

65303

50376  
1991  
166

N° d'ordre : 792

50376  
1991  
166

# THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES  
DE LILLE FLANDRES-ARTOIS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR D'ETAT ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Didier LECLERQ

Docteur 3ème Cycle



**CONTRIBUTION A L'ETUDE DE L'EFFET PELTIER DANS  
LES CIRCUITS BIMETALLIQUES A ELECTRODES PLAQUEES.  
APPLICATION A LA CONCEPTION DE NOUVEAUX CAPTEURS**

Soutenu le 11 Octobre 1991 devant la Commission d'Examen

Membres du jury	MM.	M.Y. BERNARD	Président
		M. SAVELLI	Rapporteur
		D. ESTEVE	Rapporteur
		P. THERY	Directeur de thèse
		E. CONSTANT	Examineur
		G. SEGUIER	Examineur
		A. LEBRUN	Examineur
		J. BEAUVIR	Invité

## AVANT-PROPOS

*Ce travail a été effectué au sein du Laboratoire "Mesures Automatiques" de l'U.F.R d'I.E.E.A de l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres-Artois.*

*Monsieur le Professeur THERY, m'a accueilli dans ce laboratoire et m'a confié le thème de cette recherche. Je tiens à lui exprimer ma profonde gratitude pour l'aide qu'il m'a prodiguée tout au long de ce travail et pour la part active qu'il a eu dans son aboutissement.*

*Je suis particulièrement reconnaissant à Monsieur le Professeur BERNARD, du Conservatoire National des Arts et Métiers de PARIS, pour l'honneur qu'il me fait en présidant le Jury de cette Thèse.*

*Je remercie Monsieur le Professeur SAVELLI, du Centre d'Electronique de l'Université de Montpellier II, qui a montré beaucoup d'intérêt pour ces recherches et à accepté d'en être Rapporteur. Je suis très sensible à l'honneur qu'il me fait en participant à ce Jury.*

*Monsieur le Professeur ESTEVE, de l'Université de Toulouse, directeur du Laboratoire d'Automatisme et d'Analyse des Systèmes s'est intéressé à mes travaux et à accepté d'en rédiger un rapport. Je l'en remercie vivement et suis très honoré de sa participation à ce Jury.*

*Je remercie vivement Monsieur le Professeur CONSTANT, de l'Université de Lille Flandres-Artois, directeur de l'Institut d'Electronique et de Micro-électronique du Nord, qui a bien voulu me faire l'honneur d'accepter de faire partie de mon Jury.*

*Monsieur le Professeur SEGUIER, de l'Université de Lille Flandres-Artois, m'a fait l'honneur d'accepter de faire partie de mon Jury, je l'en remercie vivement.*

*Je tiens à remercier Monsieur le Professeur LEBRUN, qui me fait l'honneur de faire partie de ce Jury, et m'a fait profiter de sa grande expérience dans le domaine de l'instrumentation.*

*Je remercie Monsieur HESS, directeur de la société TRANSFLUID, et Monsieur BEAUVIR, directeur de recherche et développement, qui se sont intéressés à nos travaux en vue d'applications industrielles.*

*Je remercie Madame CASTEGNIER pour sa contribution à la dactylographie de ce document ainsi que Monsieur DEHORTER qui en a assuré avec beaucoup de soin et de compétence la confection.*

*Mes remerciements vont également à toutes les personnes qui ont activement contribué à ce travail, notamment à Monsieur VERBECKE et à toute l'équipe de fabrication mécanique. Je remercie enfin mes collègues de laboratoire pour leur gentillesse et leur disponibilité.*

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DE L'EFFET PELTIER DANS LES  
CIRCUITS BIMETALLIQUES A ELECTRODES PLAQUEES.  
APPLICATION A LA CONCEPTION DE NOUVEAUX CAPTEURS.**

## SOMMAIRE

INTRODUCTION .....	
1 RESULTATS THEORIQUES .....	11
1.1 THEORIE SIMPLIFIEE DES EFFETS THERMOELECTRIQUES DANS LES CIRCUITS A ELECTRODES PLAQUEES .....	12
1.1.1 DESCRIPTION ET METHODE DE FABRICATION DES CIRCUITS THERMOELECTRIQUES .....	12
1.1.2 DETERMINATION DU POUVOIR THERMOELECTRIQUE .....	13
1.1.2.1 Régions métalliques homogènes .....	13
1.1.2.2 Régions recouvertes d'un dépôt métallique .....	14
1.1.3 MODELISATION DES ECHANGES PAR EFFET PELTIER .....	20
1.1.4 CALCUL DE LA FORCE ELECTROMOTRICE INDUITE PAR EFFET PELTIER .....	24
1.1.5 PRINCIPE DE MESURE DE LA FORCE ELECTROMOTRICE INDUITE PAR EFFET PELTIER .....	26
1.1.5.1 Solutions classiques .....	26
1.1.5.2 Solution originale mise en oeuvre .....	27
1.2 MODELISATION DU CHAMP DE TEMPERATURE DANS UN CIRCUIT THERMOELECTRIQUE TRAVERSE PAR UN COURANT .....	29
1.2.1 EQUATION DU CHAMP DE TEMPERATURE DANS UNE SECTION METALLIQUE HOMOGENE MONODIMENSIONNELLE .....	29
1.2.2 INTRODUCTION DES ECHANGES AVEC LE MILIEU ENVIRONNANT .....	31
1.2.3 ECHANGES PAR EFFET PELTIER AU NIVEAU D'UNE JONCTION BIMETALLIQUE .....	34
1.2.4 MODELISATION DU CIRCUIT BIMETALLIQUE PERIODIQUE .....	35
1.2.4.1 Expression du champ de température et de flux dans chacune des régions plaquées et non plaquée .....	36
1.2.4.2 Calcul de la température et du flux à chaque frontière du circuit thermoélectrique .....	40
1.2.4.3 Calcul des différences de potentiel d'origine thermoélectrique apparaissant le long du circuit .....	42

1.2.5	<i>INTERPOLATION DE LA SOLUTION ENTRE LES NOEUDS</i>	43
1.2.5.1	<i>Régions homogènes</i>	43
1.2.5.2	<i>Régions métallisées</i>	44
1.2.6	<i>DESCRIPTION DES FONCTIONS DU LOGICIEL DE MODELISATION DES CIRCUITS THERMOELECTRIQUES</i>	45
1.3	<i>ANALYSE DE LA SOLUTION NUMERIQUE</i>	48
1.3.1	<i>ENVIRONNEMENT DE CONDUCTIVITE THERMIQUE EXTREMEMENT FAIBLE</i>	50
1.3.2	<i>ENVIRONNEMENT CONSTITUE PAR DES FLUIDES A PRESSION ATMOSPHERIQUE</i>	53
1.3.3	<i>INFLUENCE DE L'INTENSITE DU COURANT ELECTRIQUE INJECTE</i>	56
2	<i>LE CONDITIONNEUR</i>	74
2.1.1	<i>MONTAGE DIFFERENTIEL ALIMENTE EN COURANT CONTINU</i>	76
2.1.2	<i>MESURE A COURANT NUL</i>	77
2.1.3	<i>CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES DU CONDITIONNEUR REALISE</i>	82
2.1.3.1	<i>Gain et linéarité du conditionneur</i>	83
2.1.3.2	<i>Temps de réponse et tension de bruit du conditionneur</i>	84
3	<i>RESULTATS EXPERIMENTAUX</i>	86
3.1	<i>MESURES DANS UN FLUIDE AU REPOS. DETERMINATION DE LA CONDUCTIVITE THERMIQUE DES FLUIDES.</i>	87
3.2	<i>DERIVE EN TEMPERATURE DE LA F.E.M. DETECTEE</i>	95
3.2.1	<i>DERIVE DUE A L'ECHAUFFEMENT DU CIRCUIT PAR EFFET JOULE</i>	97
3.2.2	<i>DERIVE CAUSEE PAR UNE VARIATION DE TEMPERATURE DU FLUIDE ENVIRONNANT</i>	99
3.3	<i>COMPENSATION AUTOMATIQUE DES VARIATIONS DE LA TEMPERATURE MOYENNE DU CIRCUIT.</i>	105
3.4	<i>DETERMINATION DU FACTEUR DE GEOMETRIE DU CIRCUIT</i>	109
3.5	<i>APPLICATION A LA MESURE DES DEBITS MASSIQUES</i>	115
3.5.1	<i>PRINCIPE DE LA METHODE DE MESURE DE VITESSES DE FLUIDES PAR EFFET PELTIER</i>	116
3.5.2	<i>CONCEPTION ET REALISATION DU DEBITMETRE MASSIQUE EXPERIMENTAL</i>	119

3.5.3	DISPOSITIF EXPERIMENTAL D'ETALONNAGE DU DEBITMETRE MASSIQUE .....	121
3.5.4	VERIFICATION DE LA COMPENSATION EN TEMPERATURE DU DEBITMETRE .....	122
3.5.5	MESURE DE DEBIT A PRESSION VARIABLE .....	125
3.5.6	INFLUENCE DE LA NATURE DU GAZ .....	127
3.5.7	VERIFICATION EXPERIMENTALE DE L'EFFICACITE DE LA METHODE D'OPTIMISATION DE LA SENSIBILITE DES CIRCUITS BIMETALLIQUES .....	132
	CONCLUSION .....	136
	BIBLIOGRAPHIE .....	139
	ANNEXES .....	145
	LISTE DES FIGURES .....	147

# Introduction

L'effet Seebeck a été mis en oeuvre depuis longtemps pour concevoir et réaliser une grande diversité de capteurs dans lesquels la mesure d'une grandeur physique est ramenée à la mesure d'une différence en température entre deux points. L'intérêt essentiel des capteurs thermoélectriques est d'être différentiel et de détecter avec précision l'égalité entre deux températures. Les applications industrielles de l'effet Seebeck sont nombreuses et concernent la mesure des différences de température ; citons par exemple les thermocouples et nombreux capteurs dont l'élément sensible est une pile thermoélectrique.<sup>(1)(3)</sup>

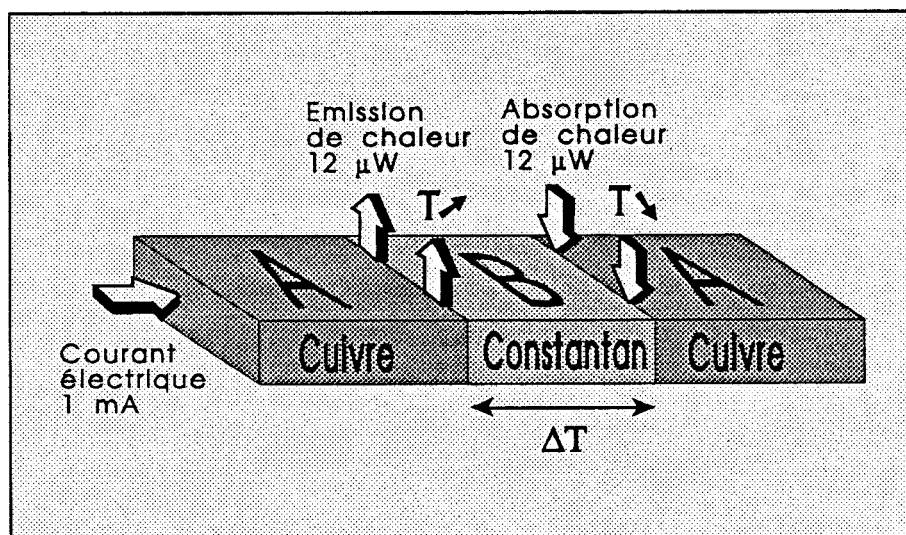


figure 1 Génération d'écart de température par effet Peltier

L'effet inverse ou effet Peltier est relatif au passage du courant électrique dans une chaîne thermoélectrique. Lorsqu'un courant électrique parcourt un circuit formé de deux conducteurs différents A et B maintenus à la même température, on observe le dégagement d'une quantité de chaleur sur l'une des jonctions A/B et l'absorption d'une quantité rigoureusement égale à l'autre jonction B/A (figure 1). Si les échanges avec l'extérieur ne viennent pas compenser ces effets

thermiques, la température de l'une des jonctions doit s'élever, celle de l'autre jonction diminuer et la différence de température présente entre jonctions thermoélectriques peut être détectée aux bornes de la chaîne thermoélectrique par effet Seebeck (figure 2).

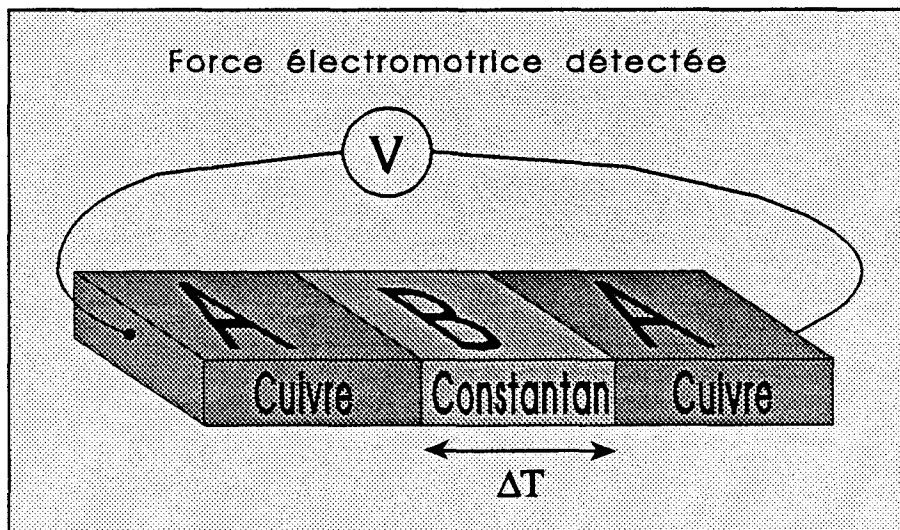


figure 2 Détection des écarts de température par effet Seebeck

Les mesures basées sur l'effet Peltier n'ont pas été développées de façon industrielle, probablement à cause des faibles quantités de chaleur échangées de façon réversible au niveau des jonctions et des problèmes expérimentaux posés par la mesure reproductible des faibles écarts de température induits dans les circuits thermoélectriques. Notons à titre d'exemple que la puissance échangée par effet Peltier au niveau d'une jonction cuivre-constantan à la température de 300 K et traversée par un courant de 1 mA n'est que de  $12 \mu\text{W}$ . L'effet d'échanges aussi faibles sur le milieu environnant est évidemment tout à fait négligeable et les applications industrielles basées sur l'effet Peltier nécessiteront généralement la réalisation de circuits comportant un grand nombre de jonctions thermoélectriques afin d'amplifier l'effet des écarts de température induits par effet Peltier.

Les problèmes posés par l'utilisation des circuits thermoélectriques classiques sont essentiellement technologiques et dus à la difficulté de résoudre les problèmes pratiques posés par la soudure de nombreux contacts bimétalliques. Dans le cas particulier où la thermopile peut être solidaire d'un support rigide, la technique des circuits imprimés à trous métallisés permet de simplifier le processus de fabrication. Les techniques de la micro-électronique pourraient également être utilisées pour réaliser des capteurs sensibles et discrets.<sup>(2)</sup>

La nécessité de simplifier le mode de fabrication des circuits thermoélectriques nous a conduit à reprendre à la base les problèmes posés par les circuits bimétalliques que l'on peut réaliser très



facilement en déposant par voie électrolytique une couche métallique de grande conductivité sur un support métallique de pouvoir thermoélectrique différent.<sup>(3)</sup>

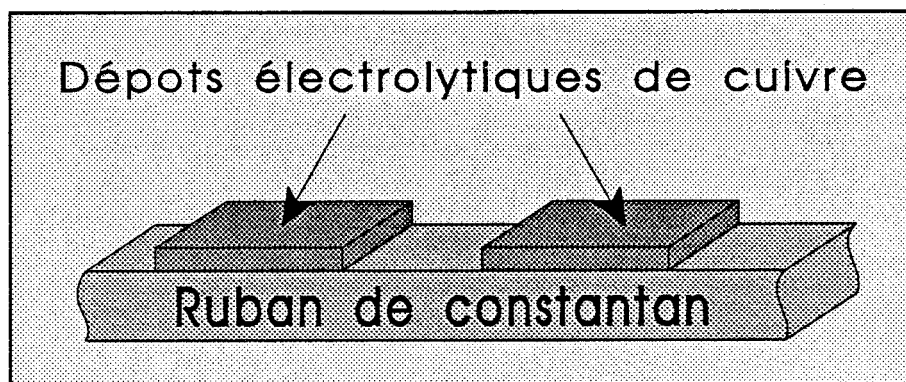


figure 3 Chaîne thermoélectrique à électrodes plaquées

Ces dispositifs ont un grand intérêt pratique puisqu'ils permettent de réaliser de façon industrielle des dispositifs thermoélectriques par mise en oeuvre de la technique des circuits imprimés. La partie essentielle de ces circuits est un ruban métallique continu de faible épaisseur (en constantan par exemple) recouvert sur sa face supérieure par une succession de dépôts électrolytiques ou électrodes (en cuivre par exemple) de grande conductivité électrique (figure 3).

Compte tenu du contraste entre les conductivités du cuivre et du constantan, les dépôts de cuivre électrolytique jouent le rôle de "court-circuits" électriques disposés sur la face supérieure du support métallique dont le principal effet est d'augmenter la conductivité suivant la direction tangentielle. Tout se passe comme si le circuit thermoélectrique était constitué par une succession de tronçons métalliques (cuivre et constantan) en contact électrique. Les interactions thermoélectriques dans ces circuits sont distribuées sur la surface où il y a contact électrique entre couches métalliques. Ces problèmes font l'objet de nos préoccupations puisque nous nous sommes intéressés depuis 1970 aux problèmes de physique appliquée posés :

- par l'interprétation du couplage thermoélectrique dans les jonctions bimétalliques de grande surface. Dans ces couches bimétalliques, les interactions thermoélectriques sont distribuées dans toute la jonction et la différence de potentiel mesurée dépend du détail de la distribution des écarts de température sur la surface où il y a contact bimétallique ;
- par l'analyse des effets induits par le passage d'un courant électrique dans un circuit bimétallique à électrodes plaquées.

Dans notre thèse de 3<sup>e</sup> cycle, nous avons mis en oeuvre une nouvelle méthode de mesure des flux thermiques en régime variable à l'aide de jonctions bimétalliques de grandes surfaces et de formes dissymétriques. Nous avons montré la possibilité de mesurer simultanément flux thermique

et température de surface et d'introduire en pratique le concept d'admittance thermique. Cette notion d'intérêt universel a été appliquée depuis au contrôle non-destructif de parois hétérogènes placées dans leur environnement naturel. Les résultats obtenus dans ce domaine ont fait l'objet de nombreuses publications.<sup>(4)</sup>

L'étude de l'effet inverse (ou effet Peltier) dans ces circuits est beaucoup plus récente et constitue une partie importante de ce travail. L'effet Peltier peut être mis en évidence en faisant passer un courant suivant l'axe principal d'une couche bimétallique. Compte tenu de la grande conductivité des électrodes, la plus grande partie du courant injecté dans le support de faible conductivité est dérivée par les électrodes. Des sources réversibles d'énergie entretenues par l'effet Peltier sont localisées aux endroits où le courant passe du support dans les électrodes de grande conductivité ou inversement (figure 4).

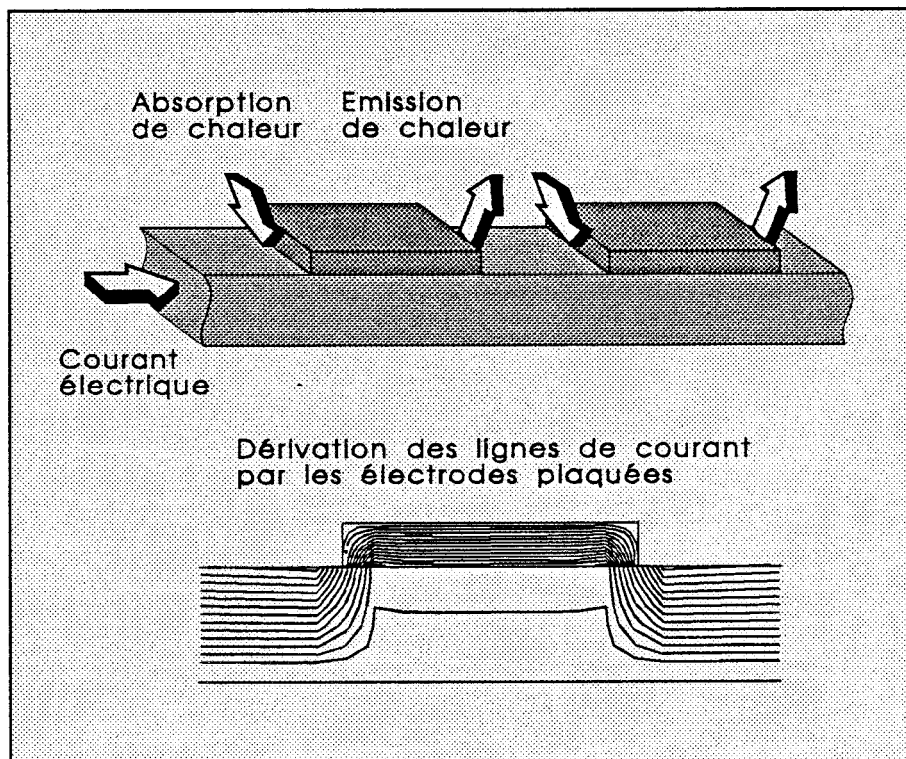


figure 4 Effet Peltier dans un chaîne thermoélectrique à électrodes plaquées

Lorsque le circuit thermoélectrique est thermiquement isolé sur sa surface latérale, la puissance générée par effet Peltier est intégralement convertie en variations réversibles de température. Le circuit ne reste pas isotherme et les différences de température générées entre les lignes frontières des électrodes ne dépendent que des propriétés thermiques et thermoélectriques du circuit bimétallique.

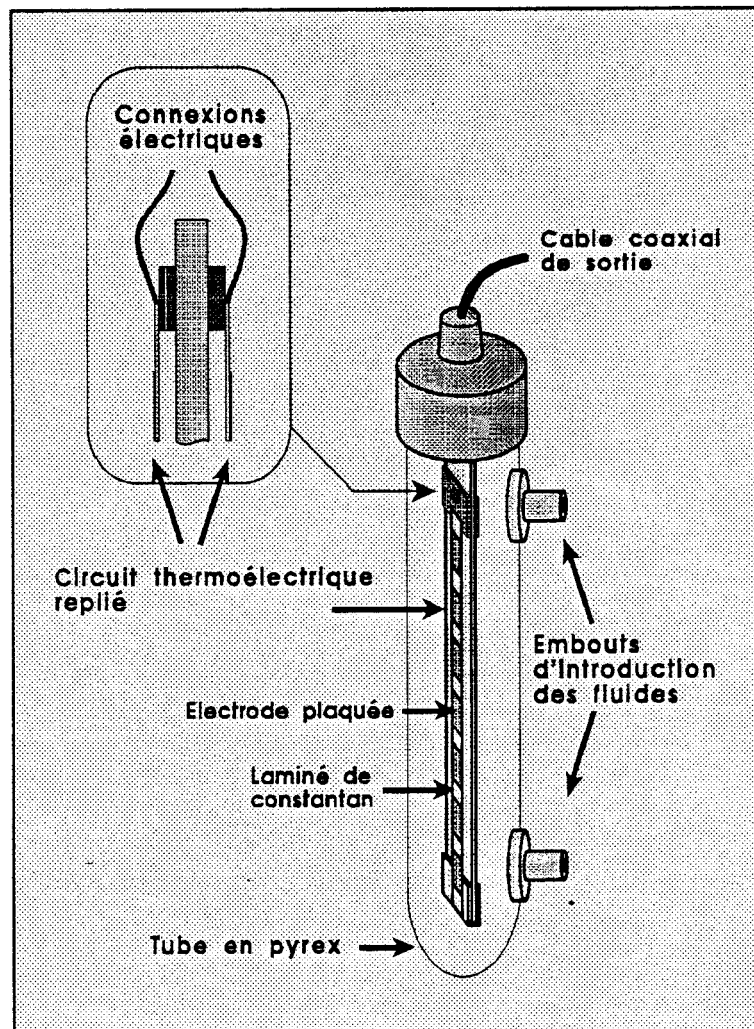


figure 5 Chaîne thermoélectrique baignant dans un milieu fluide

Dans le cas plus général où le circuit bimétallique n'est pas isolé du milieu environnant, les écarts réversibles de température distribués sur la surface du circuit dépendent également des échanges thermiques avec le milieu environnant. La réalisation de circuits thermoélectriques en forme de circuits imprimés favorise les échanges avec l'extérieur compte tenu :

- de la faible épaisseur du circuit qui limite les échanges par conduction suivant la direction tangentielle,
- de l'importance des surfaces latérales d'échange qui augmente la sensibilité du circuit aux influences extérieures.

Les résultats présentés sont relatifs aux mesures basées sur l'effet Peltier dans un circuit thermoélectrique immergé dans un milieu liquide ou gazeux (figure 5). L'élément sensible constitué par un ruban de faible épaisseur comportant de nombreuses cellules plaquées est tendu entre deux supports à même température, l'ensemble baignant dans le milieu fluide. Par

construction, et par raison de symétrie, le circuit thermoélectrique n'est pas sensible à l'échange global de chaleur avec le milieu fluide (pas d'effet fluxmétrique). Dans ces conditions, seules les variations réversibles de température entretenues par effet Peltier qui se superposent aux variations de la température moyenne sur la surface du circuit sont détectées. Ces différences de température étant influencées par les propriétés physiques du milieu fluide, la mesure de ces écarts permet d'identifier toute perturbation de l'environnement associée à une modification de sa conduction thermique indépendamment des échanges thermiques avec le milieu environnant.

Pour un courant électrique d'intensité déterminée, nous montrons que la mesure par effet Seebeck des écarts de température distribués sur la surface du circuit permet :

- d'identifier la nature d'un fluide gazeux ou liquide à partir de sa conductivité thermique,
- d'effectuer des mesures de vide sur un gaz dont on connaît la nature,
- de déterminer un débit massique de gaz ou liquides de compositions connues.(figure 6)

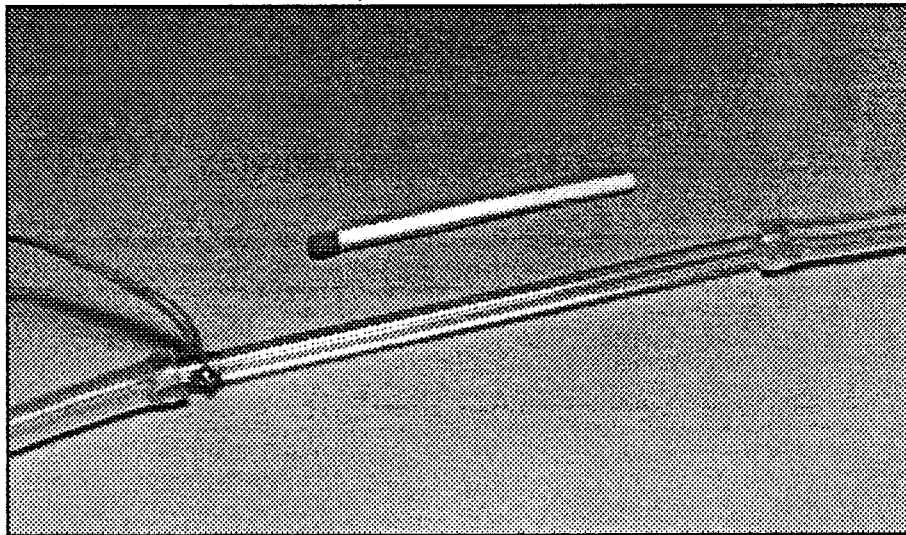


figure 6 Débitmètre massique réalisé au laboratoire

Il existe depuis de nombreuses années des appareillages industriels utilisant les échanges thermiques et permettant les mesures précédemment énoncées : catharomètres, jauges de Pirani, anémomètres à fil chaud, débitmètres massiques à éléments chauffants <sup>(5)</sup>.

Ces capteurs utilisent pratiquement tous le même principe de fonctionnement :

Un corps d'épreuve baignant dans le milieu à caractériser est échauffé par effet Joule à l'aide d'une résistance électrique parcourue par un courant. Dans certains cas c'est le fil métallique chauffant lui-même qui est immergé dans le fluide et constitue le corps d'épreuve.

Le mesurande, qui est la température du corps d'épreuve est fonction de la nature du fluide environnant, de sa pression, de sa vitesse mais dépend également de la température du fluide et la température de l'enveloppe du capteur (jauges à vide).

En conséquence, pour obtenir une information sur le milieu environnant, il est nécessaire de mesurer simultanément la température du corps d'épreuve et la température du fluide ou de l'enveloppe du capteur.

Pour effectuer ces mesures deux méthodes sont couramment utilisées :

**- Mesure de deux températures absolues :**

La température du corps d'épreuve est déterminée soit à l'aide d'un capteur industriel de température absolue, soit par la mesure de la résistance électrique du fil métallique provoquant son échauffement par effet Joule.

La mesure de température absolue du fluide ou de l'enveloppe du capteur est effectuée à l'aide d'un capteur industriel

**- Mesure différentielle directe :**

Dans ce cas un thermocouple différentiel permet d'obtenir directement la différence de température entre le corps d'épreuve et le fluide ou l'enveloppe du capteur. L'ajout d'un capteur de température absolue est souvent nécessaire pour prendre en compte les fluctuations des caractéristiques thermiques de la grandeur à mesurer avec la température.

Les débitmètres massiques, de type thermique, sont réalisés selon un principe légèrement différent puisque une différence de température fonction du débit massique est directement mesurée sur le corps d'épreuve constitué d'un tube capillaire traversé par le fluide et échauffé en son milieu par effet Joule.

Dans les dispositifs à fil chaud, on rencontre généralement deux types de conditionneurs. Le premier type permet de maintenir constante l'intensité du courant électrique traversant le fil, la grandeur représentative du mesurande étant la résistance électrique du fil. Le deuxième type de conditionneur met en oeuvre un système asservi, la grandeur représentative du mesurande étant dans ce cas, le courant ou la tension apportant la chaleur nécessaire pour maintenir constante la température du fil chaud.

Tous ces dispositifs relèvent d'un même principe de base puisqu'ils ne comportent qu'une seule source d'énergie entretenue par effet Joule et refroidie par le fluide à caractériser. Pour obtenir une sensibilité suffisante, il est nécessaire d'échauffer fortement le corps d'épreuve ( $> 100^{\circ}\text{C}$ ) risquant ainsi de provoquer des réactions chimiques ou la dégradation du fluide environnant.

*Les circuits thermoélectriques réalisés dans le cadre de ce travail sont sensibles à des différences de température, générées par effet Peltier, et proportionnelles au courant inducteur et non au carré du courant comme les dispositifs classiques basés sur l'effet Joule. Le caractère réversible, propre à l'effet Peltier nous a permis de concevoir et réaliser une nouvelle gamme de capteurs*

L'exploitation de ce phénomène apporte les avantages suivants :

- La puissance réduite des sources de chaleur Peltier ( $< 1\text{mW}$ ) provoque localement, soit un échauffement, soit un refroidissement extrêmement faible du fluide environnant ( $< 1^{\circ}\text{C}$ ). Dans ce cas, l'effet Joule induit dans le circuit par le passage du courant électrique est un phénomène nuisible provoquant un échauffement du fluide et n'est absolument pas nécessaire à la mesure. En pratique, la puissance maximale dissipée par effet joule dans tout le circuit est faible ( $< 30\text{mW}$ ) et dans le cas le plus défavorable de fluides fortement isolant thermique (Dioxyde de carbone au repos), l'élévation de la température sera de l'ordre de un ou deux degrés Celsius.
- Par construction les circuits à deux sources de chaleurs de signes opposés ont une sensibilité deux fois plus grande que les circuits à une seule source, puisque le fluide environnant refroidit la source chaude et réchauffe la source froide alors que dans le cas des circuits monosources, le fluide refroidit uniquement la source chaude.
- Un circuit comportant un grand nombre de cellules, détectant chacune une petite différence de température, et disposées en série permet de recueillir une f.e.m aussi importante qu'un dispositif à une seule source soumis à une forte différence de température tout en perturbant beaucoup moins l'état du fluide à mesurer.

Nous montrerons que l'ajustement de la longueur de chaque cellule et de l'épaisseur du circuit permet d'adapter le capteur à différentes applications et à ajuster l'étendue de mesure.

La tâche du conditionneur associé au capteur consistera :

- à injecter un courant d'intensité connue dans le circuit bimétallique de façon à générer une distribution réversible d'écart de température dépendant des propriétés du milieu environnant,

- à interrompre la circulation du courant et à mesurer la différence de potentiel à vide représentative des écarts de température en utilisant cette fois le circuit bimétallique comme détecteur.

Nous avons réalisé pour cela un dispositif électronique de mesure permettant d'interrompre, pendant un temps très faible, le passage du courant électrique et de mesurer pendant ce temps la différence de potentiel aux bornes du circuit thermoélectrique. L'utilisation de cette instrumentation a permis de mettre en évidence la grande sensibilité des différences de température entretenues par effet Peltier aux propriétés physiques du milieu environnant.

En fait, les mesures par effet Peltier sont légèrement influencées par les variations de la température du circuit puisque le pouvoir thermoélectrique dépend légèrement de la température moyenne du circuit, il est de même de la puissance réversible générée par effet Peltier. Lorsque l'on ne s'intéresse qu'à la dépendance de la tension détectée en fonction d'un paramètre extérieur, il est indispensable d'éliminer la dépendance en température du phénomène observé. A partir de considérations théoriques et expérimentales, nous montrons comment compenser et éliminer l'effet des dérives en température et rendre ainsi les mesures basées sur l'effet Peltier uniquement dépendantes des propriétés physiques du milieu environnant le circuit.

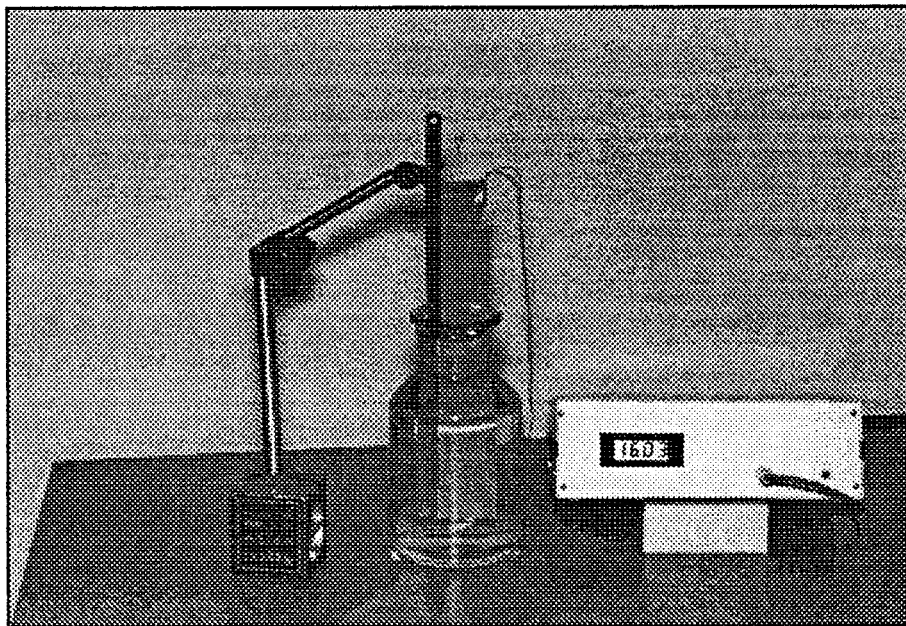


figure 7 Application à la mesure de niveaux

Pour optimiser les dimensions du circuit thermoélectrique, nous avons utilisé un modèle à constantes thermiques distribuées qui nous a permis d'interpréter l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus sur un grand nombre de capteurs placés dans un fluide.

Le domaine d'application n'est pas limité à l'analyse des propriétés physiques du fluide gazeux ou liquide. Le circuit thermoélectrique solidaire d'un support (kapton ou polyamide) permet également de servir de paroi à un récipient et peut donc être utilisé pour mesurer la hauteur de

liquide contenu dans ce récipient (figure 7). Pour simplifier la mise en oeuvre, le circuit thermoélectrique a été réalisé en forme de circuit imprimé de façon à faciliter sa mise en place dans la cuve.

La caractérisation d'une grande diversité de phénomènes physiques (congélation, point de rosée) est possible en développant cette méthode, mais il faudra pour chaque application modéliser et optimiser la sensibilité à la grandeur à mesurer. Toute application nécessitera une étude spécifique et une modélisation préalable.

Compte tenu des faibles valeurs des tensions à détecter, il est nécessaire d'utiliser une instrumentation électronique adaptée simple et très fiable. Cette instrumentation, conçue et réalisée au laboratoire, est décrite dans la partie expérimentale et utilise la réversibilité de l'effet thermoélectrique qui permet la génération d'écarts de température par effet Peltier puis leur détection par effet Seebeck.

Cette instrumentation électronique, introduit pour la première fois à notre connaissance, dans la pratique expérimentale, des mesures basées sur l'effet Peltier <sup>(6)</sup>. Des applications industrielles mettant en oeuvre les techniques de couches minces sont actuellement expérimentées pour la réalisation des circuits bimétalliques.



# *Chapitre 1*

---

**RESULTATS THEORIQUES**

## 1.1 THEORIE SIMPLIFIEE DES EFFETS THERMOELECTRIQUES DANS LES CIRCUITS A ELECTRODES PLAQUEES

### 1.1.1 DESCRIPTION ET METHODE DE FABRICATION DES CIRCUITS THERMOELECTRIQUES

Dans la configuration typique, un support métallique constitué d'un laminé de constantan en forme de ruban est recouvert par un grand nombre d'électrodes plaquées régulièrement espacées (figure 3). Le circuit est donc constitué par une succession de régions plaquées (cuivrées) et non plaquées (constantan).

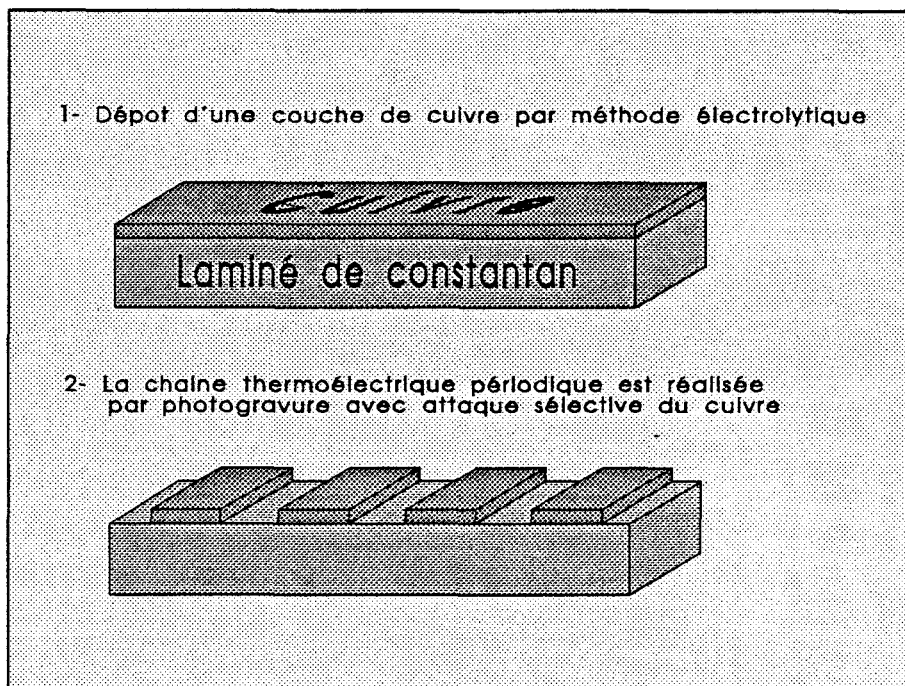


figure 8 Méthode de fabrication des circuits thermoélectriques plaqués

Plusieurs techniques peuvent être utilisées pour réaliser les circuits thermoélectriques de façon industrielle. Une méthode très simple consiste, à partir de feuilles de constantan de faible épaisseur (5 à 25  $\mu\text{m}$ ) disponibles dans le commerce, de recouvrir la feuille métallique uniformément sur une épaisseur de l'ordre de 1 à 3  $\mu\text{m}$  de cuivre électrolytique. Une solution sélective (péroxodisulfate d'ammonium) attaquant principalement la couche de cuivre et laissant la feuille de constantan pratiquement intacte est ensuite utilisée pour faire apparaître la forme des électrodes sur le revêtement de cuivre électrolytique. Dans la dernière étape, le circuit est gravé au perchlorure de fer suivant la forme et les dimensions désirées en utilisant les techniques de photogravure habituelles (figure 8).

L'expression de la force électromotrice (f.e.m.) délivrée par une chaîne thermoélectrique n'est simple que dans les configurations classiques où un grand nombre de conducteurs de nature différente sont mis en contact électrique en série. Une chaîne bimétallique à électrodes plaquées n'étant pas faite de conducteurs homogènes, il est nécessaire de déterminer la relation "f.e.m.-différence de température" en repartant des principes de base de la thermoélectricité.

### 1.1.2 DETERMINATION DU POUVOIR THERMOELECTRIQUE

Pour définir le pouvoir thermoélectrique en tout point d'un tel circuit, nous allons utiliser la définition de Hannay <sup>(6)</sup>: "le pouvoir thermoélectrique d'un matériau est une mesure de la tendance des porteurs libres à se déplacer des régions chaudes vers les régions froides. Il résulte de ce déplacement l'apparition d'une différence de potentiel de Seebeck d'amplitude suffisante pour annuler le courant électrique créé par le déplacement des charges dans le circuit". Pour calculer le pouvoir thermoélectrique en un point quelconque d'un circuit inhomogène, il faut donc établir la relation liant le courant électrique en ce point aux gradients de potentiel et de température, puis en déduire quelle relation doit exister entre ces quantités pour annuler le courant électrique en ce point du circuit.

#### 1.1.2.1 Régions métalliques homogènes

Cette méthode est particulièrement simple à mettre en oeuvre dans les parties non plaquées du circuit bimétallique. Dans ces régions, le circuit thermoélectrique est homogène et en présence de gradient thermique la loi d'Ohm locale se généralise sous la forme :

$$\mathbf{j} = \sigma_1 \mathbf{E} - \sigma_1 \alpha_1 \text{ grad } T \quad (1)$$

$\mathbf{j}$  : vecteur densité de courant (A/m )

$\sigma_1$  : conductivité électrique (Siemens/m)

$\mathbf{E}$  : vecteur gradient de potentiel électrique (V/m)

$\alpha_1$  : pouvoir thermoélectrique (V/degré)

$\text{grad } T$  : vecteur gradient de température (degré/m)

Le pouvoir thermoélectrique et la conductivité électrique des métaux sont fonction de la température mais seront néanmoins notés  $\alpha$  et  $\sigma$  dans la suite de ce travail afin d'alléger l'écriture des relations.

Les symboles représentant des grandeurs vectorielles seront écrits en caractères gras dans la suite de ce document.

Pour annuler la densité de courant en tout point, le gradient de potentiel électrique doit être proportionnel au gradient de température et nous aurons localement annulation de la densité de courant si :

$$\alpha_1 = \frac{E}{\text{grad } T}$$

ce qui correspond à la définition habituelle du pouvoir thermoélectrique.

La différence de potentiel entre deux points A et B d'un circuit monodimensionnel (figure 9) est obtenue par intégration du gradient de potentiel électrique entre ces deux points :

$$\Delta V = V_A - V_B = \int_A^B \alpha_1(T) dT$$

Lorsque la température n'excède pas 200°C, le pouvoir thermoélectrique  $\alpha$  peut considéré comme une fonction linéaire de la température habituellement représenté par la relation suivante (8) :

$$\alpha(T) = a + b T \quad (\text{avec } T : \text{Température exprimée en degrés Celsius})$$

En introduisant la température moyenne du circuit :

$$\theta_M = (T_A + T_B) / 2$$

et le pouvoir thermoélectrique moyen

$$\alpha_1(\theta_M) = a_1 + b_1 \theta_M$$

nous obtenons en calculant l'intégrale de la relation précédente une différence de potentiel dépendant de  $T_B - T_A$  et de  $\theta_M$  :

$$\Delta V = V_A - V_B = \alpha_1(\theta_M) (T_B - T_A) \quad (2)$$

### 1.1.2.2 Régions recouvertes d'un dépôt métallique

La même méthode peut être utilisée pour déterminer le pouvoir thermoélectrique suivant la direction axiale dans les régions recouvertes d'un dépôt électrolytique. Dans les régions plaquées, les deux conducteurs sont en contact électrique et toute différence de température entre deux points de la surface de contact entretient la circulation de courants induits puisque les conducteurs superposés n'ont pas le même pouvoir thermoélectrique.

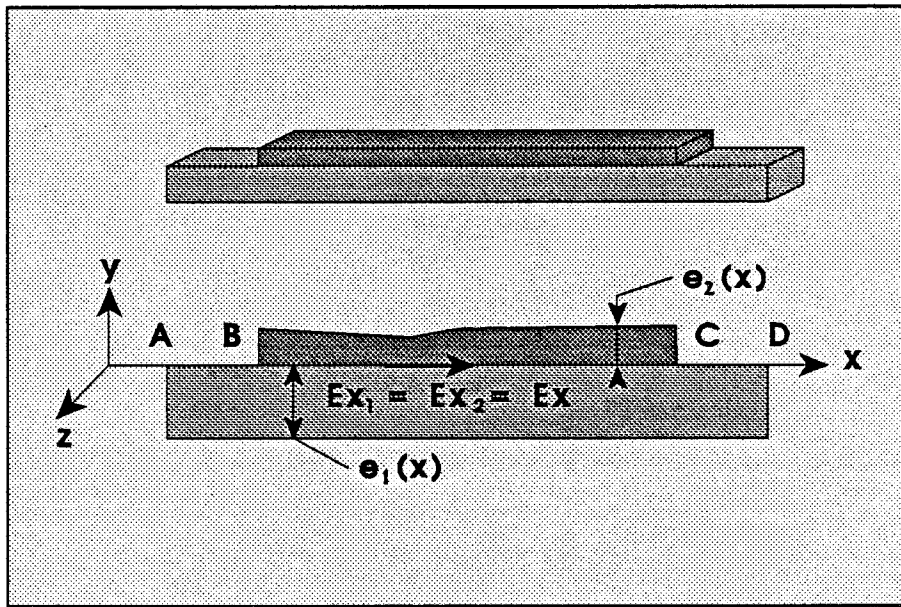


figure 9 Egalité des gradients de potentiel électrique le long de la jonction

La densité de courant électrique étant différente de zéro dans chacun des conducteurs la relation  $E = \alpha \text{ grad } T$  conséquence de la condition  $j = 0$  ne s'applique pas dans ce cas pour représenter l'état électrique local des conducteurs. D'autre part, dans une couche bimétallique, le potentiel électrique est continu de part et d'autre de la surface de séparation entre conducteurs (figure 9). Il y a donc égalité des gradients de potentiel électriques  $E_{x_1}$  et  $E_{x_2}$  tout le long de la jonction des deux métaux.

$$E_{x_1} = E_{x_2} = E_x \quad (3)$$

Compte tenu de la relation (1) nous aurons donc dans chacun des conducteurs superposés des courants de densités  $j_{1x}$  et  $j_{2x}$  telles que :

$$E_{x_1} = E_{x_2} = E_x = \frac{j_{1x}}{\sigma_1} + \alpha_1 \text{ grad}_x T = \frac{j_{2x}}{\sigma_2} + \alpha_2 \text{ grad}_x T \quad (4)$$

Le champ thermoélectrique proportionnel au gradient de température est compensé en tout point de chacune des couches par une circulation locale de courant afin d'égaliser le champ électrique résultant.

Pour calculer le pouvoir thermoélectrique équivalent, nous allons établir la condition permettant d'annuler le courant électrique circulant suivant la direction axiale ox.

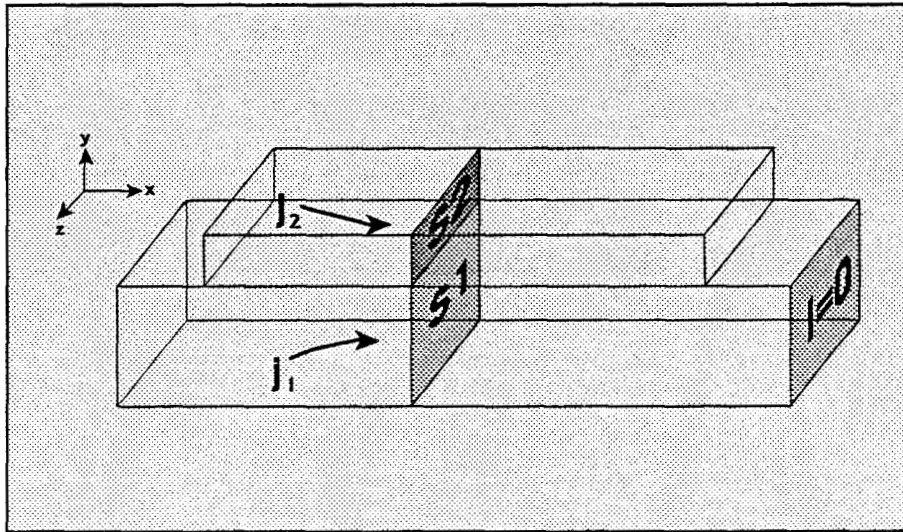


figure 10 Définition des surfaces d'intégration des densités de courant électrique

Introduisons pour cela les deux sections droites  $S_1, S_2$  des couches 1 et 2 de hauteurs respectives  $e_1, e_2$  et de largeur unitaire (figure 10), les expressions des courants  $I_1$  et  $I_2$  traversant ces surfaces sont obtenues à l'aide des relations de définition :

$$I_1 = \iint_{S_1} j_1 \cdot dS_1$$

et

$$I_2 = \iint_{S_2} j_2 \cdot dS_2$$

se réduisant à :

$$I_1 = e_1 j_{1x} \quad \text{et} \quad I_2 = e_2 j_{2x}$$

dans le cas particulier où  $j_1$  et  $j_2$  sont uniformes et les surfaces  $S_1$  et  $S_2$  dans un plan de section droite.

