

ETUDE DE LA RESISTANCE DE CONTACT ENTRE DEUX MATERIAUX EN FROTTEMENT—INFLUENCE DE LA VITESSE RELATIVE DE GLISSEMENT

J. J. VULLIERME,† J. J. LAGARDE‡ et H. CORDIER§

Laboratoire de Transfert Thermique de l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, Equipe Thermique
 du Laboratoire associé au C.N.R.S. n° 191, E.N.S.M.A., Rue Guillaume VII, 86034 Poitiers Cedex, France

(Reçu le 13 Novembre 1978)

Résumé—Nous étudions l'influence de la vitesse de glissement entre deux matériaux en frottement, sur la résistance thermique de contact. Nous considérons le contact entre une surface plane idéale et une surface portant un nombre infini d'aspérités (bandes de section rectangulaire) régulièrement réparties. Ce contact peut être traversé par un flux de chaleur superposé au flux créé par frottement. Nous avons supposé qu'il n'y a pas de phénomène d'usure des surfaces.

Les résultats d'une étude théorique, confirmés par des expériences, nous ont montré que la résistance de contact diminue quand la vitesse de frottement augmente.

NOMENCLATURE

- a , diffusivité;
- B , demi-largeur du tube de flux;
- b , demi-largeur de l'aspérité;
- c , chaleur massique;
- H , hauteur de l'aspérité;
- h , dimension de la maille;
- K_n , fonction de Bessel modifiée de 2ème espèce d'ordre n ;
- s^* , surface réduite b/B ;
- T , température;
- t , temps;
- V , vitesse de glissement;
- V^* , vitesse réduite de glissement $V.2B/a$.

Symboles grecs

- λ , conductivité thermique;
- ϕ , densité de flux de frottement;
- ϕ_1 , densité de flux imposé qui se superpose à ϕ ;
- Φ et Φ_1 , flux correspondant à ϕ et ϕ_1 ;
- ρ , masse volumique.

1. INTRODUCTION

ON SAIT que lorsque deux matériaux solides sont accolés, le contact "réel" ne se produit pas sur la totalité de la surface "apparente" de contact (cas idéal que l'on désigne sous le nom de contact parfait), mais en un nombre limité de zones où l'on admet que le contact est parfait et qui correspondent aux aspérités qui constituent la microgéométrie des surfaces.

Lorsque l'on veut étudier théoriquement le passage de chaleur d'un matériau à l'autre, on est conduit à schématiser cette microgéométrie. On admet en général que ces zones de contact sont de surface égale et qu'elles sont régulièrement réparties

sur toute la surface "apparente" de contact, ce qui permet de définir des tubes de flux de la chaleur tous identiques. L'étude du passage de chaleur se ramène alors à l'étude du comportement thermique d'un tube de flux.

Sur la Fig. 1 nous avons représenté un schéma classique où la surface du matériau II ne comporte pas d'aspérités et où celle du matériau I comporte des aspérités en bandes parallèles de section rectangulaire. Le problème thermique est à deux dimensions. La zone marquée III peut être vide ou remplie d'un fluide interstitiel. Le passage global de chaleur s'effectue suivant l'axe Z .

Le tube de flux correspondant à l'aspérité est limité par les deux lignes en pointillés. La partie de droite de la Fig. 1 représente ce qui passerait si le

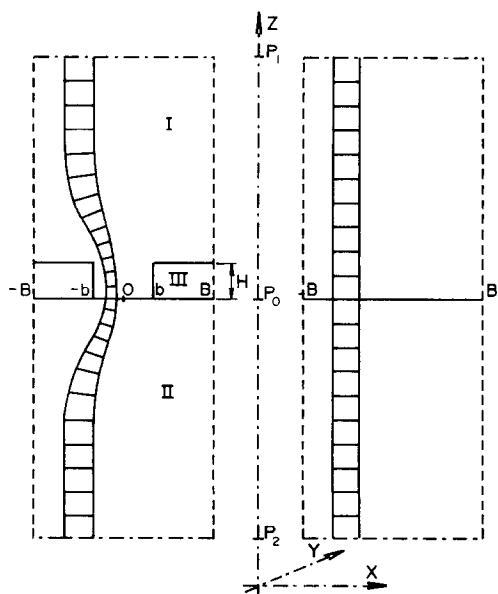


FIG. 1. Schématisation d'un tube de flux—dans le cas d'un contact parfait sur la partie droite, dans le cas d'un contact réel sur la partie de gauche.

† Maître-Assistant à l'E.N.S.M.A., Poitiers.

‡ Chercheur.

§ Professeur à l'E.N.S.M.A., Directeur du Laboratoire de Transfert Thermique de l'E.N.S.M.A.

contact était parfait (sur toute la ligne de $-B$ à $+B$). Le passage de chaleur se produirait en tout point, et non plus globalement, suivant l'axe Z , et les surfaces isothermes seraient constituées par des plans parallèles au plan XY . Le "filet" de flux représenté sur cette partie de la figure suppose que les conductivités des matériaux I et II sont égales (isothermes équidistantes).

Dans le cas du contact réel schématisé (partie de gauche de la Fig. 1), il y a déformation des isothermes et des lignes de courant à proximité de l'aspérité. C'est l'effet de constriction et d'allongement des lignes de courant qui est à l'origine du phénomène de résistance de contact [1,2]. Notons que constriction et allongement ne sont pas indépendants et que de plus ils dépendent de la présence éventuelle d'un fluide interstitiel.

De nombreuses études théoriques et expérimentales permettent de décrire le phénomène de transfert de chaleur au niveau de l'interface et de prévoir les répartitions de température dans chacun des matériaux [2-4]. Soient deux plans P_1 et P_2 suffisamment éloignés de la zone de contact pour être des surfaces quasi-isothermes. On définit la résistance de contact du tube de flux par la différence des résistances entre ces plans P_1 et P_2 dans le cas réel $r(P_1 P_2)$ et dans le cas parfait $r_0(P_1 P_2)$:

$$r_c = r(P_1 P_2) - r_0(P_1 P_2).$$

Entre ces deux plans on montre qu'il existe une surface P quasi-isotherme, qui permet de décomposer cette résistance de contact en deux parties correspondant à chacun des matériaux r_{c_1} et r_{c_2} telles que:

$$\begin{aligned} r_c &= r_{c_1} + r_{c_2} \\ r_{c_1} &= r(P_1 P) - r_0(P_1 P) \\ r_{c_2} &= r(P P_2) - r_0(P P_2). \end{aligned}$$

Cette surface quasi-isotherme dont la forme dans l'espace interstitiel dépend des trois conductivités λ_I , λ_{II} , λ_{III} , comporte dans tous les cas l'ensemble des zones réelles de contact entre le milieu I et II (pour nous le plan P_0 pour x compris entre $-b$ et b) [2].

Ces concepts et ces définitions concernent des phénomènes thermiques permanents.

Dans le cas où les deux matériaux sont en mouvement relatif l'un par rapport à l'autre, il y a un frottement au niveau du contact réel, avec production de chaleur. Cette production de chaleur entraîne une modification des répartitions de température au niveau de la surface de frottement ainsi qu'à l'intérieur des matériaux I et II, au moins au voisinage du contact.

Dans le cas général les flux de chaleur qui traversent ces matériaux ne sont alors plus égaux, la chaleur produite par le frottement se partage entre les deux milieux. Selon les actions thermiques exercées sur les plans P_1 et P_2 , il peut même arriver que toute la chaleur produite par frottement traverse un seul des deux milieux.

