

N° d'ordre : 1374

50376  
1987  
15

50376  
1987  
15

# THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR de 3ème CYCLE**

**Spécialité : ELECTRONIQUE**

par

**Christian VULTAGGIO**



## **LES METHODES DE LA THEORIE DU SIGNAL APPLIQUEES A L'ANALYSE DES TRANSFERTS THERMIQUES SUR LA SURFACE D'UNE PAROI OPAQUE EN REGIME VARIABLE**

Soutenue le 13 Janvier 1987 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :

L. RACZY  
P. THERY  
A. LEBRUN  
M. CHIVE  
B. DUTHOIT  
I. TRINEL

Président  
Rapporteur  
Examineur  
Examineur  
Examineur  
Invité



# SOMMAIRE



	<u>N° page</u>
INTRODUCTION .....	1
CHAPITRE 1 : RÉSULTATS THÉORIQUES .....	4
I - INTRODUCTION .....	5
II - FONCTIONS DE TRANSFERT D'UNE PAROI MONODIMENSIONNELLE .....	8
II-1- Transfert par conduction thermique.....	8
II-2- Condition initiale et conditions aux limites .....	9
II-3- Méthode matricielle appliquée à la représentation des transferts thermiques .....	12
II-3-1- Méthode matricielle .....	12
II-3-2- Fonctions de transfert d'une paroi thermique homogène .....	13
II-3-3- Application à l'identification de la résistance thermique en régime variable .....	14
III- ANALYSE DES INTERACTIONS ENERGETIQUES .....	21
III-1- Introduction : puissance, énergie d'un signal .....	21
III-2- Fonctions de corrélation .....	22
III-3- Application des fonctions d'intercorrélation à la représentation des interactions flux-température en régime variable .....	23
III-4- Application au traitement des signaux à valeur moyenne nulle.....	25
IV - IDENTIFICATION DE L'EFFUSIVITE THERMIQUE .....	28
IV-1- Introduction .....	28
IV-2- Méthode utilisée .....	28
IV-3- Interprétation physique, Domaine d'application .....	29
V - ECHANGES RADIATIFS ET CONVECTIFS SUR LES SURFACES DES PAROIS D'UN CAISSON CLIMATIQUE .....	35
V-1- Echanges radiatifs .....	35
V-2- Echanges convectifs .....	36
V-3- Découplage des échanges radiatifs et convectifs par analyse des flux thermiques mesurés sur les parois d'un caisson climatique .....	39

CHAPITRE 2 : DÉTERMINATION DE L'EFFUSIVITE THERMIQUE .....	47
I - ESTIMATION DE L'EFFUSIVITE THERMIQUE .....	48
I-1- Description du dispositif expérimental.....	49
I-2- Résultats obtenus sur le plexiglass.....	56
I-2-1- Traitement de la réponse indicielle.....	56
I-2-2- Traitement d'un signal à évolution lente .....	56
I-2-3- Influence de l'épaisseur de l'échantillon pour une même forme de sollicitation .....	60
I-3- Résultats obtenus sur un matériau de faible effusivité : le polystyrène	64
I-4- Mesures complémentaires.....	64
II - EFFETS PERTURBATEURS DUS A LA PRESENCE DES CAPTEURS.....	69
II-1- Prise en compte du stockage de chaleur dans la capacité thermique des fluxmètres.....	69
II-2- Prise en compte des chutes de température dans les capteurs de flux en régime permanent.....	73
III - SIMULATION DE LA REPOSE POUR ESTIMER L'EFFUSIVITE THERMIQUE .....	77
IV - CONCLUSION SUR L'ETUDE DES MATERIAUX HOMOGENES .....	81
CHAPITRE 3 : DÉTERMINATION DES CONSTANTES THERMOPHYSIQUES PAR TRAITEMENT DES FLUX ET DES TEMPÉRATURES DE SURFACE DANS UN CAISSON CLIMATIQUE .....	82
I - ESSAI EXPERIMENTAL FAISANT INTERVENIR UNE SOLLICITATION A VALEUR MOYENNE NULLE .....	83
I-1- Introduction .....	83
I-2- Description du dispositif expérimental .....	83
I-3- Analyse des transferts thermiques .....	86
I-4- Calculs de la résistance et de l'effusivité thermique .....	86
I-5- Identification par simulation des variations de température de surface à partir des flux mesurés .....	89
I-6- Conclusion .....	92
II - IDENTIFICATION DES CONSTANTES THERMOPHYSIQUES D'UNE PAROI DE PLATRE PLACÉE DANS UN CAISSON CLIMATIQUE .....	94
II-1- Dispositif expérimental .....	94
II-2- Etude des grandeurs flux et températures .....	95
II-3- Calcul des caractéristiques thermiques .....	97
II-4- Conclusion .....	102

.../...

n° page

III - ANALYSE DES TRANSFERTS RADIATIFS ET CONVECTIFS DANS LE CAISSON CLIMATIQUE .....	103
III-1- Introduction .....	103
III-2- Etude du champ de température dans le caisson climatique .....	103
III-3- Etablissement d'un régime permanent dans un caisson climatique ventilé comportant une surface de captation .....	106
III-4- Analyse du régime transitoire .....	109
CONCLUSION .....	114
BIBLIOGRAPHIE	

INTRODUCTION

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



Depuis quelques années, les programmes d'économie d'énergie posent de nouveaux problèmes de mesure dans le domaine de la thermique. La gestion optimale des échanges de chaleur nécessite la détermination simultanée des quantités de chaleur échangées et des niveaux de température auxquels s'effectuent les échanges.

De nouveaux fluxmètres thermiques ont été réalisés et optimisés pour la mesure des flux conductifs. Leur structure du type "circuit imprimé" permet la connaissance simultanée du flux thermique et des variations de température de la surface de mesure :

- soit en mesurant la variation de résistance électrique du circuit imprimé bimétallique,
- soit en intégrant un thermocouple du type circuit imprimé dans le plan de mesure.

La mesure simultanée des flux thermiques et des températures de surface de part et d'autre d'une paroi opaque permet de caractériser les transferts conductifs dans la paroi opaque. De nombreux travaux ont été réalisés dans le laboratoire en vue de caractériser les transferts conductifs en régime variable. Citons les méthodes basées sur l'analyse des évolutions dans le domaine fréquence<sup>[1][2]</sup> appliquées à l'analyse simultanée des variations de flux et de température de surface et à la caractérisation des erreurs de mesure dues à la présence de capteur sur la surface des parois à caractériser. Citons également les méthodes d'analyse par corrélation des variations de flux et de température de surface<sup>[3][4]</sup>. La première partie de notre travail se situe dans ce contexte et montre l'intérêt d'utiliser le traitement par convolution pour l'analyse de la relation flux thermique-variation de température de surface.

Cette formulation originale est adaptée à l'analyse de l'établissement d'un régime permanent. La méthode développée est fondée sur la forme particulière de l'équation de Fourier suivant laquelle l'effusivité de la paroi (proportionnelle à l'impédance caractéristique) peut être obtenue par un rapport de deux produits de convolution dans le domaine temps. Le domaine d'application de cette méthode d'identification a été précisé par simulation dans le cas de transferts unidirectionnels et a été vérifié expérimentalement. L'avantage essentiel est de permettre l'identification de l'effusivité quelle que soit la forme des variations de flux thermique et de température en régime transitoire.

Les méthodes de traitement du signal adaptées à l'analyse des relations flux-températures de surface sont appliquées dans une seconde partie à l'analyse des échanges radiatifs et convectifs sur la surface de parois opaques. Les résultats expérimentaux obtenus dans un caisson climatique ont pu être interprétés en régime permanent à partir de la formulation classique des échanges radiatifs. En régime variable, les flux thermiques mesurés sur les parois du caisson sont corrélés à la fois aux écarts entre la température de surface et la température d'air d'une part, la température de surface et la température radiante d'autre part.

L'ensemble des méthodes développées montre l'intérêt des méthodes de la théorie du signal pour analyser les informations provenant des capteurs de flux et température en régime variable. La dernière partie montre l'intérêt de ces méthodes pour estimer les constantes thermophysiques in situ. La résistance et l'effusivité thermiques d'un matériau sont ainsi calculées.

CHAPITRE 1 : RÉSULTATS THÉORIQUES

## I - INTRODUCTION

L'analyse de l'évolution de nombreux dispositifs qu'ils soient de nature mécanique, thermique ou électrique se ramène généralement à la résolution d'une équation différentielle compte tenu des conditions initiales.

Cette représentation des évolutions introduit naturellement le concept d'opérateur fonctionnel reliant une sollicitation (grandeur d'entrée) à une grandeur de sortie représentative de l'état du système. Elle introduit une représentation fonctionnelle du couplage entrée-sortie générale et peut être déterminée lorsque l'on connaît l'évolution temporelle des grandeurs d'entrée et de sortie.

Pour un système linéaire dont les propriétés sont invariantes dans le temps l'analyse classique de la relation entrée-sortie (résolution de l'une des équations différentielles), peut être simplifiée par utilisation de la transformation de Laplace qui a pour avantage de remplacer les équations différentielles représentatives de l'évolution du système par des équations algébriques.

On introduit pour cela les transformées de Laplace des signaux d'entrée et de sortie par les relations classiques :

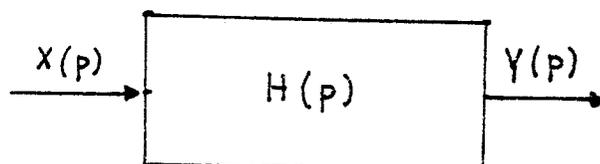
$$x(t) \sim X(p)$$

$$y(t) \sim Y(p)$$

Pour un système initialement au repos, la sortie  $Y(p)$  est proportionnelle à la transformée de Laplace de la sollicitation d'entrée :

$$Y(p) = H(p).X(p)$$

$H(p)$  est caractéristique du système. On l'appelle fonction de transfert ou transmittance isochrone.



En introduisant la fonction du temps telle que  $h(t) \sim H(p)$ , on montre que les fonctions du temps représentatives des grandeurs d'entrée et de sortie sont liées par le produit de convolution :

$$Y(t) = h(t) \otimes x(t)$$

La connaissance de la réponse impulsionnelle  $h(t)$  permet le calcul de la réponse du système à une sollicitation quelconque. La réponse indicielle correspondant à une sollicitation en échelon  $u(t)$  est obtenue par intégration de la réponse impulsionnelle

$$u(t) = \int_0^t h(\tau) d\tau$$

Cette réponse caractérise entièrement le système, Son intérêt pratique résulte de la possibilité de transformer la sollicitation quelconque en une somme d'échelons décalés dans le temps (figure 1).

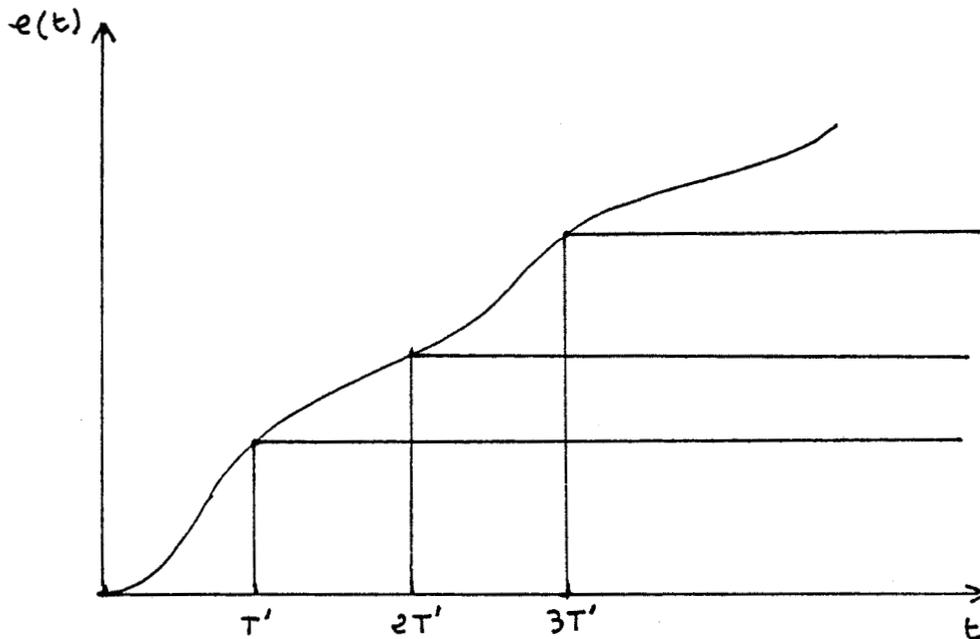


FIGURE 1.