Le courant traversant la section droite de la couche bimétallique suivant la direction ox est donc :

$$I = (\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2) E_x - (\alpha_1 \sigma_1 e_1 + \alpha_2 \sigma_2 e_2) \text{grad}_x T = 0 \quad (5)$$

En identifiant cette relation avec la loi d'Ohm généralisée aux conducteurs homogènes d'épaisseur  $e = e_1 + e_2$  (équation 1) et de conductivité électrique équivalente  $\sigma_{eq}$

$$I = \sigma_{eq} (e_1 + e_2) E_x - \sigma_{eq} \alpha_{eq} (e_1 + e_2) \text{grad}_x T = 0 \quad (6)$$

il apparait que la conductance linéique s'exprime par la relation :

$$\sigma_{eq} (e_1 + e_2) = \sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2$$

$$\text{soit } \sigma_{eq} = \frac{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2}{e_1 + e_2} \quad (7)$$

ce qui conduit à un pouvoir thermoélectrique équivalent donné par la relation :

$$\alpha_{eq} = \frac{\alpha_1 \sigma_1 e_1 + \alpha_2 \sigma_2 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} \quad (8)$$

soit en prenant en compte l'influence de la température sur le pouvoir thermoélectrique et en négligeant la variation de conductivité électrique des métaux  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$  :

$$\alpha_{eq} = a_{eq} + b_{eq} T \quad (9)$$

avec

$$a_{eq} = \frac{a_1 \sigma_1 e_1 + a_2 \sigma_2 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} \quad \text{et} \quad b_{eq} = \frac{b_1 \sigma_1 e_1 + b_2 \sigma_2 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2}$$

La différence de potentiel  $V_A - V_D$  entre les extrémités d'un thermocouple de surface, réalisé par métallisation partielle (B-C) d'un fil ou d'un ruban métallique (figure 9), dépend donc de la différence de température  $T_B - T_C$  entre les lignes frontières des électrodes et de la température moyenne  $\theta_M = (T_B + T_C)/2$  suivant la relation :

$$V_A - V_D = [\alpha_1(\theta_M) - \alpha_{eq}(\theta_M)] [T_B - T_C] \quad (10)$$

obtenue par intégration du gradient de potentiel sur le chemin A-D, soit :

$$E_x = \alpha_1 \text{ grad}_x T \quad \text{dans les régions A-B et C-D} \quad (10-1)$$

$$\text{et } E_x = \alpha_{\text{eq}} \text{ grad}_x T \quad \text{dans la région B-C} \quad (10-2)$$

les deux extrémités du circuit étant maintenue à la même température:  $T_A = T_D$ .

Il résulte de cette relation qu'un circuit thermoélectrique réalisé à l'aide d'un dépôt électrolytique d'épaisseur uniforme est équivalent à un thermocouple classique de pouvoir thermoélectrique :

$$\alpha_1(\theta_M) - \alpha_{\text{eq}}(\theta_M) = \frac{\sigma_2 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} [ (a_2 - a_1) + (b_2 - b_1) \theta_M ]$$

$$\text{soit } \alpha_1(\theta_M) - \alpha_{\text{eq}}(\theta_M) = \frac{\sigma_2 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} [ \alpha_2(\theta_M) - \alpha_1(\theta_M) ] \quad (11)$$

Remarquons toutefois que cette relation a été établie en faisant l'hypothèse de transferts thermiques monodimensionnels ; elle s'applique donc dans le cas où les échanges thermiques sont entretenus par des sources distribuées suivant la seule direction axiale du circuit bimétallique.

Le pouvoir thermoélectrique donné par la relation (11) tend vers  $(\alpha_2 - \alpha_1)$  dans le cas où  $\sigma_2 e_2 \gg \sigma_1 e_1$ , c'est-à-dire pour une électrode plaquée de conductance linéique électrique très grande par rapport à celle du support beaucoup moins conducteur. Dans ce cas, l'influence du support de la métallisation est d'importance négligeable.

Dans le cas plus général où l'épaisseur du support et du dépôt électrolytique ne sont pas constantes,  $e_1$  et  $e_2$  sont fonction de la variable  $x$  et les résultats précédents doivent être généralisés. Toutefois, localement les résultats précédents restent valables et la conductivité électrique est une fonction de point dans les régions plaquées que nous écrirons :

$$\sigma_{\text{eq}} = \frac{\sigma_1 e_1(x) + \sigma_2 e_2(x)}{e_1(x) + e_2(x)} \quad (12)$$

De la même façon, la conductivité thermique est une fonction de point



$$\lambda_{\text{eq}}(x) = \frac{\lambda_1 e_1(x) + \lambda_2 e_2(x)}{e_1(x) + e_2(x)} \quad (13)$$

Il en est de même pour le pouvoir thermoélectrique représenté par la fonction de point suivante :

$$\alpha_{\text{eq}}(x) = \frac{\alpha_1 \sigma_1 e_1(x) + \alpha_2 \sigma_2 e_2(x)}{\sigma_1 e_1(x) + \sigma_2 e_2(x)} \quad (14)$$

Il en résulte que la relation (10) donnant la f.e.m. détectée par le circuit thermoélectrique doit être généralisée afin de prendre en compte l'effet de la non uniformité d'épaisseur du dépôt électrolytique.

Compte tenu de la définition habituelle, la différence de potentiel entre les points A et D du circuit bimétallique de la figure 9 est la somme d'une quantité proportionnelle à la différence de température ( $T_B - T_C$ ) représentant les f.e.m. induites dans les parties AB et CD plus une intégrale dépendant de la forme détaillée du dépôt électrolytique.

$$V_A - V_D = \alpha_1(\theta_M) (T_B - T_C) - \int_B^C \alpha_{\text{eq}}(x) \text{grad}_x T \, dx \quad (15)$$

$$V_A - V_D = \alpha_1(\theta_M) (T_B - T_C) - \int_B^C \frac{\alpha_{\text{eq}}(x) \Phi_T(x)}{[e_1(x) + e_2(x)] \lambda_{\text{eq}}(x)} \, dx \quad (16)$$

Les relations (15) et (16) sont générales et ne comportent aucune approximation. Elles peuvent être utilisées pour calculer la différence de potentiel dans un circuit bimétallique lorsque les épaisseurs  $e_1$  et  $e_2$  sont connues en tout point.

Dans une première analyse, nous allons supposer que l'épaisseur du circuit est uniforme et nous limiter à la relation (10) montrant que la f.e.m. détectée par un circuit bimétallique est proportionnelle à la somme des différences de température entre les lignes frontières de chacune des électrodes plaquées. Un tel système permet la mesure précise des gradients de température axiaux qui sont directement convertis en différence de potentiel.

La f.e.m. détectée est identiquement nulle lorsque le circuit immergé dans un fluide à température uniforme est à température constante. Les lignes frontières des dépôts électrolytiques sont alors à la même température. Dans le cas où le fluide et le circuit ne sont pas isothermes, la

f.e.m. dépend de l'ensemble des différences de température distribuées sur la surface du circuit bimétallique.

Cette différence de potentiel peut être mesurée avec beaucoup de précision puisque les capteurs métalliques qui ont une résistance électrique très faible ne sont pas sensibles aux perturbations extérieures pourvu qu'elles ne soient pas d'origine électromagnétique.

La différence de potentiel mesurée par effet Seebeck par un circuit bimétallique est proportionnelle aux gradients de température suivant la direction axiale du circuit. Elle a l'avantage de ne dépendre que très peu des échanges thermiques entre le circuit et le milieu environnant, donc des variations de température moyenne du circuit qui modifient faiblement le pouvoir thermoélectrique.

### 1.1.3 MODELISATION DES ECHANGES PAR EFFET PELTIER

Pour modéliser les échanges par effet Peltier, il faut tout d'abord rappeler que dans un conducteur métallique homogène, les phénomènes de conduction thermique et électrique sont couplés et le passage d'un courant électrique est associé à un transfert énergétique. On représente ce couplage en généralisant la loi de Fourier sous la forme suivante dans laquelle apparaît une composante électrique  $\alpha T j$  du flux d'énergie : <sup>(6)</sup>

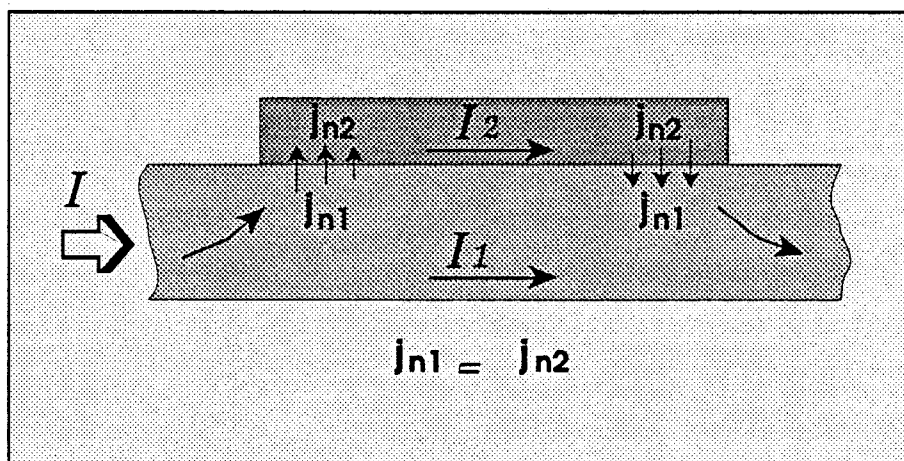


figure 11 Conservation de la densité de courant le long de la jonction

$$\phi_e = \alpha T j - \lambda \text{ grad } T = \alpha T j + \phi \quad (17)$$

$\phi_e$  : vecteur densité de flux d'énergie ( $\text{W}/\text{m}^2$ )

$j$  : vecteur densité de courant électrique ( $\text{A}/\text{m}^2$ )

T : température absolue (K)

$\lambda$  : conductivité thermique (W/mK)

grad T : vecteur gradient de température (K/m)

$\phi$  : vecteur composante thermique du flux d'énergie

Dans une chaîne thermoélectrique classique, le passage d'un courant entretient des échanges par effet Peltier localisés sur les surfaces où il y a contact électrique entre conducteurs de natures différentes. L'expression des lois de conservation de la charge électrique par la relation de continuité entre les composantes normales de la densité de courant  $j_{n1} = j_{n2}$  (figure 11) et de l'énergie par la relation de continuité entre les composantes normales de la densité de flux d'énergie  $\phi_{en1} = \phi_{en2}$  conduit à l'expression suivante pour la densité de puissance échangée par effet peltier :

$$p = (\alpha_2 - \alpha_1) T j_n \quad (18)$$

p : densité de puissance générée par effet Peltier en W/m<sup>2</sup> .

$\alpha_2 - \alpha_1$  : pouvoir thermoélectrique du couple formé par les matériaux en contact électrique (V/K)

T : température absolue au niveau du contact (K)

$j_n$  : densité locale de courant électrique (A/m<sup>2</sup>)

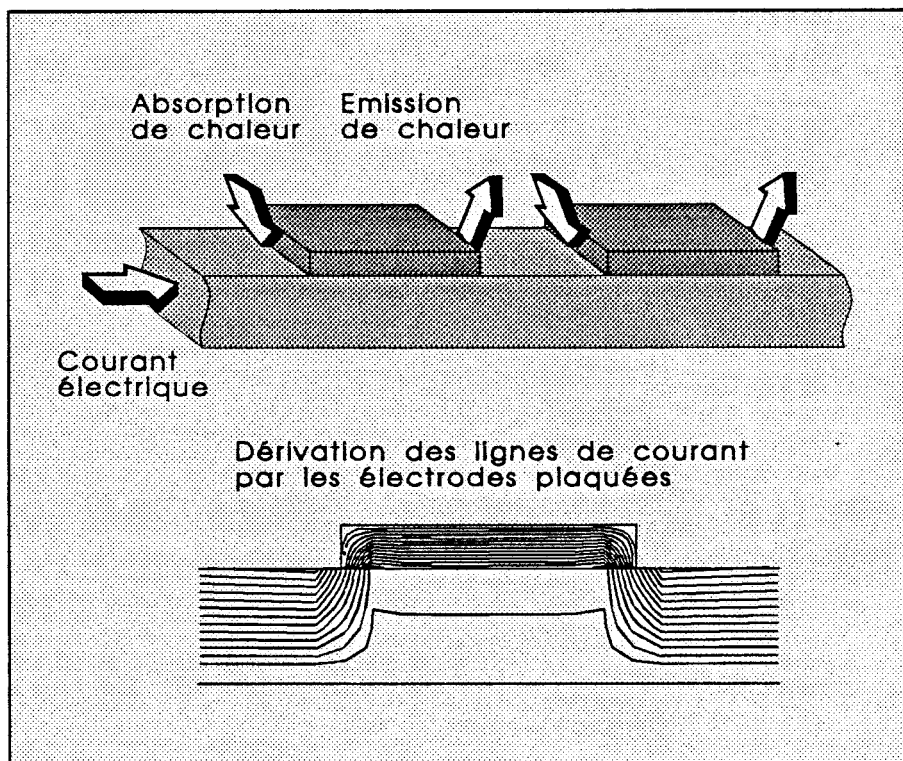


figure 12 Sources énergétiques entretenues par effet Peltier

Dans le cas particulier du couple cuivre-constantan, il y a dégagement d'énergie lorsque le courant passe du cuivre dans le constantan et inversement absorption lorsque le courant passe du constantan dans le cuivre. Le passage du courant électrique dans une chaîne bimétallique entretient par effet Peltier des sources réversibles d'énergie localisées aux points de passage du courant à travers la surface où il y a contact bimétallique.

La relation (18) est générale et peut s'appliquer à la description des échanges entretenus par effet Peltier dans un circuit bimétallique traversé par un courant électrique. Les échanges par effet Peltier sont localisés aux endroits où le courant électrique passe du support conducteur dans les électrodes plaquées et inversement.

Dans le cas d'un dépôt de cuivre d'épaisseur supérieure à  $1 \mu\text{m}$  sur un support en constantan de  $1$  à quelques dizaines de  $\mu\text{m}$ , la presque totalité du courant injecté passe de la couche support faiblement conductrice (constantan) dans l'électrode et des sources énergétiques, entretenues par effet Peltier, sont localisées sur les sections de passage (figure 12).

La détermination rigoureuse des écarts de température entre jonctions bimétalliques nécessite le tracé des lignes de courant électrique inducteur et la localisation des points de passage du courant électrique à travers la surface de contact bimétallique où sont localisés les échanges par effet Peltier. Les formes des lignes de courant et surfaces équipotentielles sont déterminées par résolution de l'équation de Laplace à deux dimensions compte tenu des conditions limites : isolation sur les surfaces extérieures du circuit, courant imposé à travers les surfaces de section droite du support. Compte tenu de la complexité du problème, il est nécessaire d'utiliser pour cette détermination une méthode de résolution numérique.

La modélisation a été conduite à l'aide d'un logiciel de résolution de l'équation de Laplace basé sur la méthode des éléments finis. Les lignes de courant au voisinage de la ligne frontière des électrodes sont représentées figure 13. La forme des lignes de courant montre que pour des épaisseurs de l'électrode de cuivre supérieures à  $1 \mu\text{m}$ , le courant électrique passe brusquement du support continu constantan dans le cuivre de grande conductivité (figure 14) et les lignes de courant sont pratiquement parallèles entre elles dans les conducteurs superposés. La distance nécessaire à l'établissement des lignes de courant suivant la direction parallèle au plan de lamination est de l'ordre de  $0.05 \text{ mm}$  soit  $50 \mu\text{m}$  à partir de la ligne frontière des électrodes de cuivre. La section de passage des lignes de courant du support dans les électrodes est donc situé au voisinage des frontières des régions cuivrées. Les échanges par effet Peltier localisés aux endroits où les lignes de courant traversent l'interface bimétallique peuvent donc être modélisés par une distribution de sources d'énergie localisées au voisinage des lignes frontières des électrodes plaquées.

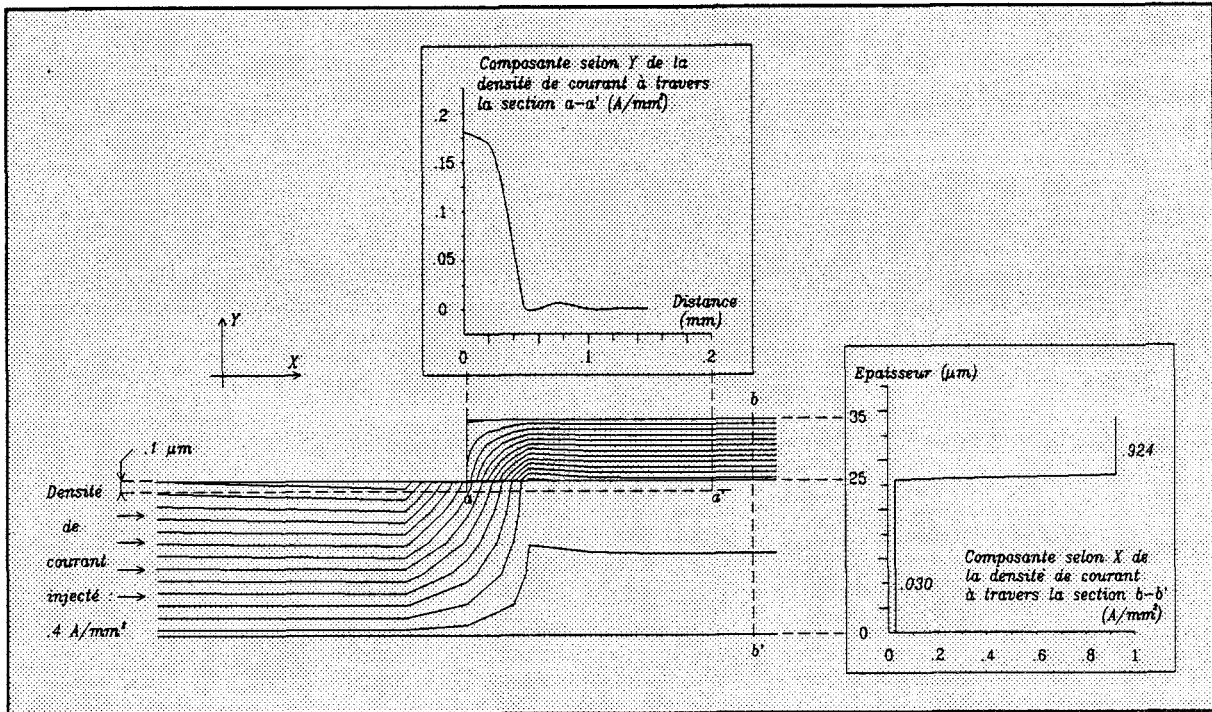


figure 13 Distribution des lignes de courant électrique dans une jonction cuivre-constantan

Compte tenu des résultats précédents, la section de passage des lignes de courant est délimitée par une longueur de l'ordre de 50 μm, tout à fait négligeable par rapport à la longueur du dépôt de cuivre qui sera de l'ordre de 2,5 mm dans les configurations expérimentales usuelles.

Etant donné les faibles puissances mise en jeu par effet Peltier (12 μW par mA de courant injecté), les écarts de température entre les frontières des régions cuivrées sont très faibles ( $T_B \neq T_C$  figure 9), et nous pouvons utiliser la température moyenne  $T_M = (T_B + T_C)/2$  pour calculer la puissance générée par effet Peltier.

Dans ces conditions, les puissances réversibles générées par effet Peltier au niveau de chaque extrémité d'une électrode plaquée peuvent être modélisées par deux sources d'énergie ponctuelles délivrant respectivement les puissances de signes opposés  $P_r$  et  $-P_r$ . Ces grandeurs sont obtenues par intégration de la composante normale de la densité de courant électrique sur chacune des sections de passage (50 μm x largeur) du courant  $I_2$  dérivé par l'électrode de cuivre :

$$P_r = (\alpha_2(\theta_M) - \alpha_1(\theta_M)) T_M I_2 \quad \text{avec} \quad I_2 = I \frac{\sigma_2 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} \quad (19)$$

et  $\theta_M$  : Température moyenne exprimée en Celsius

$T_M$  : Température moyenne exprimée en Kelvin =  $\theta_M + 273,12$

\* Afin d'alléger l'écriture des relations, nous supposons implicitement que  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  sont des fonctions de  $\theta_M$ .

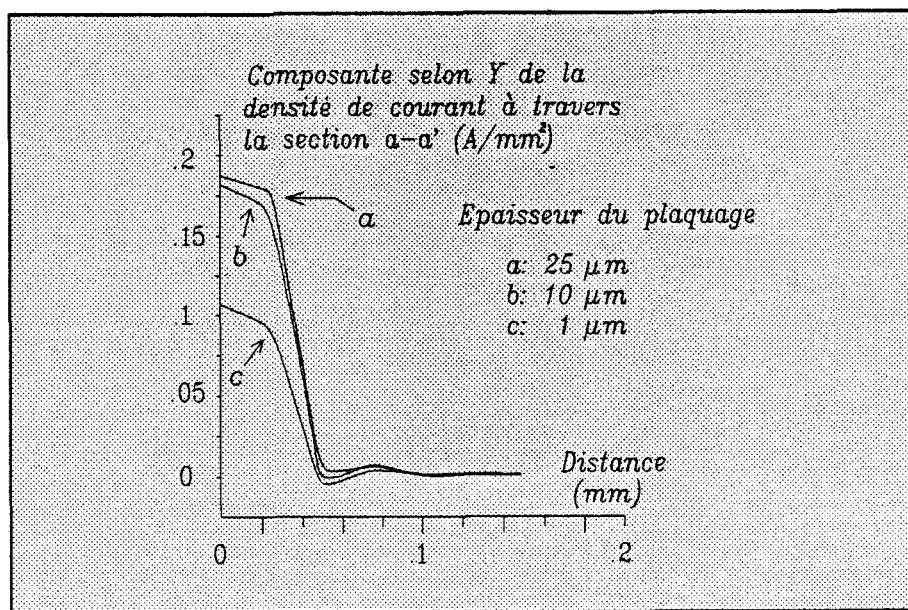


figure 14 Composante normale de la densité de courant pour différentes épaisseurs d'électrodes plaquées

Connaissant la distribution des sources réversibles induites par effet Peltier, la détermination du champ de température dans les conducteurs du circuit nécessite la résolution de l'équation de Fourier dans le circuit thermoélectrique et les matériaux environnants puisque les lignes de flux thermique peuvent s'épanouir en dehors du circuit bimétallique et qu'il n'y a pas isolation thermique sur la surface du circuit.

#### 1.1.4 CALCUL DE LA FORCE ELECTROMOTRICE INDUITE PAR EFFET PELTIER

Dans le cas particulier où le circuit est thermiquement isolé, et dans le cas du régime permanent, l'énergie produite par effet peltier s'écoule par conduction thermique suivant la longueur du circuit thermoélectrique. Entre les lignes frontières des dépôts électrolytiques où sont localisés les échanges par effet Peltier apparaît une différence de température  $\Delta T$  dépendant de la résistance thermique  $R_{th}$  entre les points où sont localisées les sources énergétiques. Nous aurons donc entre les grandeurs introduites précédemment la relation :

$$(\alpha_2 - \alpha_1) T_M I_2 = \Delta T / R_{th} \quad (20)$$

Les différences de température  $\Delta T$  apparaissant entre les lignes frontières des électrodes génèrent par effet Seebeck des différences de potentiel données pour chaque cellule par la relation suivante obtenue à partir de (10) et (11) :

$$\Delta V_{th} = (\alpha_2 - \alpha_1) \frac{\sigma_2 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} \Delta T \quad (21)$$

Compte tenu de l'expression précédente, nous obtenons pour la différence de potentiel :

$$\Delta V_{th} = (\alpha_2 - \alpha_1)^2 \left[ \frac{\sigma_2 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} \right]^2 T_M I R_{th} \quad (22)$$

En fait, le passage du courant électrique  $I$  provoque également une chute ohmique dans le circuit bimétallique et la différence de potentiel entre les connexions de sortie est égale à la somme de la chute ohmique  $R_e I$  et de la différence de potentiel générée par effet Seebeck :

$$\Delta V_{tot} = R_e I + \Delta V_{th} \quad (23)$$

expression dans laquelle  $R_e$  est la résistance électrique du circuit.

A partir de l'équation (22), nous obtenons la relation suivante entre la différence de potentiel  $\Delta V_{tot}$  et le courant traversant le circuit :

$$\Delta V_{tot} = R_e I \left[ 1 + (\alpha_2 - \alpha_1)^2 \left[ \frac{\sigma_2 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} \right]^2 \frac{T_M R_{th}}{R_e} \right] \quad (24)$$

Le circuit bimétallique peut donc être considéré comme un système autorégulant dans lequel une contre réaction naturelle d'origine thermoélectrique provoque une augmentation de la résistance électrique apparente du circuit. L'effet principal de cette contre réaction est de s'opposer à la cause qui lui a donné naissance, c'est-à-dire de diminuer l'intensité du courant électrique inducteur. Cette augmentation de la résistance électrique apparente est proportionnelle au facteur de mérite  $z$  du circuit thermoélectrique défini par la relation :

$$z = (\alpha_2 - \alpha_1)^2 \left[ \frac{\sigma_2 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} \right]^2 \frac{R_{th}}{R_e} \quad (25)$$

1.1.5 PRINCIPE DE MESURE DE LA FORCE ELECTROMOTRICE INDUITE PAR EFFET PELTIER

1.1.5.1 Solutions classiques

La seule tension accessible à la mesure étant  $\Delta V_{tot}$  et compte tenu des relations (22) et (23), la f.e.m. thermoélectrique pourrait être obtenue à partir de la différence  $\Delta V_{tot} - R_e I$  mesurable à l'aide d'une structure en pont classique (figure 15) où une résistance calibrée  $R'$  est utilisée pour compenser la d.d.p ohmique apparaissant aux extrémités du circuit thermoélectrique :

$$\Delta V = V_{th} + R_e I - R' I \quad (26)$$

Cette méthode est toutefois difficile à exploiter en pratique, car la résistance électrique des circuits thermoélectriques bimétalliques augmente avec leur température moyenne suivant la relation :

$$R_e = R_{e0} ( 1 + m \theta_m ) \quad (27)$$

avec  $R_{e0}$  : Résistance du circuit à 0°C

$m$  : Coefficient de température équivalent du circuit bimétallique

Dans le cas des circuits réalisés dans ce travail, ce sont les dépôts de cuivre qui provoquent une variation importante de la résistance électrique, le support en constantan ayant un coefficient de température pratiquement nul.

Pour des épaisseurs de cuivre de l'ordre du micromètre et recouvrant 60% d'un ruban de constantan d'épaisseur  $10\mu\text{m}$ , le coefficient de température équivalent ( $m$ ) est de l'ordre de  $0,7 \cdot 10^{-3}$ .

Afin d'évaluer l'importance relative de la dérive en température du ruban par rapport à la f.e.m thermoélectrique à mesurer, considérons un circuit thermoélectrique de largeur 1mm, constitué de 50 dépôt de cuivre de 1,5 mm de long disposé sur un ruban de constantan de 2,5 mm de longueur et parcouru par un courant de 1 mA.

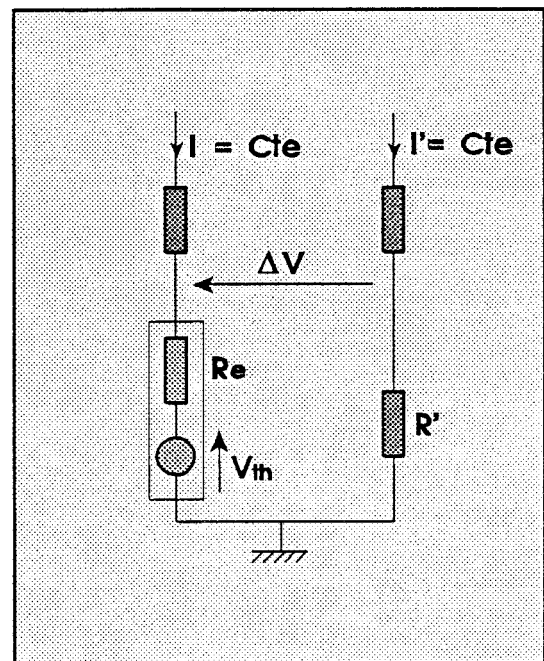


figure 15 Structure en pont permettant la mesure de la f.e.m thermoélectrique



Dans ces conditions :

- la f.e.m thermoélectrique à mesurer est de  $20 \mu\text{V}$
- la résistance électrique du circuit ( $R_{e0}$ ) est de  $3,628 \text{ ohms à } 0^\circ\text{C}$   
 $3,678 \text{ ohms à } 20^\circ\text{C}$

Le pont étant par exemple équilibré à  $0^\circ\text{C}$  à l'aide d'une résistance  $R' = 3,628 \text{ ohms}$ , la f.e.m mesurée ( $\Delta V$ ) sera bien de  $20 \mu\text{V}$ . Par contre si la température du ruban passe à  $20^\circ\text{C}$ , l'augmentation de 50 milliohms de la résistance du capteur parcouru par un courant de 1 mA donnera une mesure de  $\Delta V$  de  $70 \mu\text{V}$  au lieu des  $20 \mu\text{V}$  réels.

Une structure classique en pont, équilibré par une résistance fixe, ne peut donc pas conduire à un dispositif de mesure de la f.e.m thermoélectrique suffisamment fiable et précis en raison de sa forte sensibilité à la température du circuit à caractériser.

Il peut sembler intéressant de disposer à proximité du circuit thermoélectrique une résistance métallique de même forme et de même coefficient de température que le circuit thermoélectrique, et de connecter cette résistance dans le pont en remplacement de la résistance fixe d'équilibrage ( $R'$ ). Si la température moyenne des deux rubans est égale, la mesure de  $\Delta V$  sera indépendante de la température.

Mais, cette structure présente de sérieux inconvénients :

- En pratique, il est toujours très difficile d'obtenir une même température moyenne sur deux corps disposés côte à côte et pouvant être soumis à des débits gazeux ou liquides.
- Les deux circuits doivent présenter une même loi de variation de résistance électrique en fonction de la température, et de plus, la résistance de compensation ne devra pas générer de f.e.m d'origine thermoélectrique qui viendrait se soustraire à la f.e.m  $V_{th}$  à mesurer.

#### 1.1.5.2 Solution originale mise en oeuvre

Une méthode très simple permettant de déterminer  $\Delta V_{th}$  indépendamment des variations de température moyenne du circuit consiste à effectuer la mesure immédiatement après avoir annulé brusquement le courant  $I$  (figure 16). Dans ces conditions:

- la chute ohmique  $R_e I$  est annulée instantanément.
- la tension mesurable aux extrémités du circuit thermoélectrique est égale à  $V_{th}$ .

En effet, si la différence de température est  $\Delta T$  juste avant l'annulation du courant, elle reste égale à  $\Delta T$  après l'annulation du courant. La différence de température ne peut changer

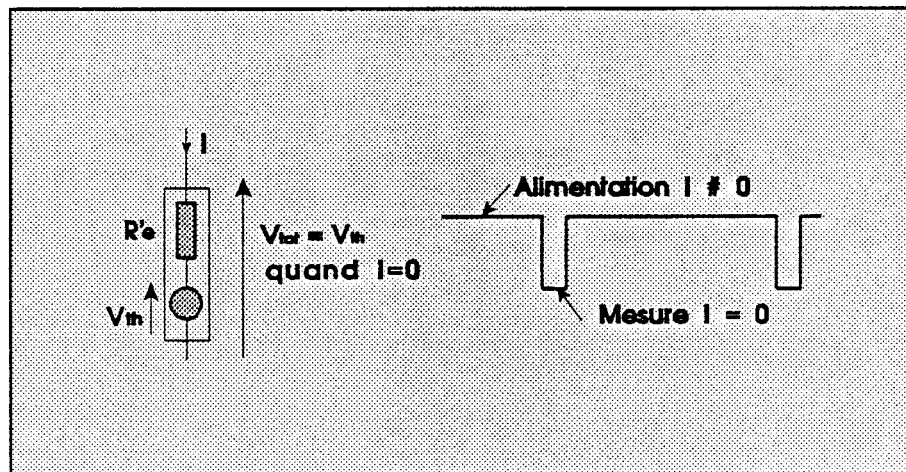


figure 16 Mesure de la f.e.m thermoélectrique par annulation de courant

instantanément puisque toute variation de  $\Delta T$  nécessite des échanges thermiques qui ne peuvent être instantanés dans un système réel présentant des capacités thermiques. En réalité, le retour à l'équilibre suivant la direction axiale s'effectue suivant une loi de forme exponentielle caractérisée par plusieurs constantes de temps. A l'instant où le courant électrique s'annule, la différence de potentiel mesurée entre les connexions de sortie du circuit thermoélectrique est donc égale à la f.e.m. thermoélectrique  $\Delta V_{th}$  (relation 22) qui est proportionnelle à la différence de température suivant la direction axiale dans le régime permanent supposé établi juste avant la coupure du courant.

La façon la plus simple de mesurer la f.e.m thermoélectrique dans un circuit bimétallique consistera donc à interrompre périodiquement le courant électrique inducteur pendant une durée très faible mais suffisante pour mesurer avec précision la valeur initiale de la courbe de retour à l'équilibre suivant la direction axiale du circuit thermoélectrique.

Il faut cependant noter que le pouvoir thermoélectrique varie légèrement avec la température (relation 11) provoquant ainsi une fluctuation de la f.e.m thermoélectrique mesurée. Le montage décrit précédemment étant destiné dans un premier temps à la caractérisation de circuits thermoélectriques, il est nécessaire de mesurer la f.e.m ainsi que sa dérive en température. Nous présenterons dans la suite de ce travail, une méthode de compensation de cette dérive, adaptée aux mesures des caractéristiques thermiques des milieux fluides.

Dans le cas le plus général où le circuit baigne dans un milieu fluide, il n'y a plus isolation thermique sur sa surface latérale. Les différences de température suivant la direction axiale sont influencées par les échanges avec le milieu environnant; il en est de même de la différence de potentiel mesurée entre les connexions de sortie. L'objet de la prochaine partie est d'établir la

relation entre la f.e.m détectée par le circuit thermoélectrique et la conductivité thermique du fluide environnant.

## 1.2 MODELISATION DU CHAMP DE TEMPERATURE DANS UN CIRCUIT THERMOELECTRIQUE TRAVERSE PAR UN COURANT

Dans cette partie, nous allons déterminer numériquement la distribution de température dans une chaîne bimétallique traversée par un courant. Cette modélisation doit permettre de décrire l'état du circuit quel que soit le nombre des électrodes plaquées et de prendre en compte l'influence des connexions de sortie qui jouent en fait le rôle de puits thermiques. Nous considérons dans cette modélisation des circuits de section droite rectangulaire, d'épaisseur  $10 \mu\text{m}$ , de largeur inférieure à 2 mm et de longueur de l'ordre de 17 cm. Compte tenu de cette différence entre dimensions longitudinales et transversales, et de la faible épaisseur du circuit, nous pouvons nous limiter en première approximation à une modélisation monodimensionnelle du champ de température. Nous supposons donc que la température moyenne en chaque point du circuit ne dépend que de la position axiale  $x$  suivant la longueur du circuit thermoélectrique. Il résulte de cette hypothèse que le flux thermique  $\phi(x)$  n'a qu'une composante axiale.

### 1.2.1 EQUATION DU CHAMP DE TEMPERATURE DANS UNE SECTION METALLIQUE HOMOGENE MONODIMENSIONNELLE

Dans les phénomènes thermiques habituels le flux d'énergie s'identifie avec le flux thermique et le champ de température est solution de l'équation de conservation  $\text{div } \phi = 0$ . Dans le cas plus général traité dans ce travail, le flux d'énergie ne s'identifie pas au flux thermique et suivant la relation (17) nous aurons pour le flux d'énergie :

$$\phi_e = \alpha T j + \phi \quad (28)$$

A ce flux d'énergie il faut ajouter le flux d'énergie  $Vj$  transporté par le courant électrique de densité  $j$  circulant sous le potentiel  $V(x)$  variable suivant la longueur du circuit thermoélectrique de sorte que nous obtiendrons pour le flux énergétique global :

$$\phi_{\text{et}} = \phi_e + V j = \alpha T j + \phi + V j \quad (29)$$

Dans le cas particulier d'un circuit thermiquement et électriquement isolé du milieu environnant, il y a conservation du flux énergétique global. Le champ de température est donc solution de l'équation aux dérivées partielles :

$$\operatorname{div} \phi_{\text{et}} = \frac{d}{dx} \phi_{\text{et}} = 0$$

En remplaçant  $\phi_{\text{et}}$  par sa valeur nous obtenons une équation faisant intervenir les caractéristiques thermophysiques du circuit compte tenu de la conservation du courant électrique :

$$\operatorname{div} j = \frac{dj}{dx} = 0$$

nous obtenons l'équation différentielle :

$$-\lambda \frac{d^2T}{dx^2} + j T \frac{d}{dx} \alpha(T) + j \alpha(T) \frac{dT}{dx} + j \frac{dV}{dx} = 0 \quad (30)$$

D'autre part, puisque :

$$-\frac{dV}{dx} = E = -\frac{j}{\sigma} + \alpha \frac{dT}{dx}$$

nous obtenons en reportant

$$-\lambda \frac{d^2T}{dx^2} + j T \frac{d}{dx} \alpha(T) - \frac{j^2}{\sigma} = 0$$

Le pouvoir thermoélectrique étant une fonction linéaire de la température exprimée en Celsius, la dérive  $d\alpha/dT$  peut être exprimée en fonction des coefficients habituels du développement :

$$\alpha(T) = a + b (T - 273.12) \quad \text{soit : } \frac{d\alpha}{dT} = b$$

d'où

$$-\lambda \frac{d^2T}{dx^2} + j b T \frac{dT}{dx} - \frac{j^2}{\sigma} = 0 \quad (31)$$

Cette relation exprime la conservation de l'énergie en chaque point de la chaîne thermoélectrique. Elle représente la dissipation énergétique par effet Joule  $j^2/\sigma$  par un terme toujours positif ; ce terme s'ajoute aux échanges volumiques par effet Thomson :  $j b T dT/dx$ , positif ou négatif suivant les sens relatifs du courant électrique et du gradient thermique, pour donner un échange par conduction thermique  $\lambda d^2T/dx^2$  suivant la longueur du circuit thermoélectrique .

1.2.2 INTRODUCTION DES ECHANGES AVEC LE MILIEU ENVIRONNANT

Dans les configurations expérimentales habituelles, le circuit thermoélectrique en forme de ruban traversé par un courant électrique est disposé suivant l'axe d'un conduit cylindrique. La température locale du circuit dépend alors des pertes thermiques dans le fluide liquide ou gazeux contenu dans l'enveloppe à la température  $T_0$ .

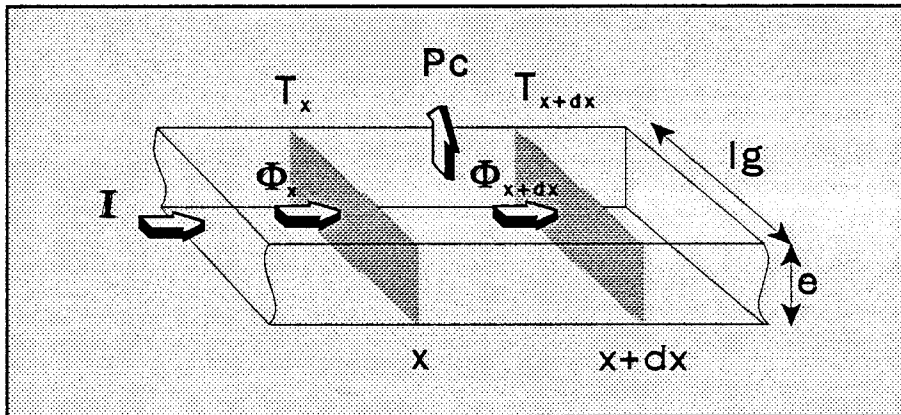


figure 17 Bilan énergétique dans une section de métal homogène

Lorsqu'un régime d'échange stationnaire s'établit entre le circuit et son environnement le bilan des échanges suivant la longueur du ruban et des déperditions à travers la surface latérale est identiquement nul.

Pour un circuit de section droite rectangulaire, de largeur  $l_g$ , de section  $S = e.l_g$  (figure 17), parcouru par un flux d'énergie totale  $\Phi_{et}$ , compte tenu de l'équation précédente et en introduisant la puissance dissipée par unité de longueur dans le gaz  $P_c$ , nous obtenons alors pour le bilan énergétique local :

$$\frac{d}{dx} \Phi_{et} = S \left[ -\lambda \frac{d^2 T}{dx^2} + j b T \frac{dT}{dx} - \frac{j^2}{\sigma} \right] = P_c \quad (32)$$

Introduisons pour simplifier les notations :

- la résistance thermique du circuit par unité de longueur :

$$r_t = \frac{1}{\lambda S} = \frac{1}{\lambda e l_g}$$

- la résistance électrique par unité de longueur :

$$r_e = \frac{l}{\sigma S} = \frac{l}{\sigma e l_g}$$

en remplaçant  $j$  par  $I / e.l_g$ , la relation (32) prend la forme :

$$-\frac{l}{r_t} \frac{d^2T}{dx^2} + I b T \frac{dT}{dx} - r_e I^2 = P_c \quad (33)$$

En régime stationnaire la puissance localement dissipée par conduction dans le gaz dépend de l'écart entre la température locale du circuit  $T(x)$  et la température de référence du fluide  $T_0$ . Introduisons donc un coefficient de déperdition par unité de longueur  $g$  en respectant les conventions de signe utilisées précédemment et telles que  $\Phi = -\lambda \text{ grad } T$  :

$$P_c = -g (T(x) - T_0) \quad \text{avec } g \text{ en } W / m.K \quad (34)$$

Si de plus, la température  $T_0$  est supposée être indépendante de la position  $x$  suivant l'axe du circuit, nous pouvons introduire au lieu de la température  $T(x)$ , l'écart  $\theta(x) = T(x) - T_0$ . L'équation déterminant  $\theta(x)$  est donc :

$$-\frac{l}{r_t} \frac{d^2\theta}{dx^2} + I b (T_0 + \theta) \frac{d\theta}{dx} - r_e I^2 = -g \theta \quad (35)$$

Le champ de température dans le circuit thermoélectrique est solution d'une équation aux dérivées partielles non linéaires dans laquelle  $T_0$  sera exprimé en Kelvin,  $\theta$  étant un écart de température par rapport à la référence  $T_0$ .

Pour résoudre cette équation, nous avons à considérer deux types de non linéarité : le terme représentatif de l'effet Thomson :  $I b (T_0 + \theta) d\theta/dx$  et la dépendance en température des coefficients de l'équation.

L'importance relative des échanges par effet Thomson est toujours faible en pratique. Pour un circuit d'épaisseur  $10 \mu m$ , de largeur  $0,2 \text{ mm}$ , traversé par un courant de  $100 \text{ mA}$  (de densité  $5.10^7 \text{ A/m}^2$ ) soumis suivant sa direction axiale à un gradient de  $1^\circ C/mm$  et porté à une température moyenne de  $400 \text{ K}$ , nous avons comparé dans le tableau suivant les échanges par effet Joule et par effet Thomson (relation 35).

Matériaux	Conductivité électrique	Effet Thomson : $I b T dT/dx$	Effet Joule $r_e I^2$	Thomson / Joule
Cuivre	$5,91 \cdot 10^7 \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$	$3,16 \cdot 10^{-4} W/m$	$8,4 \cdot 10^{-2} W/m$	$3,6 \cdot 10^{-3}$
Constantan	$0,19 \cdot 10^7 \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$	$- 22,3 \cdot 10^{-4} W/m$	$2,63 W/m$	$- 8,3 \cdot 10^{-3}$

Ces résultats ont été obtenus avec les valeurs numériques suivantes des pouvoirs thermoélectriques (6)

$$\alpha_{cu} = (a_2 + b_2 \theta) \quad \text{avec} \quad a_2 = 2,7 \mu V/^{\circ}C \quad \text{et} \quad b_2 = 0,0079 \mu V/^{\circ}C^2$$

$$\alpha_{cn} = (a_1 + b_1 \theta) \quad \text{avec} \quad a_1 = -34,6 \mu V/^{\circ}C \quad \text{et} \quad b_1 = - 0,0558 \mu V/^{\circ}C^2$$

Pour des courants compris entre 0 et 100 mA, l'échange par effet Thomson est négligeable par rapport à la dissipation par effet Joule. Le terme Thomson peut être négligé et l'équation du champ de température se simplifie sous la forme :

$$\frac{d^2\theta}{dx^2} + r_t r_e I^2 - g r_t \theta = 0 \quad (36)$$

Cette relation classique est l'équation du champ de température dans un milieu soumis à une dissipation d'énergie par effet Joule et une déperdition latérale uniforme. La déperdition latérale est représentée par la constante linéique g qui dépend de la conductivité thermique  $\lambda_f$  du fluide puisque la déperdition est d'autant plus importante que la conductivité a une valeur élevée. Ces considérations nous conduisent à exprimer g par un développement limité en fonction de  $\lambda_f$ , les coefficients du développement étant à déterminer en fonction des résultats expérimentaux. En fait, l'étude expérimentale présentée par la suite montrera que seul le premier terme du développement a une valeur non nulle et nous supposerons donc dans la formulation théorique que :

$$g = K \lambda_f \quad (37)$$

$\lambda_f$  étant la conductivité thermique du fluide, en W / m.K

K un coefficient de forme du circuit (ou d'accommodation), sans dimension, à déterminer en fonction des résultats expérimentaux.

1.2.3 ECHANGES PAR EFFET PELTIER AU NIVEAU D'UNE JONCTION BIMETALLIQUE

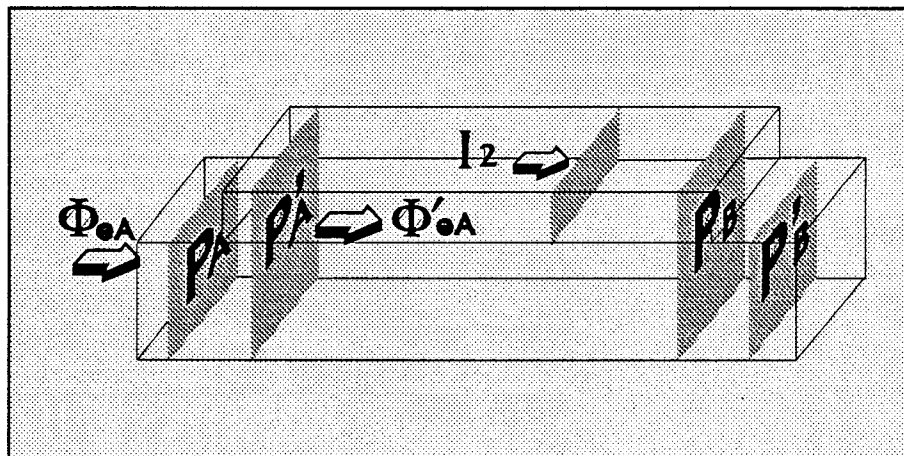


figure 18 Bilan énergétique aux frontières d'un dépôt de cuivre

Compte tenu des résultats de la partie précédente, les échanges par effet Peltier sont entretenus par le passage du courant électrique du support constantan (conducteur 1) dans l'électrode (conducteur 2) ou inversement. Ces échanges localisés au voisinage des lignes frontières (section de passage de l'ordre de 50 μm) peuvent être représentés par des sources ponctuelles entretenant des discontinuités réversibles de flux thermiques suivant la direction axiale. Pour définir ces sources, il suffit d'effectuer des bilans énergétiques entre des plans infiniment proches, situés de part et d'autre des lignes frontières des dépôts électrolytiques (figure 18). L'expression des principes de conservation de la charge et de l'énergie ( $\Phi_{eA} = \Phi'_{eA}$  et  $\Phi_{eB} = \Phi'_{eB}$ ) conduit aux expressions :

$$\Delta\Phi_A = (\alpha_2 - \alpha_1) (T_0 + \theta_A) I_2$$

$$\Delta\Phi_B = - (\alpha_2 - \alpha_1) (T_0 + \theta_B) I_2$$

pour les discontinuités de flux thermique entretenues sur les lignes frontières A et B des électrodes plaquées,  $T_0$  étant la température de référence du système exprimée en K et  $\theta$  l'écart local par rapport à la température de référence.

Soit en introduisant les coefficients a et b du couple des métaux 1 et 2 tels que :  $a = \alpha_2 - \alpha_1$  et  $b = \beta_2 - \beta_1$



$$\Delta\Phi_A = (a + b \theta_A) (T_0 + \theta_A) I_2 \quad (38-1)$$

$$\Delta\Phi_B = -(a + b \theta_B) (T_0 + \theta_B) I_2 \quad (38-2)$$

#### 1.2.4 MODELISATION DU CIRCUIT BIMETALLIQUE PERIODIQUE

Le problème à résoudre est de déterminer la température  $\theta(x)$  qui est une fonction de la seule variable d'espace  $x$  variant de 0 à  $L$  ( $L$  longueur du circuit thermoélectrique) et solution de l'équation différentielle (36) pouvant être mise sous la forme :

$$\frac{d^2\theta}{dx^2} - \gamma^2 \theta = - r_t r_e I^2 \quad (39)$$

avec dans les régions non cuivrées :

$$\gamma^2 = r_t g \quad r_t = 1/\lambda_1 e_1 l_g \quad r_e = 1/\sigma_1 e_1 l_g$$

et d'autre part

$$r_t = 1/(\lambda_1 e_1 + \lambda_2 e_2) l_g, \quad r_e = 1/(\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2) l_g \quad \text{dans les régions plaquées}$$

La solution doit en outre vérifier deux conditions limites imposées, portant sur  $\theta(0)$  et  $\theta(L)$ , puisque les extrémités du circuit sont supposées maintenues à température constante.

Pour déterminer numériquement la solution de ce problème monodimensionnel du type barre avec pertes, on substitue habituellement au domaine d'intégration continu un réseau maillé comportant des noeuds couplés entre eux par des barres résistives modélisant les échanges par conduction thermique (méthode des éléments ou différences finies). L'expression du principe de la conservation de l'énergie en chacun des  $N$  noeuds conduit à un système de  $2N$  équations à  $2N$  inconnues puisque l'équation différentielle (36) est du second ordre. Les températures nodales déterminent la solution aux  $N$  points du modèle.

Pour qu'il y ait convergence entre la solution numérique et la solution exacte, le maillage doit être serré, ce qui conduit à un nombre d'équations supérieur à 2000 dans le cas d'un circuit de faible épaisseur et de longueur voisine de 200 mm, avec un maillage de 0,1 mm. Une telle méthode nécessite l'utilisation d'un calculateur doté d'une mémoire de taille importante (> 24 Mo) ou de mener le calcul sur un disque dur ce qui conduirait à des durées importantes de calcul.

