Propriétés thermoélectriques des systèmes à deux couches minces superposées. Application à la mesure des flux thermiques

P. Thery, B. Duthoit, J. Pauquet

► To cite this version:

P. Thery, B. Duthoit, J. Pauquet. Propriétés thermoélectriques des systèmes à deux couches minces superposées. Application à la mesure des flux thermiques. *Revue de Physique Appliquée*, 1980, 15 (3), pp.741-747. 10.1051/rphysap:01980001503074100 . jpa-00244784

HAL Id: jpa-00244784

<https://hal.science/jpa-00244784>

Submitted on 1 Jan 1980

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification
 Physics Abstracts
 72.40P — 07.20F

Propriétés thermoélectriques des systèmes à deux couches minces superposées. Application à la mesure des flux thermiques

P. Thery, B. Duthoit et J. Pauquet

CRESMAT, Centre de Recherche Science des Matériaux et Techniques de Construction,
 Laboratoire de Mesures Automatiques, Université des Sciences et Techniques de Lille,
 Bât. P3, 3^e étage, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

(Reçu le 6 juin 1979, révisé le 26 novembre 1979, accepté le 27 novembre 1979)

Résumé. — Les propriétés thermoélectriques des couches conductrices recouvertes d'un dépôt électrolytique de nature différente sont dues à des courants induits circulant à travers la surface séparant les conducteurs superposés. Ces courants sont proportionnels à la valeur locale du gradient thermique tangentiel. Les tensions électriques apparaissant dans le système sont représentatives des transferts thermiques et plus spécialement de la moyenne spatiale de la densité de flux de chaleur. Les résultats ont été utilisés pour concevoir le principe d'une nouvelle méthode de mesure des flux de chaleur.

Abstract. — The thermoelectric properties of electrical conductors in the form of sheets and covered with an electrolytic deposit of different nature are due to the induced currents passing across the surface separating the conductors. These currents are proportional to the instant value of the calorific fluxes located in the electrolytic deposit. The electric voltages measured in the superposed conductors are representative of the heat transfers and most specially of the spatial average of the heat fluxes. The obtained results have been used to bring a new solution to the problem of measuring calorific fluxes.

1. Introduction. — Dans un article précédent [1], nous avons étudié les propriétés des thermocouples de surface réalisés en déposant par voie électrolytique une couche conductrice sur un support conducteur de nature différente. Nous avons montré que les tensions apparaissant dans chacun des conducteurs superposés étaient proportionnelles à la moyenne spatiale du gradient thermique dans le plan du dépôt électrolytique. Dans ce travail, les résultats théoriques obtenus précédemment sont généralisés et utilisés en vue de caractériser les évolutions thermocinétiques superficielles dans les thermocouples de grandes dimensions constitués par deux couches minces superposées.

Nous montrons que l'effet thermoélectrique provoque une dissipation de puissance électrique dans le système et que cette dissipation interne est représentative des échanges d'entropie avec le milieu extérieur. La tension électrique apparaissant entre les conducteurs est proportionnelle à la force généralisée (introduite dans la théorie des évolutions irréversibles) provoquant l'évolution thermocinétique.

Comme la force généralisée, la tension électrique observée est proportionnelle à la moyenne spatiale de la densité de flux thermique. La vérification expé-

rimientale des résultats théoriques obtenus a permis d'établir le principe d'une nouvelle méthode de mesure des flux thermiques.