Les études sur le frottement concernent, en général, l'aspect mécanique du phénomène, mais ne s'attachent pas à résoudre le problème de la résistance thermique de contact. Nous avons étudié dans quelle mesure la vitesse de glissement entre les deux matériaux peut influencer sur cette résistance.

2. PRINCIPE DE L'ETUDE

2.1. Hypothèses

Nous allons préciser maintenant la schématisation du contact que nous avons choisie, et les hypothèses que nous serons amenés à utiliser.

Nous nous plaçons dans le cas d'un écoulement bidimensionnel de la chaleur en considérant un contact entre une surface lisse (matériau II de la Fig. 1) et une surface comportant un nombre infini d'aspérités régulièrement réparties (distance $2B$ entre chaque aspérité) et ayant la forme de bandes parallèles de section rectangulaire (hauteur H , largeur $2b$). Les deux matériaux sont en mouvement relatif l'un par rapport à l'autre. Ce mouvement est une translation rectiligne de vitesse V constante, perpendiculairement aux bandes.

Le frottement entre les deux matériaux entraîne une production de chaleur dans la zone du contact. Nous supposons, comme il est communément admis, que cette production de chaleur est limitée à la seule zone du contact réel ($-b < x < b$, $z = 0$), et qu'il n'y a aucune production à l'intérieur de l'aspérité ou à son voisinage dans le matériau II. Pour étudier l'influence de la vitesse de glissement sur les transferts de chaleur nous supposons que ce flux (densité de flux ϕ) est indépendant de la vitesse.

Nous supposons de plus (ce qui n'est visiblement qu'une approximation) que la géométrie des aspérités ne varie pas au cours du frottement, c'est-à-dire que nous ferons abstraction de tout phénomène d'usure du contact (ce qui peut être sensiblement le cas des contacts avec lubrification si nous considérons des temps de fonctionnement pas trop longs).

Les plans P_1 et P_2 sont suffisamment éloignés pour que nous puissions les considérer comme isothermes (deux fois au moins la distance entre aspérités). Sur le plan P_1 nous imposerons un flux de chaleur uniforme (densité du flux ϕ_1) et nous maintiendrons le plan P_2 isotherme et à une température qui nous servira de température de référence.

Enfin nous considérons les caractéristiques physiques des matériaux comme constantes; elles sont en particulier indépendantes de la température.

2.2. Analyse des régimes thermiques—choix du référentiel

Les deux matériaux étant en mouvement relatif l'un par rapport à l'autre, il est bien évident que pour étudier le phénomène de transfert de chaleur on peut indifféremment supposer le matériau I immobile et le matériau II mobile, ou l'inverse. Dans le matériau que l'on considère comme mobile on peut in-

différemment décrire le phénomène par rapport à des axes liés à ce matériau, ou par rapport à des axes liés au matériau fixe. Dans ce dernier cas, qui correspond au point de vue d'Euler de la mécanique des fluides, l'observateur qui décrit le phénomène verra défiler l'espace matériel du matériau mobile. Nous admettrons comme un fait expérimental qu'après un temps t_0 on obtient dans l'ensemble des matériaux I, II, III des phénomènes établis, et nous ne nous intéresserons pas à ce qui se passe avant ce temps t_0 . Ces phénomènes établis ne se présentent pas de la même façon dans les divers matériaux.

Dans le milieu I, porteur d'aspérités qui canalisent la chaleur, la phénomène thermique établi va être permanent. Il en est de même pour le milieu III. C'est pour cette raison que nous allons considérer le milieu I comme fixe et le milieu II comme mobile et animé de la vitesse de translation V . Nous choisissons donc un référentiel lié aux aspérités.

Le contact étant formé d'un nombre infini d'aspérités identiques régulièrement réparties et distantes de $2B$, le phénomène établi, dans le milieu II, va être un phénomène périodique commandé par la vitesse V et l'écartement entre deux aspérités et dont la période va être $\tau = 2B/V$.

Sur la Fig. 2 nous avons schématisé les répartitions de température dans les matériaux I et II à un instant t donné ($t > t_0$) telles qu'elles résultent du calcul que nous exposerons plus loin. A l'instant $t + \Delta t$ le matériau II aura subi un déplacement de la distance $\Delta l = V\Delta t$ accompagné d'une modification des répartitions de température dans ce matériau. Mais pour tout point de l'espace occupé par le matériau II, fixe dans le référentiel choisi (lié au matériau I), la température va rester constante. Si bien que les lignes isothermes tracées dans le matériau mobile sur la Fig. 2 restent immobiles dans la figure bien que le matériau défile avec la vitesse V .

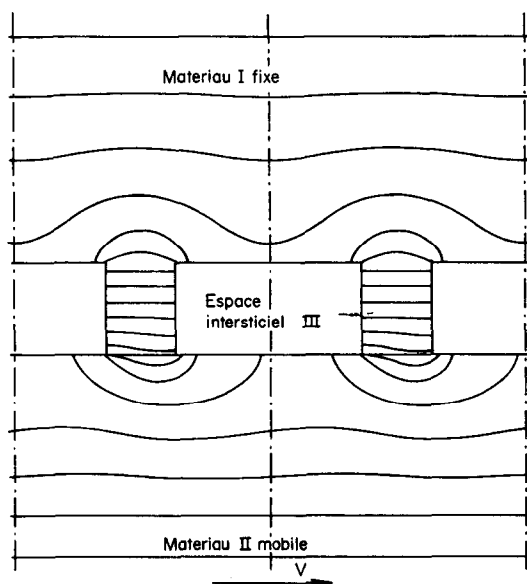


FIG. 2. Schématisation des répartitions de température à l'intérieur des matériaux.

Pour un point lié au matériau II, nous pouvons déduire de la température à l'instant t , la température à l'instant $t + \Delta t$, en faisant subir aux isothermes tracées dans ce matériau une translation en sens inverse de la vitesse, de la distance Δl .

Cette périodicité permet de simplifier l'étude du phénomène puisqu'elle va nous permettre de nous limiter (comme pour les problèmes où il n'y a pas de mouvement) à l'étude d'une seule aspérité et de la zone en regard dans le matériau II (bande de largeur $2B$).

En effet cette périodicité impose que tous les phénomènes thermiques sur la frontière de gauche d'une telle bande soient identiques à ceux que l'on observe sur la frontière de droite (qui n'est pas autre chose que la frontière de gauche de la bande suivante).

Dans ce mode de représentation des répartitions de température que nous avons choisi, la signification du réseau de courbes orthogonales aux lignes isothermes tracées, est différente suivant le matériau considéré. Dans le cas du matériau I le régime thermique est permanent et ces lignes représentent les lignes de flux. Pour le matériau II le régime thermique est périodique et les lignes isothermes liées au matériau évoluent à chaque instant. Les courbes orthogonales au réseau que nous avons tracé, ne représenteraient donc pas les lignes de flux dans ce matériau II.

Néanmoins, puisque les phénomènes thermiques sont identiques aux deux frontières latérales d'une bande attachée à une aspérité, il est évident que le flux de chaleur qui pénètre par une des frontières de cette bande est égal à celui qui sort par l'autre frontière. Il en résulte que le flux de chaleur pour une telle bande est conservatif suivant l'axe Z . Ceci nous permet de définir la résistance r_{c2} pour une bande par différence de deux résistances de milieu, comme dans les problèmes où il n'y a pas de mouvement.

