

Résistance de contact et effets à micro-échelle. Application aux basses températures.

Jean-Pierre BARDON

Laboratoire de Thermocinétique, U.M.R.C.N.R.S. 6607, BP 50609, 44306 NANTES Cedex 03. (jean-pierre.bardon@univ-nantes.fr)

Résumé: A basse température où les libres parcours des porteurs d'énergie sont parfois considérablement augmentés, il est nécessaire de reconsidérer l'analyse du phénomène de constriction, qui est à la base de celui de résistance de contact à l'échelle macroscopique. On se propose de prendre en compte les résistances d'interface liées à la diffusion des porteurs dans des couches frontières situées de part et d'autre de cette interface et d'épaisseur de l'ordre de quelques libres parcours l . Dans un souci de clarté, on développe toute l'analyse dans une approche physique simplifiée, fondée sur la notion de libre parcours moyen l .

Nomenclature

α	Coefficient d'accommodation thermique	α	Facteur d'absorption
k	Constante de Boltzmann	λ	Conductivité thermique
l	Libre parcours moyen	γ	Rapport des chaleurs spécifiques à $pet\ v$
m	Masse de l'électron	σ	Constante de Stéfán
n	Nombre d'électrons par unité de volume	Φ	Flux de chaleur
q	Densité de flux de chaleur	indices	
r	Rayon, résistance thermique	C	constriction
R	Résistance thermique	e	électron
T	température	p	phonon
u	Vitesse des électrons	int	interface
V	Vitesse des phonons	μ	micro-échelle

1. Introduction :

Le phénomène de résistance de contact entre solides dont les états de surface résultent d'un usinage industriel (rugosité de l'ordre de 0,1 à 10 μm et rayons des aires de contact de 0,5 à 50 μm) se situe, le plus souvent, dans un domaine où les lois macroscopiques et l'approximation des milieux continus s'appliquent. Par contre à basse température ($T \leq 20K$) où les libres parcours des porteurs d'énergie sont parfois considérablement augmentés, ou bien lorsque les dimensions des solides deviennent très petites (échelles micro voire nanométriques) il est nécessaire de reconsidérer l'analyse du phénomène de constriction, qui est à la base de celui de résistance de contact. Les résistances d'interface liées à la diffusion des porteurs dans des couches frontières situées de part et d'autre de cette interface et d'épaisseur de l'ordre de quelques libres parcours l doivent être prises en compte.

C'est ce que nous nous proposons de faire dans le cadre d'une approche physique simplifiée, fondée sur la notion de libre parcours moyen l . Cette approche, vise plus à préciser le cadre et les ordres de grandeur des effets à micro-échelle à prendre en compte, plutôt qu'à donner une estimation précise de ceux-ci, ce qui nécessite, la mise en œuvre de techniques plus lourdes (dynamique moléculaire, ou équation de transfert de Boltzman).

2. Description des résistances d'interface ($l \leq \delta \leq 100l$)

On se place, pour commencer, dans la situation où un seul type de porteur véhicule la chaleur. On considère (figure1) deux milieux 1 et 2 en contact (interface lisse)

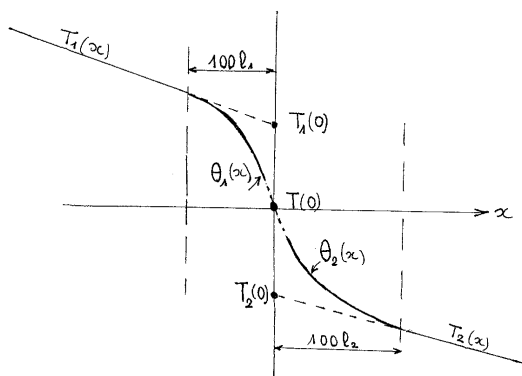


Figure 1 : zone frontière

Dans les zones proches de l'interface ($\delta \leq 100l$) et au fur et à mesure que l'on se rapproche de l'interface les collisions porteurs-frontière prennent le pas sur celles entre porteurs qui se raréfient. Le transfert de chaleur est perturbé, une partie du flux d'énergie est réfléchi ($\lambda_{apparent}$ diminue). La température dans ces couches a une évolution $\theta_1(x)$ ou $\theta_2(x)$ qui s'écarte de celle $T_1(x)$ ou $T_2(x)$ prévue par les lois macroscopiques (milieu continu).

