

## SUR LE ROLE DE L'EFFUSIVITE DANS LES CONTACTS THERMIQUES BREFS

JACQUES BRANSIFER

Laboratoire de Recherches sur les Echanges Thermiques, Université de Paris VI, France

(Reçu le 8 Octobre 1973)

**Résumé**—On analyse le processus suivant lequel s'effectue le contact thermique brusque entre deux éléments solides plans initialement portés à des niveaux de température différents. Un montage simple permettant de déterminer l'effusivité d'un matériau isolant par une méthode de contact concrétise cette étude. Différents modèles thermocinétiques, de complexité croissante, susceptibles de représenter ce montage sont envisagés et critiqués. On est amené à étudier l'influence d'un film fluide interstitiel sur la répartition des températures au sein des deux éléments et l'on met ainsi en évidence, dans la phase suivant immédiatement la rupture de l'équilibre thermique, l'insuffisance du modèle linéaire généralement adopté pour traduire les phénomènes de contact.

### NOTATIONS

- $i$ , indice de référence de l'élément considéré;
- $\rho_i$ , masse volumique [ $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ];
- $c_i$ , chaleur spécifique massique [ $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$ ];
- $\lambda_i$ , conductivité thermique [ $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$ ];
- $a_i$ , diffusivité thermique [ $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ];
- $b_i$ , effusivité thermique [ $\text{J} \cdot \text{s}^{-1/2} \cdot \text{m}^{-2} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$ ];
- $R$ , résistance thermique de contact [ $^\circ\text{C} \cdot \text{W}^{-1} \cdot \text{m}^2$ ];
- $h_i$ , coefficient d'échange par unité de surface [ $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$ ];
- $\gamma_i$ , capacité calorifique par unité de surface [ $\text{J} \cdot ^\circ\text{C}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ ];
- $L_i$ , épaisseur du milieu [m];
- $t$ , temps [s];
- $x$ , distance par rapport à la zone de contact [m];
- $[T_x^t]_i$ , température à l'abscisse  $x$  et au temps  $t$ ;
- $[\phi_x^t]_i$ , densité de flux à l'abscisse  $x$  et au temps  $t$ ;
- $\delta T^0$ , différence de température initiale entre le capteur et l'échantillon;

$$[T_x^{*t}]_i = \frac{[T^0]_i - [T_x^t]_i}{\delta T^0} \text{ température réduite à l'abscisse } x \text{ et au temps } t;$$

- $p$ , paramètre de Laplace ( $\sqrt{p} = q$ );
- $L(u)$ , transformée de Laplace de la grandeur  $U$ ;
- $F(x)$ ,  $e^{x^2} \text{erfc } x$ .

### INTRODUCTION

ON SAIT que l'accommodation qui se réalise entre un élément dont on cherche à caractériser le niveau thermique et un capteur de mesure, s'effectue par l'intermédiaire du flux calorifique qui s'échappe de la surface de l'élément et est intercepté par celle du capteur.

Pour simplifier l'analyse de ce processus, on con-

sidère le cas où les deux surfaces en contact sont des surfaces planes et où les réseaux d'isothermes sont des plans parallèles les uns aux autres. Si l'on se donne à priori un seuil de détection thermique  $\varepsilon$  (dépendant uniquement de la chaîne de mesure), on peut pendant un certain intervalle de temps ( $t_0, t_1$ ), définir à chaque instant  $t_0 < t < t_1$  un front de détection  $x(t)$  au-delà duquel l'état de l'élément peut être considéré comme uniforme. Il est alors possible de représenter le champ thermique par la fonction approchée de Cauchy correspondant à une fonction de diffusion définie pour toute valeur de  $x > 0$ .

Dans ces conditions, on peut montrer qu'il existe dans la phase ( $t_0, t_1$ ), une correspondance biunivoque entre les représentations analytiques approchées de  $T_x^t$  et  $\phi_x^t$ . Cette correspondance qui caractérise le processus d'accommodation thermique fait intervenir uniquement un paramètre thermophysique que l'on a désigné sous le nom d'effusivité.\*

Afin de mettre en évidence l'importance de ce paramètre, nous avons adopté un montage expérimental simple, basé sur un principe développé par Vernotte [1] et désigné par lui sous le vocable de "Touchau".

Dans la première partie, nous proposons pour représenter ce montage plusieurs modèles thermocinétiques de finesse croissante. En particulier, comme le principe même du dispositif ne fait intervenir que des contacts à faible pression, nous prenons en compte la nature et l'épaisseur du milieu interstitiel.

\*Le terme effusivité est celui qui a été retenu par l'Association Française de Normalisation pour désigner le groupelement  $\sqrt{\lambda cp} = b$ . Antérieurement à cette normalisation, certains auteurs ont désigné cette caractéristique physique sous le nom de coefficient d'arrachement thermique, de coefficient de pénétration thermique ou d'admittivité.

Dans la seconde partie, nous montrons comment on peut exploiter les thermogrammes expérimentaux, et nous précisons les conditions restrictives de validité des modèles. La méthode de dépouillement de Vernotte permet en effet de déterminer dans certaines conditions, l'effusivité du matériau utilisé et la valeur d'un paramètre associé à la notion de contact thermique.

Enfin, dans la dernière partie, nous présentons et discutons les résultats expérimentaux et proposons une interprétation des phénomènes de contact en régime variable.

## 1. RECHERCHE D'UNE CORRESPONDANCE ENTRE LES FONCTIONS TEMPÉRATURE ET DENSITÉ DE FLUX

Nous considérons un élément solide limité par deux surfaces planes parallèles, initialement porté à un niveau de température uniforme  $T^0$ . A un instant  $t_0$ , se produit un déséquilibre thermique au voisinage immédiat de la surface libre  $x = 0$  sous l'influence d'un flux de densité  $\phi_0^t$  traversant ce plan. Nous supposons que les échanges thermiques entre cet élément et le milieu extérieur sont tels que les surfaces isothermes coïncident avec des plans parallèles à sa surface.

Cette perturbation locale se répercute à l'intérieur de l'élément, le flux  $\phi_0^t$  évoluant sous la double influence de la diffusion par conduction à travers l'élément et des apports énergétiques provenant du milieu extérieur.

On peut donc, pour cet élément, écrire les trois relations générales:

$$a \frac{\partial^2 T_x^t}{\partial x^2} - \frac{\partial T_x^t}{\partial t} = 0; \quad T_x^0 = T^0; \quad \phi_x^t = -\lambda \frac{\partial T_x^t}{\partial x}. \quad (1)$$

Si l'on substitue aux grandeurs physiques les grandeurs sans dimension  $L(T^*)$  et  $L(\phi^*)$  qui leur correspondent par une affinité suivie d'une transformation de Laplace, on peut écrire (†):

$$\begin{aligned} L(T^*) &= A(p)e^{-qx} \\ L(\phi^*) &= qA(p)e^{-qx} \end{aligned} \quad (2)$$

avec:

$$\begin{aligned} x &= Hx^* \\ t &= \frac{H^2}{a} t^* \\ T_x^t &= T^0 [1 + T^*] \\ \phi_x^t &= \frac{\lambda T^0}{H} \phi^*. \end{aligned} \quad (3)$$

$H$  étant une longueur caractéristique de l'élément.