Dans la suite nous éviterons d'appeler la bande étudiée tube de flux puisqu'elle est perméable à la fois à la chaleur et à la matière, bien qu'il y ait à la fois conservation de la chaleur et de la matière dans le volume qui lui correspond. Nous la désignerons sous le nom de "domaine élémentaire d'étude".

2.3. Déroulement de l'étude

La résolution analytique de ce problème est trop compliquée pour que nous puissions expliciter les répartitions de température dans chacun des matériaux.

Nous pouvons le faire, pour le matériau II, dans le cas simplifié, où nous avons une seule source (qui représenterait une seule aspérité de hauteur H quasiment nulle) se déplaçant sur un milieu supposé infini. Nous avons fait cette première étude afin de dégager l'influence de la vitesse de glissement sur la répartition de température au niveau de la surface de frottement.

Dans le cas, plus proche de la réalité, de notre schéma nous déterminons les répartitions de tem-

pérature dans les deux matériaux, par une intégration numérique du type différences finies. De ces répartitions de température nous déduisons les résistances de contact à l'intérieur de chaque matériau (r_{c_1} et r_{c_2}) en utilisant la définition établie en régime permanent et que nous avons rappelée en I. Nous étudions l'évolution en fonction de la vitesse de glissement.

Enfin nous avons réalisé des mesures expérimentales de la valeur de ces résistances pour un contact comparable à notre schéma, et nous les avons confrontées aux résultats du calcul numérique.

3. ETUDE THEORIQUE DANS LE CAS D'UNE ASPERITE UNIQUE SE DEPLACANT SUR UN MILIEU INFINI

Une source de largeur $2l$ se déplaçant à la vitesse V à la surface d'un milieu infini sur lequel elle déverse une densité de flux uniforme ϕ , conduit à une répartition de température permanente à l'intérieur de ce milieu, si on l'exprime dans un repère mobile, lié à la source. La solution analytique de ce problème est connue [5], et permet de calculer en chaque point du matériau la température. Nous l'écrivons sous forme adimensionnelle:

$$T^*(x, z) = \int_{X-L}^{X+L} e^u K_0(Z^2 + u^2)^{1/2} du, \quad (1)$$

où K_n est la fonction de Bessel modifiée de 2ème espèce et d'ordre n , u désigne une variable d'intégration, et où la température réduite et les longueurs réduites sont définies par les relations:

$$T^* = T \frac{\pi \lambda V}{a \phi}; \quad X = \frac{xV}{2a}; \quad L = \frac{lV}{2a}; \quad Z = \frac{zV}{2a},$$

où λ désigne la conductivité du matériau et a sa diffusivité.

En utilisant l'identité suivante:

$$\int_0^x \exp(\pm u) K_0|u| du = \alpha(K_0|\alpha| \pm K_1|\alpha|) \exp(\alpha) \mp 1,$$

la solution peut s'explicitier au niveau de la ligne de glissement ($z = 0$):

$$T^*(x, z = 0) = f(X+L) - f(X-L), \quad (2)$$

où $f(x) = \alpha(K_0|\alpha| + \varepsilon K_1|\alpha|) \exp(\alpha)$, ε signe de α .

En particulier au droit des deux extrémités de la source on a:

$$T^*(x = -b, z = 0) = 1 - f(2L);$$

$$T^*(x = b, z = 0) = f(2L) - 1.$$

Notons que la longueur réduite L ressemble à l'inverse d'un nombre de Fourier construit à partir de la largeur de la source et d'un temps défini à l'aide de la vitesse et de cette largeur:

$$t = \frac{2l}{V}; \quad F_0 = \frac{at}{(2l)^2}; \quad L = \frac{1}{4F_0}.$$

La température réduite sur la ligne de glissement est fonction de l'abscisse réduite X et de la longueur réduite L .

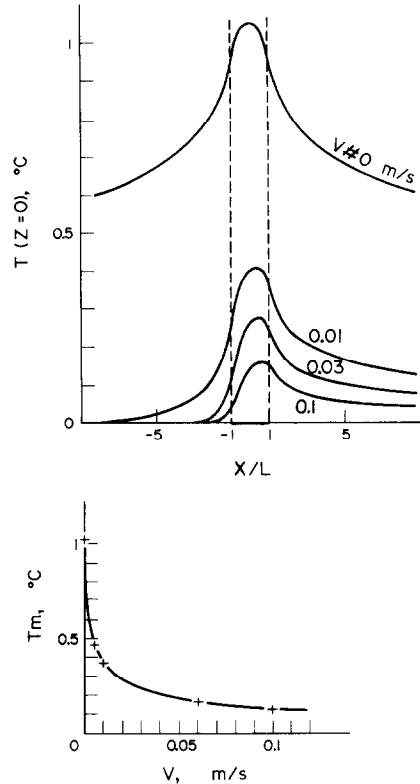


FIG. 3. Evolution de la température sur la ligne de glissement et évolution de la température moyenne de la zone d'une source en fonction de la vitesse de glissement avec $a = 1.2 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$; $\lambda = 51 \text{ W m}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$; $2l = 0.915 \times 10^{-3} \text{ m}$; $\phi = 5 \times 10^4 \text{ W m}^{-2}$.

Sur la Fig. 3 nous avons tracé l'évolution de la température, pour différentes vitesses de glissement, dans le cas d'une source de largeur $2l = 0.915 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ dissipant une densité du flux $\phi = 5 \cdot 10^4 \text{ W m}^{-2}$ et se déplaçant sur de l'acier ($a = 1.2 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$; $\lambda = 51 \text{ W m}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$). Nous avons calculé la température moyenne T_m de la zone de la ligne de glissement en contact avec la source et nous avons tracé son évolution en fonction de la vitesse.

Nous constatons sur la Fig. 3 que la température le long de la ligne de glissement, et la température moyenne que nous venons de définir, dépendent très sensiblement de la vitesse. Plus celle-ci augmente et plus cette température moyenne diminue. Ce résultat peut paraître peu conforme à la réalité si l'on pense que ϕ est la densité de flux qui provient de la production de chaleur par frottement, mais dans les différents cas de calcul que nous avons envisagés, pour mettre en évidence l'influence de la vitesse sur les répartitions de température, il était nécessaire de fixer la densité de flux.

Dans cette schématisation il n'est pas possible de définir une résistance de contact du matériau car celui-ci est infini et on ne peut définir un "tube de flux", au sens du paragraphe précédent.

Néanmoins on peut, peut-être, remplacer dans ce cas la notion de résistance classique par une sorte de résistance à l'absorption de la chaleur déversée par la

source, résistance que l'on peut raisonnablement considérer comme d'autant plus grande que la température T_m est plus élevée et que l'on pourrait définir par une relation du type:

$$\phi = \frac{1}{R_a} (T_m - T_\infty).$$

Dans cette optique, la vitesse de glissement apparaît donc comme modifiant très sensiblement le transfert de chaleur au niveau de la zone de contact, entraînant une meilleure "réceptivité" du milieu.

4. ETUDE NUMERIQUE DANS LE CAS DE PLUSIEURS ASPERITES

Dans la schématisation, plus proche de la réalité, que nous avons décrite, (2.1) nous devons avoir, dans le référentiel choisi, comme nous l'avons indiqué (2.2), un régime thermique permanent à l'intérieur du matériau I et un régime périodique dans le matériau II. Dans chacun de ces matériaux la répartition de température vérifie l'équation de la chaleur:

$$\lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) - c\rho \frac{DT}{Dt} = 0,$$

où DT/Dt représente la dérivée particulière de la température qui se réduit à $\partial T/\partial t$ dans le milieu I et qui a pour valeur $(\partial T/\partial t) + V(\partial T/\partial x)$ dans le milieu II.