Le circuit thermoélectrique étant géométriquement périodique, il serait tentant, afin de réduire le nombre d'équations, de modéliser uniquement une cellule élémentaire constantan-constantan cuivré en considérant que la distribution des flux et des températures est identique pour chaque cellule. Malheureusement, cette méthode ne prend pas en compte l'influence thermique des connexions situées aux extrémités du ruban bimétallique et diminuerait fortement le domaine de validité du modèle ainsi réalisé.

En définitive, nous avons conçu et mis en oeuvre une méthode semi-analytique semi-numérique, mieux adaptée que la méthode des éléments finis, dans la modélisation de circuits monodimensionnels périodiques beaucoup plus longs que large ( $> 200$  fois).

Au lieu de décomposer chaque cellule en éléments de longueurs très petites de façon à résoudre numériquement en chaque noeud l'équation différentielle (39), nous allons, utiliser la solution analytique de cette équation différentielle qui peut être établie à l'intérieur de chaque région plaquée et non plaquée constituant le circuit thermoélectrique.

Dans ce cas, si  $n$  est le nombre de dépôts de cuivre sur le ruban, il suffira de résoudre un système de  $4n$  équations (Il y a  $2n$  frontières Cu-Cn, et 2 inconnues à chaque frontière : le flux et la température). Les valeurs des flux et températures au niveau de chaque frontière Cu-Cn d'un ruban thermoélectrique constitué au maximum de 70 dépôts sont obtenues en quelques secondes sur un micro-ordinateur de type PC-AT standard équipé de 640 Ko de mémoire vive.

Il sera ainsi possible de modéliser des circuits de longueur quelconque, puisque c'est uniquement le nombre de dépôts qui intervient sur la taille du système d'équations à résoudre.

#### 1.2.4.1 Expression du champ de température et de flux dans chacune des régions plaquées et non plaquées

A l'intérieur de chacun des domaines élémentaires, cuivré ou non, la solution analytique de l'équation (39) peut être exprimée comme une relation entre les flux  $\Phi'_i$  et  $\Phi_{i+1}$  entrant et sortant du domaine délimité par les noeuds aux températures  $\theta_i$  et  $\theta_{i+1}$  (figure 19). De part et d'autre de chaque frontière, il y a continuité du champ de température suivant la direction axiale, mais par contre, le flux thermique comporte une discontinuité due à la génération quasi-ponctuelle de chaleur par effet Peltier. Il convient donc de distinguer les flux thermiques  $\Phi_i, \Phi_{i+1}, \Phi_{i+2}$  ... situés à gauche de chaque frontière des flux thermiques  $\Phi'_i, \Phi'_{i+1}, \Phi'_{i+2}, \dots$  situés à droite des mêmes frontières.

Pour établir cette relation, supposons connue la condition limite  $\theta_0 = \theta(x=0)$  et la dérivée  $\theta' = d\theta/dx$  ( $x = 0$ ) au point  $x = 0$ , nous obtenons alors, en utilisant la méthode de Laplace, la solution de l'équation (39) :

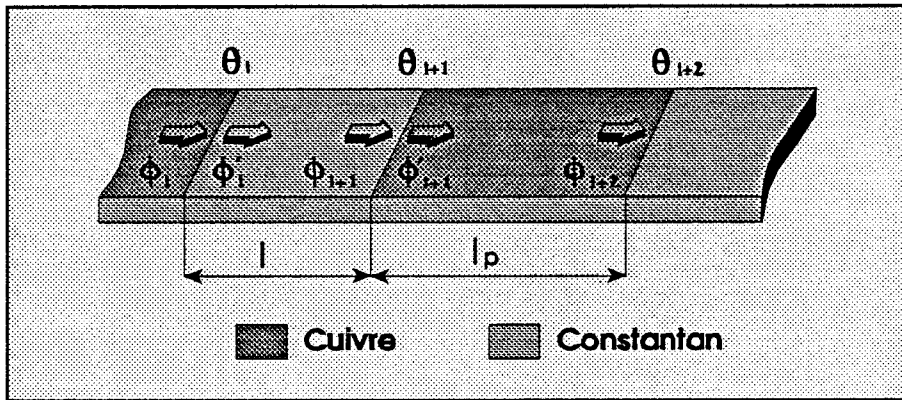


figure 19 Section de chaîne thermoélectrique plaquée

$$\theta(x) = \theta(0) \operatorname{ch} \gamma x + \frac{\theta'(0)}{\gamma} \operatorname{sh} \gamma x - \frac{I^2 r_e}{g} (\operatorname{ch} \gamma x - 1) \quad (40)$$

Le flux thermique à l'origine du premier domaine  $0 < x < L$  est lié au gradient de température par la relation de définition :

$$\theta'(0) = \frac{d\theta}{dx} (x=0) = -r_t \Phi(0)$$

Introduisons la résistance caractéristique  $R_c$  homogène à une résistance thermique et dépendant à la fois de la résistance thermique linéique  $r_t$  du circuit et du coefficient de conductance des déperditions latérales telle que

$$R_c^2 = r_t / g$$

Dans ces conditions, l'expression du champ de température (relation 39) devient :

$$\theta(x) = \theta(0) \operatorname{ch} \gamma x - \Phi(0) R_c \operatorname{sh} \gamma x - R_c \frac{I^2 r_e}{\gamma} (\operatorname{ch} \gamma x - 1) \quad (41)$$

et en utilisant la relation de définition :

$$\Phi(x) = - \frac{1}{r_t} \frac{d\theta}{dx}$$

nous obtenons pour la composante selon Ox du flux thermique circulant dans une section droite du circuit :

$$\Phi(x) = \Phi(0) \operatorname{ch} \gamma x - \frac{\theta(0)}{R_c} \operatorname{sh} \gamma x + \frac{I^2 r_e}{\gamma} \operatorname{sh} \gamma x \quad (42)$$

En regroupant avec la relation précédente, nous obtenons la relation matricielle :

$$\begin{vmatrix} \theta(x) \\ \Phi(x) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \operatorname{ch} \gamma x & -R_c \operatorname{sh} \gamma x \\ -\frac{\operatorname{sh} \gamma x}{R_c} & \operatorname{ch} \gamma x \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \theta(0) \\ \Phi(0) \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} -\frac{R_c}{\gamma} (\operatorname{ch} \gamma x - 1) \\ \frac{1}{\gamma} \operatorname{sh} \gamma x \end{vmatrix} r_e I^2 \quad (M1)$$

dans laquelle le deuxième terme représente l'influence sur le champ de température de la dissipation par effet Joule.

A cette matrice chaîne établissant une relation entre l'état en x et l'état en 0, nous allons associer une matrice du type conductance permettant de déterminer les flux en 0 et x en fonction des températures supposées spécifiées en ces mêmes points.

$$\begin{vmatrix} \Phi(0) \\ \Phi(x) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} G_c \operatorname{coth} \gamma x & -\frac{G_c}{\operatorname{sh} \gamma x} \\ \frac{G_c}{\operatorname{sh} \gamma x} & -G_c \operatorname{coth} \gamma x \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \theta(0) \\ \theta(x) \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} -\frac{r_e}{\gamma} \operatorname{th} \frac{\gamma x}{2} \\ \frac{r_e}{\gamma} \operatorname{th} \frac{\gamma x}{2} \end{vmatrix} I^2 \quad (M2)$$

avec  $G_c = 1 / R_c$  : conductance caractéristique du circuit.

Si les températures  $\theta(0)$  et  $\theta(x)$  sont supposées connues en 0 et x, les flux thermiques sont connus aux mêmes points. Cette relation s'applique également lorsque  $\theta(0)$  et  $\theta(1)$  sont les températures des noeuds 0 et 1 et de façon plus générale, nous aurons entre les noeuds i et i+1 limitant une région non cuivrée de longueur l (figure 19), la relation :

$$\begin{vmatrix} \Phi'_i \\ \Phi'_{i+1} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} G_c \operatorname{coth} \gamma l & -\frac{G_c}{\operatorname{sh} \gamma l} \\ \frac{G_c}{\operatorname{sh} \gamma l} & -G_c \operatorname{coth} \gamma l \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \theta_i \\ \theta_{i+1} \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} -\frac{r_e}{\gamma} \operatorname{th} \frac{\gamma l}{2} \\ \frac{r_e}{\gamma} \operatorname{th} \frac{\gamma l}{2} \end{vmatrix} I^2 \quad (M3)$$

et entre les noeuds  $i+1$  et  $i+2$  limitant la région cuivrée suivante de longueur  $l_p$  :

$$\begin{vmatrix} \Phi'_{i+1} \\ \Phi_{i+2} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} G_{cp} \coth \gamma_p l_p & - \frac{G_c}{\text{sh } \gamma_p l_p} \\ \frac{G_{cp}}{\text{sh } \gamma_p l_p} & - G_{cp} \coth \gamma_p l_p \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \theta_{i+1} \\ \theta_{i+2} \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} - \frac{r_{ep}}{\gamma_p} \text{th } \frac{\gamma_p l_p}{2} \\ \frac{r_{ep}}{\gamma_p} \text{th } \frac{\gamma_p l_p}{2} \end{vmatrix} I_2 \quad (M4)$$

$\gamma_p$  et  $G_{cp}$  correspondant aux grandeurs caractéristiques  $\gamma$  et  $G_c$  pour les régions recouvertes par les électrodes plaquées.

Les relations matricielle M3 et M4 établissent une relation entre les flux entrant et sortant d'un domaine en fonction des températures des noeuds limitant ce domaine. Au niveau de chaque frontière (ou noeud) trois grandeurs sont à déterminer :

- La température
- Le flux thermique à gauche de la frontière
- Le flux thermique à droite de la frontière

Pour être en mesure d'établir par la suite un système de  $2n$  équations à  $2n$  inconnues, il ne faut conserver que deux grandeurs à chaque frontière. Nous choisirons donc la température et, arbitrairement, le flux thermique à gauche de chaque noeud.

Afin d'éliminer les flux à droite, en prenant en compte la chaleur générée par effet Peltier au niveau de chaque frontière, il suffit d'appliquer la relation (38) exprimant une discontinuité entre les flux thermiques entrant et sortant de chacun des noeuds .

Au noeud  $i$ , nous aurons :

$$\Phi'_i = \Phi_i + (a + b \theta_i)(T_0 + \theta_i) I_2$$

soit au 2<sup>è</sup> ordre près :

$$\Phi'_i = \Phi_i + a' \theta_i I_2 + a T_0 I_2 \quad \text{avec} \quad a' = a + b T_0$$

Cette discontinuité peut être introduite dans la relation matricielle précédente (M4) donnant les flux  $\Phi_i$  et  $\Phi_{i+1}$  en fonction de  $\theta_i$  et  $\theta_{i+1}$  .

$$\begin{vmatrix} \Phi_i \\ \Phi_{i+1} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} G_c \coth \gamma l - a'I_2 & - \frac{G_c}{\text{sh } \gamma l} \\ \frac{G_c}{\text{sh } \gamma l} & - G_c \coth \gamma l \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \theta_i \\ \theta_{i+1} \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} - a T_0 I_2 - \frac{r_e I^2}{\gamma} \text{th } \frac{\gamma l}{2} \\ \frac{r_e I^2}{\gamma} \text{th } \frac{\gamma l}{2} \end{vmatrix} \quad (M5)$$

Deux termes sources entretenus par effet Peltier  $-a'I_2$  et  $-a T_0 I_2$  sont introduits dans chacun des termes de la matrice M3.

De la même façon, en introduisant les caractéristiques  $G_{cp}$ ,  $\gamma_p$  et  $l_p$  des portions de circuit recouvertes d'un dépôt électrolytique situées à droite du domaine précédent et ayant ses lignes frontières aux températures  $\theta_{i+1}$  et  $\theta_{i+2}$  :

$$\begin{vmatrix} \Phi_{i+1} \\ \Phi_{i+2} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} G_{cp} \coth \gamma_p l_p + a'I_2 & - \frac{G_{cp}}{\text{sh } \gamma_p l_p} \\ \frac{G_{cp}}{\text{sh } \gamma_p l_p} & - G_{cp} \coth \gamma_p l_p \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \theta_{i+1} \\ \theta_{i+2} \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} a T_0 I_2 - \frac{r_{ep} I^2}{\gamma_p} \text{th } \frac{\gamma_p l_p}{2} \\ \frac{r_{ep} I^2}{\gamma_p} \text{th } \frac{\gamma_p l_p}{2} \end{vmatrix} \quad (M6)$$

Les termes  $a'I_2$  et  $aT_0I_2$  de la matrice sont affectés d'un signe positif, puisqu'une discontinuité de flux thermique de signe opposé est entretenue par effet Peltier.

Ces relations matricielles sont solution de l'équation (39) compte tenu des échanges par effet Peltier. Elles permettent de déterminer le système de  $2n$  équations à  $2n$  inconnues vérifié par les températures  $\theta_i$  et les flux  $\Phi_i$  en chacun des noeuds du modèle.

#### 1.2.4.2 Calcul de la température et du flux à chaque frontière du circuit thermoélectrique

Considérons par exemple une chaîne thermoélectrique constituée par une succession de régions alternativement plaquées et non plaquées (figure 20).

Soient  $\theta_1$  et  $\theta_2$  les températures des lignes frontières de la première région,  $\theta_2$  et  $\theta_3$  les températures des lignes frontières de la seconde région et ainsi de suite.

Compte tenu des relations précédentes, la chaîne thermoélectrique peut être décrite par le système matriciel suivant :

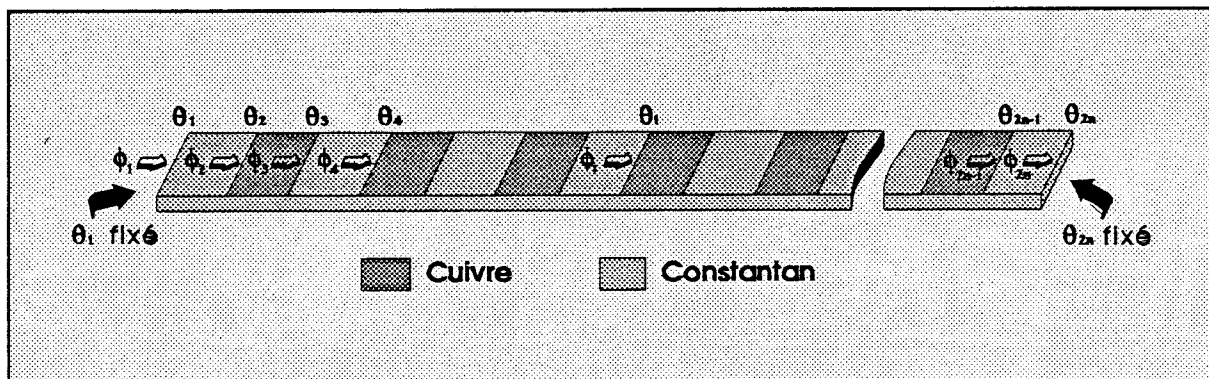


figure 20 Chaîne thermoélectrique plaquée périodiquement

$$\begin{vmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} G \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \theta_1 \\ \theta_2 \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} E \end{vmatrix} \quad \text{où } G \text{ et } E \text{ correspondent à la relation matricielle (M3)}$$

$$\begin{vmatrix} \Phi_2 \\ \Phi_3 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} G' \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \theta_2 \\ \theta_3 \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} E' \end{vmatrix} \quad \text{où } G' \text{ et } E' \text{ correspondent à la relation matricielle (M6)}$$

$$\begin{vmatrix} \Phi_3 \\ \Phi_4 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} G'' \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \theta_3 \\ \theta_4 \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} E'' \end{vmatrix} \quad \text{où } G'' \text{ et } E'' \text{ correspondent à la relation matricielle (M5)}$$

$$\begin{vmatrix} \Phi_4 \\ \Phi_5 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} G' \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \theta_4 \\ \theta_5 \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} E' \end{vmatrix}$$

$$\begin{vmatrix} \Phi_5 \\ \Phi_6 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} G'' \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \theta_5 \\ \theta_6 \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} E'' \end{vmatrix}$$

: : : : :  
: : : : :  
: : : : :

$$\begin{vmatrix} \Phi_{2n-1} \\ \Phi_{2n} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} G'' \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \theta_{2n-1} \\ \theta_{2n} \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} E'' \end{vmatrix} \quad (M7)$$

Les températures des jonctions sont donc déterminées par un système de 2n équations à 2n inconnues lorsque les températures des extrémités de la chaîne thermoélectrique sont fixées. Dans ces conditions,  $\Phi_1$  et  $\Phi_{2n}$  représentent des flux thermiques s'écoulant dans les puits thermiques qui maintiennent les extrémités du circuit à température imposée.

Puisqu'il n'y a pas de frontière Cu-Cn dans la région délimitée par  $\Phi_1$  et  $\Phi_2$ , la première relation matricielle ne doit pas comporter de termes sources d'énergie Peltier et on utilisera la relation M3. En revanche, la dernière relation matricielle doit prendre en compte les effets Peltier puisque une frontière Cu-Cn se trouve entre  $\Phi_{2n-1}$  et  $\Phi_{2n}$ .

La résolution numérique de ce système d'équations, effectuée de façon classique (méthode du pivot (7)) à l'aide d'un micro-ordinateur, permet de calculer les 2n valeurs des flux et températures au niveau de chaque frontière du circuit. Ces valeurs sont stockées dans des tableaux afin de pouvoir être exploitées pour déterminer la f.e.m thermoélectrique induite par effet Seebeck suivant la longueur du circuit bimétallique.

#### 1.2.4.3 Calcul des différences de potentiel d'origine thermoélectrique apparaissant le long du circuit

Connaissant de la température  $\theta_1, \theta_2, \theta_3, \dots$  de chaque jonction la f.e.m d'origine thermoélectrique apparaissant au niveau de ces mêmes points peut être déterminée à partir des relations établies dans la partie précédente.

Dans les régions non plaquées la relation générale (2) sera utilisée, et appliquée à la région délimitée par les points k et k+1 :

$$V_{k+1} = V_k - \alpha_1(\theta_M) (\theta_{k+1} - \theta_k) \quad \text{avec } \theta_M = (\theta_k + \theta_{k+1}) / 2 \quad (43)$$

Pour calculer la f.e.m thermoélectrique dans les régions plaquées, il suffit d'intégrer la relation (10-2) le long d'une région délimitée également par deux points k et k+1, en supposant que le support et les métallisations sont d'épaisseurs uniformes.

$$V_{k+1} = V_k - \alpha_{eq}(\theta_M) (\theta_{k+1} - \theta_k) \quad \text{avec } \theta_M = (\theta_k + \theta_{k+1}) / 2 \quad (44)$$

En pratique, compte tenu des faibles longueurs des dépôts (< 5mm) les variations d'épaisseurs seront très faibles et introduiront des erreurs de modélisation négligeables.

En fixant arbitrairement à zéro le potentiel de l'extrémité gauche du ruban ( $V_1 = 0$ ), la valeur du potentiel électrique à chaque frontière ( $V_k$ ) est déterminée à l'aide d'une structure itérative, programmée sur le calculateur qui possède déjà en mémoire la table des températures de chaque frontière.

Ce calcul est mené en faisant varier k de 2 jusqu'à 2n (nombre de frontières) avec un incrément unitaire et en utilisant alternativement la relation (43) dans les régions non plaquées (k est pair) et la relation (44) dans les régions métallisées (k est impair).



Les potentiels  $V_2, V_3, \dots, V_{2n}$  sont ainsi obtenus successivement et permettent le calcul de la différence de potentiel ( $V_{2n} - V_1$ ), mesurable entre les extrémités du circuit, qui constitue l'information essentielle pouvant être vérifiée et exploitée expérimentalement.

### 1.2.5 INTERPOLATION DE LA SOLUTION ENTRE LES NOEUDS

La détermination de la température, du flux thermique, et du potentiel, au niveau de chaque ligne frontière du circuit thermoélectrique effectuée dans la partie précédente, permet d'établir des relations donnant l'évolution de ces grandeurs en tout point du circuit.

Afin de simplifier les notations, nous prendrons pour origine des abscisses la ligne frontière située à gauche de chaque région plaquée ou non,  $x$  représentant la distance entre cette frontière et le point considéré. Connaissant la longueur de chaque région, il sera facile par la suite de reconstituer à l'aide du calculateur le profil exact des grandeurs à déterminer sur toute la longueur du circuit.

#### 1.2.5.1 Régions homogènes

Dans le cas des régions non cuivrées, au niveau de la ligne frontière notée  $k$ , la relation (40) permet d'exprimer la température en  $x$  en fonction de la température  $\theta_k$  :

$$\theta(x) = \theta_k \operatorname{ch} \gamma x + C \operatorname{sh} \gamma x - R_c \frac{r_e I^2}{\gamma} (\operatorname{ch} \gamma x - 1)$$

C'est-à-dire puisque la température de la frontière  $k+1$  s'exprime en fonction de la température de la frontière  $k$  par la relation :

$$\theta_{k+1} = \theta_k \operatorname{ch} \gamma l + C \operatorname{sh} \gamma l - R_c \frac{r_e I^2}{\gamma} (\operatorname{ch} \gamma l - 1)$$

nous obtenons pour la constante  $C$  introduite dans l'équation précédente :

$$C = \frac{\theta_{k+1}}{\operatorname{sh} \gamma l} - \theta_k \operatorname{coth} \gamma l + R_c \frac{r_e I^2}{\gamma} \operatorname{th} \frac{\gamma l}{2}$$

D'où l'expression du champ de température pour les régions non recouvertes d'un dépôt électrolytique :

$$\theta(x) = \theta_k \operatorname{ch} \gamma x + C \operatorname{sh} \gamma x - R_c \frac{r_e I^2}{\gamma} (\operatorname{ch} \gamma x - 1) \quad (45)$$

Le flux thermique dans les régions non recouvertes d'un dépôt électrolytique est obtenu en appliquant la relation de définition du flux thermique  $\Phi(x) = -(1/r_t) d\theta/dx$  à l'équation précédente qui devient :

$$\Phi(x) = -\theta_k G_c \operatorname{sh} \gamma x - C G_c \operatorname{ch} \gamma x + \frac{r_e I^2}{\gamma} \operatorname{sh} \gamma x \quad (46)$$

C étant la constante précédemment définie

Le potentiel au point x est déterminé à partir du potentiel connu de la ligne frontière notée k et de la température  $\theta(x)$  calculée précédemment soit en utilisant la relation (2):

$$V(x) = V_k - \alpha_1(\theta_M) (\theta(x) - \theta_k) \quad \text{avec} \quad \theta_M = (\theta_k + \theta(x)) / 2 \quad (47)$$

### 1.2.5.2 Régions métallisées

De la même façon, pour une région métallisée, limitée à gauche et à droite par deux lignes frontières notées k et k+1, nous obtenons :

La température en x :

$$\theta(x) = \theta_k \operatorname{ch} \gamma_p x + C_p \operatorname{sh} \gamma_p x - \frac{r_{ep} I^2}{\gamma_p} (\operatorname{ch} \gamma_p x - 1) \quad (48)$$

Le flux thermique en x :

$$\Phi(x) = -\theta_k G_{cp} \operatorname{sh} \gamma_p x - C_p G_{cp} \operatorname{ch} \gamma_p x + \frac{r_{ep} I^2}{\gamma_p} \operatorname{sh} \gamma_p x \quad (49)$$

$$\text{avec} \quad C_p = \frac{\theta_{k+1}}{\operatorname{sh} \gamma_p l_p} - \theta_k \operatorname{coth} \gamma_p l_p + \frac{r_{ep} I^2}{\gamma_p} \operatorname{th} \frac{\gamma_p l_p}{2}$$

et le potentiel en x :

$$V(x) = V_k - \alpha_{eq}(\theta_M) (\theta(x) - \theta_k) \quad \text{avec} \quad \theta_M = (\theta_k + \theta(x)) / 2 \quad (50)$$

### 1.2.6 DESCRIPTION DES FONCTIONS DU LOGICIEL DE MODELISATION DES CIRCUITS THERMOELECTRIQUES

Ce logiciel, développé en Turbo-Pascal V4.0 (Borland), effectue successivement les tâches suivantes :

**A : Entrée ou modification des données permettant de décrire le circuit thermoélectrique et son environnement thermique soit :**

- La largeur et l'épaisseur du ruban de constantan servant de support.
- La longueur, l'épaisseur, et le nombre de dépôts de cuivre réalisés sur le support.
- La distance séparant chacun de ces dépôts.
- La valeur du courant électrique injecté.
- La conductivité thermique du fluide enveloppant le circuit ainsi que son coefficient de température.
- Le coefficient de géométrie K entre le circuit et le fluide environnant. Dans la première version du logiciel, ce coefficient est ajusté manuellement, dans la version définitive, une loi empirique, établie à partir des résultats expérimentaux et des caractéristiques géométriques du circuit, permet au calculateur de déterminer automatiquement cette valeur et l'entrée de cette donnée n'est plus nécessaire.
- Les températures de chaque extrémité du circuit ( $T_1$ ,  $T_{2n}$ ) et du fluide environnant ( $T_0$ ). Pour faciliter l'exploitation des résultats, ces températures sont exprimées en degrés Celsius et les changements de variables  $\theta_1 = T_1 - T_0$ ,  $\theta_{2n} = T_{2n} - T_0$ , et de façon générale  $\theta_k = T_k - T_0$  sont introduits dans le logiciel.

Les données concernant les pouvoirs thermoélectriques, les conductivités électriques et thermiques du cuivre et du constantan sont implantées sous forme de constantes dans le logiciel, ainsi que leurs coefficients de température respectifs. Les valeurs numériques des grandeurs (conductivités thermiques et électriques) dont le coefficient de température n'a pu être introduit de façon rigoureuse dans l'équation différentielle de départ (relation 36), sont calculées en prenant en compte la température  $T_0$  du milieu environnant. L'erreur de modélisation introduite par cette approximation sera négligeable, puisque pour toutes les configurations expérimentales décrites dans la partie suivante, la température du circuit thermoélectrique sera toujours très proche de la température du fluide environnant.

#### **B : Résolution du système de $2n$ équations à $2n$ inconnues**

Les données étant connues du calculateur, la matrice  $2n \times 2n$  représentative des inconnues: températures et flux, et constituées des premiers termes ( $G$ ,  $G'$  ou  $G''$ ) des relations matricielles (M7) peut être établie de façon itérative, ainsi que la matrice colonne contenant les  $2n$  constantes constituées par le deuxième terme ( $E$ ,  $E'$  ou  $E''$ ) des mêmes relations. La résolution est menée par la méthode du pivot, en utilisant une procédure extraite de la bibliothèque mathématique Turbo-Pascal. Les valeurs numériques des températures et flux au niveau de chaque ligne frontière du circuit sont disponibles dans une matrice colonne.

La potentiel électrique de chaque ligne frontière est ensuite calculé itérativement à l'aide des relations (43) et (44).

#### **C : Interpolation entre les lignes frontières**

Cette partie du programme permet, si on le désire, d'établir la carte des températures, flux et potentiels suivant la direction axiale du circuit en utilisant les relations (45) à (50). Pour exploiter plus facilement les résultats, une fonction "Zoom", portant sur une partie quelconque du ruban est disponible.

#### **D : Visualisation des résultats et sauvegarde dans un fichier ASCII.**

Le champ de température, de flux ou de potentiel obtenu à l'aide des modules précédents peut être instantanément représenté sous forme de courbes sur l'écran du micro-ordinateur. Les valeurs numériques sont enregistrées sur disque dur, au format ASCII, et peuvent ensuite être récupérées dans les logiciels du commerce.

A titre indicatif, les graphes se trouvant dans la partie suivante ont été réalisés à l'aide d'un logiciel de D.A.O (Autocad 9.0), auquel nous avons ajouté un module très simple écrit en langage LISP permettant de relire les fichiers de résultats, de tracer et graduer automatiquement les axes.

Cette façon de procéder, nous permet d'exploiter toutes les fonctions disponibles dans un tel logiciel ( Ajout de commentaires, de dessins, lissages, réalisations de transparents ..) et nous donne surtout la possibilité d'importer directement ces graphes dans le traitement de texte utilisé pour rédiger ce mémoire ( Wordperfect 5.1 ), ainsi que les autres dessins réalisés à l'aide d'un logiciel de P.A.O ( Corel Draw 1.2).

### 1.3 ANALYSE DE LA SOLUTION NUMERIQUE

L'objectif de ce travail étant la conception puis la réalisation de capteurs sensibles à la conduction thermique dans un milieu fluide, nous avons utilisé le logiciel de modélisation introduit dans la partie précédente, pour calculer la tension mesurable entre les extrémités d'un circuit thermoélectrique, en fonction de la conductivité du fluide environnant.

Pour interpréter ces résultats de simulation, et caractériser l'état du circuit, nous avons également représenté le champ de température, le flux thermique et le potentiel en chaque point du capteur.

Ne disposant pas d'une solution générale sous forme analytique, il n'est pas possible de caractériser la solution de façon universelle. En conséquence, nous utiliserons le modèle introduit précédemment, qui devra être validé par des résultats expérimentaux, afin d'analyser le fonctionnement des capteurs thermoélectriques et d'en préciser le domaine d'application.

Afin d'estimer l'influence du nombre de cellules Cu-Cn sur la sensibilité du capteur, trois rubans bimétalliques de même longueur, mais comportant des dépôts de cuivre de nombre et de longueurs différents seront étudiés simultanément, soit :

Longueur : 171 mm

Largeur : 1mm

Epaisseur du support en Constantan : 10  $\mu\text{m}$

Epaisseur des dépôt de cuivre : 1  $\mu\text{m}$

Courant électrique injecté : 20 mA

Circuit fixé par ses extrémités à deux puits thermiques de température à 20 °C

Température du fluide environnant: 20 °C

Ruban	Nombre de dépôts de cuivre	Longueur des dépôts de cuivre	Longueur des dépôts de constantan
A	68	1,5 mm	2,5 mm
B	10	9,9 mm	6,58 mm
C	1	48,8 mm	73,3 mm

Pour couvrir une gamme de conditions expérimentales la plus étendue possible, nous avons représenté figure 21, la force électromotrice délivrée par les trois circuits en fonction de la conductivité thermique du milieu environnant gradué selon une loi logarithmique.

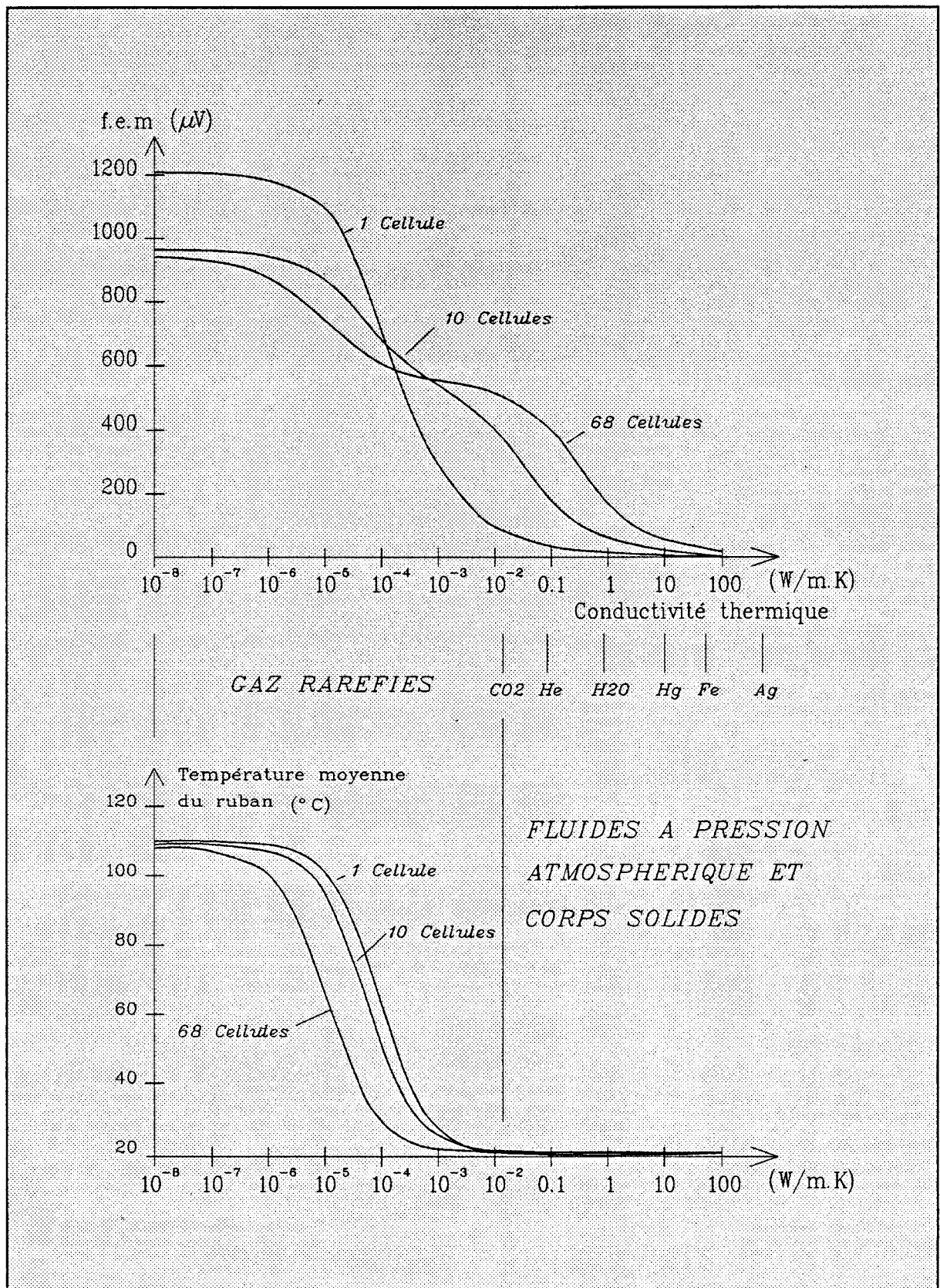


figure 21 F.e.m délivrée et Température moyenne de différents capteurs en fonction de la conductivité thermique du fluide environnant.

Chacun des points a été calculé en utilisant pour le capteur un facteur de forme géométrique  $K$  déterminé dans la partie expérimentale.

En fait, la f.e.m générée par le circuit, représentative de la distribution des écarts de température suivant la direction axiale du circuit ne permet pas de décrire à elle seule l'état thermique du capteur, la température moyenne du circuit doit également être prise en compte. Cette grandeur étant influencée par la conductivité thermique du fluide, nous avons également représenté ses variations pour un courant inducteur d'intensité déterminée (20 mA).

L'examen des courbes obtenues pour les rubans A et B composés de 68 et 10 cellules (ou dépôts de cuivre ) met en évidence deux modes de fonctionnement totalement différents du circuit thermoélectrique :

- Un premier mode apparaissant dans la région des très faibles conductivités thermiques ( $\lambda < 10^{-3}$  W/m.K ), dans lequel le circuit est pratiquement isolé du fluide environnant, ce qui provoque une élévation importante de la température moyenne (de l'ordre de 100°C) du capteur causée par effet Joule. En conséquence, les pouvoirs thermoélectriques ( $\alpha_1$  et  $\alpha_2$ ) subissent une forte augmentation qui entraîne un accroissement de la f.e.m thermoélectrique mesurable.

- Un second mode, observable dans la région des conductivités thermiques plus importantes ( $\lambda > 10^{-2}$  W/m.K ). Dans ce cas, le fluide environnant absorbe une grande partie de la chaleur produite par effet joule et la température moyenne s'équilibre à une valeur légèrement supérieure à celle du fluide. Dans ces conditions, la f.e.m thermoélectrique calculée est représentative des seuls échanges par effet Peltier dans toutes les cellules sensiblement à la même température.

Le cas particulier d'une seule cellule très longue (C), ne permet pas de dissocier ces deux modes , mais présente l'avantage d'une très grande plage de variation (1200  $\mu$ V) obtenue par association des deux modes et pouvant conduire à des applications de ce type de circuit dans la mesure du vide.

L'intérêt essentiel de ce réseau de courbes, est de montrer que pour effectuer une mesure dans une gamme de conductivité thermique déterminée, il convient de choisir une taille de cellules optimale de façon à obtenir une pente maximale de la courbe au voisinage de la gamme de conductivité à mesurer. La longueur du circuit étant limitée par des contraintes d'encombrement et de réalisation pratique.

### 1.3.1 ENVIRONNEMENT DE CONDUCTIVITE THERMIQUE EXTREMEMENT FAIBLE

Le principe de fonctionnement du capteur étant basé l'entretien d'échanges thermiques réversibles, alternativement positifs et négatifs entre le circuit et le fluide, nous allons tout d'abord



décrire les effets de ces seuls échanges dans le cas limite où les interactions avec le fluide sont réduites au maximum. Ces très faibles conductivités thermiques ( $\lambda < 10^{-2}$ ) pourraient obtenus en pratique par immersion du capteur dans un gaz raréfié et en minimisant les échanges radiatifs.

Pour une cellule élémentaire du circuit, le flux thermique suivant l'axe du circuit (figure 22-B) est sensiblement uniforme entre les frontières des électrodes plaquées ou non constituant cette cellule. Cette conservation est due à l'isolation thermique latérale provoquée par la faible conductivité du fluide environnant. Les discontinuités de flux sont générées par les sources Peltier localisées au niveau des frontières, un signe positif correspondant à un flux thermique s'écoulant de gauche à droite et inversement, suivant les conventions de signe utilisées dans le modèle.

Dans ces conditions d'isolation, l'énergie produite par effet Joule en chaque point circule tout le long du capteur et ne peut s'écouler que par ses extrémités reliées aux puits thermiques et maintenues à la même température.

Le flux thermique local résulte donc de la superposition d'un flux périodique généré par effet Peltier au niveau de chaque frontière et d'un second flux dû à l'effet Joule (figure 22-A). L'échauffement par effet Joule est prédominant et concerne l'ensemble du circuit alors que l'influence des sources d'énergie localisée induites par effet Peltier ne s'exerce pas au-delà de la dimension d'une cellule.

Il en résulte que le champ de température le long du circuit est constitué de faibles variations périodiques de température entretenues par effet Peltier, qui se superposent au profil parabolique de température produit par effet Joule (figure 23). L'augmentation de température est importante au centre du circuit et peut atteindre 150 °C dans le cas hypothétique d'une isolation thermique quasi-parfaite ( $\lambda = 10^{-7}$  W/mK). C'est la valeur moyenne de ce champ de température qui est représentée figure 21.

Cette élévation de température provoque une forte augmentation des pouvoirs thermoélectriques ce qui explique l'augmentation de la fluctuation périodique de flux thermique généré par effet Peltier observée au centre des courbes représentées figure 22 pour  $\lambda=10^{-7}$  et  $\lambda=10^{-5}$ .

Le potentiel électrique varie également très fortement suivant l'axe du circuit (figure 24). En effet, comme l'indique la relation (24), le potentiel électrique est fonction du carré du pouvoir thermoélectrique qui augmente avec la température. La différence de potentiel très importante apparaissant entre une extrémité et le milieu du ruban ne présente aucun intérêt en pratique, puisqu'elle résulte essentiellement d'un échauffement provoqué par effet Joule.

En définitive, la f.e.m mesurable disponible aux extrémités du ruban est peu affectée par la forte variation de température puisque la f.e.m négative apparaissant dans la première moitié du ruban est pratiquement annulée dans la seconde moitié, en ne laissant subsister que la f.e.m induite par effet Peltier.

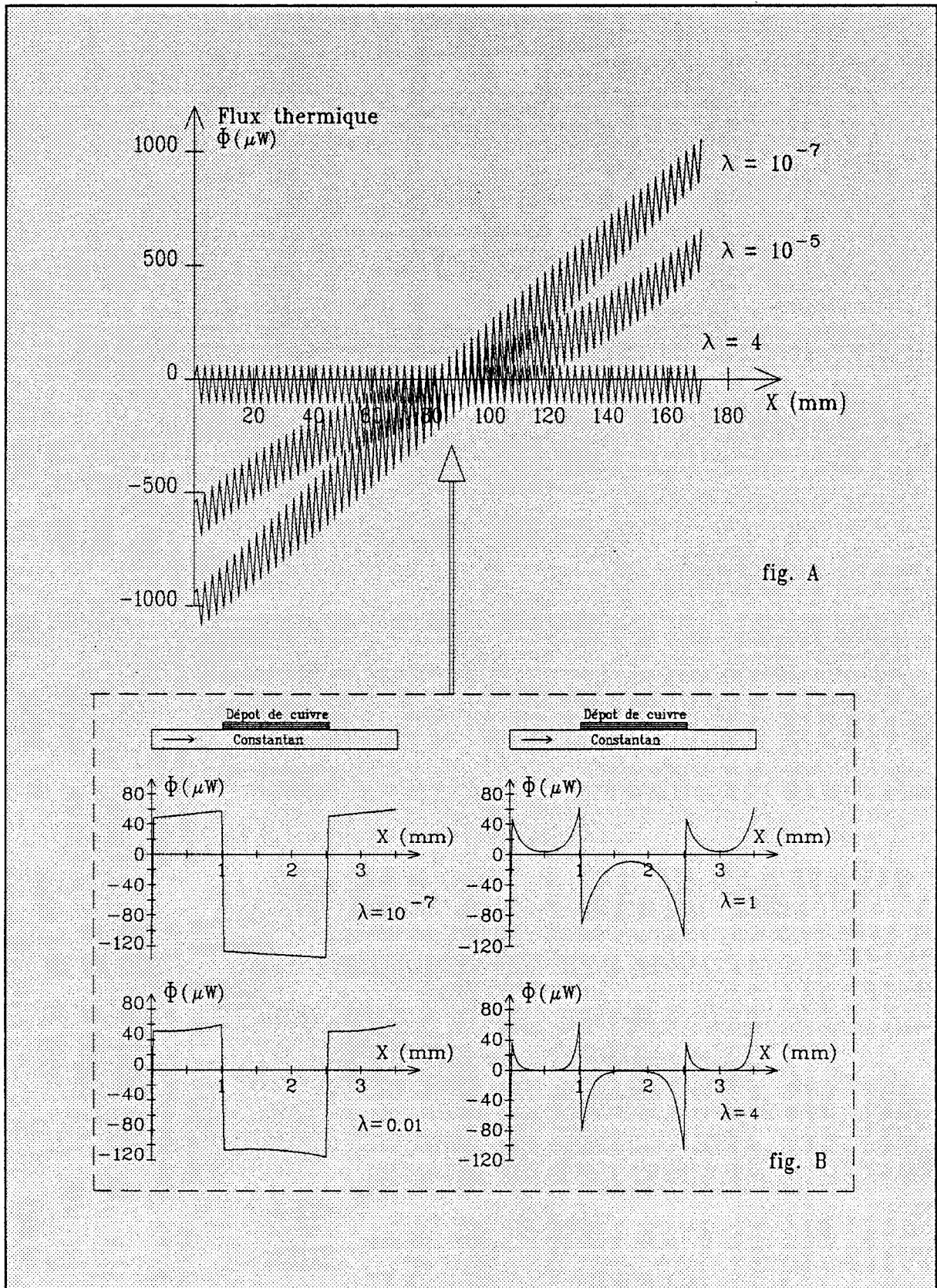


figure 22 Flux thermique circulant à l'intérieur du circuit thermoélectrique

Dans ces conditions, la f.e.m détectée aux bornes du circuit thermoélectrique n'est pas directement proportionnelle au courant injecté dans le capteur. Toute augmentation de courant provoque une élévation de température moyenne du ruban, et par suite, un accroissement des pouvoirs thermoélectriques. Des résultats de simulations sont donnés dans le tableau suivant :

Courant (mA)	Tension mesurable ( $\mu\text{V}$ )	Rapport Tension / Courant (mA / $\mu\text{V}$ )
5	143	28.6
10	319	31.9
20	938	46.9

### 1.3.2 ENVIRONNEMENT CONSTITUE PAR DES FLUIDES A PRESSION ATMOSPHERIQUE

Lorsque le circuit est immergé dans un fluide de conductivité thermique plus importante que dans la partie précédente,  $10^{-2} \text{ W/m.K} < \lambda < 10 \text{ W/m.k}$ , les phénomènes sont tout à fait différents. Ces valeurs sont fréquemment rencontrées en pratique, puisque la plupart des fluides ont une conductivité supérieure  $0.01 \text{ W/m.K}$  lorsque la pression est supérieure à 100 pascals. Quel que soit le nombre de dépôts de cuivre, le flux thermique n'est plus uniforme entre les extrémités des électrodes plaquées.

Dans le cas d'un fluide réel, le mécanisme de dissipation latérale est important par rapport à la conduction thermique axiale suivant le circuit et permet l'évacuation de la chaleur produite par effet Joule. Il n'y a pas conservation du flux thermique global circulant à travers le capteur afin de s'écouler dans les puits thermiques situés à ses extrémités.

La courbe représentée figure 22 illustre ce phénomène pour  $\lambda=4$ . Le flux thermique d'origine Peltier circulant dans le circuit apparait sous forme périodique, l'effet joule se manifestant par un léger décalage négatif de la valeur moyenne de ce flux.

Pour des puissances électriques dissipées assez faibles ( $< 0,1 \text{ mW} / \text{mm}^2$  de surface d'échange), la chaleur produite par effet Joule est presque totalement évacuée dans l'environnement et la température du circuit, qui est sensiblement uniforme, n'est que légèrement supérieure à la température du fluide.

Pour des conductivités thermiques supérieures à  $0,01 \text{ W/m.K}$ , la forme moyenne du champ de température suivant la direction axiale du circuit ne dépend pratiquement plus que de la nature du fluide puisque les effets thermiques des extrémités deviennent négligeables à quelques millimètres de celles-ci.

Les échanges réversibles de chaleur entretenus par effet Peltier génèrent suivant l'axe du circuit des écarts périodiques de température dont la forme et l'amplitude sont fortement dépendants de la conductivité de l'environnement (figure 22, figure 23, agrandissement).

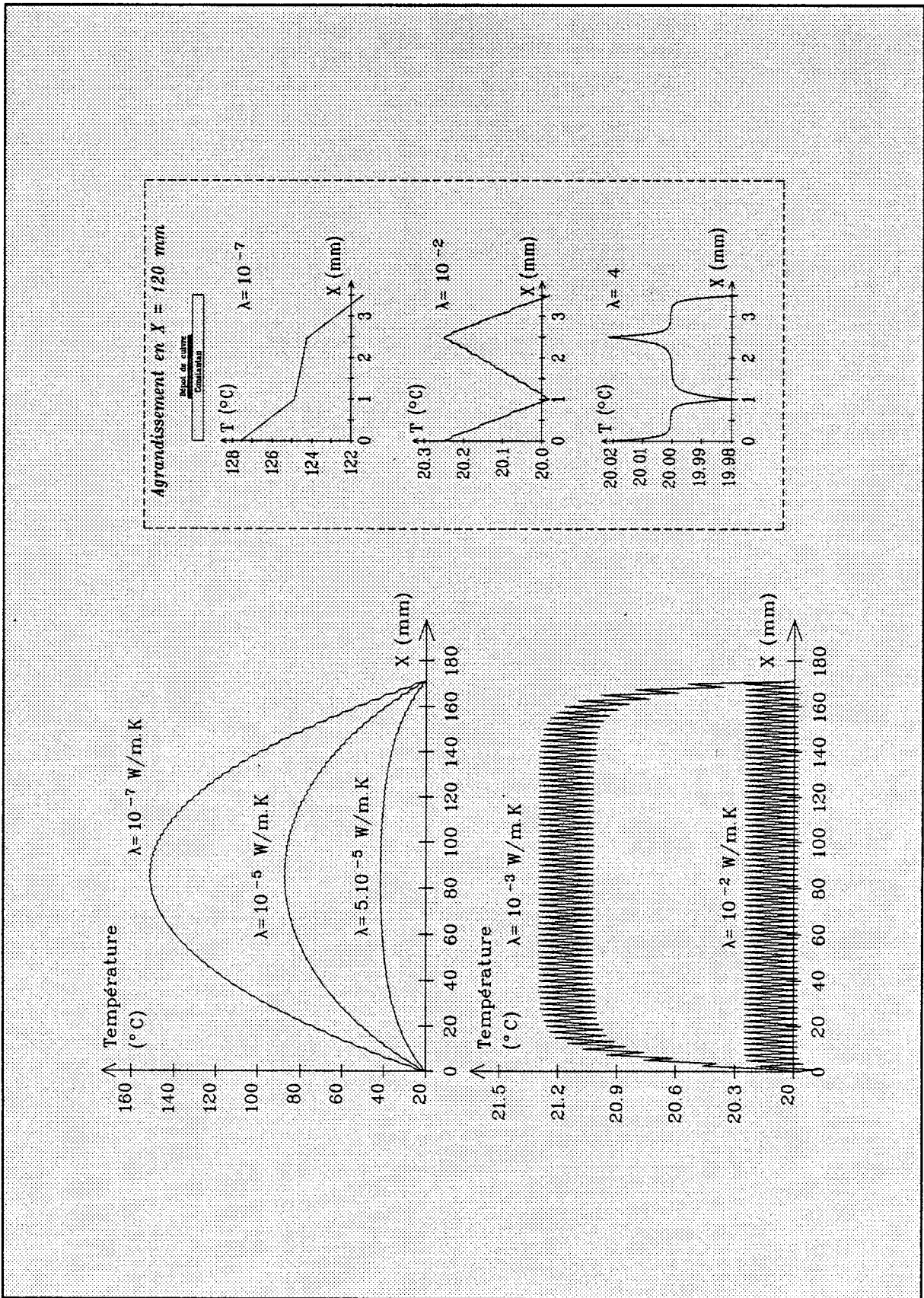


figure 23 Profil de température le long d'un circuit thermoélectrique

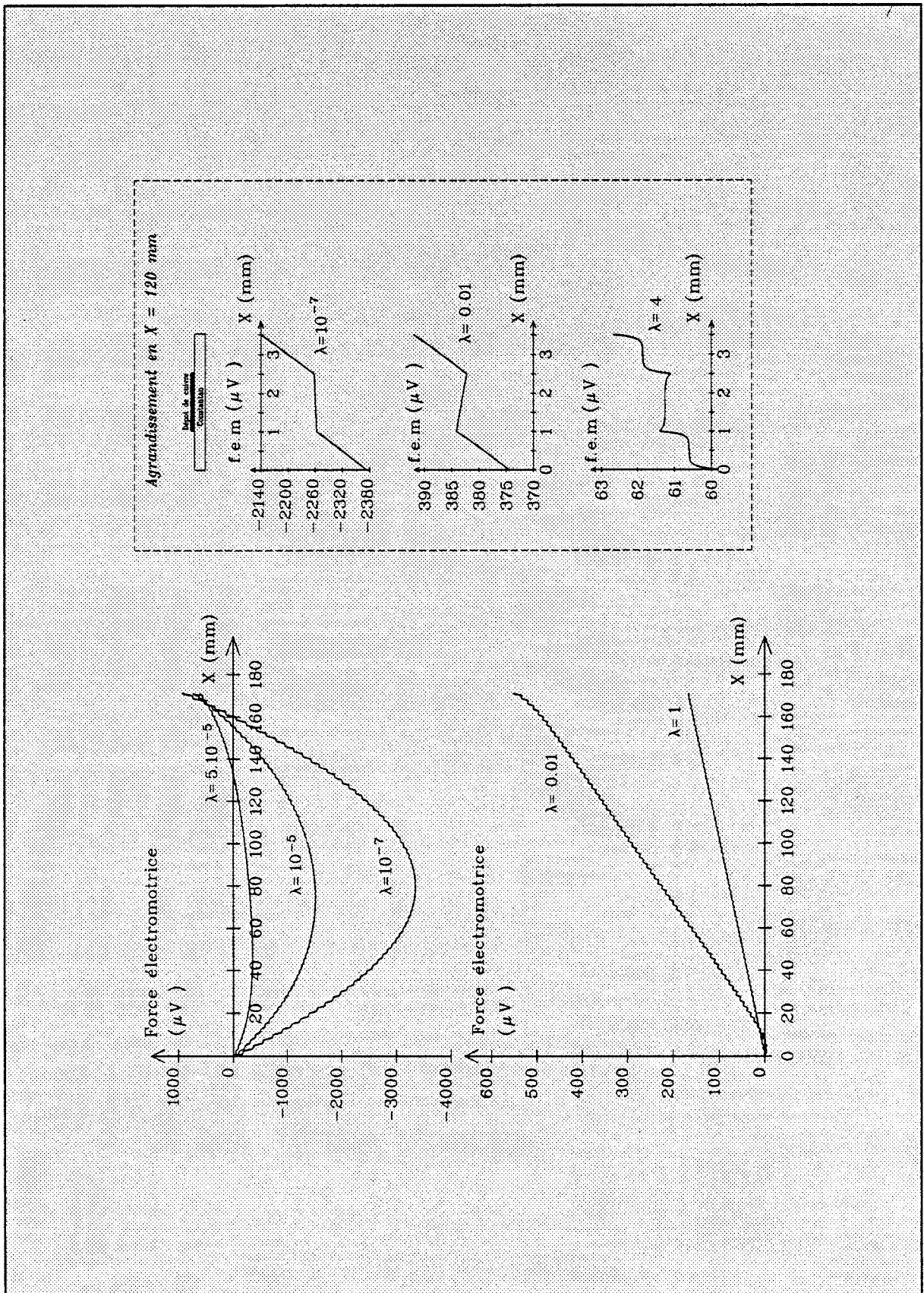


figure 24 Variation de potentiel électrique le long du circuit

La température en certains points du circuit peut être inférieure à la température du puits ou de l'environnement. Dans ce cas, lorsque le courant électrique injecté traverse une jonction constantan-cuivre, l'absorption de chaleur par effet Peltier a une amplitude supérieure à la puissance dissipée par effet Joule parvenant par conduction thermique au niveau de cette frontière.