†Ceci suppose la validité de l'approximation de Cauchy qui consiste dans ce cas à négliger le terme  $B(p)e^{+qx^*}$  dans l'expression de  $L(T^*)$  pour  $t_0 < t < t_1$ .

De la relation (2), on déduit immédiatement

$$L(T^*) - \frac{1}{q} L(\phi^*) = 0 \quad (4a)$$

$$L(T^*) - L\left(\frac{1}{\sqrt{\pi t^*}}\right) \cdot L(\phi^*) = 0. \quad (4b)$$

Le théorème de convolution appliqué à l'expression (4b) permet d'écrire:

$$T^* = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{t^*} \frac{\phi^* du^*}{\sqrt{t^* - u^*}}. \quad (5)$$

On peut montrer que l'on a également:

$$\phi^* = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{t^*} \frac{dT^*}{\sqrt{t^* - u^*}}. \quad (6)$$

Lorsqu'on effectue l'affinité inverse  $[T^*, x^*, t^*] \rightarrow [T, x, t]$ , l'influence des propriétés particulières de l'élément apparaît sous les formes simples:

$$\begin{aligned} T_x^t - T^0 &= \frac{1}{b\sqrt{\pi}} \int_0^t \frac{\phi_x^u du}{\sqrt{t-u}} \\ \phi_x^t &= \frac{b}{\sqrt{\pi}} \int_0^t \frac{dT_x^u}{\sqrt{t-u}} \end{aligned} \quad (7)$$

dans lesquelles n'intervient, quelle que soit l'origine du flux de déséquilibre  $\phi_0^t$ , que le paramètre d'effusivité de l'élément qui, de ce fait, constitue une caractéristique thermophysique importante.

## 2. PRINCIPE ET DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

### 2.1. Principe

Pour illustrer ce qui a été dit précédemment, nous avons choisi le cas particulier où le déséquilibre thermique au niveau de la surface  $x = 0$  est provoqué par un contact brusque entre deux éléments cylindriques initialement portés à des niveaux de température différents.

L'un de ces éléments est constitué par un matériau conducteur (cuivre ou argent), il sera désigné sous le nom de "capteur", l'autre sera choisi dans l'ensemble des isolants thermiques, il jouera le rôle "d'échantillon".

### 2.2. Description du capteur

Le capteur représenté schématiquement sur la Fig. 1 est composé de deux parties distinctes: Un disque de cuivre étalon selon l'axe duquel est placé le thermocouple de mesure et un système de garde calculé de telle façon que les évolutions thermiques du disque et de la garde soient aussi voisines que possible.

Les deux éléments sont solidarités mécaniquement par un film de mylar de  $8 \mu\text{m}$  collé sur chacune des parties.

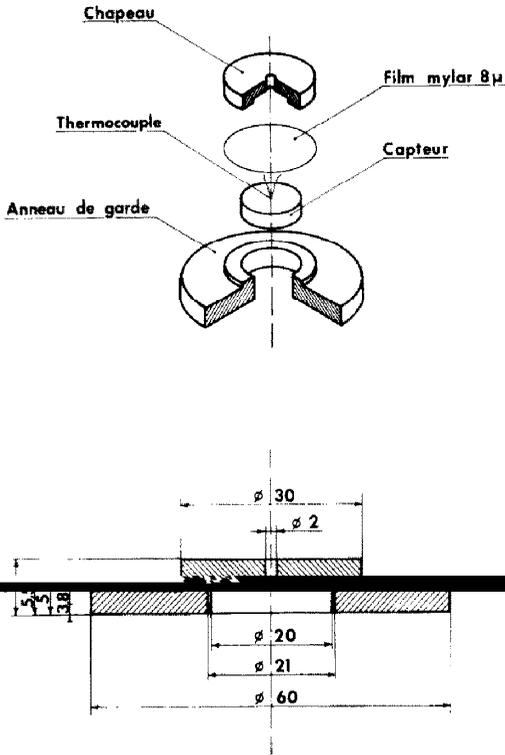


FIG. 1. Principe du capteur et de son système de garde.

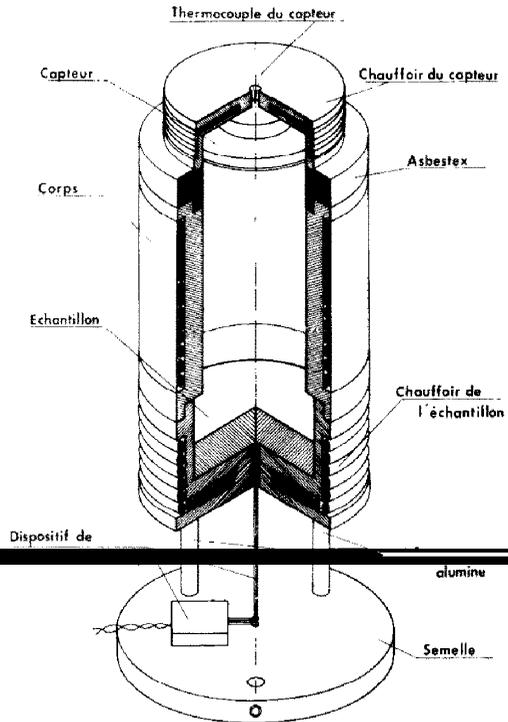


FIG. 2. Dispositif de thermogénèse.

2.3. Dispositif de thermogénèse et chaîne de mesure

Ce dispositif (Fig. 2) comprend deux enceintes chauffantes réglées, l'une située à la partie supérieure du montage est destinée à porter l'ensemble du capteur à la température  $[T^0]_1$ ; l'autre située à la partie inférieure maintient l'échantillon à un niveau thermique  $[T^0]_2$  inférieure à  $[T^0]_1$ .

A un instant donné, qui définit l'origine des temps, le capteur est brusquement mis en contact avec l'échantillon sous la seule influence des forces de pesanteur.

Les informations fournies par le thermocouple convenablement placé dans le capteur sont alors enregistrées par l'intermédiaire d'une chaîne de mesure. Compte-tenu du faible niveau des signaux thermiques, et de la rapidité du contact, il s'est avéré nécessaire d'apporter une correction aux thermogrammes expérimentaux en fonction de la dynamique propre de la chaîne.

3. ELABORATION DES MODELES THERMOCINETIQUES

3.1. Modèle du capteur semi-infini

Le modèle le plus simple que l'on puisse concevoir pour représenter le dispositif précédent consiste à utiliser l'approximation de Cauchy à la fois pour le capteur et l'échantillon. Le contact entre ces deux éléments n'étant jamais parfait, une hypothèse classique consiste, en première approximation, à étendre aux

régimes variables la définition de la résistance thermique de contact utilisée pour les régimes stationnaires

$$R = \frac{[T^0]_1 - [T^0]_2}{[\phi^0]_{1 \rightarrow 2}} \tag{8}$$

Il est alors facile de calculer le champ des températures au sein du capteur. On obtient:

$$[T_x^{*t}]_1 = \frac{[T^0]_1 - [T^0]_2}{[T^0]_1 - [T^0]_2} = \frac{b}{2b_1} \left[ \operatorname{erfc} \sqrt{\frac{\tau_1}{t}} - e^{-\tau_1/t} F(\xi_1) \right] \tag{9}$$

en posant:

$$\frac{2}{b} = \frac{1}{b_1} + \frac{1}{b_2} = \frac{R}{\sqrt{\theta}}; \quad \sqrt{\tau_1} = -\frac{x}{2\sqrt{a_1}} \quad (x < 0);$$

$$\xi_1 = \sqrt{\frac{t}{\theta}} + \sqrt{\frac{\tau_1}{t}}$$

Par exemple, pour un échantillon donné (plexiglas) et pour une résistance de contact ( $R = 7 \cdot 10^{-4}$  m.k.s.), on obtient le champ des températures réduites  $[T_x^{*t}]_1$  représenté (Fig. 3).