2. Résultats théoriques. — 2.1 CALCUL DES COURANTS INDUITS PAR EFFET THERMOÉLECTRIQUE DANS UN SYSTÈME A DEUX COUCHES CONDUCTRICES SUPERPOSÉES. — Les équations phénoménologiques permettant de représenter le couplage thermoélectrique dans un conducteur homogène sont bien connues [2]. Dans le cas particulier d'un système bidimensionnel dans lequel le gradient thermique n'a qu'une valeur composante non nulle $\partial T/\partial x$, elles peuvent être écrites sous la forme :

$$j = \sigma E - \alpha \sigma \frac{\partial T}{\partial x} \quad (1)$$

$$\varphi = \alpha T j - \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \quad (2)$$

j et φ étant les densités de flux électrique et de chaleur, σ et λ les conductivités électrique et thermique, α le coefficient thermoélectrique et T la température absolue, E le champ électrique. La première équation permet de déterminer les densités de courants élec-

triques dans chacun des conducteurs 1 et 2 (représentés Fig. 1) soumis au gradient thermique $\partial T/\partial x$

$$j_1 = \sigma_1 E_1 - \alpha_1 \sigma_1 \frac{\partial T}{\partial x} \quad (3)$$

$$j_2 = \sigma_2 E_2 - \alpha_2 \sigma_2 \frac{\partial T}{\partial x} \quad (4)$$

L'épaisseur des conducteurs 1 et 2 étant faible vis-à-vis de leurs dimensions latérales, les variations de température dans le sens de l'épaisseur peuvent être négligées et l'étude peut être limitée au couplage thermoélectrique tangentiel dans la direction ox . Pour un système de largeur unité, les courants induits dans chacun des conducteurs sont :

$$I_1 = e_1 j_1 \quad I_2 = e_2 j_2$$

soit :

$$I_1 = \sigma_1 e_1 E_1 - \alpha_1 \sigma_1 e_1 \frac{\partial T}{\partial x} \quad (5)$$

$$I_2 = \sigma_2 e_2 E_2 - \alpha_2 \sigma_2 e_2 \frac{\partial T}{\partial x} \quad (6)$$

Ces équations définissant le comportement électrique du système peuvent être résolues lorsque l'on a précisé les conditions limites de type électrique. En circuit ouvert, la somme des courants induits est nulle en chaque point du système :

$$I_1(x) + I_2(x) = 0. \quad (7)$$

D'autre part, sur la surface de séparation des conducteurs, il y a conservation de la composante tangentielle du champ électrique :

$$E_1(x) = E_2(x) = E(x). \quad (8)$$

Les champs électromoteurs d'origine thermoélectrique $\alpha_1 \frac{\partial T}{\partial x}$ et $\alpha_2 \frac{\partial T}{\partial x}$ ayant des valeurs différentes, la conservation de la composante tangentielle du champ électrique ne peut être réalisée que si les

Fig. 1a. — Courant induit par un gradient thermique orienté suivant ox .

[Induced currents by the thermal gradients $\partial T/\partial x$.]

Fig. 1b. — Thermocouple équivalent par unité de longueur.

[Equivalent thermocouple per unit length.]

courants I_1 et I_2 ont des valeurs différentes de zéro. L'exploitation des conditions limites (7) et (8) permet de calculer les valeurs du champ électrique et des courants I_1 et I_2 en chaque point du système :

$$E = \frac{(\alpha_1 \sigma_1 e_1 + \alpha_2 \sigma_2 e_2)}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (9)$$

$$I_1 = -I_2 = \frac{(\alpha_2 - \alpha_1) \sigma_1 \sigma_2 e_1 e_2}{(\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2)} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (10)$$

Tout se passe comme si le système était constitué de thermocouples superficiels soumis aux forces électromotrices $(\alpha_2 - \alpha_1) \frac{\partial T}{\partial x}$ par unité de longueur et débitant dans les conductances de valeurs $\sigma_1 e_1 \sigma_2 e_2 / (\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2)$ (Fig. 1). Comme dans les thermocouples classiques, les tensions sont induites à la fois par effet Peltier et par effet Thomson. La force électromotrice de contact entre les conducteurs ainsi que la force électromotrice induite par effet Thomson dans chacun des conducteurs sont des fonctions de points dont les variations spatiales provoquent la circulation des courants I_1 et I_2 . Les valeurs de I_1 et I_2 sont telles que les chutes ohmiques provoquées par le passage de ces courants compensent localement le déséquilibre dû à l'inégalité des champs thermoélectriques. Il est en effet facile de vérifier que :

$$\begin{aligned} E &= \frac{\alpha_1 \sigma_1 e_1 + \alpha_2 \sigma_2 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} = \alpha_1 \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{I_1}{\sigma_1 e_1} \\ &= \alpha_2 \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{I_2}{\sigma_2 e_2}. \end{aligned} \quad (11)$$

