{V}^2 = \overline{(v_2 - v_1)^2} = \overline{v_2^2 - 2v_1 v_2 \cos \phi + v_1^2} = \overline{v_2^2} - 2\overline{v_1 v_2 \cos \phi} + \overline{v_1^2} \text{ avec } \cos \phi = \left( \overrightarrow{v_1}, \overrightarrow{v_2} \right)$$

Comme  $\overline{v_1^2} = \overline{v_2^2} = \overline{v^2}$  par définition de la vitesse quadratique moyenne et comme le terme  $\cos \phi$  prend aléatoirement toutes les valeurs possibles entre  $-1$  et  $1$ , et annule ainsi la moyenne  $\overline{v_1 v_2 \cos \phi}$ , on obtient  $\overline{V^2} = 2\overline{v^2}$ . On admet donc que  $\overline{V} = \sqrt{2}\overline{v}$  et on écrira finalement le nombre de collisions par unité de temps et par particule sous la forme  $4\sqrt{2}\pi R^2 c \overline{v}$  ou  $\sqrt{2}\sigma c \overline{v}$ ,  $\sigma$  étant la section du cylindre.

## II. Transfert d'énergie

Considérons tout d'abord deux sphères identiques, de masse  $m$  et de rayon  $R$ , se déplaçant à des vitesses respectives  $\vec{v}_1$  et  $\vec{v}_2$ , de trajectoires telles que leurs centres passent à une distance inférieure à  $2R$  l'un de l'autre.

Il se produit alors une collision que nous allons supposer élastique, ce qui revient à admettre qu'aucune conversion d'une forme d'énergie en une autre n'a lieu au cours du choc. Pour simplifier les équations bilans, nous nous plaçons provisoirement dans le référentiel galiléen lié à la sphère 2 avant la collision. L'autre se dirige alors vers elle à la vitesse  $\vec{V} = \vec{v}_1 - \vec{v}_2$  et présente un paramètre d'impact  $p$ . Notons  $\vec{V}_1$  sa vitesse dans le même référentiel après le choc et  $\vec{V}_2$  celle de la sphère 2 (Figure 2).

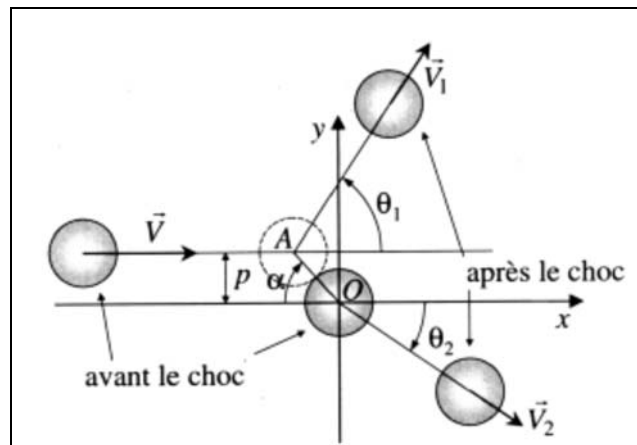


Figure 2 : Collision entre deux atomes (avant-après)

Le système des deux sphères pouvant être considéré comme isolé dans la durée très brève de la collision, on écrit la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie cinétique au cours de celle-ci :

$$\begin{cases} m\vec{V} = m\vec{V}_1 + m\vec{V}_2 \\ \frac{mV^2}{2} = \frac{mV_1^2}{2} + \frac{mV_2^2}{2} \end{cases}$$

Soit, tous les angles étant définis positifs de la manière représentée :

$$\begin{cases} V_1 \cos \theta_1 + V_2 \cos \theta_2 = V \\ V_1 \sin \theta_1 - V_2 \sin \theta_2 = 0 \\ V_1^2 + V_2^2 = V^2 \end{cases}$$