On constate sur ce graphe que la durée de l'expérience doit être limitée à une valeur de l'ordre de 2/100s; or, c'est précisément dans cette phase de l'évolution que les phénomènes dynamiques de contact sont

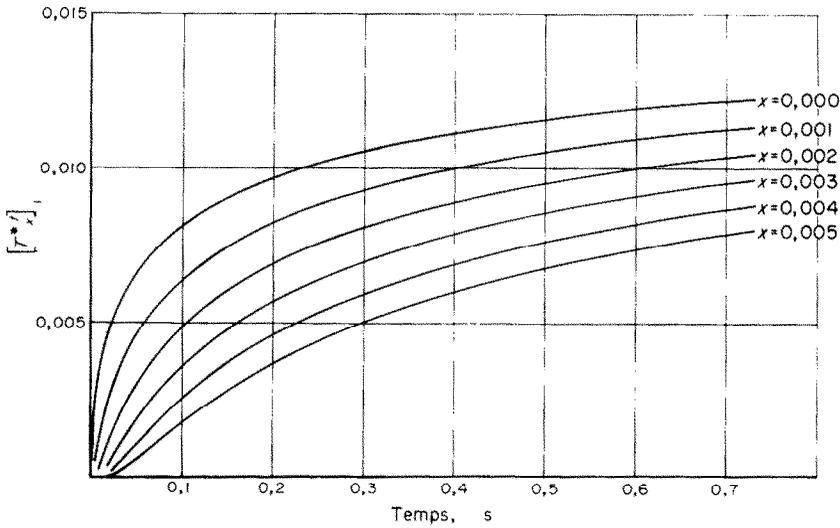


FIG. 3. Champ théorique des températures au sein du capteur—modèle du capteur semi-infini ( $a_1 = 0,113 \cdot 10^{-3}$ ;  $b_1 = 0,363 \cdot 10^5$ ;  $R = 7 \cdot 10^{-4}$ ;  $b_2 = 600$ ).

prépondérants et ne peuvent être représentés par la relation (8). Il semble donc illusoire d'utiliser ce modèle pour lequel Vernotte avait proposé récemment [2] une méthode de dépouillement.

3.2. Modèle du capteur "uniforme"

On peut tirer parti des propriétés conductrices du matériau constituant le capteur en admettant qu'à chaque instant  $t$  la température au sein de ce capteur est uniforme.

Nous noterons  $[T^r]_1$  le niveau correspondant.

En fait,  $[T^r]_1$  peut être interprété comme la température moyenne

$$\frac{1}{L_1} \int_{-L_1}^0 [T^r]_1 dx$$

du capteur (Fig. 4).

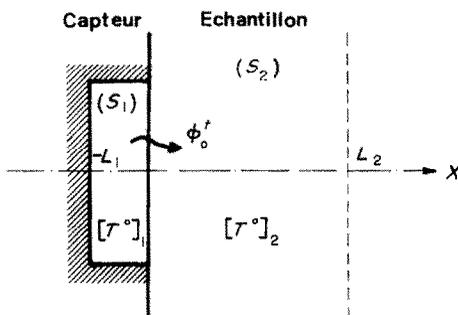


FIG. 4. Schématisation du modèle du capteur à température uniforme.

Le modèle correspondant développé pour la première fois par Vernotte [1] constitue l'élément de base de la méthode dite du "touchau". Il suppose là encore la

validité de la relation linéaire flux-température (8) pour définir les perturbations apportées par le contact thermique imparfait. La représentation analytique de ce modèle, qui a été étudiée par cet auteur, peut être considérablement simplifiée par l'usage de la transformation de Laplace [3, 4].

Avec les notations définies précédemment, on aboutit à l'expression:

$$[T^{*r}]_1 = \frac{[T^0]_1 - [T^r]_1}{[T^0]_1 - [T^0]_2} = 1 - \frac{\alpha}{\alpha - \beta} F(\beta\sqrt{t}) + \frac{\beta}{\alpha - \beta} F(\alpha\sqrt{t}) \quad (10)$$

dans laquelle:

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{1}{2Rb_2} \left[ 1 \pm \sqrt{1 - \frac{4Rb_2^2}{\gamma_1}} \right]$$

$\gamma_1 = \rho_1 c_1 L_1$  étant la capacité calorifique par unité "de surface du capteur".

La valeur de  $\gamma_1$  étant connue, l'expression de  $[T^{*r}]_1$  est fonction uniquement de l'effusivité  $b_2$  de l'échantillon et du paramètre de contact  $R$ .

La Fig. 5 fixe l'allure du réseau représentatif de  $[T^{*r}]_1$  en fonction de  $t$  pour une valeur de  $R$  arbitraire ( $R = 7 \cdot 10^{-4}$  m.k.s.) et pour une plage de variation d'effusivité couvrant toute la gamme des isolants.

Nous reviendrons plus loin sur ce modèle en indiquant dans quelles limites il peut servir de base aux dépouillements de nos thermogrammes expérimentaux.

3.3. Etude d'un modèle plus général

Le modèle précédent suppose la conductivité thermique du capteur suffisamment grande et son épaisseur

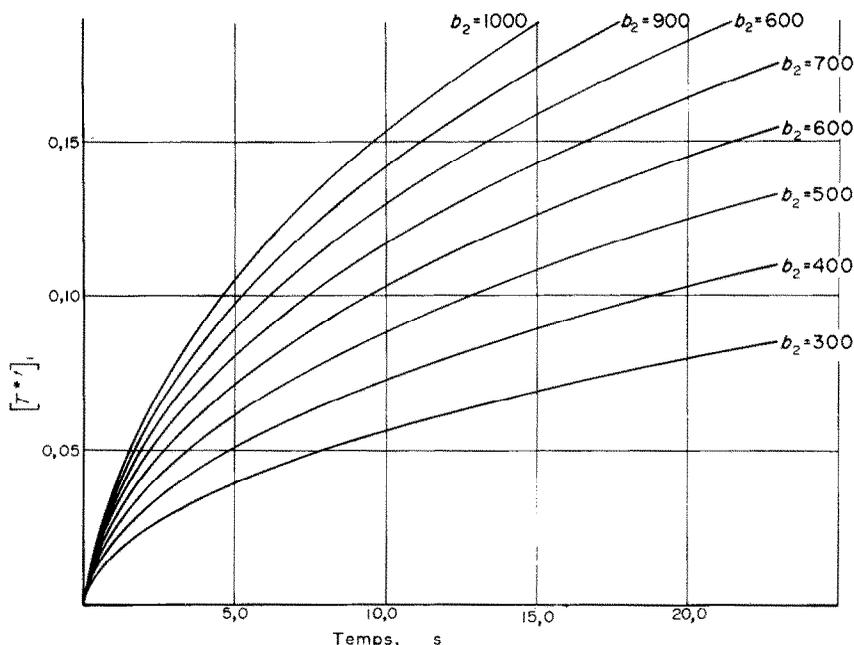


FIG. 5. Diagrammes de refroidissement théoriques du capteur—modèle du capteur à température uniforme ( $\gamma = 17075$ ;  $R = 7 \cdot 10^{-4}$ ).

faible pour que l'on puisse négliger sa résistance thermique interne. En fait, il convient de justifier cette hypothèse et d'évaluer les écarts à cette idéalisation.