Connaissant les expressions locales du champ et des courants induits, nous obtenons pour les puissances électriques apparaissant par unité de longueur dans chacun des conducteurs :

$$P_1 = EI_1 = \frac{\alpha_1(\alpha_2 - \alpha_1) \sigma_1 \sigma_2 e_1 e_2}{(\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2)} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \frac{I_1^2}{\sigma_1 e_1} \quad (12)$$

$$P_2 = EI_2 = \frac{\alpha_2(\alpha_1 - \alpha_2) \sigma_1 \sigma_2 e_1 e_2}{(\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2)} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \frac{I_2^2}{\sigma_2 e_2} \quad (13)$$

La somme $P_1 + P_2 = E(I_1 + I_2)$ est identiquement nulle en chaque point du système puisque $I_1 + I_2 = 0$. La puissance localement dissipée par effet Joule est donc définie par la relation :

$$P_j = \frac{I_1^2}{\sigma_1 e_1} + \frac{I_2^2}{\sigma_2 e_2} = \frac{(\alpha_2 - \alpha_1)^2 \sigma_1 \sigma_2 e_1 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 \quad (14)$$

Il y a dissipation d'énergie électrique par effet Joule dans un thermocouple de grande surface soumis à un gradient thermique superficiel. Cette dissipation sup-

plémentaire provoque une augmentation interne d'entropie et une modification de la conductivité thermique du système. Les chutes ohmiques dues à la circulation de ces courants font apparaître des tensions entre les connexions de sortie du thermocouple.

2.2 COEFFICIENTS DE CONDUCTIVITÉ THERMIQUE MODIFIÉS PAR COUPLAGE THERMOÉLECTRIQUE. — L'expression générale représentant la densité de flux thermique dans un conducteur homogène parcouru par un courant de densité j et soumis au gradient thermique $\partial T/\partial x$ est définie par la relation générale :

$$\varphi = \alpha T j - \lambda \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (15)$$

Connaissant les expressions (10) définissant les courants électriques dans chacun des conducteurs superposés, la relation (15) permet de calculer les flux thermiques superficiels dans chacun des conducteurs :

$$\Phi_1 = \left[-\lambda_1 e_1 + \frac{\alpha_1(\alpha_2 - \alpha_1) \sigma_1 \sigma_2 e_1 e_2 T}{(\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2)} \right] \frac{\partial T}{\partial x} \quad (16)$$

$$\Phi_2 = \left[-\lambda_2 e_2 + \frac{\alpha_2(\alpha_1 - \alpha_2) \sigma_1 \sigma_2 e_1 e_2 T}{(\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2)} \right] \frac{\partial T}{\partial x} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \Phi &= \Phi_1 + \Phi_2 \\ &= \left[-\lambda_1 e_1 - \lambda_2 e_2 - \frac{(\alpha_1 - \alpha_2)^2 \sigma_1 \sigma_2 e_1 e_2 T}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} \right] \frac{\partial T}{\partial x}. \end{aligned} \quad (18)$$

Les conductances thermiques par unité de longueur définies par les relations (16), (17), (18) dépendent des coefficients thermoélectriques. La conductance globale définie par la relation (18) est toujours augmentée par couplage thermoélectrique. Cette augmentation est due à l'existence d'un flux d'énergie électrique qui augmente l'efficacité du transfert de chaleur.