DECOMPOSITION EN SUITE D'ECHELONS

La réponse indicielle du système étant supposée connue, on calcule la valeur du nième échantillon de la réponse en utilisant la sommation des réponses décalées suivantes :

$$y_u(n) = x(o) u(n) + \sum_{m=0}^{m=n-1} (x(m+1) - x(m)) \cdot u(n-(m+1))$$

En présence de conditions initiales linéaires, il y a lieu d'ajouter à ces expressions des contributions représentant l'effet des conditions initiales :

$$Y_u(n) = Y_o(n) + X(o) u(n) + \sum_{m=0}^{m=n-1} (x(m+1) - x(m)) u(n-m+1)$$

$Y_o(n)$  résulte des conditions initiales et représente le "régime libre".

Dans le cas général, les conditions initiales sont non linéaires.

## II - FONCTIONS DE TRANSFERT D'UNE PAROI MONODIMENSIONNELLE

L'expression d'une fonction de transfert peut être établie suivant plusieurs méthodes. Pour un système modélisable, elle résulte de la connaissance que l'on a de l'évolution du système.

De ce point de vue, la modélisation des échanges par conduction thermique est classique.

### II-1- TRANSFERT PAR CONDUCTION THERMIQUE

La conduction thermique est le phénomène de transfert de chaleur à l'intérieur d'un matériau qui n'est le siège d'aucun "mouvement macroscopique" interne.

La chaleur créée en une zone d'un milieu matériel se répand progressivement dans ce milieu en s'écoulant dans le sens des températures décroissantes.

Ce phénomène est comparable à la conduction électrique et, en régime permanent, il suit des lois analogues. Il est régi par une loi phénoménologique appelée loi de Fourier qui s'exprime sous forme vectorielle par :

$$\vec{\phi} = -\lambda \vec{\text{grad}} \theta$$

où  $\theta$  est la variation de température locale en fonction du temps ( $^{\circ}\text{K}$ )

$\phi$  la densité de flux de chaleur ( $\text{W}/\text{m}^2$ )

et  $\lambda$  la conductivité thermique du matériau.

Le bilan de chaleur appliqué pendant l'unité de temps à l'unité de volume du matériau s'exprime par :

$$\rho c \frac{\partial \theta}{\partial t} = \lambda \nabla^2 \theta - P$$

où  $\rho$  est la masse volumique ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )

$c$  la chaleur massique ( $\text{J}/\text{kg}$ )

$P$  la puissance des sources volumiques de chaleur ( $\text{W}$ )

et  $\nabla^2 \theta$  le Laplacien de  $\theta$ .

Dans le cas des transferts de chaleur unidirectionnels dans une paroi homogène, l'équation précédente devient :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = a \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} \quad (I-1)$$

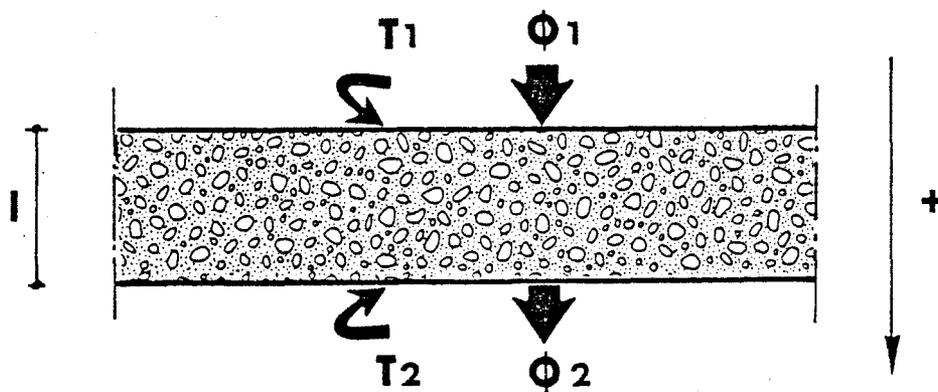
$a = \frac{\lambda}{\rho c}$  est la diffusivité thermique du matériau. Elle fixe l'échelle des temps des évolutions transitoires.

On montre que la densité de flux pénétrant dans le milieu est proportionnelle à la grandeur  $b = \sqrt{\lambda \rho c}$  qui est l'effusivité thermique du matériau.

a et b sont reliés par la relation :  $a = \frac{\lambda^2}{b^2}$

## II-2- CONDITION INITIALE ET CONDITIONS AUX LIMITES

On schématise la paroi comme suit :



SCHEMA I-1

La résolution de l'équation (I-1) impose la définition de conditions spécifiques à chaque problème :

- La condition initiale qui donne la répartition de température dans tout volume considéré à l'instant initial  $t = 0$ . Cette répartition est la conséquence d'une histoire thermique antérieure à l'époque à laquelle on s'intéresse.

Nous prendrons comme hypothèse que les conditions initiales sont négligeables.

- Les conditions aux limites qui précisent la nature des échanges thermiques sur les contours du volume considéré. On considère habituellement plusieurs types de conditions aux limites :

a) Condition de Dirichlet ou de première espèce : le champ de température est imposé sur les surfaces externes du système.

b) Condition de Neumann ou de seconde espèce : le flux thermique est imposé sur les surfaces externes du système.

c) Condition de Fourier ou de troisième espèce : lorsque la surface  $x = 0$  est en contact avec un fluide de température  $\theta_a$ , on a une condition limite de la forme :

$$\phi(0,t) = h [\theta_a - \theta(0,t)]$$

$h$  : coefficient d'échange total [ $W/m^2 \text{ } ^\circ K$ ]

Cette condition est celle qui se rapproche le mieux des conditions physiques et elle se ramène à chacune des deux autres dans les cas suivants :

- si le contour est parfaitement isolé,  $h = 0$ , on retrouve une condition de seconde espèce,

- on retrouve une condition de première espèce ( $\theta_a = \theta(0,t)$ ) lorsque  $h$  est infini.

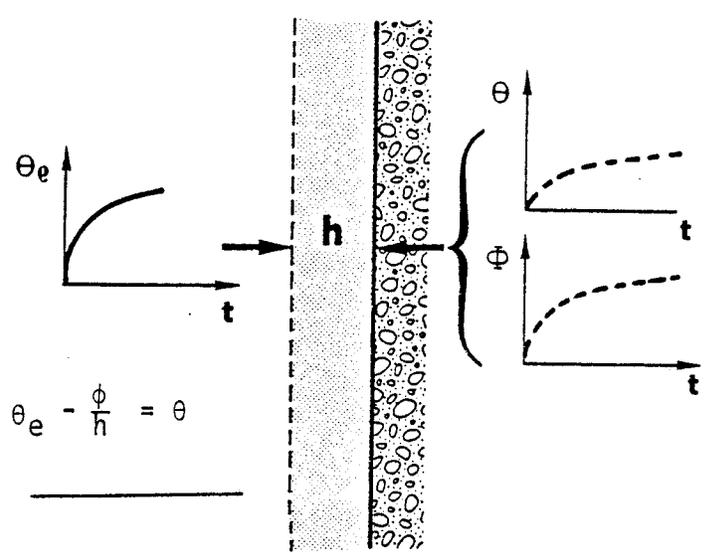
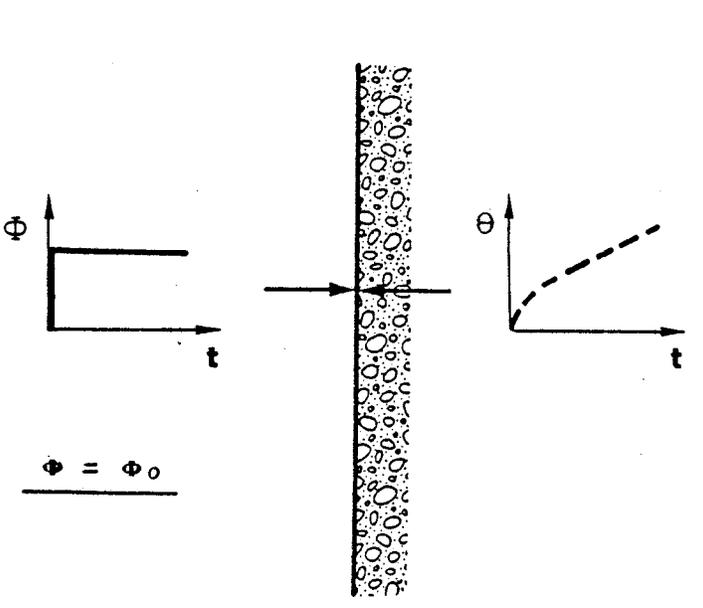
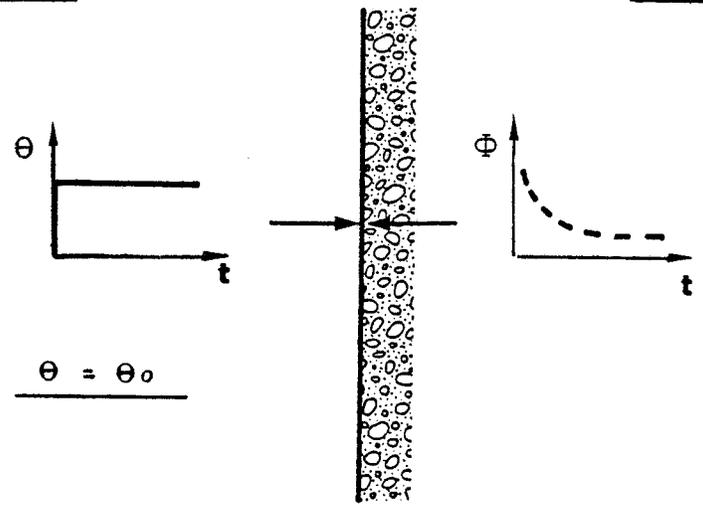
De façon très générale, lorsque l'on ne connaît pas en détail la modélisation des échanges en  $x = 0$  et  $x = \ell$ , il est possible d'obtenir une information représentative des interactions avec le monde extérieur en mesurant à chaque instant :

$$\begin{array}{cc} \theta(0,t) & \theta(\ell,t) \\ & \text{et} \\ \phi(0,t) & \phi(\ell,t) \end{array}$$

qui représentent les températures et densités de flux sur les faces  $x = 0$  et  $x = \ell$ .

-ACTION-

-REPOSE-



CONDITIONS LIMITES

FIGURE 2

II-3- METHODE MATRICIELLE APPLIQUEE A LA REPRESENTATION DES TRANSFERTS THERMIQUES

II-3-1- Méthode matricielle

Dans le cas particulier du transfert monodimensionnel par conduction, il est intéressant de définir le couple  $(\theta(x,t), \phi(x,t))$  caractéristique de l'état thermique local du système.

L'état thermique est directement accessible à la mesure dans deux plans particuliers qui sont les surfaces externes de l'échantillon. Il est représentatif des interactions avec le milieu extérieur (Schéma I-1).

La matrice reliant les grandeurs indicées 1 et 2 résulte de l'équation de Fourier. Celle-ci permet aussi d'exprimer l'état thermique dans le plan  $x$  en fonction de l'état thermique dans le plan  $x = 0$ .

Cette représentation permet l'utilisation des conditions limites (le flux et la température sont connus sur les surfaces d'échange) pour calculer les flux et température en tout point de l'échantillon.