Pour cela, nous avons schématisé le capteur (Fig. 6) par une plaque d'épaisseur limitée, de caractéristiques thermophysiques connues, en contact imparfait (résistance thermique  $R$ ) avec l'échantillon.

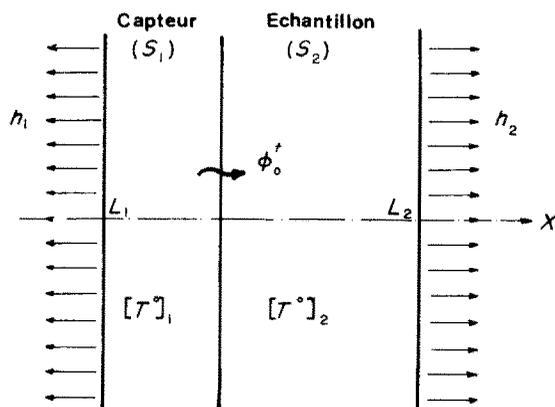


FIG. 6. Schématisation du modèle du capteur non-uniforme.

La face externe du capteur échange avec le milieu extérieur une certaine densité de flux  $\phi_{-L_1}^l$  suivant la loi linéarisé de Nexton  $\phi_{-L_1}^l = h_1([T_{-L_1}^l]_1 - T_{ext})$ .

Un admettra une loi du même type pour la face externe de l'échantillon avec un coefficient d'échange  $h_2$ .

L'analyse mathématique d'un tel modèle, quoique laborieuse et de formulation assez lourde, ne comporte pas de difficultés fondamentales [4].

Nous avons pu, montrer sur cet exemple qu'il existe un excellent recouplement numérique entre la représentation analytique basée sur les ensembles de Fourier et celle qui fait intervenir un développement en série de l'image de Laplace de la fonction d'évolution.

L'utilisation de cette propriété nous a permis d'établir un programme de calcul destiné à mettre en évidence, pour un échantillon donné plexiglas;  $b_2 \cdot 600$  m.k.s.) et une résistance de contact arbitraire ( $R = 7 \cdot 10^{-4}$ ), l'écart existant entre les fonctions  $[T_0^{*'}]_1$  et  $[T_{L_1}^{*'}]_1$  obtenues à partir de ce modèle et la fonction moyenne  $[T^{*'}]_1$  correspondant au modèle du capteur uniforme (paragraphe 3.2).

L'examen des graphes de la Fig. 7 nous révèle en particulier que si l'on admet le modèle du paragraphe (3.2), on a tout intérêt à placer le détecteur près de la surface externe du capteur pour minimiser l'erreur de mesure. Ce résultat est intéressant car un grand nombre d'expérimentateurs avait cherché jusqu'à présent à la placer près de la face de contact en dépit des difficultés et des risques de perturbations du champ thermique qui en résultaient. Dans le cas de capteurs de faible épaisseur ( $< 5$  mm), on constate que l'erreur introduite par une mauvaise position du détecteur est relativement faible à l'échelle où est examiné l'ensemble des thermogrammes. Par contre, pour des capteurs

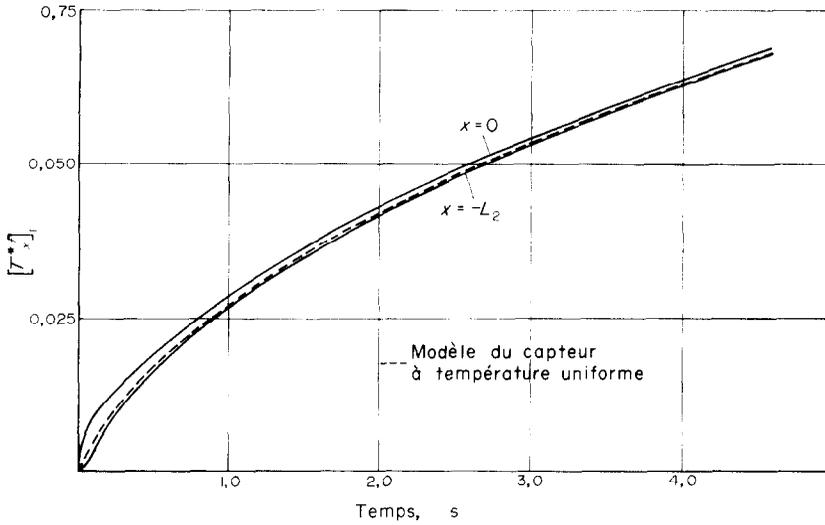


FIG. 7. Evolution théorique des températures sur chacune des faces du capteur. (Modèle du capteur non-uniforme.)

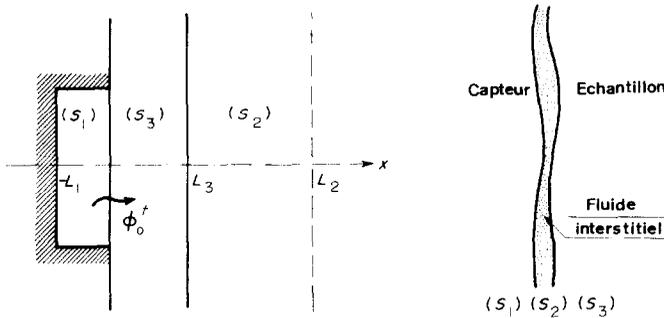


FIG. 8. Schématisation du modèle avec fluide interstitiel.

plus épais, ces écarts ne peuvent plus être négligés et ce calcul d'optimisation de l'emplacement de mesure s'avère indispensable.

3.4. *Modèle de liaison comportant un milieu fluide interposé entre les deux éléments*

Compte-tenu de la très faible pression exercée par le capteur sur l'échantillon, nous avons du, pour réduire le caractère aléatoire des phénomènes de contact, interposer un film fluide entre les deux éléments. De cette très faible pression, due au principe même du dispositif, résulte une épaisseur relativement importante du milieu interstitiel.

Dans ces conditions, il nous a paru souhaitable d'étudier l'influence de la nature et de l'épaisseur du fluide interposé sur les thermogrammes fournis par le capteur.

A cet effet, nous avons schématisé (Fig. 8) cette inclusion par un milieu d'épaisseur  $L_3$ , de caractéristiques thermophysiques  $\lambda_3, a_3, b_3$  qui, au point de vue des échanges thermiques, se comporte comme un solide.

Cette hypothèse revient à négliger les échanges thermoconvectifs et radiatifs dans le fluide devant les effets conductifs. Ceci semble raisonnable si l'on considère la faible épaisseur du fluide relativement aux autres dimensions.