Connaissant la conductivité thermique, il est possible d'exprimer la puissance électrique dissipée par effet Joule en fonction des flux thermiques et températures superficielles imposées sur la surface extérieure du système. En régime permanent, l'augmentation interne d'entropie par conduction thermique et par effet Joule est compensée par une diminution d'entropie due aux échanges thermiques à travers la surface externe du système [3]. Le bilan d'entropie s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{dS}{dt} = \frac{d_i S}{dt} + \frac{d_e S}{dt} = 0 \quad (19)$$

$d_e S$ étant la variation d'entropie par échanges thermiques avec le milieu extérieur ; $d_i S$ l'augmentation interne d'entropie. Les variations d'entropie s'expriment en fonction des flux et températures par les relations :

$$\frac{d_e S}{dt} = \int_0^l \frac{\Phi}{T} dx \quad \frac{d_i S}{dt} = \int_0^l \frac{\Phi}{T^2} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) dx.$$

Compte tenu de la relation (18), l'augmentation interne d'entropie par unité de longueur est définie par la relation :

$$\begin{aligned} \frac{\Phi}{T^2} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) &= \frac{(\lambda_1 e_1 + \lambda_2 e_2)}{T^2} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \\ &+ \frac{(\alpha_2 - \alpha_1)^2 \sigma_1 \sigma_2 e_1 e_2}{(\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2) T} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2. \end{aligned} \quad (20)$$

Le premier terme représente l'augmentation interne d'entropie par conduction thermique, le second par effet Joule puisque ce terme s'identifie à l'expression (14) représentant la puissance localement dissipée par effet Joule.

La puissance électrique dissipée par effet Joule dans l'ensemble des conducteurs est proportionnelle à la dissipation interne d'entropie (lorsque la variation spatiale de la température est négligeable) puisque ces deux quantités sont proportionnelles à $(\partial T/\partial x)^2$ (relation (20)). Il en résulte que la puissance électrique dissipée par effet Joule dans le système est représentative des échanges d'entropie avec le milieu extérieur.

En régime variable, l'entropie échangée avec le milieu extérieur ne compense plus exactement l'augmentation d'entropie par dissipation interne puisque la chaleur échangée est en partie stockée dans la capacité thermique du thermocouple. La relation (19) n'est plus valable à chaque instant ; elle peut être généralisée par la relation suivante pour une transformation cyclique puisque l'entropie est une fonction d'état

$$\Delta S = 0 = \oint_{\text{cycle}} \frac{dS}{dt} dt = \oint_{\text{cycle}} \frac{d_i S}{dt} dt + \oint_{\text{cycle}} \frac{d_e S}{dt} dt. \quad (21)$$

La puissance dissipée par effet Joule dans le thermocouple est une représentation globale des échanges d'entropie avec le milieu extérieur lorsque le système subit une transformation cyclique.

2.3 FLUX ET FORCES GÉNÉRALISÉES. — Le système étant siège d'une augmentation interne d'entropie, nous pouvons exprimer localement cette dissipation interne comme le produit d'un flux par une force conjuguée. Les facteurs conjugués étant toujours de même signe, l'amplitude de la force généralisée est parfaitement définie, lorsque l'on connaît les expressions représentatives de l'augmentation interne d'entropie et de l'amplitude locale du flux généralisé.

L'amplitude du flux électrique étant définie par le module de la relation (10)

$$I = |I_1| = |-I_2| = \frac{(\alpha_2 - \alpha_1) \sigma_1 \sigma_2 e_1 e_2}{(\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2)} \left| \frac{\partial T}{\partial x} \right|.$$

L'augmentation locale d'entropie par effet Joule étant définie par le 2^e terme de l'équation (20), l'ampli-

Fig. 2. — Tensions V_1 et V_2 induites dans chacun des conducteurs superposés.
[EMF induced in the superposed conductors.]

tude locale de la force généralisée provoquant la circulation du flux électrique est :

$$\Delta X_e = \frac{(\alpha_2 - \alpha_1)}{T} \left| \frac{\partial T}{\partial x} \right| \quad (22)$$

soit une tension généralisée égale à $(\alpha_2 - \alpha_1) \left| \frac{\partial T}{\partial x} \right|$.