Pour intégrer numériquement cette équation nous n'avons pas utilisé la méthode des différences finies car dans notre schéma il est malaisé d'exprimer avec précision, dans cette méthode, les conditions aux limites. Nous lui avons préféré une méthode du type "CONTROL VOLUME APPROACH" [6].

4.1. Principe du calcul numérique

Le "domaine élémentaire d'étude" ABCD représenté sur la Fig. 4 est découpé en un maillage régulier (mailles carrées de dimension h) respectant

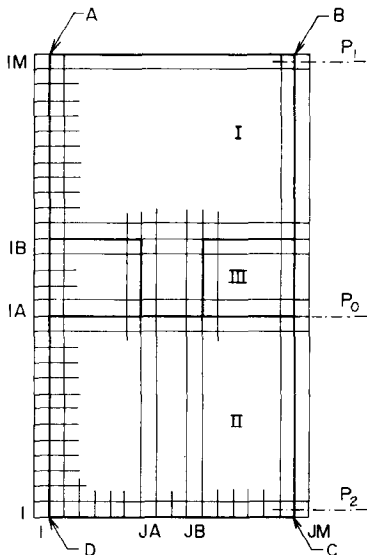


FIG. 4. Découpage du schéma en éléments.

les frontières géométriques du schéma y compris l'aspérité. De part et d'autre du "domaine d'étude" nous ajoutons une rangée supplémentaire de mailles ($j = 1$ et $j = JM$) pour simuler la symétrie du schéma car le tube étudié est précédé et suivi par des "domaines d'étude" identiques.

Chaque maille est considérée comme un petit élément de volume isotherme lié thermiquement aux quatre éléments qui l'entourent. L'expression mathématique de ces liaisons, obtenue par une méthode du type calorimétrique, conduit pour chaque maille à une équation. Nous aurons un système de N équations à N inconnues (N étant le nombre total d'éléments). Nous verrons que ces équations sont linéaires, et nous utiliserons une méthode de résolution itérative du type sur-relaxation.

Nous allons exposer la méthode qui permet d'établir ces équations, dans le cas général d'un élément n'ayant pas de contact avec une frontière du schéma. Un élément est repéré par les indices de ligne i et de colonne j . Nous écrivons que le flux échangé entre deux éléments est conservatif le long du chemin parcouru. Dans notre cas d'écoulement plan cela revient à écrire qu'il existe du centre de l'élément vers une de ses frontières une répartition linéaire de température (bien que nous considérons globalement cet élément comme isotherme).

Si e est la dimension de la maille dans le sens de "l'épaisseur" du schéma (suivant l'axe Y de la Fig. 1), le flux échangé (pénétrant dans l'élément) s'écrit à l'instant t :

$$\Phi = \lambda_{i,j} e h \frac{T_j^t - T_{i,j}^t}{h/2},$$

où T_j^t est la température de la frontière et $T_{i,j}^t$ la température de l'élément.

On exprime ainsi l'échange par unité de temps entre les centres de deux éléments voisins (i,j) et ($i,j-1$) par exemple:

$$\begin{aligned} \Phi_{i,j}^{i,j-1} &= 2\lambda_{i,j} e (T_j^t - T_{i,j}^t) \\ &= 2\lambda_{i,j-1} e (T_{i,j-1}^t - T_j^t), \end{aligned}$$

nous écrivons cet échange sous la forme:

$$\Phi_{i,j}^{i,j-1} = C_{j-1} e (T_{i,j-1}^t - T_{i,j}^t)$$

avec:

$$C_{j-1} = \frac{2\lambda_{i,j}\lambda_{i,j-1}}{\lambda_{i,j} + \lambda_{i,j-1}}.$$

On écrit de la même façon les flux échangés entre tous les éléments entourant l'élément (i,j): $\Phi_{i,j}^{i,j-1}$, $\Phi_{i,j}^{i-1,j}$, $\Phi_{i,j}^{i,j+1}$, $\Phi_{i,j}^{i+1,j}$.

Pour respecter l'équilibre thermique de l'élément, le bilan de ces flux doit représenter la quantité de chaleur nécessaire à faire passer l'élément de la température $T_{i,j}^{t-\Delta t}$ (à l'instant $t - \Delta t$) à la température $T_{i,j}^t$ (à l'instant t).

$$\begin{aligned} \Phi_{i,j}^{i,j-1} + \Phi_{i,j}^{i-1,j} + \Phi_{i,j}^{i,j+1} + \Phi_{i,j}^{i+1,j} \\ + \frac{h^2 e \rho_{i,j} c_{i,j}}{\Delta t} (T_{i,j}^t - T_{i,j}^{t-\Delta t}) = 0 \end{aligned}$$

$$C_{j-1}T'_{i,j-1} + C_{i-1}T'_{i-1,j} + C_{j+1}T'_{i,j+1} + C_{i+1}T'_{i+1,j} - (C_{j-1} + C_{i-1} + C_{j+1} + C_{i+1})T'_{i,j} + \frac{h^2}{a_{i,j}\Delta t}(T'_{i,j} - T'_{i,j}^{-\Delta t}) = 0. \quad (4)$$

Cette équation s'applique à tous les éléments du schéma sauf ceux des limites du "domaine d'étude" et du contact.

4.2. Conditions aux limites

4.2.1. *Sur les bords latéraux* ($j = 1$ et $j = JM$). Les éléments appartiennent à des "domaines d'étude" identiques à celui que nous étudions puisque le contact est formé d'une infinité d'aspérités identiques et régulièrement réparties.

$$T'_{i,1} = T'_{i, JM-1}; \quad T'_{i, JM} = T'_{i,2}.$$

4.2.2. *Sur le plan P_2* ($i = 1$). Ce plan est isotherme, nous y avons imposé la température de référence nulle $T'_{1,j} = 0$.

4.2.3. *Sur le plan P_1* ($i = IM$). Nous avons imposé un flux de chaleur (densité de flux ϕ_1)

$$T'_{IM,j} = T'_{IM-1,j} + \frac{\phi_1 h}{\lambda_1},$$

où λ_1 est la conductivité thermique du milieu I.

4.2.4. *Sur le plan de glissement au niveau de l'aspérité* ($i = IA$ et $IA-1$, $JA < j < JB$). Nous avons une production de chaleur par frottement dont il faut tenir compte dans l'établissement du bilan thermique de ces éléments. Nous utiliserons la même méthode que dans le cas général, mais la température de la frontière sera déterminée en considérant la production de chaleur (densité de flux ϕ) et en exprimant le bilan des flux sur la surface de glissement:

$$\lambda_1 e h \frac{T'_f - T'_i}{h/2} + \phi e h + \lambda_{ii} e h \frac{T'_f - T'_{ii}}{h/2} = 0,$$

d'où

$$T'_f = \frac{\lambda_1}{\lambda_1 + \lambda_{ii}} T'_i + \frac{\lambda_{ii}}{\lambda_1 + \lambda_{ii}} T'_{ii} + \frac{\phi h}{2(\lambda_1 + \lambda_{ii})}. \quad (5)$$

Nous pouvons alors, avec cette équation, écrire la liaison à travers le contact, entre les éléments des lignes $IA-1$ et IA et pour j compris entre JA et JB .