Schéma de résistance d'interface :

Dans ce schéma on suppose que les lois macroscopiques $T_1(x)$ et $T_2(x)$ dans chacun des milieux se prolongent jusqu'à l'interface $x=0$ c'est-à-dire que la loi de Fourier et les conductivités des milieux ne sont pas modifiées. On introduit alors en $x=0$ un saut de température proportionnel au flux de chaleur q qui traverse l'interface :

$$T_1(0) - T_2(0) = R_{int} q \quad (1)$$

R_{int} est la résistance d'interface. Elle caractérise globalement l'accroissement de résistance apporté par les interactions porteurs-frontière dans les couches frontières de part et d'autre de l'interface. Il est souvent commode, en considérant la température intermédiaire T_0 de l'interface théorique, de décomposer cette résistance en deux résistances R_1 et R_2 qui caractérisent les perturbations se développant de part et d'autre de cette interface :

$$T_1(0) - T_0 = R_1 q \quad \text{et} \quad T_0 - T_2(0) = R_2 q$$

2.1 Résistance d'interface gaz-solide et solide-solide :

Pour estimer l'ordre de grandeur de ces résistances, on s'appuie sur certains résultats classiques concernant les interfaces gaz- solide, et solide-solide.

- **Pour un milieu gazeux** au contact d'un milieu solide bon conducteur, les effets à micro-échelle prépondérants sont situés côté gaz. La résistance côté solide R_1 est négligeable devant celle côté gaz $R_2 = R_G$. Cette résistance a été largement étudiée dans le cadre de la théorie des gaz raréfiés (Kennard [1]). Dans celle-ci le transfert d'énergie s'effectue par les chocs molécule-paroi. Au cours de ces chocs inélastiques les molécules sont supposées réfléchies de manière essentiellement diffuse. On est conduit à l'expression : (2)

$$R_G = k \frac{2 - \alpha}{\alpha} \frac{l}{\lambda}$$

$k = 2 \frac{\gamma}{(\gamma + 1) Pr}$ est une constante $\approx 1,663$ pour les gaz diatomiques, et $\approx 1,8$ pour les gaz

monoatomiques,

α est le coefficient d'accommodation molécule-paroi, il caractérise la fraction des molécules incidentes qui se mettent en équilibre avec la température de la paroi ($\alpha \leq 1$). Il dépend de la nature du gaz, et beaucoup de l'état physique et chimique de la surface (lisse ou rugueuse, présence de couche moléculaire adsorbée, ou de contaminants).

l est le libre parcours moyen,

λ est la conductivité macroscopique du gaz.

On voit que

$$R_G \propto l/\lambda.$$

Par exemple, pour des surfaces industrielles métalliques, avec l'air ($\alpha = 0,8$) $R_G \approx 3 l/\lambda$, avec l'hélium ($\alpha = 0,4$) $R_G \approx 8 l/\lambda$, et avec l'hydrogène ($\alpha = 0,2$) $R_G \approx 18 l/\lambda$.

- **Pour une interface entre milieux solides diélectriques**, dans lesquels les porteurs sont uniquement les phonons, deux types de réflexion, spéculaire ou diffuse, sont à considérer :

-réflexion spéculaire (paroi lisse) :

Dans la théorie (acoustic mismatch model), due à Little [2], les phonons impactant l'interface sont en partie réfractés et en partie réfléchis selon des lois identiques à celles de Fresnel en optique. Il en découle pour chaque couche frontière une résistance :

$$R_i = \frac{1}{4\sigma_{pi}T_0^3\Gamma} \quad i = 1 \text{ ou } 2 \quad (3)$$

R_i porte aussi le nom de résistance de Kapitza

σ_{pi} est une constante analogue à celle de Stefan σ pour les photons ($\sigma_{pi} = 1,5 \cdot \sigma \cdot C_0^2 \cdot V_i^{-2}$, C_0 est la vitesse de la lumière, V_i une vitesse moyenne des phonons telle que $3V_i^2 = V_l^2 + 2V_t^2$ (V_l et V_t vitesses des ondes longitudinales et transversales))

T est la température en K,

Γ est un facteur ($0 \leq \Gamma \leq 1$) qui caractérise l'adaptation imparfaite d'impédance des deux milieux. On voit qu'à basse température R_i devient très grande (terme en T^{-3}). Ce modèle de réflexion spéculaire n'est pas très adapté aux situations les plus courantes, excepté à très basse température ($T < 1K$).