Supposons que l'état initial corresponde à l'équilibre thermique, c'est-à-dire que  $\phi(x,0) = 0$  et  $\theta(x,0) = 0$  pour  $0 < x < \ell$

On obtient la relation matricielle bien connue :

$$\begin{vmatrix} \vartheta(x,p) \\ \tilde{\phi}(x,p) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \text{ch} \sqrt{\frac{p}{a}} x & -\frac{1}{b\sqrt{p}} x \\ -b\sqrt{p} \text{sh} \sqrt{\frac{p}{a}} x & \text{ch} \sqrt{\frac{p}{a}} x \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \vartheta(0,p) \\ \tilde{\phi}(0,p) \end{vmatrix} \quad (\text{I-2})$$

entre transformées de Laplace définies par :

$$\begin{vmatrix} \vartheta(x,p) \\ \tilde{\phi}(x,p) \end{vmatrix} = L \begin{vmatrix} \theta(x,t) \\ \phi(x,t) \end{vmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{vmatrix} \vartheta(0,p) \\ \tilde{\phi}(0,p) \end{vmatrix} = L \begin{vmatrix} \theta(0,t) \\ \phi(0,t) \end{vmatrix}$$

$b = \sqrt{\lambda \rho c}$  est l'effusivité thermique du matériau

II-3-2- Fonctions de transfert d'une paroi thermique homogène

Compte tenu des relations précédentes, le flux thermique à l'abscisse x de transformée de Laplace  $\tilde{\phi}(x,p)$  n'est pas déterminé par la température  $\tilde{\theta}(x,p)$  mais par la température  $\tilde{\theta}(0,p)$  et le flux  $\tilde{\phi}(0,p)$  dans le plan  $x = 0$ .

$$\tilde{\phi}(x,p) = -b \sqrt{p} \operatorname{sh} \sqrt{\frac{p}{a}} x \cdot \tilde{\theta}(0,p) + \operatorname{ch} \sqrt{\frac{p}{a}} x \cdot \tilde{\phi}(0,p) \quad (\text{I-3})$$

c'est-à-dire par la somme de deux produits de convolution dans le domaine temps.

De la même façon, la température en x dépend des deux mêmes quantités et s'exprime dans le domaine temps par une somme de deux produits de convolution.

$$\tilde{\theta}(x,p) = \operatorname{ch} \sqrt{\frac{p}{a}} x \cdot \tilde{\theta}(0,p) - \frac{1}{b \sqrt{p}} \operatorname{sh} \sqrt{\frac{p}{a}} x \cdot \tilde{\phi}(0,p) \quad (\text{I-4})$$

Les fonctions de Laplace  $\tilde{\theta}(0,p)$  et  $\tilde{\phi}(0,p)$  ne sont généralement pas indépendantes puisqu'elles représentent l'état thermique dans le plan  $x = 0$ .

Elles sont liées entre elles par les caractéristiques thermiques du milieu situé au-delà du plan  $x = 0$ .

L'étude de la représentation de l'évolution de l'état thermique en x en fonction de l'état thermique en  $x = 0$  a été développée en vue de simplifier les expressions précédentes (I-3) et (I-4). La diagonalisation de la matrice conduit à définir à partir de la relation (I-2a) et son inverse :

$$\begin{vmatrix} \tilde{\theta}_1 \\ \tilde{\phi}_1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \operatorname{ch} \sqrt{\frac{p}{a}} \ell & \frac{1}{b \sqrt{p}} \operatorname{sh} \sqrt{\frac{p}{a}} \ell \\ b \sqrt{p} \operatorname{sh} \sqrt{\frac{p}{a}} \ell & \operatorname{ch} \sqrt{\frac{p}{a}} \ell \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \tilde{\theta}_2 \\ \tilde{\phi}_2 \end{vmatrix} \quad (\text{I-5})$$

et

$$\begin{vmatrix} \tilde{\theta}_2 \\ \phi_2 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \operatorname{ch} \sqrt{\frac{p}{a}} \ell & -\frac{1}{b \sqrt{p}} \operatorname{sh} \sqrt{\frac{p}{a}} \ell \\ -b \sqrt{p} \operatorname{sh} \sqrt{\frac{p}{a}} \ell & \operatorname{ch} \sqrt{\frac{p}{a}} \ell \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \tilde{\theta}_1 \\ \tilde{\phi}_1 \end{vmatrix} \quad (\text{I-6})$$

Les nouvelles quantités :

$$\Sigma\theta = \theta_1 + \theta_2$$

$$\Sigma\phi = \phi_1 + \phi_2$$

$$\Delta\theta = \theta_1 - \theta_2$$

$$\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$$

sont liées par les relations fonctionnelles suivantes :

$$\hat{\Sigma}\phi(p) = H(p) \cdot b \sqrt{p} \hat{\Delta}\theta(p) \quad (1)$$

et

(I-7)

$$\hat{\Delta}\theta(p) = \frac{H(p)}{b \sqrt{p}} \cdot \hat{\Sigma}\phi(p) \quad (2)$$

avec 
$$H(p) = \frac{1 + \text{ch} \sqrt{\frac{p}{a}} \ell}{\text{sh} \sqrt{\frac{p}{a}} \ell}$$

Ces relations sont biunivoques et permettent le calcul simplifié des flux  $\phi_1$  et  $\phi_2$  en fonction des températures  $\theta_1$  et  $\theta_2$  en régime variable. Elles ont le grand avantage de déterminer l'état des accès d'une paroi thermique homogène à l'aide de deux fonctions de transfert définies au sens de la théorie des systèmes.

Cette formulation conduit directement à l'utilisation de théorèmes bien connus de la théorie des systèmes.

### II-3-3- Application à l'identification de la résistance thermique en régime variable

La détermination de la résistance thermique est fondée sur l'estimation de la valeur statique de la fonction de transfert liant  $\Delta\theta(p)$  à  $\Sigma\phi(p)$ .

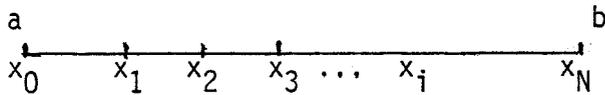
$$\frac{\hat{\Sigma}\phi(0)}{\hat{\Delta}\theta(0)} = \lim_{p \rightarrow 0} H(p) \cdot b \sqrt{p} = \frac{2}{R}$$

Cette valeur limite caractérise le comportement (statistique ou en régime permanent) du système en moyenne. Il suffit donc en pratique d'évaluer les moyennes temporelles de  $\Delta\theta(t)$  et  $\Sigma\phi(t)$  pour déterminer la résistance thermique [ $^{\circ}\text{K/W}$ ]

$$\lim_{p \rightarrow 0} b \sqrt{p} H(p) = \frac{\overline{\Sigma\phi}(t)}{\overline{\Delta\theta}(t)} = \frac{2}{R} \quad (I-8)$$

$$\text{d'où} : R = 2 \times \frac{\overline{\Delta\theta}}{\overline{\Sigma\phi}}$$

La méthode de SIMPSON permet la détermination de  $\overline{\Sigma\phi}(t)$  et  $\overline{\Delta\theta}(t)$  dans tout intervalle temporel inclus dans l'intervalle de définition [a,b] des signaux.



Par principe, nous arrivons à calculer ces valeurs moyennes aux points  $x_2, x_4, \dots, x_{2k}, \dots, x_N$ , en considérant respectivement les intervalles  $[x_0, x_2], [x_0, x_4], \dots [x_0, x_{2k}], \dots [x_0, x_N]$ .

Bien entendu, au point  $x_N$ , nous retrouvons la valeur moyenne du signal au sens classique du terme.

Ainsi, il nous est possible de tracer point par point les variations temporelles de  $\overline{\Sigma\phi}(t)$  et  $\overline{\Delta\theta}(t)$ .

En définitive, programmer la relation (I-8) revient à calculer l'expression :

$$I' = \frac{h}{3} (f(a) + f(b) + 4 \sum_{i=1}^{N-1} f(x_i) + 2 \sum_{i=2}^{N-2} f(x_i))$$

i=impair                      i=pair

h est la longueur (constante de l'intervalle  $[x_i, x_{i+1}]$ ).

On montre que plus h est petit, meilleure est la précision [28].

A titre d'exemples, nous avons :

- d'une part, simulé la réponse d'une paroi homogène à une excitation  $\Delta T$  en forme de triangle, en appliquant la relation (I-7) dans le domaine temps (figures 3 et 4). D'autre part, utilisé les variations temporelles des grandeurs flux et températures mesurées au cours d'un essai expérimental (figures 6 et 7).;

- déterminé la résistance thermique à l'aide de la relation (I-8). Nous avons représenté figures 5 et 8 les courbes du rapport des valeurs moyennes de  $\Delta T$  et  $\Sigma\phi$ . On note que toutes les deux tendent asymptotiquement vers la valeur de la résistance thermique du matériau. Le point d'inflexion qui apparaît sur la figure 5 est dû au changement de signe de la pente de la droite  $\Delta T(t)$ .

Dorénavant, pour un matériau homogène, on présentera les grandeurs étudiées en fonction de la variable  $z = t/\tau' = \pi^2 x t / RC$  dans un but de normalisation.

Matériaux	2 e	$\lambda$ (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	$\rho$ (Kg.m <sup>-3</sup> )	C (J.Kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	$\tau'$ (s)	b (W.s <sup>1/2</sup> .m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup> )
Plexiglass	5 mm	0.19	1150	1420	22	557
Plâtre	7 cm	0.35	1000	1000	1420	592

CARACTERISTIQUES THERMOPHYSIQUES DES ECHANTILLONS DE PLEXIGLASS  
ET PLATRE ETUDIES.