4.3. Formulation de l'évolution dans le temps

4.3.1. *Pour les milieux I et III*. Nous avons vu que le régime thermique est permanent. L'équation (4) s'écrit donc:

$$C_{j-1}T_{i,j-1} + C_{i-1}T_{i-1,j} + C_{j+1}T_{i,j+1} + C_{i+1}T_{i+1,j} - (C_{j-1} + C_{i-1} + C_{j+1} + C_{i+1})T_{i,j} = 0.$$

4.3.2. *Pour le milieu II*. Pour ce matériau les éléments se déplacent avec une vitesse V suivant l'axe x . Seul le régime périodique nous intéresse, et nous ne cherchons pas à connaître l'établissement de ce régime. L'élément (i, j) situé à la distance x à l'instant

t (dans le référentiel choisi, fixe par rapport à l'aspérité) se trouvait à l'instant $t - \Delta t$ à la distance $x - \Delta x$ avec $\Delta x = V\Delta t$.

Nous avons choisi un pas dans le temps Δt tel que le matériau II se translate pendant ce temps d'une distance Δx égale à la dimension h d'un élément ($\Delta t = h/V$). Le terme fonction du temps dans l'équation (4) pour les éléments du matériau II s'écrit donc:

$$\frac{Vh}{a_{i,j}}(T_{i,j} - T_{i,j-1}).$$

Remarque: On constate que c'est le groupement Vh/a_{ii} (sans dimension) qui sert de paramètre à cette étude. La diffusivité thermique des matériaux I et III n'intervient pas ce qui semble tout à fait logique puisque dans ces matériaux les régimes étant permanents, seule la conductivité doit intervenir.

4.4. Résolution du système d'équations

Chaque équation est écrite sous la forme générale:

$$T_{i,j} = \alpha T_{i,j-1} + \beta T_{i-1,j} + \gamma T_{i,j+1} + \delta T_{i+1,j} + \varepsilon,$$

où les valeurs des coefficients $\alpha, \beta, \gamma, \delta, \varepsilon$ sont calculées à partir de la position (i, j) de l'élément dans le schéma.

La solution est obtenue par une méthode itérative, à partir d'une répartition initiale quelconque, le calcul étant arrêté lorsque deux tableaux successifs sont identiques à la précision près de la calculatrice. Le schéma étudié comprend 561 éléments.

4.5. Résultats de l'étude numérique

4.5.1. *Différents cas de calculs étudiés*. Nous avons réalisé cette étude numérique pour trois cas différents de contact en faisant varier la nature des matériaux I, II, III et le rapport de surface s^* entre la largeur de l'aspérité et la largeur du "domaine d'étude" ($s^* = b/B$):

1. Contact Laiton-Laiton avec présence de graisse ($s^* = 0.200$; $H/2B = 0.200$; $\lambda_1/\lambda_2 = 1$; $\lambda_3/\lambda_2 = 0.0018$; $\phi = 10^5 \text{ W m}^{-2}$; $\phi_1 = 10^4 \text{ W m}^{-2}$).
2. Contact Acier-Acier avec espace interstitiel vide ($s^* = 0.273$; $H/2B = 0.364$; $\lambda_1/\lambda_2 = 1$; $\lambda_3/\lambda_2 = 0$; $\phi = 1.5 \times 10^4 \text{ W m}^{-2}$; $\phi_1 = 10^4 \text{ W m}^{-2}$).
3. Contact Laiton-Acier avec présence de graisse ($s^* = 0.200$; $H/2B = 0.200$; $\lambda_1/\lambda_2 = 2.16$; $\lambda_3/\lambda_2 = 0.0039$; $\phi = 5 \times 10^4 \text{ W m}^{-2}$; $\phi_1 = 10^4 \text{ W m}^{-2}$).

Pour chacun de ces cas nous avons envisagé plusieurs valeurs de la vitesse V .

4.5.2. *Exploitation du calcul numérique, détermination des résistances de chaque matériau*. A partir de cette solution numérique nous avons pu déterminer la répartition des lignes isothermes à l'intérieur de chaque matériau par interpolation linéaire entre les points calculés. Pour étudier l'influence de la vitesse de glissement sur le comportement thermique du contact nous avons calculé les résistances thermiques de contact r_{c1} et r_{c2} dans chaque matériau, telles que nous les avons définies en Sections 2.3 et 1.

Pour calculer la valeur numérique de ces deux résistances, il faut déterminer les flux de chaleur traversant chacun des matériaux I et II d'une part et les températures des plans P_1 , P_2 et de la surface P d'autre part:

Φ_1 flux traversant le matériau I (densité de flux uniforme ϕ_1 imposée sur le plan P_1);

$\Phi_1 + \Phi$ flux traversant le matériau II (densités de flux uniformes ϕ_1 imposée sur le plan P_1 et ϕ sur le contact);

Pour la température T_1 du plan P_1 nous avons choisi la moyenne arithmétique des valeurs de la température des éléments du maillage situés sur ce plan. L'écart maximal entre les valeurs de ces différents points est, dans tous les cas de calcul, inférieur à 4×10^{-4} de la valeur moyenne T_1 . Ce faible écart justifie le choix des dimensions du schéma (distance entre les plans P_1 et P_0);

Pour la température T_0 de la surface P , nous avons choisi la moyenne arithmétique des valeurs de la température des points situés sur le contact réel (zone du plan de glissement limitée à la largeur de l'aspérité $-b < x < b$). Ces valeurs sont calculées à partir de la formule (5) pour tenir compte de la production de chaleur par frottement.

Etant donnée la faible conductivité thermique du milieu interstitiel ($\lambda_{III} = 0$ dans le cas du vide ou $\lambda_{III} = 2/1000$ de la conductivité du milieu I dans le cas de la graisse) la quasi-totalité du flux Φ_1 traverse le plan P dans la zone de contact réel (96/100 du flux Φ_1 dans le cas le plus défavorable), et la quasi-isothermie est parfaitement réalisée puisque dans le cas le plus défavorable les variations de la température calculée sont restées inférieures à 2/100 de la valeur moyenne T_0 ;

La température T_2 du plan P_2 est la température de référence ($T_2 = 0$) car c'est la condition aux limites que nous avons imposée sur ce plan.

A partir de ces valeurs T_1 , T_0 , T_2 , Φ_1 , Φ , nous avons calculé les valeurs des deux résistances r_{c1} et r_{c2} : r_{c1} résistance de la région comprise entre le plan P_1 et le plan P_0 limité au contact réel et traversée par le flux Φ_1 ; et r_{c2} résistance de la région comprise entre le plan P_2 et le plan P_0 limité au contact réel et traversée par le flux $\Phi_1 + \Phi$.

4.5.3. *Résultats.* Sur la Fig. 5 nous avons tracé les répartitions des isothermes à l'intérieur du "domaine d'étude", pour le troisième cas de calcul. Comme nous l'avons expliqué en 2.2 ce réseau de courbes représente les isothermes réelles dans le milieu I qui est fixe, et une photographie à l'instant t pour le milieu II qui se translate. Sur ces figures nous avons coté les isothermes en degrés en prenant comme origine des températures la température du plan P_2 .

