

N° d'ordre : 296

50376
1982
83

50376
1982
83

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR - INGENIEUR

Spécialité Electronique

par

Nasr-Eddine BERRACHED

**ETUDE DES ECHANGES PAR EFFET PELTIER
DANS LES THERMOCOUPLES DE SURFACE.
APPLICATION A LA CARACTERISATION DE
NOUVEAUX CIRCUITS THERMOELECTRIQUES.**

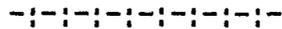


Soutenu le 16 juin 1982 devant la Commission d'Examen

| | | | |
|-------------------|-----|--------------|------------|
| Membres du Jury : | MM. | A. LEBRUN | Président |
| | | P. THERY | Rapporteur |
| | | L. RACZY | Examineur |
| | | J.P. HOCHART | Invité |

à feu mon père,
à ma mère,
à mes frères et soeurs,
à tous mes amis,
à toi,

SOMMAIRE



| | <u>N° Page</u> |
|--|----------------|
| INTRODUCTION | 1 |
| IÈRE PARTIE : PROPRIÉTÉS DES CHAÎNES THERMOÉLECTRIQUES | |
| I - INTRODUCTION | 4 |
| I-1- CONDUCTIVITES THERMIQUES ET ELECTRIQUES | 4 |
| I-1-1- Conductivité électrique | 4 |
| I-1-2- Conductivité thermique | 5 |
| I-1-3- Loi de Wiedemann-Franz..... | 5 |
| I-2- REPRESENTATION PHENOMENOLOGIQUE DU COUPLAGE THERMOELEC- TRIQUE DANS UN CONDUCTEUR HOMOGENE | 7 |
| I-2-1- LE POUVOIR THERMOELECTRIQUE DANS LES CONDUCTEURS | 8 |
| I-2-2- GENERALISATION DE LA LOI D'OHM | 8 |
| I-2-3- FLUX D'ENERGIE DANS UN CONDUCTEUR | 9 |
| I-2-4- PREMIERE RELATION DE KELVIN | 9 |
| I-2-5- CONDUCTIVITE ELECTRIQUE A FLUX NUL..... | 10 |
| I-2-6- CONDUCTIVITE THERMIQUE A POTENTIEL CONSTANT..... | 11 |
| I-3- PROPRIETES DES CHAINES THERMOELECTRIQUES..... | 12 |
| I-3-1- TENSION INDUITE DANS UNE CHAINE THERMOELECTRIQUE | 12 |
| I-3-2- PASSAGE DU COURANT DANS UNE CHAINE THERMOELECTRIQUE..... | 13 |
| I-3-3- DISTRIBUTION DE TEMPERATURE INDUITE PAR LE PASSAGE D'UN COURANT DANS UNE CHAINE THERMOELECTRIQUE | 14 |
| I-3-4- FLUX DE CHALEUR DANS UNE CHAINE THERMOELECTRIQUE EN COURT-CIRCUIT..... | 16 |
| I-4- INTERPRETATION PHYSIQUE | 17 |
| I-4-1- DIFFERENCE DE POTENTIEL DE VOLTA ENTRE SURFACES EXTERNES... | 18 |
| I-4-2- DIFFERENCE DE POTENTIEL DE GALVANI | 18 |
| I-4-3- PASSAGE D'UN COURANT DANS UN CONTACT THERMOELECTRIQUE..... | 19 |

2ÈME PARTIE : MISE EN ÉVIDENCE DES ECHANGES PAR EFFET PELTIER DANS LES THERMOCOUPLES DE SURFACE

| | | |
|----------|--|----|
| II-1- | INTRODUCTION | 20 |
| II-2- | DESCRIPTION DES CIRCUITS THERMOELECTRIQUES | 20 |
| II-3- | CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES DU CIRCUIT THERMOELECTRIQUE DE BASE | 22 |
| II-4- | COMPOSITION PHYSIQUE..... | 23 |
| II-5- | CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES DES THERMOCOUPLES DE SURFACE. | 23 |
| II-6- | MISE EN EVIDENCE DES ECHANGES PAR EFFET PELTIER | 24 |
| II-7- | CARACTERISTIQUES THERMIQUES DES CIRCUITS THERMOELECTRIQUES. | 25 |
| II-8- | EGALISATION DE LA TEMPERATURE D'UN CIRCUIT SOUMIS A UN ECHAUFFEMENT LOCALISE | 26 |
| II-9- | OBSERVATIONS DIRECTES DE LA DISTRIBUTION SUPERFICIELLE DE TEMPERATURE INDUITE PAR LE PASSAGE D'UN COURANT CONTINU... 28 | |
| II-9-1- | OBSERVATIONS | 28 |
| II-9-2- | INTERPRETATION PHYSIQUE | 33 |
| II-9-3- | OBSERVATIONS SUR UN CIRCUIT A INTEGRATION DE THERMOCOUPLES PLUS GRANDE | 33 |
| II-10- | MESURE DIRECTE DES DIFFERENCES DE TEMPERATURE INDUITES PAR LE PASSAGE D'UN COURANT DANS LE CIRCUIT THERMOELECTRIQUE . | 35 |
| II-11- | CARACTERISATION DU COUPLAGE THERMOELECTRIQUE EN REGIME TRANSITOIRE | 38 |
| II-12- | DETECTION DES VARIATIONS DE TEMPERATURE APPARAISSANT AU VOISINAGE DU CIRCUIT THERMOELECTRIQUE | 41 |
| II-12-1- | DISPOSITIF | 41 |
| II-12-2- | SIGNE DE LA TENSION DETECTEE | 42 |
| II-12-3- | ORDRE DE GRANDEUR | 42 |
| II-13- | CONCLUSION | 44 |

3ÈME PARTIE : EXPRESSION DE LA DISTRIBUTION DE TEMPERATURE A LA SURFACE DU CIRCUIT THERMOELECTRIQUE

| | | |
|--------------------|---|----|
| INTRODUCTION | 45 | |
| III-1- | DESEQUILIBRE THERMIQUE LOCAL PROVOQUE PAR LE PASSAGE D'UN COURANT ELECTRIQUE DANS UNE FEUILLE CONDUCTRICE LOCALEMENT RECOUVERTE D'UN DEPOT ELECTROLYTIQUE DE NATURE DIFFERENTE. | 46 |

| | |
|---|----|
| III-1-1- CONDUCTIVITE THERMIQUE A POTENTIEL CONSTANT | 46 |
| III-1-2- REPRESENTATION DU DESEQUILIBRE THERMIQUE | 47 |
| III-1-3- EXPRESSION DU FLUX DE CHALEUR GLOBAL | 49 |
| III-1-4- COMPOSANTE THERMOELECTRIQUE DU GRADIENT THERMIQUE | 50 |
| III-2- DESEQUILIBRE ELECTRIQUE PROVOQUE PAR UN GRADIENT THERMIQUE TANGENTIEL | 51 |
| III-2-1- CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION | 51 |
| III-2-2- COURANTS ELECTRIQUES INDUITS PAR EFFET THERMOELECTRIQUE | 52 |
| III-2-3- CARACTERISTIQUE FLUX-GRADIENT THERMIQUE | 53 |
| III-2-4- AUTRE FORMULATION DES EQUATIONS D'ETAT | 54 |
| III-2-5- REPRESENTATION DU COUPLAGE THERMOELECTRIQUE PAR UN SCHEMA EQUIVALENT | 56 |
| III-3- TENSION ELECTRIQUE APPARAISSANT AUX BORNES D'UN THERMOCOUPLE DE SURFACE SOUMIS A UN GRADIENT THERMIQUE TANGENTIEL | 57 |
| III-3-1- INTRODUCTION | 57 |
| III-3-2- EXPRESSION DE LA TENSION INDUITE | 57 |
| III-3-3- SIGNE DE LA TENSION INDUITE | 60 |
| III-4- CALCUL DES ECHANGES PAR EFFET PELTIER SUR LA SURFACE DES CIRCUITS THERMOELECTRIQUES | 60 |
| III-4-1- EFFET PELTIER DANS UN THERMOCOUPLE MONODIMENSIONNEL | 61 |
| III-4-2- CONDITIONS LIMITEES | 64 |
| III-5- EQUATIONS DU CHAMP DE TEMPERATURE EN REGIME PERMANENT | 65 |
| III-6- ANALYSE DE LA SOLUTION DANS LE CAS PARTICULIER D'UN CIRCUIT COMPORTANT UNE SEULE REGION CUIVREE | 68 |
| III-6-1- EXPRESSION DE LA DISTRIBUTION DE TEMPERATURE | 68 |
| III-6-2- FLUX DISSIPES A TRAVERS LA SURFACE D'ECHANGE | 72 |
| III-6-3- ORDRE DE GRANDEUR | 72 |
| III-7- VARIATION DE TEMPERATURE SUPERFICIELLE INDUITE PAR LE PASSAGE D'UN COURANT SUR LA SURFACE D'UNE FEUILLE CONDUC- TRICE LOCALEMENT RECOUVERTE DE DEPOTS ELECTROLYTIQUES DE NATURE DIFFERENTE REGULIEREMENT DISTRIBUES | 73 |
| III-7-1- SOLUTION DE L'EQUATION DE FOURIER | 73 |
| III-7-2- ANALYSE DE LA SOLUTION | 77 |
| III-8- FACTEUR DE MERITE D'UN THERMOELEMENT MONODIMENSIONNEL | 82 |
| III-9- CONCLUSION | 85 |

4ÈME PARTIE : VERIFICATION EXPERIMENTALES

| | | |
|---------|--|-----|
| IV-1- | INTRODUCTION | 86 |
| IV-2- | ANALYSE DE LA TENSION DETECTEE AUX BORNES D'UN CIRCUIT THERMOELECTRIQUE UTILISE COMME "DETECTEUR" | 86 |
| IV-2-1- | PRINCIPES DE MESURE | 86 |
| IV-2-2- | RESULTATS EXPERIMENTAUX | 87 |
| IV-2-3- | UTILISATION DE CIRCUITS THERMOELECTRIQUES A THERMOELEMENTS DE LONGUEUR DIFFERENTE | 92 |
| IV-3- | DIFFERENCES DE TEMPERATURE GENEREES PAR EFFET PELTIER SUR LA SURFACE DU CIRCUIT THERMOELECTRIQUE | 93 |
| IV-4- | CARACTERISATION DU COUPLAGE THERMOELECTRIQUE ENTRE DEUX CIRCUITS | 96 |
| IV-4-1- | INTERACTIONS ENTRE CELLULES THERMOELECTRIQUES : ADDITIVITE DE L'EFFET THERMOELECTRIQUE | 97 |
| IV-4-2- | RECIPROCITE DU COUPLAGE THERMOELECTRIQUE | 100 |
| IV-4-3- | VARIATION DU COUPLAGE THERMOELECTRIQUE AVEC LES CARACTERIS- TIQUES DU MILIEU PLACE ENTRE DEUX CIRCUITS SUPERPOSES..... | 101 |
| IV-4-4- | VARIATION DU COUPLAGE THERMOELECTRIQUE AVEC LE COEFFICIENT REPRESENTATIF DE L'ECHANGE AVEC L'EXTERIEUR | 105 |
| IV-4-5- | INFLUENCE DE LA TEMPERATURE EXTERIEURE IMPOSEE SUR LE COUPLAGE THERMOELECTRIQUE | 107 |
| IV-4-6- | ETUDE DYNAMIQUE DES ECHANGES DE CHALEUR SUR LA SURFACE DES CIRCUITS THERMOELECTRIQUES | 110 |
| IV-5- | APPLICATION A LA CARACTERISATION DE CELLULES FLUXMETRIQUES. | 116 |
| IV-5-1- | MONTAGE EXPERIMENTAL | 118 |
| IV-5-2- | COUPLAGE ENTRE DEUX CIRCUITS THERMOELECTRIQUES : LES THERMO- ELEMENTS DE L'UN ETANT PARTIELLEMENT RECOUVERTS DE RESINE PHOTOSENSIBLE | 118 |
| IV-5-3- | COUPLAGE ENTRE DEUX CIRCUITS THERMOELECTRIQUES DONT LES THER- MOELEMENTS SONT PARTIELLEMENT RECOUVERTS DE RESINE PHOTO- SENSIBLE | 122 |
| IV-5-4- | COUPLAGE ENTRE CELLULES FLUXMETRIQUES A CONTOUR DISSYMETRIQUE.. | 124 |
| IV-6- | CONCLUSION | 129 |

.../...

| | |
|---|-----|
| CONCLUSION | 130 |
| ANNEXE A1 : CALCUL DE L'ÉNERGIE THERMIQUE DÉGAGÉE PAR UNITE DE TEMPS ET DE VOLUME DANS UN CONDUCTEUR HOMOGÈNE PARCOURU PAR UN COURANT ET SOUMIS A UN GRADIENT THERMIQUE | 132 |
| ANNEXE A2 : MESURE DE LA CONDUCTIVITE THERMIQUE DES FEUILLES DE CAOUTCHOUC UTILISÉES POUR LES CONTACTS THERMIQUES..... | 133 |
| BIBLIOGRAPHIE | 135 |

I N T R O D U C T I O N

La thermoélectricité fut découverte en 1822 par Seebeck (avant l'effet Joule en 1844). Elle a tout d'abord été principalement appliquée dans le repérage des températures au moyen des thermocouples. A cette fin, l'objectif essentiel consiste à réaliser des capteurs aussi fidèles que possible, mais le développement des techniques de mesure n'a pas provoqué de grands progrès dans la connaissance des phénomènes thermoélectriques. Il a fallu attendre le développement de la physique du solide à partir de 1950 pour assister à un renouveau des études sur la thermoélectricité avec la mise au point des convertisseurs à semiconducteurs. La synthèse de matériaux nouveaux a permis de multiplier par un facteur compris entre 10 et 50 le rendement de la conversion d'énergie électrique en énergie thermique et inversement. Le rendement des convertisseurs commençant à être suffisant, des dispositifs industriels ont été réalisés.

Depuis quelques années, les programmes d'économie d'énergie posent de nouveau les problèmes de mesure dans le domaine de la thermique. La gestion des échanges de chaleur nécessite la mesure simultanée des quantités de chaleur échangée et du niveau de température auquel s'effectuent les échanges. La nécessité de réaliser des fluxmètres thermiques réactualise donc l'intérêt des recherches en thermoélectricité. C'est dans ce contexte, que se situe notre travail. Il a pour objet l'étude et la caractérisation du couplage thermoélectrique dans de nouveaux circuits thermoélectriques réalisés par électrodéposition d'un conducteur métallique sur une feuille conductrice de nature différente.

Le couplage thermoélectrique dans les thermocouples à couches minces est bien connu depuis 1930. Du point de vue électrique, ces dispositifs sont utilisés en circuit ouvert ; le champ électrique interne dépend uniquement de la valeur locale du gradient thermique et la f.e.m mesurée aux bornes d'un tel dispositif ne dépend ainsi que de la différence de température entre les contacts thermoélectriques. L'effet thermoélectrique dans les chaînes thermoélectriques est réversible et lorsqu'on s'intéresse aux phénomènes de thermoélectricité, il est préférable de classer les matériaux en fonction du paramètre $\alpha^2\sigma T/\lambda$ (σ et λ étant respectivement les conductivités électriques et thermiques de matériaux utilisés) plutôt qu'en fonction du seul pouvoir thermoélectrique α . Le coefficient $\alpha^2\sigma T/\lambda$ peut être calculé après mesure de la différence de température apparaissant entre les contacts d'une chaîne thermoélectrique parcourue par un courant.

Les chaînes thermoélectriques à conducteurs homogènes connectés en série ont fait l'objet de nombreuses études théoriques et expérimentales. Par contre, il n'existe actuellement aucune étude théorique ou expérimentale concernant le couplage thermoélectrique dans un thermocouple de surface constitué par une feuille conductrice localement recouverte d'un dépôt électrolytique de nature différente. L'utilisation de ces thermoéléments pour réaliser des fluxmètres thermiques nécessitant une parfaite compréhension du couplage thermoélectrique, nous avons été amenés à développer une étude théorique et expérimentale sur l'effet Peltier dans les thermocouples de surface par analogie avec les études sur les chaînes thermoélectriques. Notre objectif est de caractériser les thermoéléments composant nos circuits thermoélectriques par mesures des différences de température induite par le passage d'un courant électrique. Nous montrons que le passage d'un tel courant provoque des échanges réversibles de chaleur par effet Peltier sur les limites des dépôts électrolytiques et des gradients thermiques sur la surface des thermoéléments. Les études sont développées en vue de caractériser les échanges et gradients thermiques en fonction de la longueur des thermoéléments et d'en déduire les possibilités d'intégration de ces thermoéléments. Les circuits utilisés comportent typiquement 1250 cellules disposées en série sur une surface voisine de un décimètre carré. Une première formulation théorique a été développée en vue d'expliquer le couplage thermoélectrique direct et inverse dans les circuits réalisés. Cette formulation constitue une base pour l'étude de circuits plus complexes actuellement utilisés dans la construction des fluxmètres thermiques.

Nous rappelons dans une première partie les formules classiques de thermoélectricité ainsi que les phénomènes de conduction électrique et thermique dans les matériaux conducteurs. Avant d'étudier dans une troisième partie théorique le couplage thermoélectrique dans une structure à deux conducteurs superposés, nous exposons dans la deuxième partie un ensemble d'expériences mettant en évidence l'existence de phénomènes réversibles due à la circulation d'un courant continu dans les thermoéléments. Cette mise en évidence est faite soit par observation directe à l'aide d'une caméra infrarouge permettant la visualisation locale du rayonnement thermique émis par le circuit thermoélectrique, soit par mesure de la f.e.m. aux bornes de ce circuit.

Nous montrons dans une troisième partie qui est théorique, que le champ électrique dans chacun des conducteurs ne dérive pas d'un gradient thermique. Il en résulte une nouvelle formulation utilisant comme variable indépendante non pas le gradient thermique, mais les composantes tangentielles des flux thermiques et densités de courant électrique.

caractérisant l'effet thermoélectrique direct et inverse dans un thermocouple de surface. Par raison de simplicité, nous considérons les thermoéléments comme des circuits monodimensionnels. Nous montrons que le passage d'un courant électrique dans un thermocouple de surface provoque l'apparition de gradients thermiques prenant naissance sur les frontières des thermoéléments. Le sens des gradients thermiques superficiels s'inverse avec le sens du courant puisque les échanges sont réversibles.

Dans la partie vérification expérimentale, nous montrons d'abord qu'un thermocouple de surface est sensible à la moyenne spatiale d'un gradient thermique. Nous étudions ensuite le couplage thermoélectrique entre un circuit servant comme "émetteur" parcouru par un courant et un circuit servant de "détecteur" suivant les méthodes habituellement utilisées pour représenter les phénomènes de couplage. Nous montrons que lorsque les thermoéléments émetteur et détecteur sont monodimensionnels, le couplage thermoélectrique est linéaire et réciproque. La variation du couplage thermoélectrique est étudiée en fonction de différents paramètres comme l'isolation thermique ou la température imposée à l'ensemble circuit émetteur-circuit détecteur. Nous terminons cette partie en montrant que le couplage ne répond plus aux caractéristiques de linéarité et de réciprocity lorsque les thermoéléments sont géométriquement dissymétriques. Ces résultats nous conduisent à donner une interprétation concernant le fonctionnement des fluxmètres thermiques réalisés dans notre laboratoire.

PREMIÈRE PARTIE

PROPRIÉTÉS DES CHAÎNES THERMOÉLECTRIQUES

I - INTRODUCTION

Dans cette première partie, nous n'entrerons pas dans l'analyse détaillée des propriétés électriques et thermiques des conducteurs métalliques. Nous nous plaçons ici dans le cadre d'une représentation phénoménologique macroscopique du couplage thermoélectrique et des propriétés thermiques et électriques des conducteurs métalliques. Notre but est d'abord de rappeler les relations de base permettant de décrire les phénomènes de transport d'électricité et de chaleur dans les métaux, et ensuite, d'explicitier clairement les notions bien connues sur les effets de contact entre métaux lorsque les électrons libres s'y trouvent d'une part en équilibre et d'autre part en déplacement macroscopique (courant électrique). Ayant rappelé les propriétés des conducteurs homogènes, nous pourrons utiliser ces notions de base pour établir dans une prochaine partie les lois représentatives du couplage thermoélectrique dans les thermocouples de surface.

I-1- CONDUCTIVITES THERMIQUES ET ELECTRIQUES

I-1-1- CONDUCTIVITE ELECTRIQUE

Dans un métal, la conduction électrique est surtout due au mouvement des électrons libres. La conductivité électrique caractérise ce mouvement des électrons sous l'action d'un champ électrique.

Le coefficient conductivité électrique peut, en première approximation, être représenté par la relation bien connue^{[1] [4]}:

$$\sigma = \frac{e^2 n \tau}{m} \quad (I.1)$$

σ en (moh/m)

n = densité de porteurs (m^{-3})

e = charge de l'électron (Cb)

m = masse de l'électron (Kg)

τ = le temps de libre parcours moyen (s)

Connaissant la conductivité électrique, il est possible de déterminer la valeur locale de la densité de courant si on connaît aussi la valeur locale du champ électrique par utilisation de la relation phénoménologique :

$$j = \sigma E \quad j \text{ en } (A/m^2) \quad (I.2)$$

E en (V/m)

valable pour un conducteur isotherme.

I-1-2- CONDUCTIVITE THERMIQUE

On définit de la même façon la conductivité thermique. Lorsqu'un gradient thermique est appliqué sur un conducteur homogène, il y a transfert de chaleur par l'intermédiaire du gaz d'électrons libres.

Le mouvement des électrons orienté dans la direction dans laquelle s'exerce la contrainte thermique provoque un transfert d'énergie localement représenté par la relation :

$$\phi = - \lambda \nabla T \quad (I.3)$$

ϕ est la densité de flux thermique (W/m^2)

λ est la conductivité thermique ($W/m K$)

∇T est le gradient thermique (K/m)

I-1-3- LOI DE WIEDEMANN-FRANZ

On montre que les conductivités électriques et thermiques représentatives des transferts d'électricité et d'énergie par les électrons de conduction sont proportionnelles à une température donnée. Soit :

$$\frac{\lambda}{\sigma} = LT \quad (I.4)$$

T = température absolue en (K)

$L = 2,5 \cdot 10^{-8} V^2 / (K)^2$

Il est impossible de trouver un métal qui soit un bon conducteur électrique et dont la conductivité thermique est faible.

Le coefficient de température des métaux β étant voisin de $4 \cdot 10^{-3}$, la variation en température de la résistivité peut être approximée par la relation :

$$\rho = \rho_0 (1 + \beta \theta) = \rho_0 \left(\frac{T}{273} \right) \quad (I.5)$$

ρ_0 est la résistivité à $0^\circ C$ et s'exprime en Ωm . Cette dépendance en température de la résistivité, donc de la conductivité électrique, est due à la variation en température du temps de libre parcours moyen τ . Dans ces conditions, la conductivité thermique est, dans de larges limites, indépendante de la température.

Dans le tableau 1 sont données les valeurs des coefficients σ , β , λ et α pour quelques métaux et alliages usuels.

| Métaux & Alliages | λ w/m K | σ moh/m | Coefficient de T° de la résis- tivité β | α $\mu V/^{\circ}C$ | $\frac{\alpha^2 \sigma T}{\lambda}$ (10 ⁻³) |
|-------------------------------|---------------------------|-------------------|---|-------------------------------|--|
| Aluminium | 202 | $3,75 \cdot 10^7$ | $420 \cdot 10^{-5}$ | - 0,472 | 0,012 |
| Argent | 418 | $6,14 \cdot 10^7$ | $380 \cdot 10^{-5}$ | | |
| Bismuth | 8,3 | | | -73,5 | |
| Cuivre | 389 | $5,8 \cdot 10^7$ | $393 \cdot 10^{-5}$ | 2,76 | 0,325 |
| Fer | 63 | $0,81 \cdot 10^7$ | $520 \cdot 10^{-5}$ | 19,6 | 14,82 |
| Nickel | 58 | $1,28 \cdot 10^7$ | $470 \cdot 10^{-5}$ | -19,07 | 24,08 |
| Or | 297 | $4,13 \cdot 10^7$ | $340 \cdot 10^{-5}$ | | |
| Plomb | 35 | $0,46 \cdot 10^7$ | $420 \cdot 10^{-5}$ | | |
| Platine | 71 | $0,94 \cdot 10^7$ | $380 \cdot 10^{-5}$ | - 3,04 | 0,37 |
| Laiton (70% Cu,30% Zn) | 97(0°C) 103,9(100°C) | $1,3 \cdot 10^7$ | $200 \cdot 10^{-5}$ | | |
| Constantan (60% Cu,40% Ni) | 22,6(18°C) 26,7(100°C) | $0,22 \cdot 10^7$ | $0,8 \cdot 10^{-5}$ | -38,1 | 42,39 |

Tableau 1



I-2- REPRESENTATION PHENOMENOLOGIQUE DU COUPLAGE THERMOELECTRIQUE DANS UN CONDUCTEUR HOMOGENE

Lorsqu'un gradient de température est appliqué sur un échantillon métallique conducteur (fig. I.1), la concentration des électrons de conduction reste constante tandis que la vitesse moyenne d'agitation thermique est plus importante pour les électrons situés près de la source chaude que pour ceux localisés près de la source froide. Il en résulte une diffusion des électrons "chauds" vers les régions froides et des électrons "froids" vers les régions chaudes.

Ce processus de thermodiffusion est dû à un déséquilibre énergétique. Les électrons "chauds" étant plus rapides que les électrons "froids", la densité d'électrons a tendance à augmenter vers les régions froides. Ce phénomène de diffusion thermique génère dans le volume du métal un champ électromoteur E_{th} d'origine thermique et proportionnel au gradient thermique inducteur (figure I.1)

$$E_{th} = -\alpha \nabla T \quad (V/m) \quad (I.6)$$

Le coefficient α est appelé pouvoir thermoélectrique du conducteur ; il s'exprime en $V/^\circ C$.

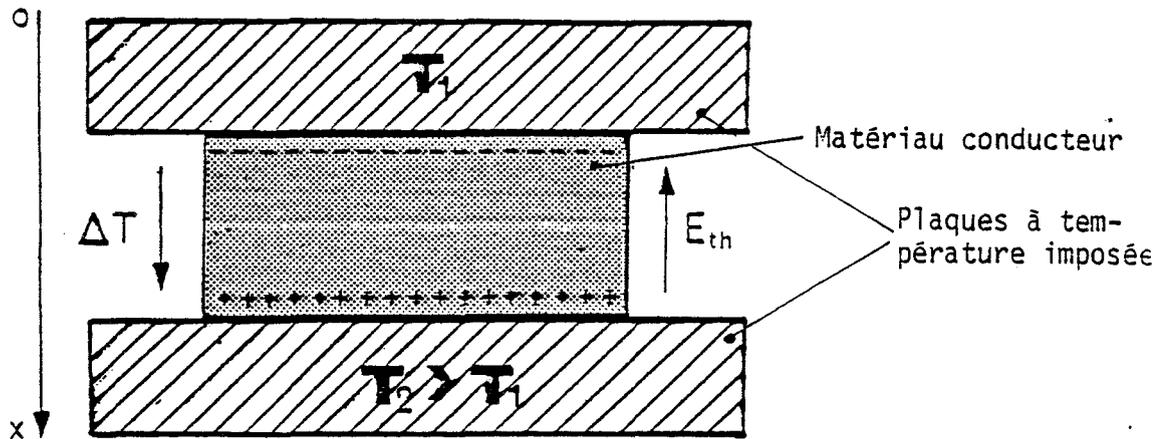


Figure I-1 : Génération du champ thermoélectrique E_{th}

I-2-1- LE POUVOIR THERMOELECTRIQUE DES CONDUCTEURS

Le pouvoir thermoélectrique des conducteurs métalliques peut être représenté par un développement limité à deux termes dans un large domaine de température. Les dispositifs de mesure ne permettent que le calcul du pouvoir d'un conducteur par rapport à un conducteur de référence. En prenant comme référence le plomb et comme température de référence celle de la glace fondante, le pouvoir thermoélectrique d'un conducteur soumis à une différence de température de θ degrés est :

$$\alpha = a + b\theta$$

a en ($\mu\text{V}/^\circ\text{C}$)
b en ($\mu\text{V}/^\circ\text{C}^2$)

Les valeurs des constantes a et b de quelques métaux usuels sont présentées dans le tableau suivant :

| Métaux & Alliages | a ($\mu\text{V}/^\circ\text{C}$) | b ($\mu\text{V}/^\circ\text{C}^2$) | Domaine de validité ($^\circ\text{C}$) |
|-------------------|---------------------------------------|---|--|
| Aluminium | - 0,472 | + 0,003 | - 200 $^\circ\text{C}$ +100 $^\circ\text{C}$ |
| Bismuth | -73,5 | - 0,008 | - 200 $^\circ\text{C}$ +100 $^\circ\text{C}$ |
| Cuivre | + 2,76 | + 0,012 | 0 +300 $^\circ\text{C}$ |
| Nickel | -19,07 | - 0,03 | 0 +140 $^\circ\text{C}$ |
| Constantan | -38,1 | - 0,089 | 0 +300 $^\circ\text{C}$ |
| Platine | - 3,04 | - 0,032 | - 200 $^\circ\text{C}$ +300 $^\circ\text{C}$ |
| Fer | +19,6 | - 0,030 | - 100 $^\circ\text{C}$ +300 $^\circ\text{C}$ |

Tableau 2

I-2-2- GENERALISATION DE LA LOI D'OHM.

Le champ thermoélectrique E_{th} représentatif des phénomènes thermoélectriques se superpose au champ électrique interne à l'échantillon. La loi d'Ohm dans l'échantillon s'exprime localement par la relation :

$$j = \sigma (E - \alpha \nabla T) \tag{I.7}$$

Cette relation phénoménologique est habituellement utilisée pour représenter l'état électrique local d'un conducteur homogène soumis à la fois à un champ électrique \vec{E} et à un gradient thermique $\vec{\nabla T}$.

Cette équation se réduit à $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ pour un circuit homogène isotherme. Elle montre que la conductivité électrique habituellement utilisée pour représenter les propriétés électriques des métaux est une conductivité isotherme.

I-2-3- FLUX D'ENERGIE DANS UN CONDUCTEUR

Le passage d'un courant électrique pouvant être d'origine thermique, inversement le passage d'un courant électrique est couplé à un transfert énergétique. Le transfert d'énergie dans un conducteur homogène traversé par un courant électrique et soumis à un gradient thermique est représenté par la deuxième relation phénoménologique :

$$\phi = \pi j - \lambda \nabla T \quad (\text{W/m}^2) \quad (\text{I.8})$$

π est le coefficient de Peltier et se mesure en volts. Il permet de représenter le transfert d'énergie associé à un transfert de charges. L'énergie des porteurs dans la bande de conduction étant définie à une constante près, il en est de même du coefficient de Peltier qui change de valeur lorsqu'on change l'origine des énergies.

I-2-4- PREMIERE RELATION DE KELVIN

Les coefficients π et α sont liés par la première relation de Kelvin

$$\alpha T = \frac{E_F}{e} + \pi \quad (\text{I.9})$$

E_F est l'énergie du niveau de Fermi mesurée par rapport à une origine quelconque. Lorsque l'origine des énergies est choisie au niveau de Fermi lui-même, la première relation de Kelvin s'écrit alors :

$$\pi = \alpha T$$

Il en résulte une nouvelle expression de la relation (I.8) dans laquelle on remplace π par αT .

$$\phi = \alpha T j - \lambda \nabla T \quad (\text{I.10})$$

Ce choix d'origine des énergies est intéressant pour traiter le problème des chaînes thermoélectriques puisque les niveaux de Fermi sont alignés à l'équilibre thermodynamique. Il n'est pas indiqué de faire un tel choix dans un système ne comportant qu'un seul conducteur car dans un cristal contenant des gradients

de concentration ou de température, c'est l'énergie de Fermi qui varie en tout point du matériau. On a une origine variable, mais le bas de la bande de conduction est le même dans tout le conducteur.

Au contraire du coefficient de Peltier, le pouvoir thermoélectrique α est défini de façon intrinsèque et indépendamment de l'origine des énergies.

Dans un conducteur en circuit ouvert, les relations précédentes deviennent :

$$\phi = - \lambda \nabla T \quad (I.11)$$

$$E = \alpha \nabla T \quad (I.12)$$

La connaissance du champ de température définit à la fois l'état thermique et l'état électrique du conducteur.

I-2-5- CONDUCTIVITE ELECTRIQUE A FLUX NUL

Le choix de ∇T comme variable indépendante est justifié dans l'étude des transferts d'électricité dans les conducteurs homogènes par le fait que les effets thermoélectriques s'y annulent et que les effets observables peuvent être interprétés à partir de la loi d'Ohm $j = \sigma E$.

D'un point de vue théorique, il est possible d'introduire une "conductivité électrique à flux nul" en exprimant j en fonction de ϕ . Pour cela, il suffit de tirer le gradient thermique ∇T de l'équation (1.10).

$$\nabla T = - \frac{\phi}{\lambda} + \frac{\alpha T}{\lambda} j$$

et de le reporter dans l'équation (I.7), on a ainsi :

$$j \left(1 + \frac{\alpha^2 \sigma T}{\lambda} \right) = \sigma \left(E + \frac{\alpha}{\lambda} \phi \right) \quad (I.13)$$

Cette équation introduit une conductivité électrique à flux nul :

$$\sigma' = \frac{\sigma}{\left(1 + \frac{\alpha^2 \sigma T}{\lambda} \right)} \quad (I.14)$$

Cette dernière est inférieure à la conductivité isotherme qui est seule accessible à la mesure.

La conductivité électrique isotherme est donc un coefficient phénoménologique représentatif du transfert couplé d'électricité et d'énergie sous l'action d'un champ électrique. L'importance des phénomènes thermiques peut être représentée par l'écart relatif entre conductivité isotherme et conductivité à flux nul :

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = 1 - \frac{1}{1 + \frac{\alpha^2 \sigma T}{\lambda}} \neq \frac{\alpha^2 \sigma T}{\lambda} \quad (I.15)$$

La variation de ce coefficient représentatif du couplage thermoélectrique est généralement faible dans les métaux. Le coefficient $\frac{\alpha^2 \sigma T}{\lambda}$ a été introduit pour la première fois par Ioffe^[2] pour caractériser le couplage thermoélectrique (Tableau I)

I-2-6-CONDUCTIVITE THERMIQUE A POTENTIEL CONSTANT

Le choix de la variable électrique indépendante j dans l'équation (1.6) est justifié, lui, par le fait que la conductivité thermique des métaux est habituellement mesurée en circuit ouvert. On peut donc comme précédemment, d'un point de vue théorique, introduire une "conductivité thermique mesurable sous tension électrique constante"

L'expression de cette conductivité thermique peut être déduite en reportant l'équation (I.7) dans (I.10), ce qui nous donne :

$$\phi = \alpha \sigma T E - (\lambda + \alpha^2 \sigma T) \nabla T \quad (I.16)$$

et la conductivité thermique à potentiel électrique constant s'écrit :

$$\lambda' = \lambda \left(1 + \frac{\alpha^2 \sigma T}{\lambda} \right) \quad (I.17)$$

La conductivité thermique est augmentée par le couplage thermoélectrique. Le flux d'énergie circulant dans le circuit conducteur n'est plus représenté par la seule composante purement thermique ($-\lambda \nabla T$). Il faut tenir compte de la composante énergétique du courant électrique ($\alpha^2 \sigma T \nabla T$) qui s'ajoute au flux thermique, d'où une augmentation du coefficient de conductivité thermique à potentiel électrique constant.

L'augmentation relative de la conductivité thermique par le couplage thermo-électrique est définie par :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \neq \frac{\alpha^2 \sigma T}{\lambda} \quad (I.18)$$

Elle a la même valeur que la variation correspondante de la conductivité électrique également provoquée par couplage thermoélectrique.

En conclusion, le couplage thermoélectrique provoque la circulation de flux thermique et électrique sous l'action de gradient de température et de champ électrique. Il en résulte des transferts d'électricité et de chaleur représentés par des conductivités thermiques et électriques modifiées.

1-3- PROPRIETES DES CHAINES THERMOELECTRIQUES [3][4][5]

Une chaîne thermoélectrique est un ensemble de conducteurs différents connectés en série, les contacts étant supposés à températures uniformes (figure 1.2).

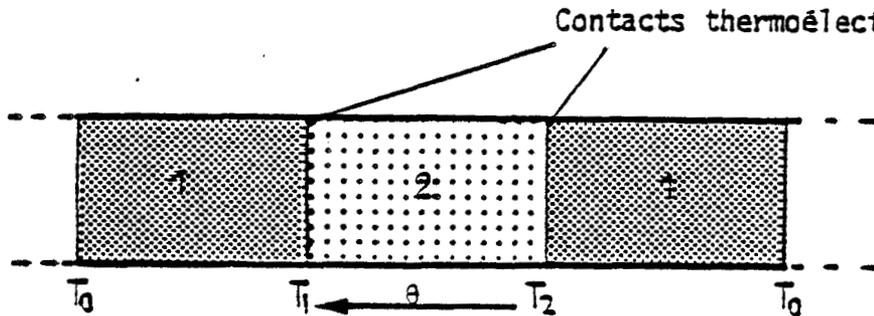


Figure 1.2 : Chaîne thermoélectrique en série

1-3-1- TENSION INDUITE DANS UNE CHAINE THERMOELECTRIQUE

La théorie des effets thermoélectriques dans un tel système date de 1852. La tension électrique apparaissant aux bornes de la chaîne en circuit ouvert ($j = 0$) peut être calculée puisque le champ électrique dans chacun des conducteurs dérive du gradient thermique $E = \alpha \nabla T$.

Avec $\alpha = a + b\theta$, l'intégration de cette relation sur la chaîne thermoélectrique représentée figure 1.3 conduit à une tension mesurée aux bornes de la chaîne thermoélectrique :

$$V = a \theta + \frac{b\theta^2}{2} \quad (I.19)$$

Dans le cas particulier du couple cuivre-constantan (figure 1.3)

$$a = a_{cu} - a_{cn} = 2,76 - (-38,1) = 40,10 \mu V/^{\circ}C$$

$$b = b_{cu} - b_{cn} = 0,012 - 0,089 = 0,1 \mu V/^{\circ}C^2$$

Pour une différence de température de $1^{\circ}C$ imposée entre les contacts thermoélectriques, il apparaît une tension de $40 \mu V$ entre les connexions de sortie, la polarité positive apparaissant sur la connexion de sortie portée à la température la plus élevée.

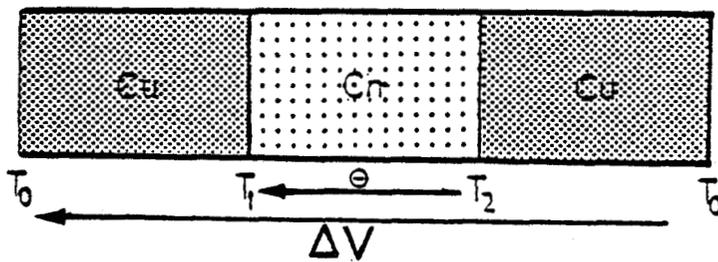


Figure I.3 : Signe de la tension détectée aux bornes d'un thermocouple cuivre-constantan

I-3-2- PASSAGE DU COURANT DANS UNE CHAÎNE THERMOELECTRIQUE

Lorsque l'on fait circuler un courant dans une chaîne thermoélectrique supposée maintenue à température homogène, le flux d'énergie a une valeur différente dans chacun des conducteurs

$$\Phi_1 = \alpha_1 T I = \Pi_1 I \quad (I.20)$$

$$\Phi_2 = \alpha_2 T I = \Pi_2 I \quad (I.21)$$

Au niveau du contact entre les conducteurs, il y a discontinuité du flux énergétique. Il en résulte un échange réversible de chaleur

$$\frac{dq}{dt} = \Phi_1 - \Phi_2 = (\Pi_1 - \Pi_2) I = (\alpha_1 - \alpha_2) T I = \Pi_{12} I \quad (I.22)$$

pour une chaîne maintenue à la température uniforme T.

Le coefficient de Peltier $\Pi_{12} = (\alpha_1 - \alpha_2)T$ s'exprime en volts. Il est généralement de l'ordre du millivolt. Dans le cas particulier d'une chaîne cuivre-constantan à la température ambiante : $\Pi_{12} = 12 \text{ mV}$, (figure I.5).

L'échange réversible de chaleur par effet Peltier est du à la discontinuité de la composante thermoélectrique du flux d'énergie lorsque le courant passe d'un conducteur dans un autre conducteur de nature différente. En fait, il y a également variation spatiale du flux de chaleur due aux variations avec la température du pouvoir thermoélectrique et échanges de chaleur distribués sur la longueur des thermoéléments.

Le calcul des échanges de chaleur dans un conducteur homogène parcouru par un courant continu est détaillé dans l'annexe 1.

On montre que l'existence d'une différence de température ΔT dans un conducteur parcouru par un courant (figure I.4) provoque un échange thermique par effet Thomson localement représenté par :

$$\frac{dq'}{dt} = k I \Delta T \quad (\text{en Watt}) \quad (1.23)$$

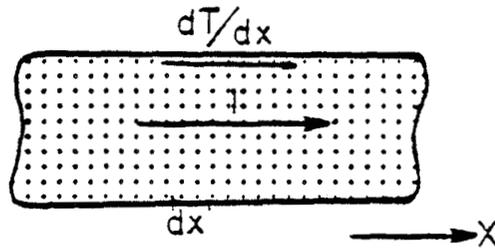


Figure I.4 : Effet Thomson

avec $k = T \frac{d\alpha}{dT}$ (V/°C) coefficient de Thomson (I.24)

La valeur du coefficient de Thomson, proportionnel à $\frac{d\alpha}{dT}$, est faible dans les conducteurs métalliques, compte tenu de la faible dépendance du pouvoir thermoélectrique avec la température.

I-3-3- DISTRIBUTION DE TEMPERATURE INDUITE PAR LE PASSAGE D'UN COURANT DANS UNE CHAÎNE THERMOELECTRIQUE [7][8][9][10][11]

Le coefficient de Peltier d'une chaîne thermoélectrique métallique étant faible ($\Pi_{Cu,Co} = 12$ mV à la température ambiante), il en résulte de faibles écarts par rapport au comportement électrique habituel. La mise en évidence des échanges par effet Peltier est difficile d'un point de vue expérimental. On utilise généralement une méthode indirecte qui consiste à mesurer la différence de température induite par le passage du courant dans le circuit thermoélectrique. Le montage est représenté figure 1.5.

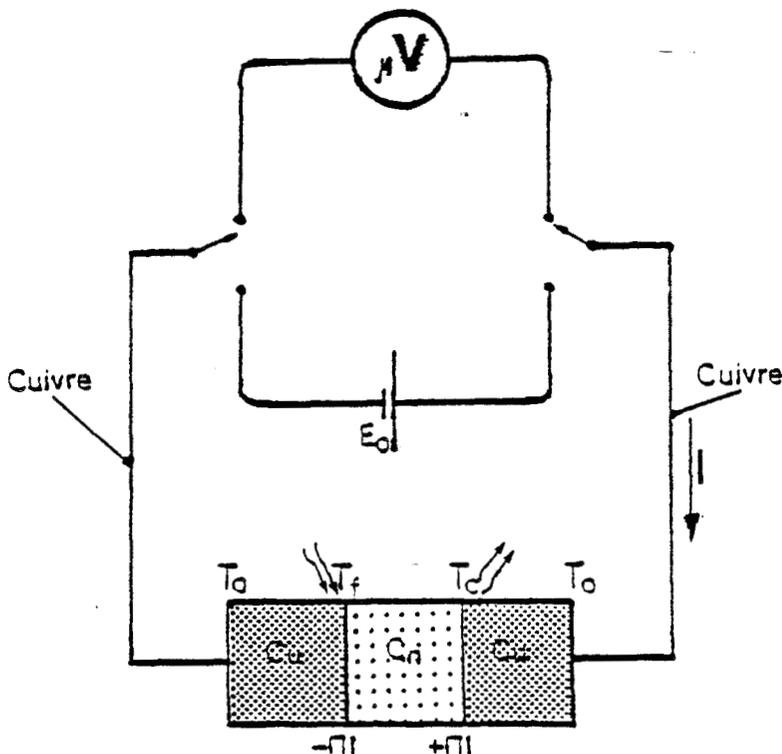


Figure I.5 : Mesure de la différence de température induite par le passage d'un courant dans un circuit thermoélectrique

Soient T_C et T_F les températures des contacts de la chaîne thermoélectrique lorsqu'elle est parcourue par un courant continu I . La tension appliquée E_0 est liée au courant par la relation :

$$E_0 = RI + \alpha(T_C - T_F) \quad (V) \quad (I.25)$$

$\alpha(T_C - T_F)$ étant la contre-batterie générée par effet thermoélectrique.

Quand on supprime brusquement le courant à l'instant t_0 , les températures T_C et T_F ne subissent pas de variation. Il en résulte l'apparition en circuit ouvert de la tension :

$$V_{|t=t_0} = \alpha(T_C - T_F) \quad (V) \quad (I.26)$$

t_0 étant l'instant t auquel l'on supprime le courant I .

Les températures T_C et T_F apparaissant dans le plan des contacts du circuit thermoélectrique dépendent des échanges thermiques avec le monde extérieur.

Pour un système supposé "isolé thermiquement" sur sa surface latérale et dont les extrémités des connexions sont à la température T_0 :

$$T_C - T_F = \frac{\Pi I}{K} \quad (K) \quad (I.27)$$

K étant la conductance thermique entre les contacts thermoélectriques aux températures T_C et T_F mesurée en (W/K)

Cette relation néglige l'échauffement uniforme par effet Joule.

Il est admis de supposer que la moitié de l'énergie dissipée par effet Joule dans la chaîne thermoélectrique réchauffe le contact thermoélectrique refroidi par effet Peltier. Il en résulte une diminution de la différence de température définie, en première approximation, par la relation :

$$T_C - T_F = \frac{\Pi I - \frac{R I^2}{2}}{K} \quad (I.28)$$

L'effet Joule diminue les variations de température induite dans le circuit thermoélectrique. Il en résulte une valeur maximale de $T_C - T_F$ pour un courant :

$$I_m = \frac{\Pi}{R} = \frac{\alpha T_F}{R} \quad (I.29)$$

R étant la résistance électrique du circuit.

$$(T_C - T_F)_m = \frac{\alpha^2 T_F^2}{2R K} = \frac{\sigma \alpha^2 T_F^2}{2 \lambda} = \frac{z T_F^2}{2} \quad (I.30)$$

Lorsque les dimensions géométriques des conducteurs sont telles que les conductances thermique et électrique ont mêmes valeurs, la valeur du coefficient de mérite z ne dépend que des conducteurs constituant la chaîne thermoélectrique. Pour le couple cuivre-constantan, $z = 0,25 \cdot 10^{-3}$ et $T_C - T_F = 1,2^\circ$ au voisinage de la température ambiante.

Il en résulte une augmentation de la conductance thermique proportionnelle au facteur de mérite. Celui-ci caractérise le couplage thermoélectrique dans une chaîne de conducteurs connectés en série.

Ces résultats montrent que les effets purement thermoélectriques n'apparaissent que pour les faibles valeurs du courant traversant le circuit thermoélectrique $I < I_m$.

Il revient au même de dire que les effets thermoélectriques ne sont plus négligeables lorsque la chute de tension dans la chaîne thermoélectrique est inférieure à $\Pi = 2 \alpha T$.

La différence de température qui apparaît dans le circuit thermoélectrique est de l'ordre du degré et peut être mesurée avec les appareils actuellement disponibles pour mesurer les températures de surface.

I-3-4- FLUX DE CHALEUR DANS UNE CHAÎNE THERMOELECTRIQUE EN COURT-CIRCUIT

Le coefficient de mérite z caractérise également le couplage thermoélectrique inverse.

Lorsque le circuit thermoélectrique, en court-circuit du point de vue électrique, est soumis à une différence de température ΔT appliquée entre les contacts thermoélectriques, il apparaît dans la chaîne thermoélectrique un courant $I = \frac{\alpha \Delta T}{R}$

Le flux d'énergie dans la chaîne thermoélectrique

$$\Phi = \alpha T I - K \nabla T = \frac{\alpha^2 T \Delta T}{R} + K \Delta T = K \left[1 + \frac{\alpha^2 T}{R K} \right] \Delta T \quad (I.31)$$

$$\Phi = K [1+zT] \Delta T \quad (I.32)$$

Le facteur de mérite z représente l'amplitude du flux d'énergie thermoélectrique circulant dans le circuit lorsque l'on impose une différence de température entre les jonctions. De ce couplage thermoélectrique résulte l'augmentation de la conductivité thermique.

I-4-INTERPRETATION PHYSIQUE [3][4][5]

Suivant l'approximation dite des électrons libres, dans un conducteur métallique non chargé, les électrons en interaction mutuelle et avec les ions du réseau du métal, soumis à l'agitation thermique, se répartissent du point de vue énergétique entre le bas de la bande de conduction correspondant au niveau d'énergie potentielle U_0 et le niveau d'énergie de Fermi U_F rapportés tous les deux à la même origine 0.

L'énergie cinétique de Fermi E_F donnée par la relation :

$$E_F = U_F - (-U_0) = U_F + U_0 \quad (I.33)$$

mesure l'épaisseur de la bande d'énergie dans laquelle se distribuent les électrons.