De la même façon, l'amplitude locale de la force généralisée provoquant la circulation du flux de chaleur est :

$$\Delta X = \frac{1}{T^2} \left| \frac{\partial T}{\partial x} \right|.$$

Lorsque les variations spatiales de températures sont négligeables, l'amplitude de la tension généralisée $(\alpha_2 - \alpha_1) \left| \frac{\partial T}{\partial x} \right|$ est proportionnelle à la force généralisée ΔX provoquant l'évolution thermocinétique.

En régime permanent, la résultante des forces ΔX de déséquilibre interne est équilibrée par la force généralisée imposée sur la surface externe du système (définie par l'échange d'entropie avec le milieu extérieur). En régime variable, la valeur instantanée de la résultante des forces de déséquilibre est égale à la différence entre la contrainte thermique d'origine externe et la force généralisée interne représentant le stockage de chaleur dans la capacité du système.

2.4 TENSIONS ÉLECTRIQUES INDUITES PAR EFFET THERMOÉLECTRIQUE. — 2.4.1 Dans chacun des conducteurs.

Pour mesurer les tensions apparaissant dans chacun des conducteurs nous les prolongeons par des conducteurs de même nature de façon à éliminer les forces électromotrices classiques d'origine thermoélectrique. Dans la partie commune aux deux conducteurs, le champ électrique est défini par la relation (11) ; il est égal à $\alpha_1 \frac{\partial T}{\partial x}$ dans le conducteur 1 et $\alpha_2 \frac{\partial T}{\partial x}$ dans le conducteur 2. Il en résulte :

$$V_1 = \int_{c_1} \alpha_1 \frac{\partial T}{\partial x} dx + \int_{c_1} \frac{I_1}{\sigma_1 e_1} dx$$

$$\begin{aligned} &= \int_0^l \frac{(\alpha_2 - \alpha_1) \sigma_2 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) dx \\ V_2 &= \int_c \alpha_2 \frac{\partial T}{\partial x} dx + \int_{c_2} \frac{I_2}{\sigma_2 e_2} dx \\ &= \int_0^l \frac{(\alpha_1 - \alpha_2) \sigma_1 e_1}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) dx. \end{aligned}$$

Les premiers termes des membres de droite s'annulent sur un circuit fermé. Les tensions observables V_1 et V_2 sont uniquement dues à la circulation des courants I_1 et I_2 (Fig. 2).

La sommation est effectuée entre 0 et l puisque les courants induits sont localisés dans cette région de l'espace. Les expressions définissant les tensions V_1 et V_2 peuvent être simplifiées en introduisant la moyenne spatiale $(\overline{\partial T / \partial x})$ du gradient thermique tangentiel dans la région $0 < x < l$

$$V_1 = R_1 \bar{I}_1 = \frac{(\alpha_2 - \alpha_1) \sigma_2 e_2 l}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} \left(\overline{\frac{\partial T}{\partial x}} \right) \quad (23)$$

$$V_2 = R_2 \bar{I}_2 = \frac{(\alpha_1 - \alpha_2) \sigma_1 e_1 l}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} \left(\overline{\frac{\partial T}{\partial x}} \right). \quad (24)$$

V_1 et V_2 sont des mesures de la moyenne spatiale du gradient thermique tangentiel dans les conducteurs 1 et 2, ou de la valeur instantanée du flux calorifique traversant le système suivant la direction ox . Les tensions apparaissant dans chacun des conducteurs sont proportionnelles à la moyenne spatiale instantanée du gradient thermique ou du flux thermique suivant la direction ox .