Compte-tenu de ce qui précède, nous avons négligé dans ce calcul la résistance thermique interne du capteur. Par ailleurs, l'approximation de Cauchy est utilisée pour l'échantillon, et les contacts fluide-solide sont supposés parfaits.

La résolution analytique de ce nouveau modèle utilise comme précédemment les possibilités de développement en série au niveau de la transformée de Laplace de  $[T^*]_1$ . La série ainsi obtenue, limitée au second terme et valable pour  $t < 0,2$  s, conduit à une approximation de la fonction d'évolution de la forme:

$$[T^*]_1 = 1 - F(\xi_0) + 4k \left( \xi_0^2 + \sqrt{\frac{\tau_2}{\theta}} \right) e^{-\tau_2/t} \cdot F(\xi_2) - \frac{4k}{\sqrt{\pi}} \xi_0 e^{-\tau_2/t} \quad (11)$$

en utilisant les notations suivantes:

$$\sqrt{\theta} = \frac{\gamma_1}{b_3}; \quad \sqrt{\tau_n} = \frac{nL_3}{2\sqrt{a_3}};$$

$$\xi_n = \sqrt{\frac{t}{\theta}} + \sqrt{\frac{\tau_n}{t}}, \quad n = 0, 2; \quad \alpha = \frac{b_3}{b_2}; \quad k = \frac{\alpha - 1}{\alpha + 1}.$$

Pour un capteur dont la capacité calorifique par unité de surface  $\gamma_1$  est connue, on peut écrire:

$$[T^{*t}]_1 = f(a_3, b_3, b_2, L_3, t). \quad (12)$$

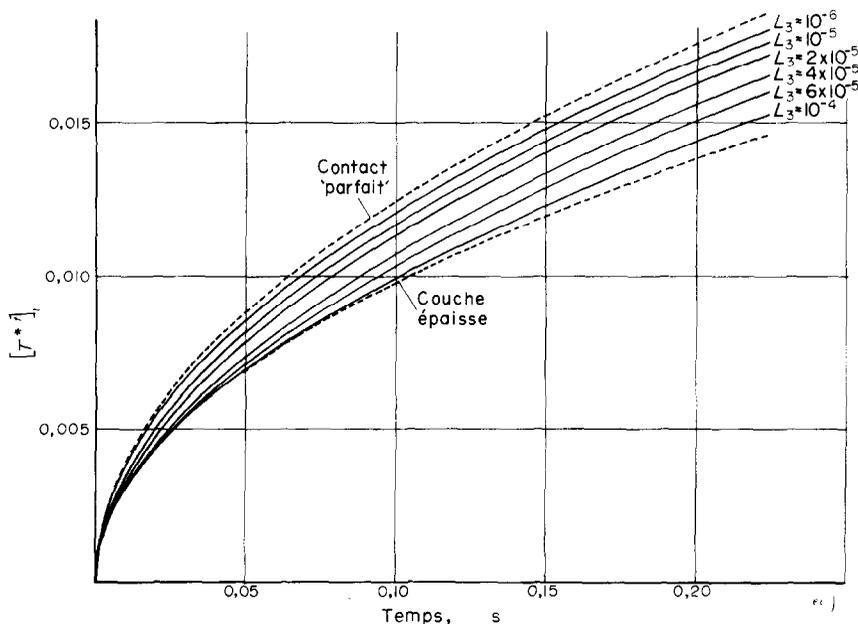


FIG. 9. Influence d'un film d'huile de paraffine d'épaisseur  $L_3$  sur la température du capteur ( $\gamma_1 = 17075$ ;  $b_2 = 600$ ;  $a_3 = 9,5 \cdot 10^{-8}$ ;  $b_3 = 970$ ).

Si de plus, l'effusivité  $b_2$  de l'échantillon est connue (par exemple  $b_2 = 600$  m.k.s. pour le plexiglas), on peut tracer pour différents milieux interstitiels et pour plusieurs épaisseurs  $L_3$  de ce milieu, des réseaux représentatifs de la fonction  $[T^{*t}]_1$ .

Ces réseaux ont été construits (Figs. 9 et 10) pour des fluides tels que l'huile de paraffine et la glycérine. Ces substances ont été choisies pour les valeurs particulières de leurs effusivités (470 pour la paraffine, 970 pour la glycérine) qui encadrent celles du plexiglas.

L'examen des Figs. 9 et 10 montre que l'on a intérêt à choisir des fluides dont l'effusivité est voisine de celle de l'échantillon testé.

Dans ces conditions, il suffit d'une très mince couche de ce fluide ( $10^{-5}$  à  $10^{-6}$  m) pour s'approcher de très près des conditions du contact parfait, en supposant toutefois que le fluide se répartisse uniformément. Ceci n'est hélas pas certain dans le cas des montages expérimentaux. Si la couche est plus épaisse, on introduit une

résistance thermique due à l'épaisseur du milieu à laquelle se joint un effet capacitif caractérisant le comportement dynamique de la zone de contact. C'est en fait l'effusivité  $b_3$  du milieu interposé qu'il convient de prendre en compte pour traduire ces deux phénomènes, ce qui constitue un résultat intéressant.

On peut remarquer, enfin, que dans le cas de la glycérine (Fig. 10) ( $b_3 \gg b_2$ ), des couches relativement épaisses (qq  $1/10^2$  de mm) peuvent perturber de façon notable le comportement du capteur, tout au moins dans les premiers instants du contact. Ceci s'explique

d'ailleurs très bien si l'on remarque, qu'immédiatement après la rupture de l'équilibre thermique, seule l'effusivité du fluide interstitiel intervient dans les échanges, le signal n'ayant pas encore été perçu dans l'isolant.

L'effusivité de la glycérine étant supérieure à celle du plexiglas, il est normal que les pentes à l'origine des thermogrammes soient supérieures à celles que l'on obtient dans le cas du contact parfait. Ce rôle primordial joué par l'effusivité d'un film mince interposé entre deux solides a d'ailleurs été mis en évidence expérimentalement par certains auteurs [5] ayant étudié les problèmes de trempe.

Quoiqu'il en soit, ces différents résultats montrent qu'en régime variable, il n'est pas toujours légitime d'utiliser pour caractériser le contact une relation de la forme:  $[\phi_0]_{1 \rightarrow 2} = R([\theta_0]_1 - [\theta_0]_2)$  pour certaines phases de l'évolution.

Nous serons d'ailleurs amenés à revenir sur ce point lors de la discussion des résultats expérimentaux.