Le calcul de l'énergie globale de la population électronique permet l'attribution à chacun d'entre eux d'une énergie moyenne $\bar{\epsilon} = -e\phi$ rapportée à la même origine et dont le niveau se situe au-dessus du niveau $-U_0$ (figure I.6). ϕ est appelé "potentiel de Galvani", elle joue le rôle de potentiel électrique interne au métal. Il en résulte que le potentiel effectif agissant sur l'électron est la somme du potentiel extérieur appliqué et du potentiel de Galvani.

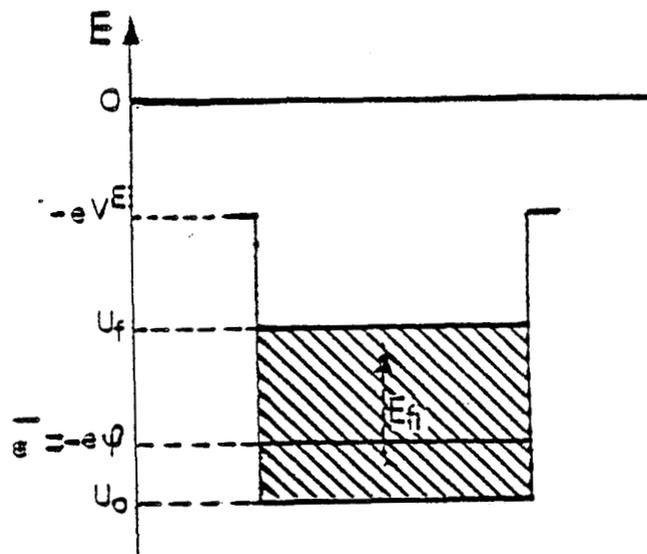


Figure I.6 : Niveaux d'énergie dans un conducteur

Il existe de même au voisinage de la limite d'un métal un potentiel électrique externe V^E . Ce potentiel différent du potentiel nul de l'infini est appelé "potentiel de Volta".

I-4-1- DIFFERENCE DE POTENTIEL DE VOLTA ENTRE SURFACES EXTERNES

Lorsque deux conducteurs métalliques neutres sont mis en contact électrique le long d'une frontière commune, il y a transfert électronique à travers la frontière de façon à égaliser les niveaux de Fermi.

Les tensions de Volta de part et d'autre du contact électrique (figure 1.7) n'ayant aucune raison d'être égales, il apparaît une différence de potentiel entre les surfaces métalliques externes des conducteurs.

La d.d.p. Volta, d'origine électrostatique, est produite par des charges superficielles localisées sur la surface externe des conducteurs.

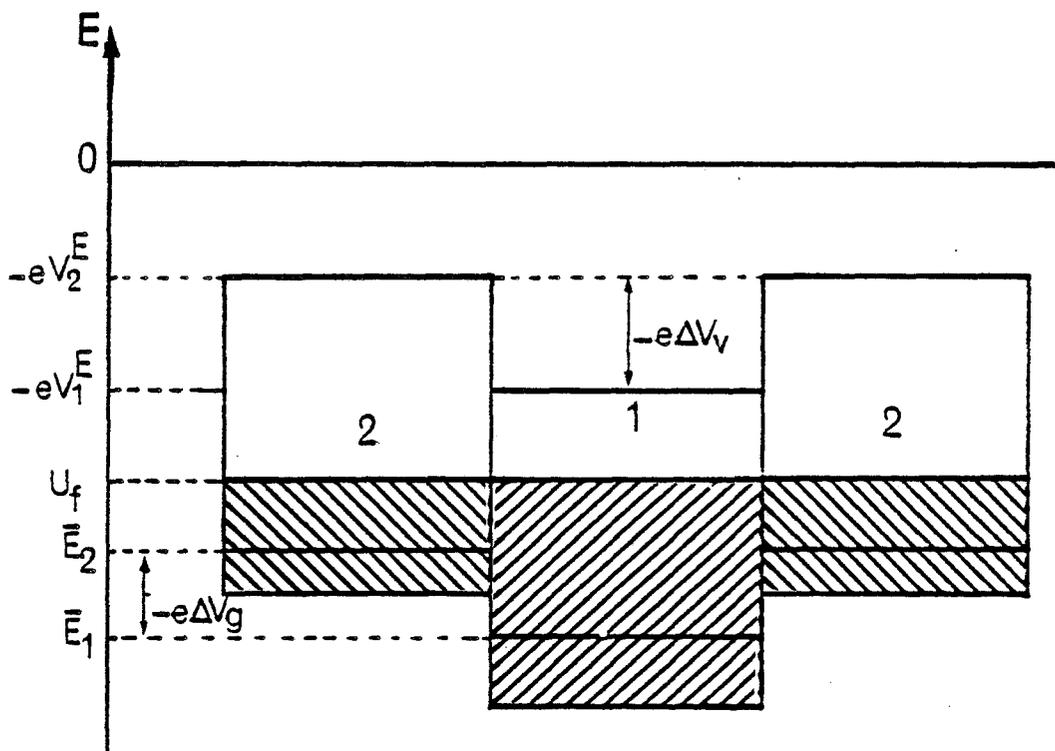


Figure I.7 : niveaux d'énergie d'une chaîne bimétallique

I-4-2- DIFFERENCE DE POTENTIEL DE GALVANI

L'énergie cinétique des électrons du niveau de Fermi est généralement très différente de part et d'autre du contact électrique (figure I.9).

Le potentiel interne de Galvani varie de façon abrupte au niveau de la surface séparant les conducteurs. Il en résulte une différence de potentiel interne ΔV_g de Galvani entre deux points internes situés de part et d'autre du contact électrique (Figures I.7 et I.8). La différence de potentiel de Galvani dépend de la température

et est à l'origine des tensions apparaissant au niveau des contacts entre métaux dans les chaînes thermoélectriques.

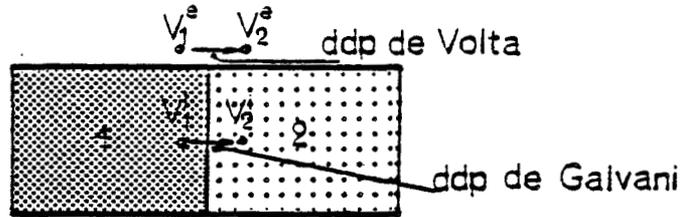


Figure I.8 : Localisation des ddp de Volta et de Galvani

I-4-3- PASSAGE D'UN COURANT DANS UN CONTACT THERMOELECTRIQUE

La discontinuité de l'énergie cinétique de part et d'autre d'un contact entre métaux de nature différente provoque une réflexion des ondes associées aux électrons. Un contact thermoélectrique introduit une résistance électrique de contact non nulle. Le contact est ohmique puisque les électrons peuvent se déplacer dans les deux sens. Le passage d'un électron à travers un contact thermoélectrique nécessite également un échange d'énergie avec le monde extérieur. Les électrons doivent "adapter" leur énergie lorsqu'ils passent d'un métal à l'autre.

DEUXIÈME PARTIE

MISE EN ÉVIDENCE DES ÉCHANGES PAR EFFET PELTIER DANS LES THERMOCOUPLES DE SURFACE

II-1- INTRODUCTION

Les thermocouples de surface réalisés par dépôt électrolytique d'une couche métallique sur une feuille conductrice de nature différente ont été réalisés dès le début du XX^e siècle^{[12][13]}.

L'objectif était de surmonter le problème technologique de la soudure des contacts thermoélectriques qui limitait le développement industriel des thermopiles. Depuis la mise au point des thermocouples de surface, les développements ont été principalement technologiques surtout au cours de ces dernières années avec l'utilisation des méthodes modernes de fabrication de circuits imprimés pour réaliser des convertisseurs thermoélectriques^{[14][15]}.

Notre étude bibliographique n'ayant fourni aucun résultat théorique, nous avons cherché à transposer aux thermocouples de surface les méthodes utilisées pour caractériser les propriétés des chaînes thermoélectriques en mesurant les variations de température générées par effet Peltier dans les thermocouples de surface. Nous utilisons d'abord une approche expérimentale. Le circuit thermoélectrique est parcouru par un courant continu et les différences de température induites sur la surface du circuit thermoélectrique sont détectées, soit par observation directe, soit par l'effet thermoélectrique inverse.

Compte tenu des résultats de la partie précédente, nous pouvons nous attendre à des échanges thermiques par effet Peltier lorsque le courant passe d'un conducteur dans un dépôt électrolytique de nature différente et à un échange de signe contraire lorsque le courant revient dans le conducteur initial. Dans cette partie, nous développons une méthode expérimentale permettant de mesurer les différences de température induites par effet Peltier sur la surface des circuits thermoélectriques. Nous décrivons l'ensemble des observations expérimentales de l'effet Peltier qui seront utilisées pour justifier les développements théoriques du prochain chapitre.

II-2- DESCRIPTION DES CIRCUITS THERMOELECTRIQUES

Les circuits thermoélectriques ont été réalisés à partir de feuilles de constantan collées sur un support kapton ou verre époxy disponibles dans le commerce. Le constantan étant attaqué par le perchlorure de fer, les laminés souples peuvent être traités suivant les techniques classiques de gravure largement utilisées dans la technologie des circuits imprimés.

La figure II.1a représente un circuit filiforme gravé par attaque chimique du constantan sur son support en kapton. Ce circuit filiforme de base a 7,2 m de longueur. Il est replié sur un carré de 13 cm de côté. Par cette technique, nous avons déposé des couches de cuivre de 2,5 mm de longueur et de quelques microns d'épais-

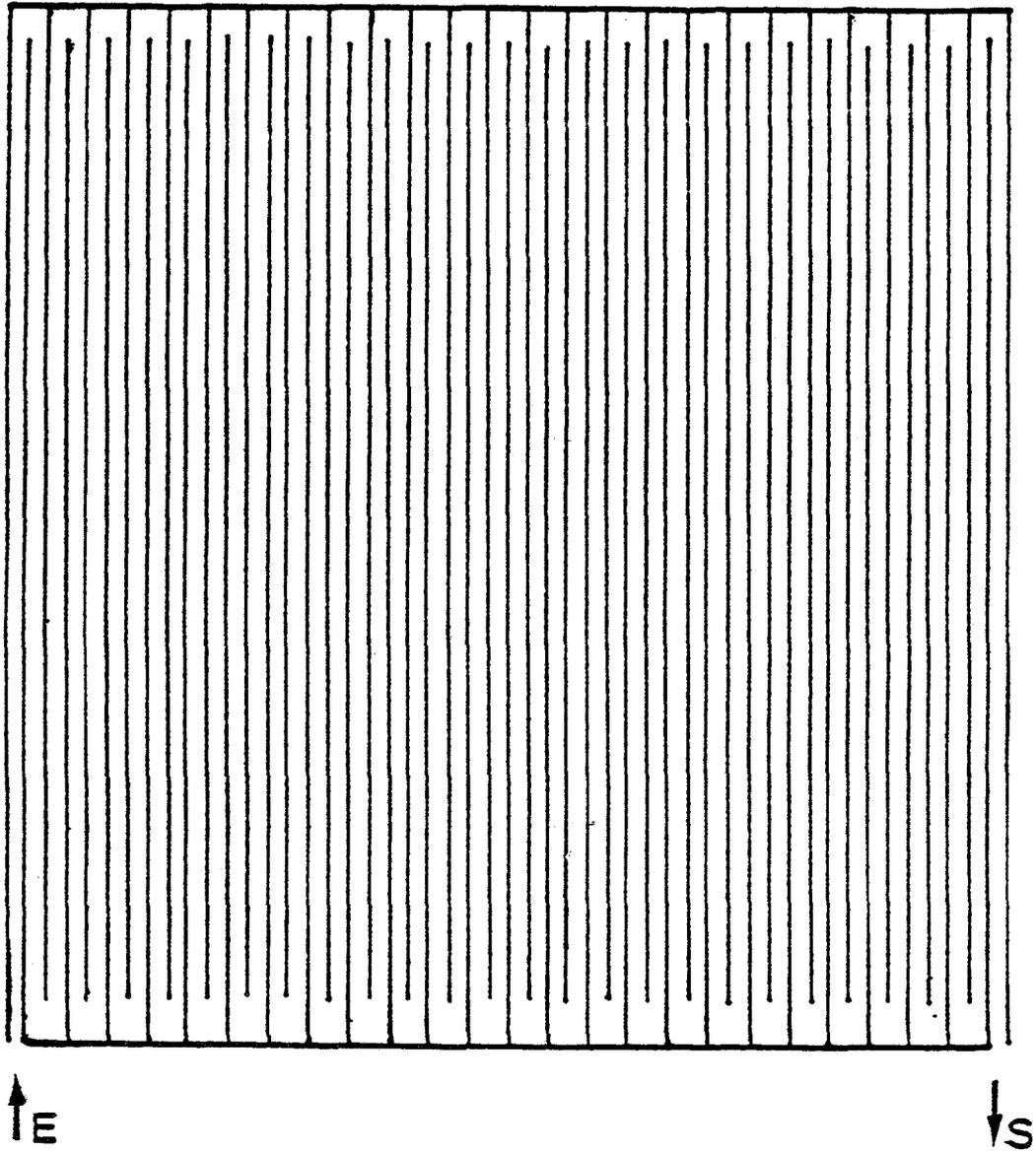


Figure II.1a : Circuit thermoélectrique de base

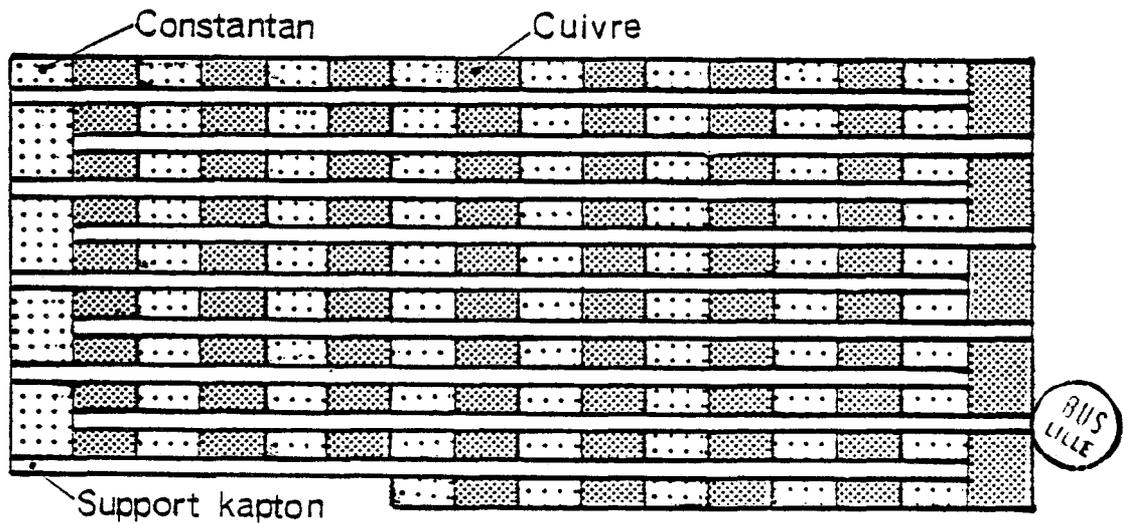


Figure II.1b : Circuit thermoélectrique avec dépôts électrolytiques de cuivre

seur régulièrement espacées et séparées par des zones non cuivrées de même longueur (2,5 mm). A ces endroits à protéger du cuivrage on utilise une résine photosensible. Les dépôts de cuivre sont revêtus d'une résine thermodurcissable qui les protège de l'oxydation. Le circuit ainsi réalisé compte 1250 thermoéléments connectés en série (figure II.1b). Une portion du circuit thermoélectrique vue de profil est représentée figure II.2.

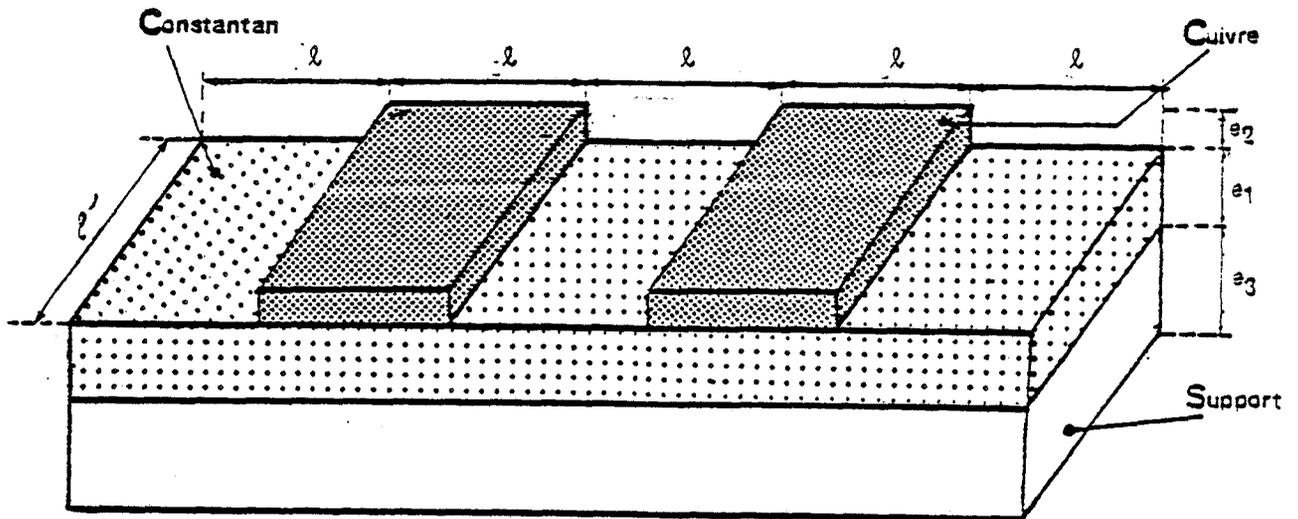


Figure II.2 : Représentation du circuit thermoélectrique de profil

II-3- CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES DU CIRCUIT

Le circuit résistif de base de la figure II.1a a une largeur et une épaisseur uniformes. Sa résistance électrique peut être calculée à partir de la relation bien connue :

$$R = \frac{\rho_1 L_1'}{e_1 \lambda_1} = \frac{1}{\sigma_1 e_1} \frac{L_1'}{\lambda_1} \quad (II-1)$$

e_1 = épaisseur du circuit (m)

λ_1 = largeur (m)

L_1 = Longueur (m)

$\rho_1 = \frac{1}{\sigma_1}$ = résistivité électrique ($\Omega.m$)

R peut s'exprimer comme le produit d'un facteur de forme $\frac{L_1'}{\lambda_1} = n$ par un coefficient spécifique $\frac{1}{\sigma_1 e_1}$ caractéristique du laminé. De même, la conductance électrique est définie par $G = \frac{\sigma_1 e_1}{n}$.

La loi d'Ohm peut s'exprimer localement en fonction des caractéristiques introduites précédemment. Si l'on considère le courant par unité de largeur $I = \frac{I'}{\ell}$, I' étant le courant circulant dans le circuit, on a :

$$I = \sigma_1 e_1 \frac{V}{L_1} = \sigma_1 e_1 E \quad (\text{A/m}) \quad (\text{II-2})$$

La puissance électrique dissipée par unité de surface peut s'écrire :

$$\frac{P}{L_1 \ell_1} = \frac{V I'}{L_1 \ell_1} = \frac{V I}{L_1 \ell_1^2} = \sigma_1 e_1 E^2 \quad (\text{W/m}^2) \quad (\text{II-3})$$

II-4- COMPOSITION PHYSIQUE

Le constantan utilisé pour réaliser nos circuits est un alliage de cuivre et de nickel. La proportion de nickel varie entre 35 et 50 %. Le constantan a d'abord été utilisé dans l'industrie électrique pour réaliser des résistances électriques à faible coefficient de température. Pour cette application, il est souhaitable d'avoir une composition avec 43 % de nickel. Il est également utilisé pour des applications thermoélectriques à cause de son fort pouvoir thermoélectrique ($38 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$).

La composition optimale pour cette application est de 40 % de nickel. En fait, celle disponible dans le commerce, contient 43 % de nickel et c'est celle qui est utilisée pour réaliser nos circuits.

Pour un laminé de 25 μm d'épaisseur, la résistance de surface $\frac{1}{\sigma_1 e_1}$ est égale à 20 $\text{m}\Omega$. Il en résulte pour un circuit de 7,25 m de longueur et 1,8 mm de largeur, une résistance électrique voisine de 80 Ω .

II-5- CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES DES THERMOCOUPLES DE SURFACE

Si on néglige les effets thermoélectriques, le comportement électrique du circuit constantan recouvert d'un dépôt électrolytique de cuivre peut être modélisé en représentant chacune des régions cuivrées par deux résistances connectées en parallèle.

Le cuivre électrolytique est habituellement considéré comme un matériau dont les propriétés physiques sont voisines de celles du cuivre homogène. Pour un dépôt de un micron d'épaisseur, on a $\frac{1}{\sigma_2 e_2} = 1,6 \cdot 10^{-2} \Omega$. Il en résulte pour chaque dépôt de 2,5 mm de longueur et de 1,8 mm de largeur un schéma équivalent à deux résistances en parallèle : $R_{\text{Cu}} = 22,5 \text{ m}\Omega$ et $R_{\text{Cn}} = 28 \text{ m}\Omega$

Le circuit localement recouvert de dépôts électrolytiques de cuivre peut donc être représenté par le schéma de la figure II-3. En fait, l'épaisseur des dépôts électrolytiques est généralement comprise entre 5 et 10 μm et la résistance électrique équivalente à chaque thermocouple est pratiquement celle des dépôts électrolytiques de cuivre. La résistance électrique du circuit est voisine de 40 Ω et l'on peut considérer que la totalité du courant électrique injecté dans le circuit passe alternativement du constantan dans les dépôts de cuivre et inversement.

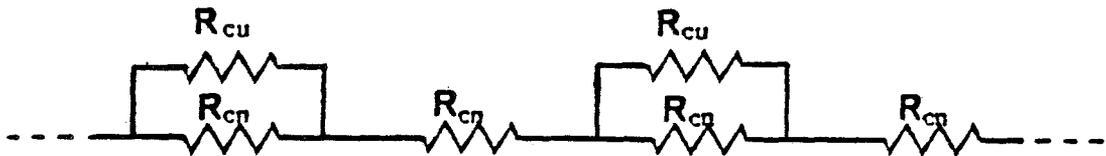


Figure II.3 : Schéma électrique équivalent au circuit thermoélectrique

II-6- MISE EN EVIDENCE DES ECHANGES PAR EFFET PELTIER

Le montage expérimental est essentiellement constitué par une alimentation générant un courant continu I dans le circuit thermoélectrique. Le courant électrique circulant dans le circuit est à l'origine de plusieurs effets : ce sont les effets Peltier, les effets Joule et les échanges par conduction thermique entre les régions du circuit qui ne sont pas au même niveau de température.

Au moment où l'on établit le courant dans le circuit supposé isotherme au départ, il se produit des échanges réversibles sur les frontières des thermoéléments. Les variations spatiales de température ainsi produites sur la surface du circuit génèrent des transferts de chaleur entre la surface et le milieu extérieur. Ces transferts sont orientés du circuit vers l'extérieur aux endroits où il y a échauffement et dans le sens inverse aux endroits où il y a refroidissement (figure II.4). Il en résulte une distribution de température le long du circuit thermoélectrique.

Dans cette partie expérimentale (concernant la mise en évidence des échanges par effet Peltier) nous décrivons les effets électriques provoqués par les variations spatiales de température du circuit. Ces variations spatiales de température génèrent par effet thermoélectrique une f.c.e.m d'origine thermique qui peut être mesurée en connectant un microvoltmètre aux bornes du circuit thermoélectrique à l'instant où l'on coupe le courant I . Le circuit thermoélectrique est alors successivement utilisé comme générateur, puis comme détecteur de gradients thermiques.

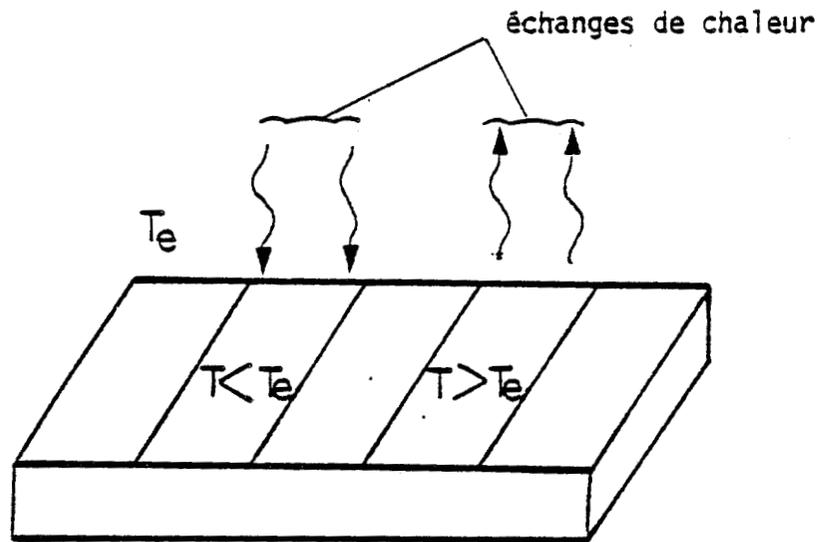


Figure II.4 : Transferts de chaleur entre le circuit et l'extérieur

Il est également possible d'utiliser deux circuits thermoélectriques identiques placés côte à côte pour mesurer le couplage thermoélectrique entre eux. L'un, parcouru par un courant, génère des variations spatiales de température sur sa surface. Ces variations sont détectées par le deuxième circuit thermoélectrique relié à un microvoltmètre.

Les résultats ont été confirmés expérimentalement par visualisation et mesure directe à l'aide d'une caméra infrarouge des variations spatiales de température induites par le passage du courant dans le circuit thermoélectrique.

II-7- CARACTERISTIQUES THERMIQUES DES CIRCUITS THERMOELECTRIQUES

Les transferts de chaleur par conduction dans les thermocouples de surface sont représentés par la loi de Fourier qui est formellement analogue à la loi d'Ohm. Comme pour les propriétés électriques, nous sommes donc amenés à introduire une résistance thermique de surface définie pour une longueur unité par la relation $1/\lambda_1 e_1$, λ_1 et e_1 étant respectivement la conductivité thermique et l'épaisseur de la feuille de constantan. Connaissant la conductivité de surface, le flux thermique par unité de largeur ϕ est lié à la valeur locale du gradient thermique par la relation :

$$\phi_1 = -e_1 \lambda_1 \nabla T = -e_1 \lambda_1 \frac{\partial T}{\partial x} \quad (\text{II.4})$$

ϕ : flux thermique par unité de longueur (W/m)

x : direction orientée dans le sens de la longueur du circuit thermoélectrique supposé monodimensionnel.

La relation précédente est suffisante pour décrire les échanges thermiques sur la surface du circuit supposé isolé du monde extérieur. En fait, il y a toujours des échanges avec le milieu extérieur puisque la température locale $T(x)$ s'écarte de la température extérieure supposée uniforme T_e (figure II-5). Il en résulte des échanges thermiques habituellement représentés par la loi :

$$\phi(x) = h' [T(x) - T_e] \quad (II.5)$$

$\phi(x)$ en (W/m^2) : densité de flux thermique

h' en $(W/m^2 K)$: coefficient d'échanges superficiels

$$h' = h_1 + h_2$$

Les échanges superficiels sont provoqués par deux mécanismes différents mais dont les effets se superposent : le rayonnement thermique et la convection.

Le coefficient h est un coefficient phénoménologique représentatif de la somme de ces deux phénomènes. Cette modélisation des échanges thermiques avec l'extérieur s'applique lorsque la conductance interne est grande vis-à-vis de la conductance superficielle.

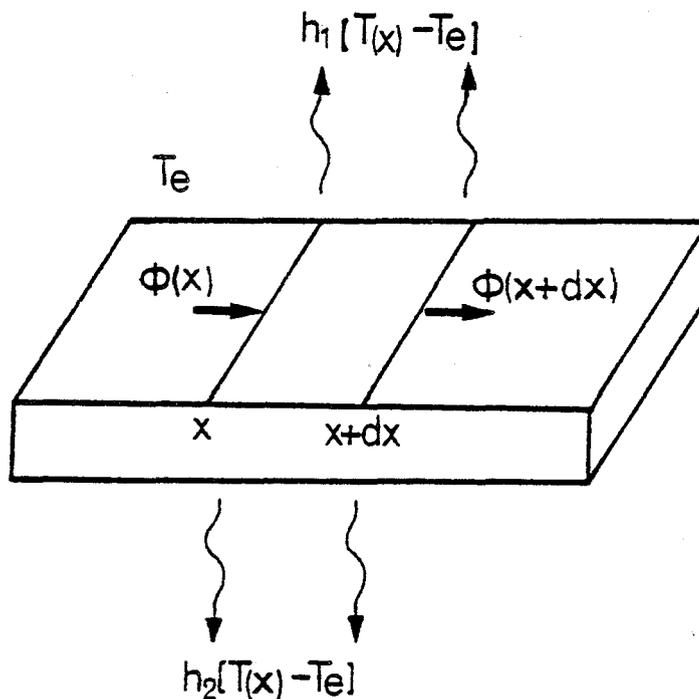


Figure II,5 : Localisation des échanges de chaleur

II-8- EGALISATION DE LA TEMPERATURE D'UN CIRCUIT SOUMIS A UN ECHAUFFEMENT LOCALISE

Considérons le circuit électrique de la figure II-1b dont la surface est soumise à une distribution superficielle de température due aux échanges avec l'extérieur.

Pour un circuit de largeur ℓ' , le flux échangé avec le monde extérieur entre X et $X + dx$ est :

$$\phi = \ell' dx \cdot h' [T(x) - T_e] \quad (\text{II-6})$$

Lorsque le champ de température peut être considéré comme monodimensionnel, l'équation représentative du champ de température est solution de l'équation différentielle :

$$\lambda_e \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = h' [T(x) - T_e] \quad (\text{II-7})$$

Cette équation est généralement utilisée lorsque la déperdition latérale est faible par rapport au flux s'écoulant suivant la direction principale OX . En fait, il revient au même de dire que la chute de température dans le circuit thermoélectrique suivant une direction transversale par rapport à OX est faible vis-à-vis de la chute de température dans le milieu environnant le circuit.

Cette condition est réalisée dans les systèmes de conductivité thermique élevée. Elle est également réalisée dans la configuration expérimentale de la figure II.6, dans laquelle le circuit thermoélectrique est placé entre deux feuilles de caoutchouc, l'ensemble étant mis entre deux échangeurs thermiques maintenus à la même température par circulation d'un fluide. La déperdition latérale par unité de surface $h = \lambda/e$ est de l'ordre de $300 \text{ W/m}^2\text{K}$ lorsque le circuit est placé entre deux feuilles de caoutchouc de 1 mm d'épaisseur, $36 \text{ W/m}^2\text{K}$ pour des feuilles de polystyrène et $10 \text{ W/m}^2\text{K}$ lorsque le circuit est dans l'air au repos. La conductance thermique transversale par unité de surface du circuit thermoélectrique étant de l'ordre de $10^6 \text{ W/m}^2\text{K}$, la variation de température suivant la dimension transversable du circuit peut être négligée vis-à-vis de la variation à l'extérieur du circuit et le champ de température peut être considéré comme monodimensionnel.

La forme particulièrement simple de l'équation (II-7) conduit à introduire une longueur caractéristique par la relation :

$$\frac{1}{L^2} = \frac{h'}{\lambda e} \quad (\text{m}^{-2}) \quad (\text{II-8})$$

La solution générale de l'équation précédente est alors de la forme :

$$T(x) - T_e = A \exp \frac{x}{L} + B \exp - \frac{x}{L} \quad (\text{II-9})$$

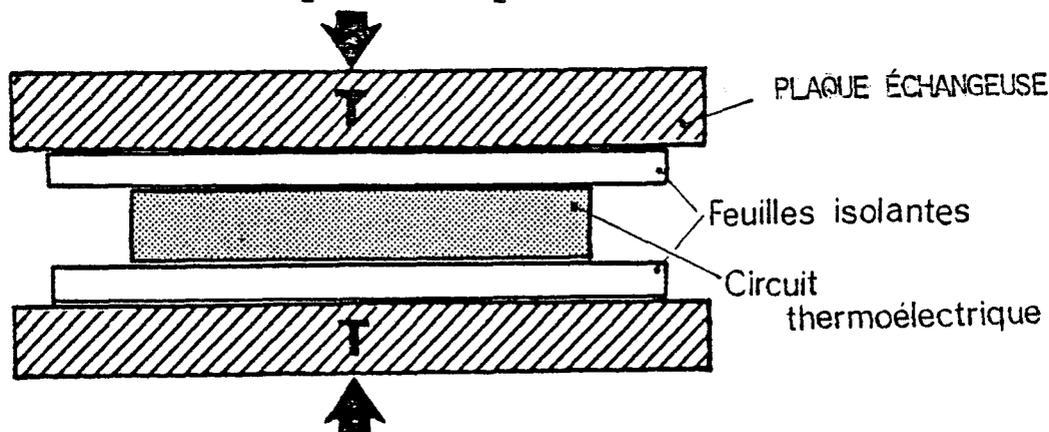


Figure II.6 : Montage expérimental

Toute variation locale de température s'atténue suivant une loi exponentielle caractérisée par la longueur L. Cette longueur caractéristique L ne dépend que de la conductivité thermique et du coefficient d'échange avec le monde extérieur.

Données numériques :

La résistance thermique du constantan varie avec sa composition et la température. Le matériau utilisé a une conductivité $\lambda_1 = 20 \text{ W/m K}$. Dans ce cas, la conductance de surface est égale à $\lambda_1 e_1 = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ W/K}$.

Pour un environnement constitué par deux feuilles de caoutchouc de 1 mm d'épaisseur et deux plans isothermes, le coefficient d'échange h est égal à $300 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$.

Il en résulte une longueur caractéristique de décroissance des variations locales de température :

$$L = 0,9 \text{ mm}$$

Pour les régions recouvertes d'un dépôt de cuivre électrolytique, la conductivité thermique est plus élevée. Il en résulte pour une épaisseur de cuivre de un micron, une longueur de décroissance :

$$L' = 1,2 \text{ mm}$$

II-9- OBSERVATIONS DIRECTES DE LA DISTRIBUTION SUPERFICIELLE DE TEMPERATURE INDUITE PAR LE PASSAGE D'UN COURANT CONTINU

II-9-1- OBSERVATIONS

Le flux d'énergie thermoélectrique transporté par le courant électrique subissant des variations discontinues au niveau des frontières de chacun des dépôts électrolytiques, on peut s'attendre à observer l'effet des sources thermiques localisé sur les frontières de chacun des thermoéléments. La génération réversible de chaleur par effet Peltier provoque des variations de température sur la surface du circuit. Ces variations de température superficielles peuvent être observées par détection du rayonnement infrarouge émis par la surface du circuit thermoélectrique préalablement noircie.

Pour observer le phénomène en détail, nous avons d'abord visualiser les effets thermoélectriques sur un circuit de grandes dimensions comportant des thermoéléments de 25 mm de largeur et de 12 mm de longueur. Le circuit thermoélectrique est collé sur un support en "verre époxy" de 150 microns d'épaisseur.

La surface du circuit étant recouverte d'une peinture noire, le circuit thermoélectrique peut être considéré comme un corps noir dont la température varie suivant les coordonnées d'espace. Le rayonnement du circuit a été observé à l'aide d'une caméra infrarouge modèle AGA type 780.

La sensibilité de l'appareil permet de détecter des variations spatiales de température de 0,1 degré. Le système d'objectifs disponible permet d'observer des différences de température distantes de 1 mm.

Sur la figure II-7 est représentée la caméra infrarouge qui détecte le rayonnement émis. La caméra est reliée à un moniteur comportant un écran gradué. Sur cet écran apparaît l'image thermique de l'objet. On peut ainsi y repérer les isothermes. La différence entre les isothermes maximum (II-7c) et minimum (II-7d) relevée est reportée sur une caractéristique (II-7e) donnée par le constructeur. En s'aidant de la température moyenne relevée, on peut ainsi connaître la différence de température à la surface de l'objet à étudier.

Pour visualiser la distribution spatiale du champ de température, nous avons fait apparaître les lignes isothermes induites par le passage du courant sur la surface du circuit.

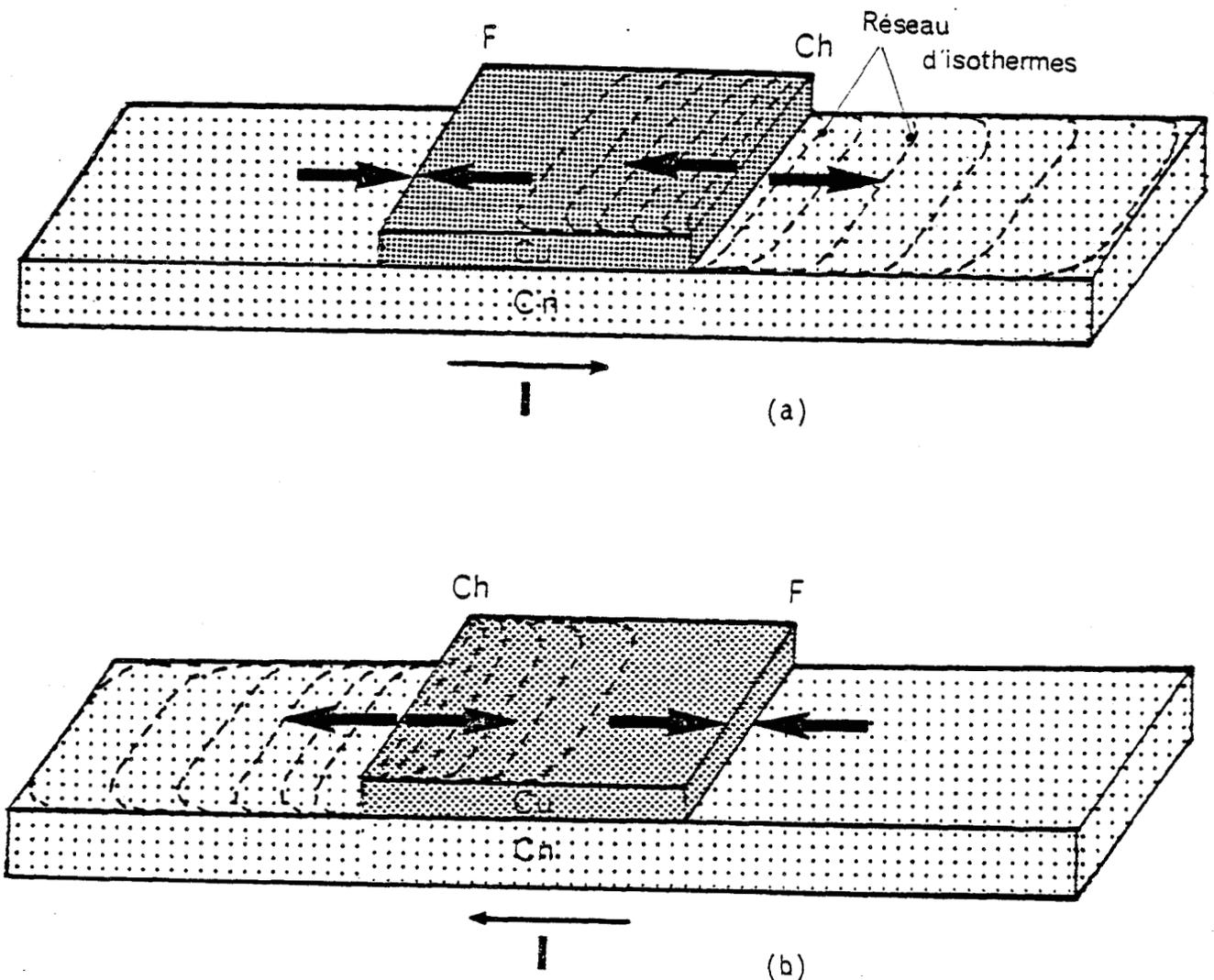


Figure II.8 : Localisation des variations de température sur un thermocouple de surface suivant les deux sens du courant

Le passage d'un courant électrique dans le circuit génère des variations périodiques de température sur la surface du circuit. Il y a échauffement de la frontière des thermoéléments lorsque le courant passe de la région cuivrée dans le constantan. Inversement, il y a refroidissement lorsque le courant électrique passe du constantan dans la région cuivrée. Sur les figures II-8a et II-8b, est représentée la distribution des isothermes sur un thermoélément lorsque le courant passe dans un sens puis dans l'autre.

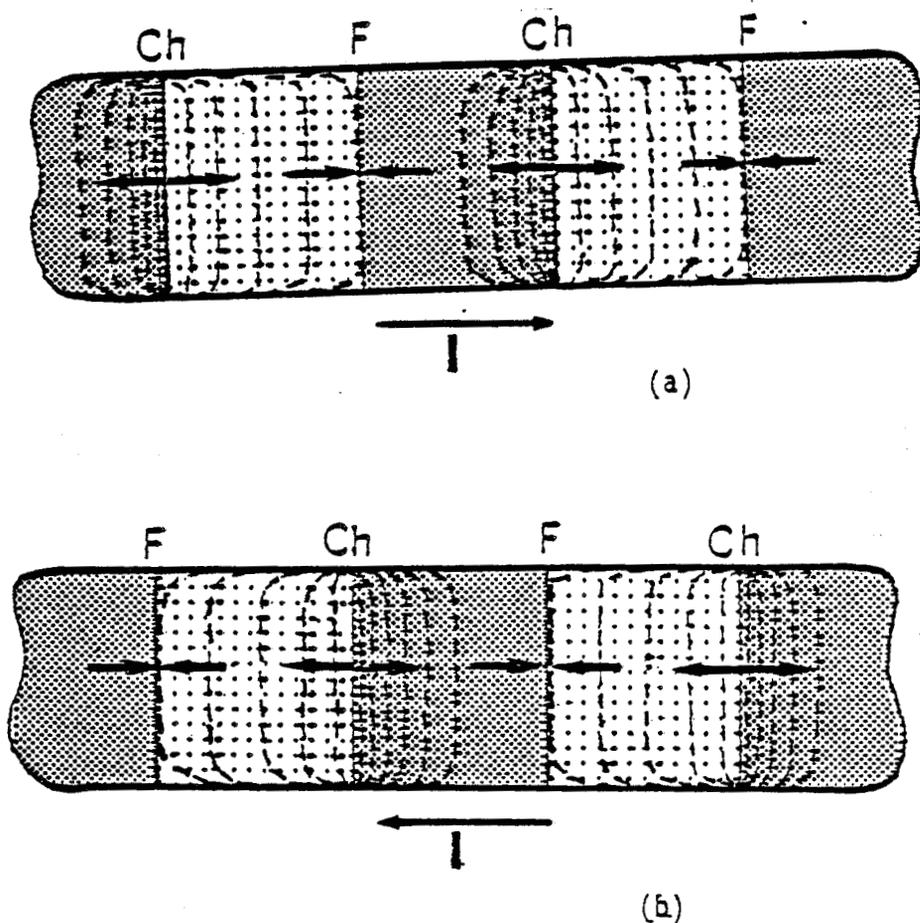
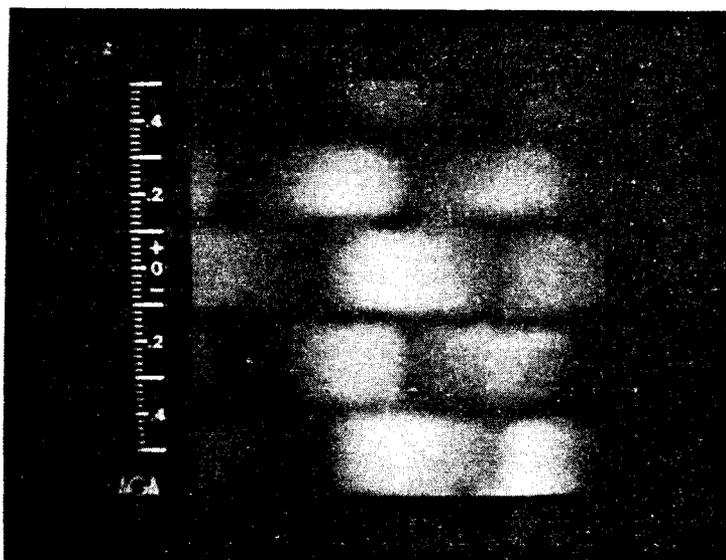
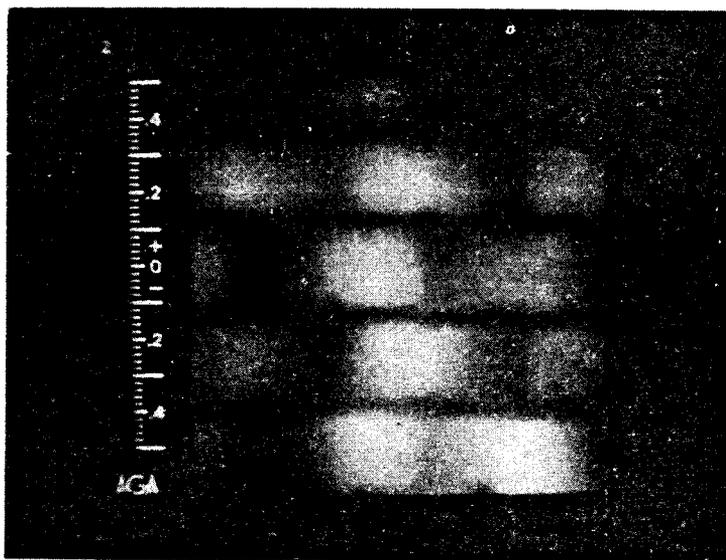


Figure II.9 : Distribution périodique des isothermes observée pour les deux sens du courant,

On voit aussi que la distribution des isothermes a la même périodicité que le réseau thermoélectrique (figure II-9). Le fait d'inverser le sens du courant inverse le sens de distribution du réseau d'isothermes. La comparaison des réseaux d'isothermes représentés figure II-9a et II-9b montre que l'effet observé est totalement réversible et que l'échauffement par effet Joule est d'importance négligeable. La différence de température relevée entre les isothermes extrêmes est de 7°C pour un courant de 1,8 A. La variation de température moyenne correspondante est de $2,5^{\circ}\text{C}$ puisque la température du circuit passe de 20°C à $22,5^{\circ}\text{C}$.



BUS
LILLE

Photographies de la distribution de température superficielle d'un circuit thermocouple de surface parcouru par un courant circulant dans un sens, puis dans l'autre.

II-9-2- INTERPRETATION PHYSIQUE

Le champ de température observé sur la surface du circuit thermoélectrique est analogue au champ produit par une succession de sources linéaires alternativement positives et négatives coïncidant avec les frontières de chacun des thermoéléments. La quantité de chaleur générée par effet thermoélectrique au niveau de chaque frontière s'écoule par conduction dans le circuit thermoélectrique et à travers la surface d'échange vers le milieu extérieur. Le coefficient d'échange ayant une valeur uniforme, les isothermes s'épanouissent dans les régions non cuivrées puisque la présence du cuivre augmente par un facteur 2 dans notre cas la conductivité de surface du circuit constantan. L'écart spatial entre isothermes correspondantes est deux fois plus important dans les régions non cuivrées que dans les régions cuivrées, ce qui justifie les observations faites et reproduites figures II-8 et II-9.

II-9-3- OBSERVATIONS SUR UN CIRCUIT A INTEGRATION DE THERMOCOUPLES PLUS GRANDE

Les expériences de visualisation décrites ont été reprises sur le circuit de la figure II-1b. Les observations faites généralisent les résultats précédents.

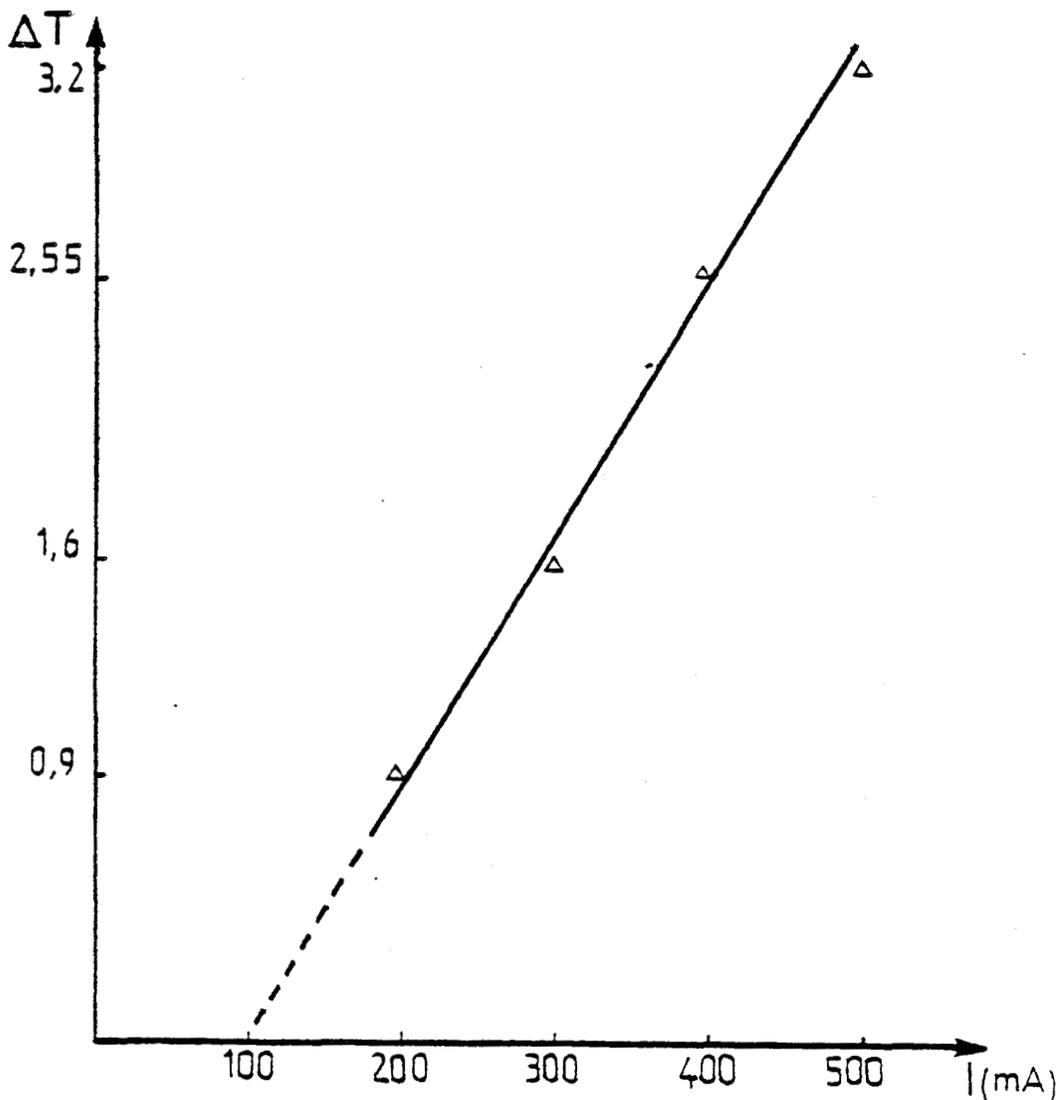


Figure II.10 : Variations observées de l'écart de température avec le courant

Le réseau périodique de distribution thermique peut être interprété comme étant dû à des sources de chaleur alternativement positives et négatives distribuées régulièrement sur toute la longueur du circuit thermoélectrique.