Si nous analysons l'évolution de la répartition de température en fonction de la vitesse de glissement, nous pouvons faire deux remarques:

(1) Dans le milieu I la forme des isothermes est très peu modifiée par la vitesse de glissement, sauf au

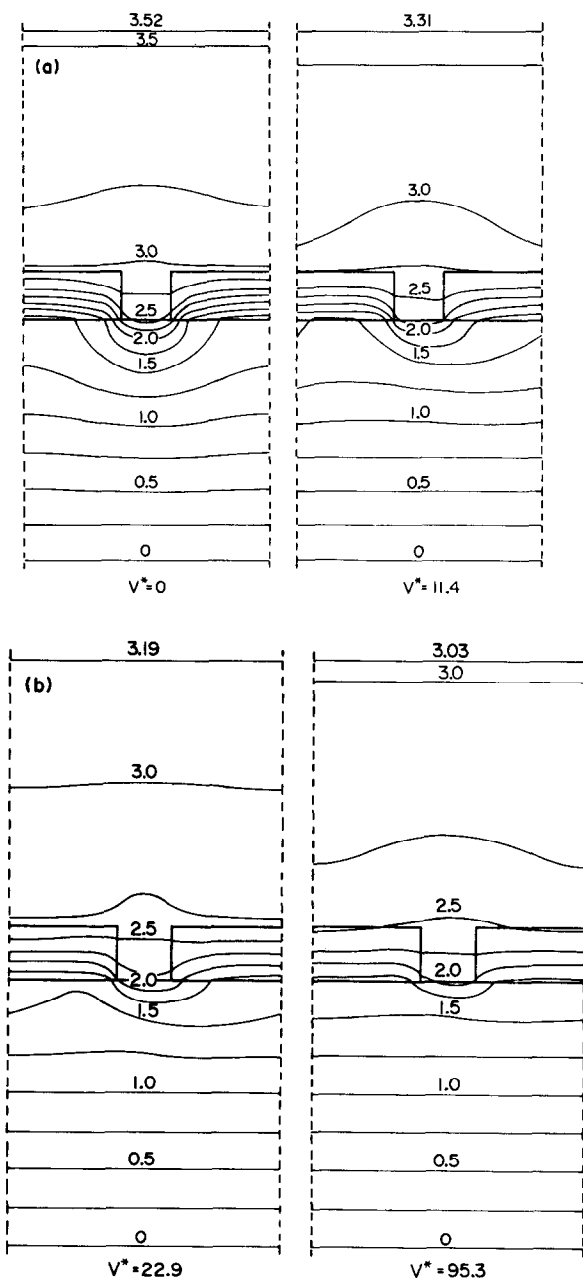


FIG. 5. Répartition des températures dans le cas No. 3 (4.5.1).

voisinage immédiat du contact réel. Par contre la cote de ces isothermes diminue lorsque la vitesse augmente. Cela s'explique par le fait que nous avons choisi d'imposer le flux sur le plan P_1 et de maintenir le plan P_2 à la température nulle d'une part, et que nous avons considéré le flux de frottement comme indépendant de la vitesse de glissement d'autre part. Mais nous constatons que la différence entre les températures T_0 et T_1 définies précédemment reste constante, si bien que la résistance r_{c1} de ce milieu I n'est pas modifiée par la vitesse de glissement;

(2) Dans le milieu II les lignes se modifient sensiblement en fonction de la vitesse de glissement.

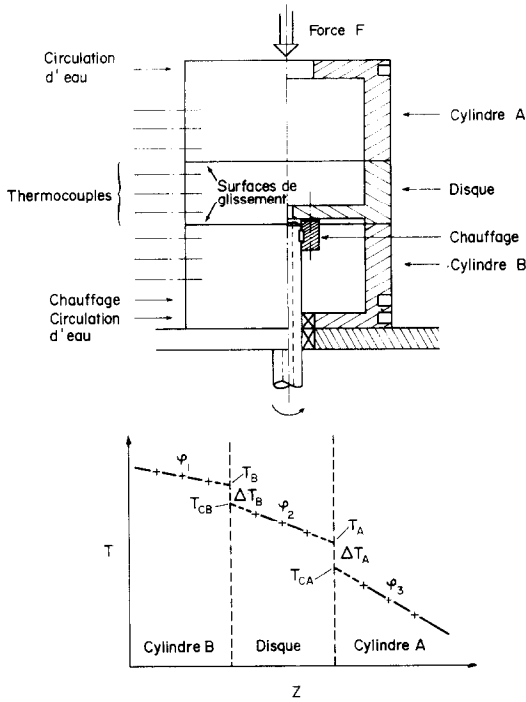


FIG. 6. Schéma du montage expérimental et de l'évolution des répartitions de température dans les différentes pièces.

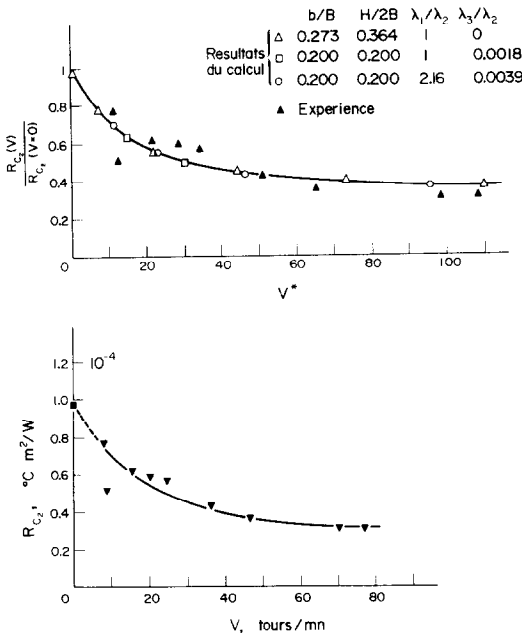


FIG. 7. 7(a) (en haut): Evolution de la résistance de contact r_{c2} théorique et expérimentale en fonction de la vitesse réduite V^* . 7(b) (en bas): Evolution de la valeur expérimentale de r_{c2} en fonction de la vitesse.

Plus celle-ci est grande et plus la température a tendance à s'homogénéiser et la perturbation apportée par l'aspérité à disparaître.

L'évolution de la résistance de contact r_{c2} , apparaît sur la Fig. 7a. Sur cette figure nous avons tracé le rapport entre les résistances r_{c2} à la vitesse V et r_{c2} pour le même contact à la vitesse $V = 0$, en fonction

du paramètre sans dimension $V^* = 2B.V/a_{II}$ qui, comme nous l'avons vu en 4.3.2 est le paramètre de cette étude. Nous constatons que les points obtenus, pour les trois cas de calcul se placent pratiquement sur une même courbe. Mais il faut remarquer que ces différents cas correspondent à des rapports de surface s^* voisins et conclure que nous avons une courbe unique serait hâtif. Pour obtenir des résultats dans le cas de s^* nettement plus faibles (10^{-2} ou 10^{-3}), cette méthode numérique conduit à un très grand nombre d'éléments et nous n'avons pas effectué le calcul. Le cas de s^* plus grand ne présente pas d'intérêt car les résistances de contact deviennent quasi-nulles.

4.5.4. Conclusion. En analysant les résultats de cette étude numérique nous tirons deux conclusions:

- (1) La résistance r_{c1} du matériau I reste constante à la précision des calculs près, et reste égale à celle obtenue en l'absence de glissement;
- (2) La résistance r_{c2} du matériau II décroît en fonction de la vitesse de glissement.

5. ETUDE EXPERIMENTALE

Afin de vérifier les résultats théoriques précédents, nous avons réalisé des mesures expérimentales correspondant aux conditions du calcul.