2.4.2 Tensions apparaissant entre les conducteurs. — Les tensions apparaissant entre les connexions de sorties de nature différente peuvent être considérées comme les tensions de sortie d'un thermocouple de grande dimension à couches superposées (Fig. 3). Pour déterminer les propriétés spécifiques du dispositif, les connexions sont portées à la même température T_0 de façon à éliminer les forces électromotrices induites par effet thermoélectrique dans les con-

Fig. 3. — Tension induite entre les connexions de natures différentes.
[EMF induced between the copper and constantan connexions.]

nexions. Dans ces conditions, les forces électromotrices d'origine thermoélectrique de la relation (11) dérivant d'un gradient s'annulent et les seules tensions observables sont dues aux chutes ohmiques dans chacun des conducteurs superposés. La tension V_{12} apparaissant entre les extrémités d'un élément de longueur dx représenté figure 1 est obtenue en superposant les chutes ohmiques apparaissant dans chacun des conducteurs superposés

$$\frac{dV_{12}}{dx} = \frac{I_1}{\sigma_1 e_1} - \frac{I_2}{\sigma_2 e_2} = (\alpha_2 - \alpha_1) \frac{\partial T}{\partial x}.$$

Compte tenu de la relation (11), les tensions induites représentées figure 3 sont telles que le passage d'un flux thermique provoque une augmentation de tension entre les conducteurs superposés quel que soit le signe du gradient thermique. La tension mesurable V_{12m} entre les conducteurs est définie par la relation :

$$\frac{d}{dx} V_{12m} = (\alpha_2 - \alpha_1) \left| \frac{\partial T}{\partial x} \right|$$

soit

$$V_{12m} = \int_0^l (\alpha_2 - \alpha_1) \left| \frac{\partial T}{\partial x} \right| dx. \quad (25)$$

La tension V_{12m} mesurée entre les conducteurs superposés est représentative de la résultante des amplitudes des forces de déséquilibre interne. Elle est proportionnelle à la valeur globale du flux de chaleur lié à la valeur locale du gradient thermique par la relation (18).

3. Résultats expérimentaux. — Les dispositifs étudiés ont été réalisés en déposant par voie électrolytique une couche de cuivre d'épaisseur voisine de 1μ sur une feuille de constantan d'épaisseur voisine de 25μ .

3.1 MESURE DES TENSIONS INDUITES DANS CHAQUE COUCHE CONDUCTRICE. — Les tensions électriques V_1 et V_2 apparaissant dans chaque conducteur ont été mesurées en connectant un microvoltmètre dans des circuits constitués par des fils de cuivre et de constantan de façon à éliminer les forces électromotrices

classiques d'origine thermoélectrique. Dans ces conditions, nous avons réalisé des expériences montrant que les tensions V_1 et V_2 sont proportionnelles à la moyenne spatiale du gradient thermique.

Lorsque la surface du système est soumise à une distribution symétrique de température vérifiant la relation :

$$T(x) = T(-x) \quad \frac{\partial T(x)}{\partial x} = \frac{\partial T(-x)}{\partial x}$$

nous avons observé $V_1 = V_2 = 0$.

Ces résultats sont conformes à la théorie puisque

$$\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) = 0.$$

Lorsque la distribution de température imposée est antisymétrique caractérisée par une valeur constante du gradient thermique (Fig. 4) défini par la relation :

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{T_1 - T_2}{l} \quad -\frac{l}{2} < x < +\frac{l}{2}.$$

les tensions V_1 et V_2 sont liées par la relation :

$$V_1 - V_2 = (\alpha_2 - \alpha_1) (T_1 - T_2).$$

Ce résultat facilement interprété par les relations (23), (24) montre que les tensions V_1 et V_2 sont proportionnelles à la moyenne spatiale du gradient thermique. Les tensions V_1 et V_2 sont représentatives de la moyenne spatiale du flux de chaleur suivant la direction ox .

Pour compléter ces résultats expérimentaux, nous avons réalisé quelques expériences permettant de

Fig. 4. — Tensions induites dans chacun des conducteurs sous l'effet de distributions de températures symétrique et antisymétrique.