Cet effet ne peut se produire que lorsque la conductivité thermique de l'environnement est suffisante pour absorber suffisamment l'énergie distribuée produite par effet Joule de part et d'autre d'une frontière avant qu'elle ne l'atteigne.

Pour de telles conductivités thermiques, l'évolution moyenne du potentiel électrique suivant l'axe du circuit est pratiquement linéaire (figure 24,  $\lambda=0,01$ ,  $\lambda=1$ ). En effet, la température du circuit étant sensiblement constante tout le long du capteur, les pouvoirs thermoélectriques qui dépendent de la température demeurent constants. En conséquence, le potentiel fixé arbitrairement à zéro au niveau de l'extrémité gauche du circuit augmente régulièrement jusqu'à l'extrémité droite.

Le détail de l'évolution du potentiel au niveau d'une cellule élémentaire est également représenté, on constate une perte de potentiel dans les zones recouvertes de cuivre. En effet, l'épaisseur de la couche de cuivre ( $1\mu\text{m}$ ) est insuffisante pour imposer son pouvoir thermoélectrique positif ( $+2,7 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$ ) vis à vis du pouvoir thermoélectrique négatif du constantan ( $-34,6 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$ ), alors que le gradient de température est positif.

L'amplitude et la forme des fluctuations périodiques de température induites suivant la longueur du circuit dépendant de la déperdition de chaleur sur ses faces latérales, il en est de même pour la différence de potentiel résultante. Les courbes représentées figure 24 montrent que la pente de la d.d.p développée suivant l'axe du capteur et en conséquence la tension mesurable entre les extrémités du capteur décroît lorsque la conductivité thermique du fluide environnant augmente.

### 1.3.3 INFLUENCE DE L'INTENSITE DU COURANT ELECTRIQUE INJECTE

L'étude menée dans la partie précédente, à été conduite en considérant un courant de 20 mA injecté dans le circuit. Pour les circuits considérés immergés dans un fluide usuel ( $\lambda > 0,01 \text{ W/m.K}$ ), une telle valeur de courant produit un très faible échauffement par effet Joule ( $< 0,3^\circ\text{C}$ ) et afin d'augmenter la f.e.m délivrée par le capteur il est intéressant d'évaluer les conséquences d'un accroissement important du courant injecté.

Pour un fluide de conductivité donnée, et lorsque la température moyenne du capteur est sensiblement constante, les fluctuations de température entretenues le long du ruban par effet

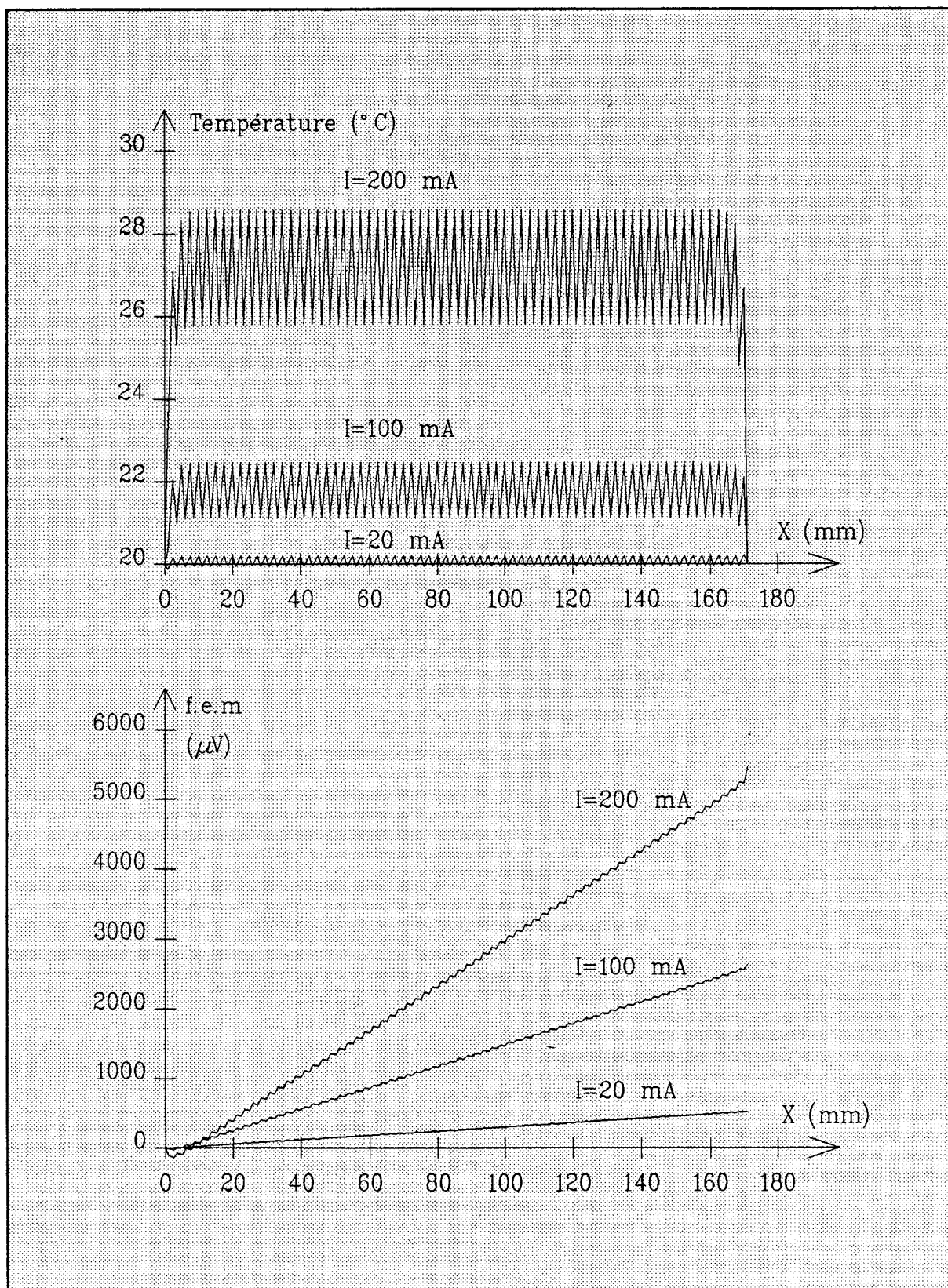


figure 25 Température et potentiel électrique le long d'un circuit immergé dans le  $\text{CO}_2$ , pour diverses valeurs de courant électrique injecté

Peltier sont proportionnelles au courant inducteur ( Puiss. Peltier =  $\alpha T I$  ). La f.e.m mesurable, qui est proportionnelle à la somme des gradients de température sera donc également proportionnelle au courant injecté. Cette loi ne sera plus vérifiée lorsque la puissance dissipée par effet Joule dans le circuit, proportionnelle au carré du courant inducteur, provoquera un échauffement significatif du capteur.

Les courbes représentées figure 25 permettent d'évaluer les effets d'une augmentation de courant sur un capteur de type A immergé dans le dioxyde de carbone. Le choix de ce gaz de très faible conductivité thermique donne les élévations maximales de température pouvant être rencontrées en pratique.

La température est sensiblement constante tout le long du ruban, sa valeur moyenne, ainsi que les fluctuations périodiques induites par effet Peltier variant de façon significative avec le courant injecté. En conséquence, la différence de potentiel résultante augmente linéairement suivant la longueur du circuit avec une pente pratiquement proportionnelle à la valeur du courant inducteur.

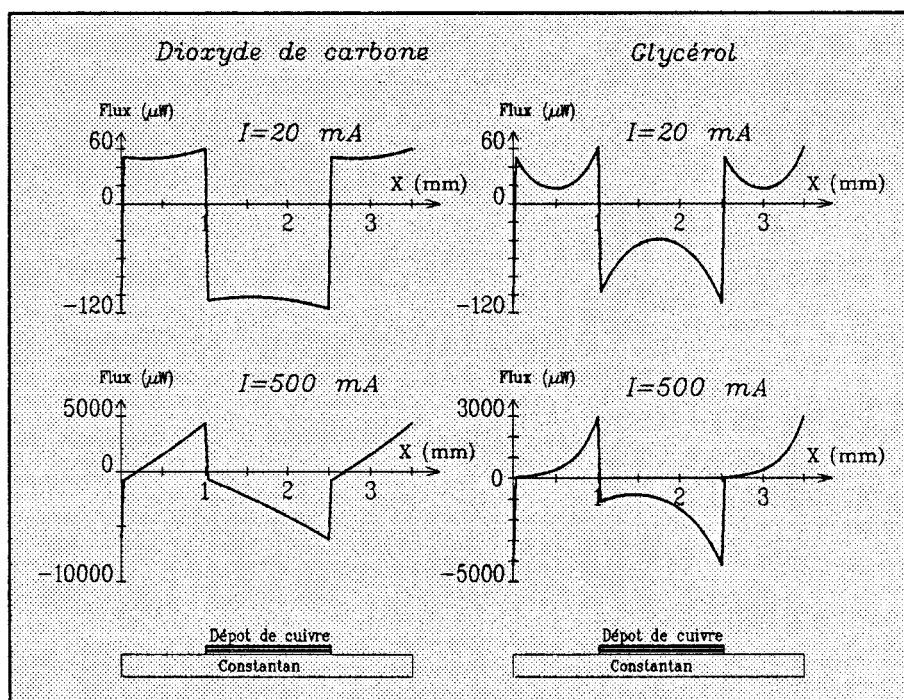


figure 26 *Détail du flux thermique circulant à l'intérieur d'une partie du circuit thermoélectrique*

Le courant injecté très important 500 mA produit une dissipation par effet Joule de 1,25 W dans l'ensemble du circuit, soit environ 7 mW par millimètre. Pour cette même valeur de courant, la puissance réversible générée localement par effet Peltier au niveau de chaque frontière bimétallique est d'environ 5,7 mW et sur une distance bien inférieure au millimètre.



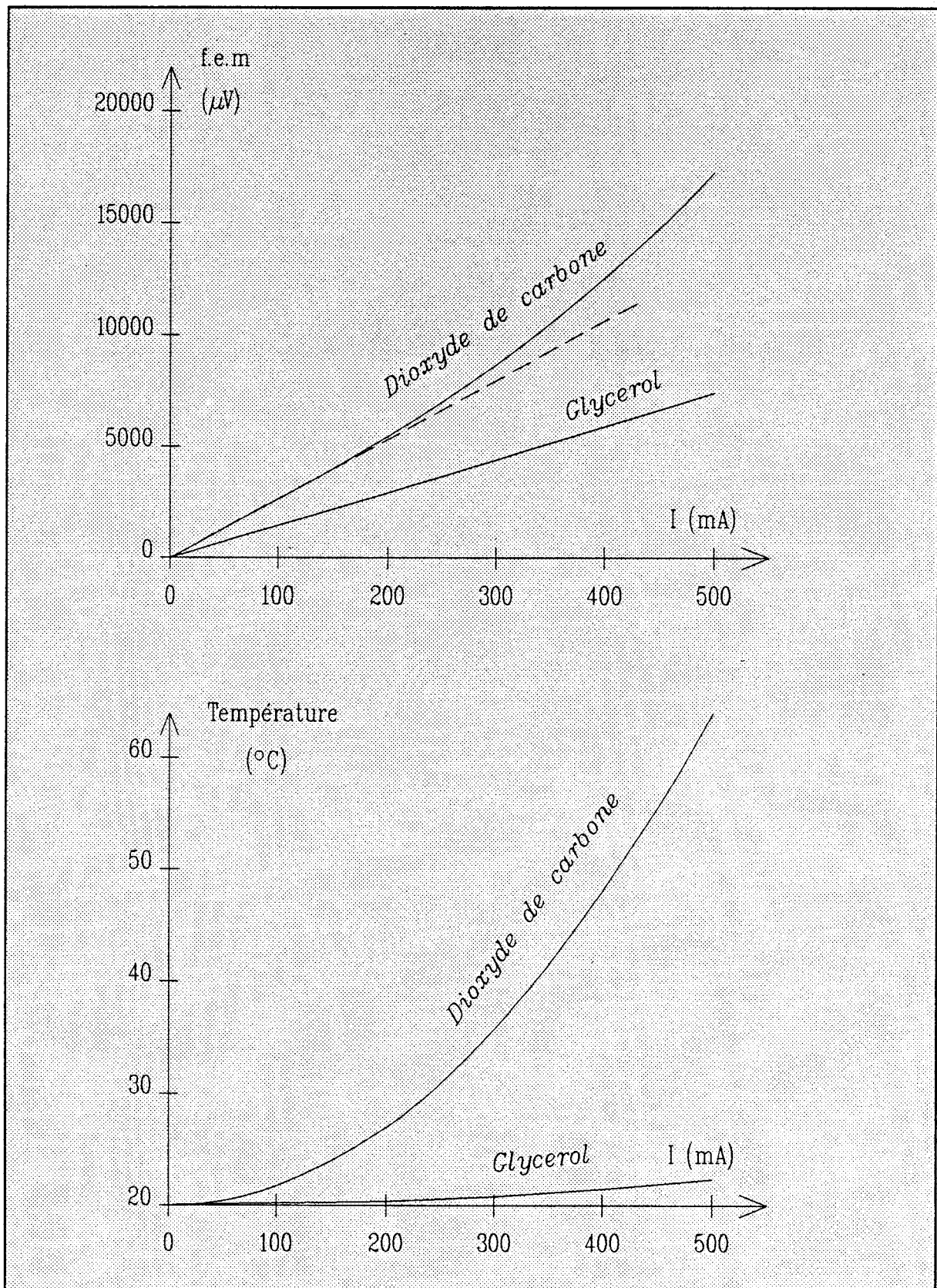


figure 27 Température moyenne et f.e.m détectée, en fonction du courant injecté dans le circuit thermoélectrique

La puissance d'origine Peltier est donc localement du même ordre de grandeur que la puissance dissipée par effet Joule comme l'illustre le détail du flux thermique circulant dans le circuit représenté figure 26. On distingue très nettement que même pour un environnement isolant thermique constitué de dioxyde de carbone, la génération distribuée de flux d'origine Joule représentée par les segments de droite croissants ou décroissants est largement contrebalancée par les sources d'énergie induites par effet Peltier puisque le sens de circulation du flux thermique parvient même à s'inverser au niveau de la partie métallisée (flux négatif).

En pratique, il faut se fixer une limite d'élévation de température du fluide environnant afin d'éviter la modification de ses caractéristiques ou sa dégradation. La valeur de courant induit à ne pas dépasser peut être déterminée à l'aide du réseau de courbes représenté figure 27 pour deux fluides encadrant les conductivités thermiques des fluides usuels (CO<sub>2</sub> et Glycérol). La f.e.m mesurable entre les connexions du circuit est également donnée en fonction du courant.

On remarquera la f.e.m délivrée dans un environnement de forte conductivité comme le glycérol peut être fortement augmentée par intensification du courant (200 mA) sans provoquer d'accroissement notable de la température du milieu (0.5 °C) au voisinage du capteur.

Pour le dioxyde de carbone, l'élévation importante de la température moyenne provoque un accroissement des pouvoirs thermoélectriques et à partir d'un courant de 200 mA, la f.e.m n'est plus proportionnelle au courant injecté.

L'ensemble de ces résultats, ainsi que ceux obtenus dans la partie précédente, démontrent la nécessité de compenser au niveau du conditionneur la variation des pouvoirs thermoélectrique avec la température. Cette fluctuation de température du capteur pouvant être causée par une variation de température du fluide ou (et) par un échauffement provoqué par le capteur lui-même. Dans des conditions normales d'utilisation (20°C à 50°C), ces variations ne représentent qu'un à deux pour cent de la f.e.m mesurée et sont en conséquence faciles à éliminer.

## 1.4 OPTIMISATION DE LA SENSIBILITE DU CAPTEUR A UNE VARIATION DE CONDUCTIVITE THERMIQUE DU FLUIDE ENVIRONNANT

Dans l'analyse théorique précédente, nous avons mis en oeuvre un modèle mathématique permettant de calculer la f.e.m délivrée par un circuit thermoélectrique dont la température peut fortement varier suivant la longueur.

Lorsque la conductivité thermique du fluide environnant est supérieure à  $0.01 \text{ W/m.K}$ , ce qui est le cas pour tous les fluides à pression atmosphérique, la variation de température le long du circuit peut être considérée comme la somme d'une température moyenne constante, induite par effet Joule, suivant toute la longueur du circuit et d'une fluctuation périodique induite par effet Peltier.

Dans ces conditions, le champ de température et le flux thermique sont pratiquement périodiques suivant la longueur du circuit, la période spatiale correspondant à la longueur d'une cellule élémentaire (figure 25). Seules deux cellules situées aux extrémités du capteur ont un champ de température un peu différent. En négligeant ces effets d'extrémités, nous allons établir une relation analytique permettant de calculer très simplement la f.e.m délivrée par un circuit thermoélectrique en fonction de ses dimensions géométriques et de la conductivité du milieu environnant.

La valeur de la température moyenne du circuit sera également calculée, afin de prendre en compte la variation du pouvoir thermoélectrique avec la température.

En raison de sa simplicité, comparée au système matriciel précédemment établi, une telle relation nous permettra de déterminer les dimensions géométriques optimales du circuit, et de définir le capteur de sensibilité maximale dans la gamme de mesure de conductivité envisagée.

### 1.4.1 RELATION ANALYTIQUE APPROCHEE

#### 1.4.1.1 Calcul de la f.e.m délivrée par le circuit

Pour établir cette relation, il suffit d'introduire une condition de périodicité portant sur les température et les flux au niveau des frontières limitant chaque cellule constituant le circuit (figure 28).

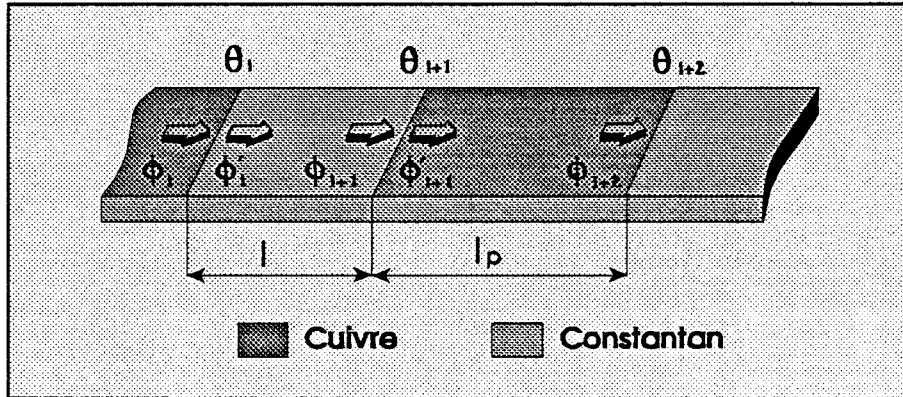


figure 28 Cellule élémentaire d'un circuit thermoélectrique

soit :  $\Phi_i = \Phi_{i+2} = \Phi$  : Flux thermique sortant d'une région plaquée  
 $\theta_i = \theta_{i+2} = \theta$  : Température aux frontières de chaque cellule élémentaire

La génération de flux thermique par effet Peltier, est introduite en fonction de la température moyenne du circuit  $T_m$ , soit :

$$\begin{aligned} \Phi'_i &= \Phi_i + \alpha_{T_m} (T_m + 273) I_2 \\ \Phi'_{i+1} &= \Phi_{i+1} - \alpha_{T_m} (T_m + 273) I_2 \end{aligned} \quad (51)$$

en posant par ailleurs  $\Phi' = \Phi_{i+1}$ , le flux thermique sortant du constantan au niveau de la frontière comprise dans chaque cellule et  $\theta' = \theta_{i+1}$  la température de cette même frontière, la relation entre les flux et températures aux extrémités d'une cellule élémentaire est exprimée à l'aide des relations matricielles (M3) et (M4) précédemment établies, associées aux relations précédentes (51) soit :

$$\begin{aligned} \begin{vmatrix} \Phi \\ \Phi' \end{vmatrix} &= \begin{vmatrix} G \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \theta \\ \theta' \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} E \end{vmatrix} \\ \begin{vmatrix} \Phi' \\ \Phi \end{vmatrix} &= \begin{vmatrix} G' \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \theta \\ \theta' \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} E' \end{vmatrix} \end{aligned}$$

Ce système de quatre équations à quatre inconnues conduit à la relation analytique donnant l'expression de la différence de température  $\theta - \theta'$  apparaissant entre les limites de chaque cellule, en fonction de ses dimensions géométriques et du courant électrique  $I_2$  circulant dans la partie cuivrée :

$$\theta - \theta' = \frac{2 \alpha_{T_m} (T_m + 273) I_2}{G_c \coth(\gamma l / 2) + G_{cp} \coth(\gamma_p l_p / 2)} \quad (52)$$

avec  $\alpha_{T_m} = \alpha_2 T_m - \alpha_1 T_m$  : pouvoir thermoélectrique du couple Cu-Cn à la température  $T_m$  exprimée en °C.

Pour établir la relation donnant la différence de potentiel apparaissant entre les extrémités d'une cellule, il suffit d'utiliser la relation (43) en tenant compte des conditions de périodicité portant sur les températures, soit :

$$\Delta V = V - V' = V_{i+2} - V_i = (\alpha_1 - \alpha_{eq}) (\theta - \theta')$$

- soit - en remplaçant  $\theta - \theta'$  par son expression (52) ,  
 - en introduisant la relation (14) donnant l'expression du pouvoir thermoélectrique équivalent en fonction des caractéristiques des métaux,  
 - en introduisant la relation (19) exprimant la valeur du courant injecté  $I_2$  en fonction de ces mêmes caractéristiques,

il vient :

$$\Delta V = \left[ (\alpha_2 T_m - \alpha_1 T_m) \frac{\sigma_2 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} \right]^2 \frac{2 (T_m + 273) I}{G_c \coth(\gamma l / 2) + G_{cp} \coth(\gamma_p l_p / 2)} \quad (53)$$

avec , pour mémoire,

$T_m, I$  : Température moyenne du circuit exprimée en °C, et courant électrique parcourant le circuit

$G_c, G_{cp}$  : Conductances caractéristiques des régions non plaquées et plaquées, soit :  
 $G_c^2 = \lambda_1 e_1 l_g K \lambda$  et  $G_{cp}^2 = (\lambda_1 e_1 + \lambda_2 e_2) l_g K \lambda$

$\gamma, \gamma_p$  : Constantes de propagation de la chaleur suivant la longueur du circuit, dans les parties non plaquées et plaquées, soit :  
 $\gamma^2 = K \lambda / \lambda_1 e_1 l_g$  et  $\gamma_p^2 = K \lambda / (\lambda_1 e_1 + \lambda_2 e_2) l_g$

$K, \lambda$  : Coefficient de forme du circuit et conductivité thermique du fluide environnant

$l_g, l, l_p$  : Largeur du circuit, longueur des parties non plaquées, longueur des parties plaquées.

$\alpha_1, \sigma_1, e_1, \lambda_1$  : Pouvoir thermoélectrique, conductivité électrique, épaisseur, et conductivité thermique du support en constantan

$\alpha_2, \sigma_2, e_2, \lambda_2$  : Pouvoir thermoélectrique, conductivité électrique, épaisseur, et conductivité thermique des dépôts électrolytiques de cuivre

Pour obtenir la f.e.m délivrée par un circuit constitué de N cellules élémentaires, disposées périodiquement, il suffit de multiplier la f.e.m obtenue précédemment par le nombre de cellules soit :

$$V_{th} = N \Delta V \quad (54)$$

Cette opération, qui résulte des hypothèses de périodicité portant sur la température, revient à considérer que toutes les cellules constituant le circuit sont à la même température moyenne  $T_m$ . Les perturbations thermiques résultant de la présence de connexions aux extrémités du circuit sont supposées négligeables par rapport au nombre total de cellules (N) constituant le capteur.

1.4.1.2 Calcul de la température moyenne du circuit

Dans la partie précédente, nous avons établi la relation (41) donnant l'écart de température entre une section de circuit homogène et le fluide environnant, lorsque un courant électrique I circule dans ce circuit :

$$\theta(x) = \theta(0) \operatorname{ch} \gamma x - \Phi(0) R_c \operatorname{sh} \gamma x - R_c \frac{I^2 r_e}{\gamma} (\operatorname{ch} \gamma x - 1) \quad (55)$$

avec  $R_c^2 = r_t / g$

Pour appliquer cette relation à un circuit thermoélectrique constitué d'une succession de parties cuivrées et non cuivrées, nous allons remplacer la résistance électrique linéique  $r_e$  et la résistance thermique linéique  $r_t$  par leurs valeurs moyennes calculées pour toute la longueur du circuit :

$r_{em}$  = Résistance électrique totale / Longueur du circuit

$r_{tm}$  = Résistance thermique totale / Longueur du circuit

soit :

$$r_{em} = \frac{(r_e l + r_{ep} l_p) N + r_e l}{(1 + l_p) N + 1} \quad (56-1)$$

$$r_{tm} = \frac{(r_t l + r_{tp} l_p) N + r_t l}{(1 + l_p) N + 1} \quad (56-2)$$

N étant le nombre de cellules Cu-Cn, auquel vient s'ajouter une section de constantan permettant d'obtenir un circuit symétrique, se terminant par le même métal à chaque extrémité, comme nous l'avons fait dans le modèle numérique.

La température suivant la longueur d'un circuit, dont les extrémités sont maintenues à la température  $T_0$ , égale à celle du fluide, est obtenue en introduisant dans la relation (55), les conditions limites  $\theta(0) = \theta(L) = 0$  et les relation (56-1 et 56-2) :

$$T(x) = T_0 + \frac{R_{cm} r_{em} I^2}{\gamma_m \operatorname{sh} \gamma_m x} \left( \operatorname{th} \frac{\gamma_m L}{2} - \operatorname{th} \frac{\gamma_m x}{2} \right) \quad (57)$$

avec  $\gamma_m^2 = r_{tm} g$

L'expression de la valeur moyenne de la température du circuit, est obtenue en utilisant la relation classique :

$$T_m = \frac{1}{L} \int_0^L T(x) dx$$

ce qui donne :

$$T_m = T_0 + \frac{R_{cm} r_{em} I^2}{\gamma_m} \left( 1 - \frac{2}{\gamma_m L} \operatorname{th} \frac{\gamma_m L}{2} \right) \quad (58)$$

Pour déterminer la f.e.m générée par un circuit thermoélectrique baignant dans un fluide, il suffit donc :

- De calculer sa température moyenne à l'aide de la relation (58)
- D'appliquer la relation (53) donnant la f.e.m disponible aux extrémités d'une cellule Cu-Cn
- De multiplier la f.e.m obtenue par le nombre de cellules constituant le circuit

Compte tenu de leur simplicité, ces relations peuvent être introduites dans un micro-ordinateur ou une calculatrice de poche programmable, et nous avons développé un logiciel d'optimisation par approximations successives, permettant de calculer automatiquement, et en quelques secondes, toutes les dimensions géométriques d'un capteur dont la sensibilité sera optimisée pour un fluide donné.

## 1.4.2 DOMAINE DE VALIDITE DE LA RELATION APPROCHEE

Pour définir le domaine de validité de cette relation, nous allons comparer les tensions thermoélectriques calculées à l'aide de la méthode numérique rigoureuse de la partie précédente, à celles obtenues à partir des relations analytiques approchées (53-54-58).

Cette étude sera menée en faisant varier les grandeurs pouvant rendre imprécis les résultats obtenus à l'aide de la relation approchée c'est à dire :

- La puissance électrique dissipée par effet Joule dans le circuit qui est susceptible de provoquer une augmentation une élévation notable de la température du capteur. Cette grandeur ayant pour avantage de prendre en compte la résistance électrique du circuit, et donc sa largeur et son épaisseur, la longueur étant fixée à 100 mm.
- Le nombre de cellules, qui, s'il est trop faible, ne permet plus de négliger les effets thermiques aux extrémités du circuit.
- La largeur du circuit, grandeur dont dépend fortement le coefficient d'échange avec le fluide, et qui conduit, à puissance dissipée égale, à une élévation plus forte de température des circuits les moins larges.

De plus, afin de se trouver dans les conditions les plus défavorables, les calculs seront menés en considérant le circuit immergé le gaz carbonique. C'est ce gaz, dont la conductivité thermique est la plus faible, qui conduira à des élévations de température les plus importantes.

Les résultats obtenus sont présentés figure 29, l'erreur relative exprimée en pourcentage étant définie par la relation suivante :

$$\text{Erreur (\%)} = 100 \frac{\text{f.e.m (méthode numérique)} - \text{f.e.m (méthode analytique)}}{\text{f.e.m (méthode numérique)}}$$

Il résulte de cette étude, que le modèle analytique approché conduit à des erreurs inférieures à 1% , pour un nombre de cellules supérieur à 4 pour 100 mm de circuit, et pour des puissances dissipées par effet Joule inférieures à 10 mW. Cette puissance correspond à un courant d'environ 60 mA parcourant un circuit de 1mm de large et 100 mm de longueur.

Lorsque, pour obtenir une f.e.m thermoélectrique plus importante, la valeur du courant est augmentée, l'erreur maximale est encore atteinte pour un circuit constitué de quatre cellules, et de 0.2 mm de large. Elle atteint 5% pour 50 mW et 8% pour 100 mW de puissance dissipée par effet Joule.



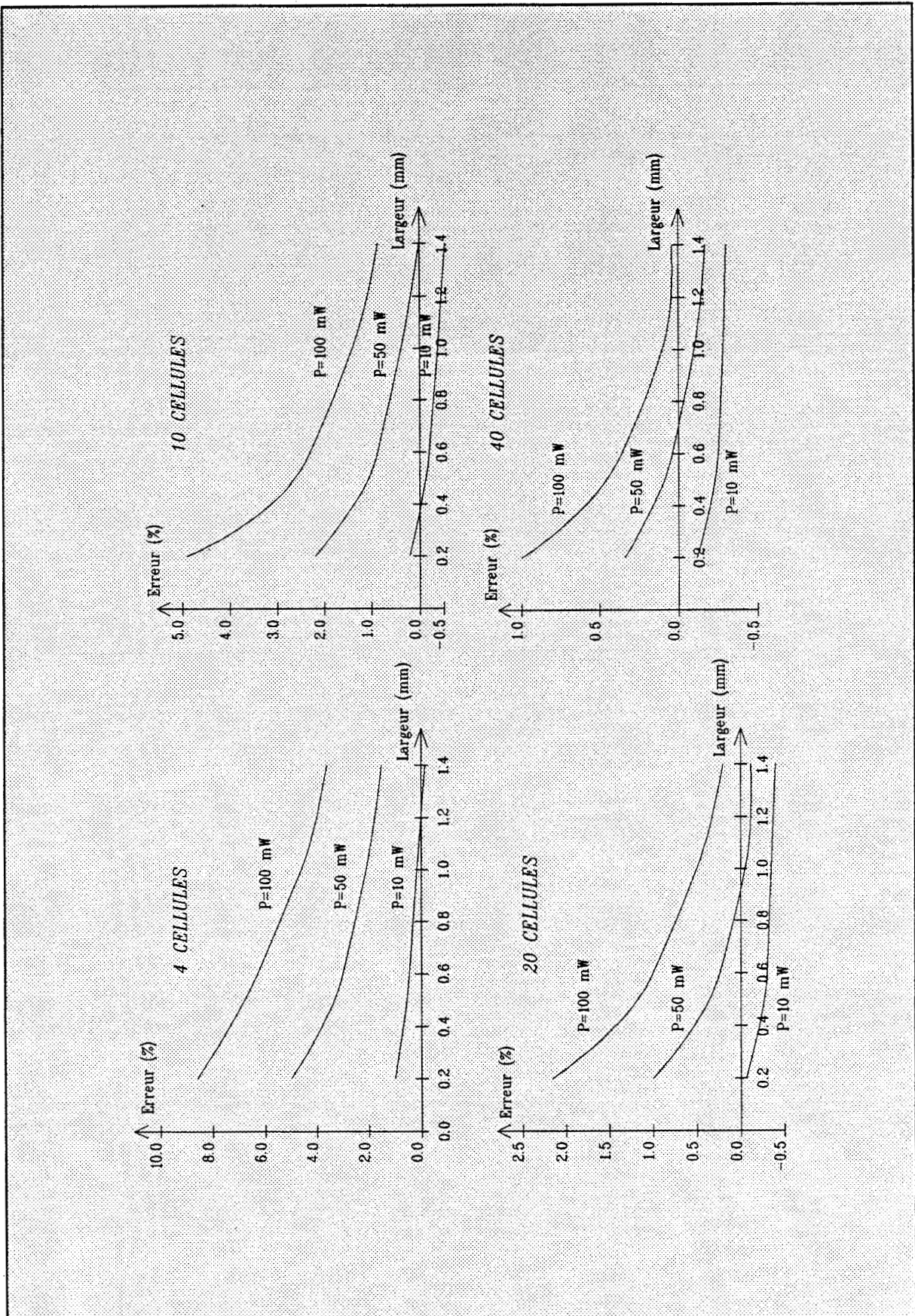


figure 29 Erreur relative sur la f.e.m calculée entre la méthode numérique et les relations analytiques approchées

Ces relations analytiques sont donc tout à fait utilisables dans la plupart des configurations expérimentales, puisque le fluide utilisé est souvent de l'air environ deux fois plus conducteur que le gaz carbonique, et que les puissances dissipées de l'ordre de 10 mW , sont suffisantes pour obtenir une variation de f.e.m thermoélectrique significative et un rapport signal sur bruit de l'ordre de 60 dB.

### 1.4.3 DETERMINATION AUTOMATIQUE DES DIMENSIONS OPTIMALES D'UN CAPTEUR

Puisque la f.e.m délivrée par un circuit thermoélectrique dépend de la conductivité thermique du fluide environnant, la mesure de cette tension peut être appliquée à la mesure de conductivité thermique.

La mesure de débits massiques de fluide est également possible, comme nous le montrerons dans la partie expérimentale, et pour simplifier cette étude, l'influence d'un fluide en mouvement autour du capteur sera représentée par une conductivité thermique apparente ( $\lambda_{App}$ ), fonction de la vitesse du fluide. Cette conductivité apparente étant évidemment égale à la conductivité du fluide ( $\lambda$ ), lorsque la vitesse ou le débit du fluide est nul.

Dans ces conditions, les relations permettant de calculer la f.e.m délivrée par un circuit thermoélectrique, baignant dans un fluide au repos, ne permettent pas de déterminer mathématiquement, la f.e.m qui serait obtenue lorsque le fluide est animé d'une vitesse non nulle.

Néanmoins, dans la plupart des applications réalisables avec ce type de capteurs, ce n'est pas la valeur de la f.e.m thermoélectrique ( $V_{th}$ ) délivrée par le circuit qui doit être maximale, mais sa variation lorsque la conductivité du fluide ou sa vitesse fluctue légèrement soit :

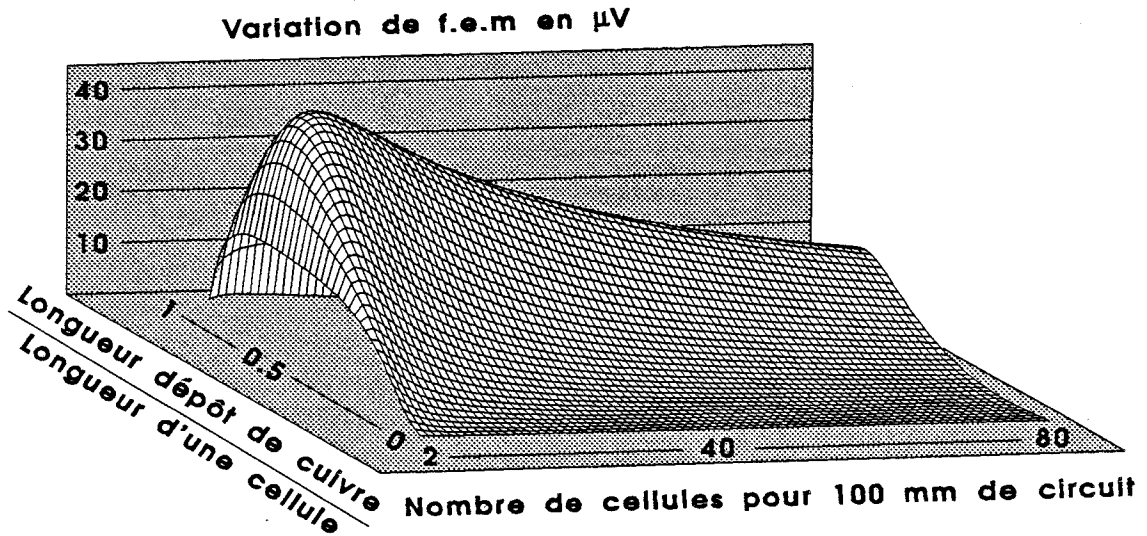
$$\text{sensibilité} = \frac{\Delta V_{th}}{\Delta \lambda} \quad \text{pour } \lambda = \lambda_0$$

avec :

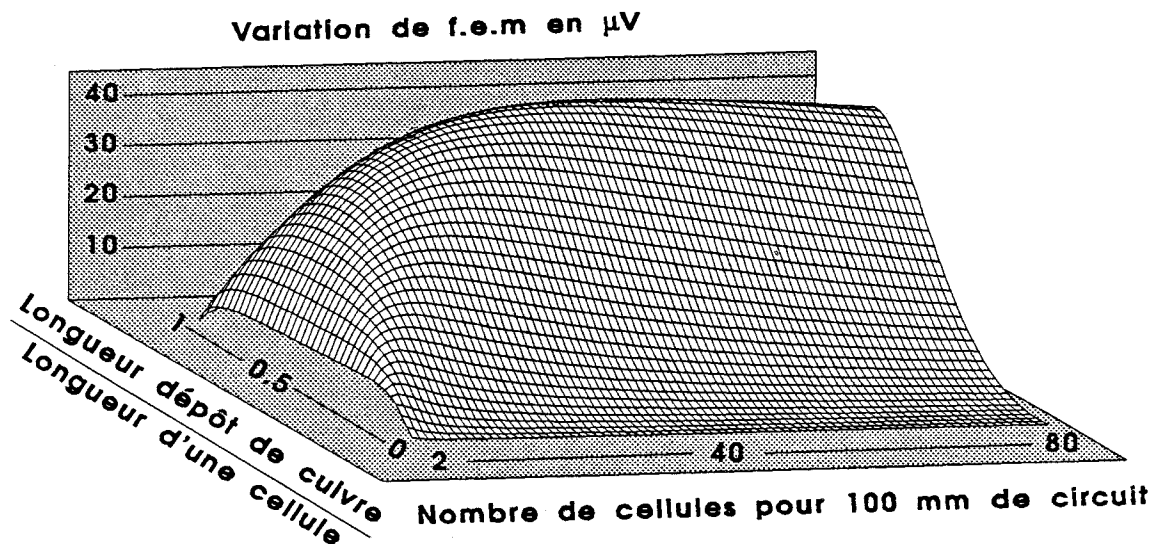
- $\lambda_0$  : la conductivité du fluide au repos
- $\Delta \lambda$  : une variation de conductivité thermique provoquée par une modification des caractéristiques du fluide, ( pression, température, composition chimique .. ) et (ou) l'apparition d'une vitesse relative du fluide par rapport au capteur.

Pour mettre en évidence la sensibilité du capteur en fonction de ses caractéristiques géométriques, nous avons représenté figure 30, la variation de la f.e.m délivrée par le capteur, pour une fluctuation de 10% de conductivité thermique du fluide autour d'une valeur fixée. La puissance dissipée par effet Joule est fixée à une valeur constante (10 mW), et la largeur du circuit à 0,4 mm, ce qui permet d'obtenir des résultats dont l'erreur maximale est inférieure à 1% lorsque le nombre de cellules est supérieur à quatre.

----- **Fluide environnant : AZOTE**



----- **Fluide environnant : HELIUM**



Les grandeurs suivantes étant fixées :

- Puissance dissipée par effet Joule constante (10 mW)
- Largeur du circuit : 0,4 mm , épaisseur du support constantan : 10  $\mu m$
- Epaisseur optimale du dépôt de cuivre : 1,8  $\mu m$

figure 30

Variation de la f.e.m délivrée par un circuit thermoélectrique pour une variation de 10 % de la conductivité du fluide environnant.

Le choix de l'épaisseur du support laminé de constantan (  $10\mu\text{m}$  ) dépend de contraintes technologiques ( approvisionnement, solidité ) et dans ce cas, l'épaisseur des dépôts de cuivre est fixée à la valeur optimale de  $1,8\mu\text{m}$ , déterminée à l'aide des relations précédentes.

Le premier diagramme représenté figure 30, et relatif à l'azote, montre qu'il est très important de déterminer précisément la longueur des cellules et des dépôts de cuivre pour obtenir une sensibilité maximale. Dans ce cas, le maximum est obtenu pour 6 cellules disposées sur une longueur de 100 mm, et pour un rapport des longueurs de 0,6 , ce qui correspond à des cellules de 16,6 mm de long, dont 10 mm sont recouverts de cuivre.

Dans un fluide de forte conductivité thermique ( Hélium ), correspondant au second diagramme, le maximum des sensibilité est obtenu pour des cellules de longueur plus faibles, et une erreur de dimensionnement aura peu d'influence sur la sensibilité, pourvu que la longueur des cellules soit inférieure à 3mm avec une partie cuivrée de 2mm.

Naturellement, la sensibilité pourra être accrue en augmentant la valeur du courant injecté ou la longueur. Dans ces conditions, la puissance dissipée par effet Joule sera supérieure et il conviendra de vérifier la validité des résultats obtenus en estimant l'erreur commise à l'aide des réseaux de courbes représentés figure 29.

Dans les tableaux suivants, nous donnons des dimensions géométriques, permettant d'obtenir une sensibilité optimale dans différents fluides .

<i>Fluide environnant : Dioxyde de carbone ( <math>\lambda = 0,016\text{ W/mK}</math> )</i> <i>Epaisseur du support de constantan : <math>10\mu\text{m}</math> , Longueur totale : 100 mm</i> <i>Puissance dissipée par effet Joule : 10 mW</i>							
<i>Largeur (mm)</i>	<i>Epais. Cu (<math>\mu\text{m}</math>)</i>	<i>Long. Cu (mm)</i>	<i>Long. Cn (mm)</i>	<i>Nombre Cellul.</i>	<i>F.e.m (<math>\mu\text{V}</math>)</i>	<i>Variat. fem (<math>\mu\text{V}</math>)</i>	<i>Courant (mA)</i>
0,2	1,8	8,6	2,4	9	1337	49,1	32,0
0,4	1,8	12,9	3,7	6	938	34,6	45,2
0,6	1,8	15,5	4,4	5	753	28,3	54,0
0,8	1,8	19,4	5,6	4	623	24,4	62,3
1	1,8	19,4	5,6	4	573	21,9	68,8
1,2	1,8	19,4	5,6	4	539	20,0	75,3

*Fluide environnant : Azote (  $\lambda = 0,0255 \text{ W/mK}$  )*  
*Epaisseur du support constantan :  $10\mu\text{m}$  , Longueur totale : 100 mm*  
*Puissance dissipée par effet Joule : 10 mW*

<i>Largeur (mm)</i>	<i>Epaisseur Cu (<math>\mu\text{m}</math>)</i>	<i>Long. Cu (mm)</i>	<i>Long. Cn (mm)</i>	<i>Nombre Cellul.</i>	<i>F.e.m (<math>\mu\text{V}</math>)</i>	<i>Variat. fem (<math>\mu\text{V}</math>)</i>	<i>Courant (mA)</i>
0,2	1,8	5,8	1,9	13	1355	49,1	31,6
0,4	1,8	8,6	2,5	9	952	34,7	45,2
0,6	1,8	11,1	3,2	7	763	28,3	55,7
0,8	1,8	12,7	4,0	6	643	24,5	61,6
1	1,8	13,0	3,7	6	592	22,0	70,4
1,2	1,8	13,0	3,7	6	556	20,0	77,1

*Fluide environnant : Hélium (  $\lambda = 0,148 \text{ W/mK}$  )*  
*Epaisseur du support de constantan :  $10\mu\text{m}$  , Longueur totale : 100 mm*  
*Puissance dissipée par effet Joule : 10 mW*

<i>Largeur (mm)</i>	<i>Epaisseur Cu (<math>\mu\text{m}</math>)</i>	<i>Long. Cu (mm)</i>	<i>Long. Cn (mm)</i>	<i>Nombre Cellul.</i>	<i>F.e.m (<math>\mu\text{V}</math>)</i>	<i>Variat. fem (<math>\mu\text{V}</math>)</i>	<i>Courant (mA)</i>
0,2	1,8	1,2	0,38	63	1377	49,1	32,3
0,4	1,8	1,8	0,51	44	979	34,7	46,5
0,6	1,8	2,2	0,71	34	790	28,3	55,6
0,8	1,8	2,4	0,70	32	688	24,5	65,5
1	1,8	2,6	0,74	30	618	22,0	73,2
1,2	1,8	2,8	0,79	28	561	20,0	80,2

*Fluide environnant : Azote (  $\lambda = 0,0255 \text{ W/mK}$  )*  
*Epaisseur du support de constantan :  $5 \mu\text{m}$  , Longueur totale 100 mm*  
*Puissance dissipée par effet Joule : 10 mW*

<i>Largeur (mm)</i>	<i>Epais. Cu (<math>\mu\text{m}</math>)</i>	<i>Long. Cu (mm)</i>	<i>Long. Cn (mm)</i>	<i>Nombre Cellul.</i>	<i>F.e.m (<math>\mu\text{V}</math>)</i>	<i>Variat. fem (<math>\mu\text{V}</math>)</i>	<i>Courant (mA)</i>
0,2	0,9	3,1	0,9	25	1959	69,4	23,1
0,4	0,9	4,9	1,4	16	1354	49,1	32,5
0,6	0,9	5,8	1,8	13	1108	40,1	38,8
0,8	0,9	6,5	1,9	12	962	34,7	45,6
1	0,9	7,1	2,0	11	856	31,0	50,9
1,2	0,9	7,6	2,4	10	778	28,3	54,4

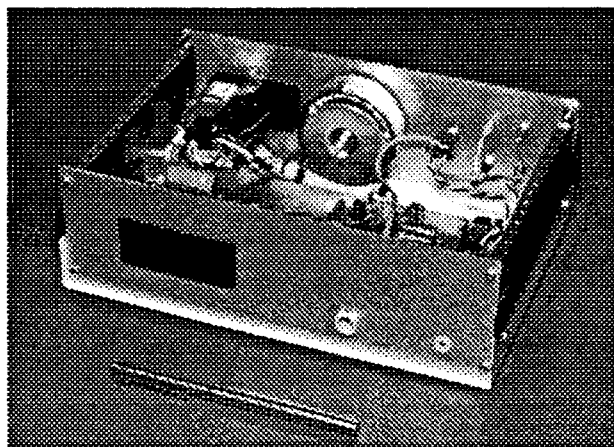
*Fluide environnant : Azote (  $\lambda = 0,0255 \text{ W/mK}$  )*  
*Epaisseur de constantan :  $20 \mu\text{m}$  , Longueur : 100 mm*  
*Puissance dissipée par effet Joule : 10 mW*

<i>Largeur (mm)</i>	<i>Epais. Cu (<math>\mu\text{m}</math>)</i>	<i>Long. Cu (mm)</i>	<i>Long. Cn (mm)</i>	<i>Nombre Cellul.</i>	<i>F.e.m (<math>\mu\text{V}</math>)</i>	<i>Variat. fem (<math>\mu\text{V}</math>)</i>	<i>Courant (mA)</i>
0,2	3,6	9,7	2,8	8	969	34,7	45,1
0,4	4,0	15,6	4,4	5	655	24,5	63,2
0,6	4,0	19,4	5,6	4	521	20,0	76,4
0,8	3,6	19,4	5,6	4	472	17,3	87,0
1	4,0	25,9	7,4	3	381	15,4	96,3
1,2	4,0	25,9	7,4	3	360	14,1	105,5

# Chapitre 2

---

## LE CONDITIONNEUR





## 2.1 PRINCIPE DE MESURE PAR EFFET SEEBECK DES DIFFERENCES DE TEMPERATURE INDUITES PAR EFFET PELTIER SUR LA SURFACE D'UN CIRCUIT BIMETALLIQUE

Suivant les considérations précédentes, un circuit imprimé bimétallique peut être utilisé alternativement :

- comme générateur de différences de température distribuées sur la surface du circuit,
- comme détecteur des différences de température par effet Seebeck en circuit ouvert.