L'écart ΔT entre les isothermes de valeurs extrêmes est proportionnel à la valeur du courant traversant le circuit (figure II-10).

Les variations de la température moyenne du circuit sont proportionnelles au carré de l'intensité du courant circulant dans le circuit thermoélectrique (figure II-11).

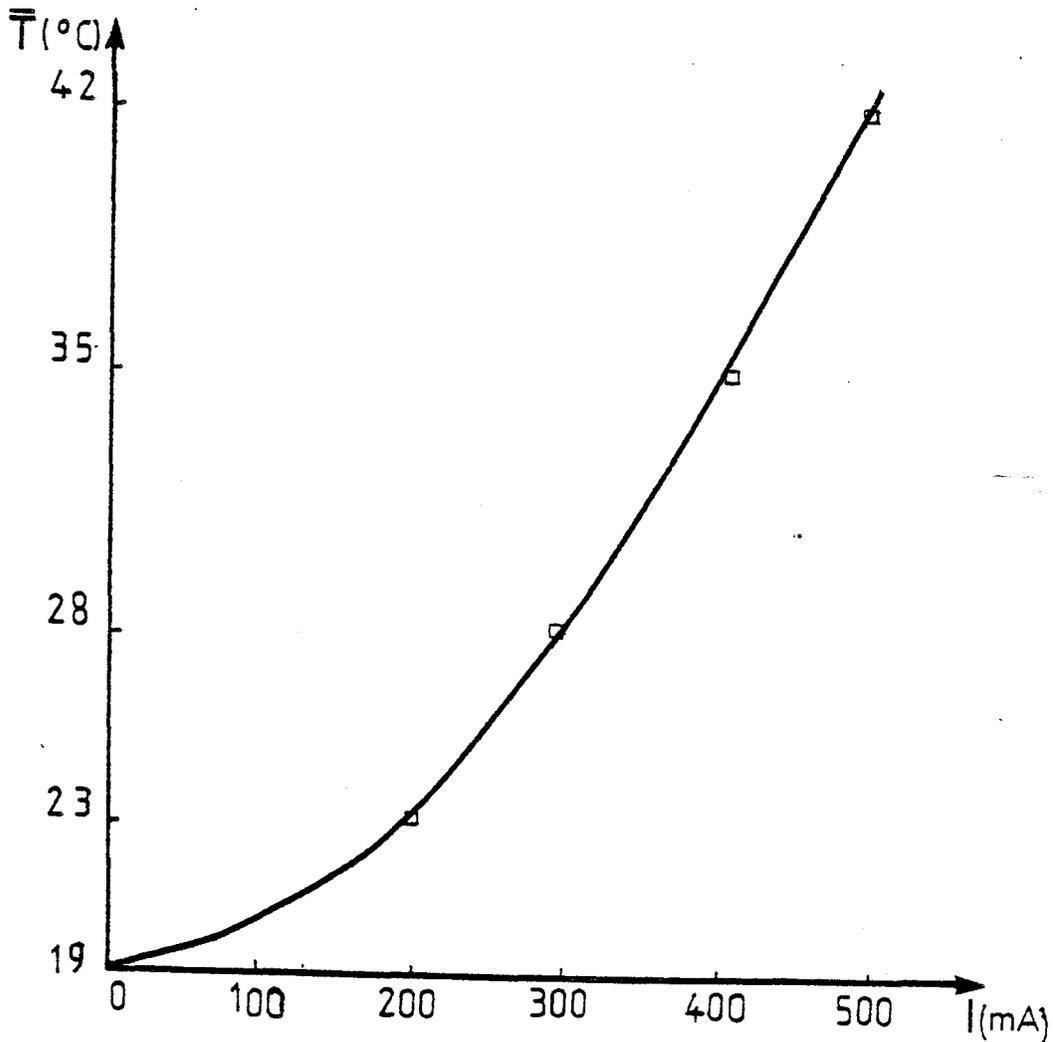


Figure II.11 : Variations observées de la température moyenne du circuit avec le courant

II-10 - MESURE DIRECTE DES DIFFERENCES DE TEMPERATURE INDUITES PAR LE PASSAGE D'UN COURANT DANS LE CIRCUIT THERMOELECTRIQUE

Après avoir visualisé les variations de température de surface induites par le passage de courant, nous étudions l'effet de ces variations spatiales de température.

L'effet thermoélectrique étant réversible, le circuit thermoélectrique génère une f.c.e.m proportionnelle à la somme des différences de température apparaissant sur la surface du circuit. Les différences de température de surface créent une f.c.e.m qui s'oppose au passage du courant inducteur (figure II.12). Cette f.c.e.m. d'origine thermoélectrique étant faible par rapport à la tension nécessaire pour faire circuler le courant dans le circuit inducteur, il est assez difficile de la mettre directement en évidence en régime permanent.

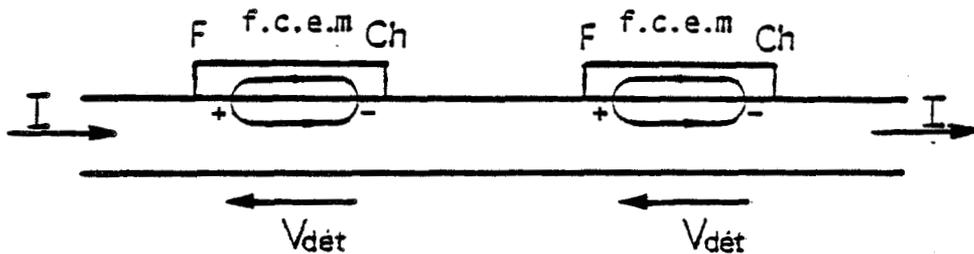


Figure II.12 : Tensions induites dans un circuit thermoélectrique soumis à des variations spatiales de température

Cette tension, d'origine thermoélectrique, peut être mise en évidence en utilisant le montage expérimental (figure II-13). A l'instant t_0 où le courant inducteur est brusquement coupé, les différences de température ne disparaissent que progressivement sur la surface du circuit avec une constante de temps dépendant de l'importance des échanges avec le milieu extérieur.

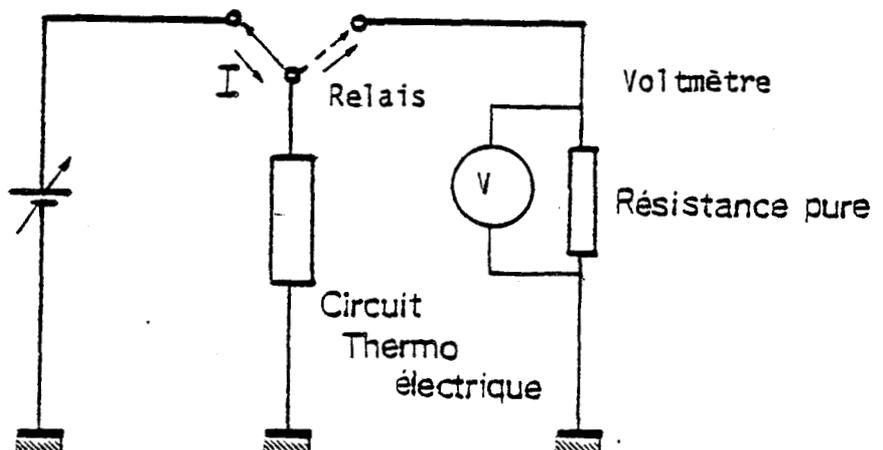


Figure II.13 : Schéma de principe du montage utilisé pour mesurer la tension générée par effet Peltier dans le circuit thermoélectrique

L'enregistrement de la tension aux bornes du circuit thermoélectrique, à partir du moment où le courant est coupé, fournit une information permettant d'évaluer la valeur initiale V_i de la f.c.e.m d'origine thermoélectrique. Le montage de la figure II-13 permet de faire circuler un courant continu d'intensité comprise entre -1 et +1 Ampère dans le circuit thermoélectrique.

Une commande à relais permet d'annuler le courant à un instant t_0 et de mesurer la tension existant aux bornes du circuit thermoélectrique. Les variations de la f.c.e.m., donc de la température induite, et le courant circulant dans le circuit thermoélectrique sont représentées figure II-14.

Pour un courant inducteur de 500 mA, la tension détectée a une valeur initiale $V_i = 60$ mV et s'atténue progressivement (figure II.14).

Le relevé des valeurs de la tension détectée pour différentes valeurs du courant inducteur (figure II-15) montre que la tension détectée s'opposait bien au courant électrique inducteur, d'où l'on déduit que les gradient thermiques générés par effet thermoélectrique s'opposent au courant qui leur a donné naissance.

Les valeurs de V_i montrent que cet effet est toujours d'importance négligeable par rapport à la tension appliquée pour faire circuler le courant inducteur.

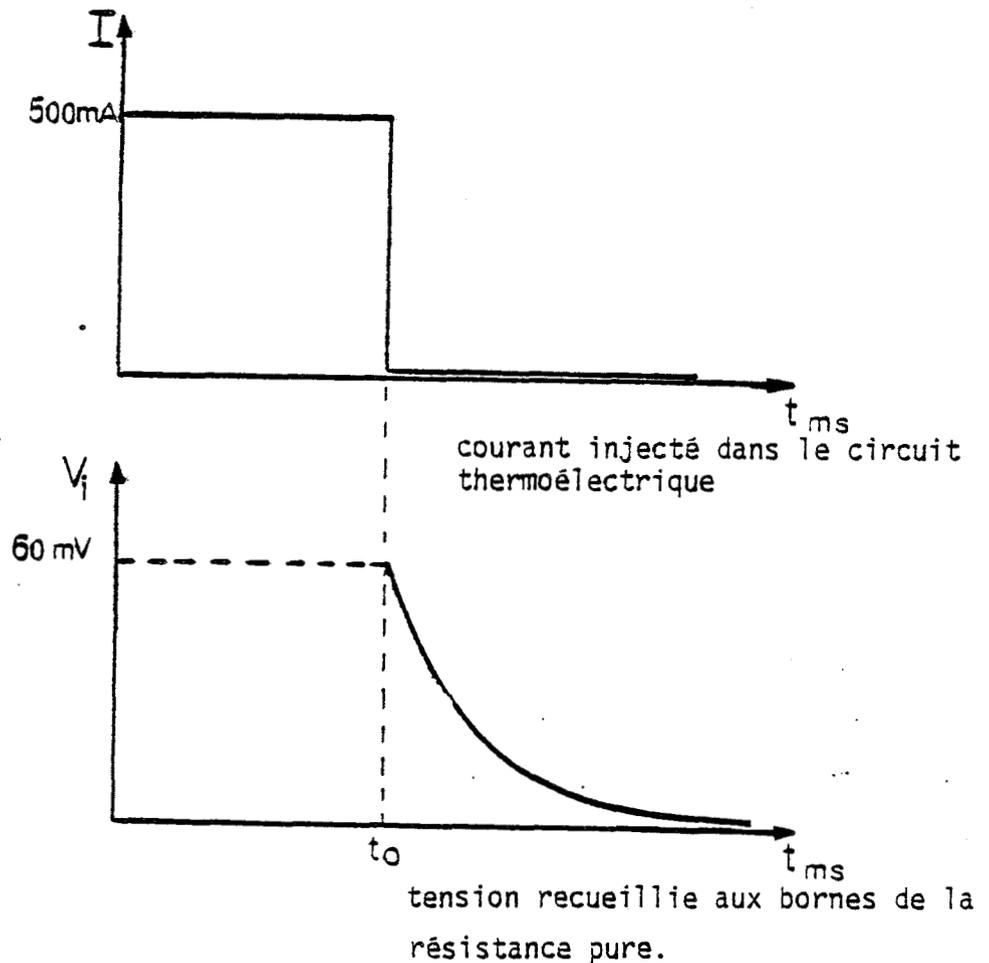


Figure II.14 : Tension détectée initiale V_i aux bornes du circuit thermoélectrique

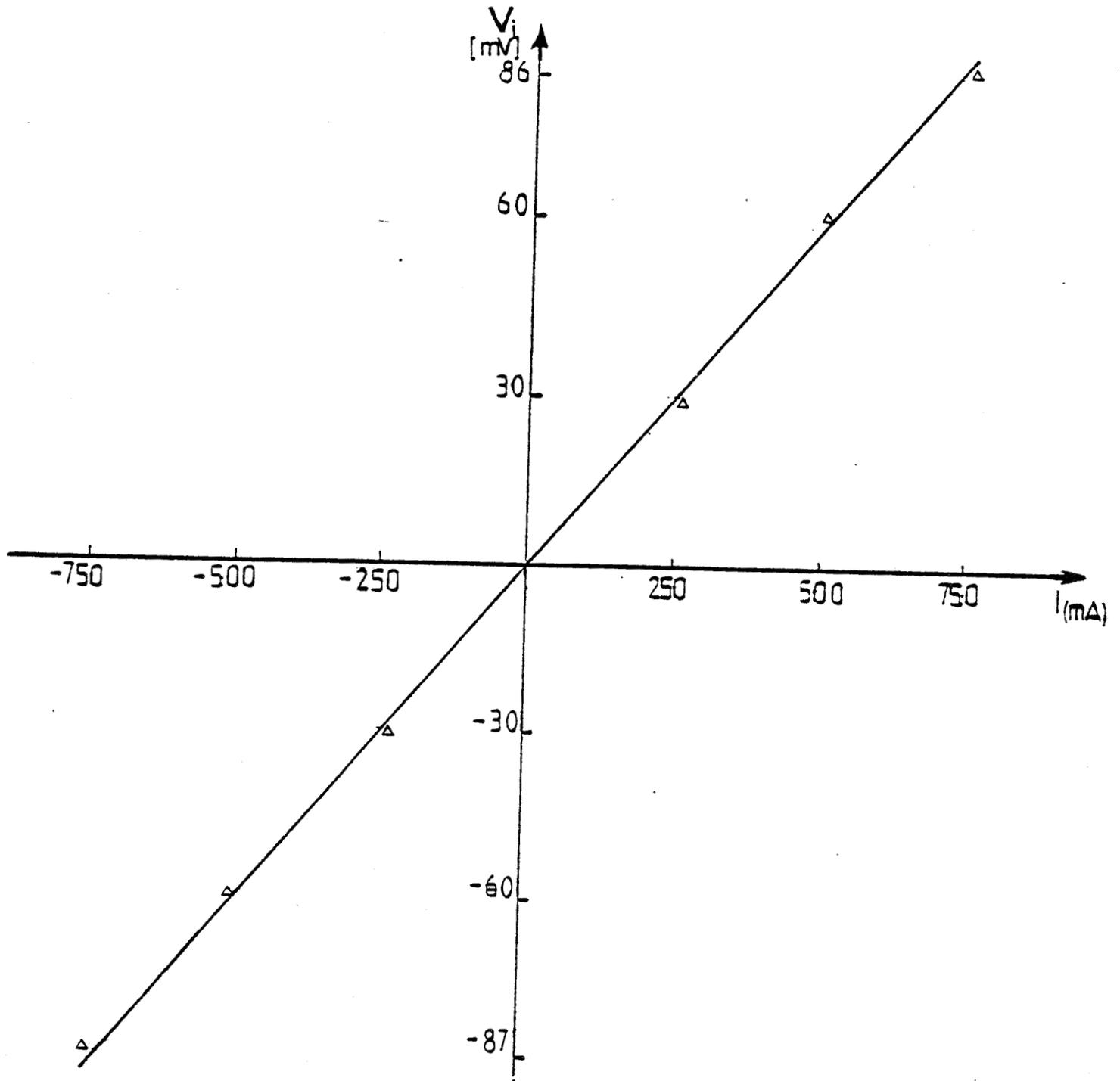


Figure II.15 : Variation de la f.e.m. induite V_i en fonction du courant inducteur.



Pour un courant I de 500 mA, circulant dans un circuit thermoélectrique à 1250 thermoéléments, $V_{j\max} = 60$ mV, ce qui correspond pour chaque thermoélément à :

$$\Delta T_{\max} = \frac{60 \cdot 10^{-3}}{1250 \cdot 40 \cdot 10^{-6}} = 1,2^\circ\text{C pour } I = 500 \text{ mA} \quad (\text{voir équation III-58})$$

La f.c.e.m. induite par effet thermoélectrique étant proportionnelle au courant inducteur, tout se passe comme si la résistance électrique du circuit était augmentée par couplage thermoélectrique. L'augmentation de résistance pour tout le circuit thermoélectrique ΔR est égale à :

$$\Delta R = \frac{60 \cdot 10^{-3}}{0,5} \sim 0,12 \Omega$$

Le couplage thermoélectrique ne provoque donc en régime permanent qu'une très faible perturbation (0,3 %) par rapport au comportement purement ohmique.

II-11- CARACTERISATION DU CIRCUIT THERMOELECTRIQUE EN REGIME TRANSITOIRE

Les résultats précédents montrent que le circuit thermoélectrique ne se comporte pas comme une résistance pure. Un courant imposé circulant dans le circuit fait apparaître une f.c.e.m. E proportionnelle à l'intensité de celui-ci.

Pour caractériser cet effet en régime transitoire, nous utilisons le montage expérimental représenté figure II.16 . Il s'agit d'un pont de mesure différentielle alimenté en crêteaux de tension ± 12 V. Il permet de comparer le comportement en régime transitoire du circuit thermoélectrique par rapport à celui d'une résistance pure.

La branche AB est un diviseur potentiométrique ajusté de façon à équilibrer le pont en régime établi.

$$\text{En posant } V_A - V_B = E' \quad R_{CB} = R_{C'B'} = R_0 = 4,9 \Omega$$

$$V_{C'B'} = \frac{(E' - E)R_0}{R_0 + R}$$

E et R représentent respectivement la f.c.e.m. et l'impédance interne du circuit thermoélectrique.

Une résistance ajustable R' permet d'obtenir en régime établi :

$$R' = R \quad \text{et} \quad V_{CB} = \frac{E' R_0}{R_0 + R'}$$

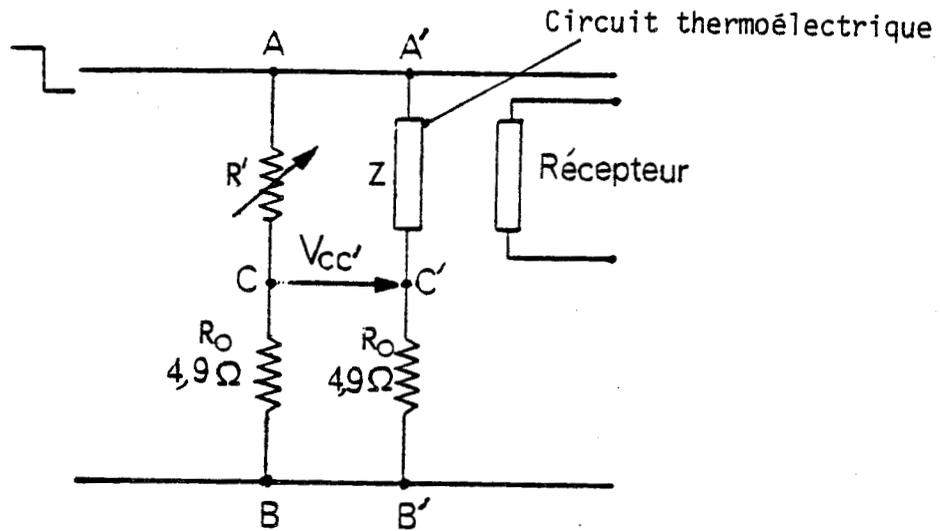


Figure II.16 : Montage expérimental utilisé pour mettre en évidence les effets thermoélectriques en régime transitoire

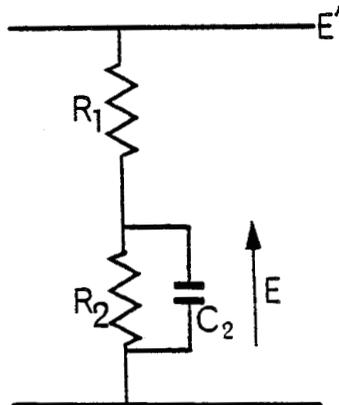
Sur toute transition de la tension d'alimentation, il apparaît une tension de déséquilibre $V_{CC'}$, telle que :

$$V_{CC'} = \frac{E R_0}{R_0 + R}$$

La tension différentielle obtenue en régime transitoire représente donc l'écart par rapport au comportement ohmique pur en régime établi.

La variation de $V_{CC'}$ est représentée figure II.17b. Pour des crêteaux de tension ± 12 V, $V_{CC'}$ a une amplitude maximale de 36 mV et une allure exponentielle.

On peut représenter, en première approximation le circuit thermoélectrique par le circuit électrique suivant :



En régime établi $E = \frac{E' R_2}{R_1 + R_2} = 36 \text{ mV}.$

Ceci donne $R_2 = 120 \text{ m}\Omega$ pour $R_1 = 40 \Omega.$

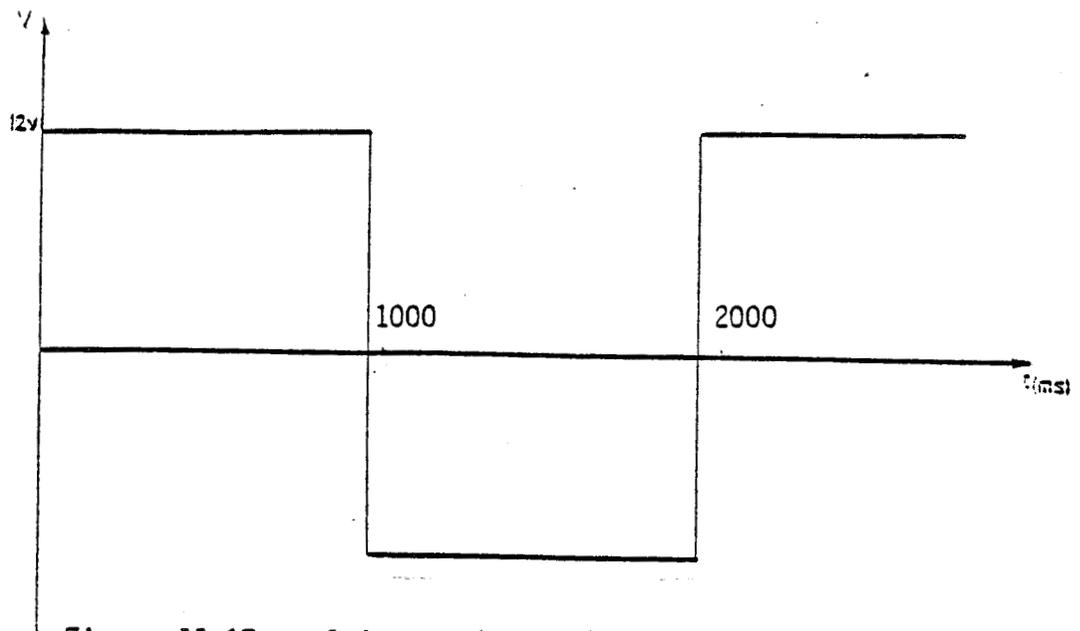


Figure II.17a : Créneaux de tension alimentant le pont

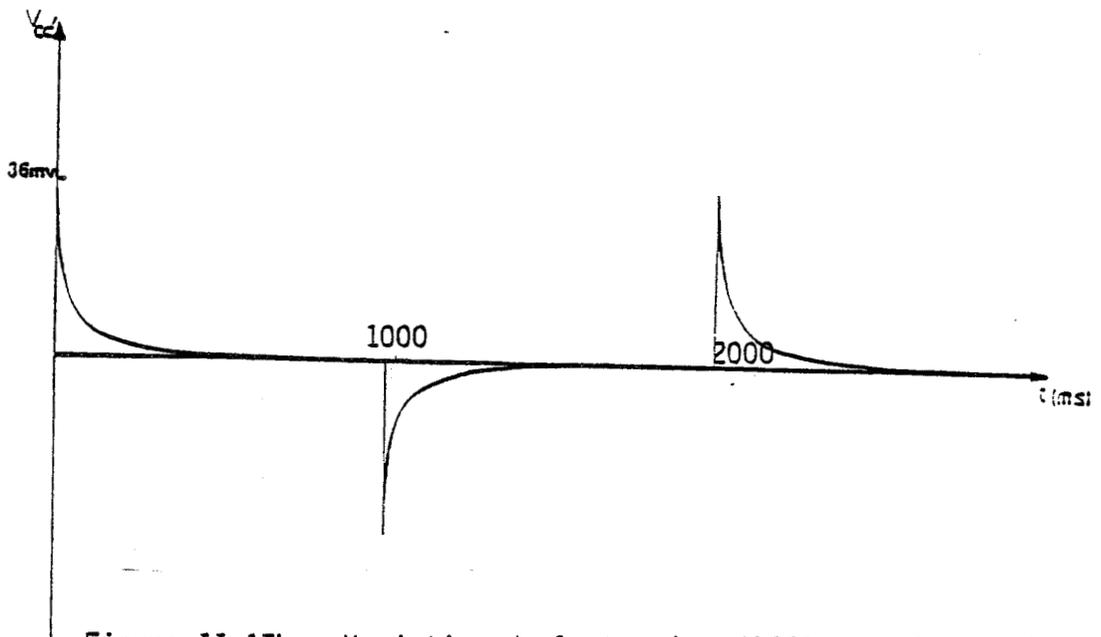


Figure II.17b : Variation de la tension différentielle V_{cd}

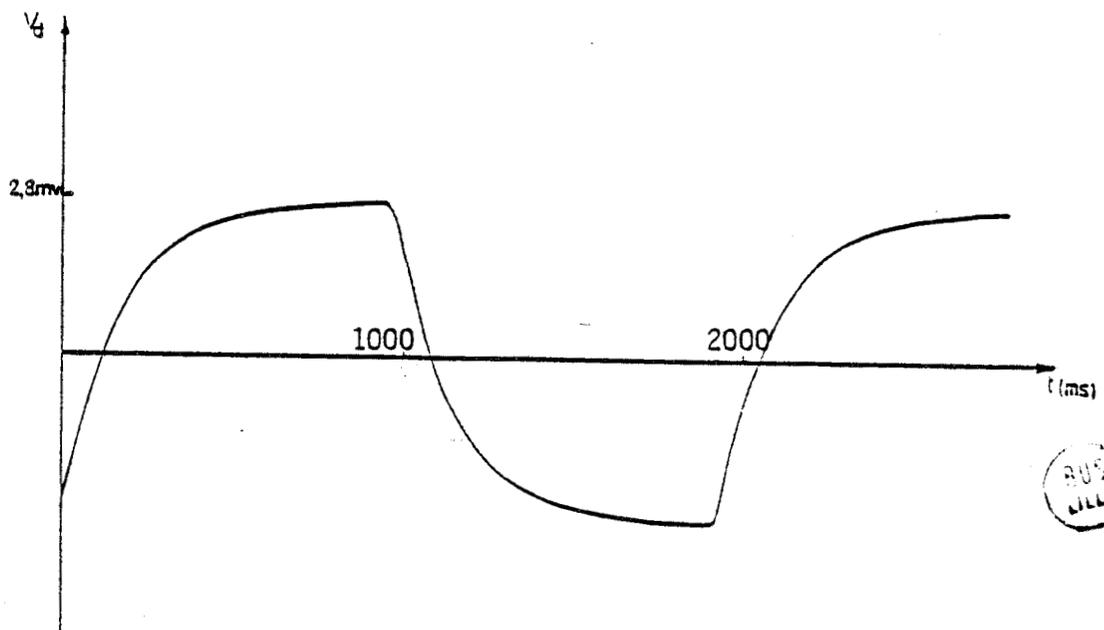


Figure II.17c : Variation de la tension aux bornes du circuit détecteur



La constante de temps expérimentale R_2C_2 de l'ordre de 100 ms conduit à une valeur $C_2 \neq 1$ F. Cette valeur très importante n'est pas incompatible avec des phénomènes d'origine thermique.

On peut voir que pour des créneaux d'alimentations périodiques, V_{CC} est aussi périodique de période égale à celle des créneaux d'alimentation.

- Tension relevée aux bornes d'un circuit détecteur

Si on place contre le circuit thermoélectrique un autre circuit identique de façon à avoir un bon contact thermique entre eux, la tension relevée en régime transitoire aux bornes du circuit "détecteur" (figure II.17c) a une forme semblable à celle existant aux bornes du circuit "émetteur". La variation temporelle de la tension détectée n'est pas représentée par une loi exponentielle simple. La constante de temps est de l'ordre de 135 ms. La tension observée aux bornes du circuit détecteur est proportionnelle aux variations de température présentes sur la surface du circuit. La variation de la tension observée en régime transitoire caractérise les échanges thermiques entre les deux circuits thermoélectriques. On peut donc s'attendre à ce que l'amplitude des effets observés sur le détecteur dépende du degré d'isolation thermique entre les circuits et le milieu extérieur. Les courbes de la figure II.17b et II.17c sont relevées dans le cas où les circuits sont placés entre deux feuilles de caoutchouc de 1 mm d'épaisseur. Si on remplace le caoutchouc par du polystyrène, la forme générale des évolutions reste inchangée mais les constantes de temps et les amplitudes deviennent plus importantes.

II-12- DETECTION DES VARIATIONS DE TEMPERATURE APPARAISSANT AU VOISINAGE DU CIRCUIT THERMOELECTRIQUE

II-12-1- DISPOSITIF

Pour détecter les variations de température induites par le passage du courant électrique au voisinage du circuit inducteur, il est possible de placer de part et d'autre de celui-ci deux circuits détecteurs identiques. Le dispositif est représenté figure II-18. L'ensemble constitué du circuit "émetteur" et des deux circuits "détecteurs" est placé entre deux plaques isothermes. Le contact thermique entre les circuits thermoélectriques et les plaques échangeuses est assuré par deux feuilles de caoutchouc.

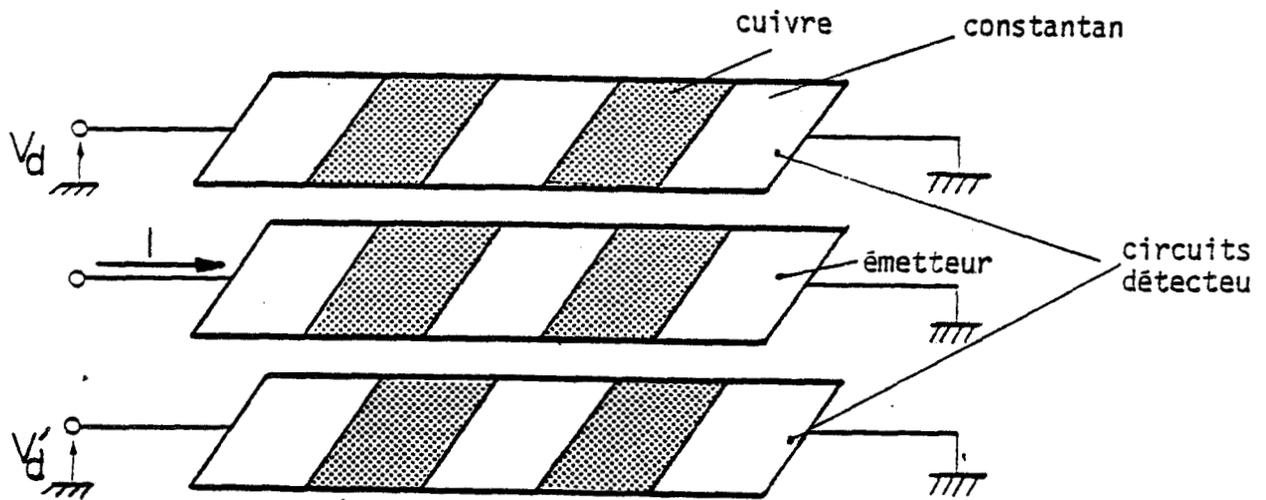


Figure II.18 : Détection des variations de température induite à l'aide de deux circuits détecteurs

II-12-2- SIGNE DE LA TENSION DETECTEE

Les variations de température induites par le passage du courant sont représentées figure II-12. Le sens des variations spatiales correspond aux observations faites avec la caméra infrarouge. Connaissant la distribution de température sur le circuit inducteur, on peut en déduire le signe de la tension apparaissant dans le circuit détecteur. Cette dernière a le même signe que la f.c.e.m induite dans le circuit émetteur.

II-12-3- ORDRE DE GRANDEUR

La tension relevée en circuit ouvert aux bornes des circuits détecteurs en fonction du courant émetteur est représentée figure II-19. La caractéristique tension détectée - courant émetteur $V_d = f(I_e)$ est linéaire. Elle est représentative d'un couplage thermoélectrique réversible puisque le signe de la tension s'inverse avec le sens du courant. L'existence de ce couplage a été confirmée en remplaçant le circuit thermoélectrique par une résistance de constantan de forme identique au voisinage de laquelle aucune tension n'a été détectée.

Notons également que les différences de température sur les circuits détecteurs sont beaucoup plus faibles que celles existant sur le circuit émetteur puisque la tension détectée pour un courant de 0,5 A est de 4mV au lieu de 60 mV.

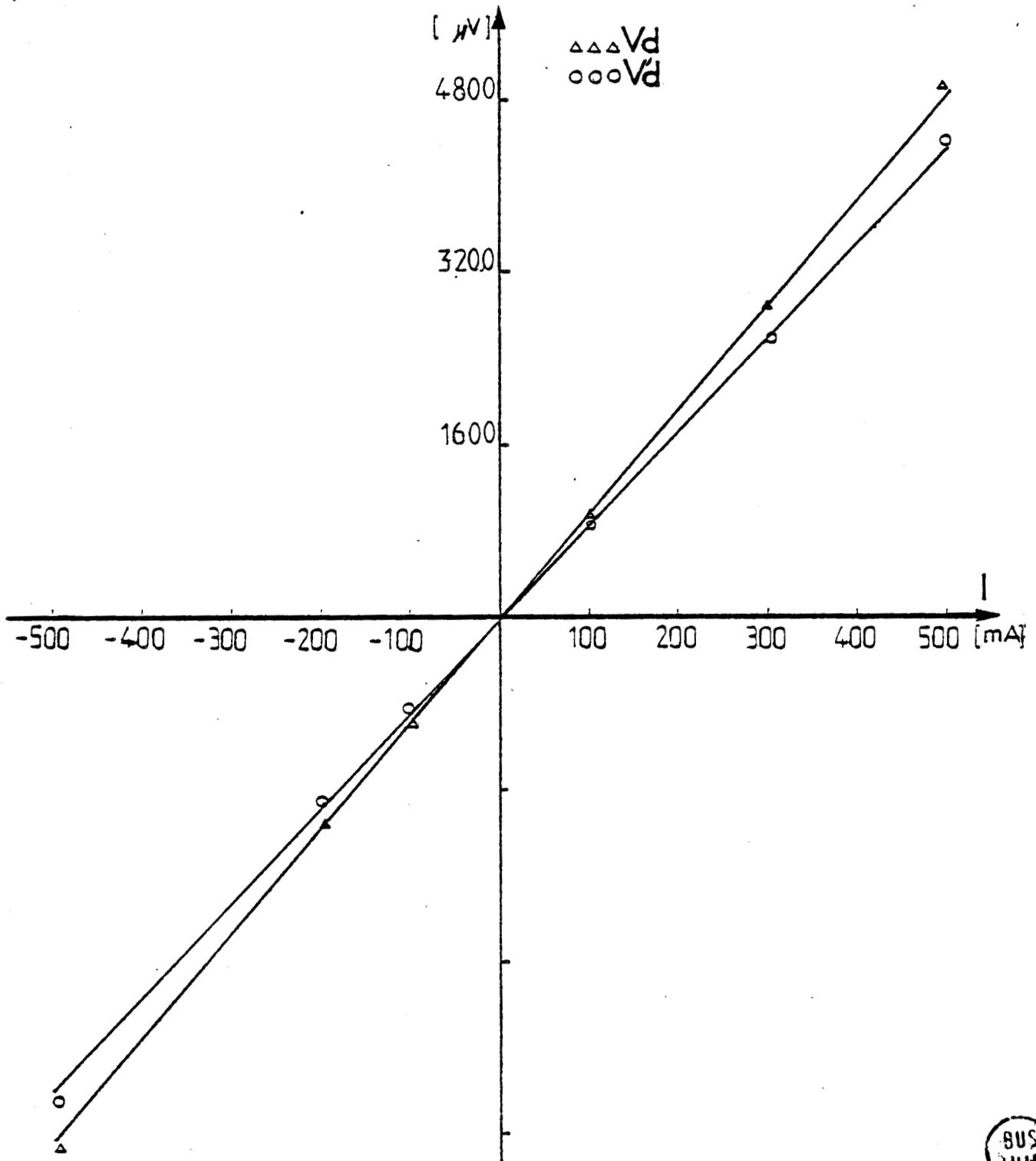


Figure II.19 : Tension détectée de part et d'autre d'un circuit émetteur

II-13 - CONCLUSION

Dans cette partie, nous avons tout d'abord décrit les circuits thermo-électriques réalisés en nous attachant à rappeler les méthodes utilisées pour décrire les propriétés électriques et thermiques de ces circuits. En première approximation, une élévation locale et permanente de température s'atténue dans l'espace suivant une loi exponentielle, la longueur de décroissance dépendant de la conductivité superficielle et du coefficient d'échange avec le monde extérieur.

Nous avons observé les variations superficielles de température dues aux échanges par effet Peltier distribuées sur toute la surface du circuit thermoélectrique. Les observations faites à l'aide d'une caméra infrarouge ont été confirmées par des mesures effectuées directement sur le circuit ou au voisinage de celui-ci.

L'ensemble des résultats montre que le passage d'un courant dans un circuit thermoélectrique génère des variations réversibles de température sur la surface du circuit et dans le milieu environnant. La mesure des variations spatiales de température peut conduire à une mesure du "facteur de mérite" des thermoéléments. Dans la prochaine partie, l'étude théorique est développée de façon à définir les conditions de mesure de ce facteur de mérite.

TROISIÈME PARTIE

EXPRESSION DE LA DISTRIBUTION DE TEMPÉRATURE A LA SURFACE
DU CIRCUIT THERMOÉLECTRIQUE

INTRODUCTION

Cette partie a pour objectif de donner une interprétation théorique des résultats précédents. Elle nécessite préalablement une représentation détaillée du couplage thermoélectrique dans une feuille conductrice recouverte d'un dépôt électrolytique de nature différente. Les deux couches métalliques en contact ne se comportent pas indépendamment l'une de l'autre ; ainsi, les conductivités thermique et électrique de surface ne sont pas obtenues par addition des conductivités thermiques et électriques de chacun des deux conducteurs. Il y a un couplage thermoélectrique. Dans les premiers paragraphes, nous calculons les conductivités thermiques et électriques modifiées par couplage thermoélectrique.

Pour représenter localement le couplage thermoélectrique, nous montrons l'intérêt à utiliser les flux thermiques et électriques comme variables indépendantes.

Disposant des équations d'état thermiques et électriques, nous montrons ensuite que le passage d'un courant électrique dans un thermocouple de surface génère des échanges par effet Peltier sur les frontières des thermoéléments. Il en résulte l'apparition de gradients thermiques distribués sur toute la surface du circuit qui ne reste pas isotherme. Pour calculer les variations superficielles de température, nous utilisons en première approximation un modèle monodimensionnel. Nous montrons que les variations de température mesurées sur un circuit thermoélectrique isolé du monde extérieur sont proportionnelles au facteur de mérite.

III-1- DESEQUILIBRE THERMIQUE LOCAL PROVOQUE PAR LE PASSAGE D'UN
COURANT ELECTRIQUE DANS UNE FEUILLE CONDUCTRICE LOCALEMENT
RECOUVERTE D'UN DEPOT ELECTROLYTIQUE DE NATURE DIFFERENTE [17]

III-1-1- CONDUCTIVITE THERMIQUE A POTENTIEL CONSTANT

Nous avons rappelé dans le premier chapitre que les équations phénoménologiques représentatives du couplage thermoélectrique dans un conducteur homogène sont de la forme :

$$j = \sigma E - \alpha \sigma \nabla T \quad (\text{A/m}^2) \quad (\text{III-1})$$

$$\phi = \alpha T j - \lambda \nabla T \quad (\text{W/m}^2) \quad (\text{III-2})$$

la densité de courant j apparaissant comme une variable indépendante dans l'équation (III-2), celle-ci est adaptée à l'étude des effets thermoélectriques dans les "circuits série". Dans un circuit thermoélectrique à couches conductrices superposées par contre, la composante tangentielle du champ électrique est la même dans les deux conducteurs en chaque point de la surface de contact, aussi sommes-nous amenés à exprimer la condition limite électrique en fonction du champ électrique et à introduire une nouvelle équation d'état de la forme :

$$\phi = \alpha \sigma T E - [\lambda + \alpha^2 \sigma T] \nabla T \quad (\text{III-3})$$

- Celle-ci peut s'écrire :

$$\phi = \alpha \sigma T E - \lambda' \nabla T \quad (\text{III-4})$$

avec

$$\lambda' = \lambda + \alpha^2 \sigma T \quad (\text{III-5})$$

λ' est le coefficient de conductivité thermique à champ électrique constant.

III-1-2- REPRESENTATION DU DESEQUILIBRE THERMIQUE INDUIT PAR UN COURANT ELECTRIQUE

Considérons le circuit thermoélectrique formé d'une feuille conductrice de constantan d'épaisseur e_1 noté conducteur 1, recouvert d'un dépôt électrolytique de cuivre d'épaisseur e_2 noté conducteur 2. Les conductivités électriques et thermiques sont respectivement σ_1 et λ_1 , σ_2 et λ_2 , les pouvoirs thermoélectriques α_1 et α_2 .

Quand le système est isotherme, $\nabla T = 0$ et la conductivité de surface est égale à $\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2$. Dans cette partie, nous montrons que ce résultat n'est plus valable lorsque la surface est soumise à un gradient thermique. Il faut alors introduire une conductivité électrique modifiée par couplage thermoélectrique.

On considère que le système est monodimensionnel et on prend un axe OX sur la surface de séparation de celui-ci (figure III.1).

En chaque point de la surface de séparation des deux conducteurs, il y a continuité des composantes tangentielles du champ électrique et du gradient thermique.

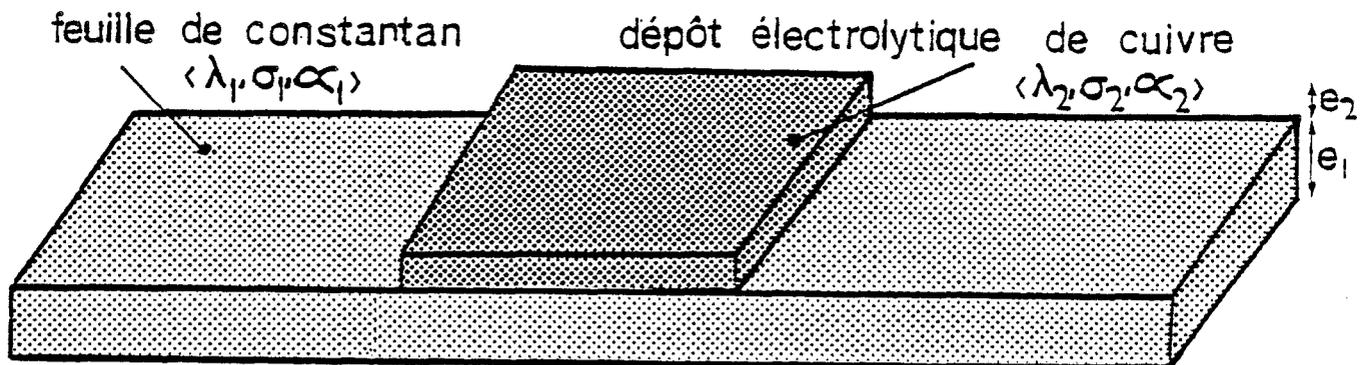


Figure III.1 : Circuit thermoélectrique constitué d'une feuille de constantan recouverte d'un dépôt électrolytique de cuivre.

Les conditions limites thermiques et électriques s'expriment par les relations de continuité :

$$E_1(x) = E_2(x) = E(x) \quad (\text{III-6})$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_1 = \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_2 = \frac{\partial T}{\partial x} \quad (\text{III-7})$$

Compte tenu de ces conditions limites, les flux thermiques dans chacune des couches conductrices superposées supposées soumises à un champ électrique et à un gradient thermique homogène pour une largeur unité sont :

$$\phi_1 = \alpha_1 \sigma_1 e_1 T E - \lambda_1' e_1 \frac{\partial T}{\partial x} \quad (\text{W/m}) \quad (\text{III-8})$$

$$\phi_2 = \alpha_2 \sigma_2 e_2 T E - \lambda_2' e_2 \frac{\partial T}{\partial x} \quad (\text{W/m}) \quad (\text{III-9})$$

Le flux thermique global dans ce cas s'exprime par :

$$\phi = \phi_1 + \phi_2 = \left[\alpha_1 \sigma_1 e_1 + \alpha_2 \sigma_2 e_2 \right] T E - \left[\lambda_1' e_1 + \lambda_2' e_2 \right] \frac{\partial T}{\partial x} \quad (\text{W/m}) \quad (\text{III-10})$$

A partir de ces relations, nous obtenons trois expressions différentes de la composante tangentielle du gradient thermique :

$$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_1 = \frac{\alpha_1 \sigma_1 e_1}{\lambda_1' e_1} T E - \frac{\phi_1}{\lambda_1' e_1} \quad (\text{III-11})$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_2 = \frac{\alpha_2 \sigma_2 e_2}{\lambda_2' e_2} T E - \frac{\phi_2}{\lambda_2' e_2} \quad (\text{III-12})$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\alpha_1 \sigma_1 e_1 + \alpha_2 \sigma_2 e_2}{\lambda_1' e_1 + \lambda_2' e_2} T E - \frac{\phi}{\lambda_1' e_1 + \lambda_2' e_2} \quad (\text{III-13})$$

Dans les équations (III-11), (III-12) et (III-13), les variables électriques et thermiques E , ϕ_1 et ϕ_2 sont des variables indépendantes (les flux thermiques sont liés par la relation $\phi = \phi_1 + \phi_2$). La composante tangentielle du gradient thermique définie par ces trois relations ne peut avoir une valeur unique que si les flux ϕ_1 et ϕ_2 ont chacun une composante proportionnelle à E de façon à compenser l'inégalité $\frac{\alpha_1 \sigma_1}{\lambda_1'} \neq \frac{\alpha_2 \sigma_2}{\lambda_2'}$.

Pour déterminer les composantes de compensation notées ϕ_1'' et ϕ_2'' , on remplace dans les relations (III-8) et (III-9) le gradient thermique $\frac{\partial T}{\partial x}$ par sa valeur tirée de la relation (III-13). Les nouvelles expressions du flux dans chaque conducteur deviennent alors :

$$\phi_1 = \frac{\lambda_1' e_1}{\lambda_1' e_1 + \lambda_2' e_2} \phi + \left| \frac{\lambda_2' e_2 \alpha_1 \sigma_1 e_1 - \lambda_1' e_1 \alpha_2 \sigma_2 e_2}{\lambda_1' e_1 + \lambda_2' e_2} \right| T E = \phi_1' + \phi_1'' \quad (III-14)$$

$$\phi_2 = \frac{\lambda_2' e_2}{\lambda_1' e_1 + \lambda_2' e_2} \phi + \left| \frac{\lambda_1' e_1 \alpha_2 \sigma_2 e_2 - \lambda_2' e_2 \alpha_1 \sigma_1 e_1}{\lambda_1' e_1 + \lambda_2' e_2} \right| T E = \phi_2' + \phi_2'' \quad (III-15)$$

Les composantes ϕ_1' et ϕ_2' proportionnelles à ϕ représentent des phénomènes d'origine purement thermique.