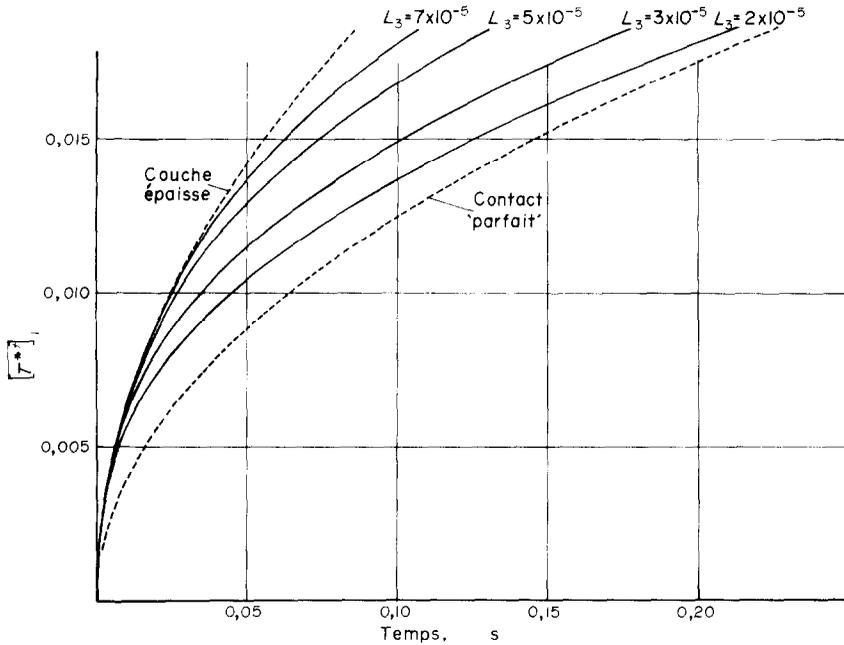


FIG. 10. Influence d'un film de glycérine d'épaisseur  $L_3$  sur la température du capteur ( $\gamma_1 = 17075$ ;  $b_2 = 600$ ;  $a_3 = 8 \cdot 10^{-8}$ ;  $b_3 = 470$ ).

4. METHODE DE DEPOUILLEMENT DES THERMOGRAMMES

4.1. Principe de la méthode

Si l'on pouvait disposer d'échantillons étalons, d'effusivité parfaitement connue, il serait alors possible d'utiliser des modèles tels que celui qui a été défini au paragraphe (3.4) pour obtenir des renseignements sur les phénomènes de contact transitoires. En réalité, la dispersion des données thermophysiques sur les matériaux isolants est telle qu'il s'avère impossible d'envisager le problème dans ce sens.

Dans ces conditions, l'exploitation des thermogrammes expérimentaux ne peut se faire que par une méthode de dépouillement permettant de dissocier les deux paramètres  $R$  et  $b_2$ .

Cette méthode dite "du touchau" est basée sur l'expression analytique (10), obtenue à partir du modèle du capteur uniforme. Si nous reprenons cette expression et posons  $Rb_2^2/\gamma_1 = \mu$ ;  $b_2/\gamma_1 = m$ , il est possible, si  $\mu$  est faible ( $< 10^{-2}$ ) d'utiliser des développements limités de  $\alpha$  et  $\beta$  de la forme:

$$\alpha \approx m \left( \frac{1}{\mu} - 1 - \mu \right); \quad \beta \approx m(1 + \mu).$$

On peut alors, lorsque la quantité  $m\sqrt{t}/\mu$  est suffisamment grande, remplacer:

$$[E^{*t}]_1 = 1 - [T^{*t}]_1 \quad \text{par} \quad [E^{*t}]_1 \approx F(m\sqrt{t}) + \mu \left[ 1 - \frac{4m\sqrt{t}}{\sqrt{\pi}} + 3m^2t \right] - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\mu^2}{m\sqrt{t}}$$

Si l'on remarque que:

$$[E^{*t}]_0 = F(m\sqrt{t}) \approx 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} m\sqrt{t} + m^2t$$

il en résulte qu'à un certain degré d'approximation près, les fonctions  $[E^{*t}]_1$  et  $[E^{*t}]_0$  sont liées par la relation:

$$[E^{*t}]_1 = [E^{*t}]_0 + \mu([E^{*t}]_0)^2$$

qui peut s'écrire compte-tenu des hypothèses déjà faites

$$\frac{1}{[E^{*t}]_1} = \frac{1}{[E^{*t}]_0} (1 - \mu[E^{*t}]_0) = \frac{1}{[E^{*t}]_0} - \mu. \quad (13)$$

Ces approximations étant admises, on constate que si l'on trace à partir des résultats de mesure, le graphe ( $\Gamma$ ) défini par les relations:

$$(\Gamma) \begin{cases} x = \frac{1}{2} \log t \\ y = \frac{1}{[E^{*t}]_1} \end{cases} \quad (14)$$

et si l'on construit d'autre part le diagramme de référence ( $\Gamma^*$ ) tel que:

$$(\Gamma^*) \begin{cases} x^* = \log u \\ y^* = \frac{1}{F(u)} \end{cases} \quad (15)$$

les courbes ( $\Gamma$ ) et ( $\Gamma^*$ ) se déduisent l'une de l'autre par une translation ( $T$ ) de vecteur directeur  $T(\log m, \mu)$ . Si la superposition est possible (Fig. 11), c'est-à-dire si

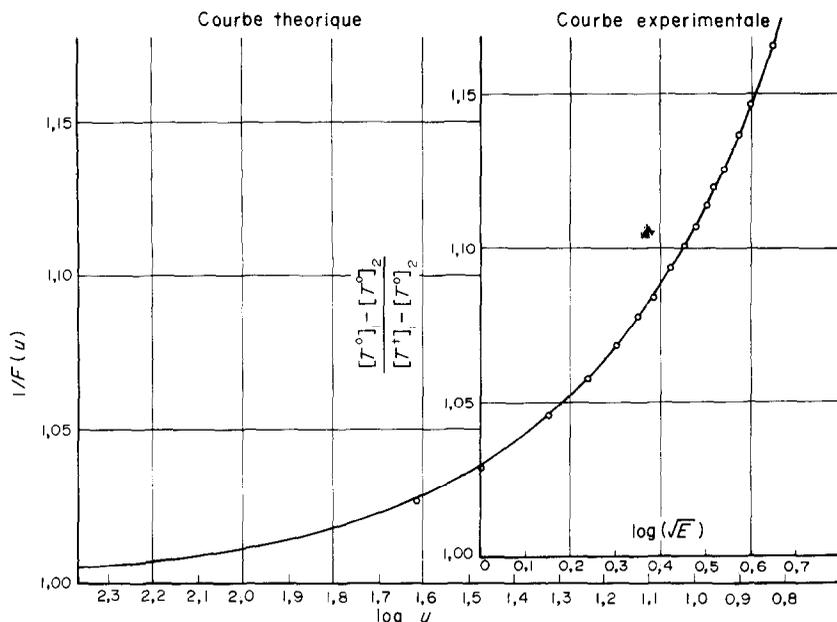


FIG. 11. Principe du dépouillement par superposition globale.

l'ensemble des approximations faites est légitime, on peut alors déterminer sans difficulté les paramètres  $b_2$  et  $R$ .

Il n'en est pas toujours ainsi, et c'est la raison pour laquelle certains auteurs [6] ont proposé de substituer à une superposition globale quelques fois incertaines, une superposition locale qui admet une variation temporelle de  $b_2$  et  $R$ .

4.2. *Domaine de validité de la méthode*

Les hypothèses sur lesquelles repose la méthode de dépouillement précédente, portent sur les quantité

$$\frac{Rb_2^2}{\gamma_1} = \mu \quad \text{et} \quad m\sqrt{t/\mu}$$

La validité de cette méthode dépend donc des valeurs des trois paramètres  $R$ ,  $b_2$ ,  $t$ .