Un schéma fonctionnel (figure 31) faisant intervenir plusieurs fonctions de transfert peut être établi :

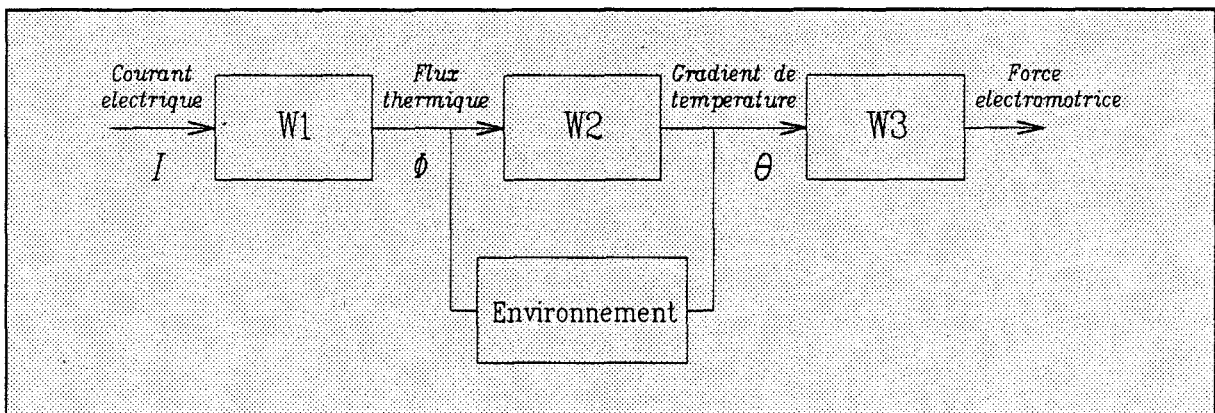


figure 31 : Schéma fonctionnel d'un circuit bimétallique

- Fonction W1 : Entretien de sources de flux thermique par un courant électrique inducteur.

Le passage du courant électrique dans le circuit thermoélectrique entretient des discontinuités de flux thermique sur les lignes frontières des électrodes plaquées (Effet Peltier). Ces discontinuités d'amplitude dépendant uniquement du courant électrique, du pouvoir thermoélectrique ( $\alpha_2 - \alpha_1$ ) et de la température absolue des jonctions peuvent être identifiées à des sources de flux contrôlées par le courant électrique.

- Fonction W2 : Entretien de variations réversibles de température entre lignes frontières des électrodes plaquées.

Les différences de température entretenue par effet Peltier entre les lignes frontières des électrodes plaquées dépendent des déperditions dans le milieu fluide environnant.

- *Fonction W3 : Transformation du gradient de température en force électromotrice.*

La force électromotrice ( $v$ ) générée par le capteur est proportionnelle à la différence de température ( $\Delta T$ ) aux limites des jonctions bimétalliques.

Dans la configuration expérimentale définitive, le circuit bimétallique est alternativement relié à une source de courant électrique puis à une chaîne de mesure de tension à faible niveau. Pour justifier le choix de la méthode mise en oeuvre, nous allons analyser les problèmes spécifiques posés par les mesures basées sur l'effet Peltier.

### 2.1.1 MONTAGE DIFFERENTIEL ALIMENTE EN COURANT CONTINU

Dans un circuit thermoélectrique traversé par un courant continu ( $I$ ), la différence de potentiel  $\Delta V$  entre les connections du circuit est :

$$\Delta V = R I + v$$

- R : résistance ohmique du circuit thermoélectrique,
- I : courant électrique inducteur,
- v : force électromotrice d'origine thermoélectrique .

La f.e.m. induite par effet Seebeck ( $v$ ) représente en fait un effet régulateur naturel qui s'oppose au passage du courant électrique qui lui a donné naissance :  $I = (\Delta V - v) / R$ . Le coefficient de couplage thermoélectrique des circuits bimétalliques est faible et la f.c.e.m. d'origine thermoélectrique est difficile à mettre en évidence en régime permanent.

Pour les circuits utilisés en pratique la chute ohmique  $R I$  est très supérieure à la f.c.e.m :  $v$  générée par effet thermoélectrique inverse puisque pour un ruban de constantan d'épaisseur  $10 \mu\text{m}$ , de largeur 1 mm composé de 68 cellules élémentaires , de résistance électrique totale  $R \approx 10 \Omega$  traversé par un courant de 20 mA, et placé dans un gaz conduisant peu la chaleur ( $\text{CO}_2$ ) :

- la f.e.m nécessaire à l'entretien du passage du courant dans le ruban est de 100 mV.
- la f.c.e.m. thermoélectrique totale est d'environ 0,5 mV, soit 200 fois plus faible que la tension nécessaire pour faire passer le courant.

Dans la partie précédente, nous avons insisté sur les difficultés posées par la mesure de cette f.c.e.m, compte tenu des variations de résistance électrique du circuit avec la température. Nous allons à présent décrire le dispositif à mettre en oeuvre pour réaliser ces mesures à courant nul.

### 2.1.2 MESURE A COURANT NUL

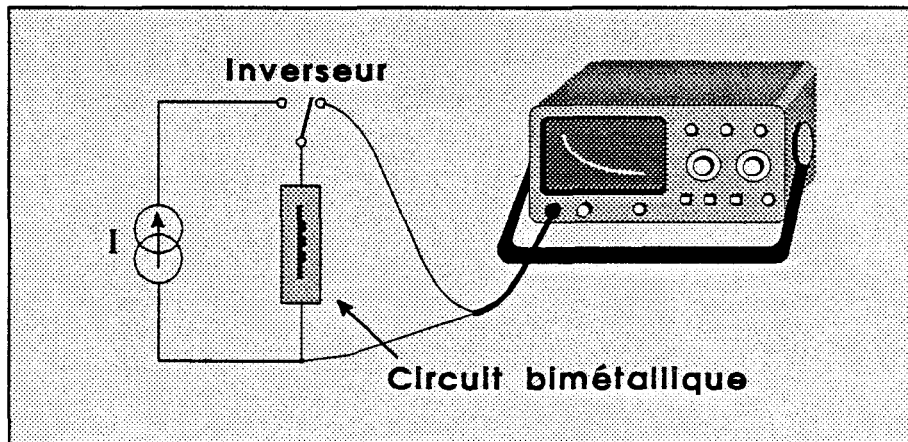


figure 32 : Schéma de principe de la mesure à courant nul

La seule façon d'éliminer l'effet des dérives en température sur la mesure des f.e.m. thermoélectriques est d'interrompre le passage du courant pendant la mesure de façon à annuler la chute ohmique  $R I$  qui seule dépend des variations de la température moyenne du circuit. Le schéma de principe du montage est représenté figure 32 dans laquelle un inverseur idéal est utilisé pour ouvrir le circuit thermoélectrique et connecter l'instrument de mesure.

Le capteur étant initialement traversé par le courant  $I$ , à l'instant  $t_0$ , le circuit électrique est ouvert de façon à annuler instantanément la chute ohmique  $R I$ . Les écarts de température distribués sur la surface du circuit n'étant plus entretenus par effet Peltier, (puisque le courant est nul), s'annulent avec une constante de temps dépendant des échanges avec le milieu environnant (figure 33).

Pour les circuits thermoélectriques utilisés, la tension disponible aura chuté d'environ 90% au bout de 100 millisecondes lorsque les échanges avec le milieu extérieur sont faibles (air sec immobile). La même chute de tension se produira au bout de 20 ms si le coefficient d'échange thermique est notablement augmenté en faisant circuler de l'air tout le long du ruban. Nous avons observé qu'une augmentation de la vitesse de l'air était sans effet sur la forme temporelle de la f.e.m générée par le capteur. La courbe n° 2 de l'oscillogramme correspond à la constante de temps

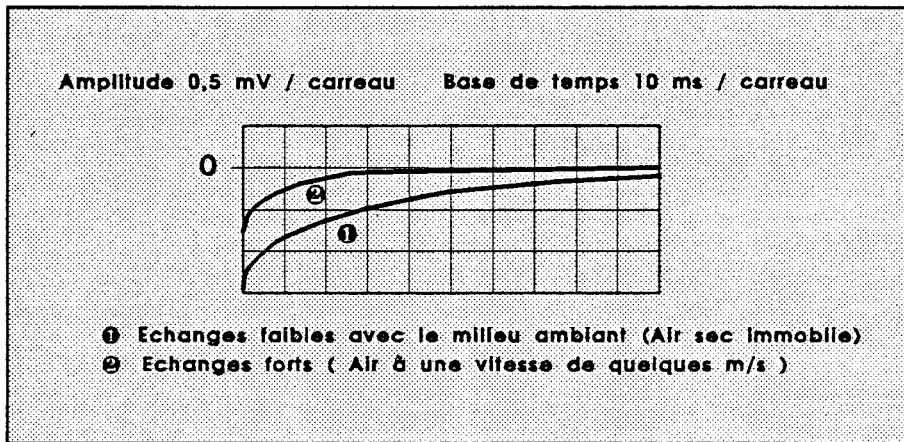


figure 33 : Décroissance temporelle de la f.e.m thermoélectrique après coupure du courant d'alimentation

la plus faible obtenue

Compte tenu de cette décroissance de forme exponentielle, la f.e.m. mesurée à vide n'est égale à 'v' qu'à l'instant où le courant est annulé dans le circuit. Il est donc important d'effectuer la mesure pendant un intervalle de temps très court, voisin du moment où le courant passe à zéro.

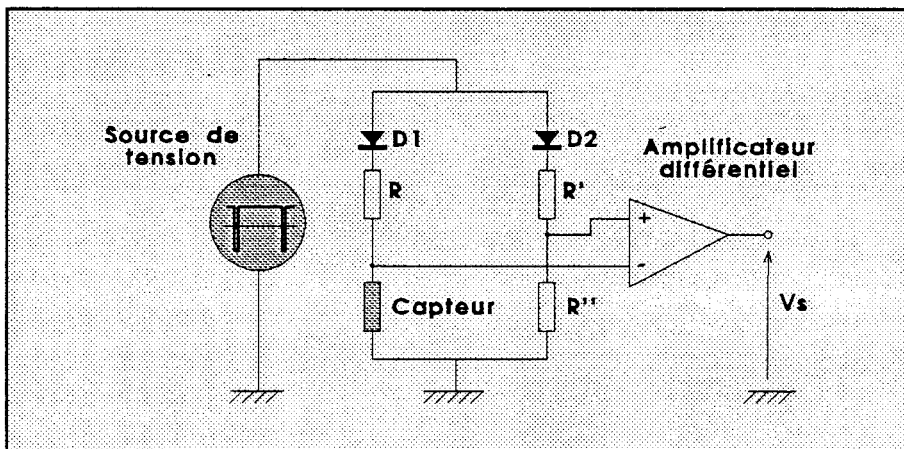


figure 34 : Schéma de principe du montage à commutation par diodes

En fait, l'intérêt du montage à inverseur mécanique présenté figure 32 est théorique et le système de commutation doit évidemment être électronique pour des raisons de temps de réponse et de fiabilité.

Un montage utilisable en pratique est représenté figure 34. Deux diodes  $D_1$  et  $D_2$  ont été introduites dans les branches supérieures du pont de façon à ce que le capteur soit traversé par un courant  $I$  uniquement lorsque le pont est alimenté par une tension positive. Parallèlement à l'ensemble  $(R, D_1, \text{capteur})$ , un ensemble symétrique  $(R', D_2, R'')$  permet d'appliquer sur l'entrée

négative de l'amplificateur un signal approximativement égal ce qui permet d'empêcher la saturation de l'amplificateur différentiel et d'éviter ainsi un temps de récupération important. Lors de l'alternance négative, l'entrée (-) de l'amplificateur est uniquement chargée par le circuit bimétallique délivrant la f.e.m thermoélectrique, l'entrée (+) étant chargée par une résistance pure (R"). La tension de sortie de l'amplificateur est donc proportionnelle à la f.e.m générée par le capteur :

$$V_s(t) = G v(t) \text{ avec } G: \text{ gain de l'amplificateur}$$

$$v(t) : \text{ f.e.m délivrée par le capteur}$$

$$t : \text{ temps}$$

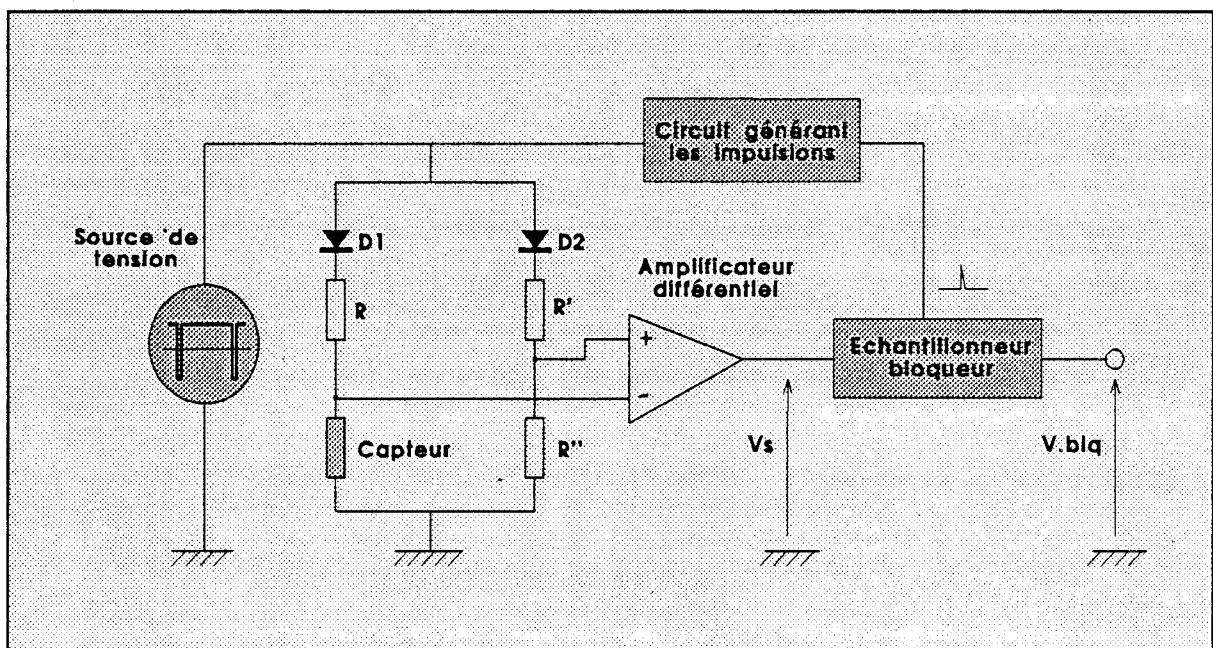


figure 35 : Schéma de principe complet du circuit de mesure de la f.e.m Seebeck générée par effet Peltier

L'amplificateur différentiel dont le gain voisin de 1000 permet d'obtenir des tensions de sortie de l'ordre du volt doit présenter à la fois un très faible temps de réponse, une faible dérive en température et un faible bruit . Un montage classique d'amplificateur d'instrumentation constitué de trois amplificateurs opérationnels OP37 permet d'obtenir des mesures précises et répétitives. Des valeurs numériques de performances de la chaîne de mesure sont données au chapitre 2.1.3.

Les signaux représentés figure 33 ont été relevés avec ce montage alimenté par un signal rectangulaire centré, de rapport cyclique 1/2 à une fréquence de 10 Hz.

Pour obtenir une tension continue de valeur maximale pouvant être appliquée à un voltmètre standard, il est nécessaire d'échantillonner et de bloquer le signal à l'instant le plus proche possible de la coupure du courant d'alimentation. Le schéma de principe du montage réalisé est représenté figure 35. Un échantillonneur-bloqueur courant (LF 398) relié à la sortie de l'amplificateur délivre une tension continue telle que :

$$V_{\text{blq}} = G v(t_0) \text{ avec } t_0 \text{ instant de l'échantillonnage}$$

L'impulsion d'échantillonnage est obtenue à partir du signal rectangulaire d'alimentation à l'aide de portes CMOS associées à des réseaux RC intégrateurs et dérivateurs (Schéma complet en annexe 2).

Le dispositif doit pouvoir suivre le plus rapidement possible les variations des grandeurs caractérisant l'état physique du milieu environnant le capteur. Il est donc important que le conditionneur introduise un temps de réponse faible vis à vis de la constante de temps du circuit bimétallique déterminée par sa géométrie et son coefficient d'échange avec le milieu environnant. En pratique, la période d'échantillonnage du signal doit être faible par rapport à la constante de temps du capteur.

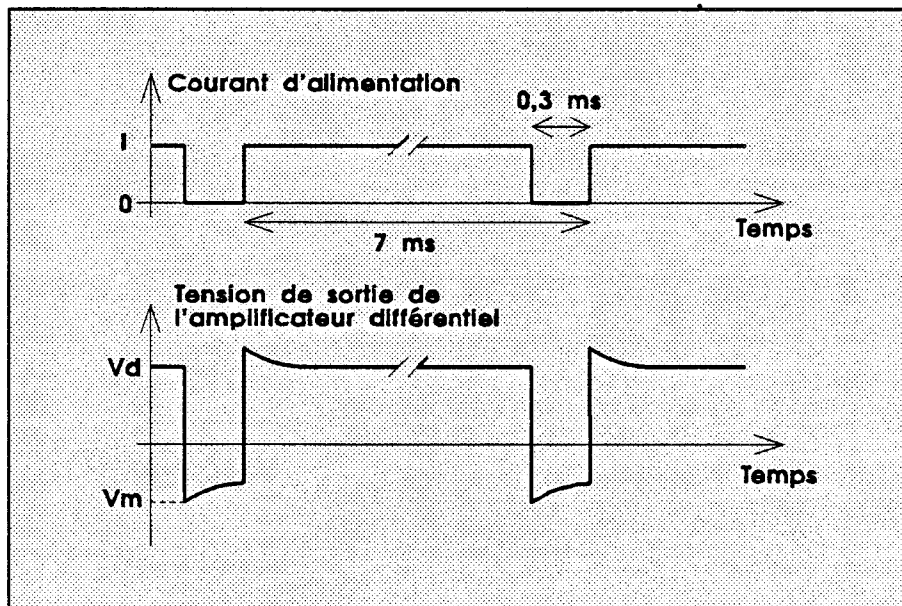


figure 36 : Signaux d'alimentation du pont et de sortie de l'amplificateur

La partie négative du signal d'alimentation correspondant à la phase de mesure de la f.e.m à courant nul, doit présenter une durée la plus faible possible vis à vis de la constante de temps du capteur de façon à ne pas laisser le temps aux gradients de températures générés par effet Peltier de s'annuler. La partie positive du signal (correspondant à la phase d'alimentation du capteur) doit

être grande vis à vis de la partie négative de façon à obtenir une valeur moyenne de la tension d'alimentation proche de la valeur maximale, tout en restant dans des limites raisonnables de façon avoir une fréquence d'échantillonnage suffisamment élevée afin d'obtenir un temps de réponse du conditionneur compatible avec les variations des grandeurs thermiques à mesurer.

La durée de l'alternance négative a été fixée à  $300 \mu\text{s}$ . L'échantillonnage du signal ayant lieu après  $250 \mu\text{s}$  laissant ainsi le temps aux régimes transitoires causés par l'amplificateur, les capacités parasites des câbles de liaison, de s'amortir suffisamment (figure 36 et figure 37).

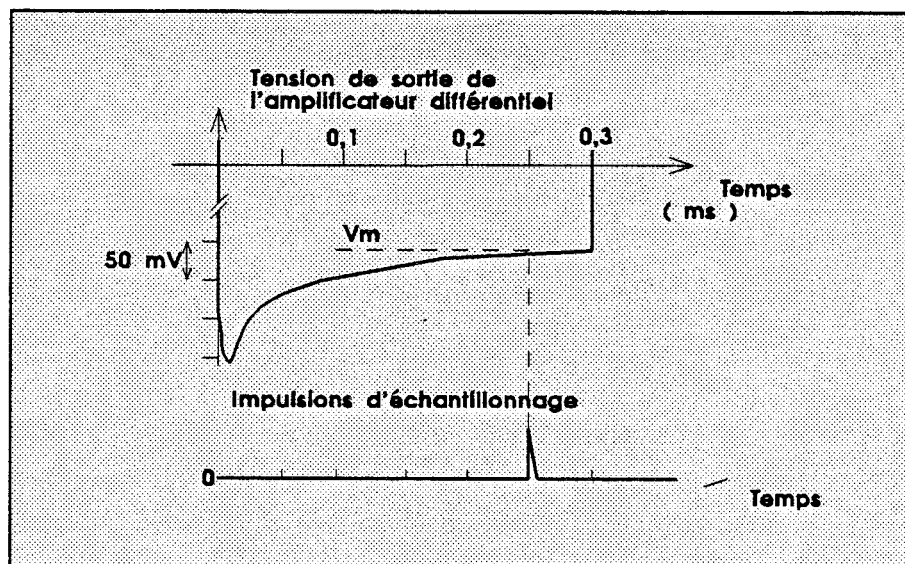


figure 37 : Signal de sortie de l'amplificateur lors de la phase de mesure et impulsion d'échantillonnage

La durée de la partie positive de la tension d'alimentation du pont a été fixée à 7 ms, dans ces conditions le rapport cyclique est de 23 et la fréquence du signal d'environ 150 Hz.

La valeur du courant injecté dans le capteur est déterminée par la résistance de précision  $R$  et l'amplitude de l'alternance positive de la tension rectangulaire. En pratique cette tension est réglée au niveau de la résistance  $R$  à l'aide d'un circuit intégré spécifique (LM 723) de façon à s'affranchir de la dérive en température de la tension de seuil de la diode  $D1$  (Annexe 2). Cette tension ( $E$ ) peut être ajustée afin de fixer la valeur du courant ( $I$ ) traversant le capteur soit :

$$I = ( E - v(t) ) / ( R + R_{\text{capt}}(T) )$$

L'expression précédente montre que le courant est fonction de la f.c.e.m  $v(t)$  d'origine thermoélectrique et de la résistance interne du capteur  $R_{\text{capt}}$  qui varie avec la température comme il a été montré dans la partie précédente. L'influence de la f.c.e.m  $v(t)$  est très faible puisque son amplitude est d'environ 1/200 de la tension ohmique aux bornes du capteur. Par contre l'influence

de la variation de résistance interne du circuit thermoélectrique avec la température n'est pas négligeable pour des variations de température de plusieurs dizaines de degrés.

Ces deux phénomènes seront pris en compte lors des expérimentations et la valeur du courant sera ajustée pour chaque température.

Un circuit utilisant un générateur de courant constant aurait pu être utilisé pour s'affranchir de ces variations. Mais comme nous montrerons par la suite, la diminution du courant par augmentation de la température du capteur et donc augmentation de résistance électrique, peut être exploitée pour compenser efficacement la dépendance en température de la f.e.m détectée.

### 2.1.3 CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES DU CONDITIONNEUR REALISE

Afin de caractériser uniquement la partie électronique de la chaînes de mesure, il est nécessaire de connaître avec précision la valeur de la f.c.e.m appliquée sur l'entrée de l'amplificateur différentiel. A cet effet, le circuit bimétallique est remplacé par un circuit électrique à résistances-capacités se comportant de la même façon que le circuit thermique (figure 38).

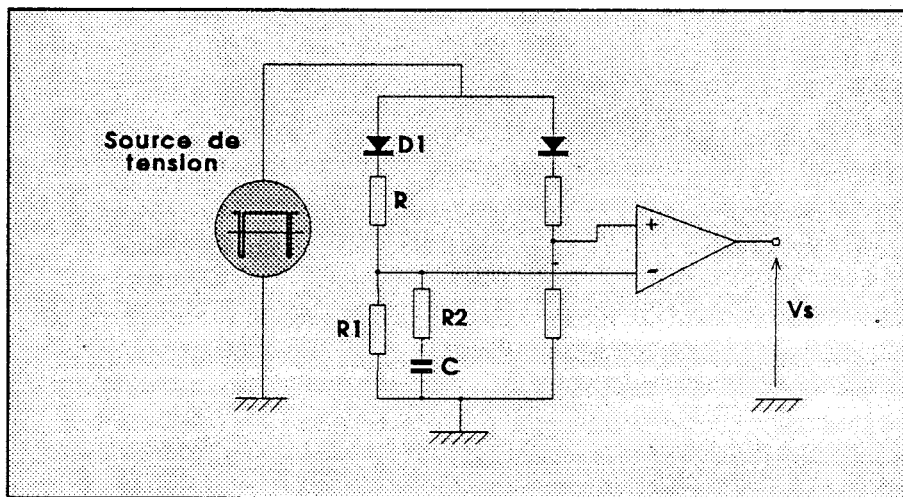


figure 38 : Capteur remplacé par un circuit R-C

La résistance R1 à une valeur proche de la résistance interne moyenne des différents capteurs qui sont couramment utilisés soit  $4,75 \Omega$ . Lors des alternances positives de la source alimentant le pont, une différence de potentiel  $V_R = R1 \cdot I$  apparaît aux bornes de cette résistance et charge le condensateur C à travers la résistance R2 à une tension voisine de  $V_R$  après plusieurs alternances. Lorsque le courant est interrompu pour effectuer l'échantillonnage, la capacité se décharge dans la résistance R1 avec la constante de temps  $R2 \cdot C$  générant ainsi une f.e.m aux bornes de la résistance R1 telle que :



$$V_{R1} = R1 I \frac{R1}{R1 + R2} [ 1 - \exp (-t / R2 C) ]$$

La tension délivrée par ce circuit R-C est une exponentielle décroissante, dont il faut ajuster l'amplitude et la constante de temps pour approcher le plus possible la forme réelle du signal généré par un circuit thermoélectrique.

La résistance R2 ( 1 K $\Omega$ ) à été calculée afin d'obtenir une f.e.m maximale de 430  $\mu$ V pour un courant de 20 mA correspondant à une bonne moyenne pour la plupart des capteurs utilisés. Partant de cette valeur la capacité C est déterminée afin que la constante de temps R2 C soit proche de la réalité, nous avons choisi le cas le plus défavorable d'une constante de temps faible de 20 ms correspondant à des échanges thermiques forts entre le capteur et son environnement (figure 33) ; soit C=22  $\mu$ F et R2 C = 22 ms.

### 2.1.3.1 Gain et linéarité du conditionneur

En utilisant le montage précédent, la relation entre la tension de sortie et la tension d'entrée du conditionneur peut être relevée expérimentalement pour différentes valeurs de courant injectés :

Courant injecté I (mA)	Tension d'entrée Ve ( $\mu$ V)	Tension de sortie V.blq (mV)	Gain G=V.blq/Ve
10	215	216	1004
20	430	432	1004
30	645	646	1001
40	860	861	1001
50	1076	1076	1000

Afin d'évaluer la linéarité du dispositif jusqu'à la limite des composants , des mesures de même type ont été menées en utilisant pour R1 une valeur de 21,0  $\Omega$ , correspondant à des tensions d'entrée de 4 et 8 mV et à des tensions de sortie V.blq de 4 et 8 volts. Les gains obtenus sont respectivement 1004 et 1003 .

Il ressort de ces mesures que le gain du conditionneur est très proche du gain calculé pour l'amplificateur différentiel (1000) . La linéarité sur l'étendue de mesure comprise entre 0 et 8 mV de tension d'entrée est meilleure que 0,4 % . Dans ces conditions, dans la suite de ce travail, le gain sera considéré comme constant avec pour valeur, la moyenne arithmétique des sept gains mesurés soit : G= 1003 .

## 2.1.3.2 Temps de réponse et tension de bruit du conditionneur

Pour mettre en oeuvre cette mesure, il est nécessaire de produire une variation brutale de la tension d'entrée du conditionneur. Un générateur de signaux carrés ( $S'$ ) associé à une résistance ( $R3$ ) a été introduit en parallèle sur la résistance  $R1$  (figure 39).

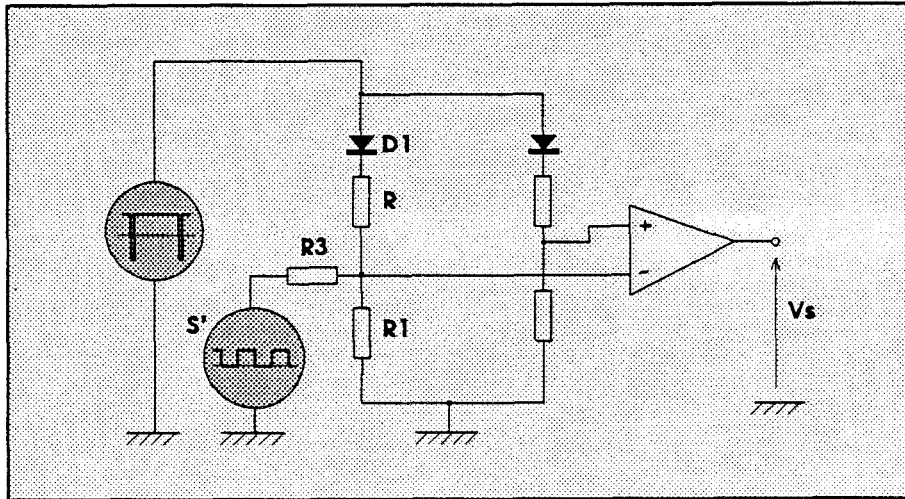


figure 39 : Circuit de mesure du temps de réponse du conditionneur

Le générateur  $S'$  délivrant des signaux de 3,6 V d'amplitude, la f.e.m appliquée à l'entrée du dispositif varie donc de 0 à  $423 \mu\text{V}$ , valeur ajustée par le choix d'une résistance de  $40 \text{ K}\Omega$  pour  $R3$ . Puisque la mesure est effectuée par un échantillonneur-bloqueur, le régime permanent peut être atteint dès la première impulsion suivant la transition du signal d'entrée, soit au maximum 7 ms : période d'échantillonnage. En pratique, afin d'obtenir un effet de filtrage, la durée de cette impulsion a été ajustée à une valeur suffisamment faible pour que le régime permanent ne soit atteint qu'après deux ou trois impulsions.

D'autre part le bruit généré par les composants électroniques provoque une fluctuation centrée d'environ 10 mV de la tension de sortie.

Les signaux relevés expérimentalement sont représentés figure 40 et peuvent être interprétés à l'aide des considérations précédentes.

Afin d'améliorer la précision du conditionneur, un filtre passe bas a été introduit au niveau de la sortie de façon à diminuer la fluctuation de tension due au bruit. Un circuit R-C du premier ordre de constante de temps 100 ms permet de réduire la tension de bruit en sortie à  $\pm 1 \text{ mV}$ . L'augmentation du temps de réponse qui en résulte (environ 0,5 secondes pour obtenir 99% du régime permanent) n'est pas pénalisante puisque les variations des grandeurs thermiques à mesurer seront beaucoup plus lentes.

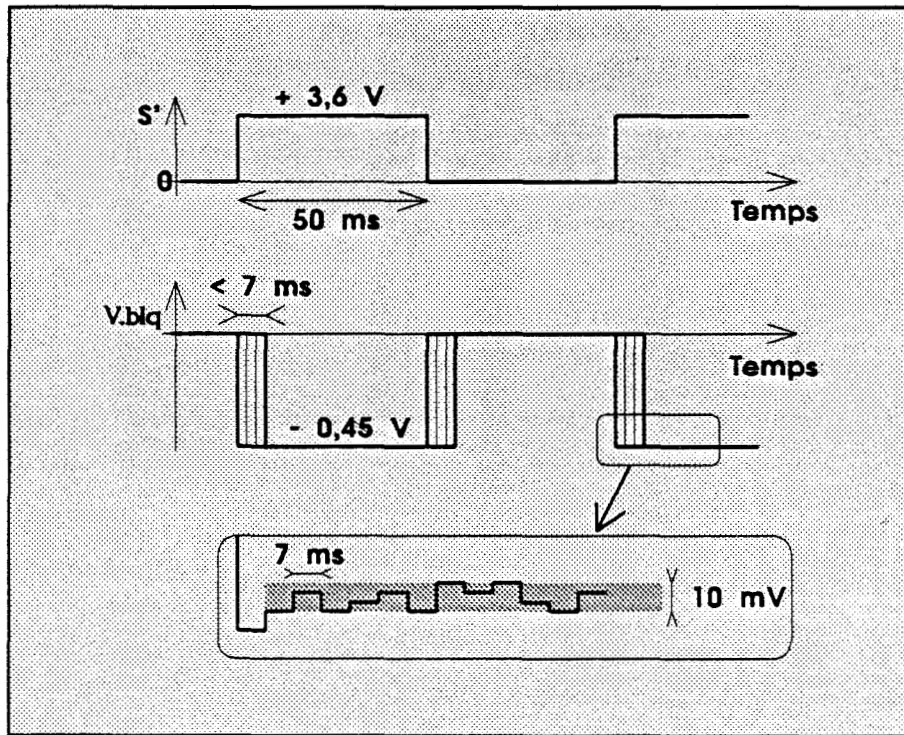


figure 40 : Réponse indicielle et tension de bruit du conditionneur

Dans certaines configurations expérimentales, il pourrait être intéressant d'introduire un second circuit bimétallique à la place de la résistance R" (figure 35) de façon à réaliser un montage sensible à la différence des échanges thermiques entre chaque capteur et son environnement. Les f.e.m thermoélectriques délivrées par les capteurs étant  $v_1$  et  $v_2$ , la tension de sortie du conditionneur sera :

$$V_s = G ( v_1 - v_2 )$$

Comme il a été montré dans la partie théorique, la f.e.m issue d'un circuit bimétallique est fonction de ses caractéristiques géométriques et de ses échanges thermiques. Il en résulte que le choix des dimensions géométriques des deux capteurs, des courants d'alimentation, du nombre de cellules permet de réaliser un grand nombre de dispositifs permettant de mesurer des paramètres thermiques ou des grandeurs dérivées :

- Conductivité thermique de solides, fluides, matériaux pulvérulents
- Vitesse, pression de fluides liquides ou gazeux

# Chapitre 3

---

## RESULTATS EXPERIMENTAUX

### 3.1 MESURES DANS UN FLUIDE AU REPOS. DETERMINATION DE LA CONDUCTIVITE THERMIQUE DES FLUIDES.

L'objet de cette partie est la validation des résultats de l'étude théorique. Nous allons donc considérer la configuration la plus simple possible constituée par un circuit thermoélectrique immergé successivement dans des milieux fluides de conductivités thermiques connues <sup>(8)</sup>, et comparer les résultats expérimentaux aux résultats de simulation précédents.

La première série d'expériences est effectuée avec la même valeur de courant électrique (20 mA), et la même température de fluide (20°C), c'est à dire à effet Peltier constant. Les changements de f.e.m mesurée étant dûs aux variations de conductivité thermique du fluide environnant.

Les premiers essais ont été réalisés sur un premier circuit (noté ruban 1) dont les caractéristiques électrique et géométrique sont les suivantes :

- nombre de cellules : 72
- longueur des électrodes de cuivre (Cu): 1,45 mm
- espacement des électrodes : 1,05 mm
- épaisseur des électrodes : 1,25  $\mu\text{m}$
- épaisseur du ruban de constantan (Cn): 7,8  $\mu\text{m}$
- largeur du circuit : 0,63 mm.

En prenant pour les conductivités électriques les valeurs standard <sup>(8)</sup> :

$$\sigma_{\text{Cu}} = 58.14 \cdot 10^6 \Omega^{-1}\text{m}^{-1} \quad \sigma_{\text{Cn}} = 1.92 \cdot 10^6 \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$$

nous avons obtenu une résistance électrique mesurée égale à 10,35  $\Omega$  très voisine de la valeur simulée 10,31  $\Omega$  ce qui valide les mesures géométriques introduites dans le logiciel de modélisation. En pratique, la mesure de l'épaisseur du dépôt de cuivre effectuée au micromètre avec une précision de 0,2  $\mu\text{m}$  est relativement imprécise (15 % d'erreur), de plus l'épaisseur du dépôt n'étant pas uniforme sur toute la longueur (1,25  $\mu\text{m} \pm 0,3 \mu\text{m}$ ), la valeur introduite dans le logiciel de modélisation à été ajustée pour faire correspondre les résistances électriques théoriques et expérimentales mesurées

Connaissant d'autre part les valeurs des conductivités thermiques du cuivre et du constantan, nous avons pu déterminer les conductivités linéiques  $r_t$  et  $r_e$  nécessaires pour la modélisation numérique des échanges entretenus par effet Peltier dans le circuit.

Le premier objectif est de vérifier que l'échange d'énergie ( $P_c$ ) entre le circuit et le milieu fluide peut être décrit par la relation (34) introduite dans la partie théorique :

$$P_c = - g (T(x) - T_0) \quad \text{avec } T(x) : \text{température du capteur, et } T_0 : \text{température du fluide}$$

dans laquelle  $g = K \lambda_f$  avec  $\lambda_f$  : conductivité thermique du fluide à  $T = T_0$

$K$  étant un coefficient de forme géométrique ou coefficient d'accommodation introduit pour décrire les échanges thermiques entre le circuit et le milieu environnant, et notamment pour intégrer dans le modèle théorique monodimensionnel, sous la forme d'une conductance équivalente, les effets tridimensionnels de conduction de la chaleur dans le fluide.

Lorsque le coefficient  $K$  du circuit et la conductivité thermique  $\lambda_f$  du fluide sont connus, la conductance linéique  $g$  est déterminée et le logiciel de modélisation décrit dans la partie théorique permet de calculer la valeur de la f.e.m générée par le circuit thermoélectrique.

Pour déterminer le coefficient  $K$ , il faut tout d'abord mesurer la f.e.m délivrée par le circuit dans un fluide de conductivité connue, puis ajuster la valeur de  $K$  dans le modèle afin de faire coïncider le plus précisément possible la f.e.m calculée et la f.e.m mesurée. Le modèle théorique est vérifié, si, pour cette même valeur de  $K$ , les f.e.m calculées correspondent aux f.e.m mesurées dans d'autres fluides de conductivités thermiques connues.

En pratique, la valeur de  $K$  a été calculée en immergeant le capteur dans un fluide de forte conductivité thermique (Glycérol) afin d'amplifier au maximum les effets thermiques tridimensionnels, et vérifiée dans cinq autres fluides liquides et gazeux.

Le circuit thermoélectrique utilisé est replié sur lui-même dans le sens de la longueur de façon à symétriser au maximum la forme géométrique du dispositif de mesure et à annuler l'effet des gradients tangentiels éventuellement présents dans le milieu fluide à caractériser (figure 41).

Dans ces conditions, lorsque le circuit est soumis à un gradient thermique axial de valeur moyenne non nulle, les f.e.m thermoélectriques générées sont de signes opposés et permettent d'annuler, puisque les tronçons de circuit sont connectés en série, l'effet de la non uniformité spatiale du champ de température au voisinage du circuit thermoélectrique.

Un autre avantage de cette structure est de permettre par construction l'uniformisation des températures des connexions avec les fils d'alimentation du circuit afin de ne pas introduire d'effet "thermocouple". En pratique, nous avons dû introduire pour tendre mécaniquement le circuit thermoélectrique des ressorts en constantan entre les points de connexion à température constante avec le circuit électrique extérieur et les extrémités du circuit thermoélectrique.

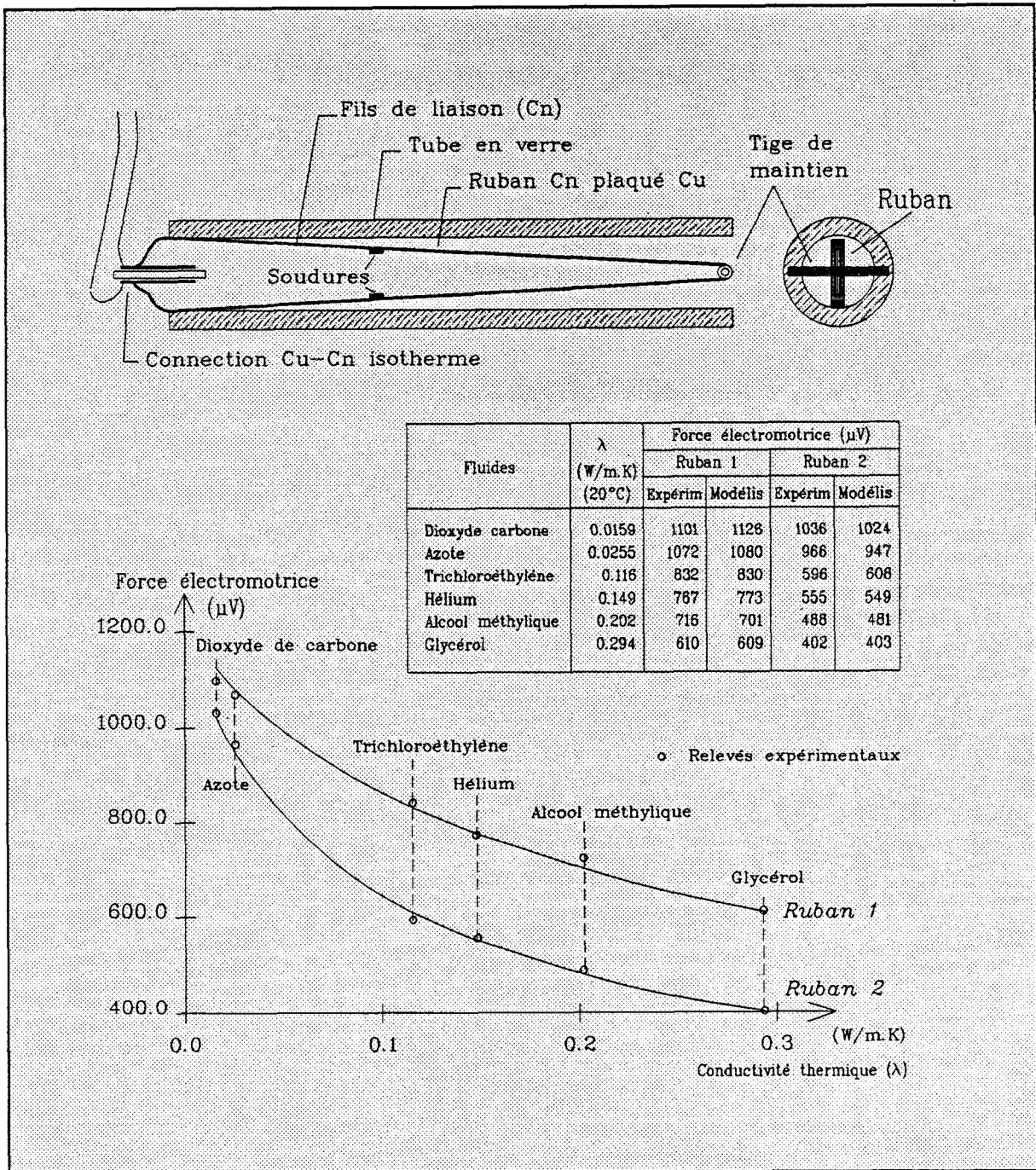


figure 41 : Capteur permettant la mesure de la conductivité thermique de fluides liquides et gazeux

Compte tenu de la finesse des fils de connexions, les températures des extrémités du ruban thermoélectrique ne sont pas à température imposée et il faut corriger les résultats expérimentaux de façon à prendre en compte cet écart avant de comparer avec la modélisation théorique établie avec l'hypothèse de base que les extrémités du circuit thermoélectrique sont maintenues à une température de référence.

Cet écart de température a été mesuré en remplaçant le circuit à 72 cellules par un autre circuit du type thermocouple à une seule cellule plaquée sensible à la seule différence de température

entre les extrémités du circuit thermoélectrique. pour un courant de 20 mA, la correction d'extrémité dépend du fluide environnant et prend les valeurs suivantes :

FLUIDE	TENSION DE CORRECTION ( $\mu\text{V}$ )
Dioxyde de carbone	54
Azote	43
Trichloréthylène	18
Hélium	16
Alcool méthylique	14
Glycérol	11

Compte tenu de cette correction nous avons obtenu pour un courant de 20 mA une tension de 610  $\mu\text{V}$  aux bornes du circuit thermoélectrique placé dans le glycérol de conductivité  $\lambda_f = 0,294$ . Le coefficient K de la modélisation théorique a pu être ajusté de façon à obtenir la même valeur à l'aide du programme de simulation présenté dans la partie précédente. Pour une valeur de K égale à 6,62 et un courant de 20 mA, la valeur théorique de la différence de potentiel entretenue par effet Peltier est de 609 mV, très voisine de la valeur expérimentale 610 mV. Nous avons donc pris comme coefficient de proportionnalité  $K = 6,62$  et avons obtenu à l'aide du programme de simulation les différences de potentiel théorique dans divers fluides de référence tels l'alcool méthylique, l'hélium, le trichloréthylène, le dioxyde de carbone. Ces résultats sont présentés figure 41. Les courbes obtenues montrent qu'il y a accord entre résultats théoriques et expérimentaux avec une précision relative inférieure à 3 %.

Cet accord entre résultats théorique et expérimentaux permet de valider :

- la modélisation des échanges entretenus par effet peltier dans un fil monodimensionnel soumis à une dissipation par effet Joule,
- l'hypothèse de base suivant laquelle la déperdition par conduction dans le milieu fluide environnant est proportionnelle à la conductivité thermique de ce milieu.

Pour interpréter ces résultats nous avons représenté figure 42 les flux thermiques en chaque point du ruban placé dans le dioxyde de carbone puis dans le glycérol pour un courant de 20 mA. Dans le dioxyde de carbone ( $\lambda_f = 0,0159$ ), la déperdition latérale est négligeable et le flux thermique est sensiblement conservatif suivant la direction axiale du circuit. Par contre, dans le glycérol, les pertes latérales sont importantes et le flux thermique subit de fortes variations suivant la direction axiale du circuit. Les profils de température sont directement liés aux variations spatiales du flux thermique suivant l'axe du circuit thermoélectrique.



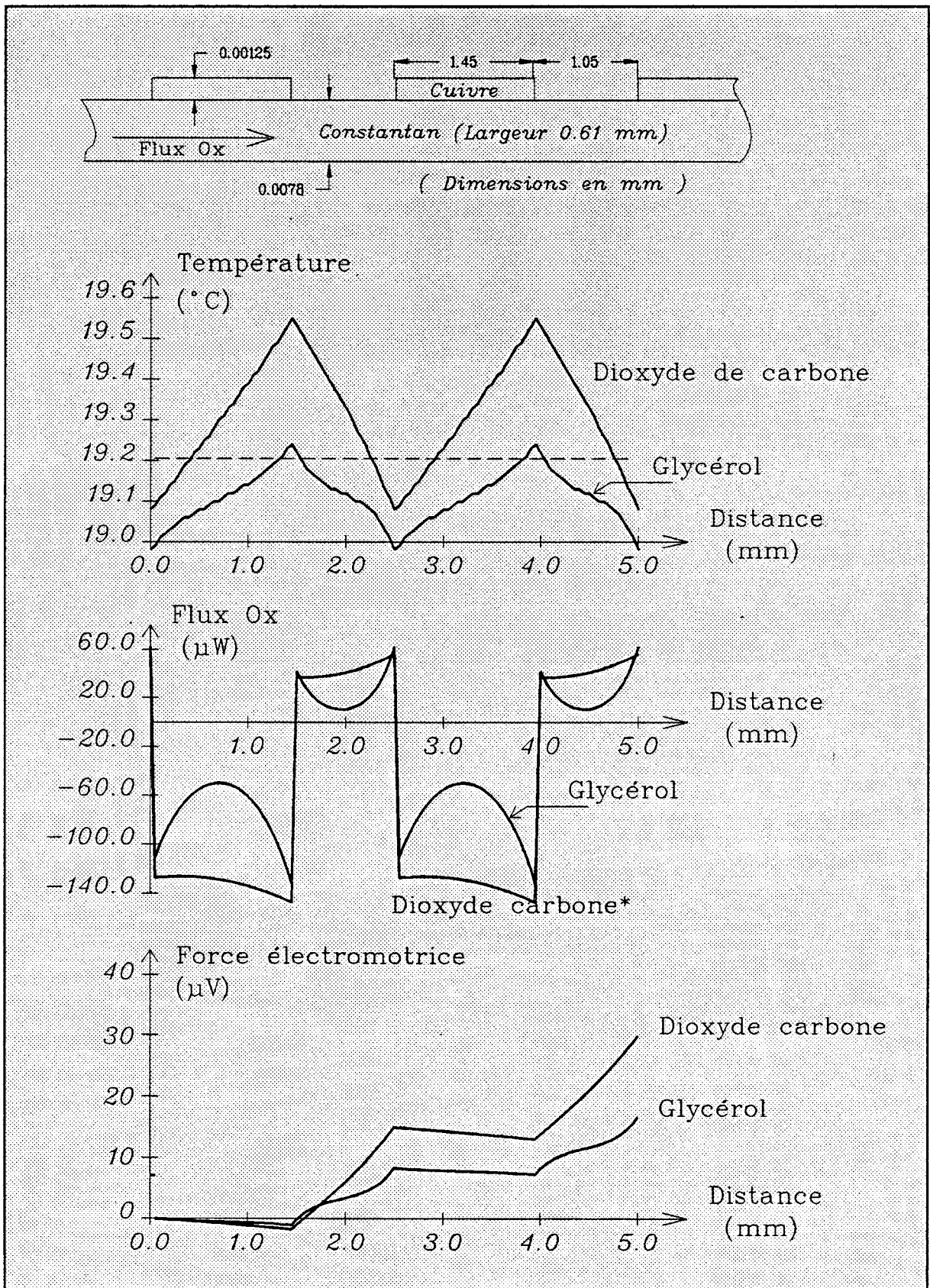


figure 42 : Résultats de modélisation du ruban 1 plongé dans différents fluides

Dans le dioxyde de carbone, la température varie de façon sensiblement linéaire puisque le flux est sensiblement conservatif et les différences de température réversible entretenues par effet Peltier entre les lignes frontières de chacune des électrodes sont de l'ordre de 0,4 °C.