On obtient en éliminant  $\theta_2$  :

$$1 = \cos^2 \theta_2 + \sin^2 \theta_2 = \frac{V_1^2 + 2V_1V \cos \theta_1 + V^2}{V^2 - V_1^2}$$

ce qui donne  $V_1 = V \cos \theta_1$ . De la relation entre les trois carrés, on déduit alors  $V_2 = V \sin \theta_1$  et on a donc vectoriellement :

$$\vec{V}_1 = V \cos \theta_1 (\cos \theta_1 \vec{u}_x + \sin \theta_1 \vec{u}_y) \text{ et } \vec{V}_2 = V \sin \theta_1 (\sin \theta_1 \vec{u}_x - \cos \theta_1 \vec{u}_y)$$

On voit que les deux vecteurs sont orthogonaux quel que soit la vitesse relative et le paramètre d'impact. Il reste à exprimer la déviation  $\theta_1$  de la sphère 1 du fait de la collision. En l'absence de frottement à l'échelle microscopique, la force mutuelle d'interaction des sphères lors du choc est centrale et le moment cinétique total en O se conserve. On peut donc écrire :

$$m\vec{OA} \wedge \vec{V} + m\vec{OO} \wedge \vec{0} = m\vec{OA} \wedge \vec{V}_1 + m\vec{OO} \wedge \vec{V}_2$$

$$-2RV \sin \alpha = -2RV_1 \sin(\pi - \alpha - \theta_1)$$

On en déduit  $\sin(\alpha + \theta_1) = \frac{V}{V_1} \sin \alpha$ , soit :

$$\cos \theta_1 \sin(\alpha + \theta_1) = \sin \alpha = \cos \theta_1 (\sin \alpha \cos \theta_1 + \cos \alpha \sin \theta_1)$$

$$\text{ou encore } \tan \theta_1 = \cot \alpha \text{ et donc } \theta_1 = \frac{\pi}{2} - \alpha = \frac{\pi}{2} - \arcsin\left(\frac{p}{2R}\right)$$

On constate que  $\vec{OA} \bullet \vec{V}_1 = 2RV_1 \cos(\pi - \alpha - \theta_1) = 2RV_1 \cos\left(\frac{\pi}{2}\right) = 0$ , ce qui signifie que la sphère 1 est déviée dans une direction orthogonale à celle de l'axe OA joignant les deux centres. Comme par ailleurs  $\vec{V}_1$  et  $\vec{V}_2$  sont orthogonaux, la collision dans le référentiel barycentrique « initial » d'une des sphères se fait toujours de la même manière. Cette sphère est envoyée dans la direction et le sens de l'axe AO tandis que l'autre est déviée dans une direction orthogonale (Figure 3).

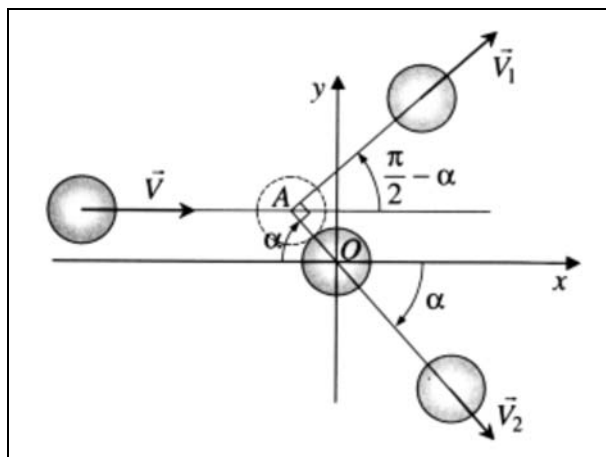


Figure 3 : Orientation des vitesses après une collision

Il faut maintenant retourner dans le référentiel du laboratoire pour connaître les échanges « objectifs » d'énergie. La variation d'énergie cinétique de la sphère 2 s'écrit :



$$\Delta\varepsilon_{c2} = \frac{m}{2} \left[ (\vec{V}_2 + \vec{v}_2) \cdot \vec{r}_2^2 \right] = \frac{m}{2} (V^2 \sin^2 \theta_1 + 2\vec{V}_2 \cdot \vec{v}_2)$$