TABLEAU A-1



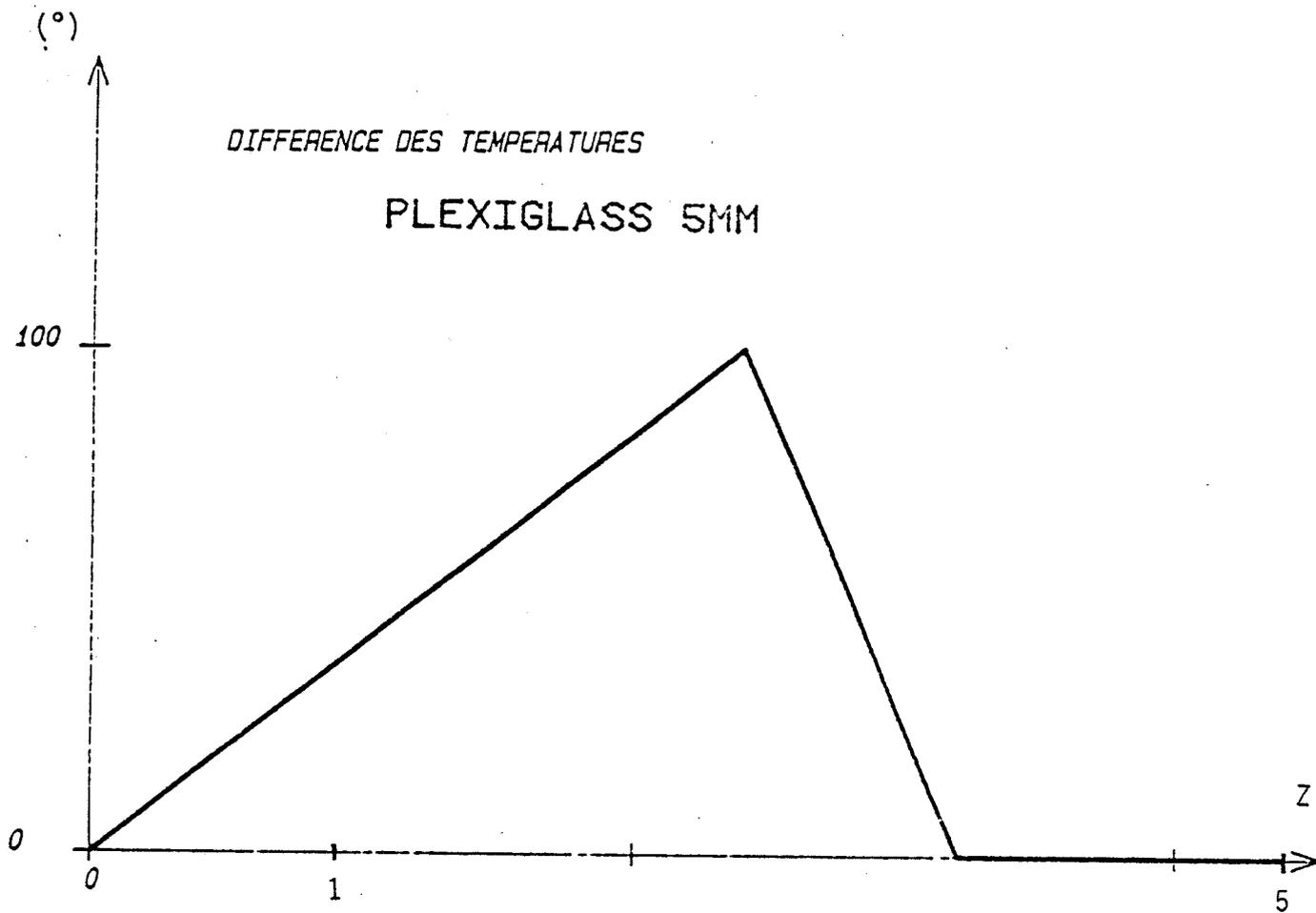
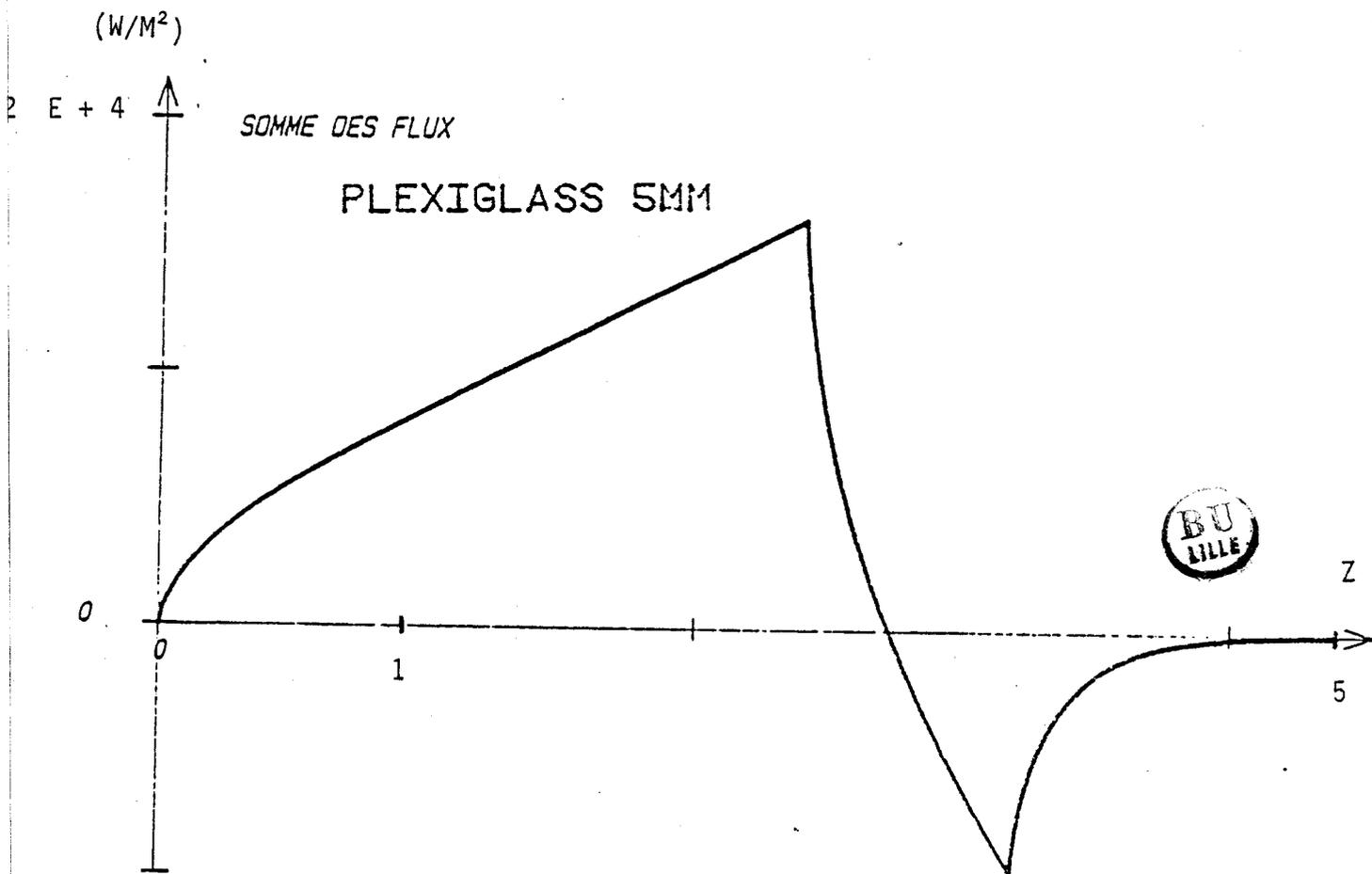


FIGURE 3



RAPPORT DES MOYENNES TEMPORELLES  
PLEXIGLASS 5MM

$CM^2/W$

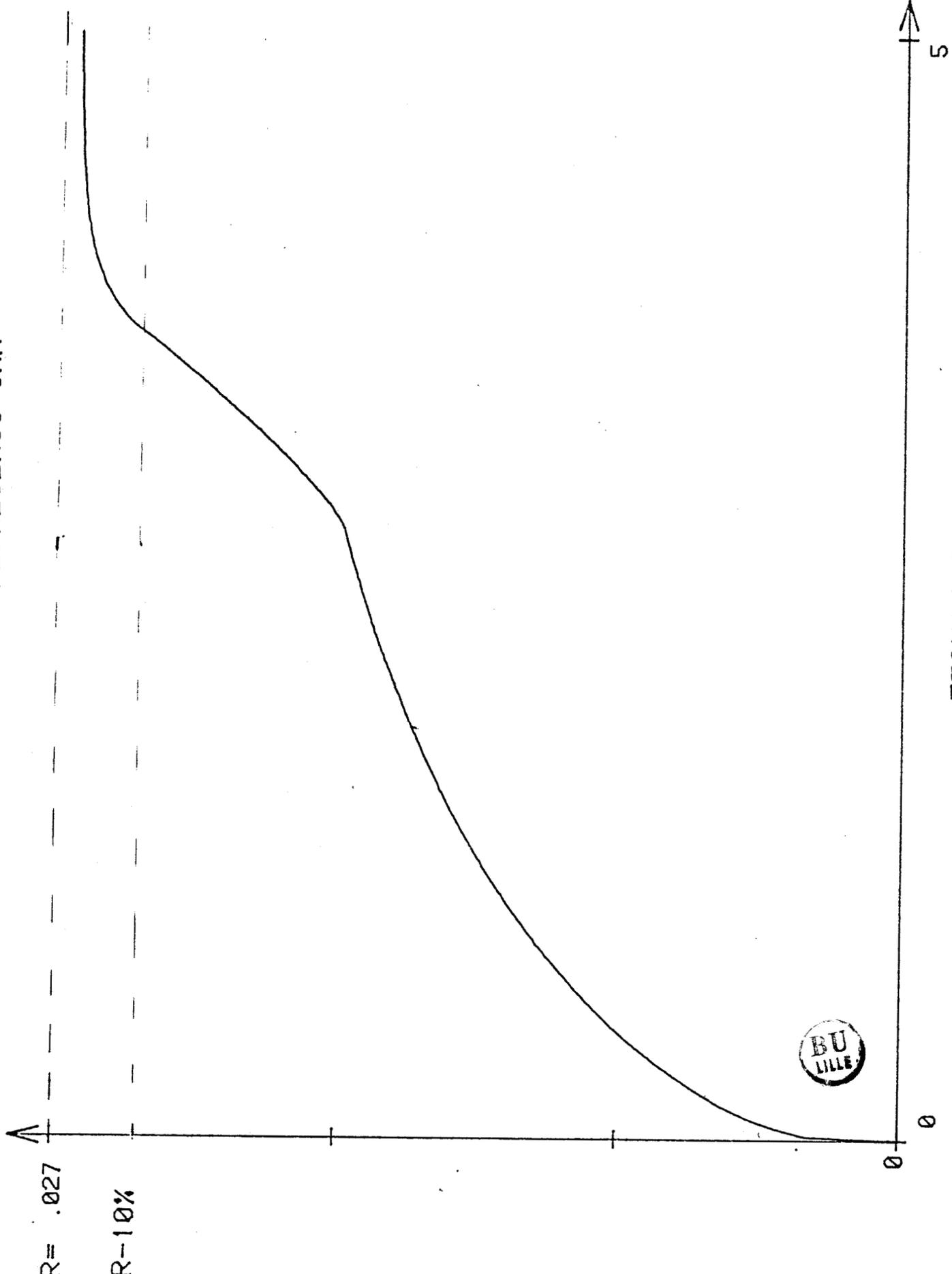


FIGURE 5

DIFFERENCE DES TEMPERATURES  
PLATRE 7CM

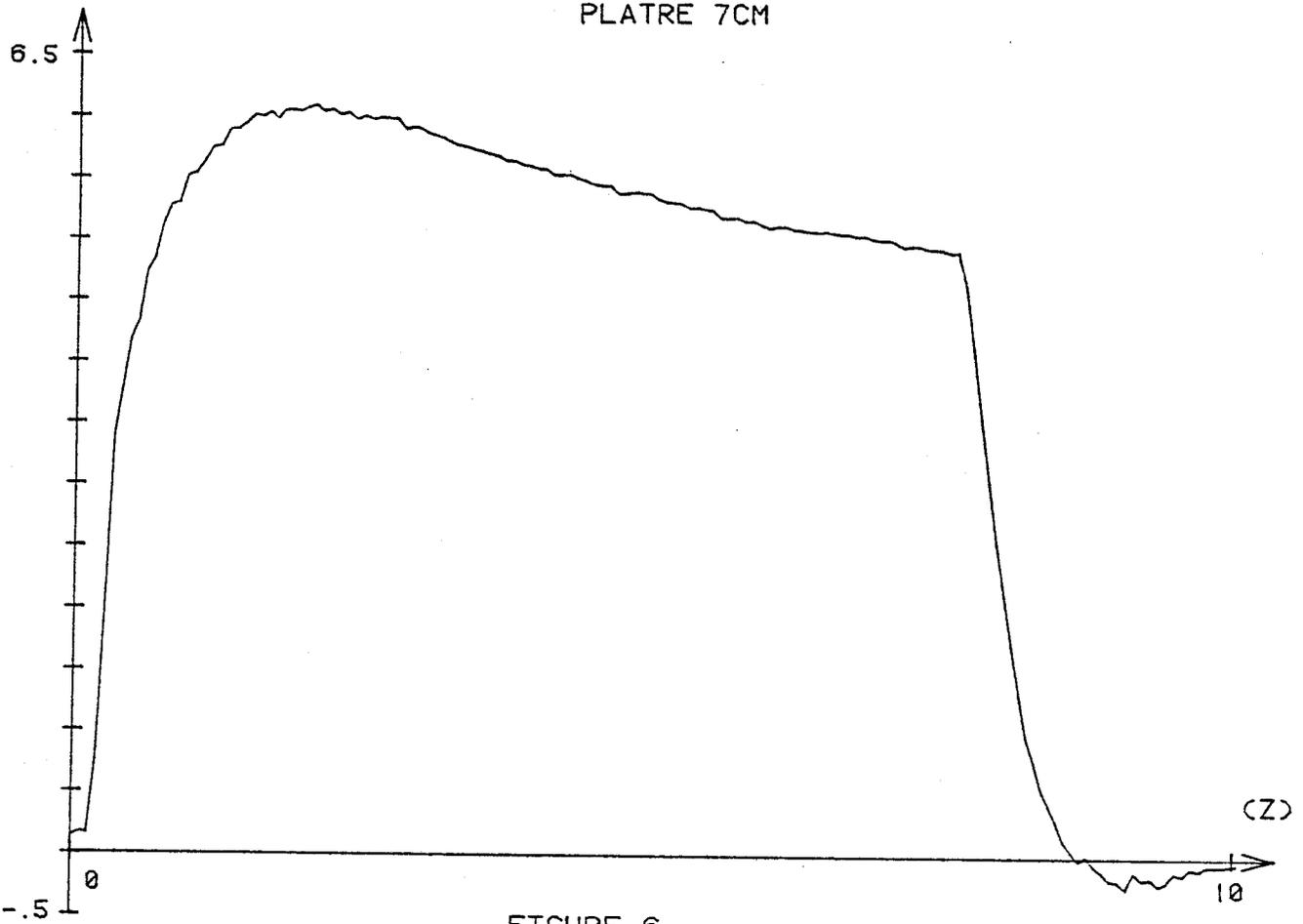


FIGURE 6

(W/M<sup>2</sup>)