Par contre, dans le glycérol, le profil de température varie de façon beaucoup moins linéaire et l'écart de température est beaucoup plus faible 0,2°.

Il faut également noter que ces variations réversibles entretenues par effet Peltier se superposent à une température et un flux moyen représentatif de l'équilibre local entre la dissipation par effet Joule et les déperditions dans le fluide.

Dans toutes ces expériences, la puissance générée par effet Peltier est maintenue constante et les variations de f.e.m sont dues aux variations de la "charge thermique" provoquées par le changement de conductivité du fluide environnant.

Une modification de charge thermique "vue" par les sources entretenues par effet Peltier peut également être introduite par un changement de la géométrie du circuit thermoélectrique.

Une nouvelle série de mesures a donc été réalisée sur un circuit de même longueur noté "Ruban 2" mais comportant un nombre beaucoup plus faible d'électrodes (40 au lieu de 72), chaque cellule ayant une longueur plus importante. Les caractéristiques physiques et géométriques de ce circuit sont les suivantes :

- longueur des électrodes : 2,95 mm
- distance inter-électrodes : 2,05 mm
- épaisseur du cuivre : 1,8  $\mu\text{m}$
- épaisseur du ruban de constantan : 10  $\mu\text{m}$
- largeur du ruban : 0,55 mm

Avec ces valeurs numériques, nous avons obtenu pour la résistance électrique du circuit 9,98  $\Omega$  au lieu de 9,90  $\Omega$  mesurée expérimentalement. En déterminant comme précédemment le coefficient K de la relation  $g = K \lambda_f$  à partir du résultat expérimental sur le glycérol, nous avons obtenu  $K = 4,82$  au lieu de 6,62 pour le circuit précédent.

Suivant l'interprétation physique donnée précédemment, cette valeur plus faible du coefficient K était prévisible, puisque la distance séparant deux sources d'énergie Peltier étant plus importante, l'influence des échanges tridimensionnels de chaleur dans le fluide couplant ces deux sources est réduite.

L'accord entre résultats théoriques et expérimentaux représenté figure 41 est comme précédemment meilleur que 3 %. Les variations du flux thermique et de la température le long du circuit thermoélectrique sont représentés figure 43. Les formes sont sensiblement les mêmes que précédemment mais les écarts de température entretenus par effet Peltier entre les lignes frontières

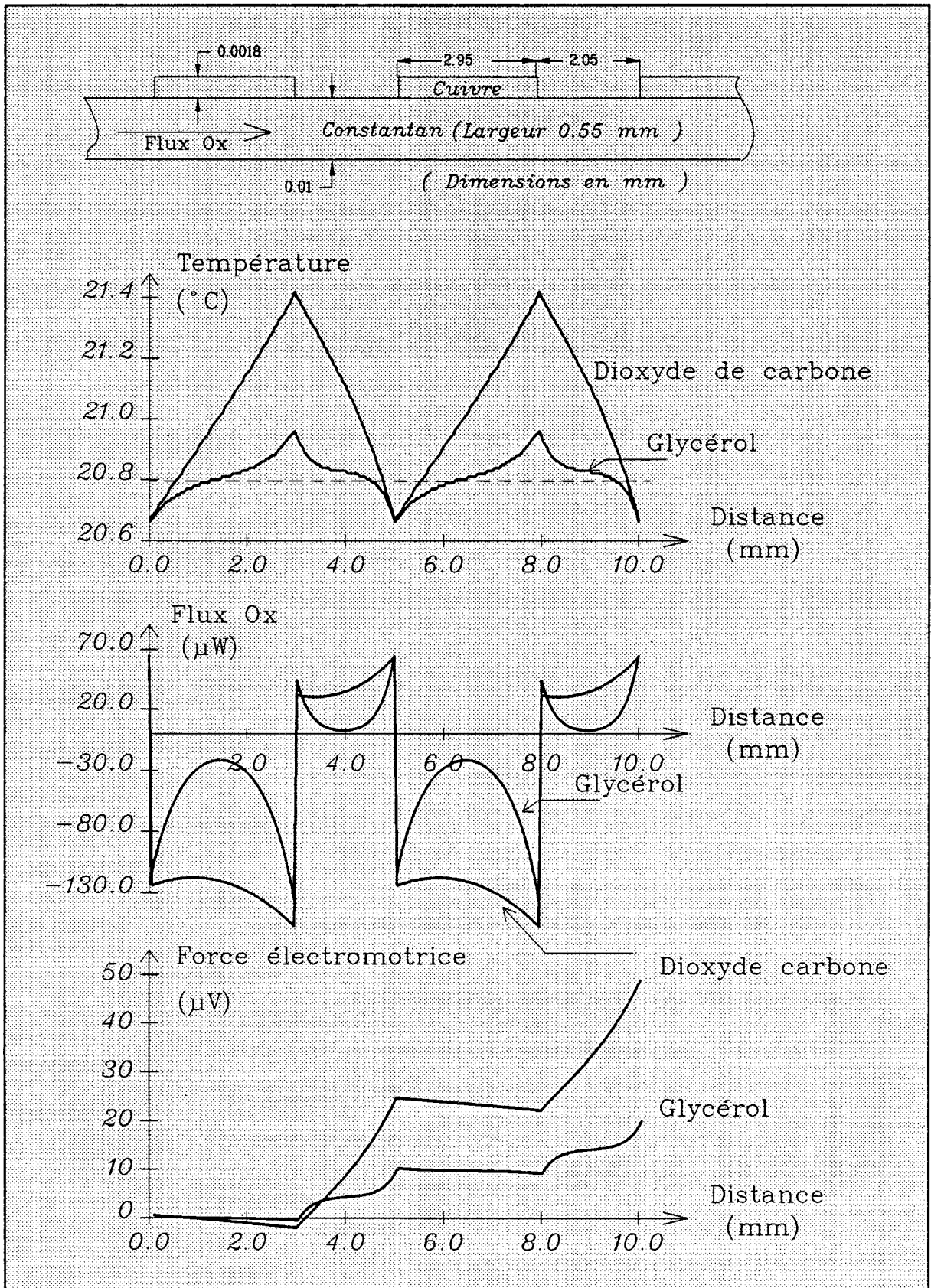


figure 43 : Résultats de modélisation du ruban 2 plongé dans différents fluides

de chaque électrode sont beaucoup plus importants (1,7 °C dans le dioxyde de carbone au lieu de 0,4° et 0,3 °C dans le glycérol pour un courant de 20 mA).

Compte tenu de cette augmentation de l'écart de température entre les extrémités de chaque électrode, le circuit (noté 2) comportant 40 électrodes au lieu de 72 détecte dans le dioxyde de carbone une différence de potentiel entretenue sensiblement égale à la précédente. La comparaison entre les courbes obtenues avec les rubans notés 1 et 2 montre de plus que le taux de variation obtenu avec le ruban noté 2 est beaucoup plus important. Le circuit à grandes électrodes est donc plus sensible aux variations de la conductivité thermique du milieu environnant. En effet, à partir des résultats expérimentaux, il est facile de voir que l'écart entre les conductivités thermiques du dioxyde de carbone et du glycérol de 0,28 W/mK provoque une variation de la tension détectée de 634  $\mu$ V.

Ces premiers résultats montrent que la conductance thermique  $g$  représentative des échanges thermiques entre le ruban bimétallique et son environnement :

- est proportionnelle à la conductivité thermique du fluide environnant
- dépend de la géométrie du ruban (longueur des cellules, largeur, épaisseurs ...) par l'intermédiaire du coefficient  $K$

Les variations de la f.e.m détectée qui peuvent encore être amplifiées en augmentant le courant électrique inducteur ou en optimisant les dimensions du circuit sont suffisantes pour permettre la réalisation de dispositifs de mesure de la conductivité thermique de fluides basés sur l'effet Peltier.

### 3.2 DERIVE EN TEMPERATURE DE LA F.E.M. DETECTEE

Suivant les résultats obtenus précédemment à l'aide de la modélisation numérique, la f.e.m. détectée entre les extrémités du circuit thermoélectrique est fonction du profil de température du capteur, puisque la puissance générée par effet Peltier ( $\alpha.T.I$ ) dépend localement de la température absolue (T) de la jonction bimétallique, et que le pouvoir thermoélectrique du couple utilisé ( $\alpha$ ) varie également avec la température.

Les fluctuations du profil de température du circuit provoquent donc une faible dérive de la f.e.m mesurée, et il est important de caractériser en détail cette dépendance.

En pratique, la f.e.m mesurée entre les extrémités d'un circuit thermoélectrique dépend :

- surtout de la conductivité du milieu environnant,
- légèrement de la température du fluide qui influence le profil de température dans le circuit,
- du facteur de forme géométrique du circuit.

Afin d'identifier les origines de la dépendance en température de la f.e.m, nous avons effectué une série de mesure simultanées sur plusieurs circuits de formes différentes. Nous avons réalisé pour cela, un coffret métallique étanche et isotherme à l'aide de feuilles de cuivre d'épaisseur 3/10 de millimètres renforcées par des barres de cuivre soudées, de 3mm d'épaisseur, afin d'obtenir une bonne rigidité et pratiquement la même température sur toutes les faces du boîtier ( figure 44).

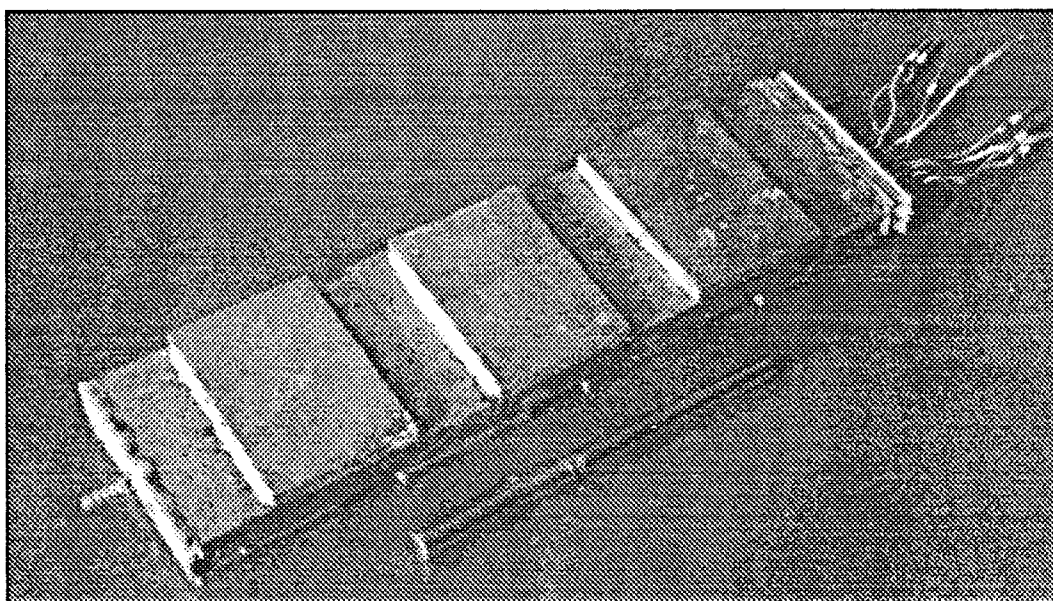


figure 44 Enceinte isotherme contenant les circuits thermoélectriques

Ce coffret disposé sur une plaque régulée en température et isolé sur les autres faces à l'aide de laine de roche, permet d'imposer la température du gaz qui est introduit dans cette enceinte à l'aide de deux embouts de 3mm de diamètre. La hauteur de cette enceinte a été limitée à environ 1 cm afin d'éviter au maximum l'apparition de mouvements de convection et d'effectuer ainsi des mesures dépendant principalement de la conductivité thermique du gaz supposé immobile.

Les circuits thermoélectriques de 170 mm de longueur sont tendus entre deux connecteurs fixés sur une barre de cuivre de 3mm d'épaisseur, afin que la température des extrémités des rubans soit égale à celle du boîtier et du gaz emprisonné (figure 45).

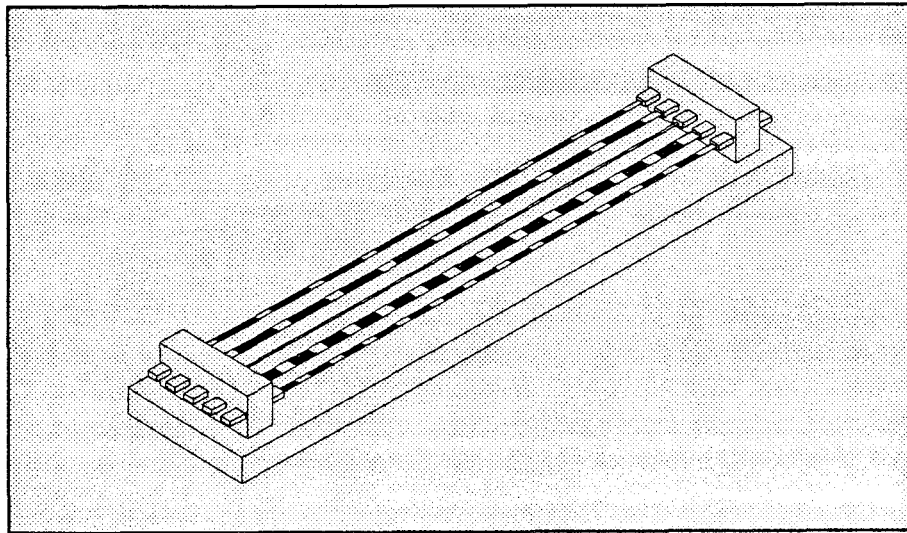
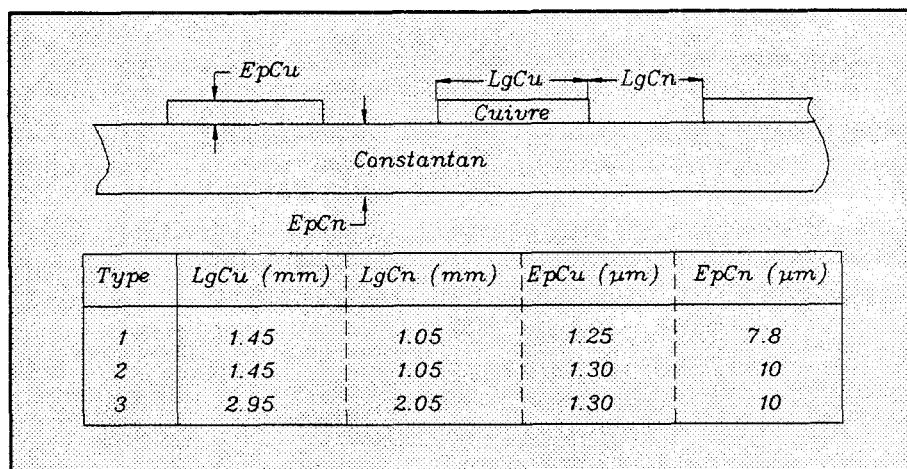


figure 45 Support des circuits thermoélectriques inséré dans l'enceinte isotherme



Les résultats expérimentaux sont obtenus pour plusieurs types de circuit géométriquement différents, les dimensions de ces circuits référencés de types 1, 2, 3 sont présentées dans le tableau précédent.

### 3.2.1 DERIVE DUE A L'ECHAUFFEMENT DU CIRCUIT PAR EFFET JOULE

Lorsque la puissance électrique dissipée dans le circuit est importante, sa température moyenne peut prendre une valeur sensiblement supérieure à celle du gaz environnant. Cet échauffement et ses conséquences sur la valeur de la f.e.m mesurée ont été modélisés dans la partie théorique et faisaient apparaître que la relation entre la f.e.m délivrée par le circuit et le courant injecté n'était plus linéaire.

Pour vérifier ces résultats de simulation, les circuits thermoélectriques sont disposés dans le boîtier isotherme maintenu à 20°C. Cette enceinte est remplie d'air sous faible pression (100 Pascals ou 1 mbar), de façon à présenter une faible conductivité thermique permettant une augmentation notable de la température des circuits, et à minimiser les mouvements de convection pouvant se développer autour du circuit.

A cette pression (vide grossier), le libre parcours moyen des molécules d'air est de l'ordre de 0,1 mm, grandeur bien inférieure à la dimension minimale de l'enceinte (10 mm). Le nombre de Knudsen défini par le rapport de ces distances étant de  $0,01 \ll 1$ , et la conductivité thermique peut encore être exprimée par la relation <sup>(9)</sup> :

$$\lambda = \mu c_v * (9\gamma - 5) / 4 \quad \text{avec } \mu : \text{viscosité du gaz}$$

$$c_v : \text{chaleur spécifique à volume constant}$$

$$\gamma : \text{rapport des chaleurs spécifiques } C_p / C_v$$

L'énergie dissipée par le circuit "se dilue" dans le gaz, et les mécanismes de conduction de la chaleur sont pratiquement les mêmes qu'à la pression atmosphérique. Seule la viscosité de l'air diminue légèrement et passe de 1.78 à 1.65  $\mu\text{Pa/s}$ ,  $\gamma$  (1,40) et  $c_v$  restant constante (718 J/Kg.K) dans cette gamme de pression et de température. Suivant cette loi, la conductivité thermique de l'air qui est de 0.0253 W/m.K à 20 °C et à pression atmosphérique prend la valeur 0.225 W/m.K à la pression de 100 pascals.

Cette valeur a été introduite dans le logiciel de modélisation numérique et les résultats obtenus, comparés aux résultats expérimentaux présentés figure 47. L'erreur relative maximale (6 %) apparaît pour le ruban de 0,25 mm lorsque le courant injecté est de 100 mA.

On notera en premier lieu, que les effets de non linéarité dus à l'élévation de température du circuit sont très faibles pour la gamme de courant injecté. Seul le circuit de 0,25 mm de large, présentant donc une forte résistance électrique (24 Ohms) semble affecté par ce phénomène, puisque pour un courant de 50 mA la puissance dissipée par effet Joule dans ce capteur est de 60 mW, élevant ainsi sa température moyenne à 23 °C.

Les autres circuits dont la résistance électrique est plus faible, dissipent moins de puissance par effet Joule, et leur température ne dépasse pas 21,3 °C pour I=100 mA ce qui explique la bonne

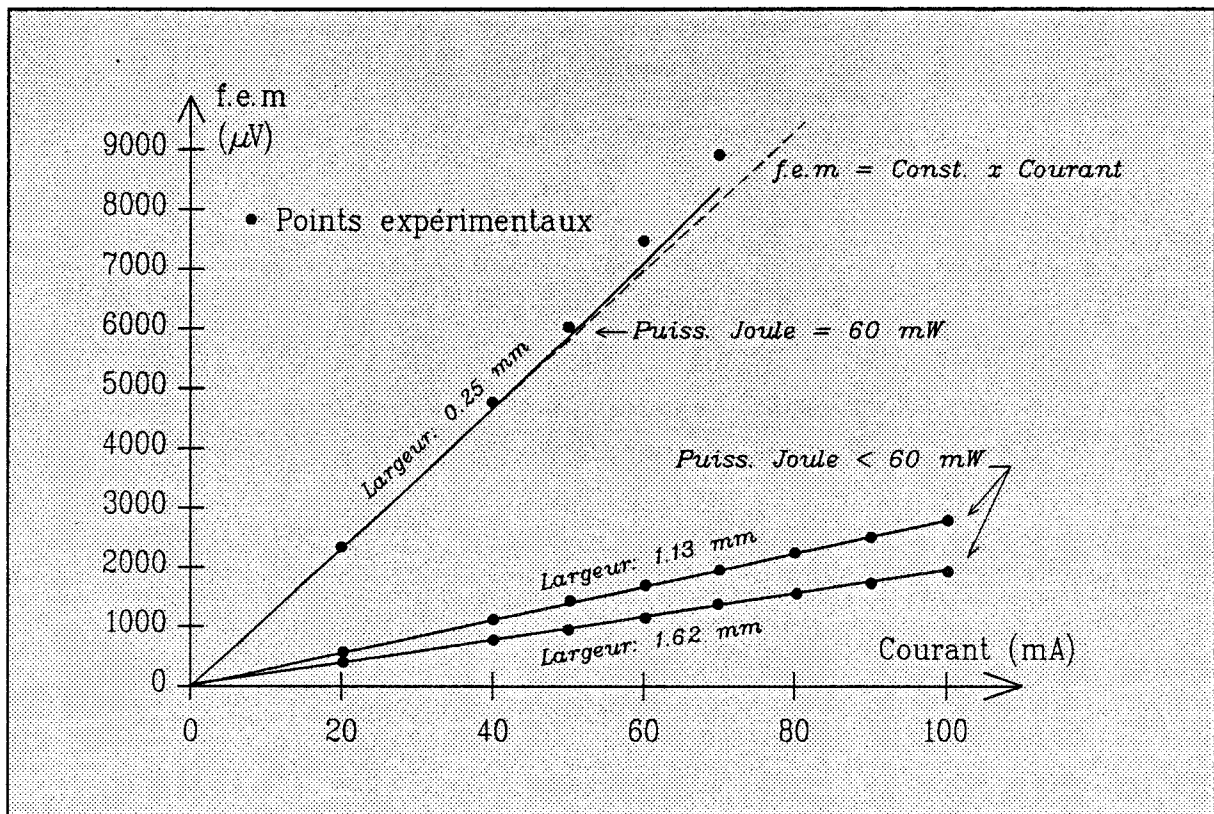


figure 47 Evolution de la tension délivrée par différents circuits en fonction du courant injecté.

linéarité de leur caractéristique  $V = f(I)$ .

Ces résultats permettent donc de valider la modélisation numérique, concernant l'effet de la modification du profil de la température d'un circuit, sur la f.e.m détectée. Elle montre, par ailleurs, que la f.e.m mesurée est proportionnelle au courant inducteur lorsque l'élévation de température moyenne produite par effet Joule au dessus reste modérée ( $< 2^\circ C$  par rapport à la température du gaz). Le tableau suivant résume l'évolution du rapport  $Q = V / I$  expérimental des circuits disposés dans le gaz à  $20^\circ C$ , et leur température moyenne en fonction du courant injecté.



Courant (mA)	Largeur = 0,25		Largeur = 1,13 mm		Largeur = 1,62 mm	
	V / I	T. Moy	V / I	T. Moy	V / I	T. Moy
20	116,9	20,5	27,80	20	19,0	20,0
40	119,7	21,9	27,70	20,2	19,0	20,1
50	121,8	23	27,62	20,3	18,9	20,2
60	124,2	24,2	27,68	20,45	18,9	20,2
70	127,1	25,8	27,70	20,6	19,0	20,3
80	-		27,75	20,8	19,0	20,4
90	-		27,82	21	19,0	20,6
100	-		27,92	21,25	19,1	20,7

### 3.2.2 DERIVE CAUSEE PAR UNE VARIATION DE TEMPERATURE DU FLUIDE ENVIRONNANT

Dans cette étude expérimentale, les circuits seront successivement immergés dans le dioxyde de carbone, puis dans l'hélium, à pression atmosphérique, de façon à encadrer ainsi la conductivité thermique de la plupart des gaz fréquemment utilisés (seul l'hydrogène est plus conducteur que l'hélium). La f.e.m délivrée par chacun des circuits est relevée pour différentes températures du gaz contenu dans le boîtier, le courant injecté étant maintenu constant (20 mA). Les réseaux de courbes obtenus sont présentés (figure 48 et figure 49).

Quelle que soit la géométrie du circuit, et la nature du gaz utilisé, la variation de la f.e.m. détectée en fonction de la température du capteur semble linéaire. Partant de ces résultats, il est possible d'exprimer la dépendance en température de la f.e.m. sous forme polynomiale limitée au premier terme :

$$V(T) = V_0 (1 + A T) = Q_0 I (1 + A.T)$$

(un développement au second ordre nous a montré que dans la gamme 0 - 60 °C l'absence du second terme conduit à une erreur maximale < 1 %)

$V_0$  étant la f.e.m délivrée par le circuit immergé dans un fluide à 0°C et parcouru par un courant I.

$Q_0$  représentant la pente du circuit thermoélectrique ( V/I ) à 0°C , qui est indépendante du courant injecté lorsque celui-ci est suffisamment faible (20mA), comme nous l'avons montré dans le tableau précédent.

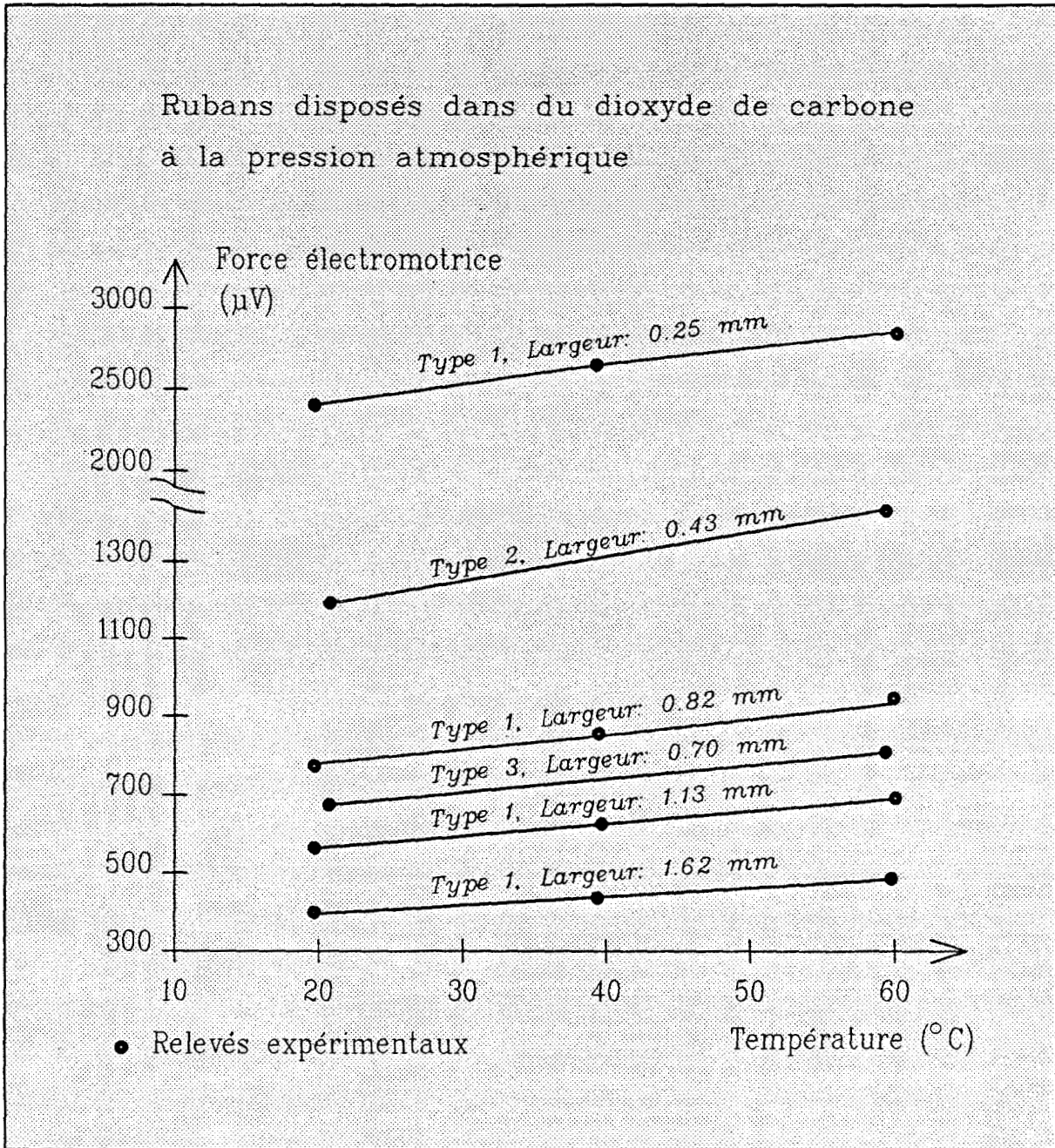


figure 48 Variation de la f.e.m générée par différents circuits immergés dans le dioxyde de carbone

A partir des résultats expérimentaux, la valeur moyenne du coefficient de température (A) obtenue dans le dioxyde de carbone est de  $5.1 \cdot 10^{-3}$  avec un écart type de  $0.5 \cdot 10^{-3}$ , dans l'hélium

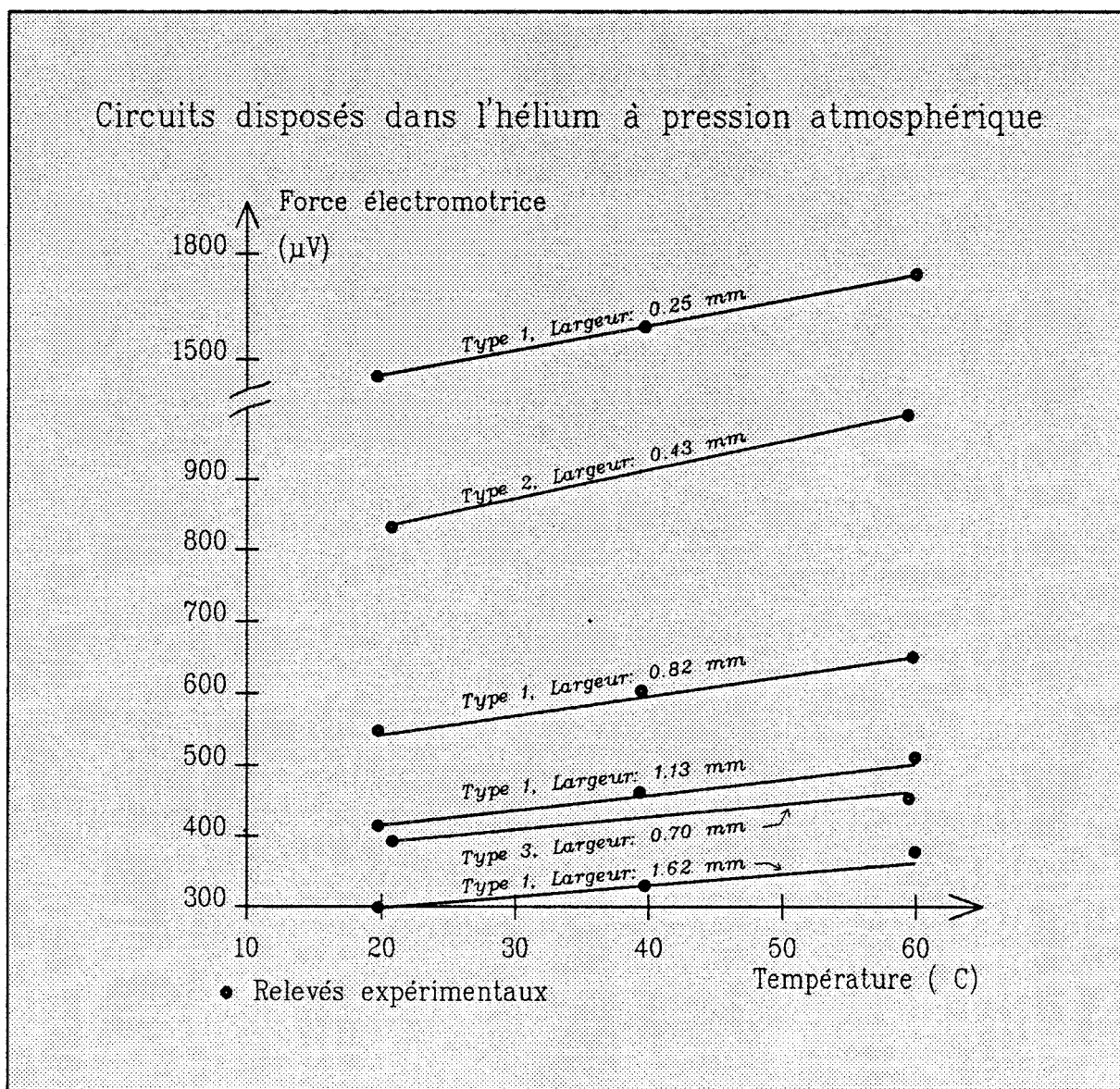


figure 49 Variation en fonction de la température de différents circuits immergés dans l'hélium

gazeux, ce même coefficient a été évalué à  $5,4 \cdot 10^{-3}$  avec un écart type de  $0,6 \cdot 10^{-3}$ .

La valeur calculée dans le cas de l'hélium, est certainement plus proche de la réalité, puisque, en raison de la forte conductivité thermique de ce gaz, la température à l'intérieur de l'enceinte est plus homogène et égale à celle des parois constituant la référence de température imposée.

Il reste à évaluer la valeur théorique de ce coefficient tout en confirmant l'accord entre résultats expérimentaux et résultats de simulation .

La première mesure effectuée sur chacun des circuits placé l'hélium, dont la conductivité thermique importante est connue avec précision, a été utilisée pour calculer le facteur de géométrie  $K$  du circuit. Connaissant ce coefficient, le programme de simulation numérique introduit dans la partie précédente permet de calculer la valeur théorique de la f.e.m. détectée en

fonction de la conductivité thermique du fluide compte tenu de la dépendance en température des caractéristiques du circuit.

Tant pour le dioxyde de carbone, que pour l'hélium, les résultats expérimentaux étant très voisins des courbes joignant les résultats théoriques, il apparaît que la simulation numérique permet de rendre compte avec précision de la dérive en température de la f.e.m. détectée sur 32 points de mesure. L'erreur relative maximale entre résultats théoriques et expérimentaux étant de 2 % dans le cas du CO<sub>2</sub> et de 5 % pour l'hélium.

Pour obtenir une telle précision, nous avons dû introduire dans le modèle numérique les coefficients de température les plus importants, tant pour les métaux que pour les fluides environnants :

- *Coefficient de température du fluide environnant*

Pour les deux fluides utilisés, dans la gamme 0 à 100 °C la conductivité thermique peut être exprimée en fonction de la température suivant la relation <sup>(8)</sup>:

$$\lambda = \lambda_0 (1 + B.T) \quad \text{avec} \quad \lambda_0 = 0.0146 \quad \text{et} \quad B = 7,1 \cdot 10^{-5} \quad \text{pour le CO}_2$$

$$\lambda_0 = 0.1415 \quad \text{et} \quad B = 32 \cdot 10^{-5} \quad \text{pour l'hélium}$$

Afin d'estimer l'importance de ce phénomène, notons que lorsque la température du gaz évolue de 20°C à 60 °C, la conductivité thermique du CO<sub>2</sub> passe de 0.0159 à 0.0188 et celle de l'hélium de 0.148 à 0.161 W/mK ayant ainsi tendance à faire diminuer la f.e.m. délivrée par le circuit.

- *Coefficients de température des pouvoirs thermoélectriques*

$$\text{soit : } \alpha(T) = a + b T \quad \text{avec} \quad a = 2.7 \mu\text{V}/^\circ\text{C} \quad b = 0.00079 \mu\text{V}/^\circ\text{C}^2 \quad \text{pour le Cuivre}$$

$$a = -34.6 \mu\text{V}/^\circ\text{C} \quad b = -0.0558 \mu\text{V}/^\circ\text{C}^2 \quad \text{pour le constantan}$$

Ces coefficients contribuent à une augmentation de la f.e.m avec la température

- *Coefficient de température de la conductivité électrique du cuivre*

$$\text{soit : } \sigma = \sigma_0 (1 - c T) \quad \text{avec} \quad c = 0.0039 \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$$

La diminution de conductivité du cuivre lorsque la température augmente à tendance à faire baisser la f.e.m délivrée par le circuit, puisque le courant électrique dérivé par les dépôts de cuivre diminue (relation 19) ainsi que le pouvoir thermoélectrique équivalent des régions plaquées (relation 14).

Le coefficient de température de la conductivité électrique du constantan qui est pratiquement nul n'a pas été introduit dans le modèle.

Dans ces conditions, le coefficient total de température (A) donné par le logiciel de modélisation numérique est de  $5,3 \cdot 10^{-3}$ , pour un circuit immergé dans l'hélium, valeur très proche du résultat obtenu expérimentalement ( $5,4 \cdot 10^{-3}$ ).

Il est important pour la suite de ce travail de pouvoir séparer l'influence sur la f.e.m mesurée du coefficient de température propre au circuit thermoélectrique, qui devra dans tous les cas être compensé, et la contribution du coefficient de température du fluide environnant, qui dans certains cas devra être inclus dans la mesure à effectuer.

En annulant le coefficient de température du fluide environnant dans le modèle numérique et en effectuant le calcul de la f.e.m à des températures différentes, le coefficient de température (A') de la f.e.m ainsi calculée sera relatif au circuit uniquement. La valeur obtenue en modélisant la configuration expérimentale précédente dans l'hélium est de  $5,8 \cdot 10^{-3}$ . Cette valeur comparée à la valeur totale ( $A=5,3 \cdot 10^{-3}$ ), montre que l'influence de la variation de conductivité du fluide sur la f.e.m mesurée tend à minimiser la dérive en température globale.

Pour apporter une solution analytique à ce problème et vérifier de nouveau ces résultats, nous allons maintenant établir l'expression du coefficient de température propre au circuit à partir de la relation simplifiée (53) exprimée dans la partie théorique :

$$V(T) = \left[ (\alpha_2 - \alpha_1) \frac{\sigma_2 e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2 e_2} \right]^2 \frac{2 (T + 273) I}{G_c \coth (\gamma l / 2) + G_{cp} \coth (\gamma_p l_p / 2)}$$

En introduisant le pouvoir thermoélectrique  $\alpha(T) = \alpha_2 - \alpha_1 = \alpha_0 (1 + q T)$ ,

En remplaçant le rapport 
$$W = \frac{\sigma_2(T) e_2}{\sigma_1 e_1 + \sigma_2(T) e_2}$$

par un développement limité au premier ordre incluant la conductivité du cuivre exprimée sous la forme  $\sigma_2(T) = \sigma_0 (1 - c T)$  :

$$W = W_0 (1 - s T) \quad \text{avec} \quad s = \frac{\sigma_1 e_1 c}{\sigma_1 e_1 + \sigma_0 e_2}$$

Et en introduisant  $V_0$  l'expression de la f.e.m délivrée  $V(T)$ , pour  $T = 0^\circ\text{C}$  la relation précédente prend la forme :

$$V(T) = V_0 [ (1 + q T) (1 - s T) ]^2 [ 1 + T / 273 ]$$

Soit en développant au premier ordre :

$$V(T) = V_0 \{ 1 + [ 2 ( q - s ) + 1/273 ] T \}$$

pouvant donc être exprimée sous la forme introduite pour exprimer les variations expérimentales :

$$V(T) = V_0 ( 1 + A' T ) \quad \text{ou} \quad V(T) = Q_0 I ( 1 + A' T ) \quad (59)$$

avec  $A' < A$  puisque ce coefficient ne prend pas en compte la variation de conductivité thermique du fluide environnant.

L'introduction dans cette relation des valeurs numériques précédemment utilisées, fait apparaître sur la f.e.m délivrée, un coefficient de température propre au circuit ( $A'$ ) de  $5,78 \cdot 10^{-3}$ . La modélisation numérique nous ayant donné  $5,8 \cdot 10^{-3}$ , nous pouvons donc considérer que cette forme analytique intègre bien toutes les grandeurs dont la dérive en température est significative, et peut donc être utilisée pour concevoir un dispositif automatique permettant de compenser l'effet des variations de température sur les propriétés du circuit thermoélectrique.

### 3.3 COMPENSATION AUTOMATIQUE DES VARIATIONS DE LA TEMPERATURE MOYENNE DU CIRCUIT.

La f.e.m. délivrée par le capteur dépendant des propriétés du milieu fluide et de la température moyenne du circuit bimétallique, il est indispensable de compenser l'effet des variations de température pour réaliser des mesures sur le milieu environnant.

La méthode classique à mettre en oeuvre pour une telle compensation consisterait à déterminer la température moyenne du circuit à l'aide d'un capteur de température auxiliaire ou en mesurant la résistance interne du circuit. Disposant de cette grandeur, il suffit de la faire agir sous forme pondérée à un niveau quelconque du conditionneur de façon à compenser automatiquement l'effet des variations de température.

Trois conditions sont indispensables pour mettre en oeuvre cette méthode :

- La température du circuit auxiliaire (capteur de température du commerce ou mieux capteur en forme de ruban) doit être la plus proche possible de la température moyenne du circuit de mesure
- Le temps de réponse thermique du circuit auxiliaire doit être du même ordre de grandeur que le temps de réponse de la f.e.m thermoélectrique.
- La loi de variation de la grandeur de sortie délivrée par le dispositif de compensation doit être adaptée à la loi de variation en température de la f.e.m thermoélectrique délivrée par le capteur afin d'obtenir une compensation parfaite pour toute température de la gamme d'utilisation du capteur.

La méthode de compensation utilisant la variation de résistance électrique interne du circuit répond exactement aux deux premières conditions, la troisième condition étant vérifiée au second ordre près. L'emploi d'un capteur auxiliaire de température ne se justifie donc pas puisqu'il compliquerait inutilement la réalisation des capteurs et répondrait de façon imparfaite aux trois conditions.

Ce dispositif, très simple à mettre en oeuvre en pratique, consiste à exploiter l'effet des variations de résistance électrique du circuit bimétallique provoqué par les changements de température moyenne du circuit. Lorsque le capteur est alimenté par une source de tension  $E$  de résistance interne  $R$ , les variations de la température moyenne sont directement converties en

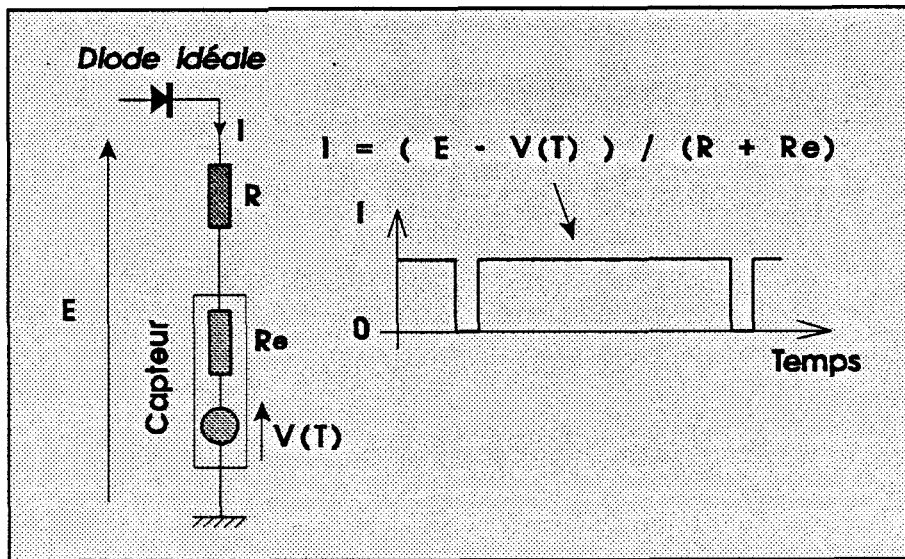


figure 50 Principe de la compensation de la dérive en température par variation naturelle de résistance électrique

variations de courant électrique (figure 50). En effet, le courant traversant le capteur est alors défini par la relation :

$$I(T) = \frac{E - V(T)}{R + R_0 (1 + s T)} \quad (60)$$

dans laquelle  $R_e = R_0 (1 + s T)$  est la résistance électrique du circuit à la température  $T$ ,  $R_0$  la résistance de ce même circuit à  $T=0$  °C et  $V(T)$  la f.c.e.m d'origine thermoélectrique générée par le capteur, valeur très faible devant  $E$  mais contribuant également à la réduction du courant puisqu'elle augmente avec la température.

Le coefficient de température ( $s$ ) correspondant à l'effet de la dérive en température des régions recouvertes de cuivre sur la résistance totale du circuit a été déterminé précédemment (relation 58).

En introduisant l'expression du courant dans la relation (57) ou (59) donnant l'évolution de la f.e.m du circuit en fonction de la température, nous obtenons lorsque le courant est nul:

$$V(T) = Q_0 (1 + A'' T) \frac{E - V(T)}{R + R_0 (1 + s T)}$$

avec  $A'' = A'$  pour compenser en température uniquement le capteur, ou  $A'' = A$  si on désire compenser également la variation de conductivité du fluide environnant.



$$\text{soit } V(T) = \frac{E}{1 + \frac{R + R_0}{Q_0} \frac{1 + [s R_0 / (R + R_0)] T}{1 + A'' T}} \quad (61)$$

Alimenter le capteur à tension constante permet de diminuer la dérive en température puisque la variation en température de la f.e.m. détectée, initialement proportionnelle à  $(1 + A'' T)$  est atténuée par le terme  $1 + [s R_0 / (R + R_0)] T$ .

Un circuit thermoélectrique alimenté à tension constante peut être considéré comme un dispositif à contre réaction naturelle dans lequel la contre réaction a pour origine la dépendance en température de la résistance électrique du capteur. Cette contre réaction peut être suffisante pour compenser la dérive en température de la f.e.m. de sortie lorsque la condition :

$$A'' = \frac{R_0}{R + R_0} s$$

est vérifiée. De ce point de vue, le circuit bimétallique cuivré sur support nickel est un compromis pouvant conduire à une compensation naturelle de la f.e.m. de sortie en ajustant la valeur de la résistance d'alimentation  $R$ . Cette compensation s'effectue au détriment de la valeur de la f.e.m. disponible qui sera divisée par quatre, puisque le pouvoir thermoélectrique du couple Cu-Ni est environ deux fois plus faible que celui du couple Cu-Cn et intervient au carré dans la relation donnant la f.e.m.

Lorsque les variations de courant induites par les changements de la température moyenne ne sont pas suffisantes, c'est-à-dire lorsque  $A'' > s$ , puisque la résistance  $R$  peut être éliminée ( $R = 0$ ), la compensation naturelle n'est plus suffisante. C'est le cas de circuits réalisés dans le cadre de ce travail, à l'aide du couple Cu-Cn. Le coefficient de température de la résistance du circuit bimétallique ( $s$ ) maximum est égal au coefficient de température du cuivre ( $3.9 \cdot 10^{-3}$ ) puisque la résistance électrique du support en constantan ne dérive pas en température.

Cette valeur maximale, correspondant à un capteur factice entièrement cuivré est inférieure au coefficient de température de la f.e.m. thermoélectrique  $A''$ , évaluée précédemment à  $5.3 \cdot 10^{-3}$  ou  $5.8 \cdot 10^{-3}$ . En pratique, nous avons déterminé et vérifié expérimentalement la valeur de  $s$  qui est en moyenne de  $0.65 \cdot 10^{-3}$  pour l'ensemble des circuits Cu-Cn expérimentés, valeur trop faible mais produisent néanmoins une variation de courant significative pour être exploitées d'une autre manière.

Pour parvenir à compenser en température ce type de circuits, l'effet de la contre-réaction naturelle peut être amplifié de façon à permettre une commande automatique du courant

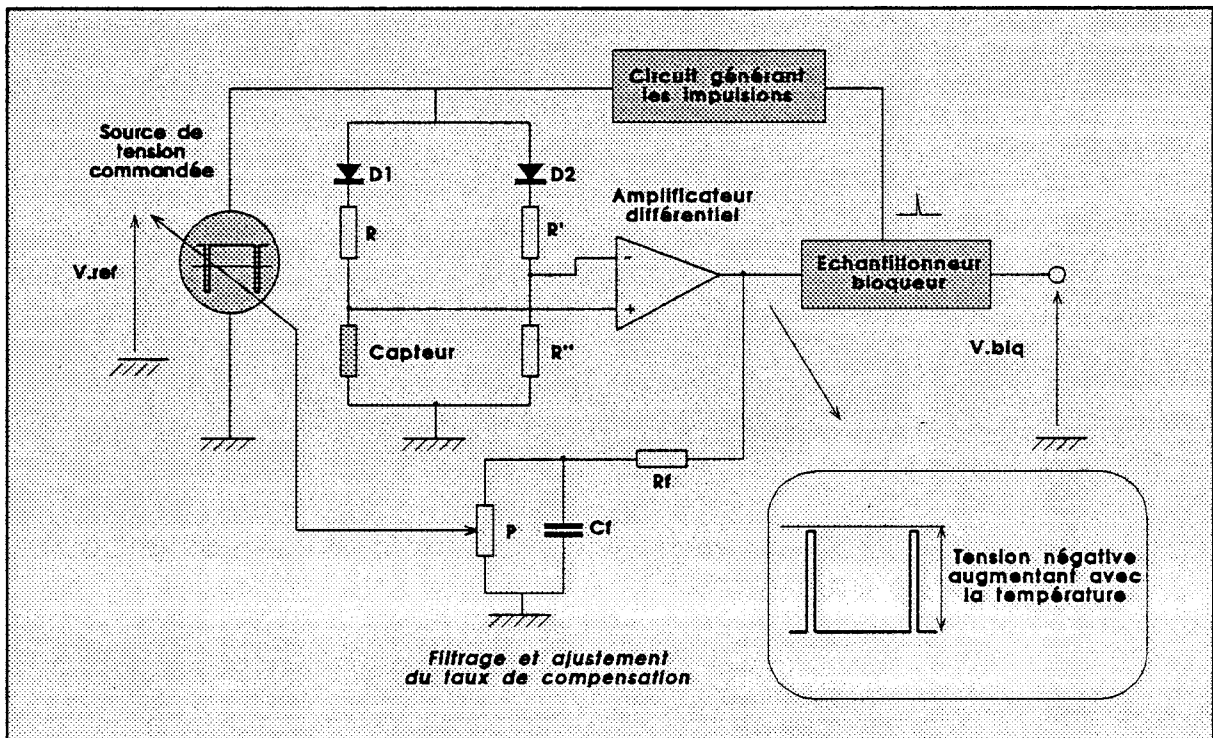


figure 51 Compensation de la dérive en température du capteur par amplification de la variation de courant naturelle

traversant le circuit. Les résistances  $R'$  et  $R''$  disposées dans la seconde branche du pont (figure 51) sont ajustées de façon à ce que pendant la phase d'alimentation, la tension de sortie de l'amplificateur décroisse lorsque la température moyenne du capteur augmente.

Une fraction de cette tension est filtrée avant d'être appliquée au circuit délivrant la tension d'alimentation du capteur, apportant ainsi une diminution supplémentaire du courant injecté dans le circuit thermoélectrique. Le réglage du gain de cette chaîne de retour permet de rendre la f.e.m. de sortie indépendante des variations de la température du capteur. Il suffira pour cela de mesurer la f.e.m. générée par le circuit bimétallique à  $20\text{ }^{\circ}\text{C}$  par exemple, de porter ce circuit à une température plus importante ( $60\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) et de ramener la f.e.m. mesurée à la valeur précédente à l'aide du potentiomètre P. Cette compensation a été expérimentée avec succès pour réaliser le débitmètre massique présenté dans la suite de ce travail.