Soit  $\phi$  l'angle  $(\vec{v}_1, \vec{v}_2)$  que forment dans ce référentiel les vecteurs  $\vec{v}_1$  et  $\vec{v}_2$ . Nous avons :

$$\vec{V}_2 \cdot \vec{v}_2 = \sin^2 \theta_1 (v_1 v_2 \cos \phi - v_2^2) - \sin \theta_1 \cos \theta_1 v_1 v_2 \sin \phi$$

D'autre part on sait que  $V^2 = (\vec{v}_1 - \vec{v}_2)^2 = v_1^2 - 2v_1 v_2 \cos \phi + v_2^2$ . On en déduit :

$$\Delta\varepsilon_{c2} = \frac{m}{2} (\sin^2 \theta_1 (v_1^2 - v_2^2) - 2 \sin \theta_1 \cos \theta_1 v_1 v_2 \sin \phi)$$

Les collisions étant incessantes, il nous suffit de calculer la valeur moyenne de cette variation d'énergie. Pour cela, on suppose d'abord  $\vec{v}_1$  et  $\vec{v}_2$  données et on prend en compte toutes les valeurs possibles du paramètre d'impact entre 0 (choc frontal) et  $2R$  (choc rasant). Il s'agit d'une moyenne spatiale sur la population de particules entrant en collision avec la sphère 2. On écrit donc :

$$\langle \Delta\varepsilon_{c2} \rangle = \frac{m}{2} (\langle \sin^2 \theta_1 \rangle (v_1^2 - v_2^2) - 2 \langle \sin \theta_1 \cos \theta_1 \rangle v_1 v_2 \sin \phi)$$

Pour calculer cette moyenne, on remarque que le nombre de particules entrant en collision avec cette sphère pendant l'intervalle de temps  $dt$  en présentant un paramètre d'impact entre  $p$  et  $p + dp$  est proportionnel à leur concentration  $c$  et au volume compris entre les cylindres de longueur  $Vdt$  et de rayons respectifs  $p$  et  $p + dp$ , soit  $2\pi p dp Vdt$ . Ces particules sont déviées et envoyées dans la direction limitée par les angles solides coniques d'angles au sommet  $\theta_1$  et  $\theta_1 + d\theta_1$ . On en déduit :

$$\langle \Delta\varepsilon_{c2} \rangle = \frac{m}{2} \left( \frac{v_1^2 - v_2^2}{2} - \frac{\pi}{4} v_1 v_2 \sin \phi \right)$$

Maintenons toujours les vitesses fixes en modules, il nous faut ensuite effectuer la moyenne sur les valeurs de  $\phi$ . Comme cet angle peut prendre n'importe quelle valeur entre 0 et  $2\pi$  avec une égale probabilité,  $\langle \sin \phi \rangle$  est nul et finalement :

$$\langle \Delta\varepsilon_{c2} \rangle = m \left( \frac{v_1^2 - v_2^2}{4} \right) = \frac{\varepsilon_{c1}}{2} - \frac{\varepsilon_{c2}}{2}$$

Puisqu'on a imposé la conservation de l'énergie cinétique totale au cours du choc, on a bien entendu également :

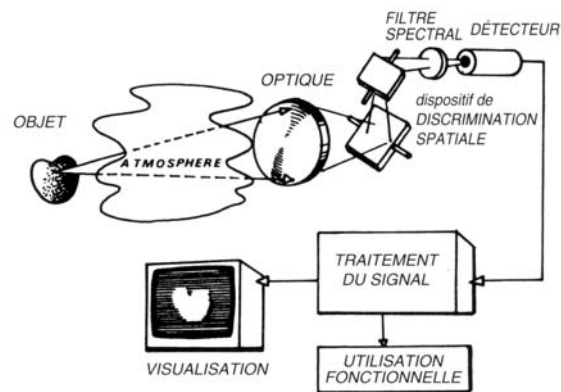
$$\langle \Delta\varepsilon_{c1} \rangle = -\langle \Delta\varepsilon_{c2} \rangle = \frac{\varepsilon_{c2}}{2} - \frac{\varepsilon_{c1}}{2}$$

## ***ANNEXE 3 : THERMOGRAPHIE INFRAROUGE***

Les systèmes récepteurs de rayonnement infrarouge sont généralement utilisés pour la télédétection des phénomènes thermiques. Il s'agit généralement d'une simple visualisation de la distribution thermique des objets non perceptible directement par l'œil. Dans ce cas, le système fournit une image dont le contraste de luminance visible est proportionnel au contraste thermique de l'objet observé. L'observation est d'autant plus intéressante que le système est capable de discriminer des écarts de températures faibles. On voit alors apparaître la notion de résolution thermique.