SOMME DES FLUX  
PLATRE 7CM

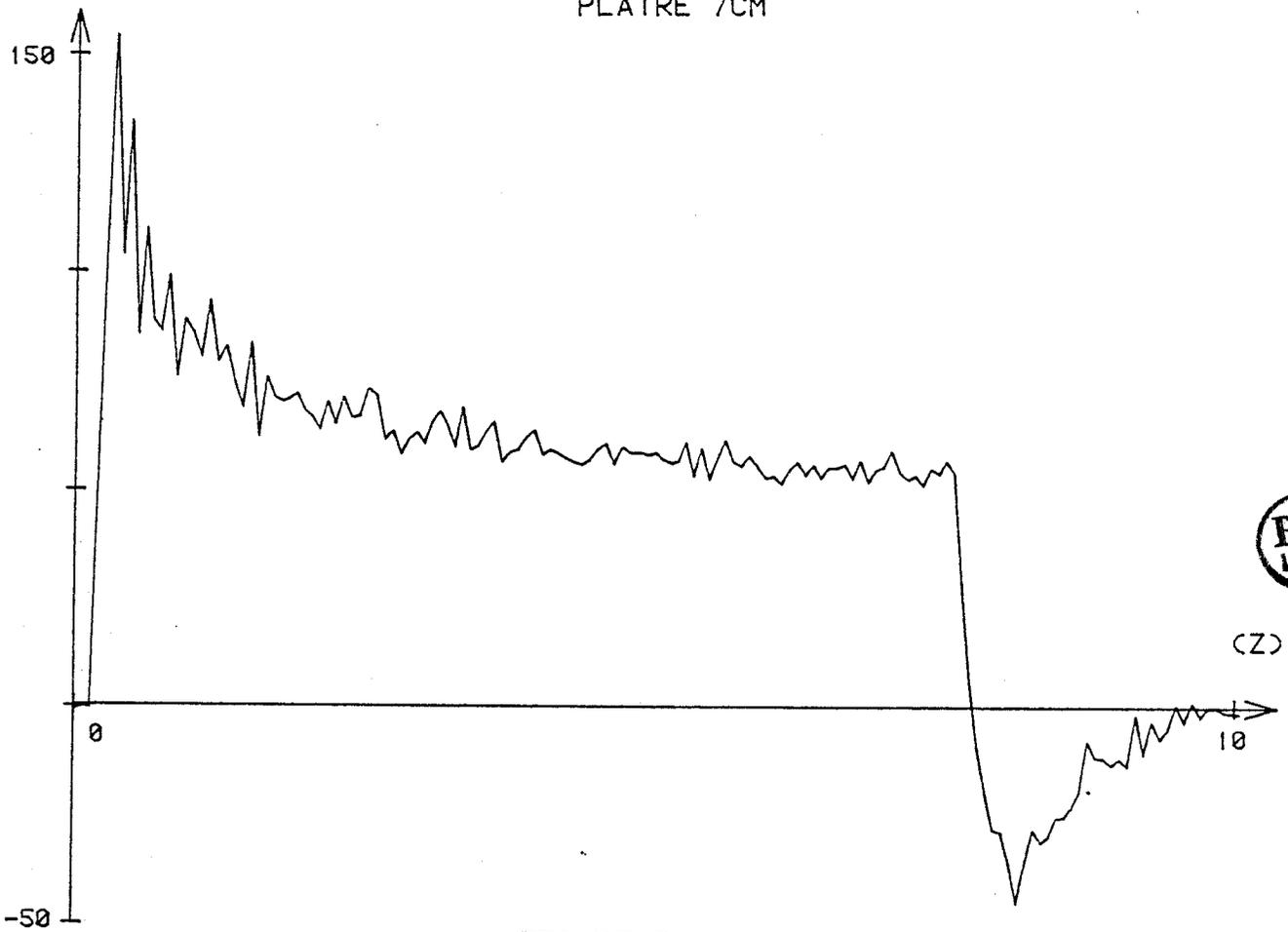


FIGURE 7

RAPPORT DES MOYENNES TEMPORELLES  
PLATRE 7CM

$(M^2/W)$

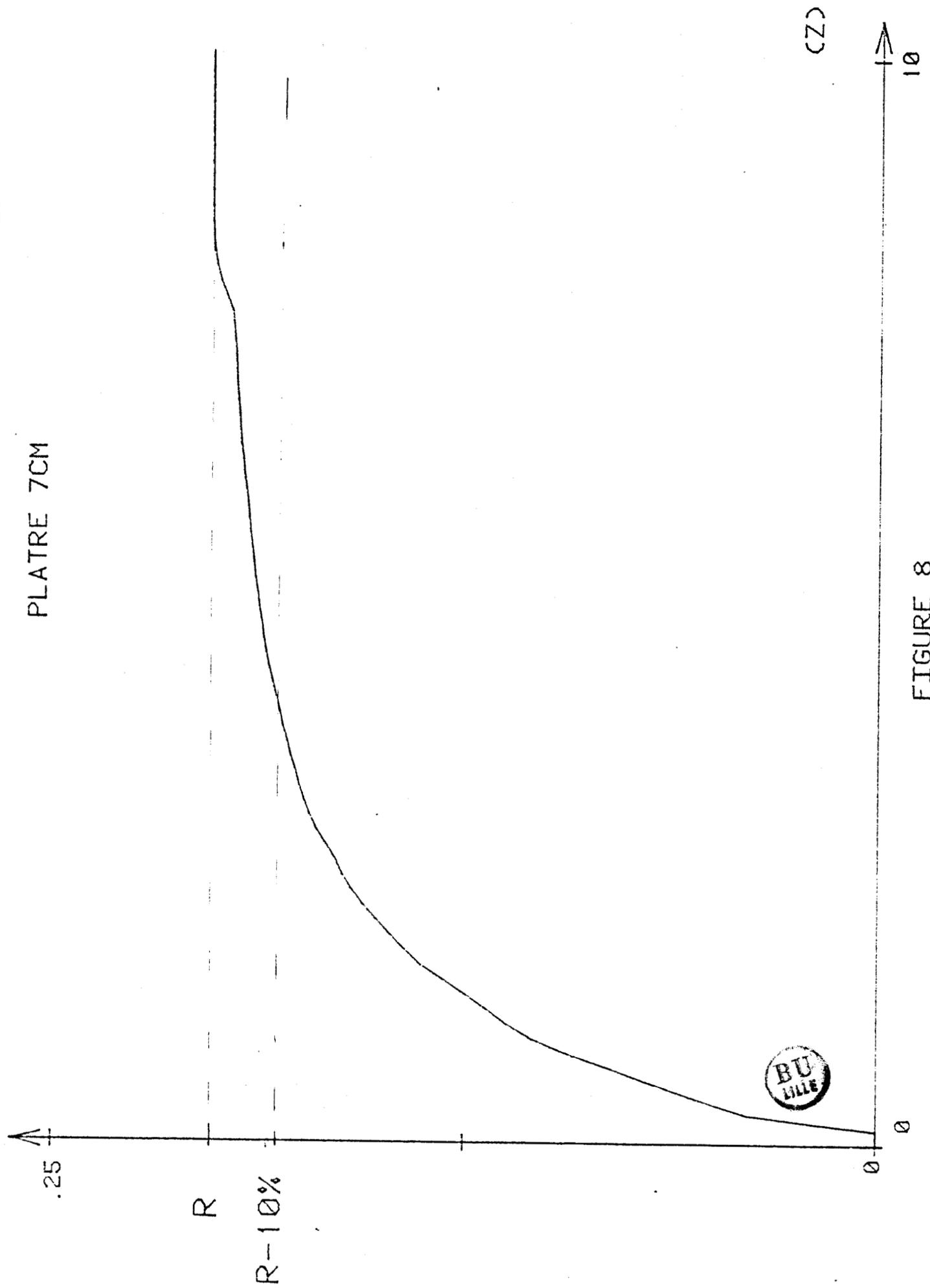


FIGURE 8

Il est important de préciser que la résistance thermique relie des valeurs moyennes et caractérise un régime permanent. Elle n'est pas représentative de la dissipation interne du processus thermique en régime variable puisque la valeur obtenue est indépendante du détail de la transformation, donc de la variation en fonction du temps de l'état de déséquilibre interne.

### III - ANALYSE DES INTERACTIONS ENERGETIQUES

#### III-1- INTRODUCTION : PUISSANCE, ENERGIE D'UN SIGNAL

Un signal  $x(t)$  quelconque peut être défini dans le domaine temporel sous la forme complexe générale :

$$x(t) = a(t) + j b(t)$$

$a(t)$  et  $b(t)$  étant deux fonctions réelles.

La puissance instantanée est aussi définie par :

$$\begin{aligned} p(t) &= x(t) \cdot x^*(t) \\ &= [a(t)]^2 + [b(t)]^2 = |x|^2 \quad [W] \end{aligned}$$

La puissance moyenne du signal entre les instants  $t_0$  et  $t_0+T$  par l'expression :

$$P_x = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} x x^* dt = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} |x|^2 dt \quad [W]$$

L'énergie d'un signal est l'intégrale de sa puissance dans tout le domaine d'existence du signal.

Etant donné maintenant deux signaux quelconques conjugués par rapport à l'énergie (courant-tension par exemple), la puissance instantanée d'interaction est définie par :

$$P_{xy}(t) = x(t) \cdot y^*(t) \quad [W]$$

La puissance moyenne d'interaction entre  $t_0$  et  $t_0 + T$  est obtenue par la moyenne temporelle :

$$P_{xy} = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} x(t) y^*(t) dt \quad [W]$$

L'énergie d'interaction s'obtient par intégration de la puissance d'interaction.

Les échanges énergétiques peuvent également être étudiés dans le domaine fréquentiel. La densité spectrale de puissance  $S_{xx}(f)$  et la densité spectrale d'interaction  $S_{xy}(f)$  s'écrivent en fonction des transformées de Fourier des signaux  $x(t)$  et  $y(t)$ , notées respectivement  $X(f)$  et  $Y(f)$ ,

$$S_{xx}(f) = |X(f)|^2 \quad (J,s)$$

$$S_{yx}(f) = X^*(f) Y(f)$$

L'énergie d'interaction peut également s'obtenir par intégration de la puissance dans le domaine fréquentiel. D'après le théorème de Parseval<sup>[27]</sup> sa valeur est identique à celle obtenue dans le domaine temporel.

### III-2- FONCTIONS DE CORRELATION

Le théorème de Wiener-Kinchine donne l'équivalent temporel de la densité spectrale :

En effet  $S_{xx}(\tau) = \text{TF} [C_{xx}(\tau)]$

$$S_{yx}(\tau) = \text{TF} [C_{yx}(\tau)]$$

TF est le symbole de la transformation de Fourier.

$C_{xx}(\tau)$  et  $C_{yx}(\tau)$  sont les fonctions d'autocorrélation de  $x(t)$  et d'intercorrélacion de  $x(t)$  et  $y(t)$ . Compte tenu de cette définition, on montre que :

$$- C_{xx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t) x(t-\tau) dt$$

Cette fonction décrit la mémoire statistique du processus  $x(t)$ . elle est paire et son maximum est situé à l'origine.

$$- C_{yx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T y(t) x(t-\tau) dt$$

Cette fonction décrit la dépendance statistique entre deux phénomènes. L'abscisse de son maximum correspond au "retard" moyen introduit par le système.

L'intérêt essentiel des méthodes de corrélation est de permettre par analyse des interactions énergétiques la détermination des densités spectrales, l'élimination du bruit et l'identification des systèmes linéaires.

Les signaux "d'énergie finie" (ou "transitoires") ont des fonctions de corrélation définies de la manière suivante :

$$C_{xx}(\tau) = \int_{-T}^{+T} x(t) x(t-\tau) dt$$

$$C_{yx}(\tau) = \int_{-T}^{+T} y(t) x(t-\tau) dt$$

Les signaux  $x(t)$  et  $y(t)$  sont considérés comme nuls aux points  $-T$  et  $+T$ . La transformée de Fourier détermine des spectres de densité d'énergie.

### III-3- APPLICATION DES FONCTIONS D'INTERCORRELATION A LA REPRESENTATION DES INTERACTIONS FLUX-TEMPERATURE EN RÉGIME VARIABLE

Plusieurs travaux<sup>[3,8,9,10,17]</sup> ont montré l'intérêt des fonctions de corrélation dans l'étude des transferts thermiques en régime variable.