### 3.4 DETERMINATION DU FACTEUR DE GEOMETRIE DU CIRCUIT

Les résultats expérimentaux présentés dans la partie précédente ont permis de mettre en évidence l'influence des dimensions des cellules du circuit thermoélectrique sur la sensibilité du capteur. La taille de ces cellules peut être ajustée pour optimiser la sensibilité du circuit aux variations de la conductivité thermique du milieu fluide environnant. Cette influence est décrite par le coefficient de géométrie du circuit, introduit comme un coefficient de forme caractérisant l'interaction entre le circuit et le fluide environnant.

L'utilisation du programme de simulation précédent pour le calcul de la f.e.m. détectée par chaque circuit thermoélectrique nécessite la détermination préalable du coefficient de forme géométrique à partir d'une mesure dans un fluide de conductivité thermique parfaitement connue. Cette nécessité limite l'intérêt du programme de simulation puisque les performances d'un circuit de géométrie donnée ne sont déterminées que lorsque l'on a effectué une mesure préliminaire à l'aide de ce circuit.

L'objet de cette partie est la détermination du coefficient de forme géométrique  $K$  à partir des seules caractéristiques physiques et géométriques du circuit thermoélectrique.

Pour mettre en évidence la dépendance en fonction des dimensions transversales du circuit (largeur et épaisseur), nous allons considérer des circuits référencés de types 1 et 2 ayant des électrodes de même longueur, également espacées, mais de largeur et d'épaisseurs différentes. Les courbes de la figure 52 représentent les variations de la f.e.m. détectée en fonction de l'inverse de la largeur des circuits de types 1 et 2 à la température ambiante.

Toutes les mesures étant réalisées à courant constant, donc à puissance générée par effet Peltier constant, la f.e.m. détectée est d'autant plus importante que la résistance thermique du circuit entre les points où sont localisées les sources Peltier a une valeur élevée et que la conductivité thermique du milieu fluide environnant est faible. Ces considérations permettent d'interpréter :

- L'augmentation de la f.e.m. mesurée lorsque la largeur du circuit diminue, puisque la résistance tangentielle du circuit augmente ou lorsque la conductivité du milieu fluide diminue puisque la conduction thermique dans le milieu fluide est minimisée ;(figure 52)
- Pour la même raison, les f.e.m. plus importantes générées par les rubans de type 1 peuvent être interprétées comme étant dues à la plus faible épaisseur de ces circuits, c'est-à-dire à une résistance thermique longitudinale plus faible. (figure 52)

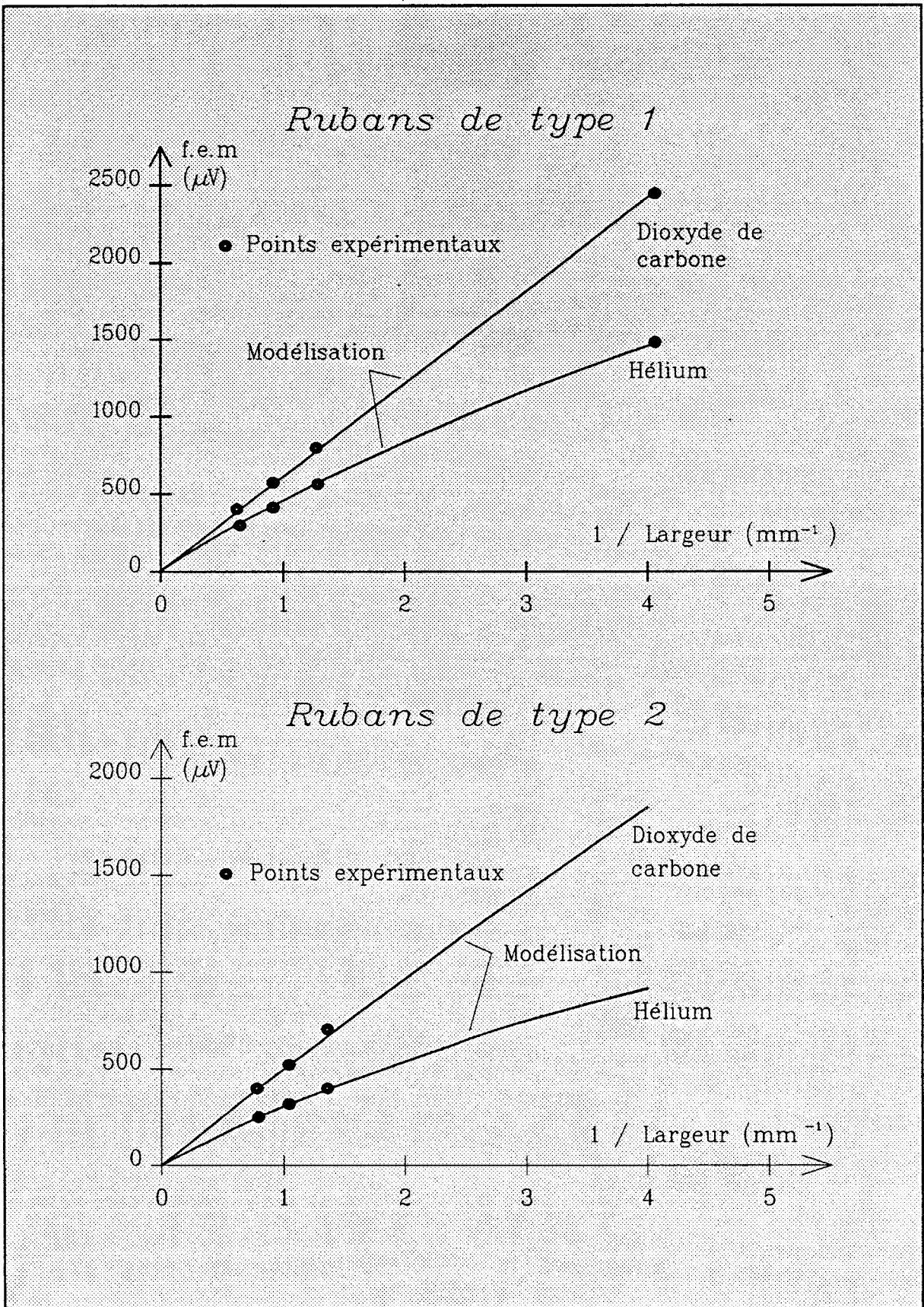


figure 52 Variation de la f.e.m délivrée par deux types de circuits thermoélectriques en fonction de l'inverse de leur largeur

Dans les modélisations traditionnelles, un coefficient d'échange  $h$ , est utilisé pour représenter la densité de flux thermique ( $P$ ) échangée entre un élément de surface d'un corps et le fluide environnant <sup>(10)</sup>, soit  $h = P / \Delta T$ ,  $\Delta T$  correspondant à la différence de température entre le corps et le fluide. Cette définition implique que toute quantité de chaleur ayant quitté le corps est définitivement absorbée par le fluide.

Dans le cas des circuits thermoélectriques, constitués d'une succession de sources réversibles absorbant et délivrant de la chaleur, la puissance totale induite par effet Peltier dans l'ensemble du circuit est nulle, et le coefficient d'échange est local et caractérise les échanges de chaleur en chaque point du circuit, le fluide environnant, et les autres points du circuit.

La température du circuit variant périodiquement suivant sa longueur, le gradient de température le long de l'interface entre le circuit et le fluide n'est pas nul, et le flux de chaleur traversant chaque élément de surface comporte non seulement une composante normale  $\phi_n$  à cette surface, mais également une composante tangentielle  $\phi_t$ .

Pour distinguer les échanges de chaleur axiaux et normaux, nous allons effectuer un bilan d'énergie sur une surface élémentaire de largeur  $2 l_g$  et de longueur unité, sur l'ensemble des deux faces du circuit, soit :

$$P_c = - 2 l_g ( P_e - P_r ) \quad \text{en W/m} \quad (63)$$

$P_e$  représentant la densité de puissance ( $W/m^2$ ) correspondant à la composante normale du flux de chaleur et définitivement dissipée dans le milieu extérieur,  $P_r$  une densité de puissance récupérée par le circuit, représentative des échanges de chaleur entre les points du circuit à température différente, au travers de la couche de fluide au voisinage de ce circuit.

La relation (32) :  $P_c = - K \lambda (T - T_0)$ , utilisée dans le modèle précédent pour introduire les échanges de chaleur entre le circuit et le fluide ne faisait intervenir que la composante normale du flux et peut également s'écrire :

$$P_c = - K D P_e \quad \text{en W/m}$$

$D$  étant une distance caractéristique, perpendiculaire à l'axe du circuit, à partir de laquelle on considère que la température du fluide est constante et égale à  $T_0$ .

En identifiant les deux relations précédentes, il apparaît que pour prendre en compte les phénomènes de conduction thermique tangentielle, il suffit d'introduire un facteur de géométrie  $K$  exprimé sous la forme :

$$K = 2 l_g ( 1 + P_r / P_e ) / D = 2 l_g ( 1 + r ) / D \quad (64)$$

$r$  étant défini comme le rapport entre les transferts de chaleur suivant les directions normale et tangentielle dans le fluide, au niveau de l'interface avec le capteur. Le coefficient  $r$  est fonction de la géométrie des cellules.

Pour déterminer la valeur de  $r$  en fonction de la longueur des cellules constituant le circuit, il serait nécessaire de mettre en oeuvre un modèle bidimensionnel. Par mesure de simplicité, nous allons tenter d'établir une relation analytique approchée basée sur l'analyse physique des phénomènes de conduction thermique dans le fluide.

Considérons tout d'abord un circuit composé de cellules de longueur infiniment petite et analysons le bilan énergétique totale d'une cellule . La puissance définitivement dissipée dans le fluide tend vers zéro, puisque la surface de chaque cellule tend également vers zéro. Par contre la puissance échangée au travers du fluide ( $P_p$ ) entre deux éléments de surface de la cellule, tend vers une limite finie puisque les sources d'énergie induites par effet Peltier sont des sources de flux. Le rapport ( $r$ ) des deux composantes tendra donc vers l'infini et une expression suivant l'inverse de la longueur  $L_c$  de la cellule pourra donc être introduite soit :

$$r = A/L_c + B/L_c^2 + \dots$$

Dans le cas où le circuit est constitué de cellules infiniment grandes, la puissance totale définitivement dissipée dans le fluide ( $P_e$ ) tend vers une limite finie. La puissance ( $P_p$ ), résultant de la conduction tangentielle du fluide tend vers zéro, puisque les sources d'énergie étant infiniment éloignées, et les pertes latérales non nulles, le gradient de température moyen suivant la longueur de la cellule tend vers zéro. En conséquence le rapport ( $r$ ) doit tendre vers zéro lorsque la longueur des cellules tend vers l'infini. L'expression de ( $r$ ) établie précédemment vérifie également cette condition limite et peut donc être introduite dans la relation (64) afin de donner l'expression approchée du facteur de géométrie  $K$  limité au deuxième ordre:

$$K = l_g (A + B/L_c + C/L_c^2)$$

Le même raisonnement pouvant être tenu pour prendre en compte les échanges de chaleur entre le fluide et les surfaces suivant l'épaisseur ( $e$ ) du circuit l'expression globale de  $K$  pour toute la surface latérale du circuit prendra la forme :

$$K = (l_g + e) (A + B/L_c + C/L_c^2) \quad (65)$$

Sur la figure 53, nous avons représenté sous forme de points, la variation du coefficient  $K$  déterminé à partir de relevés expérimentaux, en fonction de la largeur du circuit, avec la longueur des cellules comme paramètre. Ne disposant de suffisamment de données expérimentales permettant d'étudier la variation de  $K$  en fonction de l'épaisseur du circuit, la relation précédente a été réduite à :

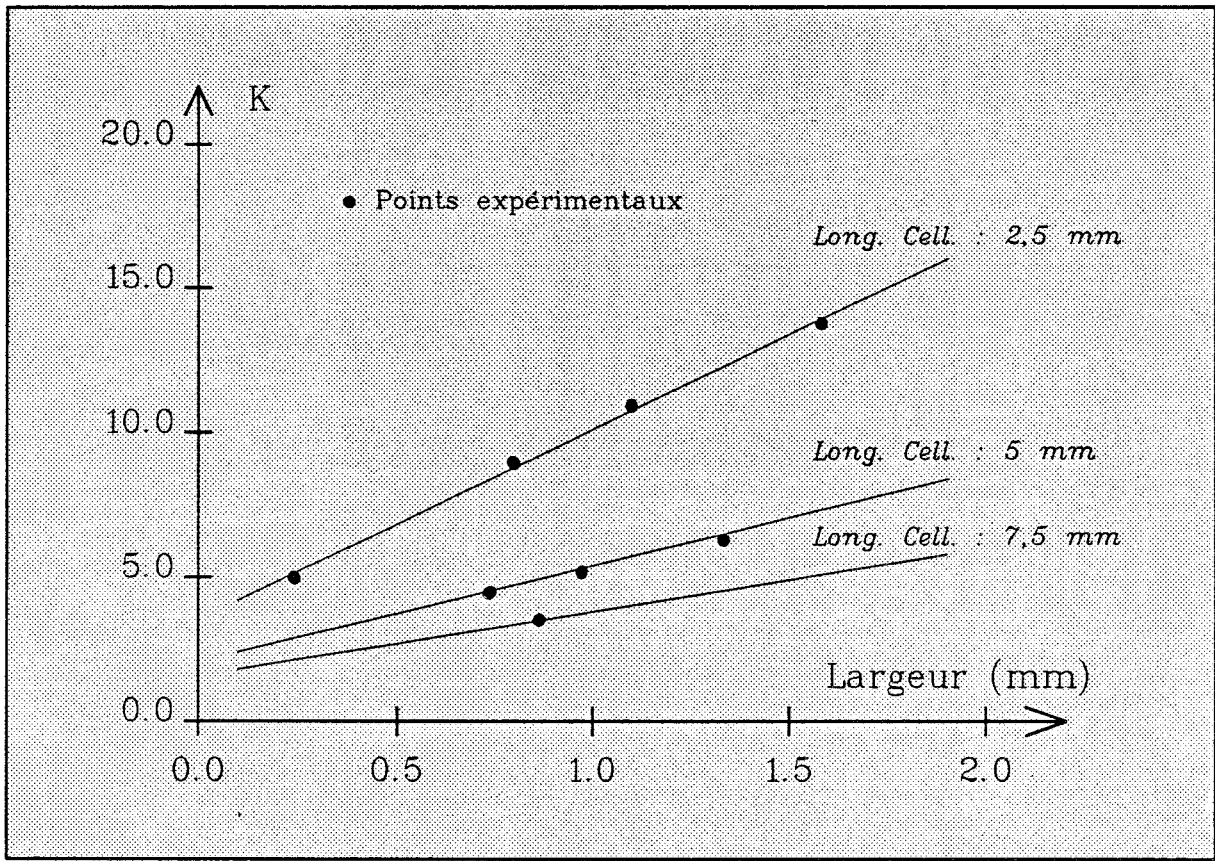


figure 53 Evolution du facteur de géométrie K en fonction de la largeur du circuit thermoélectrique

$$K = (K_1 l_g + K_2) ( 1 + K_3/L_c + K_4/L_c^2 )$$

Les coefficients de ce polynôme ont été déterminés au sens des moindres carrés à l'aide d'un logiciel de type "solveur" dans lequel les valeurs numériques ont été introduites. Le terme quadratique ( $1/L_c^2$ ) n'apportant aucune diminution notable de l'erreur globale d'approximation le facteur de géométrie K est en définitive de la forme :

$$K = (K_1 l_g + K_2) ( 1 + K_3/L_c ) \quad (66)$$

dans laquelle les dimensions  $l_g$  et  $L_c$  sont exprimées en mm, et :

$$K_1 = 0,86 \text{ mm}^{-1}; \quad K_2 = 0,42; \quad K_3 = 16 \text{ mm};$$

L'introduction de l'expression de K dans la relation (32) :  $P_c = - K \lambda (T - T_0)$  permet de modéliser les échanges entre un circuit de section droite rectangulaire et le milieu fluide environnant. Dans la figure 53, la famille de droites obtenue à l'aide de ces coefficients et passant à proximité des points obtenus expérimentalement démontre la validité de ce modèle approché,

Il est intéressant de comparer le coefficient d'échange  $h_e$  équivalent d'un circuit thermoélectriques au coefficient d'échange d'une surface plane et isotherme disposée dans de l'air immobile dont la valeur couramment rencontrée dans la littérature est de l'ordre de  $10 \text{ W/m}^2\text{K}$ . En identifiant relation de définition du coefficient d'échange  $P = h \Delta T$  exprimé en  $\text{W/m}^2$  et la relation (32) donnant la puissance échangée entre le circuit et la fluide ramenée en  $\text{W/m}^2$ , il vient :

$$h = K \lambda / 2 l_g \quad (67)$$

Pour un circuit de  $1\text{mm}$  de large, dont la longueur des cellules est de  $2,5 \text{ mm}$ , et disposé dans de l'air ( $\lambda=0,025$ ), nous obtenons en appliquant les relations (66) et (67), un coefficient d'échange de  $125 \text{ W/m}^2\text{K}$  bien plus élevé que les  $10 \text{ W/m}^2\text{K}$  qui seraient obtenus avec un circuit ne générant pas d'échanges par effet Peltier. Ceci met bien en évidence l'importance des échanges latéraux de chaleur entre le fluide et le circuit. Si, pour éliminer ces échanges, nous faisons tendre la longueur des cellules vers l'infini, le coefficient d'échange calculé n'est plus que de  $16 \text{ W/m}^2\text{K}$ , du même ordre de grandeur que les valeurs fréquemment rencontrées dans les cas traditionnels.



### 3.5 APPLICATION A LA MESURE DES DEBITS MASSIQUES

D'un point de vue scientifique la mesure du débit de masse d'une substance dans une canalisation est fondamentale puisque la masse d'un fluide est définie indépendamment des conditions de température et de pression. En conséquence, le débit massique est également indépendant de la température et de la pression, contrairement au débit volumique pour lequel il est indispensable de préciser les valeurs de température et de pression correspondantes.

De nombreuses méthodes de mesure ont été mises au point pour la mesure directe des débits massiques et sont décrites dans la littérature <sup>(11)</sup>. Citons à titre d'exemple :

- la mesure des débits de gaz ou de fluide à partir de la mesure d'une différence de pression,
- la mesure des débits à l'aide de turbines jumelées, l'une mesurant le débit volumique et l'autre montée en couplemètre déterminant l'influence de la masse volumique sur le couple,
- la mesure des débits par pont de Wheastone hydraulique,
- mesure utilisant les effets de la force de Coriolis sur les systèmes tournants ou oscillants.

On trouve également de nombreux débitmètres thermiques. Le principe de fonctionnement est basé sur les lois de la thermodynamique. Une quantité connue de calories est émise dans un flux de gaz et provoque une variation de la température du gaz. Cette variation étant proportionnelle à la masse de gaz, ce principe de mesure permet d'affranchir la mesure des variations de température et de pression et d'obtenir un débit massique. Le système de détection est composé de trois éléments :

- une résistance de détection de la température amont,
- une résistance de chauffage,
- une résistance de détection de la température aval.

Les deux résistances de détection sont montées dans les deux branches d'un pont de Wheastone.

De par leur principe de fonctionnement décrit dans la partie précédente, les capteurs à effet Peltier peuvent être appliqués à la mesure des débits massiques. Le déplacement du fluide provoque une augmentation du coefficient d'échange entre le capteur et le fluide qui peut être mesurée par détection de la f.e.m générée par le circuit thermoélectrique.

Les capteurs à effet Peltier ont l'avantage d'être actifs. L'énergie électrique fournie, génère des écarts de température sur la surface du capteur qui sont perturbés par le déplacement du milieu

fluide. Comparés aux capteurs passifs transférant dans le fluide l'énergie nécessaire à la mesure, ce type de capteur apportera une perturbation énergétique beaucoup plus faible. De ce point de vue les capteurs de débit massique à effet Peltier sont particulièrement bien adaptés à la mesure des faibles débits gazeux.

### 3.5.1 PRINCIPE DE LA METHODE DE MESURE DE VITESSES DE FLUIDES PAR EFFET PELTIER

Suivant les résultats précédents, la différence de potentiel détectée par le circuit compensé en température et placé dans un fluide au repos est une valeur de référence ne dépendant que de la conductivité thermique du fluide.

Par contre, lorsque le fluide est animé d'un mouvement d'ensemble par rapport au circuit, les échanges à travers la surface latérale du circuit bimétallique sont favorisés. Les quantités de chaleur extraites ou fournies par les sources entretenues par effet Peltier sont d'autant plus importantes que la vitesse relative de déplacement du fluide par rapport au circuit est élevée.

Pour établir un modèle applicable dans toutes les configurations expérimentales, il faut considérer que le vecteur vitesse du fluide n'a pas le même module ni la même direction en chaque point du circuit thermoélectrique. Ce circuit étant toujours considéré comme monodimensionnel, et compte tenu du rapport très important existant entre sa longueur et sa largeur, l'échange local de chaleur entre le fluide en mouvement et ce point pourra être représenté par un coefficient d'échange local  $h(x)$ ,  $x$  correspondant à l'abscisse de ce point.

La conductance linéique d'échange  $G = K \lambda$ , définie précédemment dans ce travail pour un fluide immobile était une grandeur constante suivant toute la longueur du circuit thermoélectrique. Pour établir une relation entre cette conductance et le coefficient d'échange surfacique  $h(x)$ , il faut considérer un coefficient d'échange moyen  $h_m$ , relatif au circuit tout entier, résultant de l'intégration de  $h(x)$  sur toute la longueur ( $L$ ) du circuit :

$$h_m = 1/L \cdot \int_0^L h(x) dx \quad (68)$$

En considérant la relation (67) établie précédemment, il est possible d'introduire, par l'intermédiaire de  $h_m$ , l'influence de la vitesse moyenne du fluide dans le modèle numérique précédemment utilisé pour les fluides au repos :

$$K = 2 \frac{1}{g} h_m / \lambda \quad (69)$$

avec  $l_g$  : largeur du circuit (mm) et  $\lambda$  : conductivité thermique du fluide (W/mK)

et en introduisant le nombre de Nusselt moyen ( $Nu_m$ ), fréquemment utilisé en mécanique des fluides <sup>(10)</sup> et défini par la relation :

$$Nu_m = h_m D / \lambda$$

D étant une distance à déterminer suivant l'angle formé par la direction moyenne des vecteurs vitesse et l'axe de la surface d'échange, on obtient en reportant dans la relation (69) :

$$K = 2 l_g Nu_m / D \quad (70)$$

Si la valeur du nombre de Nusselt moyen  $Nu_m$  pouvait être déterminé mathématiquement pour chaque vitesse moyenne de fluide, l'entrée de la valeur de K correspondante dans le logiciel de modélisation numérique permettait donc de calculer de façon théorique la valeur de la f.e.m délivrée par un circuit thermoélectrique disposé dans un fluide en mouvement,

En pratique, le calcul direct de  $Nu_m$  à partir d'une relation analytique n'est simple que pour des cas classiques d'écoulements, les cas plus complexes nécessitant une modélisation numérique de l'écoulement du fluide le long du capteur.

La configuration classique fréquemment rencontrée en anémométrie, consiste à disposer l'axe du capteur perpendiculairement à la direction d'écoulement du fluide. Si la longueur du circuit est suffisamment réduite (1 à 2 mm), la vitesse du fluide peut être considérée comme constante tout le long du capteur. La distance caractéristique D est égale à la largeur  $l_g$  du circuit thermoélectrique et la relation (70) devient :

$$K = 2 Nu \quad (71)$$

il suffit alors d'utiliser une des nombreuses expressions analytiques données dans la littérature spécialisée pour calculer le nombre de Nusselt correspondant à la vitesse, compte tenu du type d'écoulement du fluide, pour déterminer les valeurs correspondantes de K. Citons à titre d'exemple la relation de Kramer fréquemment utilisée pour caractériser les anémomètres à fil ou film chaud <sup>(10)</sup> :

$$Nu = 0,42 Pr^{0,2} + 0,57 Pr^{0,33} Re^{0,5}$$

expression dans laquelle,

- Le nombre de Reynolds (Re) caractérise la dynamique de l'écoulement (laminaire ou turbulent) entre le fluide en mouvement et le capteur. Il est fonction de la vitesse du fluide ( $u$ ), de sa viscosité cinématique ( $\nu$ ), et, dans notre cas, de la largeur  $l_g$  du circuit thermoélectrique

$$Re = u l_g / \nu \quad (72)$$

la viscosité cinématique  $\nu = \mu/\rho$  étant définie par le quotient de la viscosité dynamique  $\mu$  et de la masse volumique  $\rho$

- Le nombre de Prandtl (Pr), qui est uniquement fonction de la nature du fluide, est représentatif de sa faculté d'absorption et de diffusion de la chaleur :

$$Pr = \nu / a = \mu C_p / \lambda \quad (73)$$

$a$ , représentant la diffusivité thermique du fluide,  $C_p$  la chaleur massique à pression constante et  $\lambda$  la conductivité thermique du fluide.

La température des dispositifs à fil chaud étant élevée, les paramètres physiques du fluide sont déterminés à une température obtenue en effectuant la moyenne des températures du fil chaud et du fluide. Dans le cas des circuits thermoélectriques, nous avons montré que dans des conditions normales d'utilisation, la température du capteur est à peine supérieure à celle du fluide ce qui rend inutile cette approximation.

Quel que soit le régime d'écoulement, le nombre de Nusselt augmente avec la vitesse relative du fluide, l'accroissement correspondant du coefficient  $K$  tendra donc à diminuer les écarts de température  $\Delta T$  entretenus sur la surface du circuit entre les extrémités des électrodes plaquées. La différence entre la tension  $V_0$  détectée dans le fluide au repos et  $V_u$  mesurée dans le fluide en mouvement à la vitesse relative moyenne  $u$

$$F(u) = V_0 - V_u \quad (74)$$

augmente donc lorsque la vitesse du fluide augmente et peut donc être utilisée da mesure.

D'autre part, la quantité mesurable  $F(u)$  ne dépend pas du sens de circulation du fluide. En effet, un tel résultat ne pouvant être obtenu que par une inversion du signe des gradients de température pour chaque cellule élémentaire constituant le capteur, ce signe est exclusivement imposé par le sens de circulation du courant électrique générant les sources d'énergie Peltier et par le signe du pouvoir thermoélectrique (relation 52).

L'expérimentation du comportement d'un circuit thermoélectrique utilisé en anémomètre qui nécessite des appareillages très spécialisés pour contrôler et mesurer le champ de vitesse du fluide, n'a pas été effectuée dans le cadre de ce travail.

La caractérisation expérimentale d'un circuit thermoélectrique disposé dans un conduit, constituant ainsi un débitmètre est beaucoup plus simple, puisqu'il suffit de disposer d'un débitmètre étalon assez facile à réaliser. En revanche, la détermination théorique du nombre de Nusselt moyen est beaucoup plus complexe puisque l'écoulement du fluide le long du circuit résulte de l'interaction entre les parois du conduit et le circuit lui-même.

Nous nous limiterons donc à l'étude expérimentale de la dépendance de la f.e.m délivrée en fonction du débit volumique ou massique de fluide injecté. Cette dépendance sera déterminée pour diverses configurations portant sur la géométrie des circuits, la nature du fluide, sa pression. Une relation mathématique empirique établie à partir des résultats expérimentaux sera néanmoins donnée, permettant, à partir de la f.e.m mesurée, de déterminer la vitesse moyenne du fluide circulant dans le corps du débitmètre.

### *3.5.2 CONCEPTION ET REALISATION DU DEBITMETRE MASSIQUE EXPERIMENTAL*

Pour concevoir un débitmètre massique utilisant des circuits thermoélectriques basés sur l'effet Peltier, il est important de mettre en évidence les phénomènes parasites pouvant fausser la mesure et tâcher d'en minimiser les effets sur la f.e.m mesurée.

Considérons en premier lieu un débitmètre très simple, constitué d'un ruban thermoélectrique suspendu et tendu par des extrémités suivant la longueur d'un conduit. Dans ces conditions, tout gradient de température parasite apparaissant suivant la longueur du circuit viendra se superposer aux gradients de températures générés par effet Peltier. La valeur de la f.e.m délivrée par le circuit sera donc le résultat de la somme de la f.e.m induite par effet Peltier et de la f.e.m issue du gradient de température parasite. Ce terme qui peut être positif ou négatif suivant le signe du gradient, sera donc susceptible d'augmenter ou de diminuer la valeur de la f.e.m qui aurait dû être détectée en l'absence de perturbations.

Deux types de phénomènes peuvent être à l'origine de l'apparition des gradients de température

:

- La température du fluide est différente de la température du conduit canalisant le fluide:

Dans ce cas, la température du fluide tend à se rapprocher de la température du conduit au fur-et-à-mesure de la progression du fluide à l'intérieur de la canalisation. Le gradient de

température ainsi créé, qui fluctue en fonction de la vitesse du fluide, est transmis au circuit thermoélectrique faussant la f.e.m détectée.

- L'échauffement du circuit par effet Joule

Dans la partie théorique, nous avons montré que la puissance dissipée par effet Joule induit un gradient de température suivant la longueur du circuit. Ce gradient n'influence pas la valeur de la f.e.m délivrée, puisque ce gradient de forme symétrique comporte une partie positive égale à la partie négative lorsque le fluide est au repos.

Par contre, lorsque le fluide présente une vitesse moyenne non nulle, l'échange thermique entre le circuit et le fluide est favorisé au niveau de l'extrémité du circuit voyant arriver le fluide et inversement pour l'autre extrémité. A cause de cet échange thermique non uniforme, le gradient de température suivant la longueur du circuit devient dissymétrique, et varie en fonction de la vitesse relative moyenne du fluide par rapport au circuit. La f.e.m résultante n'est plus nulle et vient s'ajouter à la f.e.m induite par effet Peltier.

L'influence sur la f.e.m de ces perturbations peut être éliminée en repliant le circuit thermoélectrique sur lui-même suivant la direction axiale du conduit de façon à ce que chaque moitié du capteur soit soumise aux gradients de température parasites. Cette disposition, qui symétrise ces gradients vis à vis de la longueur totale du circuit, permet d'annuler leurs effets sur la f.e.m. détectée.

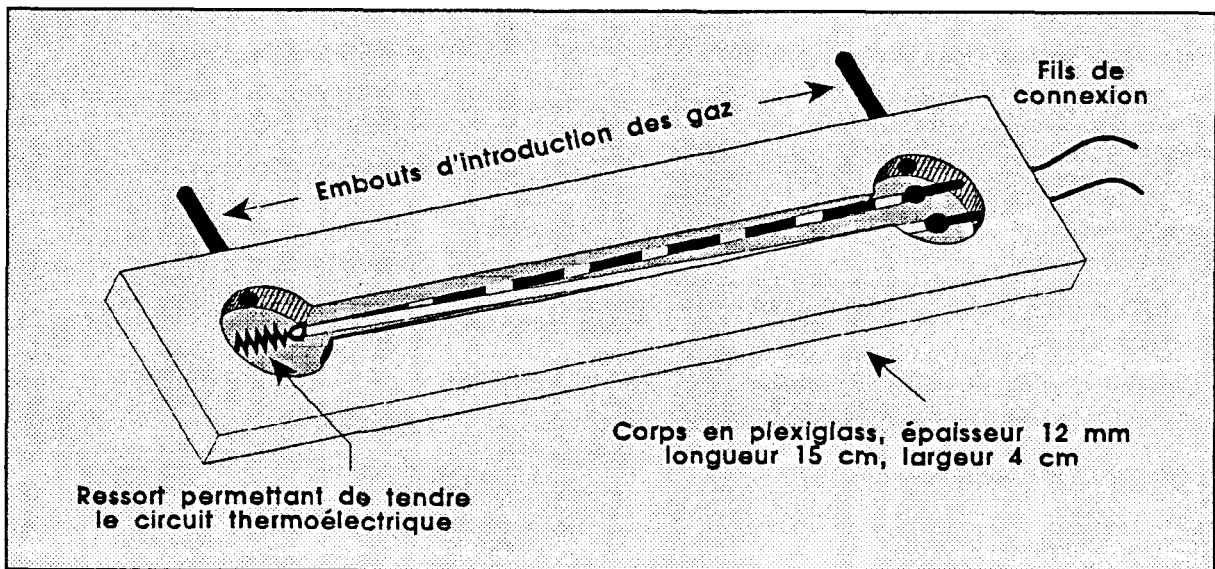


figure 54 Débitmètre massique expérimental

Ce procédé a été mis en pratique pour réaliser le débitmètre expérimental représenté figure 54. Un circuit bimétallique tendu par un ressort est replié en forme de V suivant l'axe d'un conduit de section rectangulaire traversé par un fluide en mouvement. La longueur de la rainure est de 120 mm, sa profondeur de 2 mm et sa largeur de 4,5mm. Un couvercle amovible et étanche, non représenté sur la figure, est fixé sur le corps du débitmètre et permet de changer rapidement le circuit thermoélectrique à étudier.

### 3.5.3 DISPOSITIF EXPERIMENTAL D'ETALONNAGE DU DEBITMETRE MASSIQUE

Ne disposant pas d'un débitmètre massique ou volumique suffisamment précis pouvant servir d'étalon, nous avons réalisé un débitmètre volumique de précision, basé sur la mesure d'un volume et d'un temps, le volume du gaz étant matérialisé à l'aide d'une membrane de savon. Ce type de débitmètre disponible dans le commerce sous le nom de " débitmètre à bulle ", est couramment utilisé pour calibrer d'autres types de débitmètres volumiques plus souples d'emploi. Le schéma de principe de cet appareil est représenté figure 55. Une colonne de gaz pénétrant dans la partie inférieure du tube, de diamètre intérieur 14,5 mm, pousse devant elle une membrane de savon créé à l'aide de la seringue remplie de lessive. Deux photodiodes infrarouges distantes de 200 mm détectent le passage de la membrane de savon. La mesure du temps mis par la colonne de gaz pour remplir le volume matérialisé par la portion de tube cylindrique limité par les deux photodiodes permet donc de calculer le débit volumique moyen.

La précision de cet appareil est essentiellement fonction de l'évaluation numérique du volume cylindre compris entre les deux photodiodes. L'erreur maximale commise sur la distance séparant ces capteur est évaluée à 1 mm. L'erreur commise lors de la mesure du diamètre intérieur du tube, conjuguée aux imperfections de fabrication est évaluée à 0.1 mm.

Dans ces conditions, et en négligeant l'erreur infime de mesure du chronomètre (précision 1  $\mu$ S), le volume de gaz mesuré est de  $33,02 \text{ cm}^3 \pm 0.31 \text{ cm}^3$ , donnant ainsi une précision relative de 1% sur la mesure des débits volumiques.

Afin de pouvoir injecter précisément de faibles débits de gaz à l'intérieur du débitmètre, nous avons utilisé une pompe à engrenages pour les très faibles débits ( $< 1 \text{ cm}^3 / \text{s}$ ) et une pompe vibrante à membrane pour la gamme supérieure. L'ajustement de la tension alimentation permettant d'obtenir le débit désiré.

Le gaz est extrait d'une poche de 20 litres, puis passe dans le dessiccateur avant d'être injecté dans le débitmètre (figure 56). Le rôle du dessiccateur est double, il permet d'éliminer éventuellement les traces d'humidités présentes dans la poche à gaz, la pompe, les tubulures ou lorsque l'air ambiant est utilisé. Sa seconde fonction étant d'atténuer par son effet volumique et ses pertes en charge les fluctuations alternatives (50 Hz) de débit générées par la pompe vibrante autour de la valeur moyenne. Ces fluctuations centrées, correspondant à un débit volumique nul,

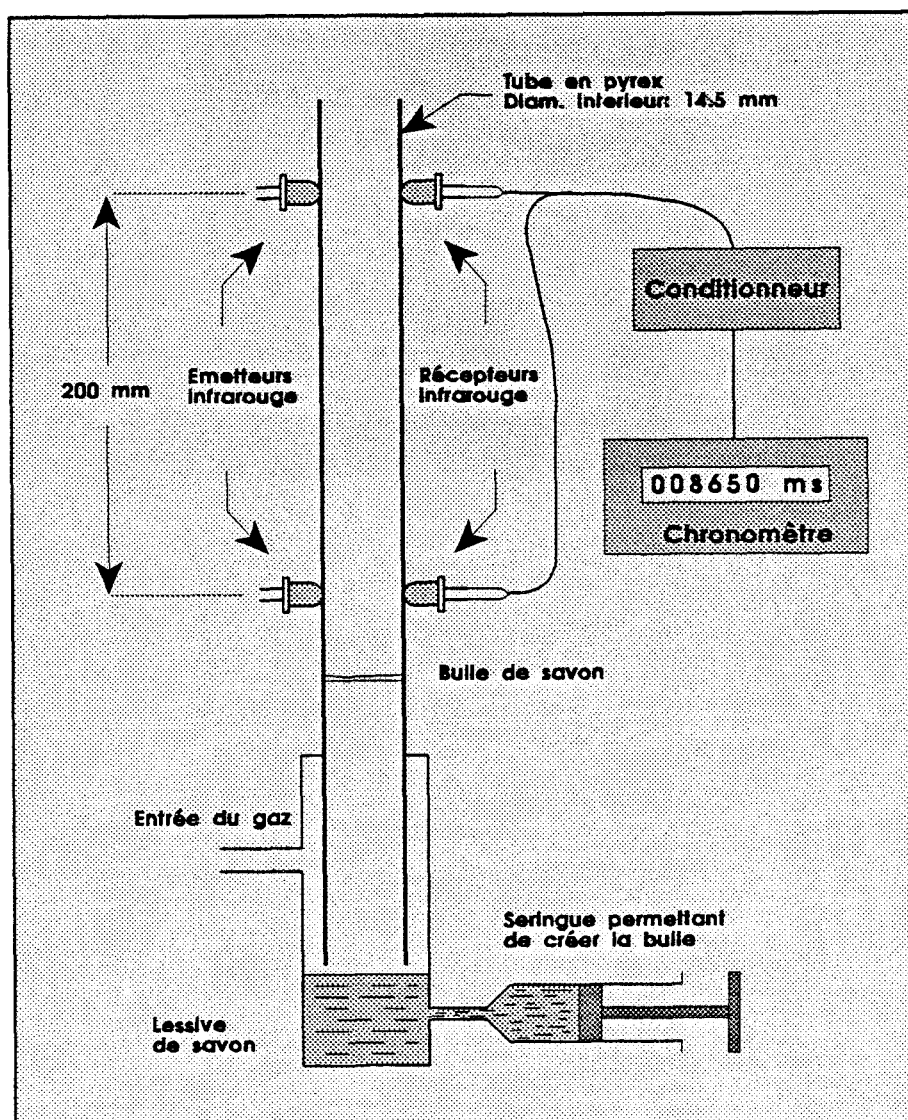


figure 55 Débitmètre volumique utilisé comme étalon

sont interprétées par le capteur comme un débit supplémentaire puisqu'il ne distingue pas le sens de circulation du fluide.

Le gaz sortant du débitmètre expérimental est ensuite dirigé vers le débitmètre volumique à bulles utilisé pour l'étalonnage.

### 3.5.4 VERIFICATION DE LA COMPENSATION EN TEMPERATURE DU DEBITMETRE

Le principe de compensation décrit précédemment, et utilisant l'amplification de la diminution naturelle de courant avec la température a été mis en oeuvre. Le réglage du taux de compensation a été effectué en disposant le capteur, en présence d'azote à débit nul, sur une plaque chauffante dont la température a été fixée à 20 °C puis à 60 °C et en faisant coïncider les deux f.e.m ainsi mesurées.



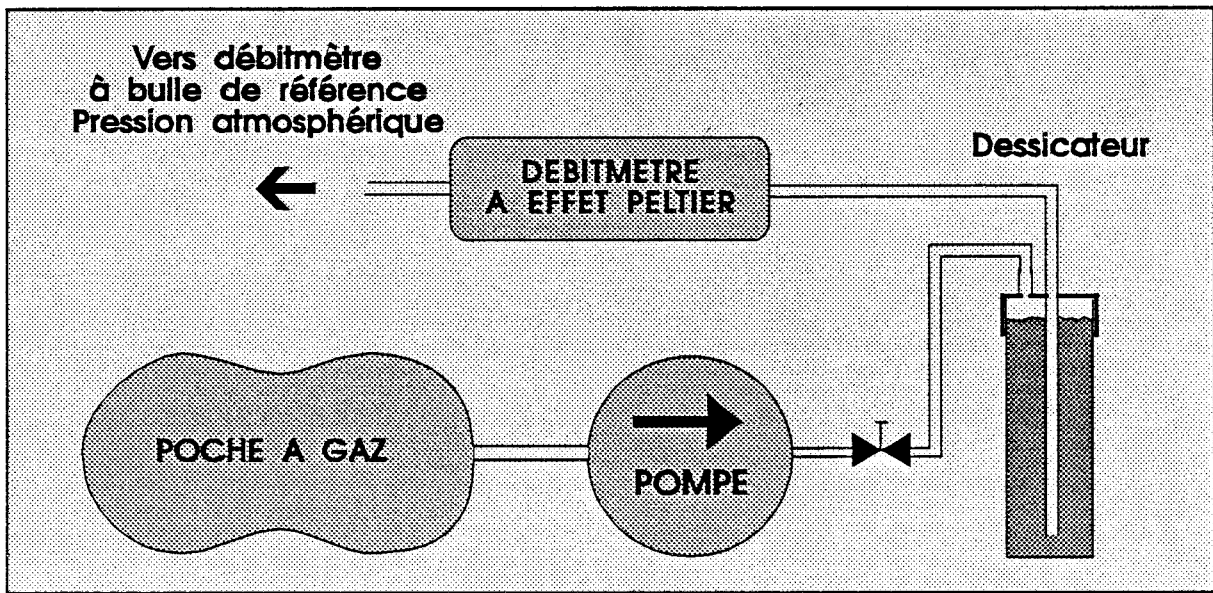


figure 56 Montage d'étalonnage du débitmètre expérimental

Selon l'analyse effectuée dans la partie précédente, en opérant de la sorte nous avons également compensé la variation de conductivité du gaz avec la température. Cette compensation est tout à fait justifiée pour la mesure de débits massiques qui par définition sont indépendants de la température et de la pression du fluide

Afin de vérifier l'efficacité de la compensation en température quel que soit le débit, nous avons effectué l'étalonnage du débitmètre à deux valeurs de température distinctes : 20 °C et 45 C. Le corps du débitmètre est disposé sur une plaque à température imposée, le gaz injecté (azote) étant également porté à cette température par circulation dans un échangeur installé sur la même plaque chauffante.

Par précaution, et pour maintenir constante la masse volumique du gaz dans le corps du débitmètre à bulle, un second échangeur constitué de quelques mètres de tube souple immergé dans de l'eau à température ambiante, permet de ramener la température du fluide à la température ambiante avant d'être mesurée par le débitmètre volumique.

Les courbes d'étalonnage obtenues sont présentés figure 57, et donnent la variation de la f.e.m délivrée par le circuit thermoélectrique en fonction du débit volumique mesuré à température constante (21 °C) et pression constante (1018 hPa).

Les caractéristiques du circuit thermoélectrique utilisé étant :

- Longueur : 200 mm , largeur moyenne : 0.56 mm
- Epaisseur du constantan : 10  $\mu\text{m}$  , épaisseur du cuivrage : 1,3  $\mu\text{m}$
- Longueur des dépôts de cuivre : 2.95 mm
- Distance entre ces dépôts : 2.05 mm

et la valeur initiale du courant électrique injecté à 20 °C :  $I = 30.9 \text{ mA}$ .

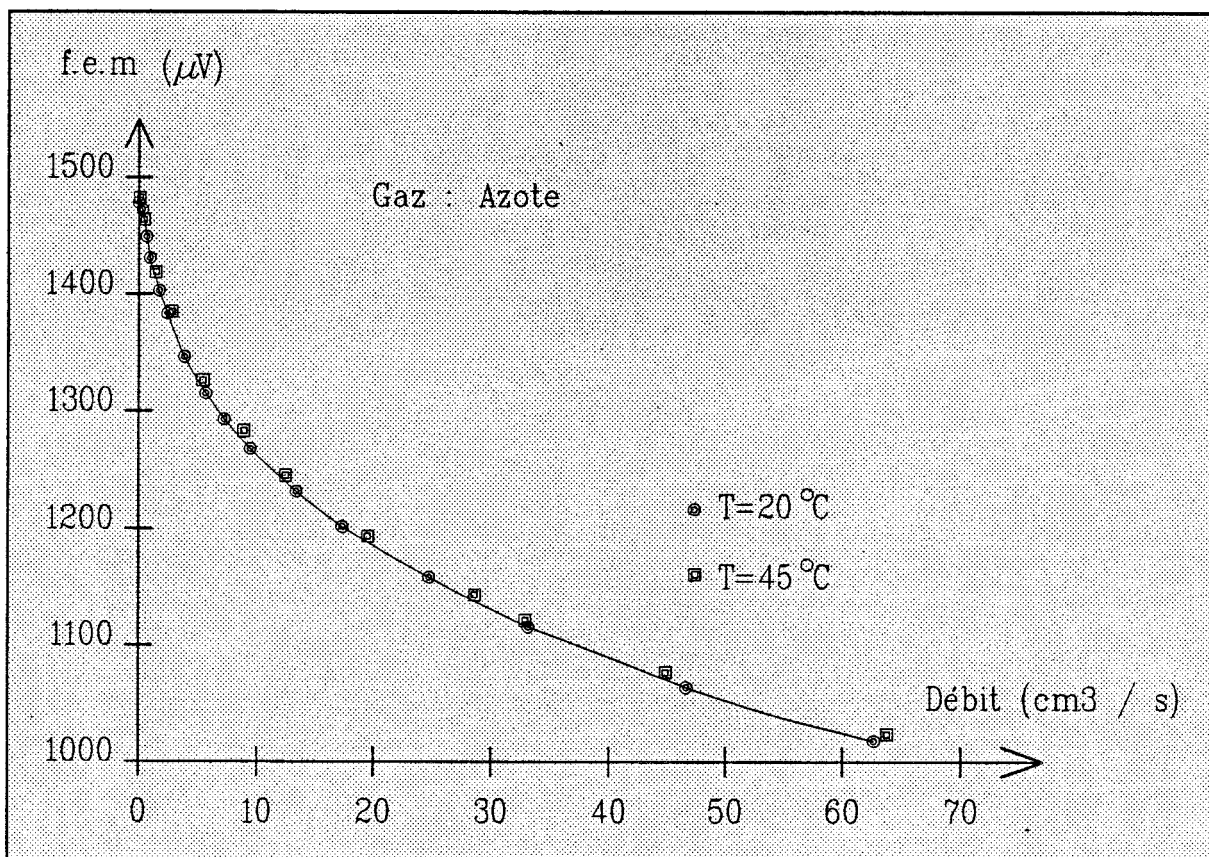


figure 57 Evolution de la f.e.m délivrée par le capteur en fonction du débit volumique à deux températures différentes

Sur la courbe joignant les points mesurés à 20 °C, nous avons reporté les mesures effectuées à 45°C, mettant ainsi en évidence l'efficacité de la compensation en température mise en oeuvre pour une large gamme de débits. L'écart entre les courbes augmentant avec le débit, l'erreur relative commise pour estimer la valeur du débit volumique à partir de la f.e.m détectée est sensiblement constante et de l'ordre de 4% pour une variation de 25°C correspondant à un coefficient de température positif de 1600 ppm. L'existence de ce coefficient de température résiduel et positif montre que le taux de compensation ajusté à débit nul est légèrement trop faible et en pratique devrait être réajusté pour un débit situé au centre de la gamme de mesure. D'autre part, cette erreur relative est inversement proportionnelle à la sensibilité du capteur et sera considérablement réduite en utilisant des circuits thermoélectriques de dimensions optimisées.

### 3.5.5 MESURE DE DEBIT A PRESSION VARIABLE

Afin de vérifier expérimentalement que la f.e.m délivrée par un débitmètre basé sur l'effet Peltier est dépendante du débit massique, et non pas du débit volumique, nous avons réalisé le montage expérimental représenté figure 58.

L'air à pression atmosphérique de 1019 hPa (ou mbar) est desséché avant d'être introduit dans le corps du débitmètre. L'ajustement de la vanne obstruant l'entrée d'air, combinée au réglage de la puissance électrique fournie à la pompe à air, permet de faire varier la dépression à l'intérieur du corps du débitmètre, tout en maintenant constante la f.e.m délivrée par le capteur. Le débit volumique est mesuré à l'aide du débitmètre à bulle de référence, travaillant à pression atmosphérique ( $P_A$ ) et disposé en sortie de pompe.

La pression dans le corps du débitmètre ( $P_B$ ) est mesurée à l'aide d'un manomètre numérique dont la précision est de  $\pm 1$ hPa.

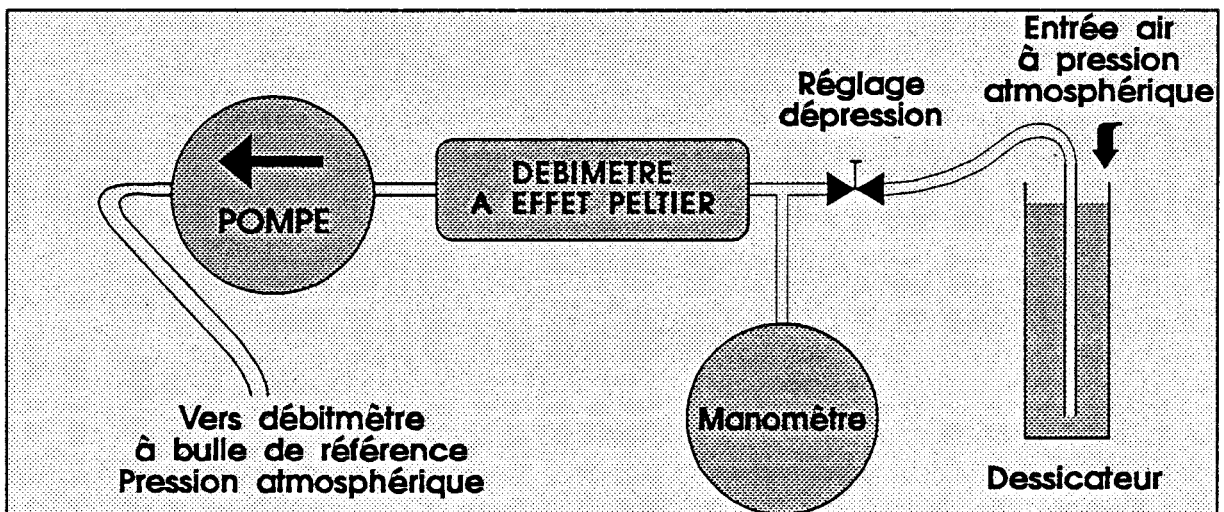


figure 58 Montage expérimental de mesure de débit à pression variable

Comme il n'est pas possible de mesurer le débit volumique de gaz à l'intérieur du débitmètre thermoélectrique, il est nécessaire d'établir une relation permettant de le calculer à partir du débit volumique indiqué par le débitmètre dit "à bulle". L'expression donnant le débit massique en fonction d'un débit volumique devant également être déterminée.