Il faut ajouter encore deux critères très importants : la résolution spatiale qui définit la dimension des détails de l'objet qui sont à la limite de perception et l'éclairement équivalent au bruit qui représente l'énergie minimale à fournir au système pour qu'il délivre un signal au moins égal à son bruit propre.

La chaîne de mesure est définie par la source de rayonnement à étudier, l'environnement dans lequel elle se trouve, le milieu dans lequel s'effectue la propagation du rayonnement et enfin le système de mesure proprement dit (Figure 1).



**Figure 1 : Chaîne radiométrique de mesure**

Tout d'abord, il est souhaitable d'examiner les points importants de cette chaîne afin de bien connaître les possibilités et les limites du système.

### **I. Quelques rappels de radiométrie**

Il est nécessaire de donner quelques définitions concernant les mesures quantitatives des rayonnements optiques afin de classer toutes les grandeurs rencontrées.

#### **l'étendue géométrique d'un faisceau**

Soit une source S et un récepteur R séparés par une distance d. Considérons les éléments de surface  $dS$  relatif à la source, et  $dR$  relatif au récepteur. Si  $d\Omega_s$  est l'angle solide sous lequel on voit  $dR$  depuis  $dS$  et  $d\Omega_R$  l'angle solide sous lequel on voit  $dS$  depuis  $dR$  :

$$\begin{cases} d\Omega_s = \frac{dR \cdot \cos \theta_R}{d^2} \\ d\Omega_R = \frac{dS \cdot \cos \theta_s}{d^2} \end{cases} \quad (0.1)$$

$\theta_s$  et  $\theta_R$  étant les angles entre la direction  $dS \cdot dR$  et les normales  $N_s$  et  $N_R$  respectives à  $dS$  et  $dR$  (Figure 2).

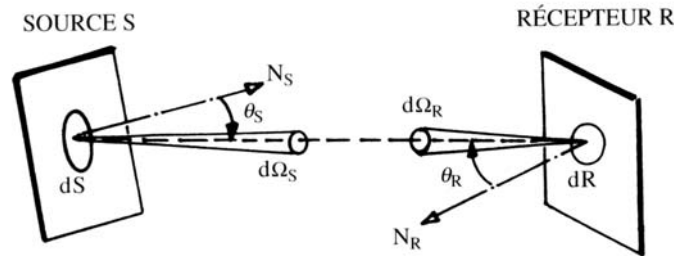


Figure 2 : Etendue géométrique

L'étendue géométrique du pinceau sous tendu par  $dS$  et  $dR$  est définie par :

$$d^2G = dS \cdot d\Omega_s \cos \theta_s = dR \cdot d\Omega_R \cos \theta_R = \frac{dS \cdot dR \cdot \cos \theta_s \cos \theta_R}{d^2}$$

### la luminance

Si au voisinage de la direction de propagation  $dS \cdot dR$ , la densité spatiale du flux est uniforme, la luminance du pinceau, délimité par  $dS$  et  $dR$  est définie par :

$$L = \frac{d^2F}{d^2G}$$

$d^2F$  est l'élément de flux transporté par le pinceau d'étendue géométrique  $d^2G$ .

### l'exittance

Il s'agit de la valeur locale du rapport entre le flux émis  $dF_s$  par une source et la surface de cette source.

$$R = \frac{dF_s}{dS} = \int_{\text{demi espace}} L \cdot \cos \theta_s \cdot d\Omega_s$$

## II. Les origines du rayonnement infrarouge

La matière émet et absorbe en permanence du rayonnement électromagnétique. Le processus d'émission est lié à l'agitation moléculaire interne de la matière, génératrice de transitions radiatives pour les particules élémentaires porteuses de charges électriques.