Les composantes ϕ_1'' et ϕ_2'' égales en valeur absolue et proportionnelles à E représentent des phénomènes d'origine thermoélectrique.

L'introduction de ces composantes permet de vérifier la relation de passage (III-7) quelle que soit l'évolution thermocinétique du système.

Quel que soit l'état du système, on a ainsi :

$$\phi_1'' + \phi_2'' = 0$$

On peut considérer que les flux de chaleur induits par effet thermoélectrique se referment en chaque point à travers la surface de séparation des deux conducteurs superposés (figure III.2).

III-1-3- EXPRESSION DU FLUX DE CHALEUR GLOBAL

En tout point du système le flux de chaleur global ϕ peut s'exprimer par la relation :

$$\phi = \phi_1 + \phi_2 = \phi_1' + \phi_1'' + \phi_2' + \phi_2''$$

Comme $\phi_1'' + \phi_2'' = 0$, on peut écrire :

$$\phi = \phi_1' + \phi_2' \quad (III-16)$$

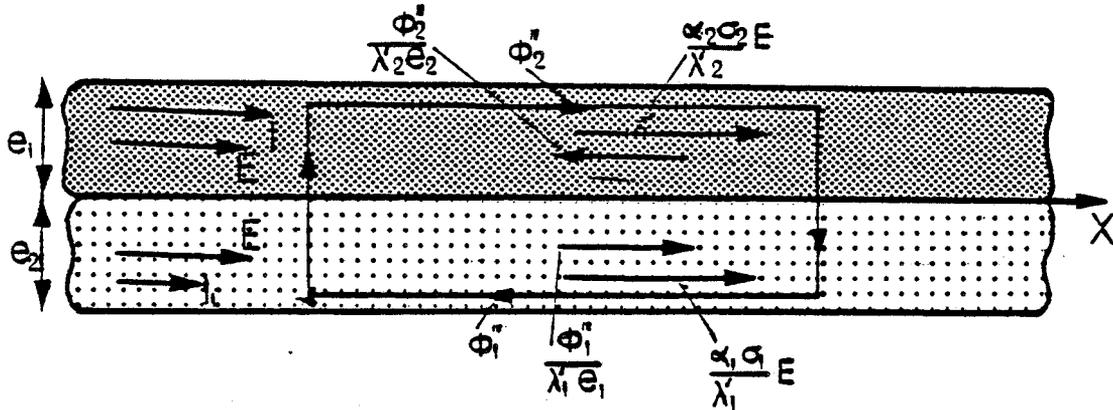


Figure III.2 : Flux thermique d'origine thermoélectrique induit par le passage d'un courant électrique

Il ne reste plus de termes proportionnels à E_1 , les flux ϕ_1' et ϕ_2' d'origine thermique s'expriment en fonction du flux global par les relations :

$$\phi_1' = \frac{\lambda_1' e_1}{\lambda_1' e_1 + \lambda_2' e_2} \phi \quad (\text{III-17})$$

$$\phi_2' = \frac{\lambda_2' e_2}{\lambda_1' e_1 + \lambda_2' e_2} \phi \quad (\text{III-18})$$

III-1-4- COMPOSANTE THERMOELECTRIQUE DU GRADIENT THERMIQUE

La composante thermoélectrique du gradient thermique est représentée par le premier terme de l'équation (III-13)

$$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{Th} = \frac{\alpha_1 \sigma_1 e_1 + \alpha_2 \sigma_2 e_2}{\lambda_1' e_1 + \lambda_2' e_2} T E \quad (\text{III-19})$$

Elle s'exprime aussi en fonction des flux d'origine thermoélectrique ϕ_1'' et ϕ_2'' par les relations :

$$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{Th} = \frac{\alpha_1 \sigma_1 e_1}{\lambda_1' e_1} T E - \frac{\phi_1''}{\lambda_1' e_1} \quad (\text{III-20})$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{Th} = \frac{\alpha_2 \sigma_2 e_2}{\lambda_2' e_2} T E - \frac{\phi_2''}{\lambda_2' e_2} \quad (\text{III-21})$$

Le gradient de température local $\frac{\partial T}{\partial x}$ est la somme du gradient thermique d'origine thermoélectrique $\alpha \sigma T E / \lambda'$ et des gradients de température provoqués par la circulation des flux thermiques ϕ_1'' et ϕ_2'' .

Les chutes de température $\frac{\phi_1''}{\lambda_1 e_1}$ et $\frac{\phi_2''}{\lambda_2 e_2}$ provoquées par la circulation de ces flux permettent de compenser l'inégalité des termes $\frac{\alpha_2 \sigma_2}{\lambda_2}$ et $\frac{\alpha_1 \sigma_1}{\lambda_1}$.

On peut, en conclusion, dire que le passage de courant dans un système à deux couches conductrices superposées provoque un déséquilibre thermique local indépendant de toute évolution d'origine thermique.

III-2- DESEQUILIBRE ELECTRIQUE PROVOQUE PAR UN GRADIENT THERMIQUE TANGENTIEL

Les équations représentant l'état physique d'un thermocouple de surface doivent permettre une description complète des propriétés thermiques et électriques du couplage thermoélectrique. Elle doivent en particulier introduire des conductivités thermiques et électriques modifiées par ce couplage et faire apparaître que les flux ϕ et le courant I sont des variables indépendantes non modifiées par couplage thermoélectrique.

III-2-1- CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION

L'expression de la caractéristique courant-tension peut être déterminée en partant de l'équation générale (III-1) définissant la densité de courant dans un conducteur homogène soumis à la fois à un champ électrique E et à un gradient thermique $\frac{\partial T}{\partial x}$.

Cette relation permet d'exprimer les courants I_1 et I_2 circulant dans chacun des conducteurs superposés de largeur unité (figure III.1).

$$I_1 = \sigma_1 e_1 E - \alpha_1 \sigma_1 e_1 \frac{\partial T}{\partial x} \quad (\text{A/m}) \quad (\text{III-22})$$

$$I_2 = \sigma_2 e_2 E - \alpha_2 \sigma_2 e_2 \frac{\partial T}{\partial x} \quad (\text{A/m}) \quad (\text{III-23})$$

En régime quasi-stationnaire, l'intensité électrique par unité de largeur I a une valeur uniforme dans tout le circuit :

$$I = I_1 + I_2 \quad (\text{III-24})$$

soit :

$$I = (\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2) E - (\alpha_1 \sigma_1 e_1 + \alpha_2 \sigma_2 e_2) \frac{\partial T}{\partial x} \quad (\text{III-25})$$

En remplaçant $\frac{\partial T}{\partial x}$ par son expression tirée de la relation (III-13), on tire l'expression de la caractéristique courant-tension :

$$I = \left[\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2 - \frac{(\alpha_1 \sigma_1 e_1 + \alpha_2 \sigma_2 e_2)^2}{\lambda_1' e_1 + \lambda_2' e_2} T \right] E + \frac{\alpha_1 \sigma_1 e_1 + \alpha_2 \sigma_2 e_2}{\lambda_1' e_1 + \lambda_2' e_2} \phi \quad (\text{III-26})$$

L'état électrique local est représenté par la relation (III-26) qui introduit une conductivité électrique par unité de surface $G' = \sigma' e'$ diminuée par couplage thermoélectrique avec le flux thermique comme variable indépendante. En l'absence de toute contrainte thermique ($\phi = 0$), cette conductance G' a pour expression :

$$G' = \sigma' e' = \sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2 - \frac{(\alpha_1 \sigma_1 e_1 + \alpha_2 \sigma_2 e_2)^2}{\lambda_1' e_1 + \lambda_2' e_2} T \quad (\text{III-27})$$

On peut mettre ainsi la relation (III-26) sous la forme :

$$I = \sigma' e' E + \frac{\alpha_1 \sigma_1 e_1 + \alpha_2 \sigma_2 e_2}{\lambda_1' e_1 + \lambda_2' e_2} \phi \quad (\text{III-28})$$

Le champ électrique induit par le passage d'un courant I imposé est affaibli par le couplage thermoelectrique. Les flux de chaleur circulant à travers les couches superposées créent un champ électrique qui s'oppose au champ primaire qui leur a donné naissance.

III-2-2- COURANTS ELECTRIQUES INDUITS PAR EFFET THERMOELECTRIQUE

Le champ électrique E peut être déterminé à partir de la relation (III-25). On peut en déduire les nouvelles expressions des courants I_1 et I_2 en remplaçant E par son expression:

$$E = \frac{I}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} + \frac{\alpha_1 \sigma_1 e_1 + \alpha_2 \sigma_2 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (\text{III-29})$$

Comme :

$$I_1 = \sigma_1 e_1 E - \alpha_1 \sigma_1 e_1 \frac{\partial T}{\partial x}$$

on trouve que :

$$I_1 = \frac{\sigma_1 e_1}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} I + \frac{\sigma_1 \sigma_2 e_1 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} (\alpha_2 - \alpha_1) \frac{\partial T}{\partial x} = I_1' + I_1'' \quad (\text{III-30})$$

De même, pour I_2 :

$$I_2 = \frac{\sigma_2 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} I - \frac{\sigma_1 \sigma_2 e_1 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} (\alpha_2 - \alpha_1) \frac{\partial T}{\partial x} = I_2' + I_2'' \quad (\text{III-31})$$

Les courants I_1 et I_2 sont donc la superposition de courants d'origine purement électrique I_1' et I_2' définis par :

$$I_1' = \frac{\sigma_1 e_1}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} I \quad (\text{III-32})$$

$$I_2' = \frac{\sigma_2 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} I \quad (\text{III-33})$$

et de courants d'origine thermoélectrique I_1'' et I_2'' vérifiant localement la relation :

$$I_1'' + I_2'' = 0 \quad (\text{III-34})$$

Ces composantes représentent des phénomènes réversibles et irréversibles qui peuvent être traités indépendamment l'un de l'autre.

Les composantes I_1'' et I_2'' d'origine thermoélectrique provoquent une diminution de la conductivité électrique du circuit à deux couches conductrices superposées.

III-2-3- CARACTERISTIQUE FLUX-GRADIENT THERMIQUE

Connaissant l'équation d'état électrique (III-28), il est possible de reprendre les résultats précédents de façon à introduire le courant I dans l'équation définissant le flux thermique ϕ .

$$\phi = \left[\frac{\alpha_1 \sigma_1 e_1 + \alpha_2 \sigma_2 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} \right] T I + \left[\frac{(\alpha_1 \sigma_1 e_1 + \alpha_2 \sigma_2 e_2)^2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} \right] T \frac{\partial T}{\partial x} - (\lambda'_1 e_1 + \lambda'_2 e_2) \frac{\partial T}{\partial x}$$

(III-35)

En reprenant la relation de définition (III-5), on peut écrire :

$$\lambda'_1 e_1 = \lambda_1 e_1 + \alpha_1^2 \sigma_1 e_1 T$$

$$\lambda'_2 e_2 = \lambda_2 e_2 + \alpha_2^2 \sigma_2 e_2 T$$

ce qui permet de simplifier l'expression de ϕ :

$$\phi = \left[\frac{\alpha_1 \sigma_1 e_1 + \alpha_2 \sigma_2 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} \right] T I - \left[\lambda_1 e_1 + \lambda_2 e_2 + \frac{(\alpha_2 - \alpha_1)^2 \sigma_1 \sigma_2 e_1 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} T \right] \frac{\partial T}{\partial x}$$

(III-36)

Soit en posant :

$$\lambda' e' = \lambda_1 e_1 + \lambda_2 e_2 + \frac{(\alpha_2 - \alpha_1)^2 \sigma_1 \sigma_2 e_1 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} T$$

(III-37)

on a :

$$\phi = \frac{\alpha_1 \sigma_1 e_1 + \alpha_2 \sigma_2 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} T I - \lambda' e' \frac{\partial T}{\partial x}$$

(III-38)

Cette équation introduit une conductivité thermique de surface modifiée par couplage thermoélectrique $\lambda' e'$. Elle introduit également le courant électrique I pour représenter le couplage entre les grandeurs thermiques et les grandeurs électriques.

III-2-4 AUTRE FORMULATION DES EQUATIONS D'ETAT

La valeur locale du flux d'énergie peut s'exprimer en fonction des courants I'_1 et I'_2 circulant dans chacune des couches conductrices superposées.

On part de l'équation (III-8) dans laquelle on remplace le champ électrique E par son expression donnée en relation (III-29). Il suffit ensuite de retrouver les expressions de I'_1 et I'_2 (III-32 et III-33) ce qui donne finalement :

$$\phi_1 = \alpha_1 T I_1' - \left[\lambda_1 e_1 - \frac{\alpha_1(\alpha_2 - \alpha_1)\sigma_1\sigma_2 e_1 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} T \right] \frac{\partial T}{\partial x} \quad (\text{III-39})$$

$$\phi_2 = \alpha_2 T I_2' - \left[\lambda_2 e_2 - \frac{\alpha_2(\alpha_1 - \alpha_2)\sigma_1\sigma_2 e_1 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} T \right] \frac{\partial T}{\partial x} \quad (\text{III-40})$$

et

$$\phi = \phi_1 + \phi_2 = \alpha_1 T I_1' + \alpha_2 T I_2' - \lambda' e' \frac{\partial T}{\partial x} \quad (\text{III-41})$$

De même, on peut représenter l'état électrique local en fonction des composantes purement thermiques ϕ_1' et ϕ_2' . On reporte pour cela dans les relations (III-22) et (III-23) les équations (III-11) et (III-12) représentant le gradient thermique dans chacun des conducteurs notés 1 et 2.

Pour le conducteur noté 1 :

$$I_1 = \sigma_1 e_1 E - \alpha_1 \sigma_1 e_1 \frac{\partial T}{\partial x} = \sigma_1 e_1 E - \frac{\alpha_1^2 \sigma_1^2}{\lambda_1} e_1 T E + \frac{\alpha_1 \sigma_1}{\lambda_1} \phi_1' \quad (\text{III-42})$$

Pour le conducteur noté 2 :

$$I_2 = \sigma_2 e_2 E - \alpha_2 \sigma_2 e_2 \frac{\partial T}{\partial x} = \sigma_2 e_2 E - \frac{\alpha_2^2 \sigma_2^2}{\lambda_2} e_2 T E + \frac{\alpha_2 \sigma_2}{\lambda_2} \phi_2' \quad (\text{III-43})$$

Soit, si on introduit les conductivités électriques à flux nul définies dans la première partie, à savoir :

$$\sigma_1' = \sigma_1 - \frac{\alpha_1^2 \sigma_1^2}{\lambda_1} T \quad \text{et} \quad \sigma_2' = \sigma_2 - \frac{\alpha_2^2 \sigma_2^2}{\lambda_2} T$$

il vient :

$$I_1 = \sigma_1' e_1 E + \frac{\alpha_1 \sigma_1}{\lambda_1} \phi_1' \quad (\text{III-44})$$

$$I_2 = \sigma_2' e_2 E + \frac{\alpha_2 \sigma_2}{\lambda_2} \phi_2' \quad (\text{III-45})$$

et

$$I = I_1 + I_2 = \left[\sigma_1' e_1 + \sigma_2' e_2 \right] E + \left[\frac{\alpha_1 \sigma_1}{\lambda_1} \phi_1' + \frac{\alpha_2 \sigma_2}{\lambda_2} \phi_2' \right] \quad (\text{III-46})$$

III-2-5- REPRESENTATION DU COUPLAGE THERMOELECTRIQUE PAR UN SCHEMA EQUIVALENT

La représentation de l'état d'un système à deux conducteurs superposés traversés par un courant d'intensité par unité de largeur I et soumis à un gradient de température supposé uniforme est obtenu par intégration des équations d'état (III-28) et (III-38).

En prenant $E = \frac{\Delta V}{\ell}$ et $\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\Delta T}{\ell}$, cette intégration conduit aux caractéristiques :

$$I = G_e \Delta V + \left[\frac{\alpha_1 \sigma_1 e_1 + \alpha_2 \sigma_2 e_2}{\lambda_1' e_1 + \lambda_2' e_2} \right] \phi \quad (\text{A/m}) \quad (\text{III-46})$$

$$\phi = \left[\frac{\alpha_1 \sigma_1 e_1 + \alpha_2 \sigma_2 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} \right] T \quad I - G_{th} \Delta T \quad (\text{W/m}) \quad (\text{III-47})$$

$$\text{avec } G_e = \sigma' e' / \ell \quad (\text{A/v.m})$$

$$G_{th} = \lambda' e' / \ell \quad (\text{W/K})$$

ϕ et I étant les flux électrique et thermique par unité de largeur
 ΔV et ΔT sont les différences de potentiel et de température aux bornes du système.

Ces caractéristiques conduisent à représenter le couplage thermoélectrique par le schéma équivalent de la figure III.3.

Compte tenu de l'équation (III-46), tout se passe comme si la partie recouverte d'un dépôt électrolytique avait un pouvoir thermoélectrique α' équivalent à :

$$\alpha' = \frac{\alpha_1 \sigma_1 e_1 + \alpha_2 \sigma_2 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2}$$

On peut écrire :

$$\frac{\alpha' \sigma}{\lambda} = \frac{\alpha_1 \sigma_1 e_1 + \alpha_2 \sigma_2 e_2}{\lambda_1' e_1 + \lambda_2' e_2}$$

Les équations caractéristiques (III-46) et (III-47) deviennent :

$$I = G_e \Delta V + \frac{\alpha' \sigma}{\lambda} \phi \quad (\text{III-48})$$

$$\phi = \alpha' T I - G_{th} \Delta T \quad (\text{III-49})$$

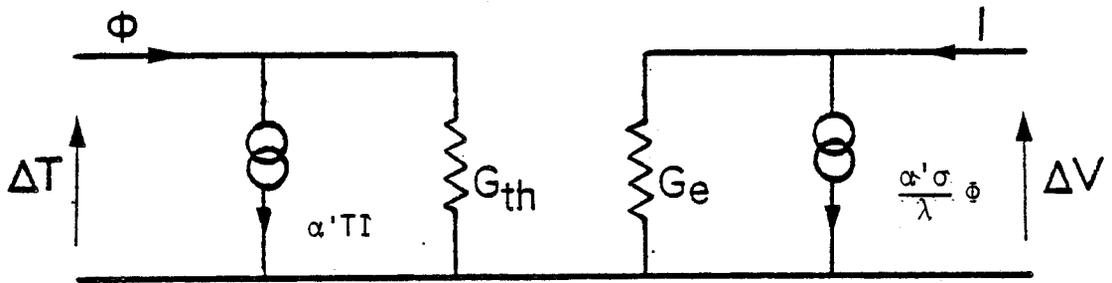


Figure III-3 : Schéma électrique équivalent du couplage thermo-électrique dans un thermoélément de surface unité

III-3- TENSION ELECTRIQUE APPARAISSANT AUX BORNES D'UN THERMOCOUPLE DE SURFACE SOUMIS A UN GRADIENT THERMIQUE TANGENTIEL

III-3-1- INTRODUCTION

Dans le premier chapitre, nous avons rappelé l'expression de la f.e.m. induite par effet Seebeck dans une chaîne thermoélectrique à deux conducteurs de nature différente assemblés en série dont les jonctions sont maintenues à des températures inégales. Le champ électrique dans chaque conducteur dérivant du gradient thermique est $E = \alpha \frac{\partial T}{\partial x}$. La f.e.m. induite est proportionnelle à la différence de température entre les jonctions thermoélectriques. Pour déterminer la tension apparaissant aux bornes d'un circuit thermoélectrique localement recouvert d'un dépôt électrolytique de nature différente, il suffit de connaître l'expression du champ électrique le long de celui-ci.

III-3-2- EXPRESSION DE LA TENSION INDUITE

Soient deux points A et B situés sur les connexions du thermocouple de surface représenté figure III-4. Soit (C) un trajet quelconque joignant les points A et B supposés à la même température. Appelons (C_1) la partie du trajet localisée sur les connexions et (C_2) la partie du trajet localisée sur la surface d'échange du thermocouple.

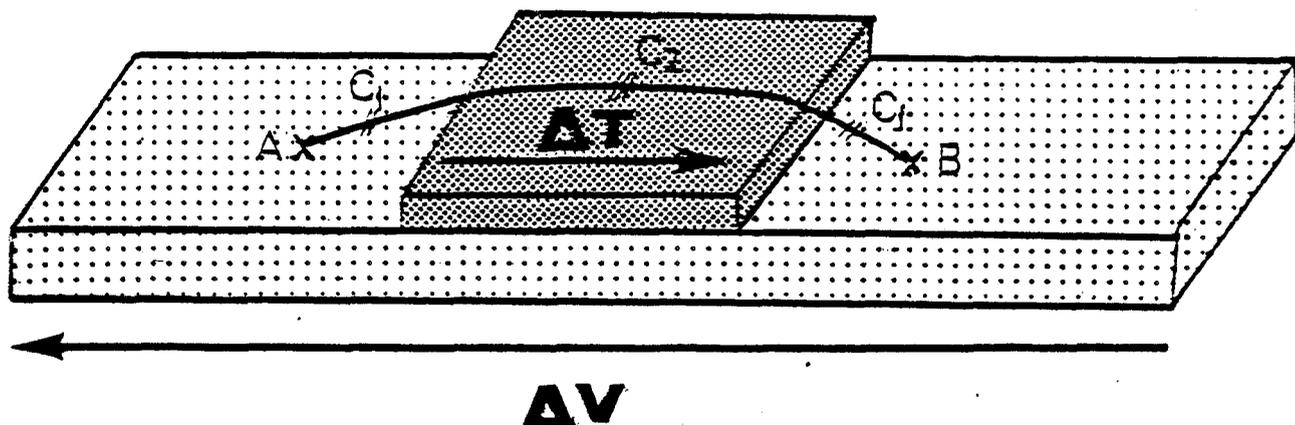


Figure III.4 : Polarité de la tension électrique induite dans un thermocouple de surface en déséquilibre thermique

Connaissant les expressions du champ électrique dans les connexions et sur la surface d'échange, il est possible par intégration de déterminer la tension apparaissant aux bornes du circuit thermoélectrique :

$$\Delta V = \int_{(C_1)} E \, d\ell + \int_{(C_2)} E \, d\ell \quad (\text{III-50})$$

$d\ell$ étant porté par la tangente à la trajectoire.

Le champ électrique sur la partie (C_2) de la trajectoire s'exprime par la relation générale :

$$E = \frac{I_1}{\sigma_1 e_1} + \alpha_1 \nabla T \quad (\text{III-51})$$

Soit, compte tenu de la valeur de I_1 donnée en (III-30) :

$$E = \alpha_1 \nabla T + \frac{I_1''}{\sigma_1 e_1} + \frac{I}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} \quad (\text{III-52})$$

Le champ E sur la partie (C₁) correspondant aux connexions d'entrée et de sortie est donné par :

$$E = \alpha_1 \nabla T + \frac{I}{\sigma_1 e_1} \quad (\text{III-53})$$

Il en résulte pour ΔV :

$$\Delta V = \int_{(C_1)} \left(\alpha_1 \nabla T + \frac{I}{\sigma_1 e_1} \right) d\ell + \int_{(C_2)} \left(\alpha_1 \nabla T + \frac{I_1''}{\sigma_1 e_1} + \frac{I}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} \right) d\ell \quad (\text{III-54})$$

Les extrémités du contour A B étant à la même température, le premier terme des intégrales s'annule ; il reste pour ΔV :

$$\Delta V = \int_{(C_2)} \frac{I_1''}{\sigma_1 e_1} d\ell + \int_{(C_2)} \frac{I}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} d\ell + \int_{(C_1)} \frac{I}{\sigma_1 e_1} d\ell \quad (\text{III-55})$$

La tension élémentaire aux bornes de la ligne AB est la somme d'un terme d'origine thermoélectrique et de chutes ohmiques proportionnelles à I. Le terme proportionnel à I dépend de la charge et s'annule dans le cas particulier d'un détecteur utilisé en circuit ouvert. Les détecteurs thermoélectriques étant systématiquement utilisés dans ces conditions, nous nous limitons à l'étude du premier terme de l'équation précédente.

L'intégrale $\int_{(C_2)} \frac{I_1''}{\sigma_1 e_1} d\ell$ dépend du trajet (C₂) et la tension effectivement mesurée entre A et B est la moyenne des chutes ohmiques élémentaires.

Nous écrivons donc la tension induite à vide ε sous la forme :

$$\boxed{\varepsilon = \frac{\ell}{\sigma_1 e_1} \overline{I_1''}} \quad (\text{III-56})$$

$\overline{I_1''}$ est la moyenne spatiale du courant induit par effet thermoélectrique sur la surface du dépôt électrolytique, ℓ étant la longueur moyenne du trajet (C₂).

Dans le cas particulier où le gradient thermique tangentiel imposé sur la surface active du thermocouple a une valeur uniforme :

$$I_1^{\pi} = \frac{\sigma_1 \sigma_2 e_1 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} \frac{(\alpha_2 - \alpha_1)}{l} \Delta T \quad (\text{III-57})$$

puisque dans ce cas $\frac{\partial T}{\partial X} = \frac{\Delta T}{l}$ et la tension ϵ est proportionnelle à la différence de température entre les frontières du dépôt électrolytique, soit :

$$\epsilon = \frac{\sigma_2 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} (\alpha_2 - \alpha_1) \Delta T \quad (\text{III-58})$$

L'ensemble des résultats précédents montre que la f.c.e.m. détectée aux bornes d'un thermocouple est représentative des chutes ohmiques provoquées par la circulation des courants induits par effet thermoélectrique.

Il en résulte que pour mesurer la différence de température entre deux lignes isothermes, il suffit de déposer une couche conductrice de nature différente entre les deux isothermes.

Nous nous sommes limités à l'étude du couplage thermoélectrique dans des feuilles de constantan d'épaisseur voisine de 25 μm recouvertes de dépôts électrolytiques de cuivre de quelques microns d'épaisseur.

III-3-3- SIGNE DE LA TENSION INDUITE

Le cuivre étant positif par rapport au constantan, les courants induits circulent du constantan vers le cuivre dans les régions de température élevée (figure III.4).

Il en résulte que la polarité de la tension détectée est positive dans le sens inverse des températures croissantes.

III-4- CALCUL DES ECHANGES PAR EFFET PELTIER SUR LA SURFACE DES CIRCUITS THERMOELECTRIQUES

La théorie des échanges par effet Peltier dans les chaînes thermoélectriques est bien connue et a été rappelée dans le premier chapitre. Le passage d'un courant I provoque des échanges réversibles par effet Peltier localisés aux endroits où la composante thermoélectrique $\alpha T I$ du flux d'énergie subit une

discontinuité spatiale. Les discontinuités thermoélectriques sont dues aux variations spatiales des coefficients thermoélectriques et aux variations spatiales du champ de température. Les échanges réversibles de chaleur sont localisés aux points de jonction entre les métaux de nature différente.

Ces considérations générales sur l'effet Peltier s'appliquent aux thermocouples de surface et nous montrons dans cette partie que le passage d'un courant dans un circuit localement recouvert de dépôts électrolytiques génère des échanges réversibles par effet Peltier sur les limites de chacun des dépôts électrolytiques.

III-4-1- EFFET PELTIER DANS UN THERMOCOUPLE MONODIMENSIONNEL

Considérons le thermocouple supposé monodimensionnel représenté figure III.5. Le courant arrive dans la région cuivrée en traversant la frontière notée A et sort à travers la frontière notée A'.

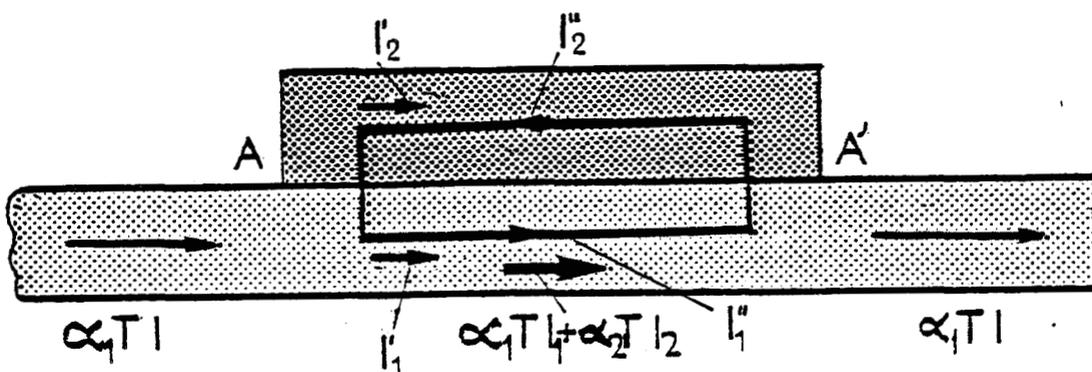


Figure III.5 : Localisation des flux d'énergie pour chaque conducteur

La composante thermoélectrique du flux d'énergie dans chacune des connexions d'entrée et de sortie :

$$\phi_1^{th} = \alpha_1 T I = \alpha_1 T (I_1' + I_2') \quad (\text{W/m}) \quad (\text{III-59})$$

subit une discontinuité localisée au niveau de chacune des frontières A et A' puisque la composante thermoélectrique du flux de chaleur dans les systèmes à deux couches conductrices superposées est représentée par le premier terme de l'équation (III-41)

$$\phi_{1,2}^{th} = \alpha_1 T I'_1 + \alpha_2 T I'_2 \quad (\text{III-60})$$

Il en résulte des transferts réversibles d'énergie électrique en énergie thermique localisés sur les frontières A et A'. La puissance thermique générée lorsque le courant passe de la connexion notée 1 à la région recouverte d'un dépôt électrolytique notée 2 est :

$$\left. \frac{dQ}{dt} \right|_{1,2} = \phi_{1,2}^{th} - \phi_1^{th} \quad (\text{W/m}) \quad (\text{III-61})$$

$$= (\alpha_1 I'_1 + \alpha_2 I'_2) T - \alpha_1 T (I'_1 + I'_2)$$

$$\left. \frac{dQ}{dt} \right|_{1,2} = (\alpha_2 - \alpha_1) T I'_2 \quad (\text{III-62})$$

Soit en remplaçant I'_2 par sa valeur :

$$\left. \frac{dQ}{dt} \right|_{1,2} = \frac{(\alpha_2 - \alpha_1) T \sigma_2 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} I \quad (\text{III-63})$$

Inversement, lorsque le courant passe de la région cuivrée à la connexion de sortie non cuivrée, l'échange réversible par effet Peltier a pour puissance :

$$\left. \frac{dQ}{dt} \right|_{2,1} = - \frac{(\alpha_2 - \alpha_1) T \sigma_2 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} I \quad (\text{III-64})$$

$\left. \frac{dQ}{dt} \right|$ et I sont respectivement les quantités de chaleur et de courant par unité de largeur .

Pour un circuit de largeur quelconque l' traversé par un courant d'intensité I' , les échanges réversibles par effet Peltier sur les frontières A et A' sont égaux en valeur absolue et proportionnels au courant I' .

$$\left. \frac{dQ'}{dt} \right|_{1,2} = - \left. \frac{dQ'}{dt} \right|_{2,1} = \frac{(\alpha_2 - \alpha_1) e_2 \sigma_2 T}{\sigma_1 e_2 + \sigma_2 e_2} I' \quad (\text{W}) \quad (\text{III-65})$$

Les échanges par effet Peltier sont proportionnels à la quantité de courant passant du conducteur 1 dans le conducteur 2. L'adaptation "énergétique" des électrons implique des échanges réversibles par effet Peltier. Lorsque le courant I_2' passe d'un circuit constantan dans un dépôt électrolytique de cuivre et inversement, on trouve que :

$$\left. \frac{dQ}{dt} \right|_{1,2} = 12 \cdot 10^{-3} I_2' \quad (\text{W/m})$$

$$\left. \frac{dQ}{dt} \right|_{2,1} = -12 \cdot 10^{-3} I_2' \quad (\text{W/m})$$

Il se produit un dégagement de chaleur au niveau de la frontière A et une absorption de chaleur au niveau de la frontière A' (figure III.6). Lorsque l'épaisseur de cuivre est suffisante pour que $\sigma_2 e_2 \gg \sigma_1 e_1$, il apparaît 12 mW sur chacune des frontières pour un courant de 1 ampère. Il en résulte des variations spatiales de température importantes sur les circuits de faible dimension.

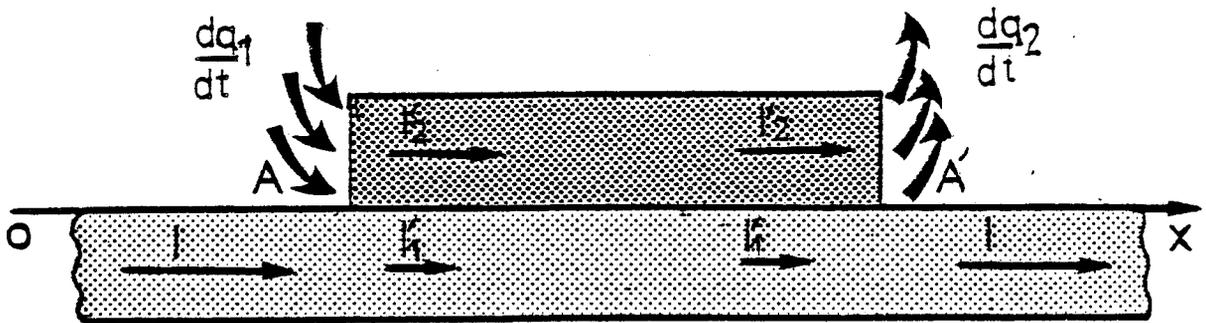


Figure III.6 : Dégagements de chaleur sur les extrémités A et A'

Nous pouvons considérer que dans un circuit thermoélectrique comportant des thermocouples de surface, le courant se distribue en composantes purement électriques I_1' et I_2' comme s'il n'y avait pas de couplage thermoélectrique. Les composantes I_1' et I_2' sont dans le rapport des conductances $\sigma_1' e_1$ et $\sigma_2' e_2$. Le passage du courant I_2' nécessitant une adaptation énergétique, il en résulte les échanges réversibles de chaleur $\left. \frac{dQ}{dt} \right|_{1,2} = - \left. \frac{dQ}{dt} \right|_{2,1}$ sur les frontières du dépôt électrolytique traversées par le courant I_2' .

III-4-2- CONDITIONS LIMITES

Connaissant ces échanges de chaleur par effet Peltier, il est possible de préciser les conditions limites sur les frontières du thermoélément.

Soit un axe OX orienté suivant la longueur du thermoélément et $X = 0$ l'abscisse de la limite du thermoélément supposé soumis à une variation spatiale de température.

Pour $X < 0$, la composante suivant OX du flux d'énergie sur la région non cuivrée est :

$$\phi(X < 0) = \alpha_1 T I - \lambda_1 e_1 \frac{\partial T}{\partial x} \quad (\text{III-66})$$

De la même façon, pour $X > 0$:

$$\phi(X > 0) = \left(\frac{\alpha_1 \sigma_1 e_1 + \alpha_2 \sigma_2 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} \right) T I - G_{th} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (\text{III-67})$$

La puissance libérée par effet Peltier à la frontière du thermoélément est due à la discontinuité de la composante tangentielle du flux de chaleur.

Elle s'exprime par :

$$\phi(X > 0) - \phi(X < 0) = \left. \frac{dQ}{dt} \right|_{1,2} \quad (\text{III-68})$$

Soit :

$$-G_{th} \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} - \left(-\lambda_1 e_1 \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} \right) = \left. \frac{dQ}{dt} \right|_{1,2} \quad (\text{III-69})$$

De la même manière, pour la frontière qui voit partir le courant et d'abscisse ℓ :

$$-\lambda_1 e_1 \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=\ell} - \left(-G_{th} \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=\ell} \right) = \left. \frac{dQ}{dt} \right|_{2,1} = - \left. \frac{dQ}{dt} \right|_{1,2} \quad (\text{III-70})$$

Le champ de température induit par effet Peltier sur la surface du circuit thermoélectrique est solution de l'équation de Fourier compte tenu des conditions limites précédentes.

Ces résultats sont valables uniquement dans le cas où les frontières du thermoélément A et A' sont isothermes. Cette approximation est vérifiée dans le cas particulier de thermoéléments monodimensionnels orientés suivant la direction OX et dont les frontières soumises à une densité de courant électrique sont perpendiculaires à cette direction.

Dans le cas plus général d'un circuit plus complexe dans lequel la densité de courant n'est plus uniforme, il conviendrait de décomposer le courant total en tubes élémentaires dont les extrémités sont isothermes et d'appliquer les résultats précédents à chacun de ces tubes élémentaires.

III-5- EQUATIONS DU CHAMP DE TEMPERATURE EN REGIME PERMANENT

Du fait du passage d'un courant I , la surface du circuit thermoélectrique n'est plus en équilibre thermique ; chacune des frontières des thermoéléments supposés monodimensionnels est soumise à des sources de chaleur de signes contraires. Ces sources réversibles de chaleur provoquent soit une élévation, soit une diminution de température sur la surface du circuit. Le circuit thermoélectrique échange de la chaleur avec l'extérieur. La composante tangentielle du flux d'énergie $\phi'(x)$ varie sur la surface du circuit. Elle est définie comme la superposition du flux $\phi(x)$ calculée précédemment et de la composante électrostatique VI : $\phi'(x) = \phi(x) + VI$ (W/m).

Pour déterminer les variations de température apparaissant à la surface du circuit, il faut résoudre l'équation de Fourier compte tenu des conditions limites précédentes.

L'amplitude des variations de température superficielle dépend de la géométrie du circuit et des coefficients d'échanges thermiques avec l'extérieur.

On considère un circuit thermoélectrique placé dans un milieu à température constante T_e . Les déperditions latérales de part et d'autre sont représentées par deux coefficients d'échanges h_1 et h_2 (en W/m^2K) (figure III.7)

La variation par unité de longueur de la densité de flux $\phi'(x)$ s'exprime comme suit :

$$\frac{\phi'(x+dx) - \phi'(x)}{dx} = - \frac{\partial \phi'}{\partial x} = (h_1 + h_2) [T(x) - T_e] \quad (\text{III-71})$$

La densité de flux d'énergie $\phi'(x)$ est la superposition de la composante :

$$\phi(x) = (\alpha_1 \sigma_1 e_1 + \alpha_2 \sigma_2 e_2) T E - [\lambda_1' e_1 + \lambda_2' e_2] \frac{\partial T}{\partial x} \quad (\text{III-72})$$

établie précédemment et du flux d'énergie VI d'origine purement électrostatique.

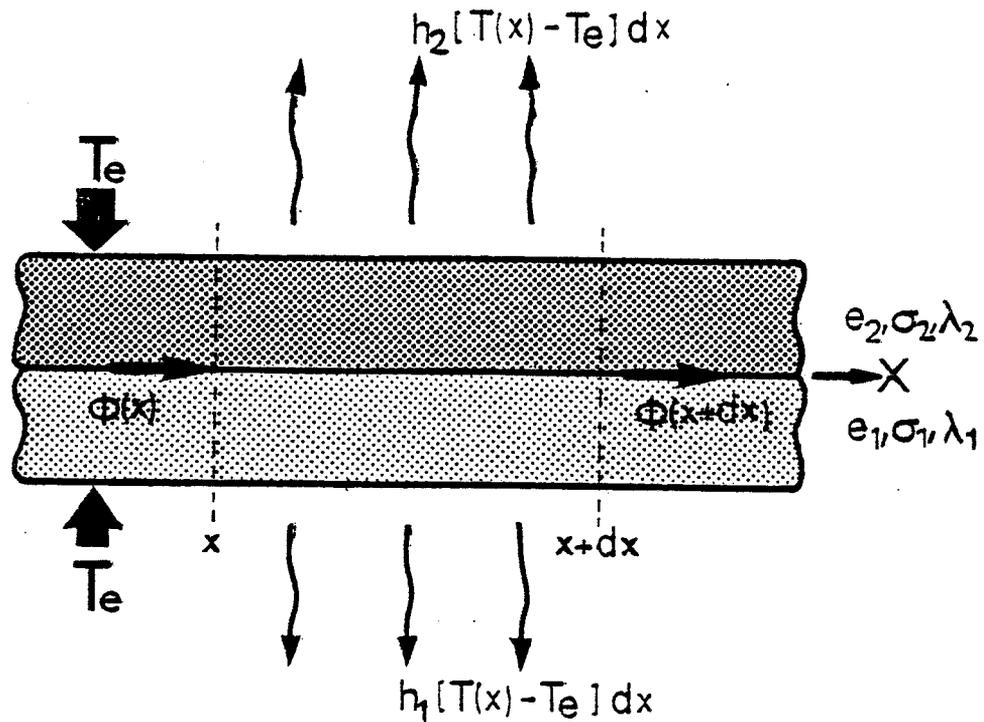


Figure III.7 : Echanges thermiques entre le circuit thermoélectrique et l'extérieur

Le calcul de $\frac{\partial \phi'}{\partial x}$ est classique pour un conducteur homogène et a été rappelé dans l'annexe 1. Le résultat peut être appliqué au cas précédent en remplaçant le pouvoir thermoélectrique α par celui équivalent pour un conducteur recouvert d'un dépôt électrolytique :

$$\alpha' = \frac{\alpha_1 \sigma_1 e_1 + \alpha_2 \sigma_2 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2}$$

ce qui donne après calculs :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi'}{\partial x} &= -(\lambda_1' e_1 + \lambda_2' e_2) \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{I^2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} + T \frac{d}{dT} (\alpha') I \frac{\partial T}{\partial x} \quad (\text{W/m}^2) \\ &= (h_1 + h_2) [T(x) - T_e] = \acute{h} [T(x) - T_e] \quad (\text{III-73}) \end{aligned}$$

avec $\acute{h} = h_1 + h_2$

On en déduit l'équation différentielle définissant les variations spatiales de température en régime permanent.

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} &= \frac{\acute{h}}{\lambda_1' e_1 + \lambda_2' e_2} [T(x) - T_e] - \frac{I^2}{(\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2)(\lambda_1' e_1 + \lambda_2' e_2)} \\ &+ T \frac{d(\alpha')}{dT} I \frac{\partial T}{\partial x} \frac{1}{(\lambda_1' e_1 + \lambda_2' e_2)} \quad (\text{III-74}) \end{aligned}$$

Le second membre de cette relation contient un terme en I^2 représentatif de l'effet Joule et un terme représentatif de l'effet Thomson. Ce terme proportionnel à $\frac{\partial T}{\partial x}$ et représentatif de l'effet Thomson peut être négligé compte tenu des faibles gradients de température apparaissant sur la surface du circuit et dûs à cet effet. De même, les phénomènes irréversibles liés au passage du courant tel l'effet Joule pouvant être traités indépendamment des échanges thermiques par effet thermoélectrique, le terme en I^2 n'intervient pas dans la représentation des effets thermoélectriques qui nous intéressent.

Il en résulte une équation différentielle régissant la distribution du champ de température de la forme :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{h'}{\lambda' e'} [T(x) - T_e] \quad (\text{III-75})$$

avec $\lambda' e' = \lambda_1' e_1 + \lambda_2' e_2$ (III-76)

Cette équation introduit le paramètre L' homogène à une longueur et défini par la relation :

$$L'^2 = \frac{\lambda' e'}{h'} \quad (\text{III-77})$$

Ce paramètre L' est représentatif de l'importance relative des phénomènes de conduction thermique sur la surface du circuit thermoélectrique par rapport aux déperditions latérales.

La solution générale de l'équation différentielle précédente est de la forme :

$$\theta'(x) = T'(x) - T_e = A \exp x/L' + B \exp -x/L' \quad (\text{III-78})$$

Le paramètre L' introduit précédemment caractérise la décroissance spatiale du champ de température.

Pour un circuit thermoélectrique thermiquement isolé du monde extérieur : $h_1 \sim h_2 \sim 0$ et $L' \rightarrow \infty$

Par contre, pour un système en contact thermique avec le milieu extérieur : $h \rightarrow \infty$ et $L' \rightarrow 0$.

III-6- ANALYSE DE LA SOLUTION DANS LE CAS PARTICULIER D'UN CIRCUIT
COMPORTANT UNE SEULE REGION CUIVREE

III-6-1- EXPRESSION DE LA DISTRIBUTION DE TEMPERATURE

Connaissant l'équation différentielle définissant le champ de température il est possible de déterminer les variations de température superficielle induite sur la surface d'un circuit supposé monodimensionnel de longueur quelconque. Pour caractériser la solution du problème, nous plaçons dans le cas simplifié d'un thermoélément de longueur infinie cuivrée dans la région $x \geq 0$ (figure III.8).

Dans ce cas particulier, le terme source générateur des variations de température sur la surface du circuit est localisé en $x = 0$ et les variations de température superficielle induites par effet thermoélectrique s'annulent à l'infini.

A partir de la solution générale, on obtient les solutions particulières suivantes :

$$\theta(x) = T(x) - T_e = B \exp x/L \quad \text{pour } x \leq 0 \quad (\text{III-79})$$

$$\theta'(x) = T'(x) - T_e = B' \exp -x/L' \quad \text{pour } x \geq 0 \quad (\text{III-80})$$

avec $L^2 = \frac{\lambda_1 e_1}{h'}$

et $L'^2 = \frac{\lambda' e'}{h'}$

Détermination des constantes B et B' :

- la température du circuit ayant une valeur unique sur la frontière $x = 0$, $B = B'$
- La valeur de la constante B peut être calculée à partir de la condition limite (III-68)

$$-\lambda_1 e_1 \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} + \left. \frac{dQ}{dt} \right|_{1,2} = -\lambda' e' \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0}$$

qui entraîne :

$$B = - \frac{1}{\frac{\lambda_1 e_1}{L} + \frac{\lambda' e'}{L'}} \left. \frac{dQ}{dt} \right|_{1,2} \quad (\text{K}) \quad (\text{III-81})$$

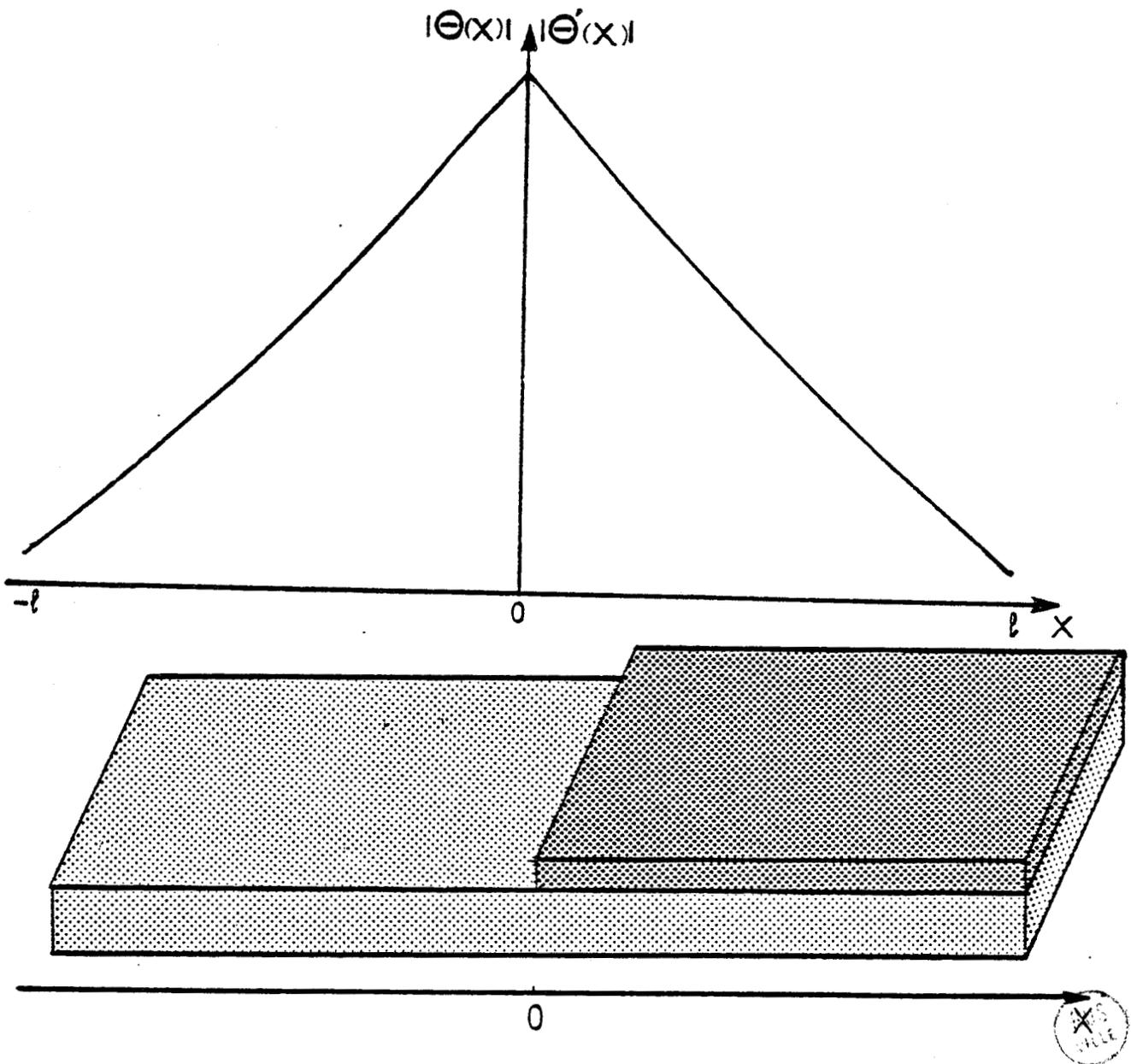


Figure III.8 : Variations de température de part et d'autre de la frontière d'un thermoélément de dimension semi-infinie.