En assimilant le fluide utilisé à un gaz parfait, l'équation d'état portant sur un système fermé contenant  $n$  moles de gaz occupant un volume  $V$  à la pression  $P$  et à la température  $T$  s'écrit :

$$P V = n R T$$

avec  $R$ , la constante des gaz parfait = 8,35 J/K.

En notant  $m$ , la masse molaire du gaz utilisé, la masse totale ( $M$ ) des  $n$  moles de gaz est déduite de la relation précédente :

$$M = n m = m \frac{P V}{R T}$$

le débit massique ( $D_M$ ) étant défini par la relation différentielle temporelle :  $D_M = dM / dt$  peut être alors être exprimé en fonction du débit volumique  $D_V$

$$D_M = \frac{m P}{R T} \frac{dV}{dt} = \frac{m P}{R T} D_V$$

Cette relation n'est valable que lorsque l'écoulement de gaz est en régime stationnaire, c'est à dire que la pression et la température sont indépendantes du temps soit  $dP/dt = 0$  et  $dT/dt = 0$ .

Si le système est indéformable et de plus en régime stationnaire, le débit massique est conservatif dans l'ensemble du dispositif expérimental. De plus, le débitmètre à effet Peltier étant maintenu à la température de l'air ambiant nous pourrions donc considérer que le système est pratiquement isotherme à la température absolue  $T$ , et négliger les faibles effets thermodynamiques dus à la détente de l'air, soit :

$$D_M = \frac{m P_A}{R T} D_{VA} = \frac{m P_B}{R T} D_{VB} \quad (75)$$

Dans ces conditions, le débit volumique de gaz ( $D_{VB}$ ) circulant à l'intérieur du débitmètre thermoélectrique à la pression mesurée ( $P_B$ ) est calculé à partir de la valeur du débit volumique ( $D_{VA}$ ), mesuré à la pression atmosphérique ( $P_A$ ) par le débitmètre "à bulle" :

$$D_{VB} = \frac{P_A}{P_B} D_{VA} \quad (76)$$

L'expérimentation a été conduite en combinant l'action de la vanne et de la pompe de façon à faire varier notablement la pression à l'intérieur du débitmètre à effet Peltier, tout en maintenant constante la f.e.m délivrée par le circuit thermoélectrique. La pression atmosphérique  $P_A$  étant de 1019 hPa et la température de 21°C. Pour chaque point, nous avons mesuré la valeur de la pression  $P_B$  dans le débitmètre expérimental et le débit volumique  $D_{VA}$  donné par le débitmètre à bulle. Les résultats expérimentaux obtenus sont présentés dans le tableau suivant :

$P_A = 1019 \text{ hPa}$ , $T = 294 \text{ K}$ , Courant injecté dans le capteur : 50 mA				
Pression $P_B$ ( hPa )	Déb. Vol $D_{VA}$ ( $\text{cm}^3 / \text{s}$ )	Déb. Vol $D_{VB}$ ( $\text{cm}^3 / \text{s}$ )	Déb. Mass $D_M$ ( mg / s )	f.e.m capt. ( $\mu\text{V}$ )
426	15,6	37,3	18,7	2000
629	15,5	25,11	18,6	2000
779	15,5	20,3	18,6	2000
1002	15,5	15,8	18,6	2002

L'ensemble de ces mesures montre que le débitmètre réalisé est de type massique, puisque la f.e.m mesurée par ce capteur reste constante malgré l'importante variation de débit volumique  $D_{VB}$  de fluide qui le traverse.

### 3.5.6 INFLUENCE DE LA NATURE DU GAZ

Ces mesures ont été conduites à température ambiante (21 °C), et à pression atmosphérique (1014 hPa), en utilisant le montage expérimental ayant servi à l'étude en température et représenté figure 56. Trois gaz de nature différente : dioxyde de carbone, azote, hélium ont été utilisés afin de mettre en évidence l'influence des caractéristiques physiques de ces gaz sur la mesure de débit. Pour chacun de ces gaz, nous avons représenté figure 59, la variation de la f.e.m délivrée par le capteur, en fonction du débit volumique mesuré à pression et température constante à l'aide du débitmètre à bulle.

Lorsque le débit est nul, la f.e.m délivrée par le capteur varie notablement en fonction de la nature du gaz injecté. Dans ce cas, la f.e.m dépend uniquement de la conductivité thermique du gaz suivant le modèle établi dans la partie théorique. Par contre, l'évolution de la f.e.m délivrée par le circuit en fonction du débit semble suivre la même loi de variation et être indépendante de la nature du gaz circulant dans le débitmètre.

Pour établir une relation entre la f.e.m délivrée par le circuit et le débit volumique, nous avons utilisé les résultats de littérature spécialisée donnant de nombreuses expressions de l'évolution du coefficient d'échange en fonction de la vitesse du fluide (Loi de King par exemple). Partant de ces lois, nous allons établir une relation entre le facteur de géométrie  $K$  et le débit, et en déduire ensuite l'expression donnant la variation de la f.e.m en fonction du débit dans le particulier où les transferts thermiques sont entretenus par effet Peltier.

Le logiciel de modélisation qui a été développé pour caractériser les échanges de chaleur dans un fluide au repos peut encore être utilisé pour déterminer la loi de variation d'un coefficient  $K$

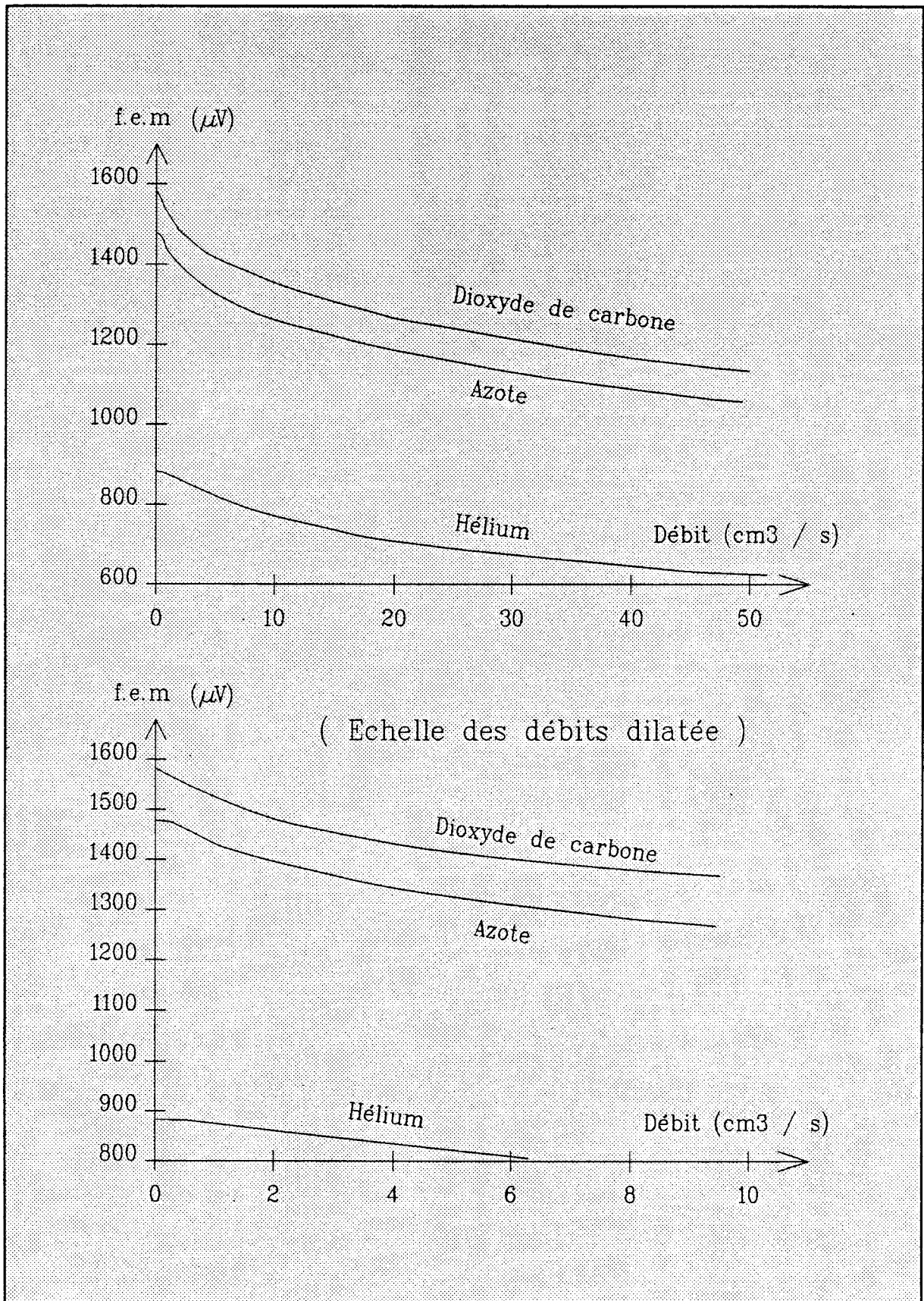


figure 59 Courbes d'étalonnage du débitmètre expérimental pour différents gaz

équivalent en fonction du débit. On vérifie tout d'abord que pour chaque gaz, et à vitesse nulle, la valeur de la f.e.m calculée ( $V_{cal}$ ) correspondent bien à la valeur mesurée ( $V_{mes}$ ) le facteur K étant dans ce cas déterminé à l'aide de la relation (66) établie pour les fluides au repos soit  $K=K_0$ . L'erreur relative étant inférieure à 1%, il suffit ensuite d'ajuster la valeur du coefficient K pour faire correspondre la f.e.m calculée à la f.e.m mesurée pour chaque valeur de débit volumique soit :

Débit = 0,      Calculer  $K = K_0$ ,      et       $V_{cal} = V_{mes}$       ( erreur < 1% )  
 Débit =  $d_1$ ,      Ajuster K ,      pour obtenir       $V_{cal} = V_{mes}$       soit  $K = K_1$   
 Débit =  $d_2$ ,      Ajuster K ,      pour obtenir       $V_{cal} = V_{mes}$       soit  $K = K_2$   
 .....      .....      .....      .....      .....

Nous obtenons ainsi la loi expérimentale de variation du facteur de géométrie K en fonction du débit volumique. La vitesse moyenne exprimée en m/s est déterminée en effectuant le quotient du débit volumique mesuré par la section du conduit (9 mm<sup>2</sup>).

Les valeurs numériques obtenues sont présentées dans les tableaux suivants :

Gaz : DIOXYDE DE CARBONE			
Débit vol. (cm <sup>3</sup> /s)	Vitesse moy. (m/s)	Coeff. K	Coef.Ech. h (W/m <sup>2</sup> K)
0	0	3,8	54
1,62	0,18	5,67	81
5,71	0,63	7,99	114
11,92	1,32	10,1	144
19,89	2,21	12,4	177
49,96	5,55	18	257

Gaz : AZOTE			
Débit vol. (cm <sup>3</sup> /s)	Vitesse moy. (m/s)	Coeff. K	Coef.Ech. h (W/m <sup>2</sup> K)
0	0	3,8	86
0,99	0,11	4,63	105
2,46	0,27	5,48	124
7,22	0,80	7,28	165
17,38	1,93	9,48	215
33,16	3,68	12,0	272
62,66	6,96	15,57	353

Gaz : HELIUM			
Débit vol. (cm <sup>3</sup> /s)	Vitesse moy. (m/s)	Coeff. K	Coef.Ech. h (W/m <sup>2</sup> K)
0	0	3,8	524
2,89	0,32	4,22	582
6,3	0,70	4,76	657
13,2	1,46	5,61	774
26,3	2,92	6,77	934
53,9	5,98	8,44	1164

Les valeurs calculées pour le coefficient d'échange h sont très supérieures aux valeurs déterminées habituellement pour des corps ne possédant pas de sources périodiques d'énergie réversible induite par effet Peltier. Nous utiliserons néanmoins une expression analytique classique permettant de relier le coefficient d'échange à la vitesse d'écoulement du fluide soit : <sup>(10)</sup>

$$h = A' \lambda P_r^{0.33} (u / \nu)^n + B' \quad (77)$$

le facteur de géométrie étant proportionnel à h :  $K = 2 l_g h / \lambda$ , nous obtenons la relation suivante qui présente l'avantage d'être indépendante de la conductivité du fluide :



$$K(u) - K_{u=0} = A P_r^{0.33} (u / \nu)^n + B \quad (78)$$

avec  $P_r$  : nombre de Prandtl,  $u$  : la vitesse moyenne du fluide,  $\nu$  : sa viscosité cinématique le facteur  $K_{u=0}$  calculé à vitesse nulle étant soustrait puisque la relation classique n'est pas valable dans ce cas.

Les coefficients  $A$ ,  $B$ ,  $n$  sont déterminés pour chaque gaz, en appliquant une méthode d'approximation aux moindres carrés aux valeurs numériques du facteur  $K$  et de la vitesse moyenne du fluide données dans les tableaux précédents soit :

Dioxyde de carbone	$A = 19,9$	$B = -0.56$	$n = 0.526$
Azote	$A = 21.05$	$B = -0.528$	$n = 0.527$
Hélium	$A = 30.23$	$B = -0.75$	$n = 0.528$

l'écart relatif maximal d'approximation étant inférieur à 2%, nous pouvons donc considérer que la relation 78 permet de décrire la dépendance du facteur de géométrie équivalent  $K$  à une variation de vitesse moyenne dans le cas du débitmètre expérimental étudié.

La relation (78) prenant en compte les caractéristiques physiques du fluide, nous pouvons espérer trouver les coefficients  $A$ ,  $B$ ,  $n$  indépendants de la nature du gaz, ce qui aurait permis de généraliser cette expression. En fait, seul le paramètre " $n$ " est pratiquement insensible à la nature du fluide ce qui montre bien la difficulté d'analyser précisément des phénomènes aussi complexes.

Connaissant la forme analytique du coefficient  $K$  en fonction de la vitesse ou du débit volumique, il suffit de chercher une autre forme analytique reliant la f.e.m délivrée par le circuit au coefficient  $K$  pour établir l'expression donnant la valeur de la f.e.m en fonction du débit.

Dans la partie théorique, nous avons donné une relation analytique approchée (53) donnant la f.e.m générée par le circuit thermoélectrique en fonction de nombreux paramètres et notamment du coefficient  $K$ . En pratique, l'évaluation des arguments des cotangentes hyperboliques montre qu'ils sont supérieurs à 2 et nous ferons l'approximation de considérer comme voisine de 1 la valeur de ces cotangentes hyperboliques. Dans ces conditions l'expression donnant la f.e.m ( $V$ ) en fonction de  $K$  prend la forme :

$$V = C' / K^{1/2} \quad C' \text{ étant une constante à déterminer}$$

et en introduisant la relation 78 dans laquelle on remplace la vitesse moyenne du fluide par le débit volumique  $d$ , il vient :

$$V = V_0 \left[ \frac{1}{1 + C V_0^2 d^n} \right]^{1/2} \quad (79)$$

$V_0$  représentant la tension délivrée par le circuit lorsque le débit est nul,  $C$  et  $n$ , deux paramètres à déterminer à partir des résultats expérimentaux.

La valeur de  $n$  devrait théoriquement être égale à 0,527 puisque la valeur de cet exposant est issue de la modélisation de K. Néanmoins, compte tenu de l'approximation portant sur les cotangentes hyperboliques, nous laissons au logiciel d'interpolation aux moindres carrés la liberté de déterminer  $C$  et  $n$  afin d'obtenir une relation donnant en pratique le maximum de précision. Les valeurs de ces paramètres, obtenues pour les trois gaz sont :

Dioxyde de carbone	$C = 3.62 \cdot 10^{-8}$	$n = 0,603$
Azote	$C = 3.92 \cdot 10^{-8}$	$n = 0.622$
Hélium	$C = 7,41 \cdot 10^{-8}$	$n = 0.726$

L'écart relatif maximal entre les valeurs de tension obtenues expérimentalement et résultant de l'interpolation est inférieur à 2%, et la valeur de  $n$ , assez proche de nos prévision confirme la validité de l'analyse du fonctionnement de ce débitmètre expérimental. La valeur d'un débit massique ou volumique pourra donc être déterminé à l'aide de la relation suivante, issue de (69), connaissant la f.e.m ( $V$ ) mesurée aux extrémités du circuit :

$$d = \left[ \frac{1}{C} \left[ \frac{1}{V^2} - \frac{1}{V_0^2} \right] \right]^n \quad (80)$$

### 3.5.7 VERIFICATION EXPERIMENTALE DE L'EFFICACITE DE LA METHODE D'OPTIMISATION DE LA SENSIBILITE DES CIRCUITS BIMETALLIQUES

Pour confirmer les résultats théoriques donnant la longueur des électrodes plaquées, la distance les séparant, et leur épaisseur nous avons réalisé trois rubans thermoélectriques de 200 mm de longueur totale et de 0,45 mm de largeur. Le premier de ces circuit (Ruban 2) est optimisé, suivant l'étude théorique, pour donner une sensibilité maximale aux variations de conductivité thermique ou de vitesse de fluide, autour d'un point de fonctionnement correspondant à la conductivité thermique de l'air.

Les dimensions des électrodes des deux autres circuits (Ruban 3 et 4) ont été volontairement modifiées de façon à encadrer les valeurs optimales, et devraient donc, suivant le modèle théorique présenter des sensibilités moindres. Le rapport longueur d'électrode sur longueur inter-électrode

n'est pas optimal, mais la longueur totale de cellule est voisine de celle du circuit optimisé. Le circuit thermoélectrique utilisé dans la partie précédente sera également comparé aux autres, l'ensemble des dimensions étant résumée dans le tableau suivant :

Dimensions des circuits thermoélectriques expérimentaux					
Indentif.	Largeur (mm)	Long. électrodes (mm)	Dist. inter-électrodes (mm)	Epaiss. électrodes ( $\mu\text{m}$ )	Sensibilité $C.V_0^2$
Ruban 1	0,56	3	2	1,3	0,081
Ruban 2 (Opt.)	0,45	8,6	2,5	3	0,173
Ruban 3	0,45	7,3	3,5	3	0,152
Ruban 4	0,45	9,6	1,5	3	0,136

L'application essentielle de ce type de capteur étant la débitmètrie massique, nous avons effectué les relevés expérimentaux de la f.e.m délivrée par ces circuits, en faisant varier la vitesse d'air, plutôt que la conductivité thermique du fluide. Les résultats obtenus sont présentés figure 60, la puissance dissipée par effet Joule étant ajustée à 20 mW pour chaque circuit.

Sur le premier graphe, on constate que pour un fluide au repos, ce n'est pas le circuit optimisé (ruban 2) qui délivre la plus forte f.e.m, mais le circuit constitué des cellules les plus courtes (ruban 1). Un tel phénomène est normal, puisque à la limite, c'est un circuit constitué de cellules infiniment petites qui délivrerait une f.e.m maximale mais n'aurait par contre aucune sensibilité aux caractéristiques thermiques du milieu environnant qui tend toujours à faire décroître la f.e.m ce qui est le but recherché.

Afin de mettre en évidence la variation de f.e.m en fonction du débit volumique, le second graphe représenté figure 60 porte en ordonnée la différence entre la f.e.m délivrée à débit nul et la f.e.m mesurée pour un débit donné figurant en abscisse. Les résultats expérimentaux sont conformes à la théorie, puisqu'il apparaît très nettement que c'est le circuit optimisé (Ruban 2) qui présente la meilleure sensibilité. Pour chiffrer ces résultats nous avons utilisé la relation 79 pour calculer le paramètre C correspondant aux f.e.m obtenues expérimentalement pour chacun des circuits. L'exposant n à été fixé à une valeur moyenne de 0,640 afin que seul le paramètre C soit représentatif de la sensibilité, malgré ce degré de liberté en moins, l'erreur relative maximale d'identification pour les quatre circuits est inférieure à 3,5% .

La sensibilité des circuit qui dépend du débit ne peut pas être exprimée par un nombre, Néanmoins la dérivation par rapport au débit de la relation 79 laisse apparaître un terme en  $C.V_0^2$

qui permet pas d'établir véritablement le rapport exact des sensibilités entre les circuits mais seulement d'effectuer un classement qui confirme bien l'impression obtenue en examinant les courbes.

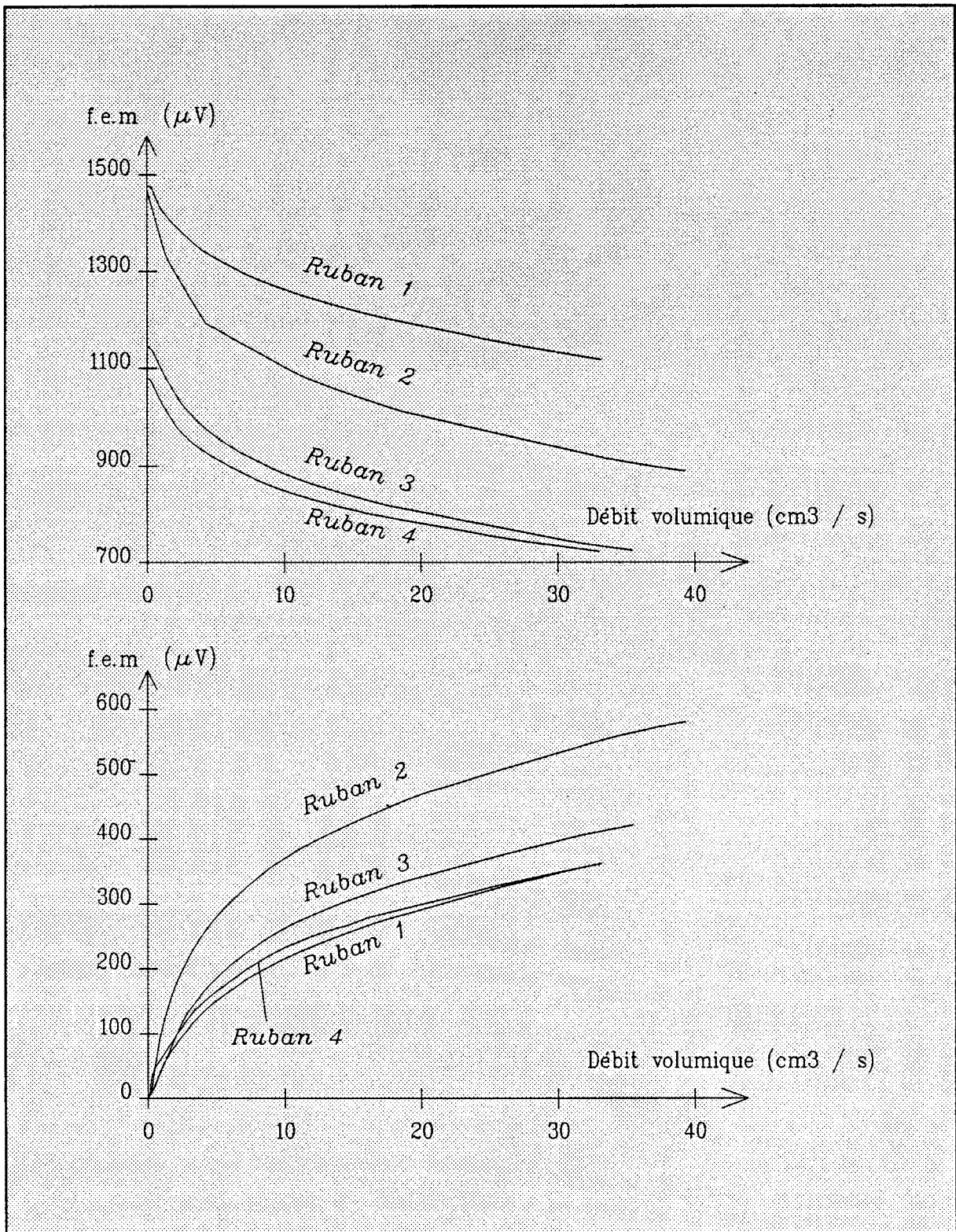


figure 60 Comparaison des f.e.m délivrées en fonction du débit volumique pour des circuits optimisés ou non

# Conclusion

---

L'objectif initial de notre travail était la conception et la réalisation de capteurs et instruments de mesure exploitant l'effet Peltier. Pour développer notre sujet, nous avons mis en oeuvre des circuits thermoélectriques à électrodes plaquées dont la fabrication ne pose aucun problème particulier que l'on utilise des techniques électrochimiques ou des techniques de dépôt sous vide largement répandues dans l'industrie. La partie théorique a été développée en assimilant le circuit bimétallique à une résistance électrique pure, disposée en série avec une source de tension résultant du couplage des effets Peltier et Seebeck au niveau du corps d'épreuve constitué par le circuit bimétallique, la grandeur d'influence étant la conductivité thermique apparente du milieu environnant.

En effet, le passage du courant électrique fait apparaître, par effet Peltier, le long d'un tel circuit des différences de température dont l'amplitude est influencée par les échanges de chaleur avec le milieu environnant, et qui génèrent ensuite par effet Seebeck une force électromotrice qui s'oppose au passage du courant lui ayant donné naissance. Le rapport de cette f.e.m au courant inducteur peut être représenté comme une résistance apparente composée de la somme de la résistance électrique du métal et d'une résistance motionnelle  $R_m = \alpha^2 T R_{th}$ , directement proportionnelle à la résistance thermique  $R_{th}$  vue entre les points du circuit où sont localisées les jonctions thermoélectriques. La valeur de cette résistance thermique pouvant être considérée comme le résultat de l'association en parallèle de la résistance thermique du tronçon de métal et du volume de fluide situé au voisinage de ce tronçon.

La mesure de la résistance motionnelle permet donc de caractériser toute perturbation des propriétés thermiques du milieu environnant, et exploitant l'inertie thermique du circuit métallique est effectuée en interrompant brièvement le courant inducteur. Cette particularité du conditionneur conçu et réalisé dans le cadre de ce travail, permet de s'affranchir des variations en température de la résistance électrique propre au circuit et délivre directement une tension de sortie proportionnelle au produit de la résistance motionnelle par le courant inducteur (I)

$$V_s = A_v R_m I = A_v \alpha^2 T R_{th} I$$

$A_v$  représentant le gain en tension de l'amplificateur (1000)

Cette grandeur n'est principalement influencée que par les propriétés thermiques du milieu environnant et non par son état physique. En particulier, elle est pratiquement indépendante de la température du capteur et de la température de ce milieu. La seule influence de la température sur la tension mesurée est introduite au niveau du circuit lui-même par l'intermédiaire de la variation en température du pouvoir thermoélectrique  $\alpha$  et du facteur "Température absolue" inhérent à l'effet Peltier, et nous avons dû concevoir, pour éliminer cette dépendance, un dispositif permettant d'éliminer automatiquement l'effet de cette grandeur d'influence.

Le capteur thermoélectrique, ainsi compensé, joue un rôle actif et permet l'étude des propriétés évolutives du milieu qui l'entoure (vitesse, conductivité thermique). La compensation en température du circuit, nécessitant pour sa mise en oeuvre le repérage de sa température, le capteur agit en même temps comme un élément passif indiquant par sa variation de résistance interne, la température moyenne caractéristique de l'équilibre environnement-capteur. La tension mesurée étant proportionnelle à la résistance motrice, et compte tenu de la signification physique attachée à cette grandeur, le domaine d'application de cette méthode est très étendu.

Dans la seconde partie du travail, nous avons choisi de présenter le caractère original de cette méthode de mesure sur une application particulière concernant la détermination de la conductivité thermique de fluides au repos. Cette étude, a été effectuée en conformité satisfaisante avec la théorie simple de Fourier sur la conduction de la chaleur en régime stationnaire. Nous avons développé un modèle à constantes distribuées, dans lequel les résistances de contact entre le capteur et le fluide ont pu être négligées en raison de la très faible différence de température existant entre ces deux éléments. Les résultats de simulation, validés par l'expérimentation, montrent que cette méthode de mesure, s'applique à tous les milieux ayant le caractère de fluidité. Elle pourrait également être étendue aux pâtes, mousses, suspensions et même aux milieux granuleux ou fibreux.

Comparé aux appareils de mesure à fil ou film chaud (catharomètre, jauge de pirani, anémomètre) couramment utilisés, le grand avantage de notre dispositif est qu'il n'est pas utile d'élever la température du capteur au dessus de la température du fluide environnant. De très faibles quantités d'énergie étant nécessaires pour établir un gradient de température dans un milieu fluide, cette méthode de mesure s'applique particulièrement bien à la caractérisation de milieux gazeux. Nous avons montré que la mesure de la tension d'origine thermoélectrique délivrée par un capteur en contact avec un milieu gazeux permettait la détermination de la conductivité de ce gaz, ou lorsque le capteur est disposé dans une canalisation, à la mesure de la vitesse moyenne du gaz traversant ce conduit. Les grandes sensibilités obtenues avec des capteurs de ce type permettent d'envisager, dès maintenant, des applications industrielles de débitmétrie massique.

D'autre part, la possibilité de mesurer simultanément la vitesse locale d'un fluide ainsi que sa température à l'aide d'un circuit thermoélectrique filaire de faible longueur, est un fait

expérimental qui a été vérifié et doit donner lieu à des développements intéressants dans le domaine de la mécanique des fluides.

En développant une méthode de mesure, basée sur la détermination de la résistance motionnelle résultant du couplage de l'effet Peltier et de l'effet Seebeck sur un circuit bimétallique, nous pensons avoir ouvert un nouveau domaine de recherche en instrumentation. Au lieu d'étudier séparément les diverses applications possibles, il nous paraît préférable de poursuivre le travail en approfondissant l'analyse de l'interaction capteur-fluide pour mesurer non plus la résistance motionnelle en régime stationnaire, mais son évolution temporelle en régime variable.

Un tel régime pouvant être obtenu très facilement en imposant une fluctuation temporelle du courant électrique, provoquant ainsi la modulation des sources de chaleur induites par effet Peltier, et devrait permettre la détermination d'une grandeur thermophysique supplémentaire, chaleur massique ou diffusivité thermique, représentative de la dynamique des échanges entre le fluide et le capteur.



## BIBLIOGRAPHIE

1. Ann . Inst. Physics " Temperature, its measurement and control in science and industry"  
: vol. 1 1941  
  
R.L WEBER " Heat and temperature measurement "  
Prattice-Hall Englewood cliffs 1950
  
2. T. KWIKKERS " Two thick film sensors"  
Hybrid Circuits, Vol. 16, pp. 39-42, 1988  
  
B W van OUDHEUSDEN " The behaviour of a thermal gradient sensor in laminar and  
turbulent shear flow "  
J. of Physics E. Sci Instruments, vol. 22, pp. 323-327, 1989
  
3. P. THERY, J. PAUQUET, "Propriétés thermoélectriques des systèmes à deux couches  
conductrices superposées",  
J. of Physics E. Sci. Instruments, vol. 13, pp. 323-327, 1980  
  
P. THERY, J.C. MARECHAL, "Etude et caractérisation d'un nouveau fluxmètre  
calorifique"  
J. of Physics E. Sci. Instruents, vol. 13, pp. 858-865, 1980  
  
P. THERY, B. DUTHOIT, J. PAUQUET, " Propriétés thermoélectriques des systèmes  
à deux couches minces superposées ". Application à la mesure des flux thermiques",  
Revue de physique appliquée, n° 15, pp. 741-747, 1980  
  
G. RAVALITERA, M. CORNET, P. THERY, " Etude et description d'un nouveau  
fluxmètre permettant la mesure simultanée des flux thermiques et des variations de  
température"  
Revue de physique appliquée, n°17, pp. 177-185, 1982

D. LECLERCQ, P. THERY, " Apparatus for simultaneous temperature and heat flow measurements, under transient conditions ",  
Rev. of Scient Instrum, 54, pp.374-380, 1983

E. GAVIOT, P. HERIN, P. THERY, " New thermopiles for measuring convective and radiative heat fluxes on a bare wall",  
Thermal and temperature measurement in science and industry, pp.1-11 ,1987

D. LECLERCQ, P. RAZLOZNIK, P. THERY, " Thin foil bimetallic printed circuits placed on a wall for simultaneously measuring convective and radiative fluxes",  
Instrument for the XXI Century, Proceedings of the 11th world congress, pp. 181-200, 1988

E. GAVIOT, D. LECLERCQ, P. THERY, " Les fluxmètres thermiques à circuit imprimé bimétallique "  
" Métrologie des propriétés physiques de matériaux " de J. HLADIK pp. 213-221,  
MASSON

D. LECLERCQ, P. THERY, " Three dimensional thermoelectric coupling in bimetallic printed circuit. Application for designing new heat flow sensors ",  
Workshop on heat flow measurement, 1Budapest, 1986

P. RAZLOZNIK, P. THERY, " Adapting available finite element heat transfer programs to solve 3D distributed thermoelectric field problems in large plated junctions",  
FEMCAD 88, Paris, Pergamon Press editor

B. DUTHOIT, E. GAVIOT, P. HERIN, D. LECLERCQ, P. RAZLOZNIK, P. THERY, "  
Thermopiles à circuit imprimé bimétallique appliquées à la mesure des flux thermiques",  
Sté française de thermique, journée du 20 janvier 1988

P. THERY, R.A. KOUGBEADJO, D. LECLERCQ, " Mesure simultanée de flux et température",  
Journées industrielles de la Sté de Physique, Toulouse, mars 1980

THERY P., RAVALITERA G., CORNET M., " Dispositif sensible à un gradient de température et son application pour constituer un fluxmètre calorifique ou un capteur solaire",  
Brevet Européen n° 212255 , 1980

THERY P., LECLERCQ D., HERIN P., " Fluxmètres radiatifs ",  
Brevet n° 8207072, 1986

4. R.A. KOUGBEADJO, P. THERY, " Thermal diffusivity determination by cross correlating injected and transmitted heat pulses through a wall "  
Journal Applied Physics 53, pp. 2875-2886, 1982  
  
B. DUTHOIT, D. LECLERCQ, P.THERY , " Signal and system analysis for unsteady heat conduction problems "  
Journal Applied Physics 54, pp. 374-380, 1983  
  
D. LECLERCQ, E. GAVIOT, P. THERY, " Frequency domain analysis of entropy generation through heat flow ",  
Journal Applied Physics 54, pp. 5663-5671, 1983  
  
S. BELLATAR, A. HAMDOUM, B. DUTHOIT, P. THERY, " Thermal non destructive testing for in situ measurements of heat flow and surface temperature at the same location on a wall surface "  
A paraître, J. of Physics E. Sci. Instruments, 1991
5. G. ASH, " Les capteurs en instrumentation industrielle "  
Mesure du vide : pp. 615-631, Catharomètres: p. 769, Dunod, 1989  
  
P. CALVET, F. LIOUSSE, " Mesures locales de température, pressions et vitesses au moyen de capteurs thermorésistants chauffés par impulsion  
Revue générale de thermique, pp. 527-542, 1971  
  
D. MANSION, " Mesures de températures, de pression "  
Les dossiers du nouvel automatisme, Tomes 2 et 3 , 1983
6. P. CHARTIER, M. GROSS, K.S. SPIGLER, E. HERMANN " Application de la thermodynamique du non équilibre"  
Effets thermoélectriques - Couplage du courant de matière pp. 154-163  
  
W. TAUSSIG SCOTT, " The physics of electricity and magnetism ",  
Phenomena related to electron levels, pp. 230-242, 1959  
  
E. CALVET, H. PRAT, " Les effets thermoélectriques "  
Microcalorimétrie, pp. 13-20, 1956, MASSON

R. LACROIX, " Couples thermoélectriques et mesure des températures "  
Techniques de l'ingénieur, R 2590-1 à 10

Ch. FEVROT, " Mesures de température "  
Les Capteurs, pp. 98-100 , E.T.S.F, 1976

T.C. HARMAN, J.II. CAHN, M.J. LOGAN, " Measurement of thermal conductivity by  
utilization of the Peltier effect "  
Journal of applied physics, vol. 30, pp. 1351-1359, 1959

N. B. HANNAY,  
Semiconductors, Reinhold, Publishing Corp., New-York, 1959

D. LECLERCQ, F. WATTIAU, P. THERY, " Procédé et dispositif utilisant les effets  
thermoélectriques pour la mesure d'une grandeur physique dont la variation est apte à  
modifier les propriétés thermophysiques d'un milieu "  
Brevet n° 89168109, 1989

7. J.P. NOUGIER " Méthode du pivot "  
Méthodes de calcul numérique, PP. 21-23, MASSON, 1985

" Matrix routines ",  
TURBO-PASCAL NUMERICAL TOOLBOX, BORLAND, 1986

8. G. HREN, " Thermal properties of several metal and alloy",  
Elements of physic metallurgy p. 583

" Thermal conductivity of metals ",  
Handbook of material science p.355 , 1979

" Thermal conductivity of gases ,liquids, metals",  
Handbook of chemistry and physics pp. 6.148-150, 12-108, 1991

Notice métaux et matériaux pour la recherche et l'industrie  
GOODFELLOW , 1991

9. E.R.G ECKERT " Similarities between energie transport in rarefied gases and by thermal radiation "  
Advance in heat transfert, pp. 159-179, 1886
- P. FLEURY, J.P. MATHIEU, " Chaleur thermodynamique, Etat de la matiere ",  
p. 85 EYROLLES, 1961
10. P. CALVET " Mesures thermiques dans les fluides "  
Thèse, Falculté des Sciences de Paris, 1967
- L. LOFDAHL, G. STEMME, B. JOHANSSON, " A sensor based on silicon technology  
for turbulence measurements "  
J. of Physics E. Sci. Instruments, vol.22, pp. 391-393, 1991
- J.P. HOLMAN " Principles of convection "  
Heat transfert, pp. 169-197, 1981
- J.P. CHIAPALE, " Emploi de l'anémomètre à fil chaud dans les mesures  
microclimatiques"  
Techniques d'étude des facteurs physiques de la biosphère, PP.409-421, 1970  
Institut National de la recherche agronomique
- E. VEROLLET, " Contribution aux méthodes de mesures de turbulence de vitesse et de  
température par l'anémomètre à fils chauds "  
Thèse de 3e cycle, Faculté des Sciences d'Aix-Marseille, 1962
- H. H. BRUUN, N. NABHANI, A.A. FARDAD, H.H. AL-KAYIEM, " Velocity  
component measurements by X hot-wire anemometry "  
Meas. Sci. Technol. 1 , pp. 1314-1321, 1990
- J. H. HUIJSING , J. P. SCHUDDEMAT, W. VERHOEF, " Monolithic integrated  
direction-sensistive flow sensor"  
I.E.E.E Trans. Electron. Devices., vol ED-29, pp. 133-136, 1982
- L. J. W. GRAHAM, K. BREMHORST, " A linear compensation technique for inclined  
hot-wire anemometers subjected to fluid temperature changes"  
Meas. Sci. Technol. 1 , pp. 1322-1325, 1990

P. FREYMUTH, " A comparative study of the signal-to-noise ratio for hot-film and hot-wire anemometers "

J. Phys. E : Sci. Instrum., Vol. 11, pp. 915-918, 1978

B. W. Van OUDHEUSDEN, " Silicon thermal flow sensor with a two-dimensional direction sensitivity "

Meas. Sci. Technol. 1 , pp. 565-575, 1990

P. G. KNIBBE, " An accurate instrument for fast thermal-conductivity and thermal-diffusivity measurements at elevated temperatures and pressures"

J. Phys. E : Sci. Instrum., Vol. 20, pp. 1205-1211, 1987

L. SHIVALINGAPPA, M. P. SRINIVASAN, S. MOHAN, " Precision electronic gas flow controller for thin film deposition "

Meas. Sci. Technol. 1 , pp. 512-516, 1990

J. HLADIK, " Fils et cylindres chauds "

" Métrologie des propriétés physiques de matériaux " pp. 141-159, MASSON

11. D. MANSION, " Mesures de débits "  
Les dossiers du nouvel automatisme, Tome 1

M. FIEVET, " Mesures de débits "

Journal Mesures, pp. 31-36, 1990

G. ASH, " Les capteurs en instrumentation industrielle "

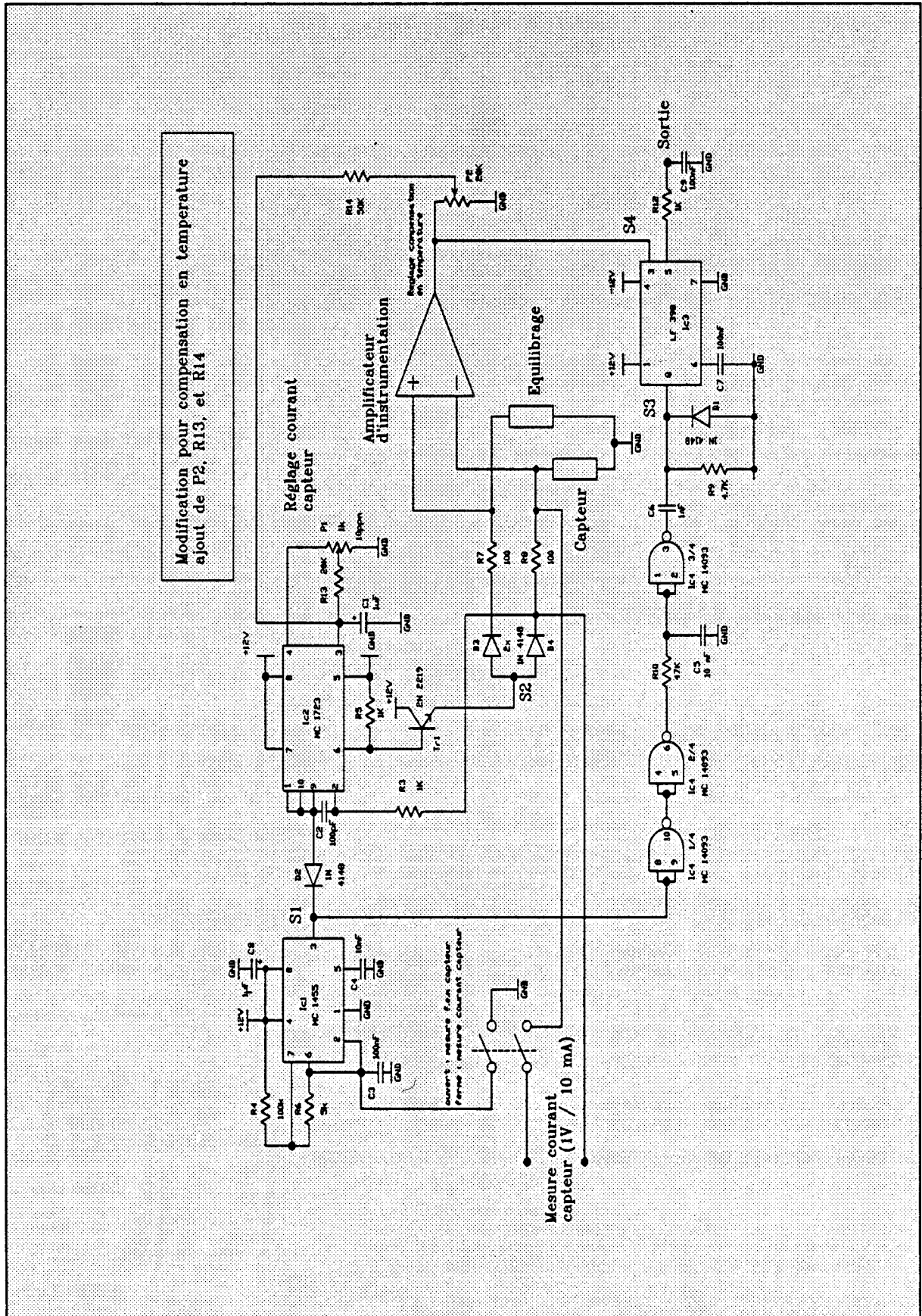
Capteurs de vitesse, de débit pp.541-554, Dunod, 1989

## ANNEXES

## ANNEXE 1

Propriétés de quelques gaz à la pression atmosphérique (1000 hPa) et à la température de 300K					
Gaz	M.Vol.: $\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	Visc.: $\mu$ (kg/m.s)	Visc.Cin. : $\nu$ (m <sup>2</sup> /s)	Diff.therm. : $\alpha$ (m <sup>2</sup> /s)	Prandtl
Dioxyde de carbone	1,80	14,96 10 <sup>-6</sup>	8,32 10 <sup>-6</sup>	0,105 10 <sup>-4</sup>	0,770
Azote	1,14	17,84 10 <sup>-6</sup>	15,63 10 <sup>-6</sup>	0,220 10 <sup>-4</sup>	0,713
Hélium	0,170	198,6 10 <sup>-6</sup>	122,8 10 <sup>-6</sup>	1,74 10 <sup>-4</sup>	0,70

ANNEXE 2 : SCHEMA DE PRINCIPE DU CONDITIONNEUR





## LISTE DES FIGURES

- figure 1 Génération d'écart de température par effet Peltier (1)*
- figure 2 Détection des écarts de température par effet Seebeck (2)*
- figure 3 Chaîne thermoélectrique à électrodes plaquées (3)*
- figure 4 Effet Peltier dans un chaîne thermoélectrique à électrodes plaquées (4)*
- figure 5 Chaîne thermoélectrique baignant dans un milieu fluide (5)*
- figure 6 Débitmètre massique expérimental réalisé au laboratoire (6)*
- figure 7 Application à la mesure de niveaux (9)*
- figure 8 Méthode de fabrication des circuits thermoélectriques plaqués (12)*
- figure 9 Egalité des gradients de potentiel électrique le long de la jonction (15)*
- figure 10 Définition des surfaces d'intégration des densités de courant électrique (16)*
- figure 11 Conservation de la densité de courant le long de la jonction (20)*
- figure 12 Sources énergétiques entretenues par effet Peltier (21)*
- figure 13 Distribution des lignes de courant électrique dans une jonction cuivre-constantan (23)*
- figure 14 Composante normale de la densité de courant pour différentes épaisseurs d'électrodes plaquées (24)*
- figure 15 Structure en pont permettant la mesure de la f.e.m thermoélectrique (26)*
- figure 16 Mesure de la f.e.m thermoélectrique par annulation de courant (28)*
- figure 17 Bilan énergétique dans une section de métal homogène (31)*
- figure 18 Bilan énergétique aux frontières d'un dépôt de cuivre (34)*

- figure 19 *Section de chaîne thermoélectrique plaquée (37)*
- figure 20 *Chaîne thermoélectrique plaquée périodiquement (41)*
- figure 21 *F.e.m délivrée et Température moyenne de différents capteurs en fonction de la conductivité thermique du fluide environnant. (49)*
- figure 22 *Flux thermique circulant à l'intérieur du circuit thermoélectrique (52)*
- figure 23 *Profil de température le long d'un circuit thermoélectrique (54)*
- figure 24 *Variation de potentiel électrique le long du circuit (55)*
- figure 25 *Température et potentiel électrique le long d'un circuit immergé dans le CO<sub>2</sub>, pour diverses valeurs de courant électrique injecté (58)*
- figure 26 *Détail du flux thermique circulant à l'intérieur d'une partie du circuit thermoélectrique (57)*
- figure 27 *Température moyenne et f.e.m détectée, en fonction du courant injecté dans le circuit thermoélectrique (59)*
- figure 28 *Cellule élémentaire d'un circuit thermoélectrique (62)*
- figure 29 *Erreur relative sur la f.e.m calculée entre la méthode numérique et les relations analytiques approchées (67)*
- figure 30 *Variation de la f.e.m délivrée par un circuit thermoélectrique pour une variation de 10 % de la conductivité du fluide environnant (70)*
- figure 31 : *Schéma fonctionnel d'un circuit bimétallique (75)*
- figure 32 : *Schéma de principe de la mesure à courant nul (77)*
- figure 33 : *Décroissance temporelle de la f.e.m thermoélectrique après coupure du courant d'alimentation (78)*
- figure 34 : *Schéma de principe du montage à commutation par diodes (78)*
- figure 35 : *Schéma de principe complet du circuit de mesure de la f.e.m Seebeck générée par effet Peltier (79)*

- figure 36 : Signaux d'alimentation du pont et de sortie de l'amplificateur (80)*
- figure 37 : Signal de sortie de l'amplificateur lors de la phase de mesure et impulsion d'échantillonnage (81)*
- figure 38 : Capteur remplacé par un circuit R-C (82)*
- figure 39 : Circuit de mesure du temps de réponse du conditionneur (84)*
- figure 40 : Réponse indicielle et tension de bruit du conditionneur (85)*
- figure 41 : Capteur permettant la mesure de la conductivité thermique de fluides liquides et gazeux (89)*
- figure 42 : Résultats de modélisation du ruban 1 plongé dans différents fluides (91)*
- figure 43 : Résultats de modélisation du ruban 2 plongé dans différents fluides (93)*
- figure 44 Enceinte isotherme contenant les circuits thermoélectriques (95)*
- figure 45 Support des circuits thermoélectriques inséré dans l'enceinte isotherme (96)*
- figure 47 Evolution de la tension délivrée par différents circuits en fonction du courant injecté. (98)*
- figure 48 Variation de la f.e.m générée par différents circuits immergés dans le dioxyde de carbone (100)*
- figure 49 Variation en fonction de la température de différents circuits immergés dans l'hélium (101)*
- figure 50 Principe de la compensation de la dérive en température par variation naturelle de résistance électrique (106)*
- figure 51 Compensation de la dérive en température du capteur par amplification de la variation de courant naturelle (108)*
- figure 52 Variation de la f.e.m délivrée par deux types de circuits thermoélectriques en fonction de l'inverse de leur largeur (110)*
- figure 53 Evolution du facteur de géométrie K en fonction de la largeur du circuit thermoélectrique (113)*

*figure 54 Débitmètres massique expérimental (120)*

*figure 55 Débitmètre volumique utilisé comme étalon (122)*

*figure 56 Montage d'étalonnage du débitmètre expérimental (123)*

*figure 57 Evolution de la f.e.m délivrée par le capteur en fonction du débit volumique à deux températures différentes (124)*

*figure 58 Montage expérimental de mesure de débit à pression variable (125)*

*figure 59 Courbes d'étalonnage du débitmètre expérimental pour différents gaz (128)*

*figure 60 Comparaison des f.e.m délivrées en fonction du débit volumique pour des circuits optimisés ou non (135)*