Une élévation de température accroît l'agitation moléculaire au sein de la matière et favorise l'accélération des particules porteuses de charges électriques, génératrice de rayonnement.

L'énergie ainsi libérée  $W$ , sous forme radiative conditionne la longueur d'onde d'émission  $\lambda$  :

$$W = \frac{hc}{\lambda}$$

où  $h = 6,6262176 \cdot 10^{-34}$  J.s : *constante de PLANCK*  
 $c = 2,998 \cdot 10^8$  m.s<sup>-1</sup> : *célérité de la lumière*

La longueur d'onde du rayonnement émis croît en raison inverse de l'énergie mise en cause dans la transition. Il est important de noter à ce sujet que dans le domaine infrarouge, les longueurs d'onde sont grandes, et l'énergie radiative correspondante faible.

Si la matière permet toutes les transitions possibles (agitation thermique moléculaire), chaque atome fournit une certaine énergie radiative dont les niveaux statistiques prennent toutes les valeurs possibles. La distribution en longueurs d'onde sera alors uniforme, le rayonnement est dit à spectre continu.

Certains milieux autorisent seulement quelques transitions bien définies (sauts quantiques d'un électron à l'intérieur d'un atome), l'émission se fait alors sous forme de longueurs d'onde discrètes, il s'agit d'un spectre de raies.

Le phénomène d'absorption du rayonnement par la matière résulte du processus inverse. L'absorption étant plus ou moins sélective en longueurs d'onde suivant le milieu mis en cause.

Le spectre de rayonnement ainsi défini est divisé en un certain nombre de régions arbitraires, correspondant à des domaines de fonctionnement des générateurs ou des récepteurs appropriés (Figure 3).

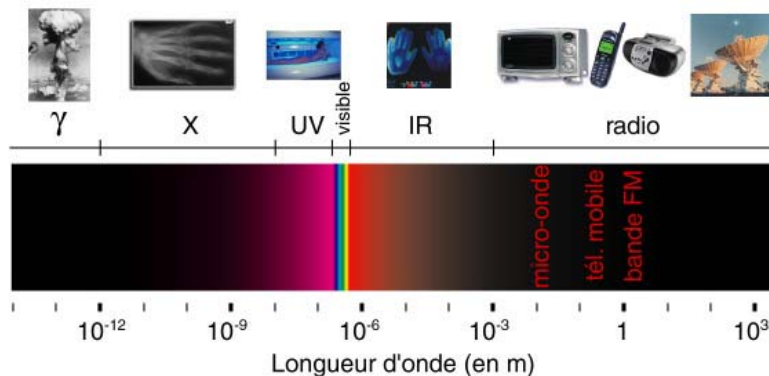


Figure 3 : Spectre électromagnétique

### III. Le rayonnement du corps noir

L'émission thermique des solides est référencé à la notion de « corps noir », défini comme l'objet capable d'absorber totalement tout rayonnement incident, quelle que soit sa longueur d'onde.

La réalisation pratique d'un tel système tient du compromis, et deux approches sont possibles :

- *La cavité presque totalement fermée*

Il s'agit d'une cavité à l'intérieur d'un solide, débouchant à l'extérieur par un orifice dont la dimension est très faible devant celle de la cavité. Le système se comporte comme un piège à rayonnement.

- *Le revêtement absorbant parfait*

Il est possible grâce à certains traitements de surface et peintures, d'obtenir à partir d'un objet quelconque une très bonne approximation du radiateur parfait. Un tel objet est aussi capable d'émettre des radiations à toutes longueurs d'onde. Il cède alors à l'espace environnant son énergie jusqu'à l'établissement d'un équilibre thermodynamique.