Les solutions ont pour expressions :

$$\Theta(x) = T(x) - T_e = - \frac{1}{\frac{\lambda_1 e_1}{L} + \frac{\lambda' e'}{L'}} \frac{dQ}{dt} \Big|_{1,2} \exp X/L \quad \text{pour } x \leq 0 \quad (\text{III-82})$$

$$\Theta'(x) = T'(x) - T_e = - \frac{1}{\frac{\lambda_1 e_1}{L} + \frac{\lambda' e'}{L'}} \frac{dQ}{dt} \Big|_{1,2} \exp -X/L' \quad \text{pour } x \geq 0 \quad (\text{III-83})$$

La distribution de température varie de façon exponentielle à partir de la ligne de séparation entre la région cuivrée et la région qui ne l'est pas. La longueur de décroissance est d'autant plus importante que le circuit thermo-électrique est thermiquement isolé. L'amplitude des variations spatiales de température est maximale sur la frontière du dépôt électrolytique.

Cette amplitude est proportionnelle au paramètre :

$$\frac{1}{\frac{\lambda_1 e_1}{L} + \frac{\lambda' e'}{L'}} \quad (\text{K.m/W}) \quad (\text{III-84})$$

Les variations de température sont données figure III.9 pour plusieurs valeurs du rapport $\frac{\lambda' e'}{\lambda_1 e_1}$. Les courbes sont normalisées par rapport à la valeur correspondant au cas particulier où $\lambda' e' = \lambda_1 e_1$. Pour cette valeur particulière, le paramètre ci-dessus a pour valeur $1,58 \frac{\text{K.m}}{\text{W}}$, ce qui correspond à une valeur de $h \sim h_1 \sim h_2 = 100$.

La valeur du maximum est d'autant plus faible que l'épaisseur du dépôt électrolytique de cuivre est importante. L'amplitude de la variation de température est aussi proportionnelle à la densité de courant par unité de largeur. Pour une intensité de 1 ampère dans un circuit thermoélectrique de 2 mm de largeur : $I = 0,5 \cdot 10^3 \text{ A/m}$ et $\frac{dQ}{dt} \Big|_{1,2} = 3 \text{ W/m}$.

Il en résulte dans le cas particulier où $\sigma_2 e_2 = \sigma_1 e_1$ une élévation maximale de température sur la frontière du dépôt électrolytique $\Theta_{\max} \neq 5^\circ$.

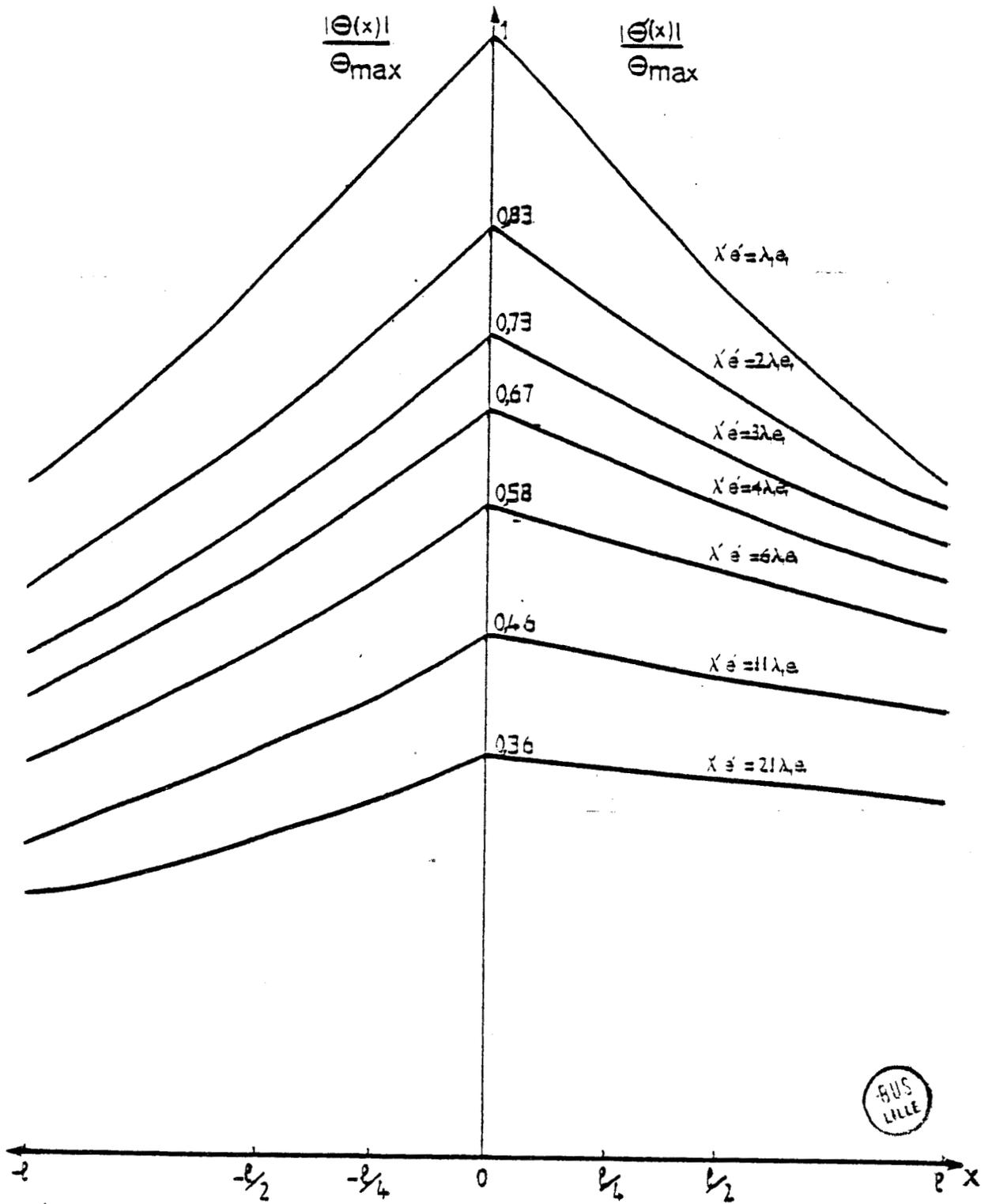


Figure III.9 : Variation normalisée de la température de surface induite sur la limite d'un thermoélément

III-6-2- FLUX DISSIPÉ A TRAVERS LA SURFACE D'ECHANGE

Connaissant la distribution de température en chaque point de la surface du circuit, il est possible de déterminer le flux dissipé à travers la surface d'échange .

$$P(x < 0) = \int_{-\infty}^0 (h_1+h_2) B \exp X/L dx = B(h_1+h_2) L \quad (\text{III-85})$$

$$P(x \geq 0) = \int_0^{\infty} (h_1+h_2) B \exp -x/L' dx = B(h_1+h_2) L' \quad (\text{III-86})$$

Soit un flux total dissipé :

$$P = P(x < 0) + P(x \geq 0) = B [\sqrt{\lambda_1 e_1} + \sqrt{\lambda_1 e_1}] \sqrt{h_1+h_2} \quad (\text{III-87})$$

En remplaçant B par sa valeur tirée de (III-80), on trouve :

$$\boxed{P = \left. \frac{dQ}{dt} \right|_{1,2}} \quad (\text{III-88})$$

La puissance thermique produite par effet Peltier génère les variations de température sur la surface du circuit thermoélectrique qui provoquent une dissipation dans le milieu ambiant.

Le signe des variations de température s'inverse avec le sens du courant, les échanges thermiques induits par effet Peltier sont réversibles.

III-6-3- ORDRE DE GRANDEUR

$$\text{Avec } \lambda_1 e_1 \approx \lambda_2 e_2 = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ W/K}$$

$$h = h_1 = h_2 = 300 \text{ W/m}^2\text{K}$$

$$h' = h_1 + h_2 = 2 h = 600 \text{ W/m}^2\text{K}$$

$$L = L' = \sqrt{\frac{\lambda_1 e_1}{h'}} = 9,13 \cdot 10^{-4} \text{ m}$$

$$\text{Pour un courant } I' = 0,5 \text{ A} ; I = \frac{I'}{\ell'} = 0,5 \cdot 10^3 \text{ A/m}$$

$$\left. \frac{dQ}{dt} \right|_{1,2} = 3 \text{ W/m}$$

Les variations de température induite par le passage d'un courant I' de 0,5 A dans le circuit thermoélectrique ont une amplitude maximale à la frontière du thermoélément.

Pour les valeurs numériques données ci-dessus, cette amplitude maximale est : $\theta_{\max} \approx 3,3^\circ\text{C}$.

III-7-* VARIATION DE TEMPERATURE SUPERFICIELLE INDUITE PAR LE PASSAGE D'UN COURANT SUR LA SURFACE D'UNE FEUILLE CONDUCTRICE LOCALEMENT RECOUVERTE DE DEPOTS ELECTROLYTIQUES DE NATURE DIFFERENTE REGULIEREMENT DISTRIBUES.

III-7-1- SOLUTION DE L'EQUATION DE FOURIER

Le modèle étudié est représenté figure III.10. C'est un ruban de constantan sur lequel sont déposées des couches électrolytiques de cuivre régulièrement distribuées.

Un axe OX est orienté suivant la longueur du circuit et l'origine 0 coïncide avec la limite d'un dépôt conducteur.

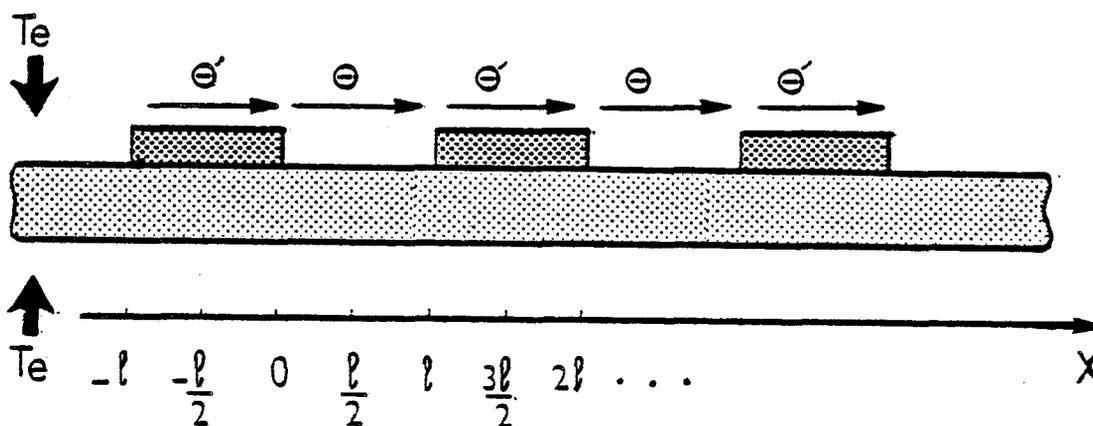


Figure III.10 : Modèle du circuit thermoélectrique

La distribution de température à la surface du circuit est la superposition des distributions de température induite par chacune des sources de chaleur alternativement positives et négatives localisées aux points d'abscisse $0l$, $2l$, $3l$, ... nl . La distribution de température superficielle est périodique et sa périodicité est celle des sources qui lui ont donné naissance. Cette périodicité spatiale est égale à $2l$.

Compte tenu de cette périodicité spatiale, l'étude du champ de température peut être limitée à la région $[-l/2 \leq x \leq 3l/2]$. Les sources de chaleur étant alternativement positives et négatives, les variations de température sont de signes contraires dans les régions $-l/2 \leq x \leq l/2$ et $l/2 \leq x \leq 3l/2$, ce qui nous permet de limiter l'étude au domaine $-l/2 \leq x \leq l/2$. Cette région est décomposée en deux parties $-l/2 \leq x \leq 0$ et $0 \leq x \leq l/2$, la conductivité thermique de surface subissant une discontinuité en $x = 0$.

Pour déterminer les variations de température induites sur la surface du circuit thermoélectrique, il faut résoudre l'équation de Fourier contenant les termes "sources" représentatifs des échanges par effet Peltier.

Le champ de température étant monodimensionnel, la distribution de température en régime permanent est solution de l'équation :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{h_1 + h_2}{\lambda_1 e_1} [T(x) - T_e] \quad 0 \leq x \leq l/2 \quad (\text{III-89})$$

$$\frac{\partial^2 T'}{\partial x^2} = \frac{h_1 + h_2}{\lambda' e'} [T'(x) - T_e] \quad -l/2 \leq x \leq 0 \quad (\text{III-90})$$

Les solutions sont respectivement :

$$\theta(x) = T(x) - T_e = A \exp\left(\frac{x-l/2}{L}\right) + B \exp\left(-\frac{x-l/2}{L}\right) \quad 0 \leq x \leq l/2 \quad (\text{III-91})$$

$$\theta'(x) = T'(x) - T_e = A' \exp\left(\frac{x+l/2}{L}\right) + B' \exp\left(-\frac{x+l/2}{L}\right) \quad -l/2 \leq x \leq 0 \quad (\text{III-92})$$

Compte tenu de l'existence d'une symétrie :

$$\theta(l/2) = T(l/2) - T_e = 0 \quad \text{et} \quad \theta'(-l/2) = T'(-l/2) - T_e = 0 \quad (\text{III-93})$$

Ce qui nous permet d'écrire que :

$$\theta(x) = T(x) - T_e = 2 A \operatorname{sh} \left(\frac{x - \ell/2}{L} \right) \quad 0 \leq x \leq \ell/2 \quad (\text{III-94})$$

$$\theta'(x) = T'(x) - T_e = 2 A \operatorname{sh} \left(\frac{x + \ell/2}{L'} \right) \quad -\ell/2 \leq x \leq 0 \quad (\text{III-95})$$

Comme il existe une continuité de la solution en $x = 0$, les solutions deviennent :

$$\theta(x) = T(x) - T_e = \frac{C}{\operatorname{sh} \ell/2L} \operatorname{sh} \left(\frac{x - \ell/2}{L} \right) \quad 0 \leq x \leq \ell/2 \quad (\text{III-96})$$

$$\theta'(x) = T'(x) - T_e = \frac{C}{\operatorname{sh} \ell/2L'} \operatorname{sh} \left(\frac{x + \ell/2}{L'} \right) \quad -\ell/2 \leq x \leq 0 \quad (\text{III-97})$$

Pour déterminer la constante C nous utilisons la condition limite (III-69) :

$$-\lambda' e' \left. \frac{\partial T'}{\partial x} \right|_{x=0} = -\lambda_1 e_1 \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} + \frac{dQ}{dt}$$

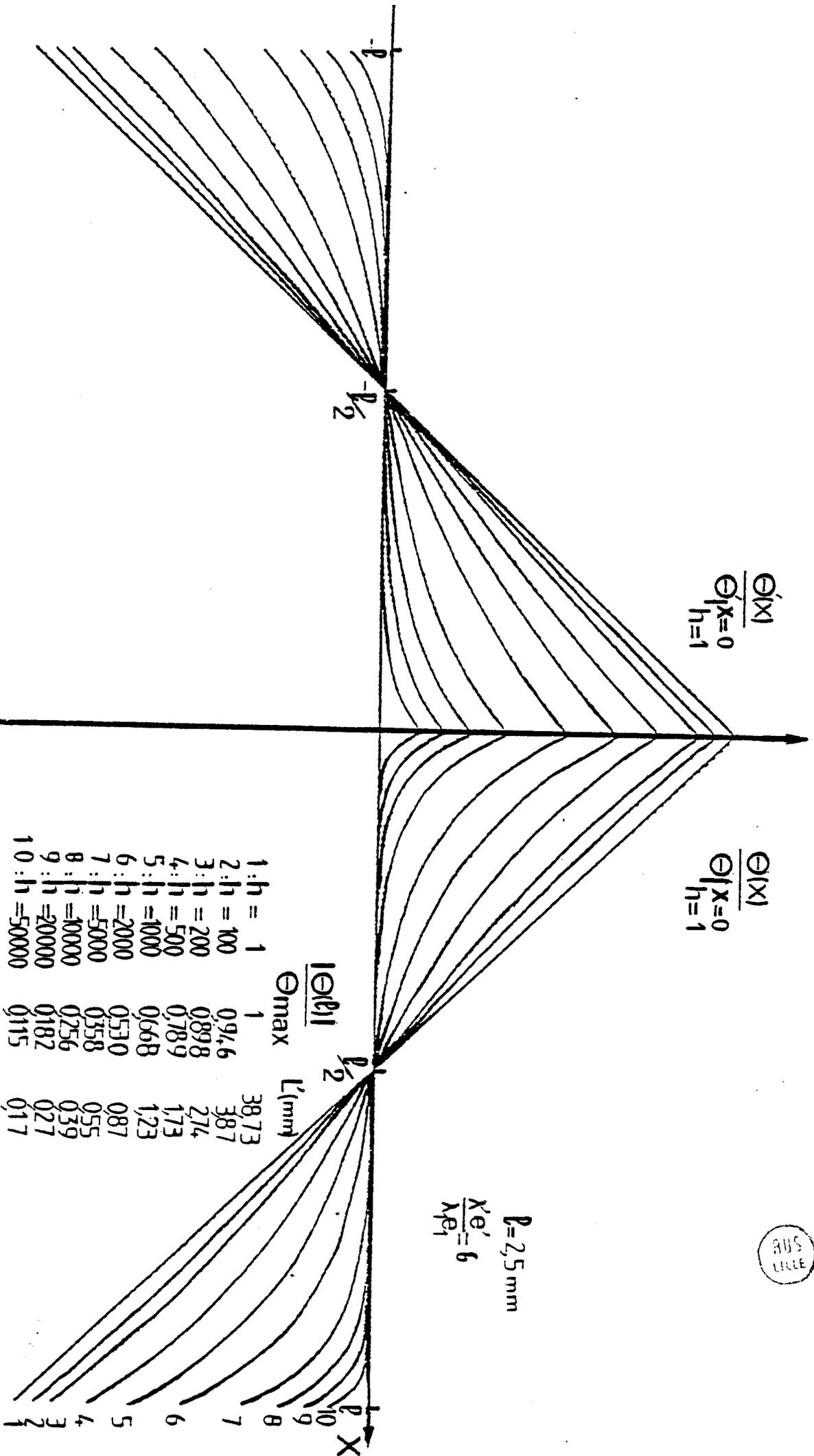
ce qui conduit à la solution finale :

$$\theta(x) = T(x) - T_e = \frac{\operatorname{sh} \left(\frac{x - \ell/2}{L} \right)}{\operatorname{sh} \ell/2L} \left[\frac{1}{\frac{\lambda_1 e_1}{L \operatorname{th} \ell/2L} + \frac{\lambda' e'}{L' \operatorname{th} \ell/2L'}} \right] \frac{dQ}{dt} \quad (\text{III-98})$$

$$0 \leq x \leq \ell/2$$

$$\theta'(x) = T'(x) - T_e = \frac{-\operatorname{sh} \left(\frac{x + \ell/2}{L'} \right)}{\operatorname{sh} \ell/2 L'} \left[\frac{1}{\frac{\lambda_1 e_1}{L \operatorname{th} \ell/2L} + \frac{\lambda' e'}{L' \operatorname{th} \ell/2L'}} \right] \frac{dQ}{dt} \quad (\text{III-99})$$

$$-\ell/2 \leq x \leq 0$$



SUS
LILLE

Figure III.11 : Distribution de température le long des thermoéléments pour différentes valeurs du coefficient d'échange h .

Cette solution est représentée figure III.11 pour différentes valeurs du coefficient h et L' . Les courbes sont normalisées par rapport à $\theta(x=0)$ pour h tendant vers zéro.

III-7-2- ANALYSE DE LA SOLUTION

Pour un circuit thermoélectrique parfaitement isolé, h tend vers zéro et $L' \rightarrow \infty$, il en résulte une expression plus simple de la solution qui s'écrit sous la forme :

$$\theta(x) = T(x) - T_e = \frac{x - \ell/2}{\lambda_1 e_1 + \lambda' e'} \frac{dQ}{dt} \quad 0 \leq x \leq \ell/2 \quad (\text{III-100})$$

$$\theta'(x) = T'(x) - T_e = \frac{-(x + \ell/2)}{\lambda_1 e_1 + \lambda' e'} \frac{dQ}{dt} \quad -\ell/2 \leq x \leq 0 \quad (\text{III-101})$$

La température varie linéairement sur la surface du circuit. Elle s'annule aux points milieux des régions cuivrées et non cuivrées.

Les variations de température sont maximales aux endroits où sont localisées les "sources" thermoélectriques. Pour un courant inducteur d'intensité fixée, les variations spatiales sont d'autant plus importantes que la résistance thermique de surface a une valeur élevée. Ces variations sont données figure III.12 pour différentes valeurs du rapport $\frac{\lambda' e'}{\lambda_1 e_1}$.

La puissance générée par effet Peltier sur chacune des limites des thermoéléments étant proportionnelle au courant électrique, il en est de même des différences de température de surface.

En remplaçant $\frac{dQ}{dt}$ par son expression (III-63), nous obtenons en $x = 0$ et $x = \ell$:

$$x = 0 \quad T(0) - T_e = -\ell/2 \frac{\sigma_2 e_2 (\alpha_2 - \alpha_1)}{(\lambda_1 e_1 + \lambda' e') (\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2)} T_e I \quad (\text{III-102})$$

$$x = \ell \quad T(\ell) - T_e = \ell/2 \frac{\sigma_2 e_2 (\alpha_2 - \alpha_1)}{(\lambda_1 e_1 + \lambda' e') (\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2)} T_e I \quad (\text{III-103})$$

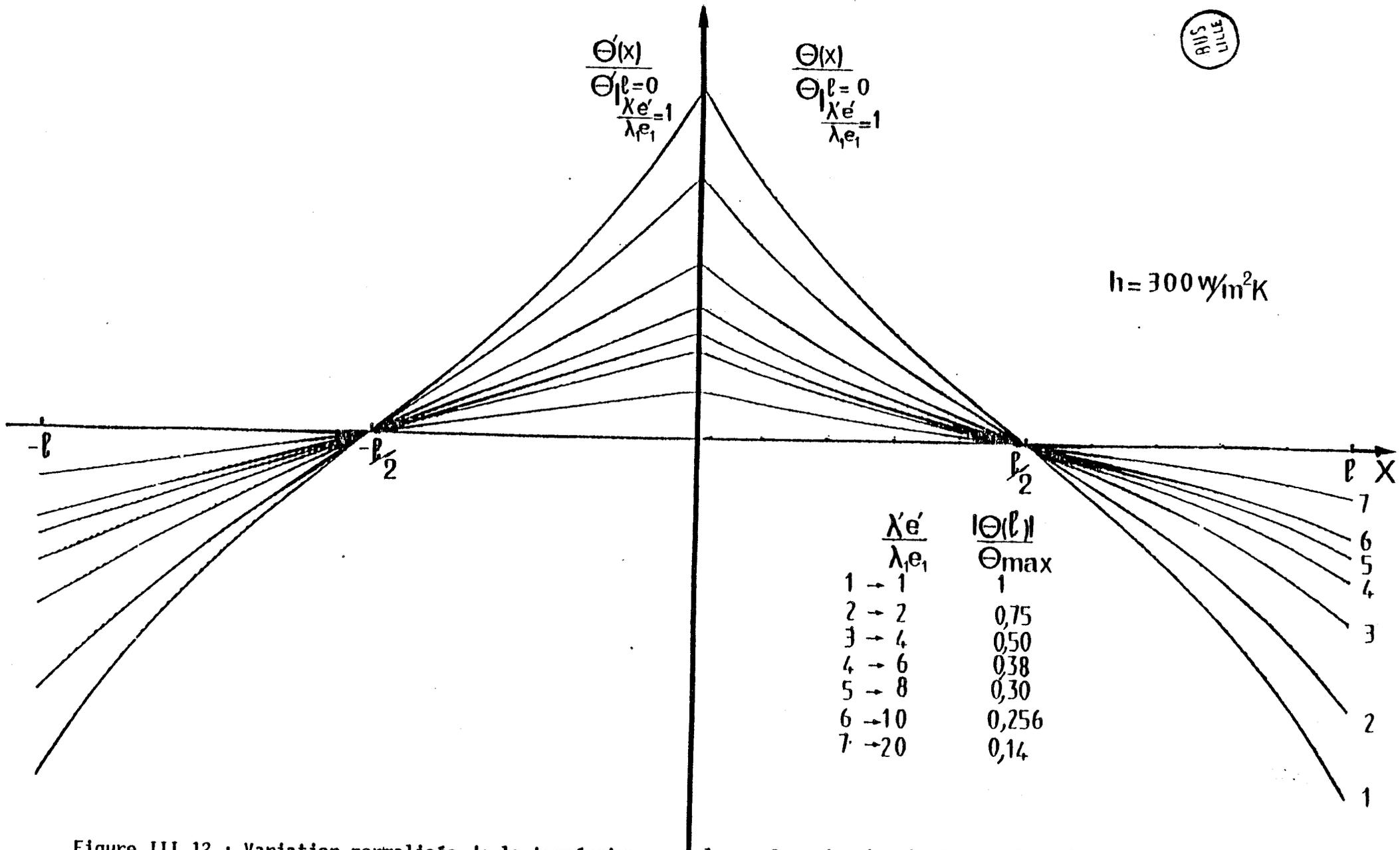


Figure III.12 : Variation normalisée de la température sur la surface du circuit thermoélectrique pour différentes valeurs du rapport $\lambda'e'/\lambda_1e_1$

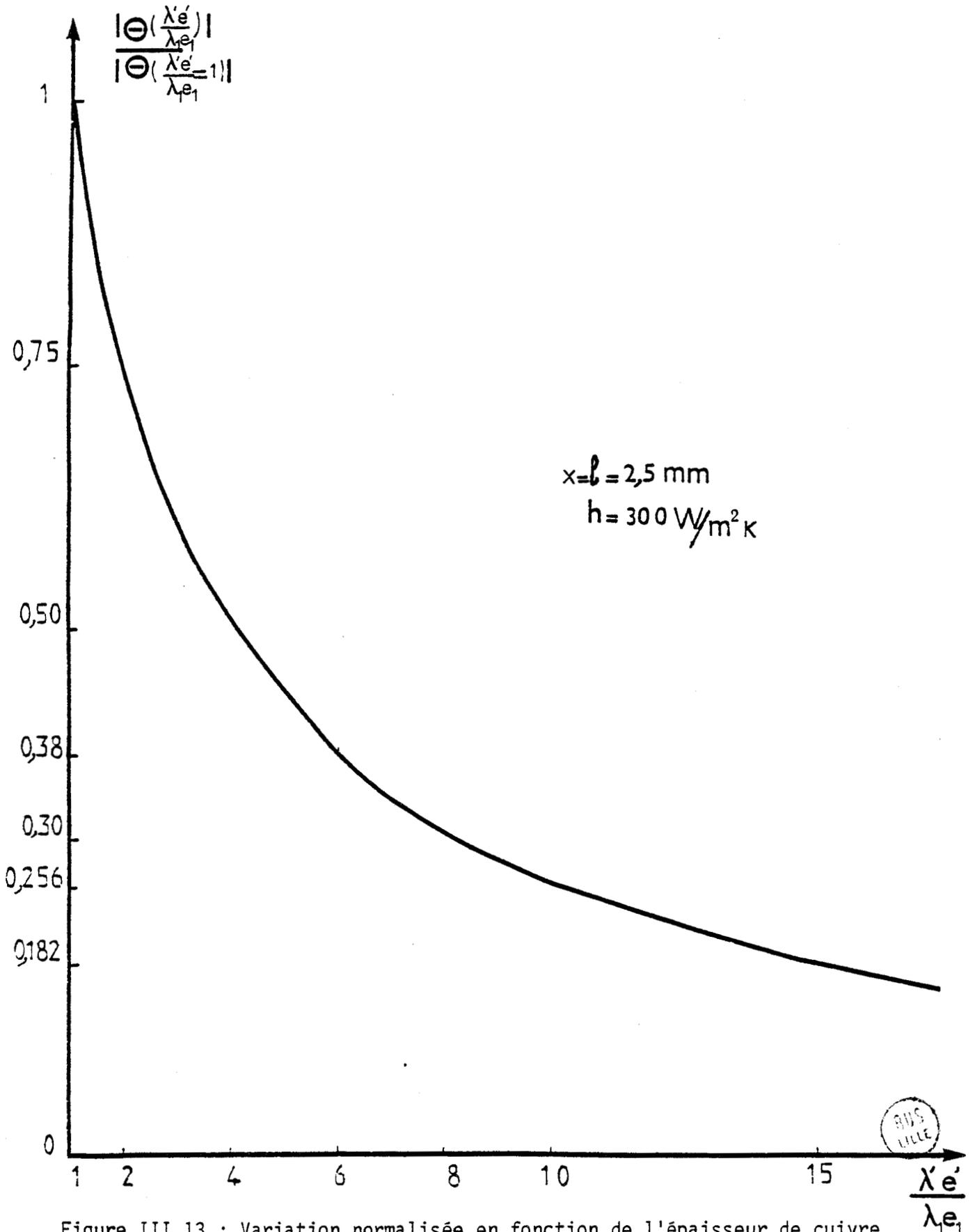


Figure III.13 : Variation normalisée en fonction de l'épaisseur de cuivre des maxima de température sur la surface du circuit thermoélectrique

Il en résulte une différence de température maximale entre les régions chaudes et froides :

$$\Delta T_m = \frac{\ell \sigma_2 e_2 (\alpha_2 - \alpha_1) T_e}{(\lambda_1 e_1 + \lambda' e') (\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2)} I \quad (\text{III-104})$$

Dans cette expression, I est le courant par unité de largeur. Si l'on veut exprimer ΔT_m en fonction du courant total I' circulant dans le thermoélément, il faut remplacer I par $\frac{I'}{\ell'}$, ce qui donne pour ΔT_m :

$$\Delta T_m = \frac{\sigma_2 e_2 (\alpha_2 - \alpha_1) T_e \ell}{(\lambda_1 e_1 + \lambda' e') (\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2)} \frac{I'}{\ell'} \quad (\text{III-105})$$

ℓ' étant la largeur du thermoélément, ℓ sa longueur.

La variation de température apparaissant sur la surface du circuit est proportionnelle à la valeur du courant $\frac{\sigma_2 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} I$ passant du circuit constantan dans le dépôt électrolytique de cuivre. Pour une épaisseur de cuivre de $1 \mu\text{m}$ sur une feuille de constantan de $25 \mu\text{m}$, on peut faire les approximations suivantes :

$$\sigma_1 e_1 \sim \sigma_2 e_2 \quad \text{et} \quad \lambda_1 e_1 \sim \lambda' e' = 0,5 \cdot 10^{-3}$$

les thermoéléments ayant un facteur de forme : $\ell/\ell' = 1,4$, $\Delta T_m = 8,4^\circ\text{C}$ pour un courant de 1 A .

On représente sur la figure III.13 l'influence du rapport des conductivités de surface $\frac{\lambda' e'}{\lambda_1 e_1}$ sur la différence de température au point d'abscisse $x = 0$. La courbe est normalisée par rapport au maximum obtenu pour $\frac{\lambda' e'}{\lambda_1 e_1} = 1$. Il s'agit toujours des thermoéléments de $2,5 \text{ mm}$ de longueur avec un coefficient d'échange $h = 300 \text{ W/m}^2\text{K}$.

On peut voir que la différence maximale de température décroît de façon exponentielle avec l'épaisseur e_2 du dépôt électrolytique de cuivre.

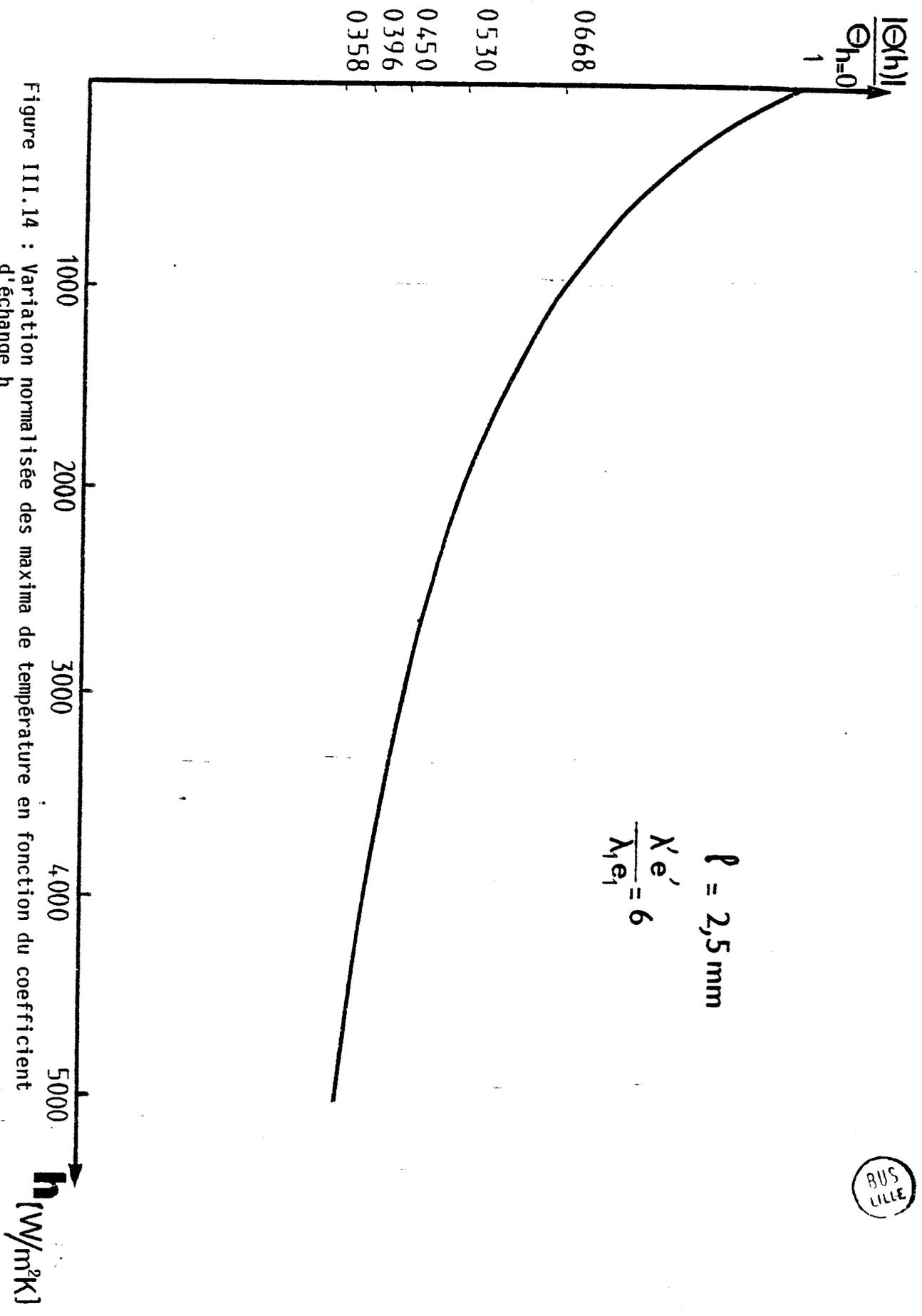


Figure III.14 : Variation normalisée des maxima de température en fonction du coefficient d'échange h



Les résultats précédents ont été établis pour un circuit thermoélectrique supposé isolé thermiquement du monde extérieur. En fait, une isolation thermique n'est jamais parfaite en pratique et il est indispensable de tenir compte des déperditions latérales et des apports de chaleur en provenance de l'extérieur. Il faut dans ce cas utiliser les expressions générales (III-98 et III-99) des variations de température. Dans ces expressions, les paramètres L et L' diminuent au fur et à mesure que les échanges avec le milieu extérieur deviennent prépondérants.

La variation de la différence de température Θ en fonction du coefficient d'échange h est donnée figure III.14 . Elle est normalisée par rapport à la valeur maximale obtenue pour $h \rightarrow 0$. Elle décroît exponentiellement. On a un rapport 0,5 quand h passe de 0 à 2000 W/m²K.

Finalement, sur le réseau de courbes (figure III.15), on a représenté la variation de Θ pour des longueurs de thermoélément différentes en fixant la valeur du coefficient d'échange h. Ces courbes sont normalisées par rapport au maximum obtenu pour $l = 20$ mm et h tendant vers zéro. La différence de température Θ varie d'autant plus avec la longueur des thermoéléments que le coefficient d'échange h tend vers zéro. Ceci nous permet de prévoir l'avantage d'une intégration plus ou moins grande des thermocouples de surface.

III-8- FACTEUR DE MERITE D'UN THERMOELEMENT MONODIMENSIONNEL

Nous avons montré dans le paragraphe III-2-3 que le couplage thermoélectrique provoque une augmentation de la conductivité thermique. La conductivité thermique de surface d'un thermocouple à couches conductrices superposées a été définie par :

$$\lambda' e' = \lambda_1 e_1 + \lambda_2 e_2 + \frac{(\alpha_2 - \alpha_1)^2 \sigma_1 \sigma_2 e_1 e_2 T}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2}$$

Cette relation peut se mettre sous la forme :

$$\lambda' e' = (\lambda_1 e_1 + \lambda_2 e_2) \left[1 + \frac{(\alpha_2 - \alpha_1)^2 \sigma_1 \sigma_2 e_1 e_2 T}{(\lambda_1 e_1 + \lambda_2 e_2)(\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2)} \right] \quad (III-106)$$

$$= (\lambda_1 e_1 + \lambda_2 e_2) (1 + z') \quad (III-107)$$

$$z' = \frac{(\alpha_2 - \alpha_1)^2 \sigma_1 \sigma_2 e_1 e_2 T}{(\lambda_1 e_1 + \lambda_2 e_2)(\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2)} \quad (III-108)$$

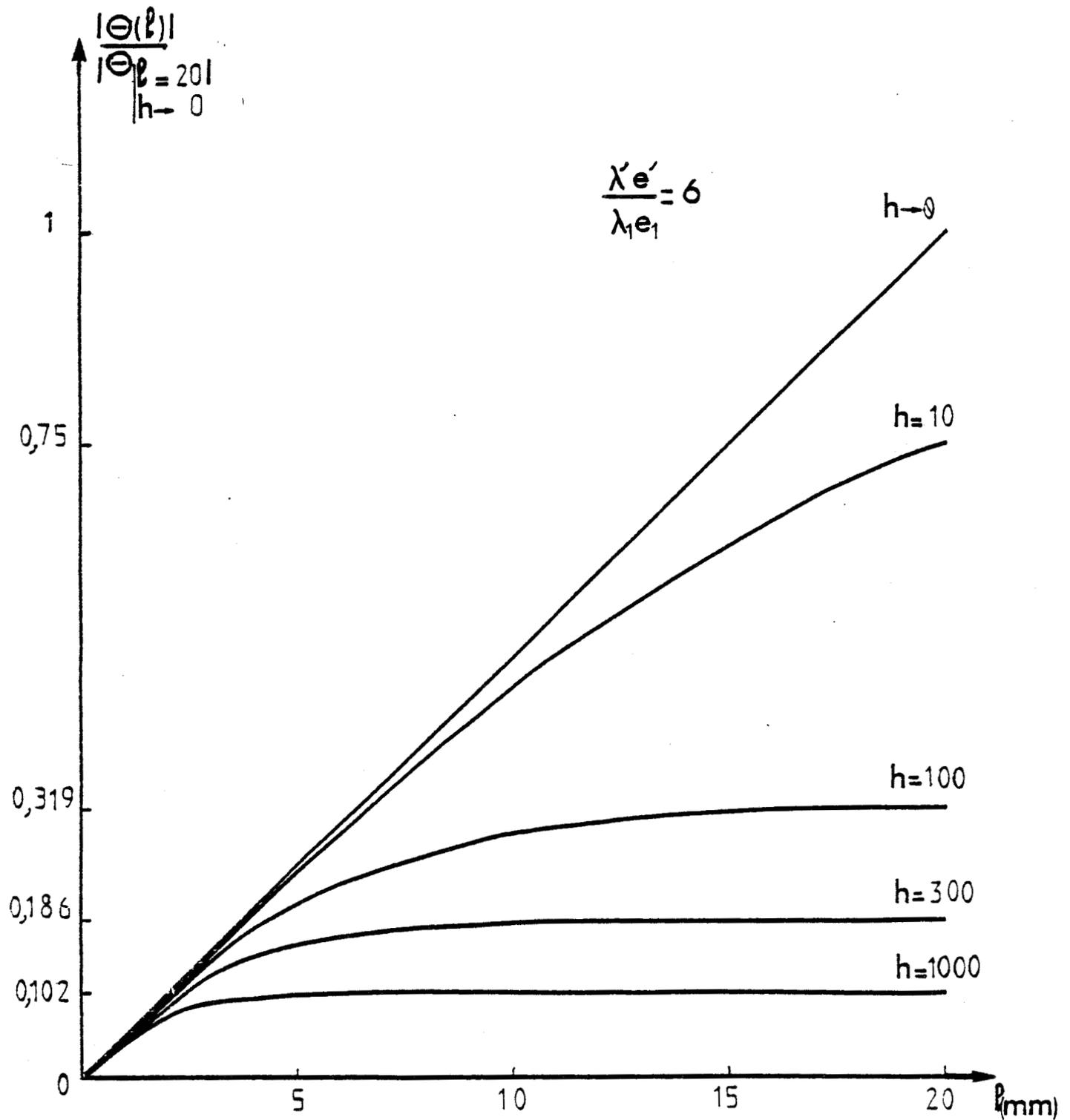


Figure III.15 : Variation normalisée des maxima de température en fonction de la longueur des thermoéléments pour différentes valeurs du coefficient d'échange h .



La modification de la conductivité thermique de surface peut être considérée comme une mesure de l'intensité du couplage thermoélectrique. Le paramètre z' représentant cette augmentation est pris comme facteur de mérite.

Dans la formulation précédente, nous avons montré que la différence de température maximale générée sur la surface est liée au courant I'_2 qui passe du constantan dans le dépôt électrolytique de cuivre par la relation :

$$\Delta T_m = \frac{(\alpha_2 - \alpha_1) T \ell}{(\lambda_1 e_1 + \lambda' e')} I'_2 \quad (\text{III-109})$$

On peut aussi écrire :

$$\Delta T_m = \frac{(\alpha_2 - \alpha_1) T \ell}{\lambda' e' (1 + \frac{\lambda_1 e_1}{\lambda' e'})} \neq \frac{(\alpha_2 - \alpha_1) T \ell}{\lambda' e'} I'_2 \quad (\text{III-110})$$

Ceci est valable pour une épaisseur de cuivre suffisante.

La différence de potentiel induite par cette variation superficielle de température est :

$$\Delta V_d = \frac{\sigma_2 e_2 (\alpha_2 - \alpha_1)}{(\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2)} \Delta T \quad (\text{III-111})$$

En remplaçant ΔT par sa valeur maximale donnée en (III-109) ΔV_d devient :

$$\Delta V_d = \frac{\sigma_2 e_2 (\alpha_2 - \alpha_1)^2 T \ell}{(\lambda' e') (\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2)} I'_2 \quad (\text{III-112})$$

En introduisant le facteur de mérite défini précédemment :

$$\Delta V_d \neq z' \ell \frac{I'_2}{\sigma_1 e_1} \quad (\text{III-113})$$

$\frac{\ell I'_2}{\sigma_1 e_1}$ caractérise la variation de la tension aux bornes du thermoélément due à la présence du dépôt électrolytique.

Le facteur de mérite représente le rapport de la tension mesurée d'origine thermoélectrique sur la variation de tension qui pourrait être mesurée en l'absence d'un dépôt électrolytique.

En pratique, nous nous limiterons à la mesure de la f.c.e.m. générée dans le circuit thermoélectrique parcouru par un courant pour évaluer le facteur de mérite d'un thermoélément.

III-9 - CONCLUSION

Dans cette partie, nous avons d'abord établi les équations locales représentatives du couplage thermoélectrique dans un thermocouple de surface. A partir de ces relations, nous avons établi que la tension apparaissant dans un tel dispositif utilisé comme détecteur était proportionnelle à la moyenne spatiale du gradient thermique sur la région cuivrée. Nous avons ensuite montré qu'il y avait des échanges thermiques réversibles provoqués par le passage d'un courant électrique dans une succession de thermocouples de surface supposés monodimensionnels. Les sources réversibles de chaleur générées par effet Peltier sont localisées sur les frontières des thermoéléments. Il en résulte une distribution de température périodique sur la surface du circuit thermoélectrique de périodicité égale à celle des thermoéléments. Cette distribution génère dans le circuit thermoélectrique une f.c.e.m opposée à la cause qui lui a donné naissance.

La distribution périodique de température génère également des déperditions de signe variable avec les coordonnées d'espace dans le milieu environnant. Il en résulte des variations spatiales de température et la possibilité d'en déduire les variations de température sur la surface d'un circuit "détecteur". Cette étude fera l'objet de la première partie du prochain paragraphe.

Le domaine d'application du modèle monodimensionnel est une première approximation pour calculer les variations réversibles de température induite par effet Peltier. En toute rigueur, il faudrait résoudre l'équation de Laplace à deux dimensions compte tenu des variations spatiales de conductivité et des termes sources représentatifs de l'effet Peltier. La confrontation avec les résultats expérimentaux permettra d'apprécier le degré de validité du modèle.

QUATRIEME PARTIE

VÉRIFICATIONS EXPÉRIMENTALES

IV-1- INTRODUCTION

La formulation théorique de la partie précédente permet de rendre compte des échanges par effet Peltier observés sur la surface des circuits thermoélectriques.

Les résultats obtenus permettent d'interpréter en première approximation les résultats expérimentaux obtenus notamment en ce qui concerne la réversibilité des phénomènes dus à ces échanges. Dans ce chapitre, les conclusions théoriques précédentes sont systématiquement confrontées à des vérifications expérimentales. Nous présentons un ensemble d'expériences complémentaires permettant de préciser le domaine de validité de nos résultats théoriques. La première partie de ce chapitre concerne l'étude des effets thermoélectriques en régime statique ou l'étude des gradients thermiques induits par le passage d'un courant continu dans le circuit. Nous montrons d'abord que les thermoéléments "détecteurs" fournissent une information proportionnelle à la moyenne spatiale du gradient thermique sur leur surface d'échange.

Disposant d'un détecteur thermoélectrique étalonné, nous évaluons dans le paragraphe suivant l'amplitude des gradients thermiques apparaissant sur la surface des circuits parcourus par un courant et nous déterminons la valeur du facteur de mérite du circuit "émetteur". Nous étudions ensuite le couplage thermoélectrique entre deux circuits superposés en fonction de divers paramètres et la dynamique du processus de couplage.

Dans la dernière partie, les résultats expérimentaux sont étendus à des circuits à thermoéléments non monodimensionnels.

IV-2- ANALYSE DE LA TENSION DETECTEE AUX BORNES D'UN CIRCUIT THERMO-ELECTRIQUE UTILISE COMME "DETECTEUR"

IV-2-1- PRINCIPES DE MESURE

On a établi précédemment que la tension mesurée entre les connexions de sortie d'un thermocouple de surface est proportionnelle à la moyenne spatiale instantanée du gradient thermique tangentiel sur la surface du circuit

La vérification expérimentale de ce résultat nécessite l'application d'une distribution continue du gradient thermique tangentiel sur la surface sensible du circuit thermoélectrique qui, connecté à un microvoltmètre, est utilisé dans ce cas comme détecteur du gradient thermique.

Il n'existe pas à notre connaissance de moyen simple pour créer une telle distribution de température compte tenu des dimensions très réduites des cellules du circuit détecteur. Nous avons donc été amenés à utiliser un circuit thermoélectrique à dépôts électrolytiques identiques à ceux du circuit détecteur et nous avons supposé valables les résultats théoriques précédents.

Le passage d'un courant dans le circuit thermoélectrique provoque des échanges par effet Peltier localisés sur les limites de chaque thermoélément et une distribution de température périodique sur toute la longueur du circuit. En plaçant face à face deux circuits thermoélectriques identiques, l'un, parcouru par un courant, génère sur la surface du second une distribution périodique continue de température superficielle.

Le réseau de courbes représentées figure III.11 montre que la distribution de température sur la surface du circuit thermoélectrique varie linéairement lorsque la longueur caractéristique L' est grande vis-à-vis de la longueur λ des cellules thermoélectriques. Avec des cellules de 2,5 mm de longueur, cette condition est remplie lorsque le coefficient d'échange avec le milieu extérieur h est compris entre 0 et 300. En plus de ces impératifs, il nous était nécessaire d'obtenir des résultats comparables entre eux et reproductibles. Nous avons pour cela disposé l'ensemble circuit "détecteur"-circuit "émetteur" entre deux plaques échangeuses portées à la même température T_e . Des feuilles de caoutchouc d'épaisseur variable placées entre les circuits thermoélectriques et les plaques échangeuses permettent d'ajuster le coefficient d'échange à la valeur souhaitée.

La valeur de h dépend de la nature et de l'épaisseur du caoutchouc utilisé ($h = \lambda/e$). Elle a été mesurée dans un dispositif classique à température imposée décrit en appendice A2. On a trouvé $h = 300 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ pour une feuille de un mm d'épaisseur. Ceci conduit à prendre pour h_1+h_2 une valeur comprise entre 300 et $600 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ puisque le circuit thermoélectrique est en contact avec les plaques échangeuses par l'intermédiaire du caoutchouc sur une face et par l'intermédiaire du circuit détecteur et du caoutchouc sur l'autre face.

Dans ces conditions, toute la surface des thermoéléments est soumise aux variations réversibles de température générées par effet Peltier et la sensibilité du circuit détecteur peut être analysée en déplaçant le circuit thermoélectrique "émetteur" parallèlement à la surface du circuit "détecteur".