L'état thermique local étant représenté par le couple "flux-température", il faut bien distinguer les notions d'échange d'énergie (ou de flux) et d'échange d'énergie utilisable relative aux interactions "flux-température".

L'analyse des processus de dissipation est fondée sur la définition de grandeurs conjuguées par rapport à une quantité ayant une signification physique qui est l'entropie. En toute rigueur, les quantités conjuguées sont homogènes à un flux  $\phi$  et à l'inverse d'une variation de température  $1/T$ .

En pratique, pour les variations relatives de température faibles par rapport à la température absolue, une représentation des échanges d'entropie peut être obtenue à une constante multiplicative près (homogène à  $1/T$ ) en considérant des produits "flux-température" dans le domaine temporel ou des fonctions d'intercorrélation dans le domaine fréquentiel. L'intérêt essentiel de cette représen-

tation est d'étendre la théorie du signal à la modélisation des échanges d'énergie utilisable. Cette approche nous conduit à utiliser le formalisme de la théorie du signal pour définir l'énergie utilisable d'un signal par la fonction d'auto-corrélation :

$$C_{\Delta\theta \Delta\theta} = TF [\hat{\Delta\theta} \hat{\Delta\theta}^*]$$

et l'énergie d'interaction entre deux signaux conjugués par rapport à l'énergie utilisable :

$$C_{\phi \Delta\theta} = TF [\hat{\phi} \hat{\Delta\theta}^*]$$

En multipliant par  $\hat{\Delta\theta}^*(p)$  les deux membres de l'égalité (I-7-1) de façon à faire apparaître la densité spectrale  $\Delta\theta(p) \Delta\theta^*(p)$ , on obtient :

$$\begin{aligned} \Sigma\phi(p) \cdot \Delta\theta^*(p) &= H(p) \cdot b \sqrt{p} \cdot \Delta\theta(p) \cdot \Delta\theta^*(p) \\ &= H'(p) \cdot \Delta\theta(p) \cdot \Delta\theta^*(p) \end{aligned} \quad (I-9)$$

Soit, en passant dans le domaine temporel :

$$C_{\Sigma\phi \Delta\theta}(t) = h'(t) \otimes C_{\Delta\theta \Delta\theta}(t)$$

Cette nouvelle relation introduit les fonctions d'intercorrélation flux-température pour représenter les interactions énergétiques entre la sollicitation  $\Delta\theta(t)$  et la réponse  $\Sigma\phi(t)$ .

L'intérêt essentiel du traitement par corrélation est de permettre l'identification des interactions énergétiques entre signaux.

L'énergie moyenne de la sollicitation peut être représentée par la valeur moyenne  $\overline{C_{\Delta\theta \Delta\theta}}$ , l'énergie moyenne de l'interaction flux-température par la valeur moyenne  $\overline{C_{\Sigma\phi \Delta\theta}}$ .

Nous aurons donc comme précédemment :

$$\lim_{p \rightarrow \infty} b \sqrt{p} H(p) = \frac{\overline{C_{\Sigma\phi \Delta\theta}}}{\overline{C_{\Delta\theta \Delta\theta}}} = \frac{2}{R}$$

$$\text{Soit : } R = 2 \times \frac{\overline{C_{\Delta\theta \Delta\theta}}}{\overline{C_{\Sigma\phi \Delta\theta}}}$$

La résistance thermique peut être estimée par le rapport des valeurs moyennes des deux fonctions de corrélation et caractérise la valeur moyenne de la dissipation énergétique.

Par contre, la valeur à l'origine des fonctions de corrélation est représentative des échanges énergétiques sur l'ensemble du spectre :

$$C_{\Sigma\phi \Delta\theta}(0) = \int \Sigma\phi(f) \cdot \Delta\theta^*(f) df$$

$$C_{\Delta\theta \Delta\theta}(0) = \int \Delta\theta(f) \cdot \Delta\theta^*(f) df$$

De sorte que la quantité :

$$R_a = 2 \cdot \frac{C_{\Delta\theta \Delta\theta}(0)}{C_{\Sigma\phi \Delta\theta}(0)} \quad (I-10)$$

est une fonction de transformation (résistance apparente) et non pas une quantité caractéristique de la paroi représentative de la dissipation interne.

En pratique,  $R_a$  et  $R$  sont égaux pour une sollicitation lentement variable.

### III-4- APPLICATION AU TRAITEMENT DES SIGNAUX A VALEUR MOYENNE NULLE

Les fonctions de corrélation introduites précédemment sont des fonctions quadratiques des sollicitations et des réponses. Elles ont donc le grand avantage de permettre le traitement de transformations cycliques à valeurs moyennes identiquement nulles.

La simulation présentée figure 9 est relative à une sollicitation périodique sinusoïdale lentement variable.

La fonction réponse correspondante  $\Sigma\phi(t)$  a été simulée par le produit de convolutions :  $u_1 \otimes \frac{\partial}{\partial t} \Delta\theta(t)$  (figure 10).

La sollicitation et la réponse étant à valeurs moyennes nulles, la résistance thermique de la paroi ne peut pas être calculée par le rapport des valeurs moyennes. Dans ces conditions, il est préférable de calculer les valeurs à l'origine des fonctions de corrélation précédentes, dont le rapport conduit à  $R \neq 0,2 \text{ m}^2\text{K/W}$ .

(°)

PLATRE 7CM

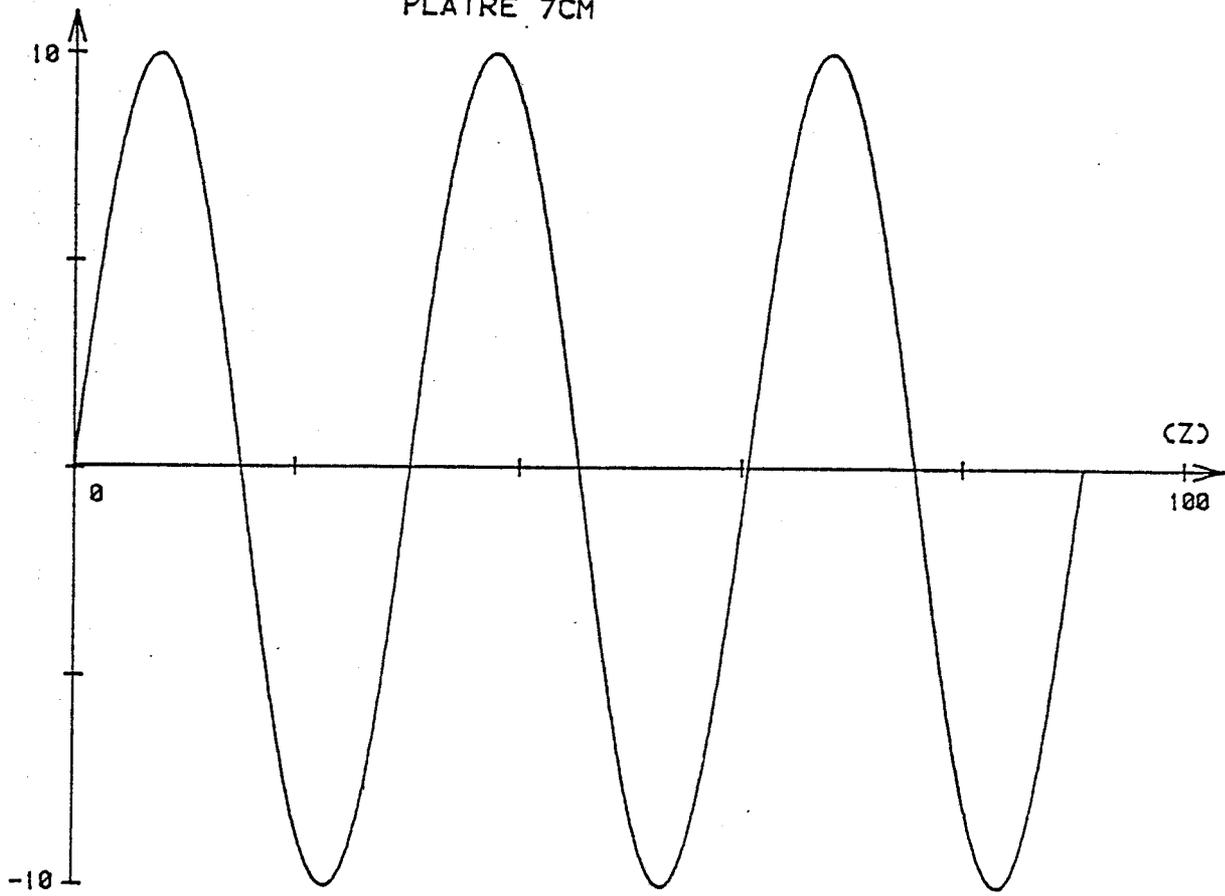


FIGURE 9

SIGNAUX A VALEUR MOYENNE NULLE  
SOMME DES FLUX

(W/M2)