5.1. Montage expérimental

5.1.1. Description du montage. Pour réaliser un contact, comportant un nombre infini d'aspérités identiques, nous avons utilisé un disque dont les faces en forme de couronne comportent des bandes de section rectangulaire disposées radialement (Fig. 6). Ce disque est serré avec une force F réglable, entre deux cylindres (A et B , Fig. 6) immobilisés en rotation (diamètre intérieur 60 mm, extérieur 80 mm et hauteur 50 mm). Le disque est entraîné en rotation par l'intermédiaire d'un axe et d'un système de poulies, d'un variateur de vitesse et d'un moteur électrique (vitesse de rotation de l'axe comprise entre 8 et 300 tours/min). La vitesse linéaire de glissement moyenne peut ainsi varier de 0.03 à 1.10 m/s. Etant donné les diamètres intérieurs et extérieurs des faces, la vitesse de glissement varie d'une extrémité à l'autre des aspérités radiales de 29%. Pour atténuer cette variation il faudrait augmenter le diamètre des pièces mais dans ce cas il est très difficile d'obtenir un frottement uniforme (défaut de planéité des surfaces et de concentricité).

Toutes précautions ont été prises pour assurer une transmission satisfaisante de la force au niveau des deux contacts (face inférieure et face supérieure du disque).

Ce dispositif à deux surfaces de frottement identiques nous permet de mesurer, comme nous le verrons ultérieurement, les deux résistances de contact r_{c1} et r_{c2} .

5.1.2. Nature des contacts. Les deux cylindres sont en acier et leurs surfaces en contact avec le disque sont planes et rodées. Le disque central est en laiton et nous avons usiné à la fraiseuse 48 bandes (largeur

0.92 mm; hauteur 0.92 mm). L'espacement moyen entre deux bandes est donc de 4.58 mm et il varie lui aussi de $\pm 14\%$. Pour éviter l'usure rapide des contacts nous avons noyé les aspérités dans de la graisse. Les dimensions de ces aspérités correspondent au schéma du troisième cas de calcul (4.5.1).

On peut penser *a priori* que la surface de contact usinée sur les aspérités est supérieure à la surface réelle de contact que nous devrions obtenir, compte tenu de la pression que nous imposons qui est relativement faible. Mais, lors de la mise en rotation du disque il se produit un certain rodage de cette surface. De plus la présence de graisse dans l'espace interstitiel provoque l'établissement au niveau du contact d'un film très mince qui va continuer à améliorer la conduction de la chaleur entre les deux surfaces. Dans ces conditions l'hypothèse d'un contact parfait sur toute la largeur des aspérités semble justifiée et se trouve vérifiée par la bonne concordance des valeurs expérimentales et calculées des résistances.

5.1.3. *Dispositif thermique.* Une résistance électrique non représentée sur la Fig. 6 permet de chauffer le cylindre *B*. Des circulations d'eau non représentées également assurent le refroidissement de l'un ou l'autre des cylindres (ou des deux à la fois). Un dispositif de barrière thermique (une résistance électrique, bobinée dans la pièce entraînant le disque en rotation, est traversée par un courant asservi par le contrôle permanent des températures de cette pièce et du disque) permet d'éviter les transferts de chaleur par l'intermédiaire de l'axe. Nous pouvons assurer dans les cylindres et le disque des gradients de température suivant l'axe du montage (positifs ou négatifs) qui permettent de mesurer les résistances de contact. Pour éviter une détérioration de la graisse au niveau des contacts, nous avons limité le niveau de température à 100°C. Compte tenu des dimensions des pièces, des conditions aux limites latérales (air sensiblement au repos) et du niveau de température nous pouvons assimiler du point de vue thermique ces cylindres à des murs.

5.1.4. *Dispositif de mesure.* La mise en pression (force *F*) étant réalisée par un système de bras de levier et de poids, système risquant toujours de comporter quelques frottements au niveau des articulations, un étalonnage préalable du montage nous permet de connaître la pression de contact (au moyen de capteurs de pression piézo-électriques).

La mesure de la vitesse de rotation est réalisée grâce à un disque ajouré placé sur l'axe et à un dispositif de capteur électromagnétique.

Les mesures de répartition des températures dans les cylindres *A* et *B* sont faites par des thermocouples Chromel-Alumel (3 thermocouples distants de 1 cm, le long de 4 génératrices espacées de 90 degrés dans chaque cylindre). Pour le disque 6 thermocouples (3 thermocouples distants de 1 cm, le long de 2 génératrices opposées) sont reliés à un système de passages tournants à bagues et balais en Chromel-Alumel. Les indications des thermocouples

sont mesurées par l'intermédiaire d'un système d'acquisition de mesure H.P. 3495 piloté par une calculatrice H.P. 9830. Ce dispositif permet de réaliser rapidement (2 mesures par seconde) plusieurs mesures sur chaque thermocouple. Ceci nous permet d'utiliser, pour déterminer les résistances de contact, des valeurs plus précises de la température (résolution de 0.03 degré) obtenues en faisant des moyennes. La dispersion entre les températures mesurées dans une section des cylindres ou du disque étant restée inférieure à 0.2 degré (entre les différentes génératrices), l'hypothèse de l'uniformité du flux de frottement sur les faces du disque semble justifiée.

5.2. Principe de la mesure des résistances

Si nous chauffons le cylindre *B* et refroidissons le cylindre *A* nous allons obtenir, à l'intérieur des différentes pièces, une répartition de température analogue à celle représentée sur la Fig. 6.

Les contacts sont identiques et placés dans des conditions similaires (même pression de contact et niveaux de température voisins) nous ferons l'hypothèse vraisemblable que les résistances thermiques de chaque aspérité et de chaque face du disque sont égales. Nous avons donc une résistance r_{c1} dans le disque au niveau de chaque face et une résistance r_{c2} dans chacun des cylindres.

Nous savons que par définition la résistance thermique de contact est le coefficient de proportionnalité entre le saut apparent de température à la coupure et de la densité de flux traversant le milieu siège de cette résistance: $\Delta T = r_c \phi$. La valeur de la résistance thermique de contact est donc indépendante de la densité de flux.

Dans notre cas, du fait de la production de chaleur par frottement, les densités de flux de part et d'autre des deux coupures (face inférieure et supérieure du disque) sont différentes mais reliées par les formules suivantes:

$$\phi_2 = \phi_1 + \phi; \quad \phi_3 = \phi_2 + \phi = \phi_1 + 2\phi,$$

ϕ_1 étant la densité de flux imposée dans le cylindre *B* et ϕ la densité de flux de frottement sur un contact.

Par définition, et compte tenu de nos hypothèses nous avons les deux relations suivantes:

$$\Delta T_A = r_{c1} \phi_2 + r_{c2} \phi_3; \quad \Delta T_B = r_{c2} \phi_1 + r_{c1} \phi_2,$$

d'où l'on tire la valeur des deux résistances r_{c1} et r_{c2} :

$$r_{c1} = \frac{\Delta T_B(\phi_1 + 2\phi) - \Delta T_A \phi_1}{2\phi(\phi_1 + \phi)}$$

$$r_{c2} = \frac{\Delta T_A - \Delta T_B}{2\phi}. \quad (6)$$

Remarques (1) Les formules établies sont valables quel que soient les signes des flux considérés ϕ_1 , ϕ_2 , ϕ_3 à condition de prendre les différences de température ΔT_A et ΔT_B avec leur signe:

$$\Delta T_A = T_{C_A} - T_A; \quad \Delta T_B = T_B - T_{C_B},$$

T_A : température extrapolée jusqu'à la coupure dans le cylindre *A*;

T_B : température extrapolée jusqu'à la coupure dans le cylindre B ;

T_{C_A} : température extrapolée jusqu'à la coupure dans le disque du côté du cylindre A ;

T_{C_B} : température extrapolée jusqu'à la coupure dans le disque du côté du cylindre B .