IV-2-2- RESULTATS EXPERIMENTAUX

L'étude expérimentale consiste à vérifier que la tension détectée est proportionnelle à la moyenne spatiale du gradient thermique sur chacune des cellules du circuit détecteur et par là même, à la surface de recouvrement commune aux cellules émettrices et détectrices.

La surface du circuit émetteur, soumise à des variations périodiques de température, est déplacée parallèlement à la surface du circuit détecteur en position fixe dans l'espace.

On procède à un déplacement dans le sens de la longueur des thermoéléments puis à un déplacement dans le sens de la largeur.

IV-2-2-a- Déplacement dans le sens de la longueur

Soit X'-X un axe orienté suivant la longueur des cellules thermoélectriques émettrices (figure IV.1). Dans ce sens de déplacement, le circuit détecteur est soumis à un champ périodique de température dont les variations spatiales sont alternativement positives et négatives. La tension observée aux bornes du circuit détecteur est maximale lorsque les régions cuivrées des circuits "détecteurs" et "émetteurs" sont placées face à face et coïncident parfaitement. La tension s'annule lorsque les centres des régions cuivrées de l'un des circuits coïncident avec les limites des thermoéléments de l'autre. Elle prend une valeur égale à la valeur maximale changée de signe lorsque les régions cuivrées du circuit détecteur sont placées face aux régions non cuivrées du circuit émetteur.

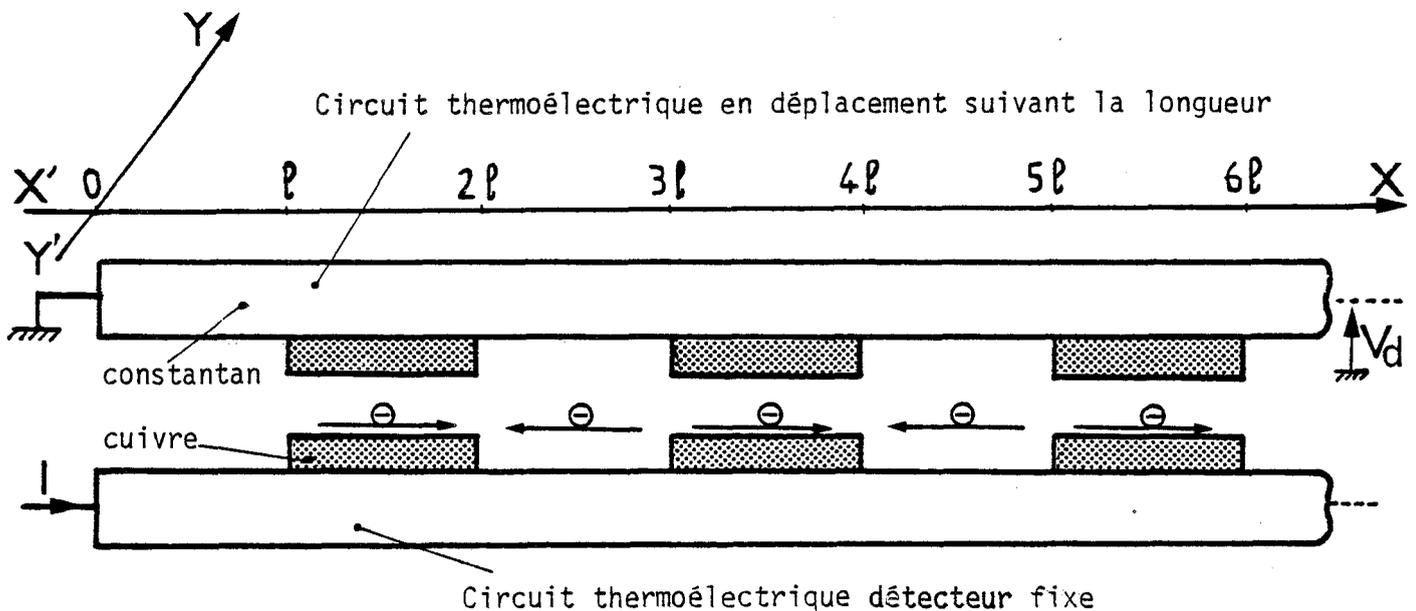


Figure IV.1 : Déplacement dans le sens de la longueur du circuit émetteur par rapport au circuit détecteur.

BUS
LILLE

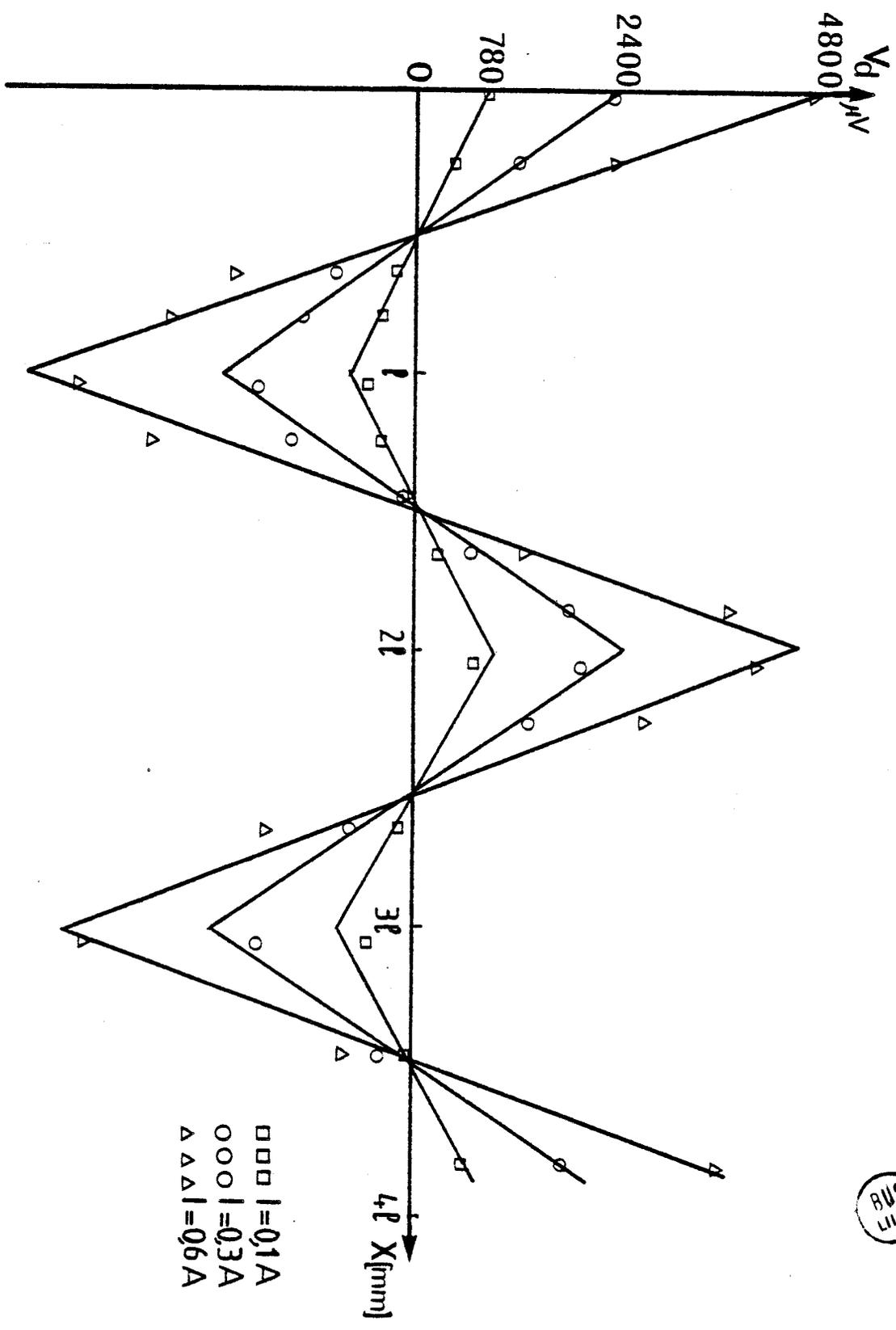


Figure IV.2 : Variation de la tension détectée en fonction du déplacement dans le sens de la longueur des thermoéléments du circuit émetteur par rapport au circuit détecteur

Les variations obtenues pour différentes valeurs du courant inducteur en fonction de la distance de déplacement sont représentées figure IV.2. Ces variations correspondent parfaitement à la distribution de température dans le sens de la longueur du circuit thermoélectrique donnée figure III.11.

Ces résultats sont conformes aux résultats théoriques puisque la distribution de température est orientée positivement dans une région et négativement dans la suivante ou inversement suivant le sens du courant circulant dans le circuit émetteur, le phénomène étant réversible.

IV-2-2-b- Déplacement dans le sens de la largeur des thermoéléments

L'axe orienté dans cette direction est $Y'-Y$. Si l'on parcourt le circuit thermoélectrique dans cette direction (figure IV.3), on peut voir que la moyenne spatiale du gradient thermique est positive sur la distance ℓ' correspondant à la largeur d'un thermoélément, nulle dans l'intervalle d séparant deux rangées de thermoéléments et négative sur la distance ℓ' qui suit correspondant à la largeur du thermoélément de la rangée suivante placée sur l'axe $Y'Y$. On a un effet inverse quand on change le sens du courant.

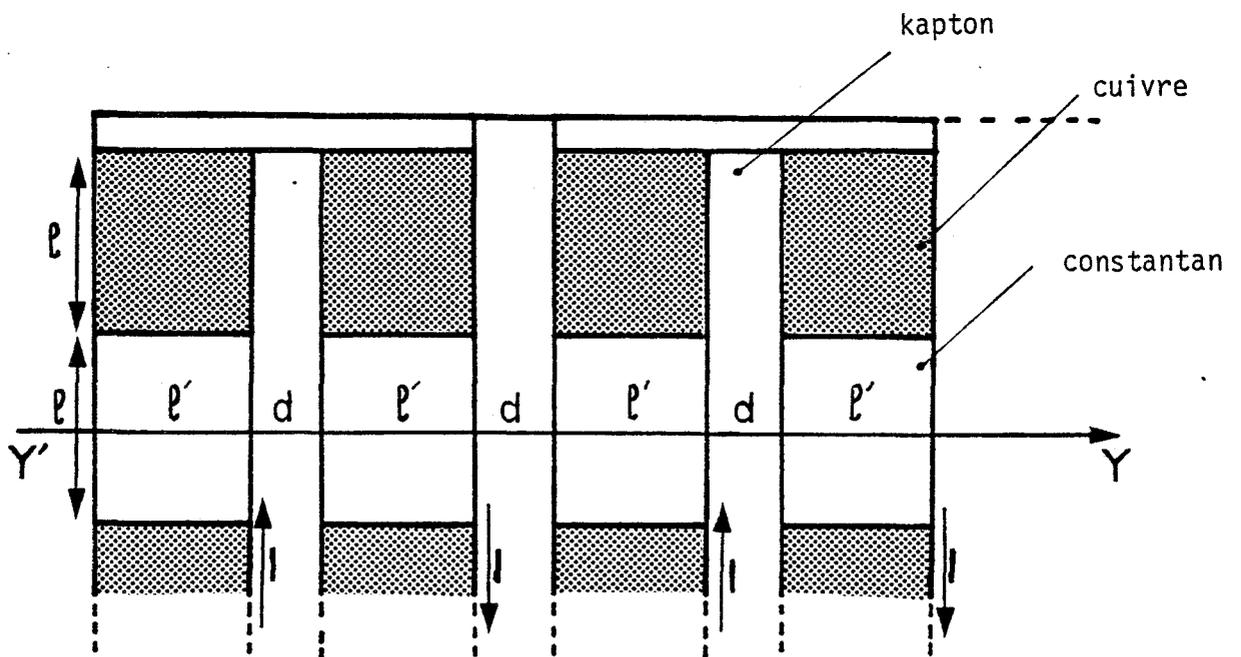


Figure IV.3 : Déplacement dans le sens de la largeur du circuit émetteur par rapport au circuit détecteur.

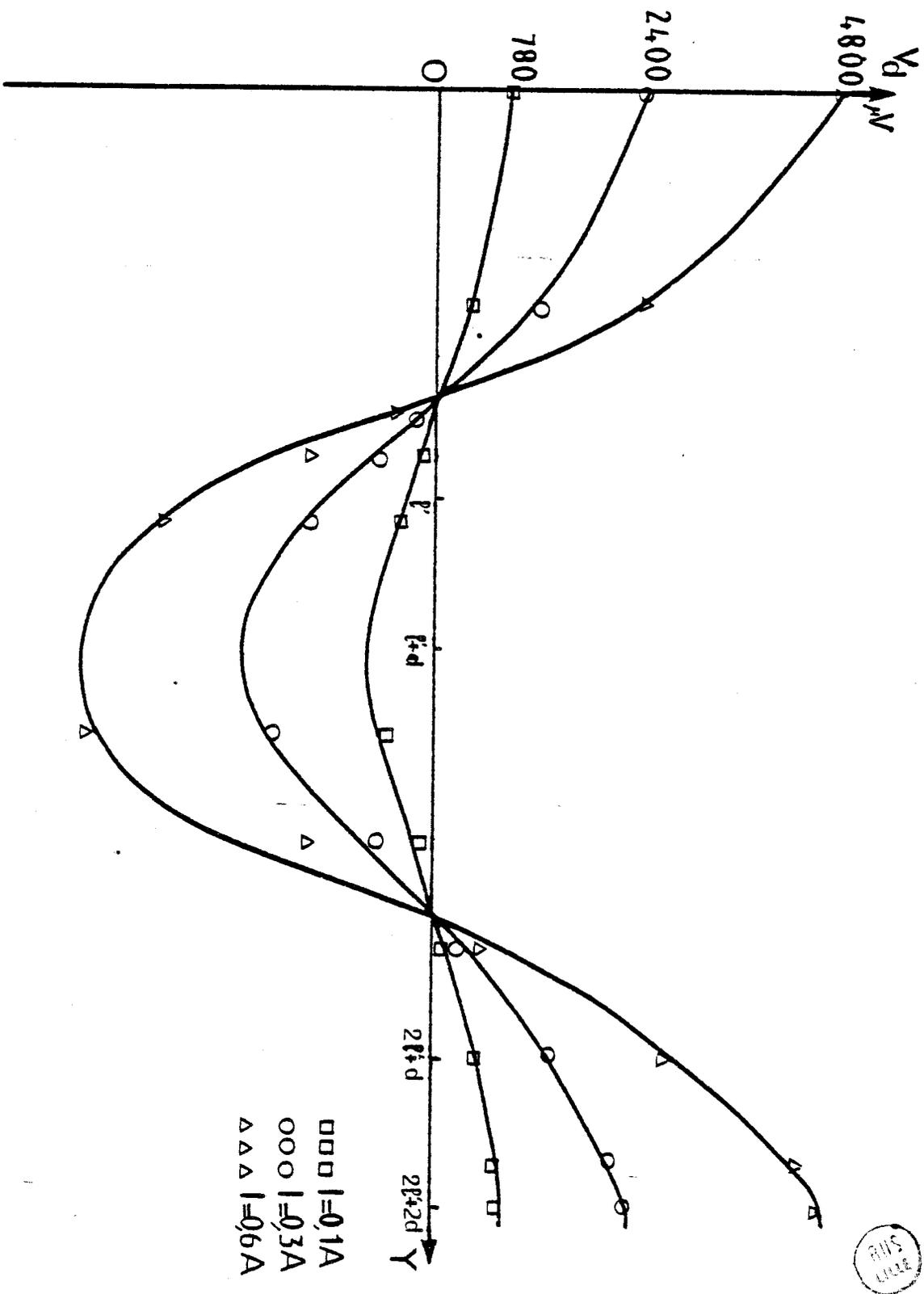


Figure IV. 4 : Variation de la tension détectée en fonction du déplacement dans le sens de la largeur des thermoéléments du circuit émetteur par rapport au circuit détecteur

L'amplitude de la tension détectée aux bornes du circuit détecteur varie conformément à cette théorie. Partant d'une tension de valeur maximale obtenue en mettant les régions cuivrées des deux circuits face à face, la tension détectée s'annule, puis change de signe lorsque les cellules émettrices sont décalées d'une région par rapport aux cellules détectrices suivant la direction $Y'-Y$.

Nous avons représenté figure IV.4 ces variations périodiques de température pour plusieurs valeurs de courant émetteur.

La tension observée aux bornes du circuit détecteur est donc toujours proportionnelle à la surface de contact des régions cuivrées des circuits détecteurs et émetteurs.

IV-2-3- UTILISATION DE CIRCUITS THERMOELECTRIQUES A THERMOELEMENTS DE LONGUEUR DIFFERENTE

Une autre vérification expérimentale de la loi des longueurs a été faite en utilisant un circuit thermoélectrique dont les thermoéléments ont 125 mm de longueur successivement comme détecteur, puis comme émetteur couplé à un circuit dont les thermoéléments ont 2,5 mm de longueur. Les circuits face à face sont tels qu'une région cuivrée de l'un recouvre une rangée ou 25 régions cuivrées de l'autre.

Dans le cas de thermoéléments ayant pour longueur 125 mm et pour un coefficient d'échange h voisin de $300 \text{ W/m}^2 \text{ K}$, il faut s'attendre d'après les résultats théoriques (figure III.11) à une distribution de température localisée sur les limites des thermoéléments.

Sur la figure III.15, on peut voir aussi que pour cette valeur de h , l'amplitude maximale de température induite est deux fois plus grande pour les cellules de longueur supérieure à 5 mm que pour celles de 2,5 mm. Les deux circuits ayant respectivement 25 et 1250 cellules thermoélectriques, le rapport des amplitudes maximales de température induite entre les deux circuits est de 1/25.

La tension détectée aux bornes du circuit thermoélectrique comportant 25 cellules de 125 mm de longueur est très faible et va provenir principalement de l'échauffement par effet Joule, échauffement non réversible.

Tout ceci est confirmé par l'expérience. On a successivement pris le circuit à cellules de 125 mm comme détecteur, puis comme émetteur et inversement pour l'autre circuit thermoélectrique à cellules de 2,5 mm de longueur. (figure IV.5).

On observe une tension détectée très faible. La variation de celle-ci avec le courant circulant dans le circuit émetteur est parabolique et correspond bien à l'effet Joule (figure IV.6).

On peut dire aussi que le système est réciproque, puisque dans un sens comme dans l'autre V_d est pratiquement le même.

Le gradient thermique étant supposé sensiblement uniforme sur la surface du circuit détecteur, l'ensemble de ces résultats expérimentaux montre que la tension détectée par un thermocouple de surface est proportionnelle à la moyenne spatiale du gradient thermique sur la surface des thermoéléments.

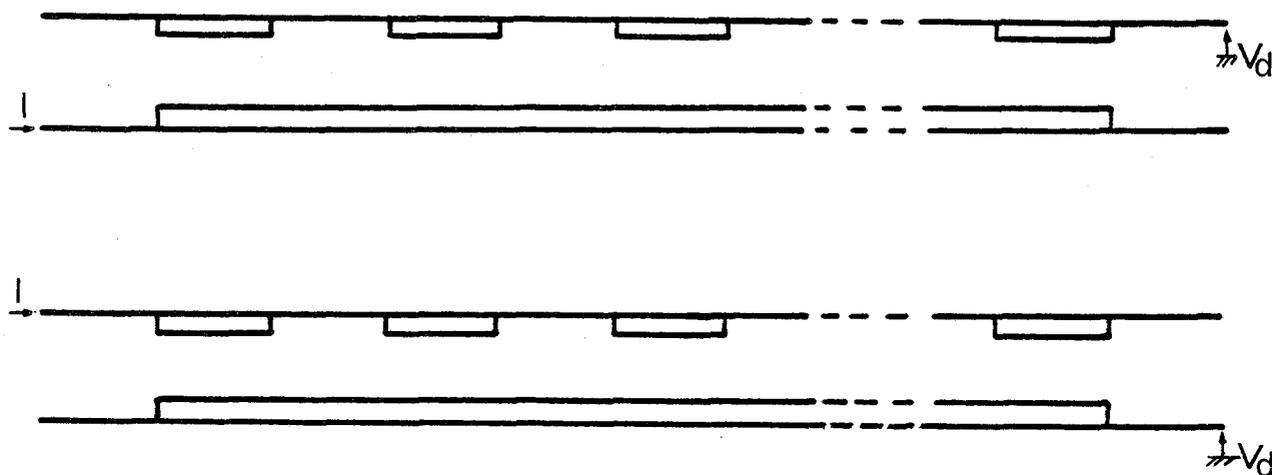


Figure IV.5 : Couplage entre circuit à thermoéléments de 2,5 mm et circuit à thermoéléments de 125 mm de longueur, le courant circulant dans l'un ou l'autre des deux circuits.

IV-3- DIFFERENCES DE TEMPERATURE GENEREES PAR EFFET PELTIER SUR LA SURFACE DU CIRCUIT "EMETTEUR"

Le circuit thermoélectrique pouvant successivement être utilisé comme générateur, puis comme détecteur de gradients thermiques superficiels, nous pouvons comparer les résultats expérimentaux obtenus par cette méthode aux résultats théoriques de la partie précédente.

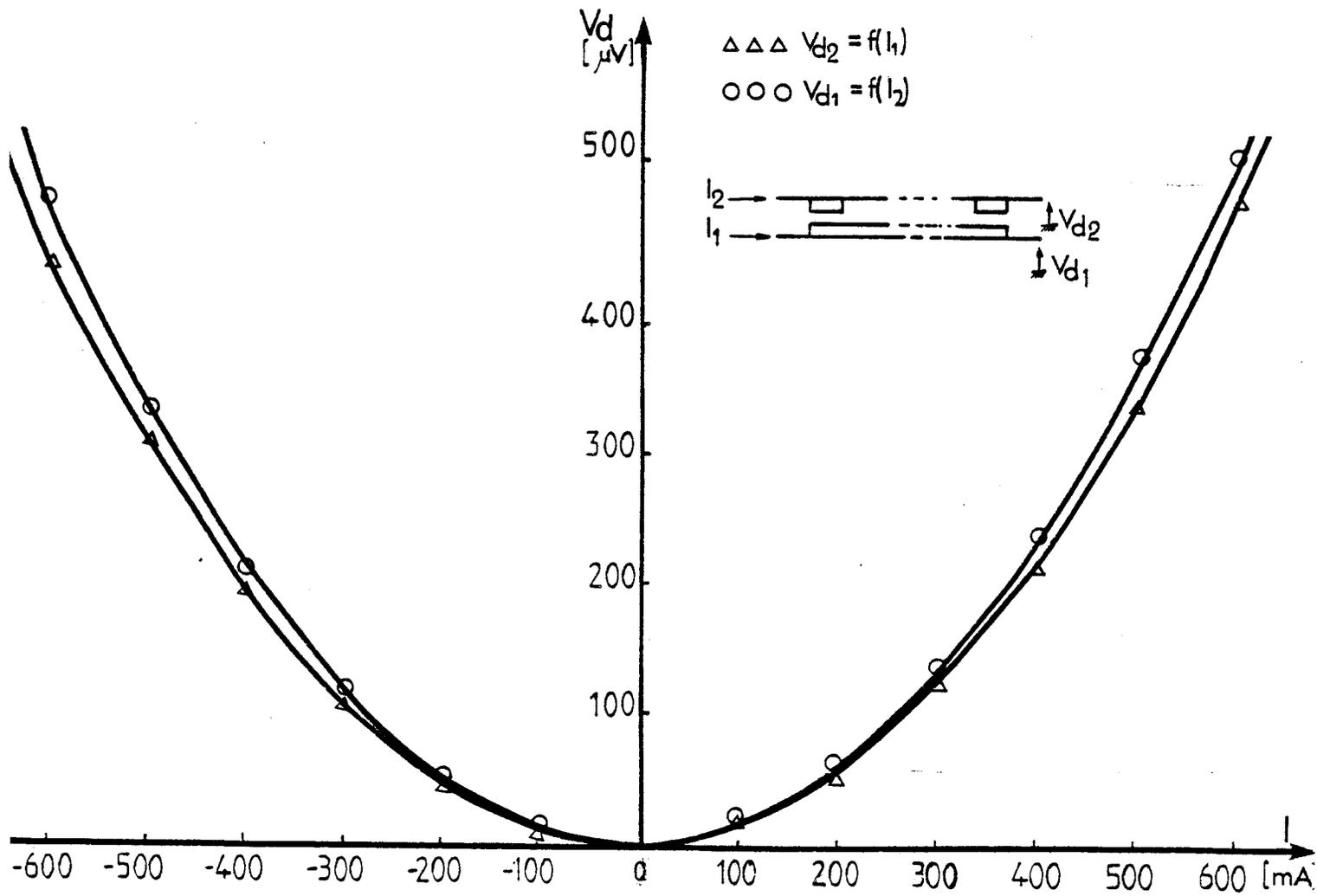


Figure IV.6 : Prépondérance de l'effet Joule dans le cas d'un circuit où les variations de température dues à l'effet Peltier sont très réduites.



Les résultats expérimentaux sont donnés dans la deuxième partie (section II-10 et II-11). Le circuit émetteur est d'abord traversé par un courant continu d'intensité variable de 0 à 500 mA. Il est ensuite relié à un microvoltmètre au moment où le courant est coupé pour détecter les variations de température générées sur sa surface.

L'épaisseur de cuivre électrolytique étant suffisante pour que la relation $\sigma_2 e_2 \gg \sigma_1 e_1$ soit vérifiée, la sensibilité de chaque cellule thermoélectrique est voisine dans ce cas de $40 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$.

Pour un courant continu de 500 mA, la tension induite détectée est de 60 mV pour 1250 cellules thermoélectriques. Compte tenu de la sensibilité du circuit fonctionnant en détecteur, chaque cellule est soumise à une différence de température de $1,2^\circ\text{C}$.

Pour un courant d'intensité égale (500 mA) et en appliquant la relation (III.105) de la partie théorique valable pour un coefficient d'échange h tendant vers zéro, nous trouvons une différence de température $\Delta T_m = 2,8^\circ\text{C}$.

La valeur mesurée ($1,2^\circ\text{C}$) est inférieure à la valeur théorique calculée pour un circuit isolé du milieu extérieur. L'écart entre les deux valeurs est dû aux échanges à travers la surface d'échange du circuit thermoélectrique. Le rapport entre ces deux valeurs projeté sur la courbe donnant la variation de température avec le coefficient d'échange (III-14) conduit à une valeur de h représentative des échanges existant dans le montage expérimental (présence d'une feuille de caoutchouc de part et d'autre du circuit thermoélectrique) supérieure à celle attendue ($h \sim 3000$ au lieu de $300 \text{ W/m}^2\text{K}$).

L'écart entre les valeurs expérimentales et théoriques peut être dû à une modélisation très simplifiée de l'échange de chaleur entre le circuit et le milieu extérieur. Prendre pour h la valeur des conductances thermiques des feuilles de caoutchouc mesurée en régime permanent suppose que les lignes de flux thermique s'établissent de manière uniforme entre le circuit et le milieu extérieur. En fait, les lignes de flux en provenance des sources positives se referment vers les sources négatives disposées sur le circuit thermoélectrique à une très faible distance (2,5 mm). Il en résulte des échanges beaucoup plus intenses au niveau de la surface du circuit et une augmentation probable du coefficient d'échange avec le milieu extérieur.

Connaissant la valeur de la tension induite par effet thermoélectrique (60 mV pour un courant de 500 mA traversant le circuit) et la diminution de résistance due au dépôt de cuivre électrolytique, il est possible de calculer le facteur de mérite du circuit thermoélectrique.

Le laminé de constantan a une résistance de 75 Ω , le cuivrage ramène la résistance à 40 Ω ce qui conduit à une diminution :

$$\Delta R = 75 - 40 = 35 \Omega$$

La variation de la chute ohmique due au cuivrage électrolytique est de $35 \times 0,5 = 17,5$ V. Le facteur de mérite du circuit z' est dans ce cas égal à

$$z' = \frac{60 \cdot 10^{-3}}{17,5} = 3 \cdot 10^{-3}$$

Le couplage entre les propriétés thermiques et électriques est très faible dans les circuits réalisés.

IV-4- CARACTERISATION DU COUPLAGE THERMOELECTRIQUE ENTRE DEUX CIRCUITS

La méthode expérimentale développée précédemment nous a conduit à utiliser l'effet Peltier pour caractériser les détecteurs thermoélectriques.

Le gradient thermique généré dans le circuit émetteur est d'autant plus important que le circuit est mieux isolé du monde extérieur ; il en est de même pour la sensibilité du circuit détecteur. Ces résultats nous amènent à considérer les circuits émetteurs et détecteurs comme des "circuits couplés". Le couplage thermoélectrique est maximal lorsque les cellules du circuit détecteur sont positionnées face aux cellules du circuit émetteur. L'étude théorique a montré que le couplage thermoélectrique est matérialisé par des échanges réversibles de chaleur localisés de part et d'autre du circuit émetteur. Les échanges étant réversibles, le couplage est linéaire et peut être représenté par des équations générales de la forme :

$$V_1 = R'_{11} I_1 + R_{12} I_2$$

$$V_2 = R_{21} I_1 + R'_{22} I_2$$

Ces équations sont valables en régime permanent. R'_{11} et R'_{22} sont représentatives des résistances ohmiques des circuits et des f.c.e.m. d'origine thermoélectrique qui y apparaissent.

Dans les configurations expérimentales, le circuit "émetteur" étant parcouru par un courant I et le circuit "détecteur" en circuit ouvert, ces relations deviennent :

$$V_1 = R'_{11} I_1$$

$$V_2 = V_{\text{det}} = R_{21} I_1$$

Lorsque les thermoéléments des deux circuits sont identiques, il y a égalité des coefficients de couplage R_{12} et R_{21} . R_{12} dépend à la fois des positions relatives et des dimensions des circuits en interaction. Dans cette partie, nous étudions la variation du coefficient de couplage en fonction des grandeurs physiques définissant les échanges de chaleur entre circuit émetteur et circuit détecteur.

IV-4-1- INTERACTIONS ENTRE CELLULES THERMOELECTRIQUES ; ADDITIVITE DE L'EFFET THERMOELECTRIQUE

Les expériences déjà décrites mettaient en oeuvre des circuits thermoélectriques comportant 1250 thermoéléments. Nous avons supposé qu'il y avait superposition des effets élémentaires existants au niveau de chaque cellule. Dans cette partie, nous vérifions cette hypothèse.

Les effets thermoélectriques ne pouvant être observés à l'échelle d'un thermoélément, nous avons vérifié l'additivité en analysant le couplage entre rangées de 25 cellules.

- Interaction entre deux rangées placées côte à côte

Le circuit thermoélectrique étant replié sur une surface ($13 \times 13 \text{ cm}^2$) nous avons d'abord vérifié que cette disposition n'entraînait pas un certain couplage entre rangées mises côte à côte à travers un support commun en kapton (figure IV.7). Quelle que soit l'intensité du courant circulant dans une rangée, aucun effet de couplage n'a été observé sur la rangée voisine.

- Couplage entre deux lignes élémentaires superposées

Comme pour les circuits thermoélectriques déjà étudiés, nous observons un couplage linéaire et réciproque. Le coefficient de couplage est dans ce cas égal à $190 \mu\text{V/A}$.

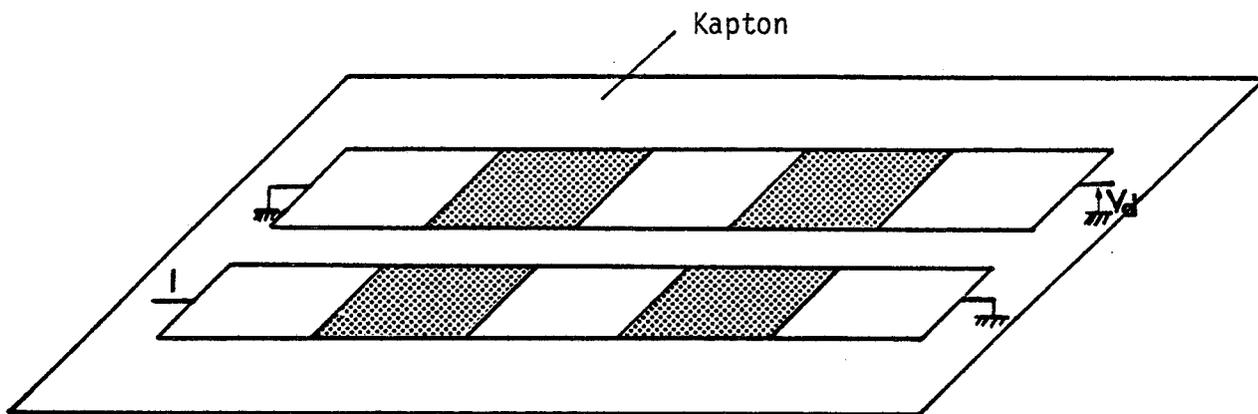


Figure IV.7 : Interaction entre rangées parallèles

- Additivité des effets thermoélectriques

En associant en série deux, puis quatre lignes de 25 cellules élémentaires (figure IV.8), on observe une augmentation du couplage proportionnelle au nombre de lignes connectées en série.

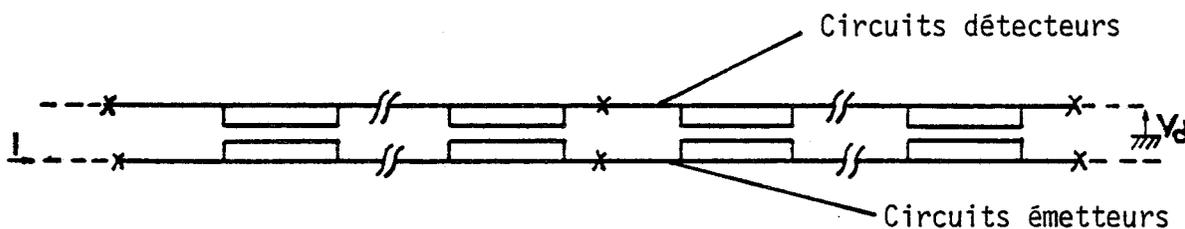


Figure IV.8 : Mise en série de lignes thermoélectriques de 25 thermoéléments

Le coefficient de couplage pour une ligne est légèrement supérieur (10-20 %) à celui équivalent obtenu en divisant par 50 celui obtenu pour un circuit complet.

Cette différence peut être attribuée à une imperfection technologique des dépôts électrolytiques. Nous avons relevé que les résistances électriques de quelques lignes prises séparément n'étaient pas identiques.

- Modification relative des positions des dépôts électrolytiques dans le plan du circuit

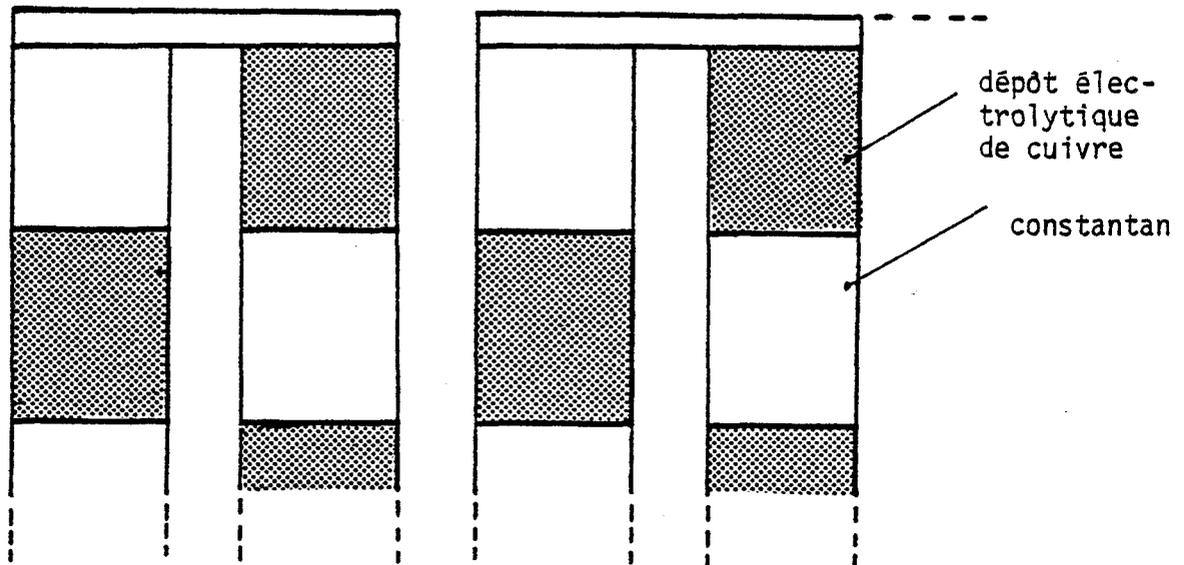


Figure IV.9 : Circuit thermoélectrique avec thermoéléments en quinconce.



Les résultats présentés montrent que les effets thermoélectriques dans chaque rangée sont indépendants l'un de l'autre. Pour confirmer cette hypothèse, nous avons réalisé un circuit dans lequel les thermoéléments de dimensions identiques aux précédents sont disposés en quinconce (figure IV.9). La mesure des différences de température générées par le passage d'un courant montre que le facteur de mérite est identique à celui des circuits précédents (à dépôts de cuivre alignés suivant une ligne horizontale). Les circuits comparés ont des résistances électriques sensiblement égales à 42Ω . Il semble donc que le facteur de mérite d'un circuit thermoélectrique dépend essentiellement de l'épaisseur des dépôts de cuivre. Il n'en est plus de même pour les différences de température générées sur la surface d'un circuit identique placé à proximité.

Dans ce cas, nous observons un renforcement du coefficient de couplage qui passe de 8 mV/A pour les circuits à dépôts alignés horizontalement à 12 mV/A pour les circuits à thermoéléments disposés en quinconce. Ceci correspond à un renforcement du champ de température généré au voisinage du capteur.

Nous vérifions aussi que la tension détectée aux bornes d'un circuit à thermoéléments en "quinconce" placé au voisinage d'un circuit "émetteur" à thermoéléments alignés est nulle. Ceci est valable dans le cas inverse.

IV-4-2- RECIPROCITE DU COUPLAGE THERMOELECTRIQUE

Des relations de couplage précédents, il vient :

$$V_1 = R_{11}' I \quad \text{et} \quad V_2 = R_{21} I$$

Lorsque le circuit noté 1 est traversé par un courant I et inversement :

$$V_2 = R_{21}' I \quad \quad V_1 = R_{12} I$$

Lorsque le circuit noté 2 est traversé par le même courant I , la mesure de la différence de température au voisinage du circuit émetteur est représentative de la réaction des couches placées près de la surface du circuit et soumises aux échanges réversibles de chaleur distribués sur la surface du circuit thermoélectrique. Cette relation a été vérifiée en interposant une couche homogène entre circuits émetteurs et détecteurs. La tension mesurée a même valeur que le courant soit injecté dans l'un ou l'autre des deux circuits. C'est le cas où le milieu est un bicouche (constantan 25 μm , verre époxy 150 μm ou Kapton 50 μ).

- Couplage entre trois circuits thermoélectriques superposés.

Les résultats précédents concernant la réciprocité du couplage ont été confirmés en superposant trois circuits thermoélectriques (Figure IV.10)

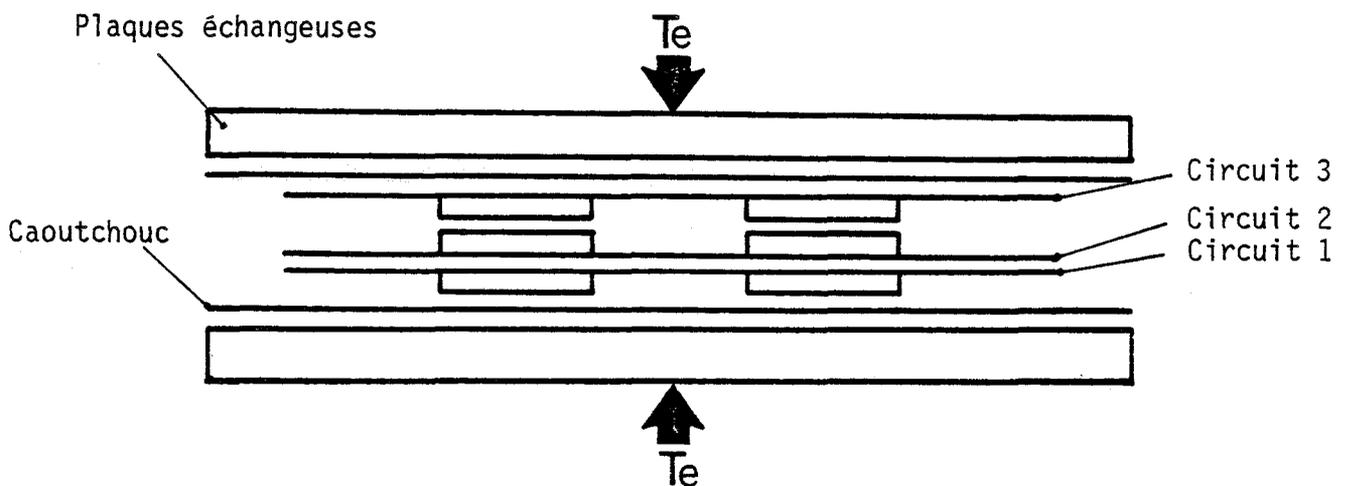


Figure IV.10 : Couplage thermoélectrique entre 3 circuits superposés.

Dans ce cas, nous introduisons les coefficients de couplage :

R_{12} et R_{21} entre les circuits 1 et 2
 R_{13} et R_{31} " " " 1 et 3
 R_{23} et R_{32} " " " 2 et 3

On obtient expérimentalement :

$R_{12} = 0,91 \text{ mV/A}$; $R_{13} = 0,03 \text{ mV/A}$; $R_{23} = 0,28 \text{ mV/A}$
 $R_{21} = 0,92 \text{ mV/A}$; $R_{31} = 0,04 \text{ mV/A}$; $R_{32} = 0,28 \text{ mV/A}$

ce qui donne : $R_{12} = R_{21}$, $R_{13} = R_{31}$, $R_{23} = R_{32}$

On peut faire de même en superposant un nombre plus important de circuits thermoélectriques.

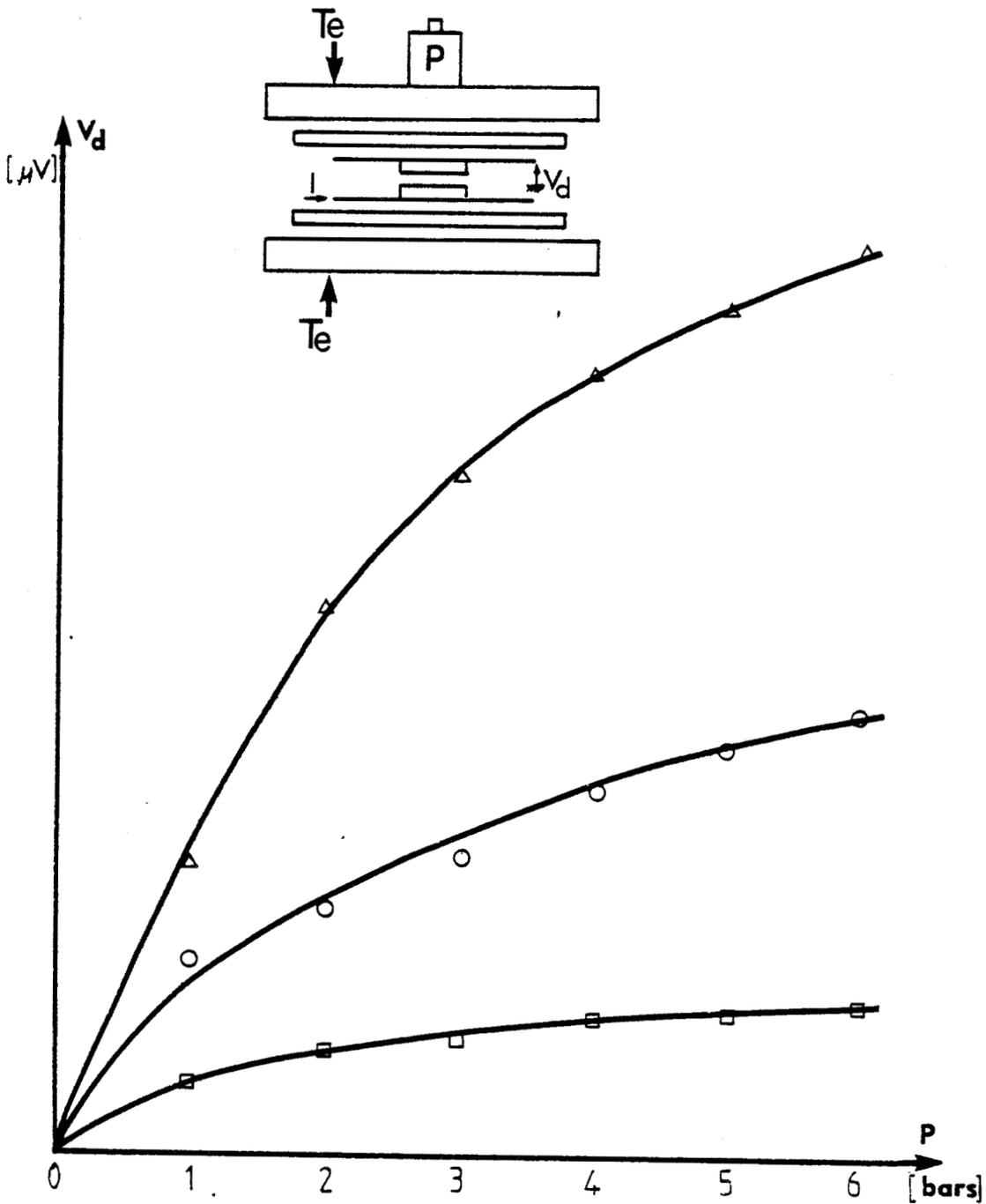
IV-4-3- VARIATION DU COUPLAGE THERMOELECTRIQUE AVEC LES CARACTERISTIQUES DU MILIEU PLACE ENTRE LES CIRCUITS EMETTEUR ET DETECTEUR

- Variation du couplage thermoélectrique avec le contact thermique

Le couplage thermoélectrique observé étant dû à un échange réversible de chaleur entre les circuits thermoélectriques émetteurs et détecteurs, il en résulte une dépendance en fonction des caractéristiques physiques du milieu placé entre les circuits. Nous avons d'abord observé que la tension mesurée aux bornes du circuit détecteur est d'autant plus importante qu'il y a un bon contact thermique entre les deux circuits thermoélectriques.

Le contact dépendant de la pression appliquée sur les deux circuits, nous avons étudié la variation du couplage avec celle-ci. La figure IV.11 représente la tension détectée aux bornes du circuit détecteur en fonction de la pression appliquée à l'ensemble émetteur-détecteur pour quelques valeurs de courant parcourant le circuit émetteur.

On vérifie que le coefficient de couplage est d'autant plus élevé qu'il y a un meilleur contact thermique entre circuit émetteur et circuit détecteur du fait d'une pression imposée plus grande.



□ □ □ $I = 0,1 A$ min 720 μV max 810 μV
○ ○ ○ $I = 0,3 A$ min 2250 μV max 2510 μV
△ △ △ $I = 0,6 A$ min 4470 μV max 5010 μV



Figure IV.11 : Variation du couplage en fonction du contact thermique entre les circuits thermoélectriques émetteur et détecteur.

- Variation du couplage thermoélectrique en fonction de la résistance thermique du milieu placée entre les circuits

Le couplage thermoélectrique n'étant détectable qu'à faible distance, nous avons placé entre les deux circuits une succession de feuilles de terphane de faible épaisseur (50 μm). La figure IV.12 représente la tension détectée en fonction du nombre de feuilles de terphane superposées. En première approximation, la tension détectée diminue suivant une loi exponentielle.

Ces observations peuvent être interprétées en supposant que les lignes de flux s'épanouissent entre les sources alternativement positives et négatives localisées sur les frontières de chaque thermoélément. La différence de température induite sur les cellules du circuit détecteur est d'autant plus faible que l'épaisseur du milieu intermédiaire entre les circuits émetteurs et détecteurs est importante.

L'amplitude des différences de température diminue également lorsque la conductivité thermique du milieu placé entre les circuits émetteurs et détecteurs augmente.

Pour une épaisseur du conducteur intermédiaire égale à 1,4 mm, placée entre les deux circuits, nous avons relevé les valeurs suivantes de la tension détectée pour plusieurs matériaux de conductivité thermique différente :

| I (mA) | Polystyrène $\lambda = 0,035$ | Terphane $\lambda = 0,18$ | Graphite $\lambda = 100$ |
|--------|----------------------------------|------------------------------|-----------------------------|
| 100 | 12 μV | 5 μV | 3 μV |
| 300 | 44 μV | 20 μV | 11 μV |
| 600 | 93 μV | 42 μV | 28 μV |

Lorsque les circuits sont séparés par un plan métallique fortement conducteur de chaleur et d'électricité (Aluminium), le coefficient de couplage R_{21} passe de 8 $\mu\text{V}/\text{mA}$ en l'absence du plan métallique à 0,08 $\mu\text{V}/\text{mA}$ en présence du clinquant (soit une division par 100 du coefficient de couplage).