PLATRE 7CM

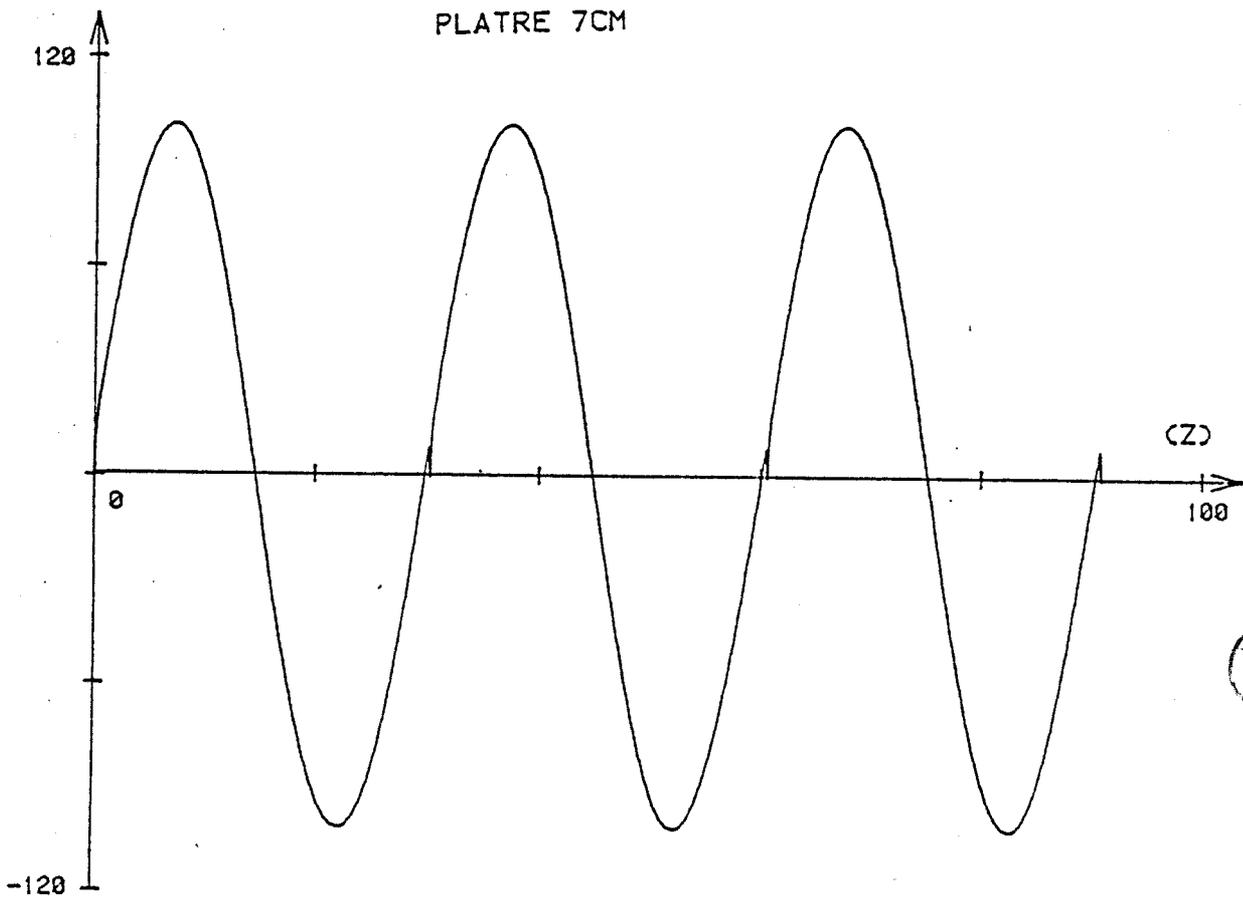


FIGURE 10



SIGNAUX A VALEUR MOYENNE NULLE -27-  
DIFFERENCE DES TEMPERATURES  
PLATRE 7CM

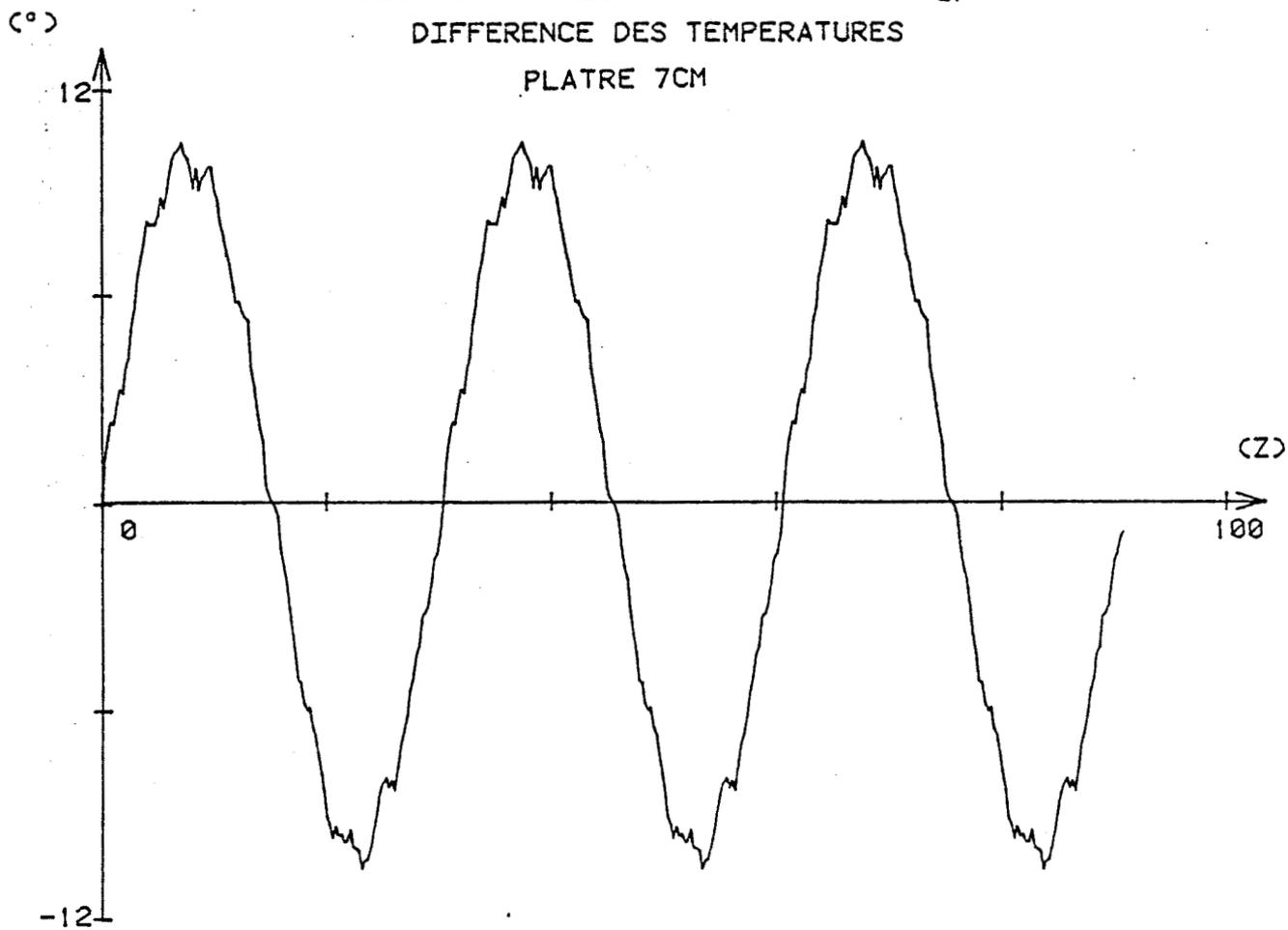


FIGURE 11

SIGNAUX A VALEUR MOYENNE NULLE  
SOMME DES FLUX  
PLATRE 7CM

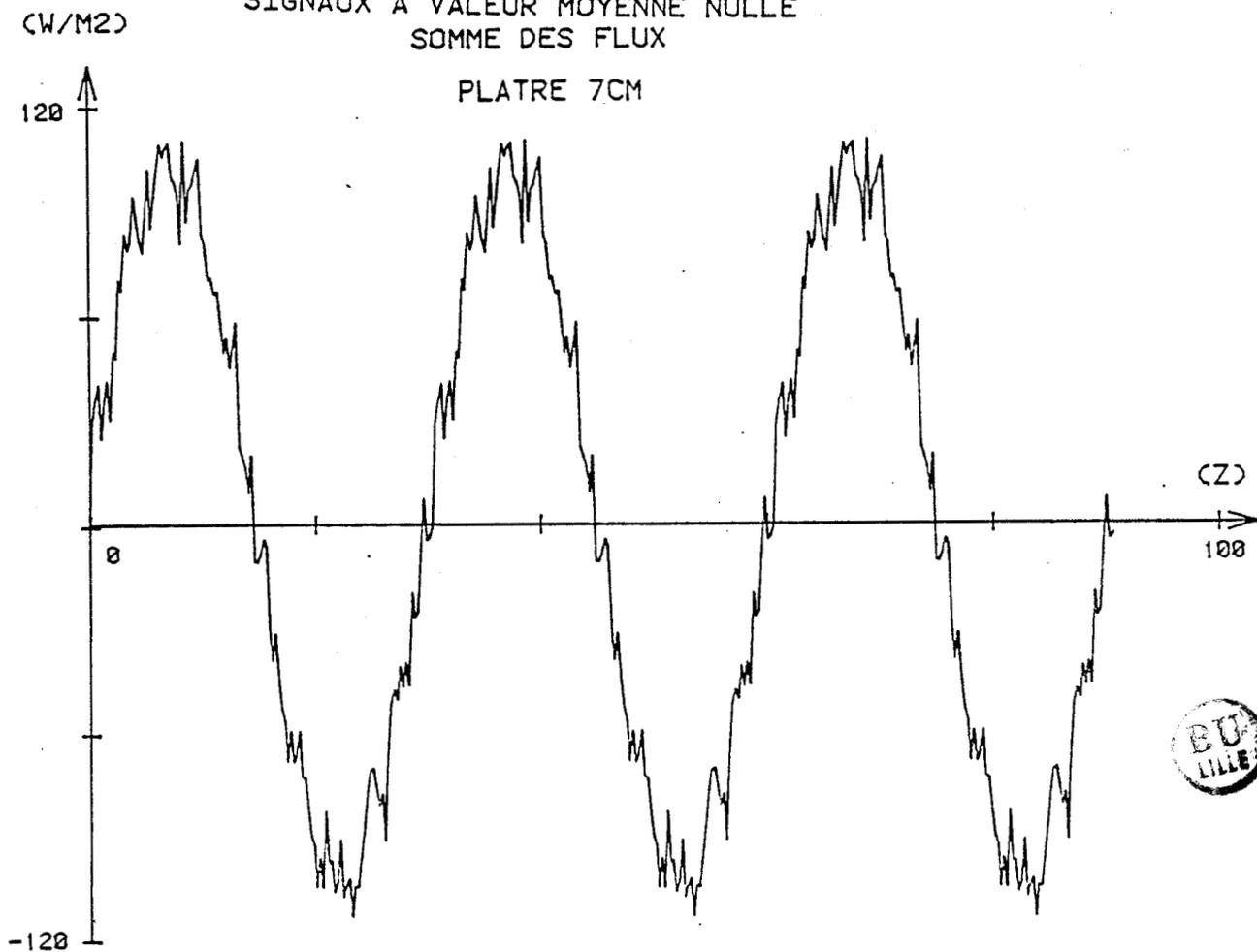


FIGURE 12



On vérifie en bruitant légèrement le signal de sollicitation (figures 11 et 12) que l'estimation n'est pas sensible au bruit superposé puisque avec une variation de 10 % de bruit l'estimation est de 0,196 m<sup>2</sup>°K/W. Les valeurs obtenues sont évidemment très proches de la valeur théorique 0,2 m<sup>2</sup>°K/W pour une paroi de plâtre de 7 cm d'épaisseur.

#### IV - IDENTIFICATION DE L'EFFUSIVITE THERMIQUE

##### IV-1- INTRODUCTION

L'effusivité est habituellement introduite lorsque l'on étudie la mise en contact de deux solides semi-infinis<sup>[7,19,23,25,26]</sup>, de caractéristiques thermiques  $b_1$  et  $b_2$  connues et de températures initiales  $\theta_1$  et  $\theta_2$  uniformes et différentes.

La température à l'instant de mise en contact :

$$\theta = \frac{b_1 \theta_1 + b_2 \theta_2}{b_1 + b_2}$$

est déterminée par les effusivités  $b_1$  et  $b_2$ .

Le solide de forte effusivité impose la valeur de la température de surface en régime transitoire.

##### IV-2- METHODE UTILISEE

Partant des fonctions de transfert (I-7-1) et (I-7-2), il est possible d'établir diverses relations entre produit flux-température de surface. Effectuons maintenant le rapport :

$$\frac{\hat{\Sigma}\phi(p)}{\hat{\Sigma}\theta(p)} = b^2 p \frac{\hat{\Delta}\theta(p)}{\hat{\Delta}\phi(p)}$$

Soit, sous une autre forme, l'égalité :

$$\hat{\Sigma}\phi(p) \cdot \hat{\Delta}\phi(p) = b^2 p \hat{\Delta}\theta(p) \cdot \hat{\Sigma}\theta(p) \quad (1-11-1)$$

entre transformées de Laplace.

Dans le domaine temps, compte tenu de la dualité produit simple-produit de convolution, on obtient

$$\int (\Sigma\phi(t) \otimes \Delta\phi(t) dt = b^2 (\Delta\theta(t) \otimes \Sigma\theta(t) )$$

En développant l'expression (I-7-1), nous obtenons de façon équivalente :

$$\phi_1^2 - \phi_2^2 = b^2 p (\theta_1^2 - \theta_2^2) \quad (I-11-2)$$

entre transformées de Laplace.

Soit :  $\int (\phi_1 \otimes \phi_1) dt - \int (\phi_2 \otimes \phi_2) dt = b^2 [\theta_1 \otimes \theta_1(t) - \theta_2 \otimes \theta_2(t)]$   
dans le domaine temps.

Cette relation montre que l'intégrale de la différence des produits de convolution des flux d'entrée et de sortie par eux-mêmes est proportionnel à la différence des produits de convolution des températures superficielles correspondantes, le rapport de proportionnalité étant le carré de l'effusivité thermique.

L'objet d'une partie importante de notre travail a été d'utiliser les relations précédentes en vue de déterminer l'effusivité thermique par traitement des flux et températures de surface.