### **III.1. La loi de PLANCK**

L'émission spectrale du corps noir est décrite par la loi de PLANCK bâtie sur des considérations thermodynamiques statistiques.

$$\frac{dR(\lambda, t)}{d\lambda} = \frac{2\pi hc^2 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1} \quad (\text{W.m}^{-3})$$

avec :

$$\frac{dR(\lambda, T)}{d\lambda} : \text{exitance spectrale, c'est à dire puissance rayonnée par unité de surface de corps noir et par unité de longueur d'onde}$$

$h = 6,6262176 \cdot 10^{-34} \text{ J.s} : \text{constante de PLANCK}$   
 $k = 1,380662 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1} : \text{constante de BOLTZMANN}$   
 $c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1} : \text{célérité de la lumière}$

### **III.2. La loi de WIEN**

La courbe de distribution spectrale  $\frac{dR(\lambda, T)}{d\lambda}$  obtenue pour une valeur de la température T, passe par un maximum. Le déplacement de ce maximum en fonction de la température, décrit par la loi de WIEN est obtenu par dérivation de la loi de PLANCK :

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda_{\max} = \frac{2898}{T} \quad (\mu\text{m}) \\ \frac{dR(\lambda_m, T)}{d\lambda} = 1,286 \cdot 10^{-5} T^5 \quad (\text{W.m}^{-3}) \end{array} \right.$$

La relation de WIEN explique très bien le déplacement vers les courtes longueurs d'onde d'émission (visible ou non) des corps de plus en plus chauds.

### **III.3. La loi de STEFAN-BOLTZMANN**

Cette loi, obtenue par intégration de la loi de PLANCK depuis  $\lambda = 0$  jusqu'à  $\lambda = \infty$ , donne l'exitance totale du corps noir pour une température T :

$$R_t = \sigma \cdot T^4$$

$$\text{avec } \sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4} = \text{constante de STEFAN}$$

### III.4. Les divers types de radiateurs

Les objets communs ne sont généralement pas des corps noirs, les précédentes lois ne peuvent être appliquées que sous réserve de certaines corrections.

Les corps non noirs, n'absorbent alors qu'une fraction  $\mathcal{A}$  du rayonnement incident, réfléchissent la partie  $\mathcal{R}$  et transmettent la partie  $\mathcal{T}$ . Ces divers facteurs dépendent de la longueur d'onde.

Considérons un tel objet, soumis à un certain rayonnement incident. Lorsque l'équilibre thermodynamique de ce système est satisfait; en raison du principe de conservation, l'énergie restituée au milieu extérieur par rayonnement, réflexion, ou transmission, doit être égale à l'énergie emmagasinée par absorption.

Il est donc nécessaire d'introduire un terme d'émission  $\varepsilon(\lambda)$  dont le rôle est de compenser le terme d'absorption  $\mathcal{A}(\lambda)$  avec :

$$\mathcal{A}(\lambda) = \varepsilon(\lambda) \quad \text{appelé émissivité spectrale}$$

$$\text{et} \quad \varepsilon(\lambda) + \mathcal{R}(\lambda) + \mathcal{T}(\lambda) = 1$$

L'exitance spectrale d'un corps quelconque s'exprime donc à partir de la loi de PLANCK par :

$$\frac{dR(\lambda, T)}{d\lambda} = \varepsilon(\lambda) \cdot \frac{dR_{cn}(\lambda)}{d\lambda}$$

L'étude thermique des contacts glissants est complexe car elle doit associer de nombreux domaines de la mécanique qui sont fortement couplés. Quant aux applications technologiques elles sont nombreuses. Parmi elles, le freinage, et notamment le frein à disque, est une des plus importante de part son aspect sécurité. Ils sont soumis à de fortes dégradations telles que fissuration, déformation structurelle, usure dans lesquelles il est délicat de faire la part des contributions thermiques et tribologiques. Un problème de fond demeure : celui de la connaissance des niveaux de températures atteints, les mécanismes de production d'énergie, etc.

La bibliographie regorge d'études sur les contacts glissants qui sont classés en contacts parfaits (ou lisses) et contacts imparfaits (ou avec aspérités). Très peu d'études considèrent le cas d'un contact avec un troisième corps. Ce dernier est généralement négligé sous prétexte de sa faible conductivité. Ces modèles considèrent une génération de chaleur par frottement de type surfacique. De nombreuses études thermiques, analytiques et numériques, appliquées au freinage par disque ont déjà été réalisées. Elles utilisent généralement les hypothèses issues des modèles de contact parfait et plus précisément celle de températures égales au niveau des surfaces apparentes. La comparaison de tous ces modèles sur un freinage d'arrêt automobile a permis de définir les limites de leur utilisation. Cependant, le niveau des températures atteint ne permet pas d'expliquer les dégradations subies par les freins à disque. Des observations expérimentales ont montré la présence d'un saut important des températures à l'interface. Ce dernier ne peut être modélisé avec l'hypothèse d'un contact parfait.