-réflexion diffuse (interface microrugueuse) :

Dans la théorie (diffusive mismatch model [3]) qui est plus adaptée aux situations réelles, surtout à température moyenne ou haute, les phonons sont diffusés dans toutes les directions. Il en résulte une résistance :

$$R_D = \frac{2}{3} \frac{2 - \alpha}{\alpha} \frac{l}{\lambda} \quad (4)$$

R_D est la résistance diffuse relative à une des zones frontières, α est le facteur d'absorption des phonons à la frontière ($\alpha \leq 1$), λ est la conductivité macroscopique du milieu correspondant. On retrouve une loi :

$$R_D \propto l/\lambda$$

On peut noter que pour $\alpha = 0,8$:

$$R_D = l/\lambda.$$

Dans la réalité la réflexion est souvent pour une part (p) spéculaire et pour une autre part (1-p) diffuse.

- **Pour une interface métal-métal**, les porteurs d'énergie sont les électrons libres et les phonons. Pour les métaux purs ceux sont les électrons qui jouent le rôle principal, alors que pour les métaux non purs, ou les alliages désordonnés, les deux types de porteurs jouent des rôles équivalents. Dans cette situation, avec deux types de porteurs, l'analyse est beaucoup plus complexe. Il convient de souligner, notamment, que les couches frontières, relatives à chaque type de porteurs, sont d'épaisseurs différentes, Dans celles-ci, et au tout

voisinage de la frontière (figure 2), coexistent deux températures, celle relative aux électrons et celle relative aux phonons (réseau).

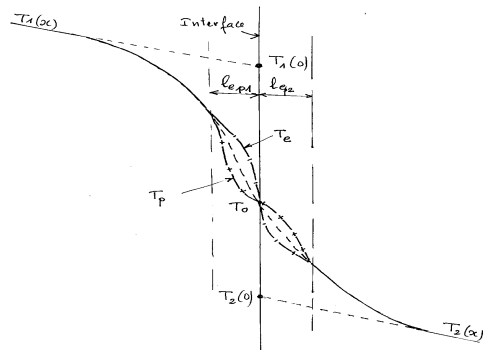


Figure 2 :coexistence de 2 températures

Les flux d'énergie transportés par chaque type de porteurs sont additifs, la résistance d'interface est donc la résultante de plusieurs résistances placées en parallèle et correspondant aux transferts à travers l'interface, phonon-phonon, électron-électron, électron-phonon, et phonon-électron. On négligera dans cette analyse les modes croisés et on retiendra que deux résistances R_{ph} et R_{El} relatives à chaque type de porteurs. Pour les phonons R_{ph} a déjà été explicitée, c'est la même expression que pour les diélectriques,

seul le libre parcours moyen l_p est inférieur, à cause de l'interaction phonon-électron qui dans un métal est une cause supplémentaire de diffusion des phonons.

Pour les électrons R_{El} est liée à la diffusion des électrons libres dans les zones frontières (quelques libres parcours l_{ep1} et l_{ep2}). Il s'agit ici des libres parcours moyens des électrons dans les milieux 1 et 2 et relatifs aux interactions électrons-phonons qui, seules, limitent la conductivité thermique (les collisions électron-électron induisent des libres parcours beaucoup plus grands et ne sont pas responsables des limitations de la conductivité thermique). Par analogie avec ce que l'on a établi avec les autres types de porteur, on écrit la résistance d'interface :

$$R_{El} = k_e \left(\frac{2}{\alpha_1} - 1 \right) \frac{l_{ep1}}{\lambda_1^e} + k_e \left(\frac{2}{\alpha_2} - 1 \right) \frac{l_{ep2}}{\lambda_2^e} \quad (6)$$

α_1 et α_2 sont des paramètres (≤ 1) qui caractérisent globalement les interactions électrons- frontière et dont il reste à préciser la valeur (soit à partir d'une modélisation plus lourde, soit à partir de mesures de conductivités thermiques [4,5,6,7] effectuées sur des films minces(on a pu estimer $k_e \approx 1$ et $0,5 \leq \alpha \leq 1$ pour des métaux tels que le cuivre, l'argent).

λ_1^e et λ_2^e sont les conductivités électroniques macroscopiques des milieux 1 et 2.