On peut donc caractériser l'erreur commise en utilisant les approximations précédentes par la quantité :

$$\varepsilon(R, b_2, t) = \frac{[E^{*t}]_{\text{approché}} - [E^{*t}]_{\text{réel}}}{[E^{*t}]_{\text{réel}}}$$

$[E^{*t}]_1$  réel étant donné par la relation (10).

Si l'on admet un écart relatif maximum de  $10^{-3}$ , il est alors possible de définir une zone de l'espace à deux dimensions ( $R, b_2$ ) dite "zone de moindre précision" (Fig. 12). Cette délimitation dépend, bien entendu, de la valeur du temps à partir de laquelle les thermogrammes sont analysés (1 ou 3s par exemple). Remarquons sur ce diagramme que l'on a intérêt à ce que la résistance de contact soit la plus faible possible.

Une autre restriction porte sur la durée maximum

des expériences. Elle est fonction des caractéristiques thermophysiques de l'échantillon et de son épaisseur.

Si l'on admet un seuil de détection de l'ordre de  $10^{-3}$  fois l'écart initial de température entre l'échantillon et le capteur, on peut tracer, pour plusieurs substances,

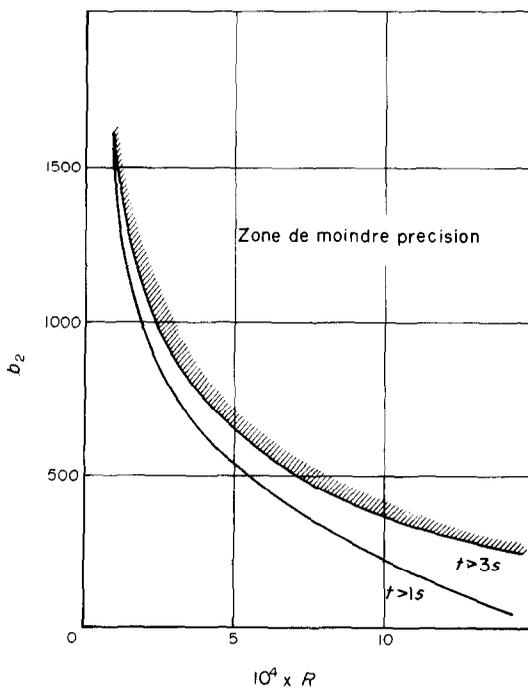


FIG. 12. Domaine de validité ( $R, b_2$ ) de la méthode de dépouillement.

les graphes représentatifs du maximum acceptable pour la durée des expériences en fonction de l'épaisseur de l'échantillon (Fig. 13).

Par exemple, pour du plexiglas de 15 mm d'épaisseur, nous avons limité les expériences à 20-25 s.

#### 4.3. Système de garde du capteur

Balageas et Jamet [6] ont montré l'importance capitale d'un excellent isolement entre le disque central et l'anneau de garde. Dans notre dispositif, nous avons utilisé une liaison par film mylar  $8\mu\text{m}$  qui a donné toute satisfaction et qui a permis une excellente concordance entre les thermogrammes expérimentaux et les diagrammes de référence utilisés pour le dépouillement.

thermogrammes devint aisé et les résultats plus fiables et moins dispersés.

En particulier, la qualité des superpositions obtenues confère à ce dispositif simple un intérêt certain. La Fig. 14 donne pour un essai particulier une idée de la concordance entre les points expérimentaux et le diagramme de référence obtenu en remplaçant dans l'expression (10)  $b_2$  et  $R$  par les valeurs déduites de la méthode de superposition globale de Vernotte.

Sur un ensemble de plus de vingt essais relatifs aux plexiglas, la dispersion sur l'effusivité ne dépasse pas 3 pour cent par rapport à la moyenne  $b_2 = 569 \text{ m.k.s.}$

En ce qui concerne les valeurs de  $R$ , nous retrouvons le caractère quelque peu aléatoire qu'avaient déjà souligné plusieurs auteurs [3, 6].

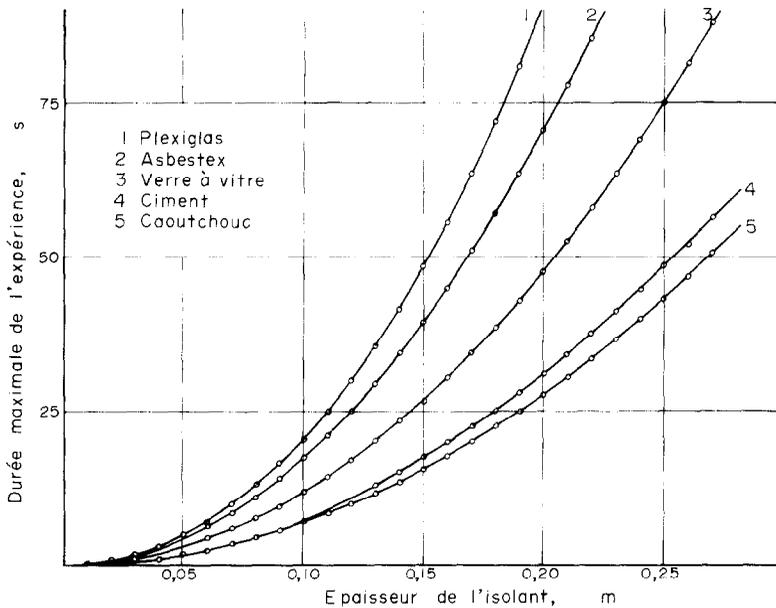


FIG. 13. Durée maximale des expériences pour divers isolants, en fonction de l'épaisseur de l'échantillon. (Seuil de détection relatif en température:  $10^{-3}$ .)

En ce qui concerne les fuites par les fils de thermocouple, un modèle mathématique [4] a montré qu'elles introduisaient une erreur relative de mesure inférieure à  $10^{-5}$ , ce qui est parfaitement négligeable.

#### 5. RESULTATS EXPERIMENTAUX

La majorité des essais qui ont été nécessaires pour la mise au point du montage ont été effectués sur des échantillons cylindriques de plexiglas de 70 mm de diamètre et 15 mm d'épaisseur. L'écart de température entre le capteur et l'échantillon a été choisi de l'ordre de  $6^\circ\text{C}$ .

Les premiers résultats obtenus à partir de contacts secs furent assez décevants et très dispersés. Dès l'adjonction d'un fluide interstitiel (huile de vaseline, huile de paraffine, huile mécanique), le dépouillement des

Une comparaison a été faite pour trois essais entre les valeurs des paramètres obtenues par la méthode de superposition globale et celles déduites de la méthode mécanographique introduite par Balageas et Jamet [6].

Le Tableau 1 résume ces résultats et confirme la validité des deux méthodes.

D'autres essais effectués sur un échantillon d'Alco-dur ont été rassemblés dans le Tableau 2.

Pour cette substance, nous avons fait en sorte que la couche d'huile interstitielle soit la plus épaisse possible. Ceci se traduit par des valeurs de  $R$  extrêmement faibles ( $0,4 \cdot 10^{-4} \text{ m.k.s.}$ ).