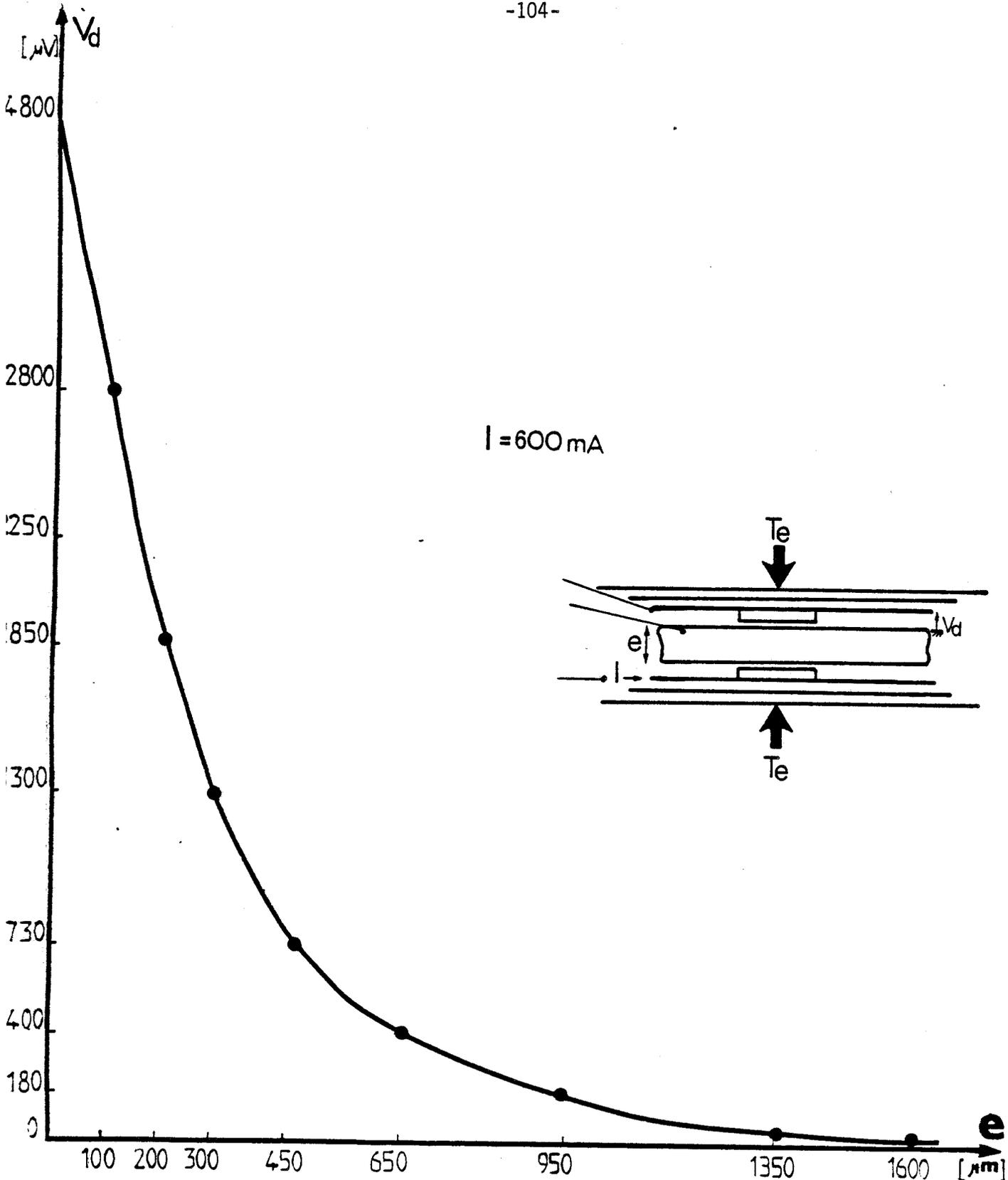


Figure IV.12 : Variation du couplage en fonction de l'épaisseur du milieu placé les deux circuits superposés.



Ces résultats montrent que les variations de température tangentielle sont d'amplitude d'autant plus faible que la conductivité du milieu de séparation augmente. Un milieu conducteur (aluminium ou cuivre) d'épaisseur supérieure à $20 \mu\text{m}$ ne transmet plus les variations tangentiels de température tangentes à l'interface. Un tel milieu constitue un "blindage thermique" pour les variations tangentiels de température.

Ces effets peuvent être utilisés pour interpréter les quelques effets de dissymétrie observés lors de nos études expérimentales. Le coefficient de couplage est plus important lorsque les circuits sont placés dans la position 2 que dans la position 1 (figure IV.13) ($8,5 \mu\text{V}/\text{mA}$ au lieu de $8 \mu\text{V}/\text{mA}$).

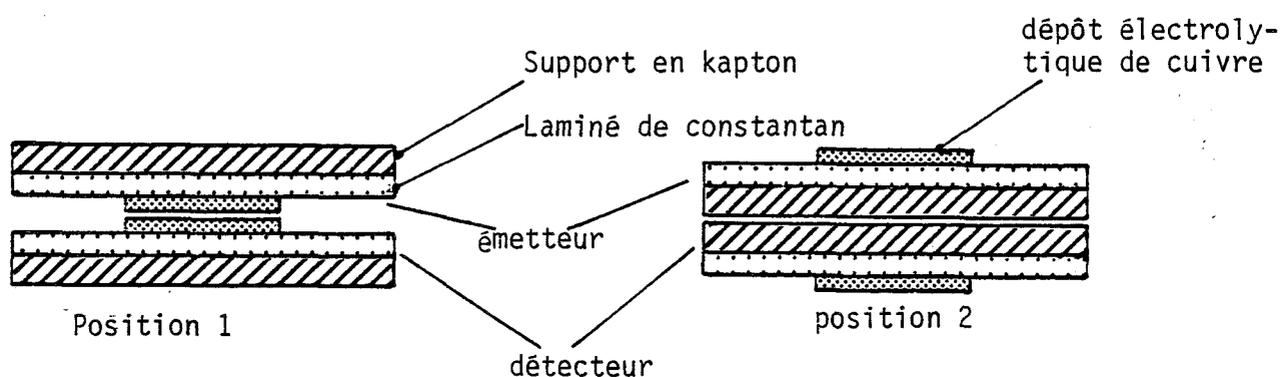


Figure IV.13 : Positions relatives des deux circuits thermoélectriques superposés.

IV-4-4- VARIATION DU COUPLAGE THERMOELECTRIQUE AVEC LE COEFFICIENT h REPRESENTATIF DE L'ECHANGE AVEC L'EXTERIEUR

Les résultats théoriques conduisent naturellement à vérifier la dépendance du couplage thermoélectrique avec la valeur du coefficient h représentatif des échanges entre l'ensemble "circuit émetteur-circuit détecteur" et l'extérieur.

Pour mettre en évidence cette dépendance, les circuits sont placés entre deux échangeurs plans maintenus à température constante par circulation d'un fluide. La température du fluide est régulée par un thermostat. La valeur du coefficient d'échange h est ajustée en interposant entre les circuits thermoélectriques et les plaques échangeuses un nombre variable de couches isolantes.

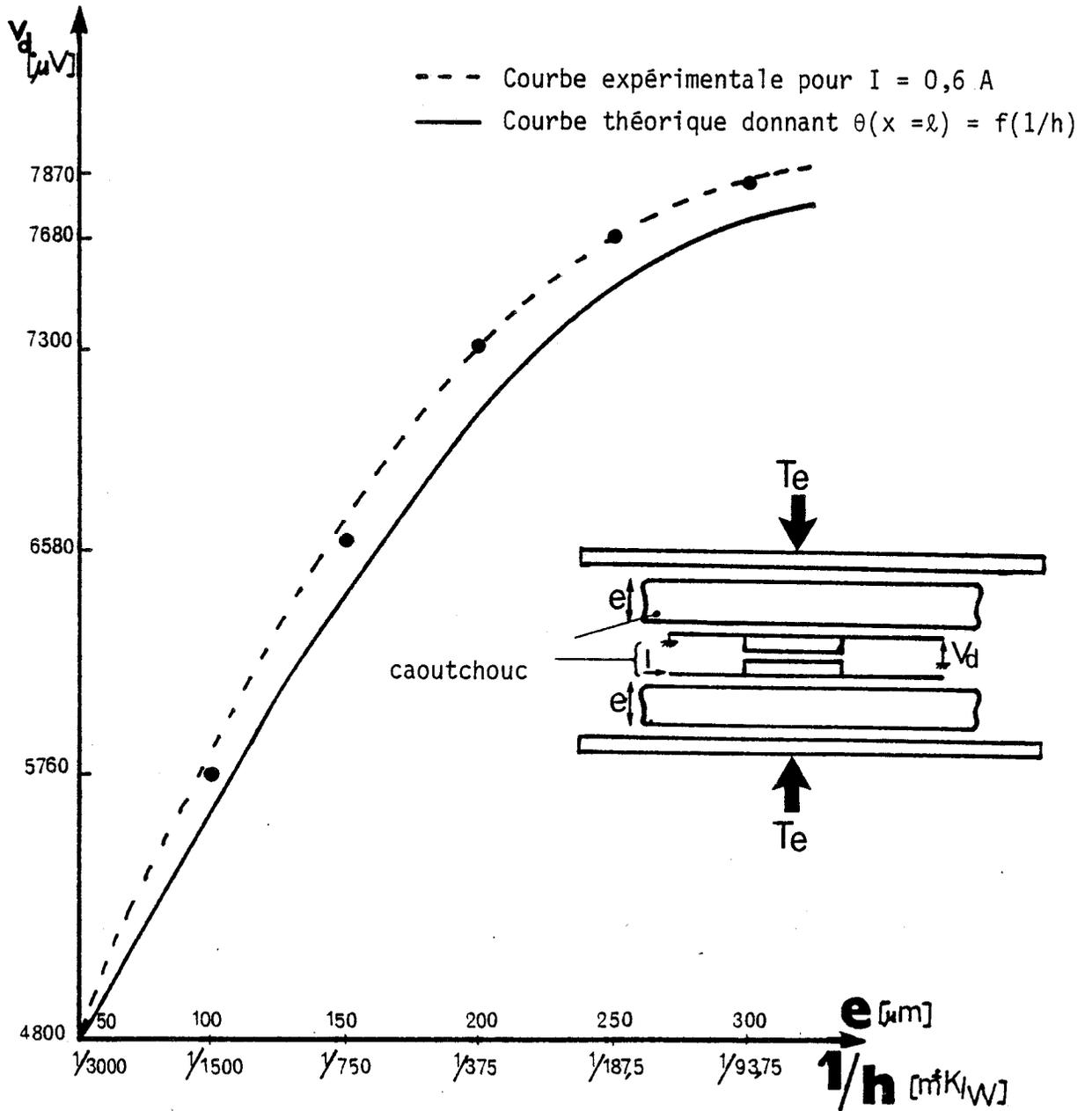


Figure IV.14 : Variation du couplage avec l'épaisseur du caoutchouc placé de part et d'autre des deux circuits superposés.



Le coefficient d'échange h dépendant de l'épaisseur de l'isolant ($h = \lambda/e$), il en est de même pour les différences de température générées sur la surface du circuit thermoélectrique.

La variation du coefficient de couplage entre le circuit émetteur et le circuit détecteur avec l'épaisseur de caoutchouc choisi comme isolant et placé de part et d'autre des deux circuits superposés est représentée figure IV.14 (e mesure l'épaisseur de caoutchouc).

Partant des résultats du paragraphe IV-3 donnant pour valeur de h pour une feuille de caoutchouc de 1 mm, $3000 \text{ W/m}^2\text{K}$, nous avons représenté sur la même figure la variation théorique de la différence de température induite aux bornes des thermoéléments en fonction de $1/h$ (h étant inversement proportionnel à e).

Nous constatons des variations théoriques et expérimentales similaires. On a pratiquement juxtaposition des deux courbes.

Nous avons également relevé la variation du couplage avec l'épaisseur e de caoutchouc disposée cette fois d'un seul côté de l'ensemble des deux circuits thermoélectriques couplés.

La valeur obtenue pour une épaisseur e de caoutchouc placée d'un seul côté correspond à celle obtenue pour une épaisseur deux fois moindre de caoutchouc placé de part et d'autre de l'ensemble des deux circuits, ce qui est conforme aux résultats prévus. Ceci permet de vérifier que le montage expérimental est bien symétrique, et que les échanges se font de la même façon et avec la même amplitude des deux côtés de l'ensemble des deux circuits thermoélectriques couplés.

IV-4-5- INFLUENCE DE LA TEMPERATURE EXTERIEURE IMPOSEE SUR LE COUPLAGE THERMOELECTRIQUE

Le flux de chaleur généré au niveau des frontières de chaque thermoélément dépendant de la température absolue du milieu environnant, il est évident que le couplage thermoélectrique dépendra lui-aussi du niveau de température absolue auquel sont portés les circuits thermoélectriques.

Sur la figure IV.15 est représenté le montage expérimental permettant de varier la température imposée sur les plaques échangeuses .

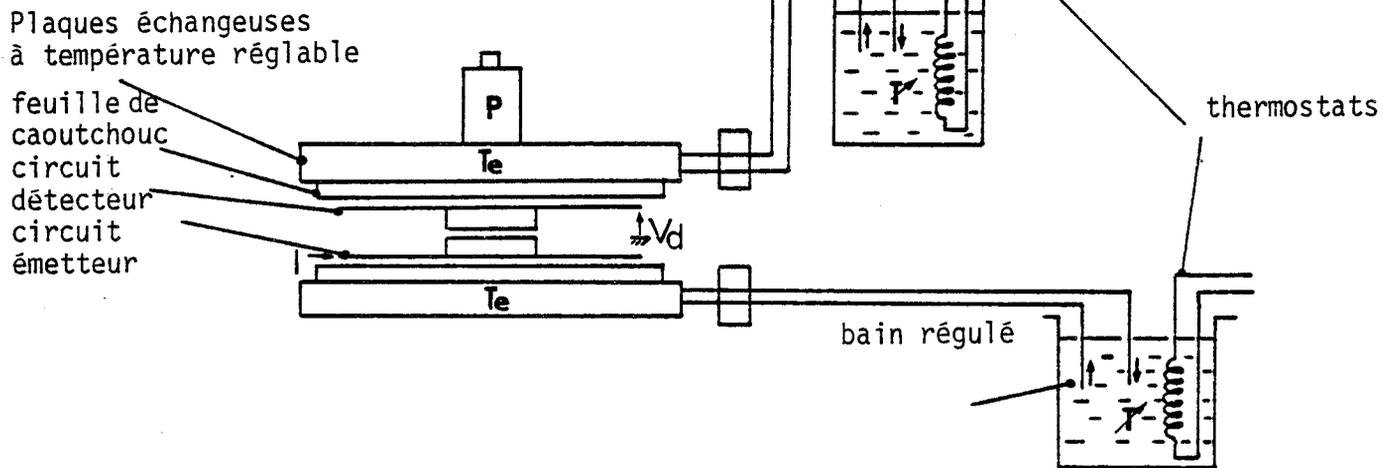


Figure IV.15 : Montage expérimental permettant la régulation de la température des plaques échangeuses

Ces variations du couplage thermoélectrique peuvent également être dues aux variations en température de la sensibilité du circuit détecteur puisque le pouvoir thermoélectrique du couple cuivre-constantan augmente lui aussi avec la température de même que la résistance de surface.

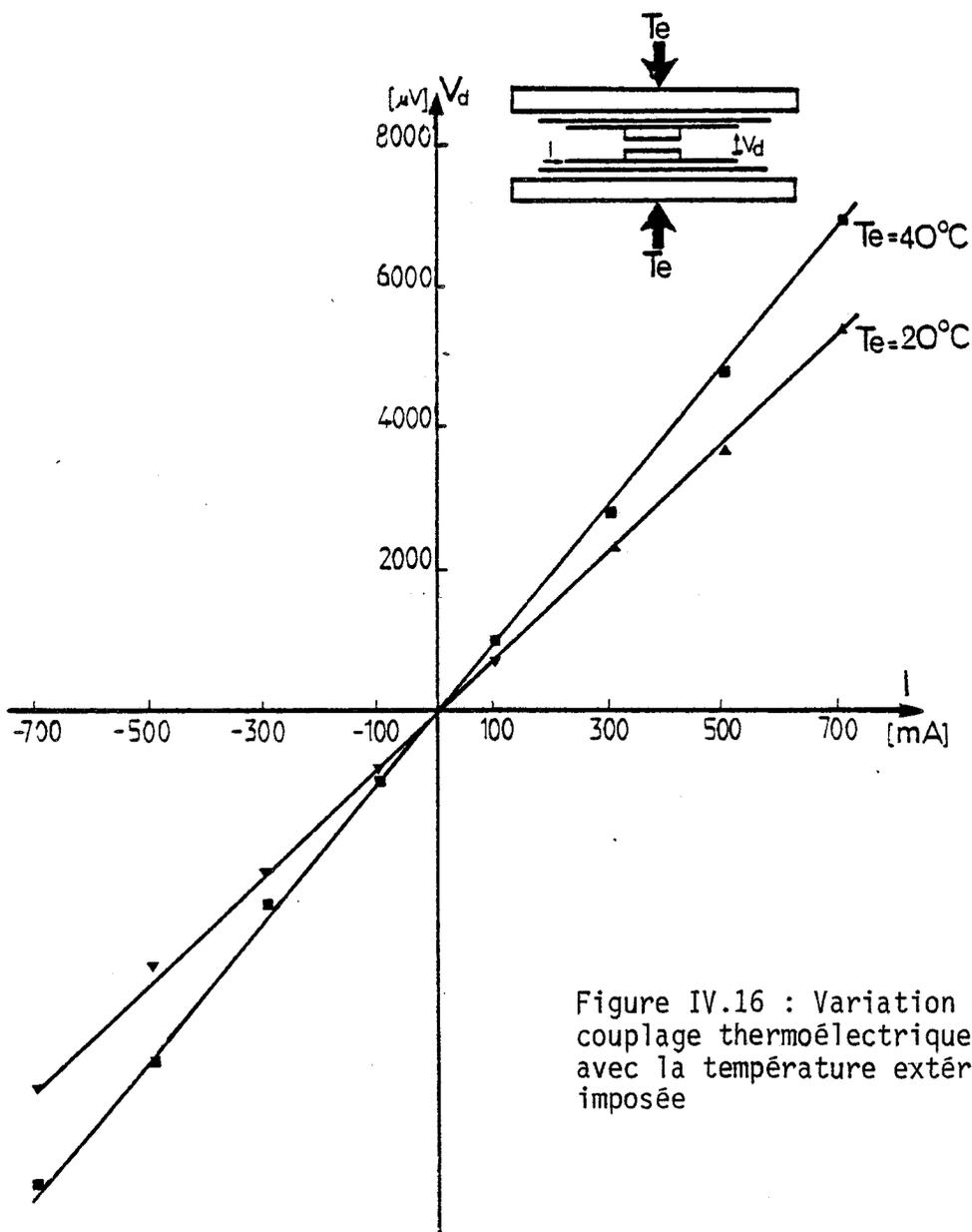


Figure IV.16 : Variation du couplage thermoélectrique avec la température extérieure imposée

BUS
LILLE

Les caractéristiques statiques $V_d = f(I)$ sont représentées figure IV.16 pour deux valeurs de la température absolue T_e : $T_e = 293^\circ\text{K}$ et 313°K .

La caractéristique reste linéaire, mais la pente augmente avec la température. L'augmentation relative de la pente est de 0,21 pour une augmentation relative de température absolue de 0,07. Cette variation en température ne peut donc être attribuée uniquement à la variation en température de la puissance dégagée par effet Peltier sur les frontières des thermoéléments (proportionnelle à $\alpha T I$ donc également à T).

Pour interpréter les résultats obtenus, nous sommes amenés à considérer que la sensibilité du circuit détecteur augmente elle aussi avec la température.

Une première cause d'élévation de sensibilité est l'augmentation du pouvoir thermoélectrique α avec la température. Compte tenu des résultats énoncés dans la première partie, l'expression du pouvoir thermoélectrique peut se mettre sous la forme : $\alpha = 40 \mu\text{V} + 0,1 \theta$. Pour une variation de température de 20°C , il en résulte une augmentation relative du pouvoir thermoélectrique de 5 % soit une augmentation de 10 % pour l'ensemble émetteur-détecteur.

Une autre cause peut être due à l'augmentation de la résistivité de surface avec la température. La conductivité électrique du cuivre varie de façon appréciable avec la température.

En conclusion, une élévation de température imposée provoque :

- une augmentation de chaleur générée par effet Peltier,
- une augmentation de la sensibilité du pouvoir thermoélectrique du couple cuivre-constantan,
- une élévation de la résistance thermique de surface des circuits thermoélectriques.

L'ensemble de ces effets est compatible avec les variations en température observées.

Nous avons également vérifié que la tension détectée n'est pas perturbée par la présence d'un flux de chaleur traversant la surface du circuit thermoélectrique. En l'absence de courant inducteur, la tension aux bornes du circuit détecteur traversé par le flux de chaleur reste identiquement nulle.

IV-4-6- ETUDE DYNAMIQUE DES ECHANGES DE CHALEUR SUR LA SURFACE DES CIRCUITS THERMOELECTRIQUES

L'étude expérimentale de la dynamique du couplage par effet thermoélectrique entre deux circuits thermoélectriques permet de caractériser les processus d'échange réversible de chaleur dans le milieu séparant les deux circuits. Le temps d'établissement du champ de température dépend de la capacité thermique des éléments de volume respectivement réchauffés et refroidis. Il dépend également de la résistance thermique séparant les régions dont les températures ont été respectivement élevées et refroidies. Il faut remarquer toutefois que ces phénomènes sont très différents du processus de stockage-déstockage de chaleur habituellement rencontré en thermocinétique puisque le bilan des échanges de chaleur est identiquement nul. Il s'agit d'un échange de chaleur entre les différentes parties du circuit thermoélectrique portées à des températures inégales.

- Réponse à une impulsion

Les premiers résultats expérimentaux ont été obtenus en appliquant une impulsion de courant dans le circuit émetteur et en enregistrant la tension observée aux bornes du circuit détecteur. Ces variations de température détectée sont représentées figure IV.17 avec l'épaisseur de terphane placé entre circuit émetteur et circuit détecteur comme paramètre variable. L'analyse de ces variations semble montrer que les lignes de flux thermique sont réparties dans tout le milieu séparant les circuits thermoélectriques puisque les temps de montée et de descente augmentent linéairement avec l'épaisseur de terphane. Le temps de montée des circuits en contact thermique direct est voisin de 420 ms.

- Réponse en fréquence

Pour préciser les résultats établis précédemment, nous avons tracé la courbe de réponse. Le circuit émetteur est soumis à une tension sinusoïdale d'amplitude 10V et de fréquence variable entre 0 et 10 Hz. Pour chaque fréquence, le signal de sortie est amplifié et enregistré. La réponse dynamique est obtenue en normalisant par rapport à la tension détectée en régime continu. Le module de la fonction de transfert est représenté figure IV.18. Lorsque les deux circuits sont en contact thermique, la courbe de transfert obtenue est voisine d'une ligne asymptotique de pente d'abord égale à -20 dB/décade, puis de -40 dB/décade. La dynamique du couplage thermoélectrique présente une analogie avec celle d'un système de 2^e ordre ayant un coefficient d'amortissement supérieur à 1.

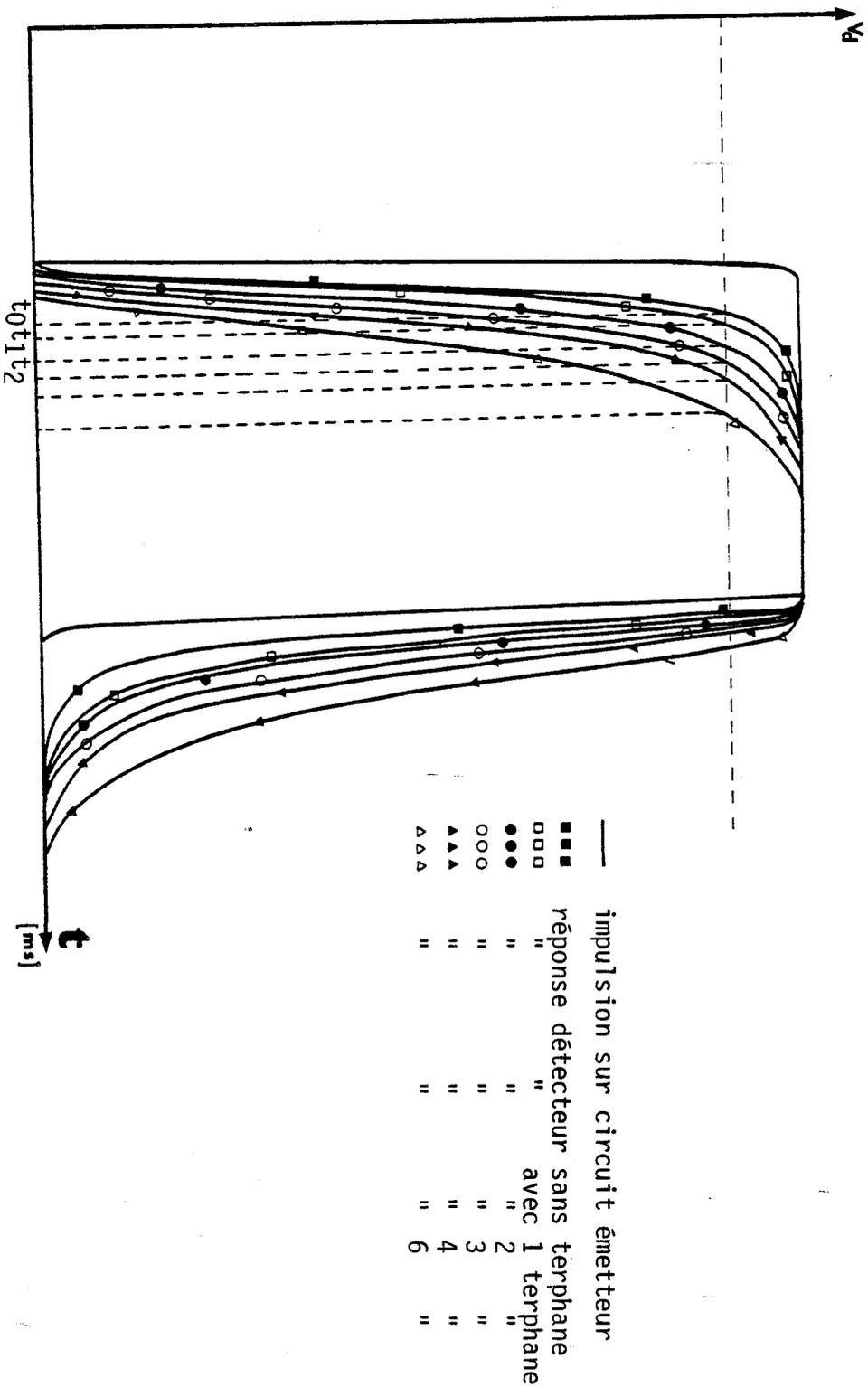


Figure IV.17 : Variations de la tension détectée en réponse à une impulsion de courant appliquée sur le circuit émetteur pour différentes épaisseurs d'un conducteur placé entre les deux circuits



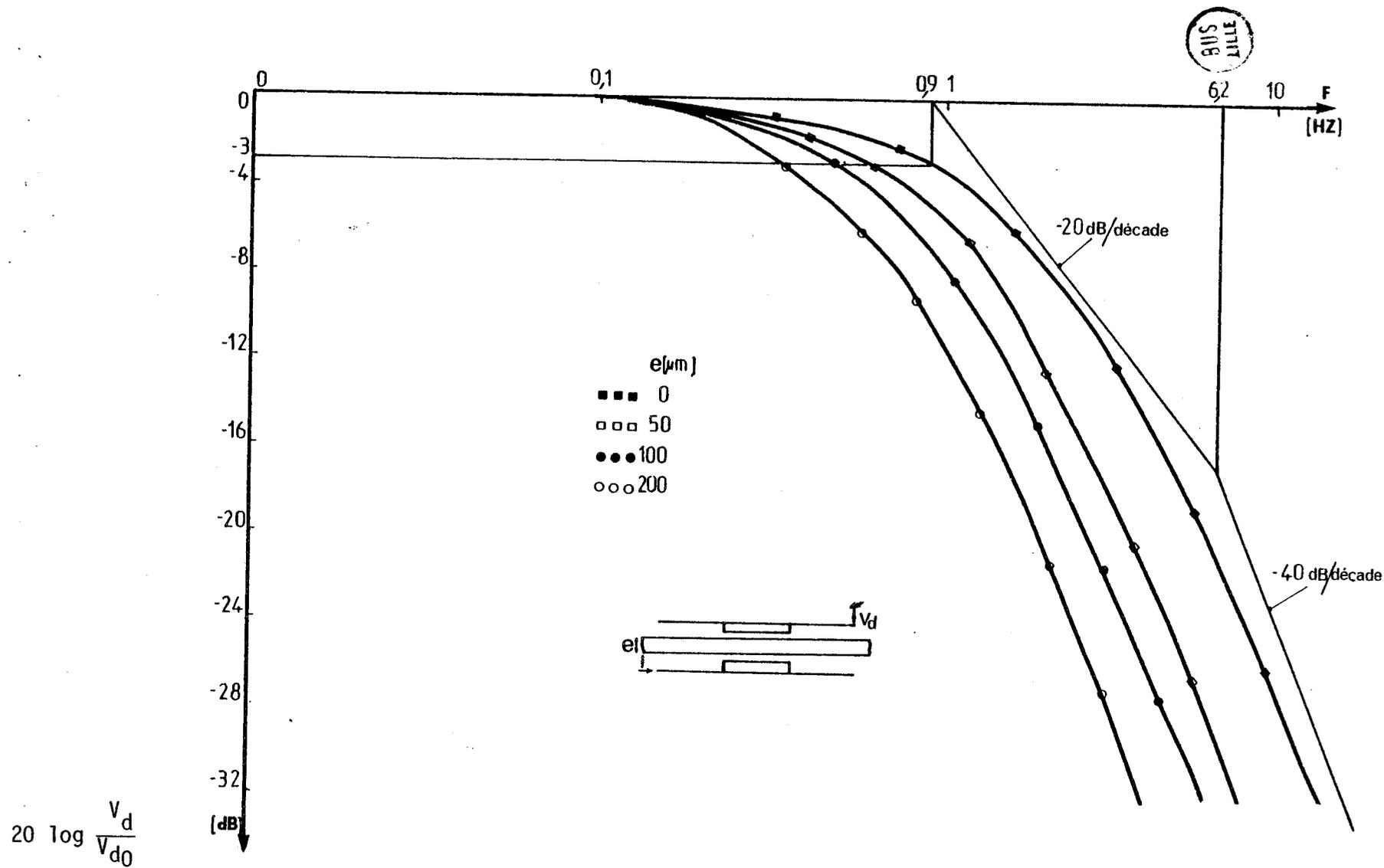


Figure IV.18 : Réponses en fréquence de la tension détectée pour différentes épaisseurs de terphane placé entre circuit émetteur et circuit détecteur

Ce résultat peut être interprété en considérant un modèle à deux circuits du premier ordre en cascade. L'établissement du champ de température sur le circuit émetteur est caractérisé par une constante de temps dépendant du milieu environnant. De la même façon, le processus de détection des variations spatiales de température est également caractérisé par la même constante de temps en fonction des caractéristiques thermophysiques de l'environnement.

L'analyse du lieu de transfert permet une approximation de la fréquence propre supposée commune aux deux circuits émetteur et détecteur. La valeur ainsi obtenue (2,36 Hz) correspond à une constante de temps de 425 ms. Cette valeur est compatible avec les résultats obtenus par mesure des temps de montée et de descente en régime transitoire.

Pour confirmer les résultats obtenus en régime transitoire, nous avons analysé la perturbation introduite par une succession de feuilles de terphane placées entre les circuits. La constante de temps augmentant proportionnellement avec l'épaisseur de terphane (figure IV.19), on peut considérer que la constante de temps mesurée caractérise l'établissement des lignes de flux dans le milieu séparant les circuits thermoélectriques.

- Variation avec le coefficient d'échange

Nous avons ensuite étudié la modification du lieu de transfert en modifiant les conditions d'échange avec le milieu extérieur. Cette fois ci, les feuilles de terphane sont placées de part et d'autre des deux circuits thermoélectriques. Aucune modification du lieu de transfert n'a été relevée. Il semble que la dynamique du couplage entre deux circuits thermoélectriques est indépendante des conditions d'échange avec le milieu extérieur. La seule modification concerne une élévation du coefficient statique de couplage en courant continu.

Pour confirmer les résultats obtenus, nous avons placé le circuit émetteur entre deux circuits récepteurs. Nous avons relevé la variation en fréquence des modules des fonctions de transfert pour différents cas (figure IV.20).

L'examen des résultats montre que la dynamique du processus de transfert de chaleur entre les deux circuits :

- est indépendante du milieu placé entre l'ensemble des circuits thermoélectriques et le milieu extérieur,
- ne dépend que de l'épaisseur et des caractéristiques thermophysiques du milieu placé entre le circuit émetteur et le circuit détecteur.

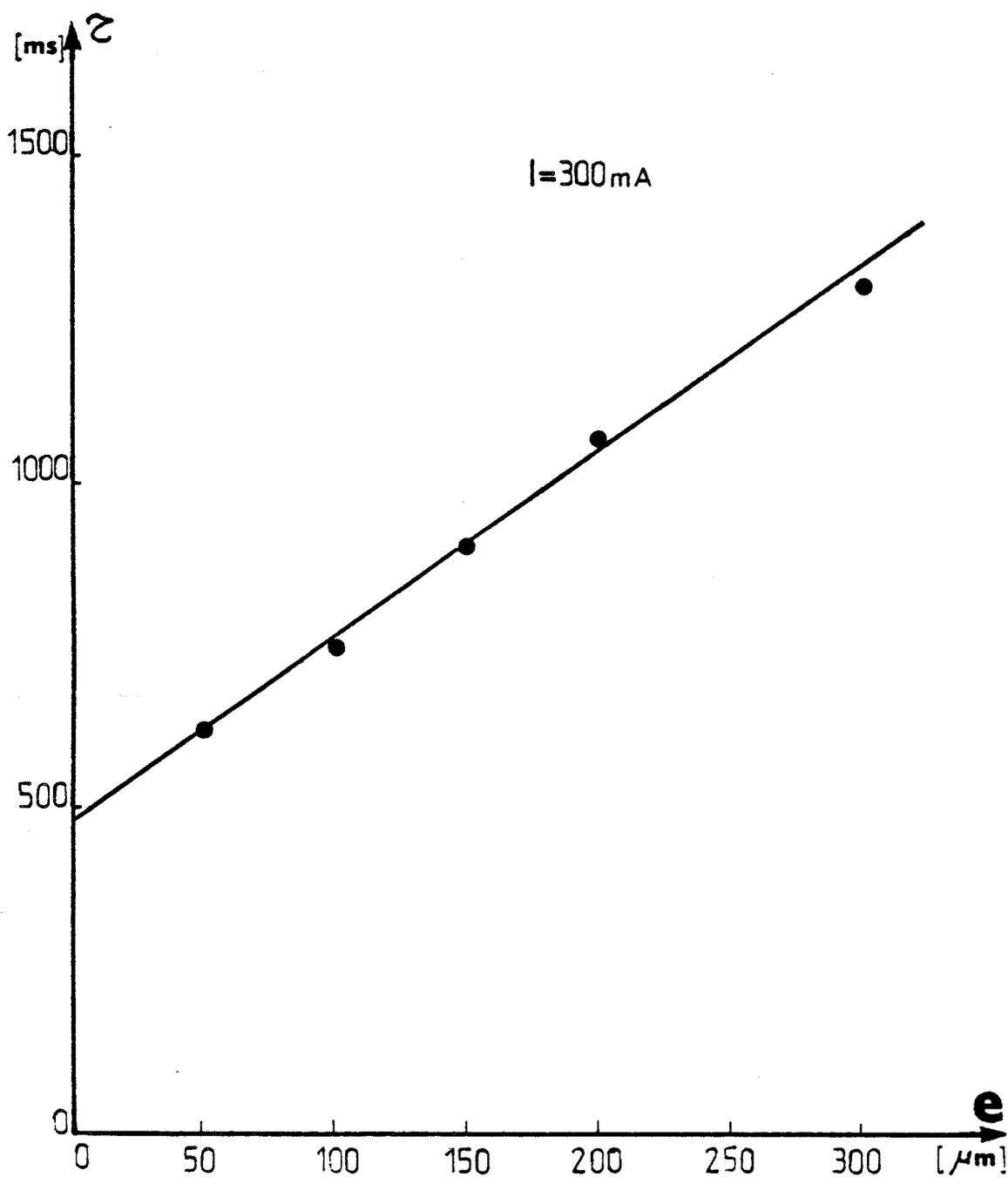
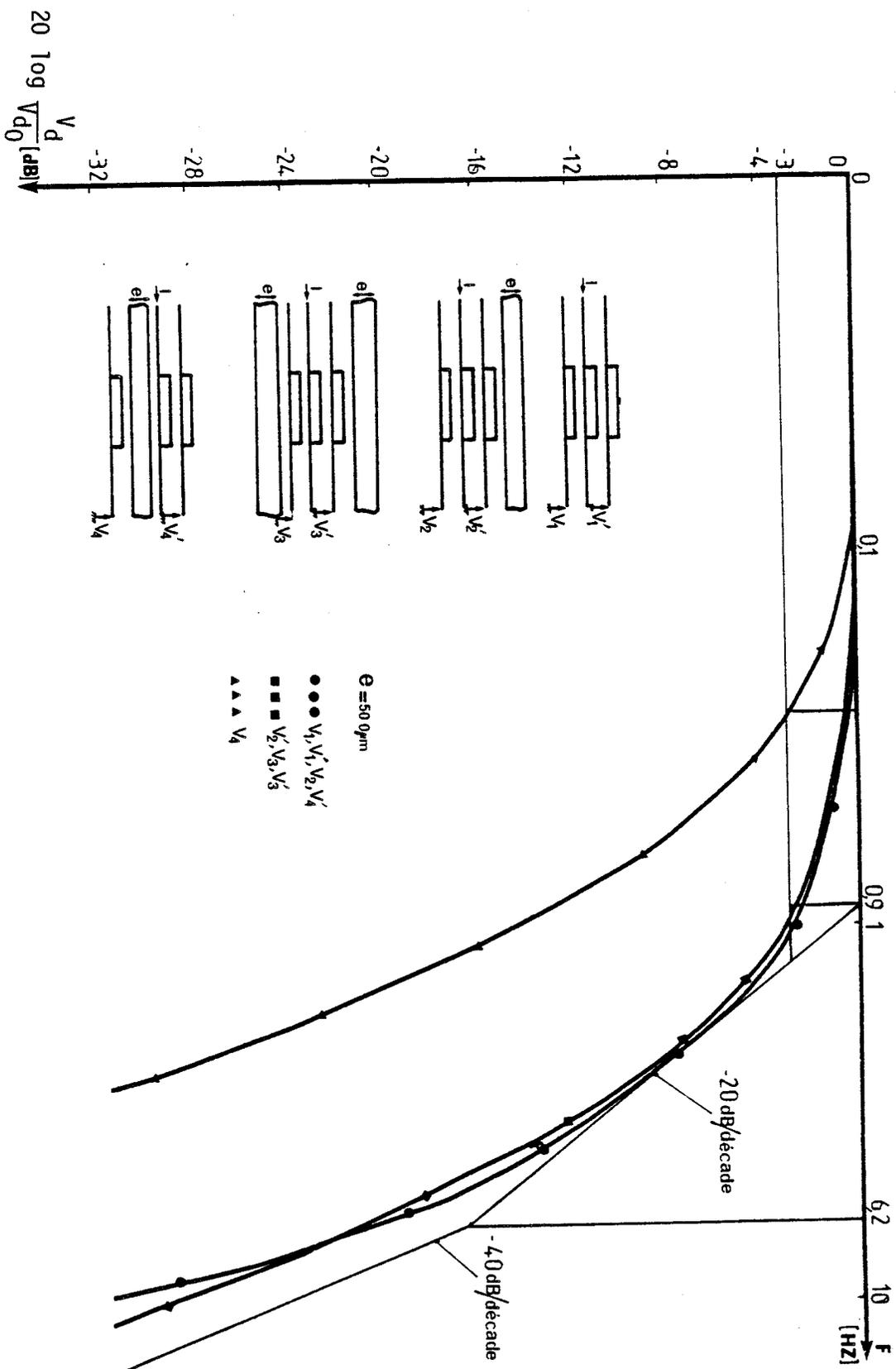


Figure IV.19 : Variations du temps de montée de la tension détectée avec l'épaisseur de terphane placé entre circuit émetteur et circuit détecteur.





BUS LILLE

Figure IV.20 : Réponse en fréquence de la tension détectée pour différentes configurations expérimentales.

IV-5- APPLICATION A LA CARACTERISATION DE CELLULES FLUXMETRIQUES

Dans les parties précédentes, nous avons montré que le passage d'un courant dans un thermocouple de surface génère des échanges par effet Peltier qui induisent des variations superficielles de température. Ce résultat reste valable que le courant soit imposé par un générateur électrique ou résulte de différences de température appliquées sur la surface des thermoéléments fonctionnant comme générateur thermoélectrique. Dans ce dernier cas, les gradients thermiques tangentiels générés par effet Peltier tendent à s'opposer aux contraintes thermiques imposées qui leur ont donné naissance. La mise en oeuvre de capteurs intégrant des thermocouples de surface nécessite donc la transformation de la grandeur à mesurer en un gradient thermique tangentiel par rapport à la surface des thermoéléments puisque les thermocouples de surface ne sont sensibles qu'aux gradients thermiques tangentiels.

Notre objectif initial étant de construire des fluxmètres thermiques, nous avons été amenés à introduire des "dissymétries spatiales" dans les contacts thermiques provoquant des échanges entre les thermocouples de surface et le milieu extérieur (de façon à générer un gradient thermique tangentiel proportionnel au flux de chaleur à mesurer).

Nous limiterons notre étude aux fluxmètres thermiques de la première génération réalisés à partir des thermocouples monodimensionnels étudiés dans la partie précédente.

Les cellules fluxmétriques sont réalisées en recouvrant partiellement la surface du circuit thermoélectrique d'une résine photosensible de façon à créer une dissymétrie tangentielle du champ de température généré par le flux de chaleur sur la surface du thermoélément. La distorsion des lignes de flux thermique est représentée figure IV.21.

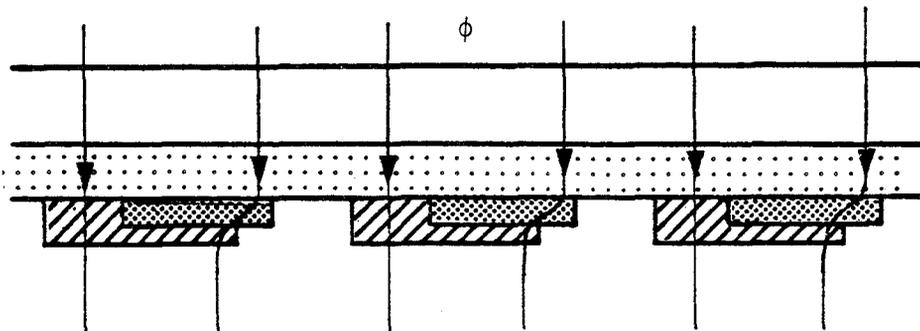


Figure IV.21 : Distorsion des lignes de flux thermique par un recouvrement dissymétrique de la surface sensible des thermoéléments.

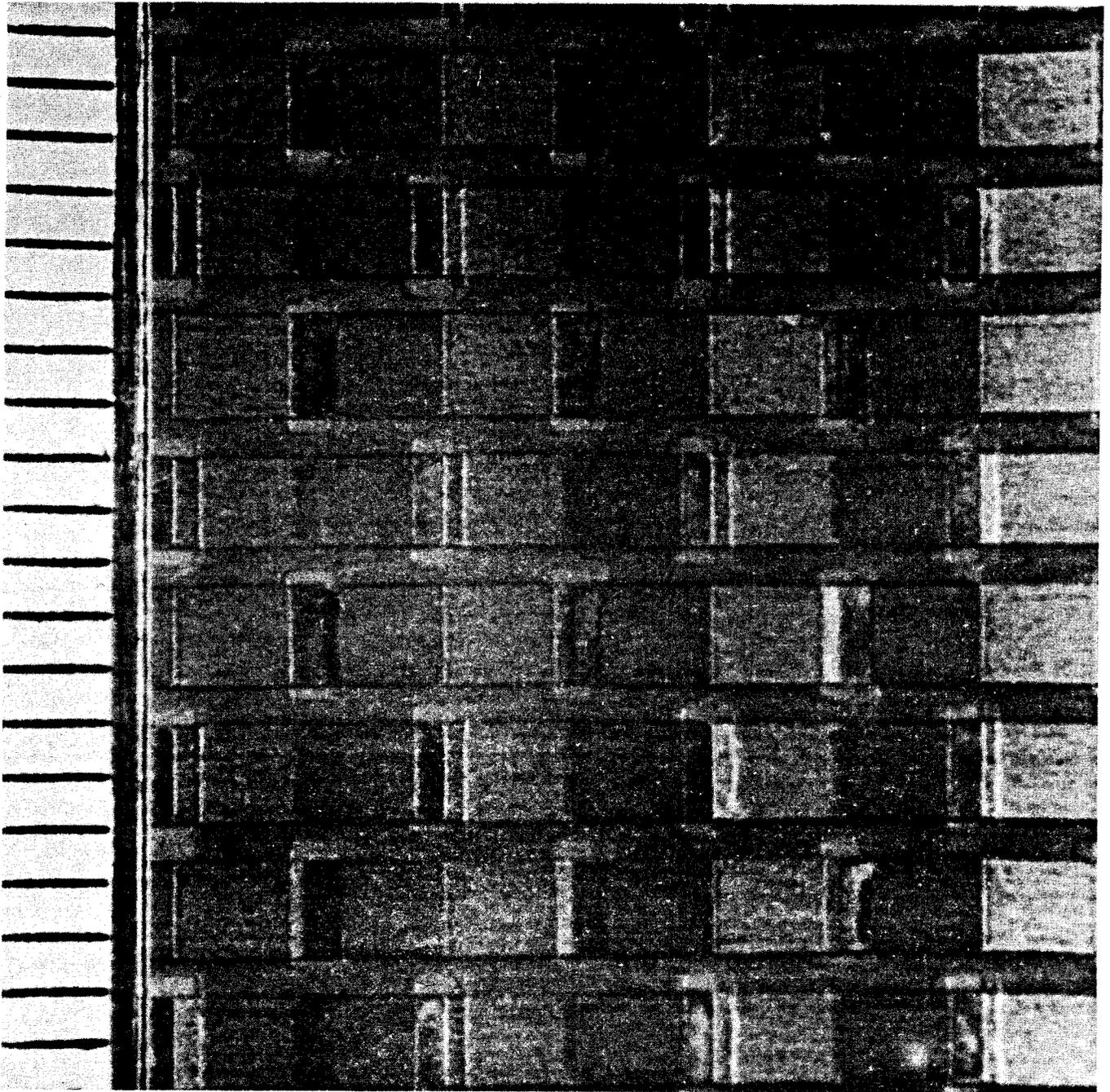


Figure IV.22 : Photographie du circuit thermoélectrique à thermoéléments partiellement recouverts de résine photosensible.

La structure du champ de température dans le capteur dépend des conditions limites sur les surfaces externes. Dans ce travail limité à la caractérisation du couplage thermoélectrique dans les thermocouples de surface, nous n'étudions pas en détail la structure du champ de température. Nous nous limitons à l'évaluation du facteur de mérite compte tenu de la distorsion des lignes de flux thermique sur la surface des thermoéléments.

IV-5-1- MONTAGE EXPERIMENTAL

L'ensemble du circuit thermoélectrique étant maintenant sensible à un flux de chaleur, nous avons complété le montage expérimental par un deuxième bain thermostaté permettant de fixer la température des plaques échangeuses à des valeurs différentes. Dans ces conditions, le circuit thermoélectrique est soumis à la fois à un gradient thermique externe et à des interactions thermoélectriques dues au passage d'un courant. Le couplage entre ces phénomènes fait l'objet des prochains développements.

Comme précédemment, le contact thermique entre les circuits thermoélectriques et les plaques échangeuses est réalisé à l'aide de feuilles de caoutchouc d'épaisseur voisine de un millimètre.

IV-5-2- COUPLAGE ENTRE DEUX CIRCUITS THERMOELECTRIQUES, LES THERMOELEMENTS DE L'UN DES CIRCUITS ETANT PARTIELLEMENT RECOUVERTS DE RESINE PHOTOSENSIBLE

- Une photographie du circuit thermoélectrique à cellules partiellement recouvertes de résine photosensible est représentée figure IV.22.

- Une représentation schématique de ce circuit, noté circuit 1, est donnée figure IV.23. Le circuit noté 2 est identique aux circuits étudiés précédemment.

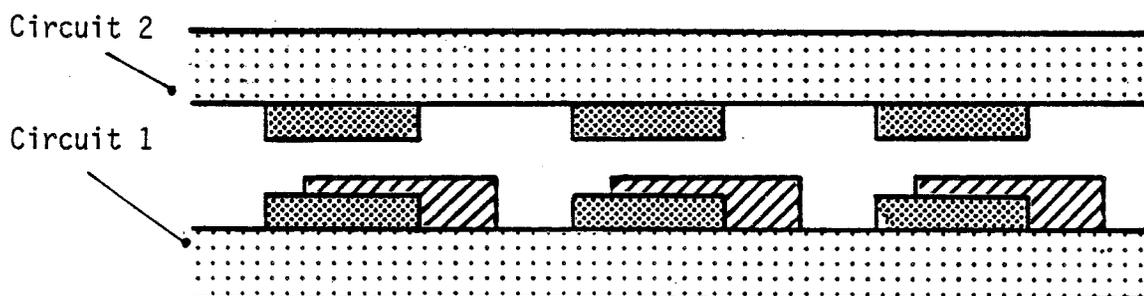


Figure IV.23 : Dispositions relatives du circuit thermoélectrique et du circuit fluxmétrique.