- **Pour une interface métal-diélectrique**, les flux de chaleur transportés par les électrons et les phonons dans le métal sont repris uniquement par les phonons dans le diélectrique. La résistance d'interface côté métal R_1 résulte de la composition en parallèle des deux résistances R_{El} et R_{ph1} relatives à chaque type de porteur. La résistance coté diélectrique se réduit à une seule résistance $R_2 = R_{ph2}$.

3. Phénomène de constriction à micro-échelle :

Lorsque la taille des points de contact (rayon r_0) devient de l'ordre de quelques libres parcours l , la résistance d'interface à la micro-échelle des libres parcours n'est plus négligeable devant la résistance de constriction et il convient de l'ajouter à celle-ci. On considère ici (figure 3) le cas de la constriction entre une aire circulaire de rayon r_0 et un milieu semi-infini. On suppose qu'une température T_0 est imposée sur cette aire, le reste du plan $x = 0$ est isolé, à l'infini la température est T_∞ .

On sait qu'à l'échelle macroscopique ($r_0 \geq 100l$) on a la relation :

$$T_0 - T_\infty = R_c \Phi \quad (7)$$

Où $R_c = \frac{1}{4r_0\lambda}$ est la résistance de constriction à échelle macroscopique

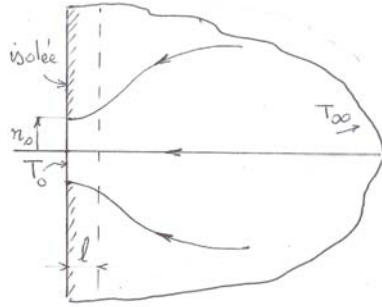


Figure3 : *constriction*

Par contre, dans la situation qui nous intéresse où les effets à micro-échelle ne sont plus négligeables, et tant que $r_0 \geq 3l$, on peut considérer que le phénomène de constriction macroscopique se développe encore pleinement jusqu'au droit du cercle de rayon r_0 , mais là on doit introduire une discontinuité de température caractérisée par une résistance d'interface $r_\mu = \frac{R_i}{\pi r_0^2}$ qui représente globalement l'interaction porteurs-frontière sur l'aire πr_0^2 .

Dans ce modèle r_μ s'ajoute à la résistance macroscopique et le flux transmis Φ' est plus petit que Φ . On a :

$$T_0 - T_\infty = (R_c + r_\mu)\Phi' = R'_c \Phi' \quad (8)$$

La résistance de constriction est augmentée par les effets à micro-échelle. On peut l'écrire:

$$R'_c = \frac{1}{4r_0\lambda} \left[1 + \frac{4}{\pi} k \left(\frac{2}{\alpha} - 1 \right) \frac{l}{r_0} \right] \quad (9)$$

4. Ordre de grandeur des corrections de résistance de constriction :

Le tableau 1, donne l'évolution, en nm , de $l_{e-p} = \frac{3\lambda_e m_e u_e}{\pi^2 n k_B^2 T}$ avec T pour quelques métaux :

Ten K	1	5	10	20	30	50	100	150	200	250	300
Or	1230	860	1100	740	470	230	106	72	54	43	35
Argent	2290	1870	2060	1450	890	345	145	96	72	58	48
Aluminium (98Al1Mg1Fe)	50	220	120	125	120	100	60	43	34	30	26
Inox (66Fe20Cr10,5Ni2Mn)	1	1,25	1,92	2,43	2,74	2,9	2,3	1,9	1,6	1,4	1,2

Tableau 1 : évolution de l_{ep} avec T

On voit qu'à basse température ces libres parcours sont très augmentés pour les métaux purs tel que l'or, l'argent, l'aluminium, alors que pour un alliage tel que l'acier inoxydable ils augmentent beaucoup moins. A titre d'exemple, pour une aire de contact circulaire de rayon $r_0 = 2 \mu m$ et un métal tel que l'or ($k_e \approx 1, \alpha \approx 0,7, u_e = 1,39.10^6 m/s, k_B = 1,381.10^{-23} J/K, m_e = 0,911.10^{-30} kg$), on trouve à $T = 15K, l_{e-p} = 0,58 \mu m$, et avec $\lambda_e = \lambda = 375 Wm K^{-1}, R'_c = 1,735 R_c$. La résistance de constriction est presque multipliée par 2 ! A $T = 300K, \lambda_e = \lambda = 312 WmK^{-1}, l_{e-p} = 2,9.10^{-2} \mu m, R'_c = 7,38.10^{-2} R_c$. La correction n'est que de 7%.