[EMF induced in the superposed conductors by distributions of superficial temperatures which are symmetrical and antisymmetrical.]

comparer les propriétés d'un thermocouple classique à celles d'un thermocouple dans lequel l'un des conducteurs a été recouvert d'un dépôt électrolytique sur une partie de sa longueur.

Pour pouvoir mettre en évidence la perturbation introduite par le revêtement conducteur, deux thermocouples géométriquement identiques ont été réalisés suivant le modèle de la figure 5 et soumis au même champ de températures imposées. La tension V apparaissant dans le thermocouple classique dépend uniquement de la température $T - T_0$; elle peut également s'exprimer en fonction de $T - T'$ puisque le montage expérimental est réalisé de façon telle que $T' - T_0$ soit une fraction bien définie de $T - T_0$ et que le gradient thermique soit uniforme entre A et B. Nous avons observé que les tensions V et V' dépendaient linéairement de la différence de température $T - T'$ mais que les pentes étaient différentes. La différence des pentes est de $16 \mu\text{V}/^\circ$ lorsque $T - T'$ est positif et $-16 \mu\text{V}/^\circ$ lorsque $T - T'$ est négatif. Nous avons pu interpréter cette différence en observant que la tension apparaissant dans le dépôt électrolytique de cuivre variait également linéairement avec $T - T'$ avec une pente de $16 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$. La tension apparaissant aux bornes du thermocouple cuivré est donc la superposition de la tension due à l'effet thermoélectrique habituel et d'une autre composante proportionnelle à la moyenne du gradient thermique dans la région cuivrée. Ces résultats montrent que la tension apparaissant aux bornes d'un thermocouple dont une branche est recouverte d'un dépôt conducteur ne dépend pas uniquement de la température de la jonction entre les deux conducteurs, mais également de la distribution de températures imposées sur la surface recouverte par le dépôt conducteur.

Figure 5a

Figure 5b

Fig. 5. — Montage expérimental permettant de comparer la réponse d'un thermocouple classique (Fig. 5a) à la réponse d'un thermocouple dont une branche a été recouverte d'un dépôt électrolytique (Fig. 5b).

[System used for comparison of the EMF from a classical thermocouple to the EMF from a thermocouple with an electroplated branch.]

3.1.1 *Mesure des tensions induites dans un thermocouple de grande dimension.* — Les connexions de sortie du thermocouple étant maintenues à la température T_0 de façon à éliminer les forces électromotrices classiques qui apparaissent dans les fils de liaison, nous avons réalisé des expériences montrant que la tension mesurée aux bornes du capteur est liée à la distribution superficielle de température par la relation :

$$V_{12m} = \int_0^l (\alpha_2 - \alpha_1) \left| \frac{\partial T}{\partial x} \right| dx.$$

Pour vérifier cette relation, en régime permanent une variation de température ($T - T_0$) a été imposée sur une partie de la surface du thermocouple, les connexions étant maintenues à la température constante T_0 (Fig. 6). La constante thermique appliquée sur la surface externe provoque l'apparition des gradients thermiques :

$$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_1 = \frac{(T - T_0)}{l_1} \quad \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_2 = \frac{(T - T_0)}{l_2}.$$

l_1 et l_2 étant les longueurs représentées figure 6.

Figure 6 a

Figure 6 b

Fig. 6. — Montages utilisés pour mesurer la tension induite par une variation superficielle de température imposée (Fig. 6a) ou de chaleur imposée (Fig. 6b).

[System used for measurement of the EMF induced by a superficial temperature variation and an imposed thermal flux.]

Il en résulte :

$$V_{12m} = \int_0^l (\alpha_2 - \alpha_1) \left| \frac{\partial T}{\partial x} \right| dx = (T - T_0) (\alpha_2 - \alpha_1).$$

Cette relation vérifiée expérimentalement montre que l'information électrique V_{12m} est proportionnelle à l'amplitude de la variation de température imposée sur la surface du système. Tout se passe comme si la jonction du thermocouple équivalent était localisée à l'endroit où est imposée la variation de température.