Par contre, les effets capacitifs du fluide interstitiel deviennent prépondérants dans les tous premiers instants de l'évolution et seul un modèle tel que celui

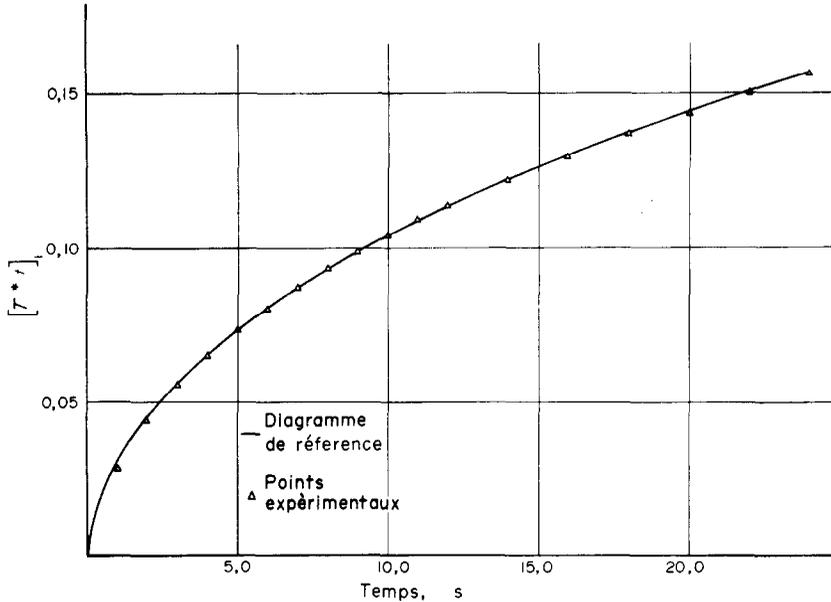


FIG. 14. Vérification de la concordance entre un thermogramme expérimental et le diagramme de référence correspondant. (Echantillon: plexiglas—résultats de la superposition globale:  $R = 4 \cdot 10^{-4}$ ;  $b_2 = 576$ .)

qui a été présenté au paragraphe 3.4, serait susceptible de représenter correctement le phénomène. Rappelons en effet qu'une superposition précise des diagrammes

Tableau 1. Comparaison entre les méthodes de dépouillement par superposition globale et locale

Numéro l'essai	Dépouillement manuel		Dépouillement mécanographique	
	$R$	$b$	$b_m$	$R_m$
1	$1,1 \times 10^{-4}$	560	562	$1,16 \times 10^{-4}$
2	$1,6 \times 10^{-4}$	568	569	$1,9 \times 10^{-4}$
3	$3,2 \times 10^{-4}$	565	566	3,4

semi-logarithmiques ( $\Gamma$ ) et ( $\Gamma^*$ ) ne peut être obtenue qu'à condition d'éliminer la partie des thermogrammes correspondant à des temps inférieurs à 2–3 s pour lesquels les écarts sont notables.

Il convient donc d'être très prudent dans l'interprétation des résultats correspondant à de faibles pressions, et c'est à ces phénomènes de diffusion dans le milieu interstitiel que nous attribuons la tendance systématique de notre montage à donner des valeurs par défaut (quelques %) de l'effusivité.

Pour s'en assurer une étude expérimentale très fine serait nécessaire, ce que ne permettait pas l'appareillage utilisé.

Quoiqu'il en soit, le dispositif décrit constitue un excellent comparateur thermique de laboratoire, permettant de tester de façon très simple un ensemble d'échantillons. Un certain nombre de points intéressants ont été révélés par l'analyse théorique du processus d'accommodation thermique par contact brusque entre deux éléments. D'autres questions sont en cours de développement, notamment en ce qui concerne les représentations analytiques des contacts lubrifiés, signalées précédemment.

Tableau 2. Résultats d'essais sur l'afcodur

Numéro de l'essai	$\Delta T^0$ (°C)	$T_2^0$ (°C)	$\mu$	$\log m$	$10^4 \cdot R$ (m.k.s.)	$b$ (m.k.s.)
4	5,54	31,30	0,0005	-1,540	0,4	492
5	5,42	31,40	0,001	-1,540	0,7	492
6	5,53	31,40	$\approx 0$	-1,544	$\approx 0$	487

## REFERENCES

1. P. Vernotte, La mesure du coefficient d'arrachement thermique des isolants par la méthode du touchau, *Chal. Ind.* **208**, 331–338 (1937).
2. P. Vernotte, Le touchau non isotherme, *C.R. Hebd. Seanc. Acad. Sci., Paris* **270B**, 821–824 (1970).
3. M. Majka, J. Martinet, C. Martin et R. Berlot, A propos de la méthode du touchau, *Revue Gén. Thermique* **87**, 251–261 (1969).
4. J. Bransier, Contribution à l'étude de l'effusivité thermique, thèse de 3ième cycle, Paris (1972).
5. J. C. Chevrier, F. Moreaux et G. Beck, L'effusivité et la résistance thermique des zones superficielles du solide déterminent le processus de vaporisation du liquide en régime de trempe, *Int. J. Heat Mass Transfer* **15**, 1631–1645 (1972).
6. D. Balageas et J. Jamet, Mesure de l'effusivité par un appareil de type "touchau", *Int. J. Heat Mass Transfer*, à paraître.

## THE PART OF EFFUSIVITY IN THE BRIEF THERMAL CONTACTS

**Abstract**—We analyse the procedure following the sudden thermal contact between two solid plane elements, initially at different temperatures.

A simple assembly permitting to calculate the effusivity of a non conductor material, using a contact method solidifies this assembly. Different mathematical models representing this assembly are faced and criticised. We are led to study the influence of an interstitial fluid film on the temperature distribution in the two elements, and we hence show, in the phase following immediately the rupture of the thermal equilibrium, the insufficiency of the linear models generally adopted for the representation of the contact phenomena.

## ÜBER DEN EINFLUSS DER EFFUSIVITÄT BEI KURZEN THERMISCHEN KONTAKTEN

**Zusammenfassung**—Es wird untersucht, welche Vorgänge sich abspielen, wenn sich zwei feste, ebene Körper verschiedener Ausgangstemperatur plötzlich berühren. Mit Hilfe eines einfachen Aufbaus, der es gestattet, die Effusivität eines isolierenden Stoffes durch ein Kontaktverfahren zu bestimmen, wurden die Ergebnisse dieser Studie erhärtet. Verschiedene komplizierte Modelle, die diesen Aufbau beschreiben, werden einander gegenübergestellt und beurteilt, was dazu führt, den Einfluß eines zwischenräumlichen Fluidfilms auf die Temperaturverteilung in den beiden Körpern zu untersuchen und deutlich macht, daß nach der Störung des thermischen Gleichgewichts eine Phase folgt, in der das allgemein anerkannte lineare Modell zur Darstellung der Kontaktphänomene unzureichend ist.

## РОЛЬ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ В ТЕРМИЧЕСКИХ МГНОВЕННЫХ КОНТАКТАХ

**Аннотация**—Анализируется процесс, в котором осуществляется мгновенный термический контакт между двумя плоскими твердыми элементами, температура которых различна. Для исследования использовалась простая установка, позволяющая определять температуропроводность изолирующего материала методом контакта. Обсуждаются термокинетические модели разной степени сложности, которые могут быть реализованы на этой установке. При изучении влияния промежуточной жидкой пленки на распределение температур в этих двух контактирующих элементах после установления в них термического равновесия было установлено, что линейная модель, обычно применяемая для изучения явлений контакта, является недостаточной.