5. Domaine balistique et de transition ($r_0 \leq 3l$):

Lorsque le rayon de l'aire de contact r_0 devient plus petit que l , alors les transferts au tout voisinage et à travers cette aire, ne sont plus de type diffusif (c'est-à-dire gouvernés par les

collisions entre porteurs) mais s'effectuent selon un régime différent, appelé régime balistique, et pour lequel les porteurs impactent cette aire de contact sans avoir subi de collision entre eux. Si $10r_0 \leq l$, la zone dans laquelle se développe habituellement, en régime diffusif, la constriction (hémisphère de rayon $10r_0$) se situe, entièrement dans la couche frontière d'épaisseur l , il n'y a donc pratiquement plus de résistance de constriction. Seule subsiste la résistance caractérisant l'impact porteurs- frontière :

$$r_\mu = k \left(\frac{2}{\alpha} - 1 \right) \frac{l}{\lambda} \frac{1}{\pi r_0^2}$$

Lorsque $0,3r_0 \leq l \leq 10r_0$ une partie de la zone de constriction se situe encore dans le domaine diffusif et une partie $0 \leq \beta \leq 1$ de la résistance de constriction subsiste $R'_C = \beta R_C + r_\mu$

6. Incidence sur les modèles de résistance de contact :

Tous les modèles [8,9] font intervenir la résistance de constriction qu'il convient donc de modifier pour tenir compte de ces effets éventuels à micro-échelle. Cependant beaucoup de ces modèles font intervenir une valeur \bar{r}_0 moyenne statistique des rayons de contact. Ceci n'est pas adapté, il faut donc modifier ces modèles pour prendre en compte la répartition statistique des rayons des aires de contact ($r_0 \leq 100l$).

7. Conclusion :

On a voulu, dans le cadre de cette analyse simplifiée, définir et souligner ce que sont les effets à micro-échelle et le rôle important qu'ils peuvent jouer sur les mécanismes de transfert de la chaleur à l'interface de contact entre deux solides accolés. Ces effets doivent être pris en compte dès que les dimensions des aires de contact deviennent de l'ordre de grandeur des libres parcours des porteurs d'énergie (électrons et phonons). Ils se traduisent par une résistance d'interface qui s'ajoute à la résistance de constriction macroscopique, ou s'y substitue. L'ordre de grandeur de ces résistances ($\propto l/\lambda$) est en général très inférieur aux résistances de constriction habituellement responsables du phénomène de résistance de contact. La prise en compte de ces résistances d'interface n'est justifiée que pour des aires de contact de dimension δ inférieure à $100l$. Pour des valeurs de δ plus grandes elles deviennent négligeables. Pour des dimensions δ inférieures à l (domaine balistique) la résistance de constriction disparaît et c'est la résistance d'interface qui se substitue complètement à celle-là. La prise en compte de cette résistance d'interface, implique de connaître, d'une part les libres parcours moyen (ce n'est pas toujours facile), et d'autre part, la dimension des aires de contact et leur loi de distribution statistique. Pour aborder, le domaine des très basses températures les modèles de résistances de contact actuels doivent être adaptés.

Références :

- [1] E.H. Kennard, "Kinetic theory of gas" McGraw-Hill, New York, (1938).
- [2] W.A. Little, *Can.J.Phys.* **37**, (1959) p334.
- [3] E.T. Swartz and R.O. Pohl, *Rev. Mod. Phys.* **61**, (1989) 605.
- [4] D.G. Cahill and al. *J.Appl.Phys.* **93** 2(2003), 793-818
- [5] L.W.da Silva and M. Kaviani, *Int.J.Heat Mass Transfer*, **47**, 10-11(2004), 2417-2435
- [6] R.J.Stevens, L.V.Zhigilei and P.M.Norris, *Int.J.Heat Mass Transfer*, **50**, 19-20(2007) 3977-3989
- [7] A.Lahmar and al. *Thin Solid Films*, **389**(2001), 167-172
- [8] C.V. Madhusudana, "Thermal Contact Conductance", Springer (1996)
- [9] J.P. Bardon, *Rev.Générale de Thermique*, **XI**, 125 (1972), 429-44