La distribution de courants superficiels est telle que la jonction du thermocouple est distribuée sur la surface d'échange du thermocouple.

Pour compléter ces résultats expérimentaux, la surface du thermocouple a été soumise à un flux de chaleur imposé. La source de chaleur est un fil de constantan collé sur la surface d'échange, les connexions étant, comme précédemment, maintenues à la température T_0 par contact thermique avec une circulation d'eau. Les échanges thermiques avec le milieu extérieur s'effectuant surtout par rayonnement, la température sous la résistance est pratiquement indépendante de la position de la résistance lorsqu'elle est située suffisamment loin des connexions de sortie. Il en est de même de la valeur de la tension V_{12m} mesurée entre les connexions de sortie qui est proportionnelle à la puissance dissipée dans la résistance. Les résultats expérimentaux obtenus conduisent à une généralisation des résultats précédents et montrent que le système est équivalent à une distribution de thermocouples localisés sur la surface d'échange.

3.1.2 Application à la mesure des échanges de chaleur. — Les tensions mesurables entre les connexions de sortie d'un thermocouple de grande surface constitué par une feuille de constantan cuivré peuvent être utilisées pour mesurer à chaque instant la distribution de températures superficielles induite par un dégagement de chaleur sur la surface du thermocouple.

Fig. 7. — Montage utilisé pour mesurer un échauffement superficiel.

[System used for measurement of a superficial heat.]

Nous avons étudié les propriétés du dispositif lorsque les connexions de sortie en contact thermique (et électriquement isolées) évoluent sensiblement à la même température. Dans ces conditions, les connexions ne sont plus maintenues à température constante et les tensions V_{12} et V_{21} de la figure 7 ne sont plus de signes contraires. Le problème étudié se ramène au précédent puisque les tensions mesurées peuvent être décomposées en deux termes élémentaires :

- les tensions thermoélectriques classiques dans les fils de connexion,
- la tension apparaissant dans le thermocouple de grande surface, les connexions de sortie étant à la même température.

Les tensions apparaissant dans les connexions peuvent être éliminées en effectuant la somme $V_{12} + V_{21} = V$. Nous avons vérifié que la tension V ainsi obtenue était proportionnelle à la valeur de la puissance électrique dissipée sur la surface d'échange du thermocouple.

4. Conclusion. — L'étude détaillée des tensions induites par effet thermoélectrique dans les systèmes à deux couches conductrices superposées a montré qu'il était possible de caractériser les évolutions thermocinétiques superficielles dans les thermocouples de grande surface. Les tensions apparaissant dans chacun des conducteurs sont proportionnelles à la moyenne spatiale du gradient thermique.

Les résultats obtenus ont été utilisés pour concevoir le principe d'un nouveau *fluxmètre thermique* [4]. Les tensions apparaissant entre les conducteurs sont représentatives de la force généralisée provoquant l'évolution thermocinétique et sont représentatives de l'amplitude globale du flux de chaleur superficiel sur la surface du thermocouple. Les résultats expérimentaux ont permis de montrer qu'un thermocouple de grande surface était équivalent à une distribution de thermocouples intégrés sur la surface d'échange.

Bibliographie

- [1] THERY, P., PAUQUET, J., « Propriétés thermoélectriques des systèmes à deux couches conductrices superposées. Application aux mesures de flux calorifiques », *J. Phys. E* (à paraître 1979, accepté).
- [2] LANDAU, LIFSCHITS, *Electrodynamique des milieux continus*, Editions Mir, Tome VIII (1969), p. 143-149.
- [3] GROOT, S. R. and MAZUR, P., *Non equilibrium thermodynamics*, (North Holland) 1962.
- [4] THERY, P., *Fluxmètre calorifique*, Brevet ANVAR 1979.