(2) Nous pouvons définir une résistance de contact globale pour l'ensemble des deux cylindres et du disque en divisant le saut total de température ($\Delta T_A + \Delta T_B$) par la densité de flux moyenne traversant les cylindres A et B ($(\phi_1 + \phi_3)/2 = \phi_1 + \phi$):

$$r_t = \frac{\Delta T_A + \Delta T_B}{\phi_1 + \phi}.$$

On montre aisément que $r_t = 2(r_{c_1} + r_{c_2})$. La définition que nous avons choisie pour cette résistance globale conduit bien à une valeur intrinsèque de la résistance thermique de ce contact double.

(3) Il faut noter que dans le cas particulier où $\phi_1 = -\phi$, qui correspond à une répartition de température symétrique dans l'ensemble du montage, on a:

$$\phi_2 = 0; \quad \phi_3 = \phi; \quad \Delta T_B = -\Delta T_A.$$

Par suite on ne pourra pas en déduire les valeurs des résistances r_{c_1} et r_t , mais c'est dans ce cas que la détermination de r_{c_2} est la plus précise (de l'ordre de 10% compte tenu des erreurs de mesure sur les différentes températures). Ce cas est obtenu lorsque nous maintenons les extrémités des cylindres A et B à une même température (en supprimant le chauffage du cylindre B).

(4) Le flux de frottement est déterminé par la différence entre les flux ϕ_1 et ϕ_3 car nous avons admis que les conditions de frottement sont les mêmes sur les deux faces du disque, et qu'il n'y a pas de transfert de chaleur avec l'axe du montage.

Pour contrôler cette mesure thermique du flux de frottement nous avons placé, au niveau des dispositifs d'immobilisation en rotation des cylindres A et B des jauges de contrainte pour mesurer le couple exercé sur les cylindres. Les mesures réalisées par ce moyen sont en bonne concordance avec la détermination thermique de ϕ , et nous avons constaté de plus que ce flux reste stable pendant la durée de l'expérience et que les valeurs sont identiques pour chaque face du disque (aux erreurs de mesure près).

5.3. Résultats expérimentaux

Nous mesurons la température moyenne dans trois sections de chacune des pièces. Par une méthode de régression linéaire nous déterminons les trois répartitions de température de la Fig. 6, les flux de chaleur (en connaissant les conductivités thermiques), les sauts de température (par extrapolation jusqu'aux coupures) et nous en déduisons la résistance de contact r_{c_2} .

Nous avons tracé sur la Fig. 7b l'évolution de cette résistance en fonction de la vitesse de rotation du disque. Chaque point correspond à la moyenne de plusieurs mesures de la résistance. Les essais ont été

réalisés en augmentant progressivement la vitesse ou au contraire en la diminuant. Nous constatons que, comme dans le cas théorique, la résistance diminue lorsque la vitesse de glissement augmente.

Pour comparer ces résultats expérimentaux et les résultats théoriques, il nous faut connaître r_{c_2} en l'absence de glissement, ce qui n'est pas possible directement. Pour la connaître, nous avons mesuré la résistance globale r_t en l'absence de mouvement et la résistance r_{c_1} en présence d'un mouvement (en chauffant le cylindre B de façon à obtenir le flux ϕ_1 positif). En utilisant ces deux valeurs nous pouvons en déduire la valeur de r_{c_2} pour une vitesse nulle car r_{c_1} est indépendant du mouvement (ce que par ailleurs nous avons bien vérifié):

$$r_{c_2} = r_t/2 - r_{c_1}.$$

Cette valeur se place correctement sur la courbe de la Fig. 7b. Nous l'avons utilisée pour calculer les rapports de r_{c_2} , lorsque nous avons mouvement, à r_{c_2} à vitesse nulle. Les points représentant ces rapports sont placés sur la Fig. 7a et nous constatons une bonne concordance entre les valeurs expérimentales de la résistance de contact dans le matériau sans aspérité et les résultats du calcul numérique correspondant.

6. CONCLUSION

Si dans le cas de deux matériaux accolés et fixes les phénomènes de transfert de chaleur sont assez bien connus, il n'en est pas de même lorsque ces matériaux sont en mouvement relatif l'un par rapport à l'autre. Dans notre schématisation (un matériau dont la face de contact comporte des aspérités en frottement sur un deuxième matériau dont la face est plane et lisse, aucun phénomène d'usure des aspérités, production de chaleur ayant lieu au niveau de la surface de contact) il est malaisé a priori de définir une résistance de contact, car si le calcul de la part de cette résistance qui correspond au milieu porteur d'aspérités est relativement aisé, par contre le calcul de la part de résistance qui correspond au milieu à surface plane est rendu difficile par le fait que ce milieu est le siège de variations périodiques de température.

Une détermination numérique des répartitions de température a fait apparaître une évolution de cette résistance en fonction de la vitesse de glissement. Les mesures expérimentales que nous avons réalisées ont confirmé cette évolution avec une précision satisfaisante.

La part de la résistance de contact dans le matériau comportant les aspérités est indépendante de la vitesse de glissement et en particulier est la même que celle obtenue dans le cas d'un contact statique. La part de la résistance de contact dans le matériau sur lequel se déplacent les aspérités diminue en fonction de la vitesse de déplacement. Sa valeur dépend du paramètre sans dimension $V.2B/a$ où V est la vitesse de glissement, a la diffusivité du matériau et $2B$ la largeur du "domaine d'étude".

REFERENCES

1. H. Cordier, Etude expérimentale des résistances thermiques de contact, *Ann. Phys.* (1961).
2. J. P. Bardon, Thèse de Docteur ès Sciences, p. 111, Poitiers (1966).
3. F. Fouche, Thèse de Docteur ès Sciences, Poitiers (1966).
4. M. Gasmand, Thèse C.N.A.M., Limoges (1972).
5. Carslaw et Jaeger, *Conduction of Heat in Solids*, 2nd. edn. p. 269, Clarendon Press, Oxford (1959).
6. P. J. Roache, *Computational Fluid Dynamics*, pp. 25–28, Hermosa Publishers, Albuquerque, New Mexico (1972).

ANALYSIS OF THE THERMAL CONTACT RESISTANCE BETWEEN TWO SOLIDS IN FRICTION. EFFECT OF THE RELATIVE SLIPPING SPEED

Abstract—We studied the influence, on thermal contact resistance, of the slipping speed between two solids in friction. We considered the contact between an ideal plane surface and a surface with an infinite number of roughness (bands of rectangular section) evenly distributed. This contact can be crossed by a thermal flow superimposed on the flow created by friction. We have assumed that the surfaces do not wear. The results of a theoretical method, corroborated by experiments, show that the contact resistance is reduced when the slipping speed increases.

АНАЛИЗ КОНТАКТНОГО ТЕРМИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ МЕЖДУ ТРУЩИМИСЯ ТВЕРДЫМИ ТЕЛАМИ. ВЛИЯНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ СКОРОСТИ СКОЛЬЖЕНИЯ

Аннотация — Исследуется влияние на контактное термическое сопротивление скорости скольжения между двумя трущимися твердыми телами. Рассматривается контакт между идеальной плоскостью и поверхностью с бесконечным числом равномерно распределенных выступов шероховатости (прямоугольные полосы). На фрикционный тепловой поток может быть наложен дополнительный поперечный поток тепла. Используется также допущение об отсутствии износа поверхностей. Из теоретического анализа, проверенного опытом, вытекает, что рост скорости скольжения ослабляет контактное термическое сопротивление.