Un nouveau modèle basé sur la présence d'un troisième corps au sein du contact est proposé. Ce dernier est considéré comme étant volumique, homogène et continu sur toute la surface de contact. Une génération de chaleur volumique uniforme dans tout le troisième corps est dans un premier temps considéré. Les premiers résultats montrent un saut de températures très net entre la surface du disque et celle de la garniture. Une étude de sensibilité a montré une forte dépendance vis-à-vis de l'épaisseur de la couche du troisième corps. Sa conductivité thermique est également un paramètre influant alors que la capacitance thermique ne modifie en rien le niveau des températures. Une seconde étude de sensibilité a été menée sur le profil de génération de chaleur volumique. Trois profils d'accommodation de vitesse ont été considérés. Ils permettent de montrer une importance vis à vis du gradient de vitesse (représentatif du taux de cisaillement) surtout en ce qui concerne la température de surface de la garniture.

Afin de mieux comprendre et d'appréhender le rôle de ce troisième corps d'un point de vue thermique, un dispositif expérimental simple a été élaboré. Il consiste à faire frotter deux cylindres, l'un en saphir (pièce tournante) et l'autre en acier (pièce fixe). Des comparaisons entre les résultats obtenus par des thermocouples de surfaces, une caméra infrarouge ainsi que des observations de surfaces ont permis d'établir des corrélations entre accumulation de troisième corps et échauffement local de la surface de frottement. Un modèle numérique du dispositif a été élaboré sur le principe du contact à trois corps. Les résultats expérimentaux et numériques obtenus sont cohérents et montrent l'intérêt et la représentativité d'un modèle avec troisième corps volumique, homogène et continu.

---

## ABSTRACT

---

The thermal study of sliding contact is complex. It associates many domains of mechanics that are coupled. They are numerous technological applications. The braking, and notably the disk brake, is one of most important. They are submitted to several deteriorations as cracking, structural distortion, wear in which it is delicate to dissociate the thermal and tribological contribution. A problem exists : the knowledge of temperature levels reached, mechanisms of energy production, etc.

The thermal studies on sliding contact can be classified in perfect contacts (or smooth) and imperfect contacts (or with asperities). Few study consider the case of a contact with a third body which is generally neglected because of its weak conductivity. These models consider a surfacic heat generation. Numerous thermal studies, analytic and numeric, applied to the disk brake have been achieved already. They generally use the perfect contact assumptions. The comparison of these models on an automotive braking permitted to define limits of their utilization. However, the level of temperatures reaches doesn't permit to explain deteriorations undergone by disk brakes. Experimental observations showed the presence of a important thermal gradient to the interface. This last cannot be modelled with the hypothesis of a contact perfect.

A new model based on the presence of a third body within contact is proposed. It is considered volumic, homogeneous and continuous on the contact surface. A volumic and uniform heat generation of heat in the third body is considered in a first time. The first results show an important thermal gradient between the surface of the disk and the pad. A sensitivity study showed dependence opposite to the layer thickness of third body. Its thermal conductivity is also an important parameter whereas the thermal capacitance doesn't modify the level of temperatures. A second sensitivity study has been realized on the profile of volumic heat generation. Three profiles have been considered. They permit to show an importance opposite to the speed gradient, representative of the shearing rate.

In order to understand the role of the third body of a thermal view point, a simple experimental apparatus has been elaborated. Two cylinders, one in sapphire (rotating piece) and the other in steel (fixed piece) are in sliding contact. Comparisons between results obtained by surfaces thermocouples, an infrared camera and surfaces observations permitted to establish relationships between third body accumulation and local heating of the sliding surface. A numeric model of the apparatus has been elaborated on the basis of three bodies contact. The experimental and numeric results are coherent and show the interest of a model with a volumic, homogeneous and continuous third body.