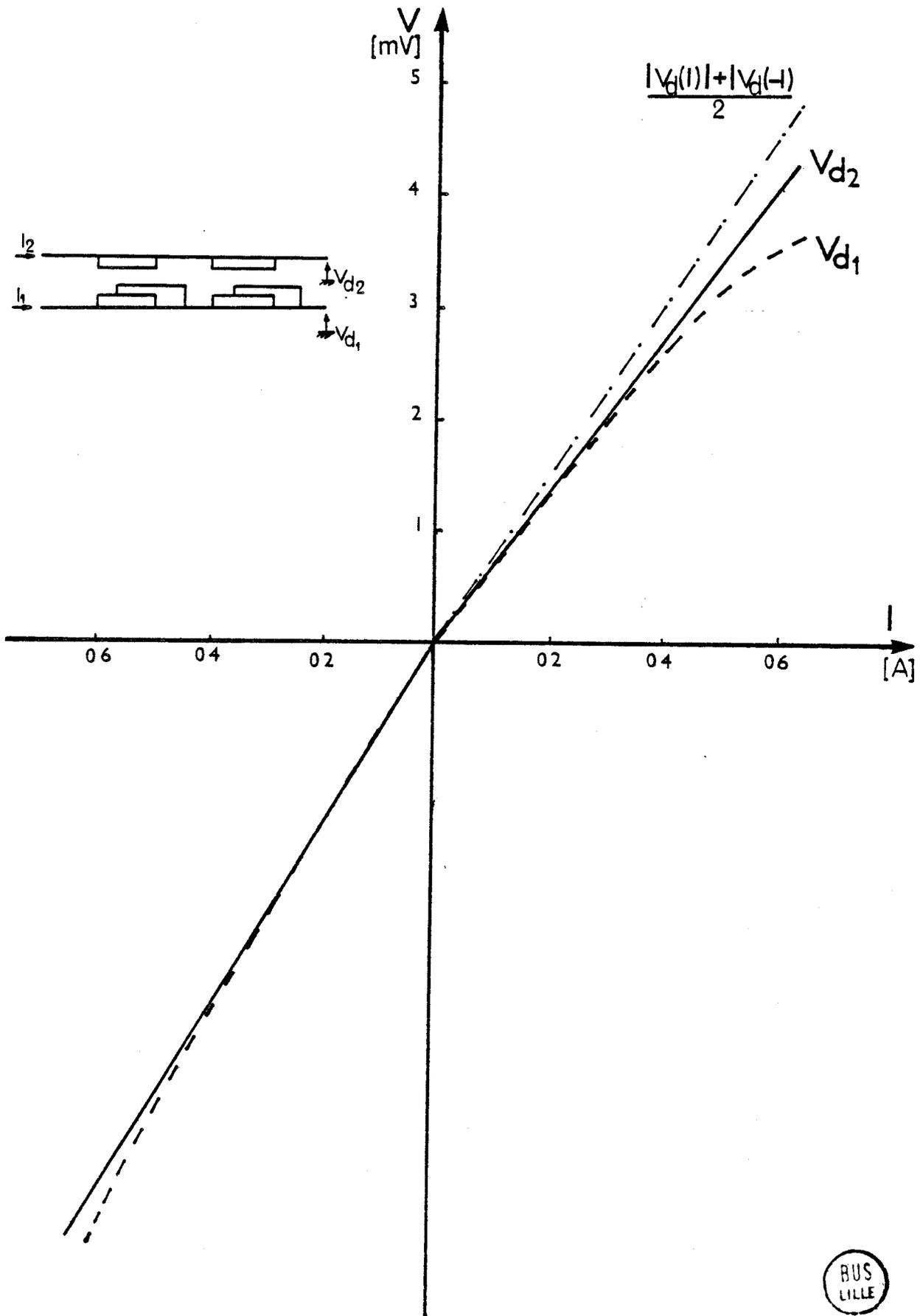


Figure IV.24 : Caractéristiques de transferts en fonction du courant dans la cas d'un couplage avec un circuit partiellement recouvert de résine photosensible.

Des dissymétries thermiques induites par construction provoquent une distorsion de la caractéristique de transfert entre les circuits. Les caractéristiques de transferts V_{d1} en fonction du courant traversant le circuit thermoélectrique noté 2 sont représentées figure IV.24. On a représenté sur le même graphe les caractéristiques inverses V_{d2} en fonction de I_1 .

L'introduction d'une dissymétrie dans le revêtement de l'un des circuits utilisé, soit comme émetteur, soit comme détecteur ne provoque pas de perturbation sensible au niveau de l'autre circuit. Par contre, il introduit des non linéarités dans les courbes $V_d = f(I)$.

Ce phénomène est réciproque. Il peut être mis en évidence que le courant soit injecté dans l'un ou l'autre des circuits en interaction. L'écart par rapport à la loi linéaire toujours observé dans les expériences précédentes semble être dû à la perturbation des conditions d'échange entre le circuit émetteur et son environnement. La présence de discontinuités provoque des gradients thermiques qui ne sont plus identiques pour les deux sens de courant. D'un point de vue pratique, on peut comparer les résultats obtenus aux résultats précédents en effectuant la sommation $\frac{|V_d(I)| + |V_d(-I)|}{2}$ de façon à éliminer l'effet de non linéarité. On obtient une caractéristique ayant la même pente que dans les configurations linéaires (8 mV/A).

Le dispositif perturbé par construction a l'avantage de permettre la détection des flux de chaleur. Partant d'un circuit thermoélectrique à revêtement dissymétrique disposé entre deux clinquants de cuivre, il est possible de réaliser des fluxmètres thermiques de sensibilité voisine de $200 \mu\text{V/W dm}^2$. Le passage d'un flux extérieur dans un tel dispositif génère un gradient thermique tangentiel sur la surface sensible du thermoélément. Il en résulte l'apparition d'une tension aux bornes du circuit thermoélectrique. L'amplitude et le signe du gradient thermique dépendent fortement de l'environnement thermique du circuit thermoélectrique.

Pour se placer dans des conditions de fonctionnement normal, nous avons fait apparaître dans le circuit thermoélectrique une tension de 1,5 mV en plaçant le circuit entre deux plaques échangeuses. L'écart des températures imposées est voisin de 20°C pour $I = 0$.

Une tension de 1,5 mV correspond à un flux d'une dizaine de watts traversant une section de mesure de 1 dm^2 dans les conditions normales de fonctionnement.

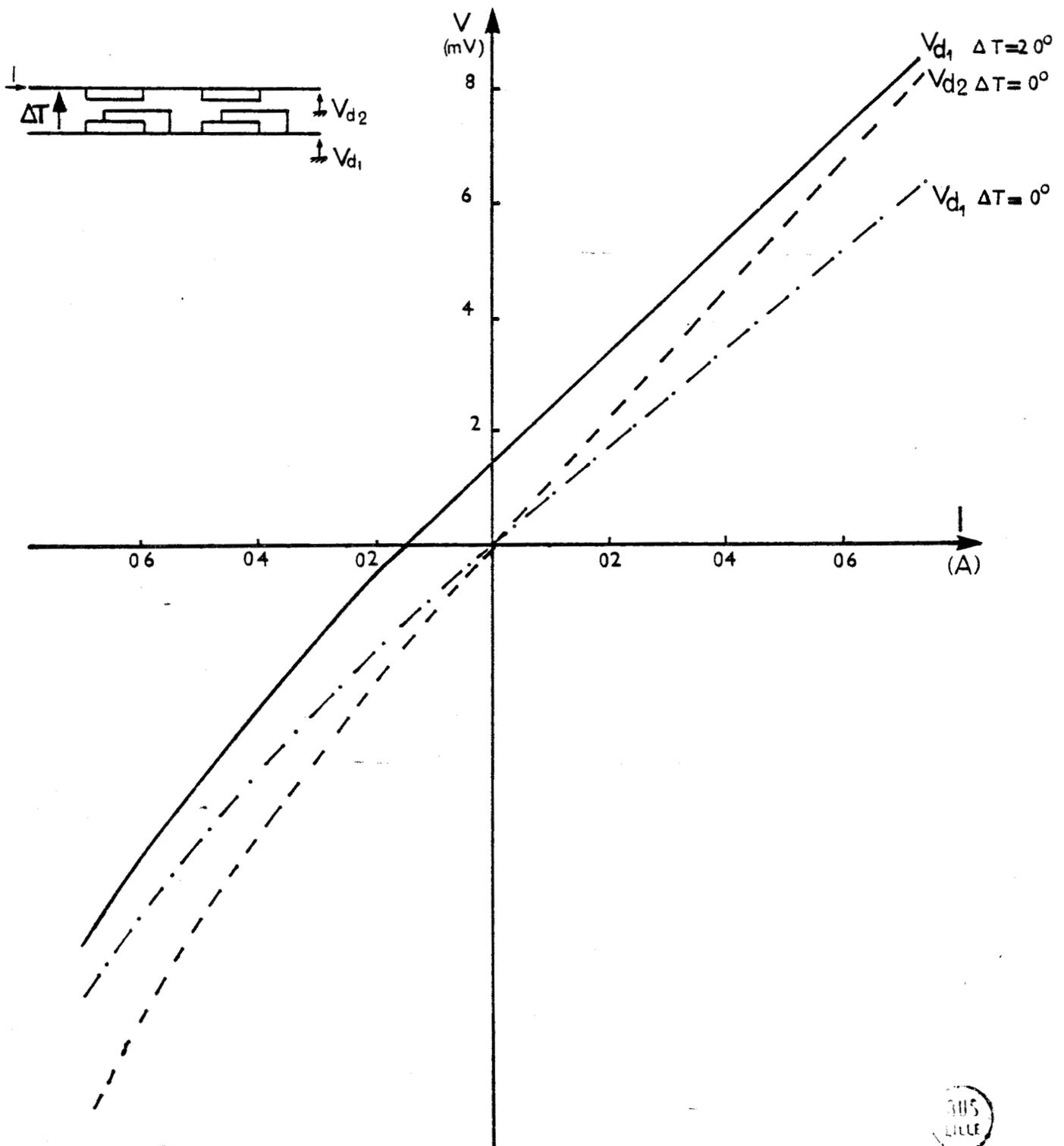


Figure IV.25 : Caractéristiques de transfert en fonction de la différence de température entre les plaques échangeuses.

Les courbes de la figure IV.25 ont été obtenues en mesurant la réponse correspondant aux effets superposés d'un courant dans le circuit émetteur et d'un flux de chaleur d'origine extérieure.

La caractéristique à flux constant peut être obtenue en translatant de 1,5 mV les caractéristiques à flux nul. Il y a donc superposition des gradients d'origine thermique et thermoélectrique au niveau du circuit détecteur. Il faut remarquer que le flux de chaleur généré par effet Joule dans le circuit émetteur n'est pas détectée.

La sensibilité des thermoéléments du circuit détecteur étant voisine de $40 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$, la différence de température induite par le flux de chaleur sur chaque thermoélément est voisine de $0,03^\circ\text{C}$. L'examen des courbes de la figure IV.25 montre que ce gradient d'origine purement thermique peut être compensé par un courant émetteur de 0,15 A.

IV-5-3- COUPLAGE ENTRE DEUX CIRCUITS THERMOELECTRIQUES DONT LES THERMOELEMENTS SONT PARTIELLEMENT RECOUVERTS DE RESINE PHOTOSENSIBLE

Une représentation schématique du montage étudié est représenté figure IV.26. Les courbes représentatives du couplage entre les deux circuits sont représentées figure IV.27.

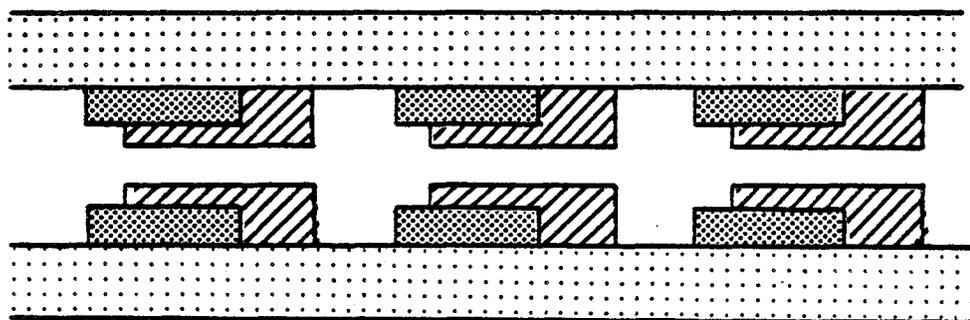


Figure IV.26 : Couplage thermoélectrique entre deux circuits à thermoéléments partiellement recouverts de résine photosensible.

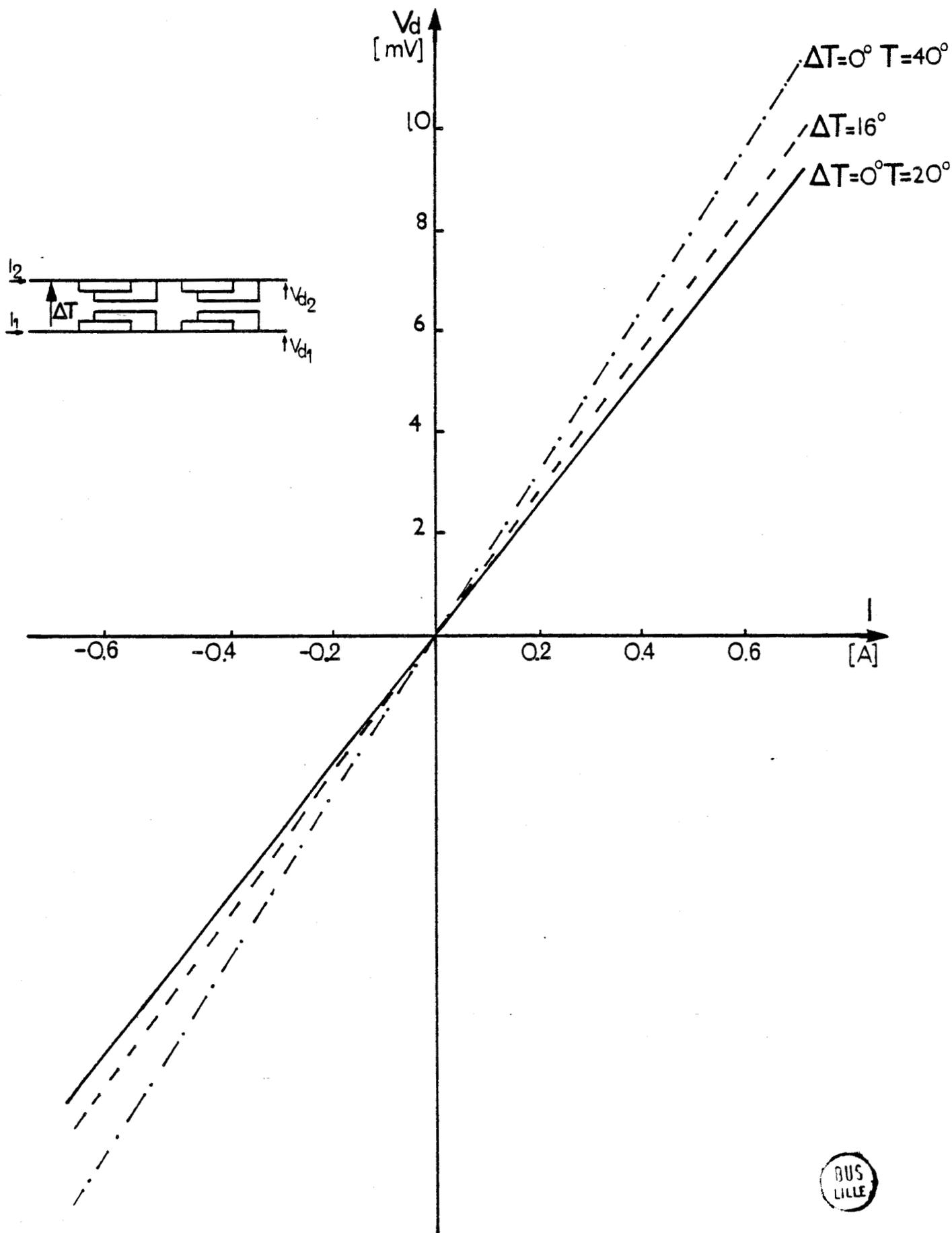


Figure IV.27 : Caractéristiques de transferts entre deux circuits à thermoéléments partiellement recouverts de résine pour différentes valeurs de ΔT entre les plaques échangeuses.



L'analyse de ces courbes montre que :

- la caractéristique est linéaire,
- le coefficient de couplage est plus élevé. Il est de l'ordre de 12,5 mV/A.

Ce résultat peut être interprété comme précédemment en considérant que le gradient mesuré dans le circuit détecteur est la superposition d'un gradient d'origine thermique pure et d'un gradient d'origine thermoélectrique. Les gradients thermiques dans chacun des circuits s'annulant mutuellement, il en résulte une caractéristique linéaire.

IV-5-4- COUPLAGE ENTRE CELLULES FLUXMETRIQUES A CONTOUR DISSYMETRIQUE

Les cellules fluxmétriques sont des thermocouples sur lesquels a été créé une dissymétrie spatiale. Après avoir caractérisé les cellules rendues dissymétriques par un recouvrement partiel de leur surface sensible, nous généralisons l'étude aux thermoéléments à contour dissymétrique (figure IV.28).

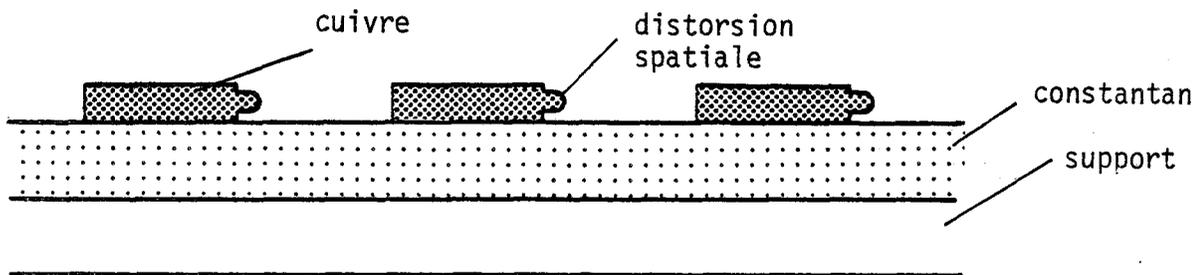
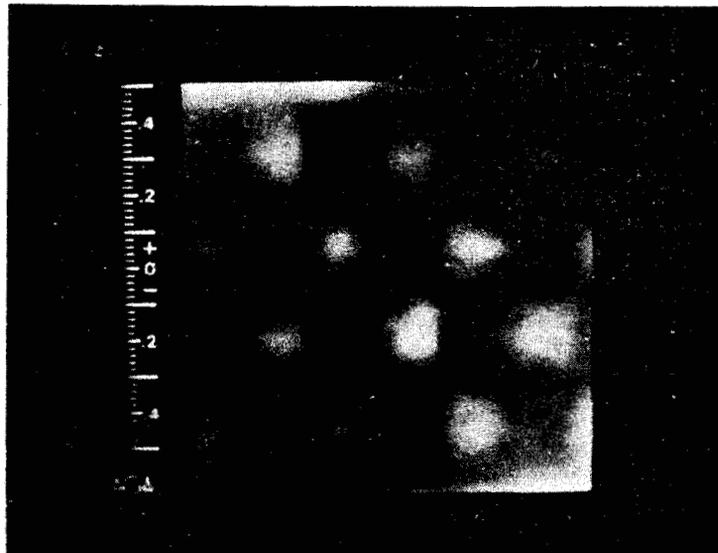
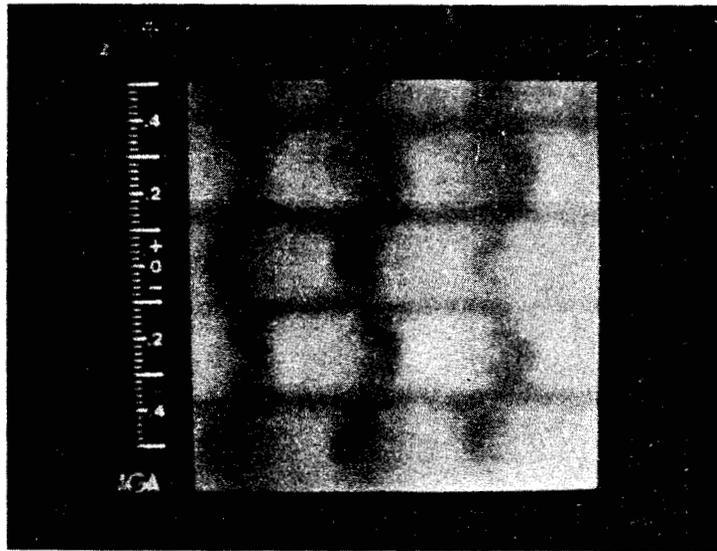


Figure IV.28 : Circuit thermoélectrique à thermoéléments présentant une dissymétrie spatiale.

Nous avons observé qu'un tel dispositif fournissait une information proportionnelle au flux de chaleur traversant la surface des thermoéléments. La tension apparaissant aux bornes de la chaîne thermoélectrique en fonction de la différence de température imposée entre les plaques échangeuses est représentée figure IV.29 pour un courant nul. La caractéristique flux-tension détectée est linéaire. Si on place deux circuits à dissymétrie spatiale en contact thermique, le passage d'un courant dans le circuit "émetteur" génère dans le circuit placé à proximité un gradient thermique additionnel dans le plan du thermoélément.

En l'absence de flux thermique extérieur, on remarque que le couplage entre les deux circuits thermoélectriques n'est plus réciproque. La caractéristique est linéaire (figure IV.30) et semblable aux caractéristiques obtenues pré-



SUS
LILLE

Photographies de la distribution de température d'un circuit thermoélectrique à thermoéléments présentant une dissymétrie spatiale et parcouru par un courant circulant dans un sens, puis dans l'autre.

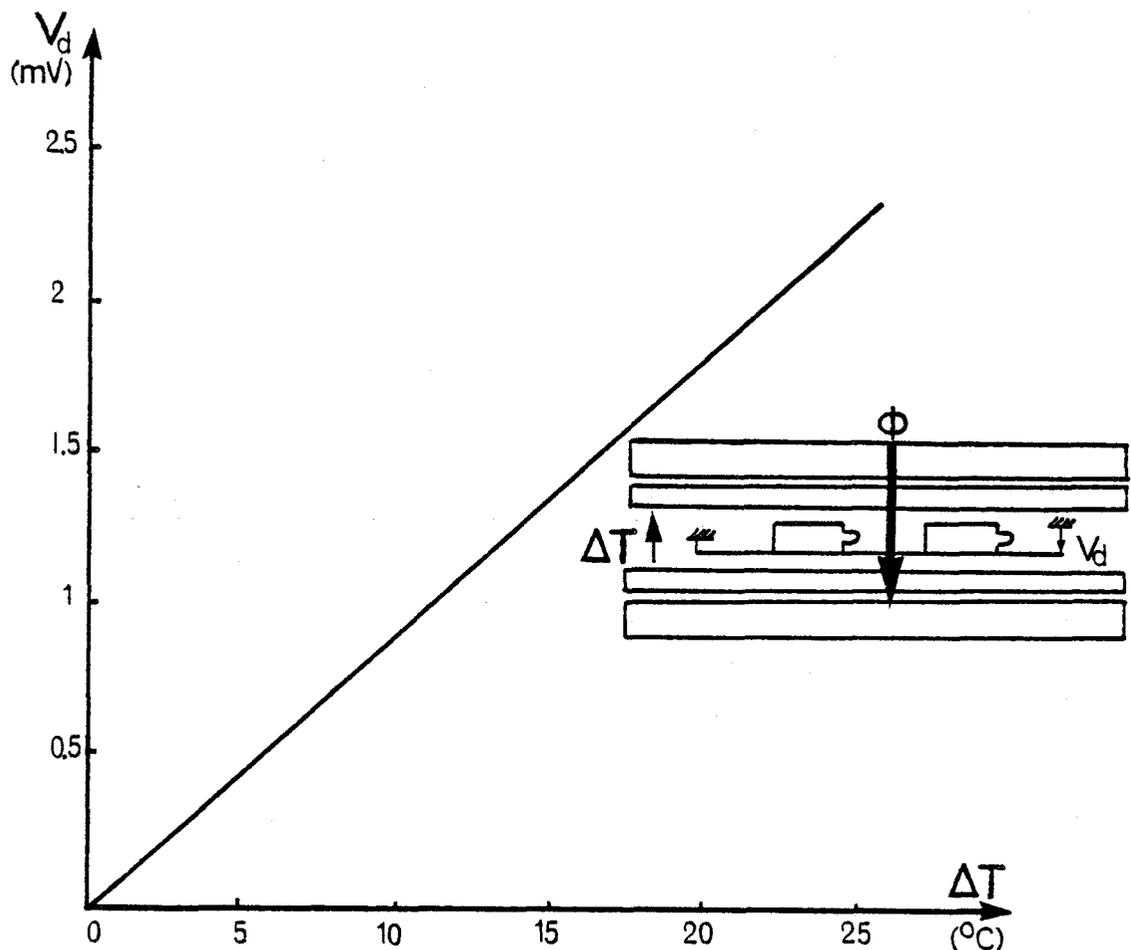


Figure IV.29 : Variation de la tension détectée aux bornes d'un circuit à thermoéléments à dissymétrie spatiale en fonction d'un gradient thermique transversal pour $I = 0$.

cédemment lorsque le circuit détecteur est sous le laminé de constantan. La dissymétrie de forme ne semble pas avoir une importance prépondérante dans cette configuration. Dans ces conditions, le flux de chaleur extérieur provoque uniquement une translation de la caractéristique tension détectée - courant émetteur. Par contre, lorsque le circuit émetteur est placé sous le laminé de constantan, la caractéristique n'est plus linéaire et les effets de forme ont une influence prépondérante. Le passage d'un flux d'origine externe provoque une translation de la caractéristique.

Ces considérations nous amènent à penser que les champs de température d'origine externe et ceux créés par effet Peltier sont tout à fait indépendants. Une mesure du gradient thermique tangentiel au voisinage du circuit peut être définie par la pente de la caractéristique.

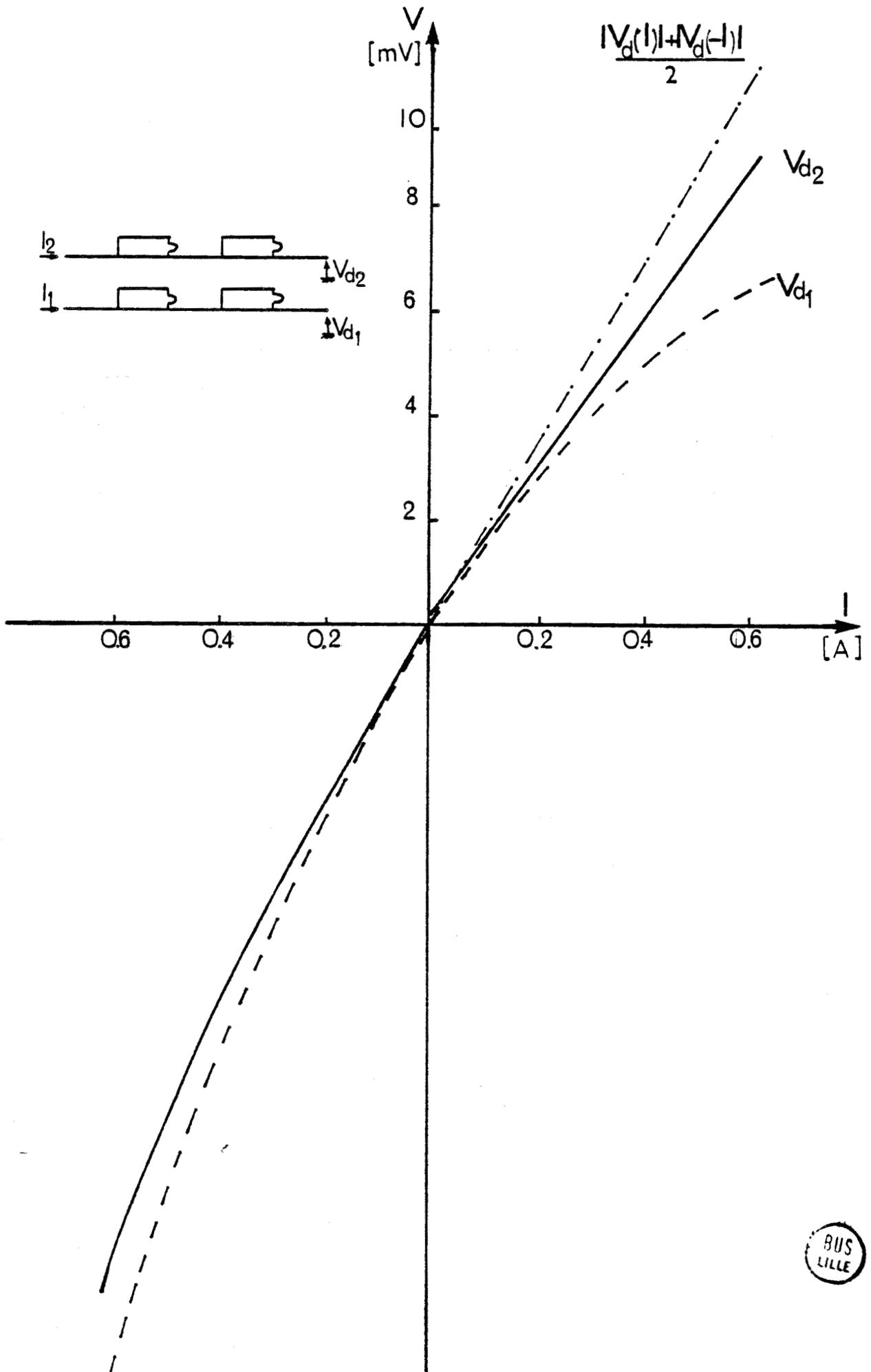


Figure IV.30 : Variation du couplage entre deux circuits thermoélectriques à thermoéléments présentant une dissymétrie spatiale

Nous avons voulu comparer les tensions induites aux bornes d'un circuit détecteur pour les différentes configurations spatiales décrites en fonction de l'intensité de courant circulant dans le circuit "émetteur" (figure IV.31). Les pentes des trois configurations exposées varient dans de grandes proportions. Elles ont respectivement pour valeur 7 mV/A pour les thermocouples monodimensionnels, 11 mV/A pour ceux à surface partiellement recouverte de résine photosensible et 17,5 mV/A pour les circuits à dissymétrie spatiale.

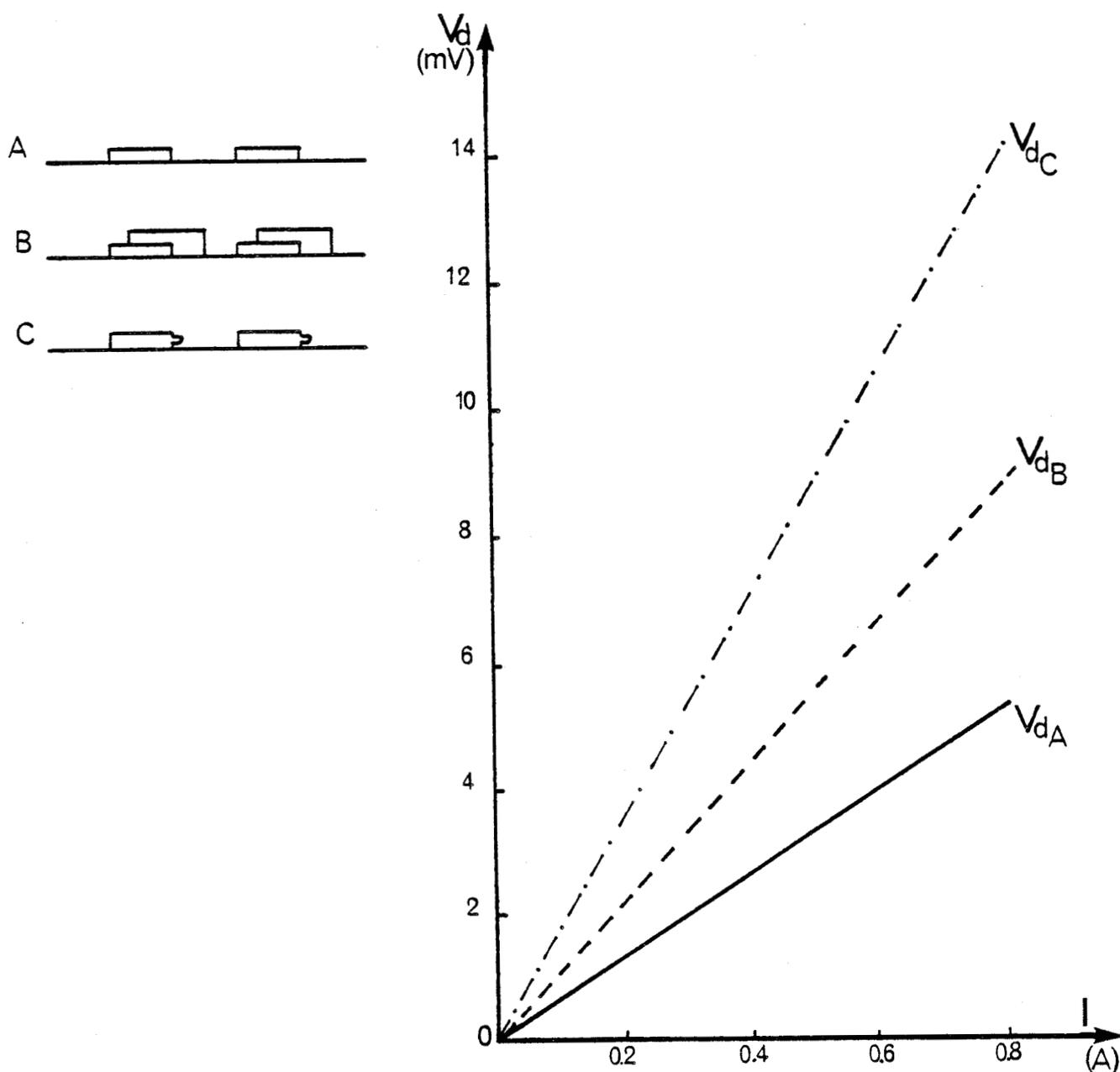


Figure IV.31 : Comparaison entre les tensions détectées aux bornes de circuits thermoélectriques dont les thermoéléments ne sont pas identiques.

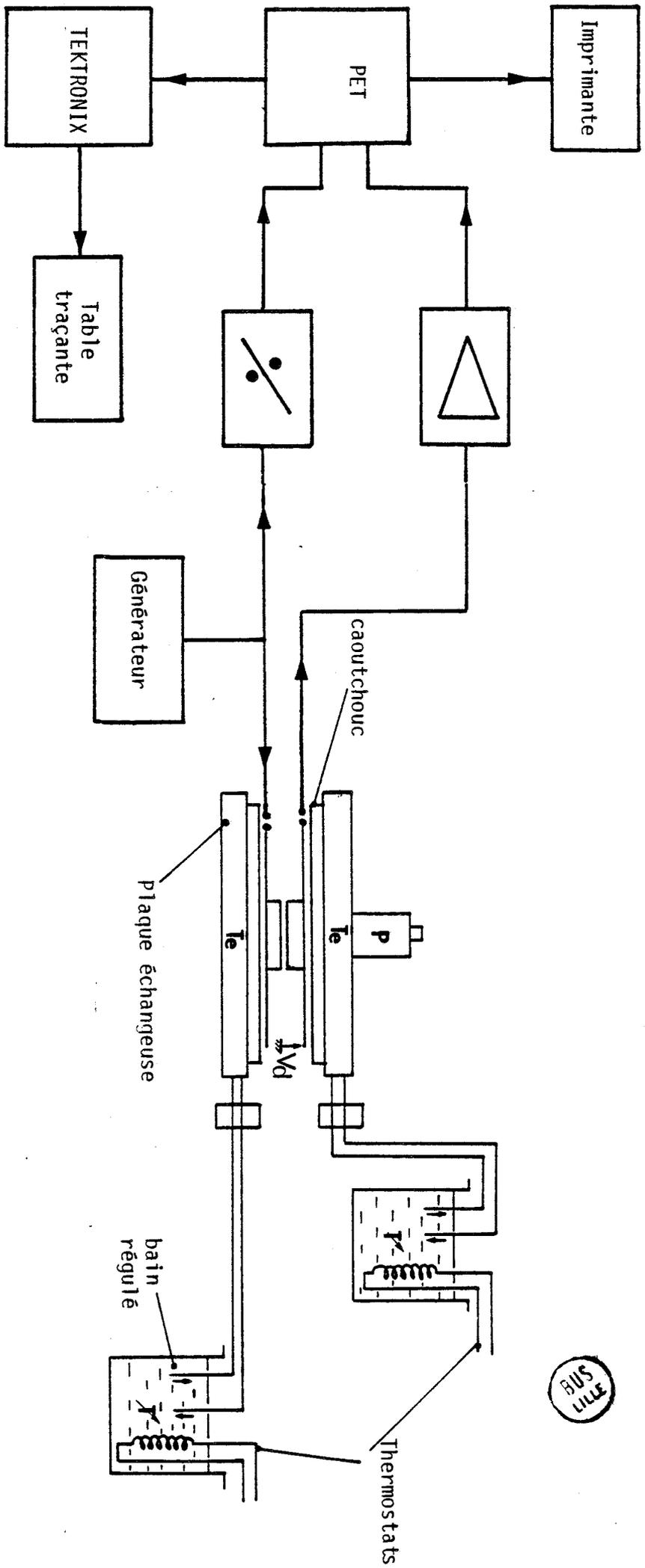
IV-6- CONCLUSION

Dans cette partie, nous avons confronté les résultats théoriques obtenus dans le chapitre précédent avec quelques vérifications expérimentales prises dans l'ensemble des expériences faites et que nous n'avons pu rapporté entièrement dans cette étude.

Nous avons d'abord montré que la tension détectée était proportionnelle à la surface de contact du circuit "émetteur". La mesure de la tension induite aux bornes du circuit thermoélectrique après coupure du courant imposé qui y circule a permis d'évaluer la validité de notre formulation théorique donnant la distribution superficielle de température induite. Nous avons ensuite défini les relations de couplage entre deux circuits thermoélectriques superposés. Nous avons montré que l'amplitude du couplage dépendait de contraintes externes : contact thermique entre les deux circuits, température externe imposée et amplitude des échanges thermiques vers l'extérieur. Le couplage a été également étudié en régime dynamique. Nous avons pu évaluer les constantes de temps d'établissement de la tension induite aux bornes d'un circuit "détecteur" ainsi que la réponse en fréquence de celui-ci.

Tous les résultats obtenus ont été appliqués à des circuits plus complexes dont les thermoéléments sont soit partiellement recouverts de résine photosensible, soit qu'ils présentent une dissymétrie spatiale. Le comportement de chacun de ces circuits a été caractérisé en fonction de l'intensité d'un courant imposé et d'un flux thermique superposé.

Une comparaison entre le comportement des trois modèles a permis d'orienter ainsi la conception de nouveaux circuits thermoélectriques par une comparaison quantitative des performances des circuits réalisés.



MONTAGE EXPERIMENTAL DE MESURES :

BUS
LILLE

C O N C L U S I O N

L'objectif de ce travail était de caractériser les thermocouples de surface mis en oeuvre dans la fabrication des fluxmètres thermiques. Ces circuits n'avaient fait l'objet d'aucune étude scientifique systématique ; les seules informations utilisables étaient d'ordre théorique et concernaient les cellules fluxométriques.

La formulation théorique du couplage thermoélectrique avait montré que la tension apparaissant entre les connexions de sortie était proportionnelle à la moyenne spatiale du gradient thermique sur la surface sensible du thermoélément.

Le développement de cette étude a été organisé de façon à montrer que le couplage dans les thermocouples de surface pouvait être caractérisé par un "facteur de mérite". Ce facteur a été introduit à partir de considérations énergétiques concernant les effets du couplage thermoélectrique sur la conductivité thermique de surface des thermoéléments. Comme dans le cas des chaînes thermoélectriques, ce facteur intervient également dans l'expression de la différence de température qui apparaît sur la surface des thermoéléments parcourus par un courant.

Dans la formulation théorique, nous avons montré que le passage d'un courant dans un thermocouple de surface génère des échanges thermiques de signes contraires localisés sur les frontières de chaque thermoélément. Il en résulte l'apparition de gradients thermiques tangentiels sur la surface du circuit qui ne reste pas isotherme. La distribution de température a été calculée dans le cas particulier de thermoéléments monodimensionnels. Les résultats obtenus ont permis d'établir les bases d'une méthode de mesure du "facteur de mérite" des thermocouples de surface.

L'étude expérimentale a permis de vérifier les résultats essentiels de la formulation théorique. Les variations de température de surface ont été observées en détectant le rayonnement infrarouge émis sur la surface du circuit thermoélectrique. Elles ont également été mesurées directement dans les circuits utilisés successivement comme générateurs de gradients thermiques tangentiels (par effet Peltier), puis comme détecteurs de ces gradients.

.../...

Nous avons également observé les différences de température induite sur un circuit placé au voisinage du circuit soumis aux variations spatiales de température superficielle. Nous avons vérifié que les gradients thermiques s'atténuent proportionnellement à l'épaisseur et à la conductivité du milieu placé entre les circuits émetteurs et détecteurs.

Dans la dernière partie, nous avons étendu l'étude aux cellules dissymétriques utilisées dans la construction des fluxmètres thermiques. Nous avons montré que les dissymétries introduites par construction provoquent une non linéarité de la caractéristique représentant la tension détectée aux bornes du circuit détecteur en fonction du courant émetteur. Le facteur de mérite des thermoéléments peut toutefois être mesuré en utilisant les méthodes développées pour les thermoéléments placés dans un environnement homogène.

L'ensemble des résultats théoriques et expérimentaux nous a permis de mieux comprendre les phénomènes de couplage thermoélectrique dans les thermocouples de surface. Une extension du travail consiste à étendre ces résultats à de nouvelles générations de thermocouples dans lesquels le cuivre est distribué dans l'épaisseur du ruban de constantan.

- L'effet Thomson est dû à la variation de α avec la température dans un conducteur homogène. Cet effet a pour coefficient caractéristique $T \frac{d\alpha}{dT}$.
- Dans les métaux α est une fonction linéaire de T et $T \frac{d\alpha}{dT}$. Il est égal à quelques μV à la température ambiante.
- La puissance mise en jeu par effet Thomson est très faible vis-à-vis de l'effet Joule.

ANNEXE A 2



MESURE DE LA CONDUCTIVITE THERMIQUE DES FEUILLES DE CAOUTCHOUC UTILISEES POUR LES CONTACTS THERMIQUES.

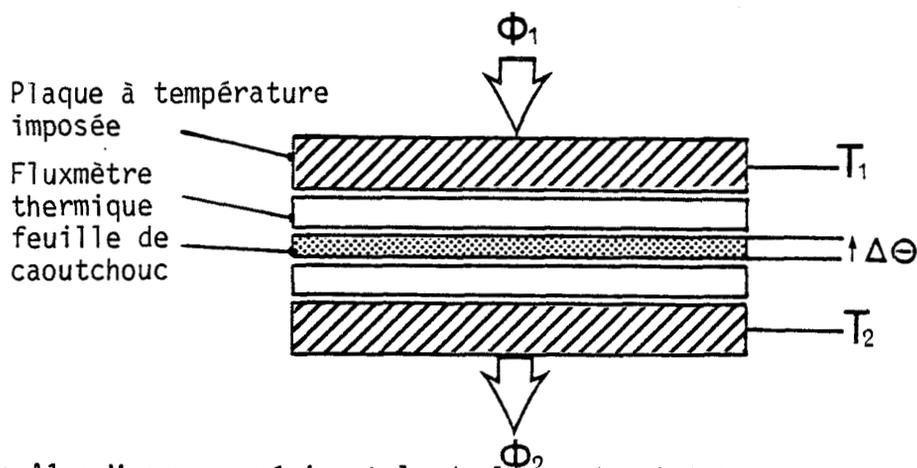


Figure A1 : Mesure expérimentale de la conductivité thermique d'un corps conducteur

Le montage expérimental est décrit figure A.1. La feuille de caoutchouc est maintenue entre deux plaques échangeuses. Deux fluxmètres placés de part et d'autre de la feuille mesurent les flux transversaux.

La surface de mesure est de $13 \times 13 \text{ cm}^2$. Elle est limitée à la partie centrale de l'échantillon de façon à éviter les fuites transversales.

En régime permanent $\phi_1 = \phi_2 = \phi$. Il en résulte :

$$\lambda = \frac{\overline{\Delta\theta}}{\overline{\phi}} \quad \text{en moyenne}$$

$$\lambda = \frac{\overline{\Delta\theta}}{\overline{\phi}}$$

BIBLIOGRAPHIE

---:---:---:---:---:---

- [1] F. BERTAIN, J. CHANU, M. CHEMLA, G. FARNET, D. QUEMADA
"L'électricité et la matière"
Tome III - Masson 1975
- [2] F. IOFFE, CLEAVER H.
"Physics of Semi-conductors"
Press Ltd London 1960
- [3] Sir W. THOMSON
"On a mechanical theory of thermoelectrics current"
Philosophical Magazine
4th Serie + III, p. 529, 1852
- [4] J. TAVERNIER, D. CALECKI
"Introduction aux phénomènes de transports linéaires dans les
semiconducteurs"
Masson 1970
- [5] J. TAVERNIER
"La conduction thermique dans les solides"
L'Onde Electrique, n° 423, pp. 541-553 , 1962
- [6] M. RODOT
"Les effets thermoélectriques et leurs applications"
L'onde Electrique, n° 423, pp. 507-522, 1962
- [7] L. GIRAUDIER
"Contribution à l'étude d'une méthode de mesures simultanées et indé-
pendantes des grandeurs thermiques et électriques"
Thèse Faculté des Sciences de Paris
Editions Barthelemy et Co , 1968
- [8] T.C. HARMAN, J.H. CAHN, M.J. LOGAN
"Measurement of thermal conductivity by utilization of the Peltier
effect"
Journal Appl. Phys. 30 ; 9, 1351-1359, 1959

.../...

- [9] T.C. HARMAN
"Special Technics for measurement of thermoelectric properties"
J. Appl. Phys. 29, 9, 1373-1384 , 1958
- [10] K.L. CHOPRA, S.K. BAHL, M.R. RANDLETT
"Thermopower of thin films constantan couples"
J. Appl. Phys. 39, 3, 1525-1528, 1968
- [11] J. PROVOST, P. THUREAU, J. BOK
"Etude expérimentale des performances d'un couple Peltier"
L'Onde Electrique n° 451, pp. 1051-1055, 1954
- [12] WILSON, EPPS
Proc. London Physi. Soc. 32, 326, 1920
- [13] L. HARRIS, E. JOHNSON
Rev. Sci. Instr. 3, 153, 1933
- [14] P. THERY, J.C. MARECHAL
J. Phys. E. 13, 859-865 , 1980
- [15] P. THERY, J. PAUQUET
J. Phys. E. 13 , pp. 323-327, 1979
- [16] G. RAVALITERA, M. CORNET, B. DUHOIT, P. THERY
Rev. Phys. App. 17, pp. 177-185, 1982
- [17] P. THERY, B. DUTHOIT, J. PAUQUET
"Propriétés thermoélectriques des systèmes à deux couches minces
superposées. Application à la mesure des flux thermiques"
Rev. Phys. Appl., 15, pp. 741-747, 1980
- [18] LANCLAU, LIFCHIFT
"Electrodynamique des milieux continus"
Editions Mir, Tome VIII, pp. 143-149, 1969



Mots clés : Effet thermoélectrique - Effet Peltier - Transferts réversibles de chaleur - Distribution superficielle de température - Facteur de mérite - Fluxmètre thermique.

RESUME

Les thermocouples de surface réalisés en recouvrant un support conducteur d'un dépôt électrolytique de nature différente sont utilisés depuis longtemps pour la construction des thermopiles et autres capteurs thermoélectriques. Le développement de cette technologie a récemment été appliqué à la réalisation de fluxmètres thermiques. L'objet du travail présenté est de définir les bases d'une méthode permettant de caractériser les propriétés thermoélectriques des thermocouples de surface.

La théorie du couplage thermoélectrique distribué sur la surface des thermoéléments est présentée dans la partie théorique. Les équations obtenues sont appliquées à l'analyse des échanges par effet Peltier sur la surface d'un thermoélément parcouru par un courant électrique.

Il y a échange réversible de chaleur et apparition de variations réversibles de température sur la surface du circuit qui ne reste pas isotherme. L'étude expérimentale concerne la mise en évidence des variations de température générées sur la surface du circuit ou sur un détecteur identique placé à proximité. L'étude expérimentale est étendue à la caractérisation des thermocouples de forme dissymétrique utilisés pour la mesure des flux de chaleur. L'ensemble des résultats obtenus conduit à introduire un facteur de mérite pour caractériser les thermocouples de surface.