On a, en effet :

$$b_{est}^2 = \frac{\int (\Delta\phi(t) \otimes \Sigma\phi(t) ) dt}{\Sigma\theta(t) \otimes \Delta\theta(t)} \quad (I-12-1)$$

ou

$$b_{est}^2 = \frac{\int (\phi_1 \otimes \phi_1 - \phi_2 \otimes \phi_2) dt}{\theta_1 \otimes \theta_1 - \theta_2 \otimes \theta_2} \quad (I-12-2)$$

#### IV-3- INTERPRETATION PHYSIQUE. DOMAINE D'APPLICATION

Les relations précédentes caractérisent la relation locale flux-température dans un milieu homogène<sup>[3,4,12]</sup>. La formulation repose sur une propriété mathématique : le déterminant de la matrice de transition (I-5) ou (I-6) étant égal à 1, il y a conservation dans toute la paroi homogène de la quantité  $\phi^2 - b^2 p \theta^2$  puisque, compte tenu des relations précédentes :

$$\dot{\phi}_1^2 - b^2 \rho \dot{\theta}_1^2 = \dot{\phi}_2^2 - b^2 \rho \dot{\theta}_2^2 \quad (I-13)$$

Cette relation est particulièrement utile en régime transitoire lorsque le front thermique n'a pas atteint l'extrémité notée 2 de la paroi. Puisque  $\theta_2$  et  $\phi_2$  sont nuls simultanément :

$$\dot{\phi}_1^2 - b^2 \rho \dot{\theta}_1^2 = 0 \quad (I-14)$$

et la mesure simultanée de  $\theta_1$  et  $\phi_1$  permet le calcul de l'effusivité thermique en utilisant la relation :

$$b_{\text{est}}^2 = \frac{\int (\phi_1 \otimes \phi_1) dt}{\theta_1 \otimes \theta_1} \quad (I-15)$$

Celle-ci est valable durant toute la durée du régime transitoire quelles que soient les conditions limites sur la face arrière de la paroi puisque le flux  $\phi_2$  est supposé nul pendant toute la durée nécessaire à l'estimation de l'effusivité thermique.

Nous étayons cette analyse par la simulation d'un échantillon de plexiglass de 5 mm d'épaisseur.

A une des faces du matériau, on applique un échelon de température d'amplitude unité, l'autre face étant maintenue à température constante. Les flux sont obtenus par convolution (figure 13).

Nous traçons les variables temporelles de l'estimation de l'effusivité dans les deux cas suivants :

- on calcule l'estimation par la relation (I-12) sur la totalité du signal (de durée  $5 \tau'$ ), et on prend ainsi en compte toutes les valeurs prises jusqu'au régime permanent inclus (figure 14). On a utilisé des pas d'échantillonnage  $K_2$  égaux à  $\tau'/90$  et  $\tau'/45$ .

Les variations de  $b_{\text{est}}$  sont plutôt lentes. Mais, on montre qu'une diminution de  $K_2$  entraîne une accélération de la croissance de la courbe ainsi qu'un rapprochement de la valeur asymptotique de l'estimation de la valeur théorique.

CALCUL DE L'ESTIMATION DE L'EFFUSIVITE  
CAS D'UNE SOLLICITATION INDICIELLE

FLUX THERMIQUES  
PLEXIGLASS 5MM

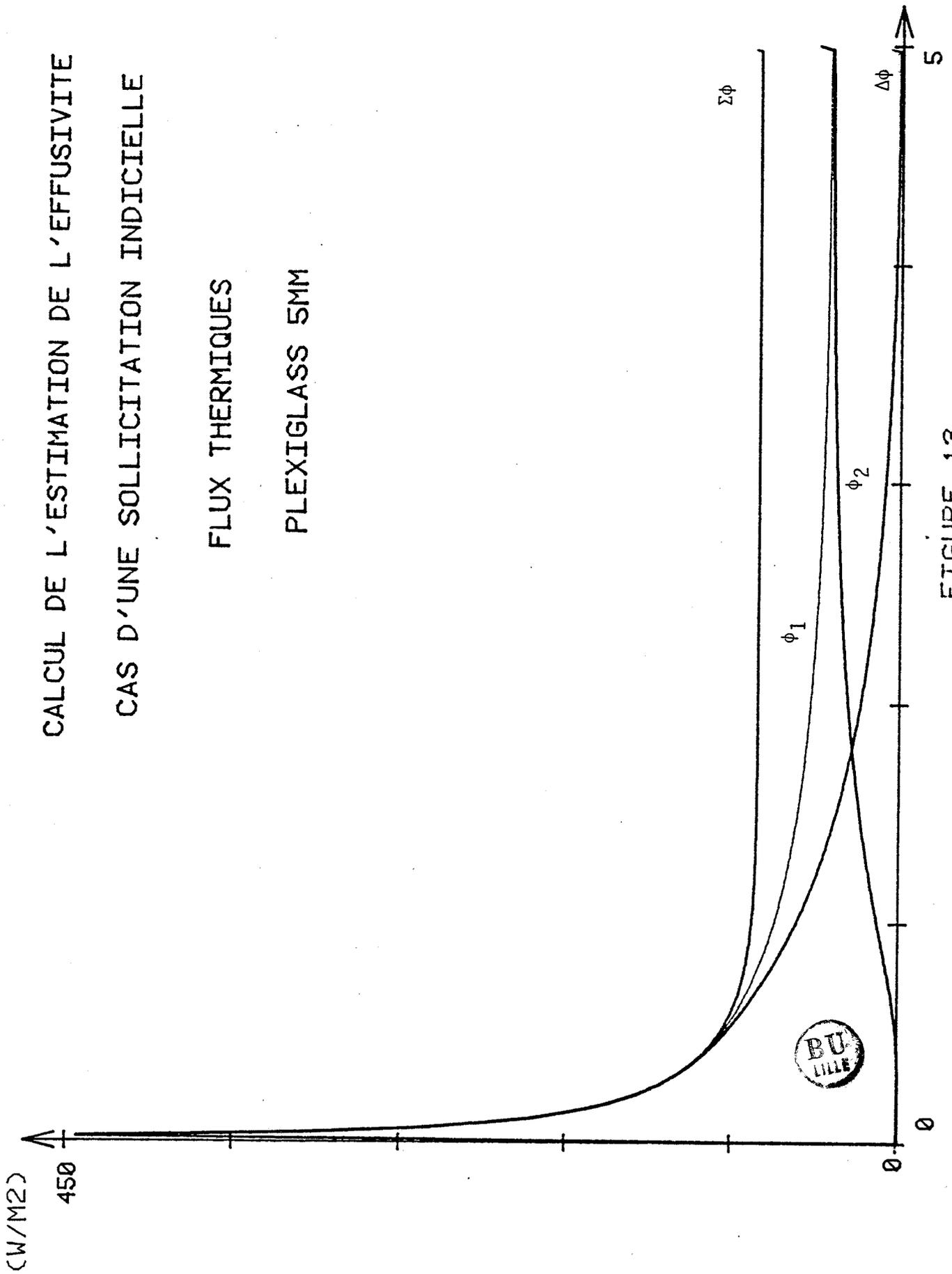


FIGURE 13

(Z)

Néanmoins, celle-ci étant obtenue bien au-delà de la fin du régime transitoire en flux, on peut penser que les pas de calculs ne sont pas adéquats.

- On calcule l'estimation à l'aide des premiers points du signal (jusque  $\tau'/4$ ). On se place donc résolument en régime transitoire et c'est la relation (I-15) que nous appliquons. Par conséquent, nous diminuons sensiblement les pas de calcul utilisés.

On note (figure 15) que les valeurs asymptotiques de  $b_{est}$  sont atteintes beaucoup plus rapidement que précédemment.

Le domaine d'application des relations (I-12) n'est pas lié au traitement simultané des flux et températures pendant les premiers instants des régimes transitoires. Elles peuvent également être appliquées au traitement de l'établissement d'un régime permanent. Dans ces conditions, il faut prendre en compte les variations temporelles de  $\theta_2$  et  $\phi_2$  qui ne restent pas identiquement nulles.

Il faut bien distinguer la relation (I-14) qui n'est valable que dans une paroi homogène des relations précédentes introduites avec le formalisme de corrélation. Elle relie, en effet les carrés des transformées de Laplace (ou de Fourier). Pendant les premiers instants :

$$\phi_1 = b \sqrt{p} \theta_1$$

Les carrés des modules des grandeurs d'entrée et de sortie sont liés par la relation :

$$\phi_1^2 \phi_1^* = b^2 |p| \theta_1^2 \theta_1^*$$

différente de la relation précédente liant  $\phi_1^2$  à  $\theta_1^2$ .

Cette relation, valable pendant les premiers instants du transitoire ne conduit pas à des relations pratiques puisque l'opération  $|p|$  ne correspond pas à une opération simple dans le domaine temps.

Il faut aussi remarquer que  $\theta_2$  et  $\phi_2$  ne sont pas des grandeurs indépendantes puisque le plan de mesure des grandeurs  $\theta_2 \phi_2$  limite généralement un milieu matériel établissant une corrélation entre les variations temporelles de  $\theta_2$  et celles de  $\phi_2$ .

CALCUL DE L'ESTIMATION DE L'EFFUSIVITE  
CAS D'UNE SOLLICITATION INDICIELLE  
B EST

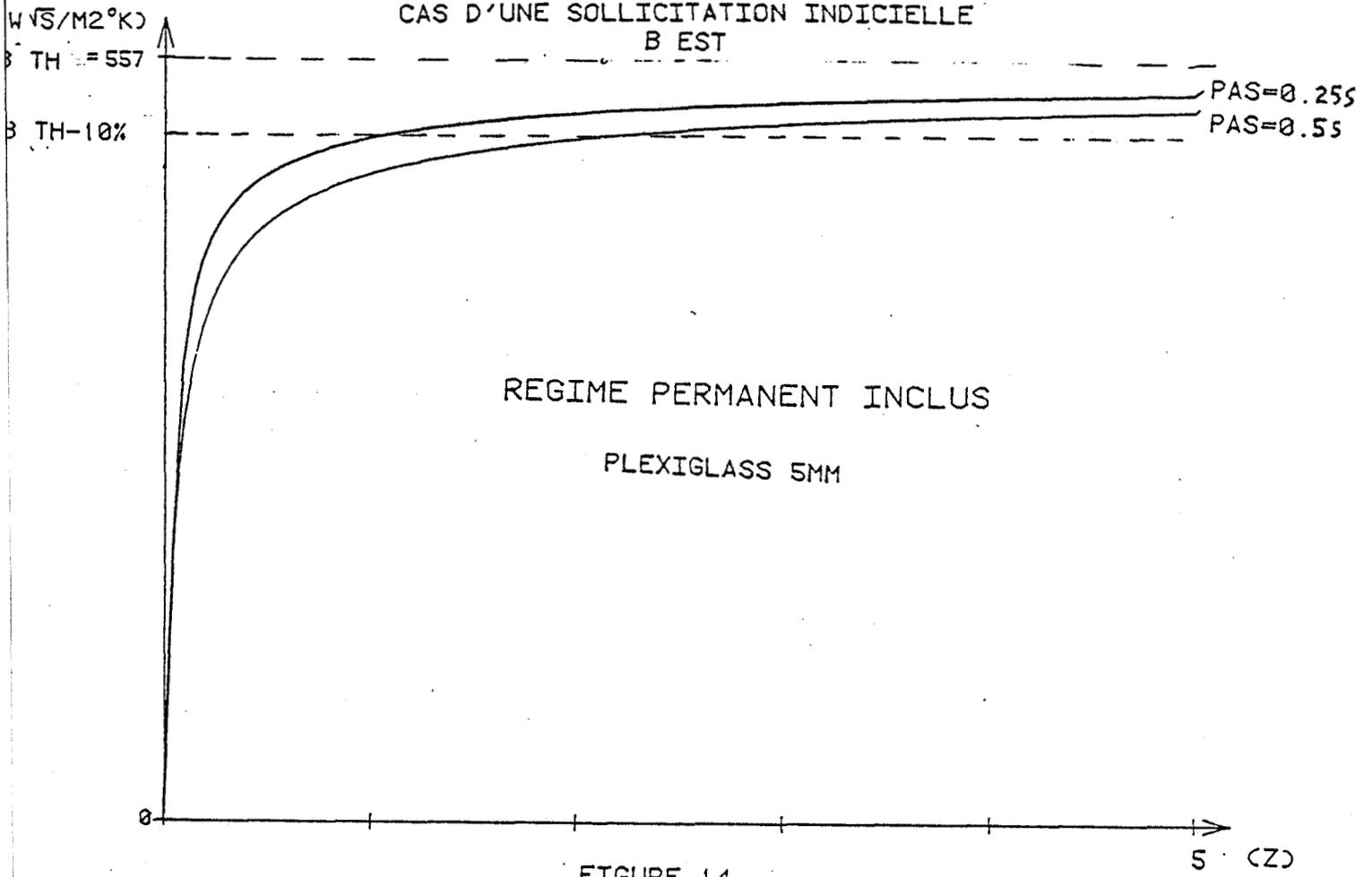


FIGURE 14

CALCUL DE L'ESTIMATION DE L'EFFUSIVITE  
CAS D'UNE SOLLICITATION INDICIELLE  
B EST

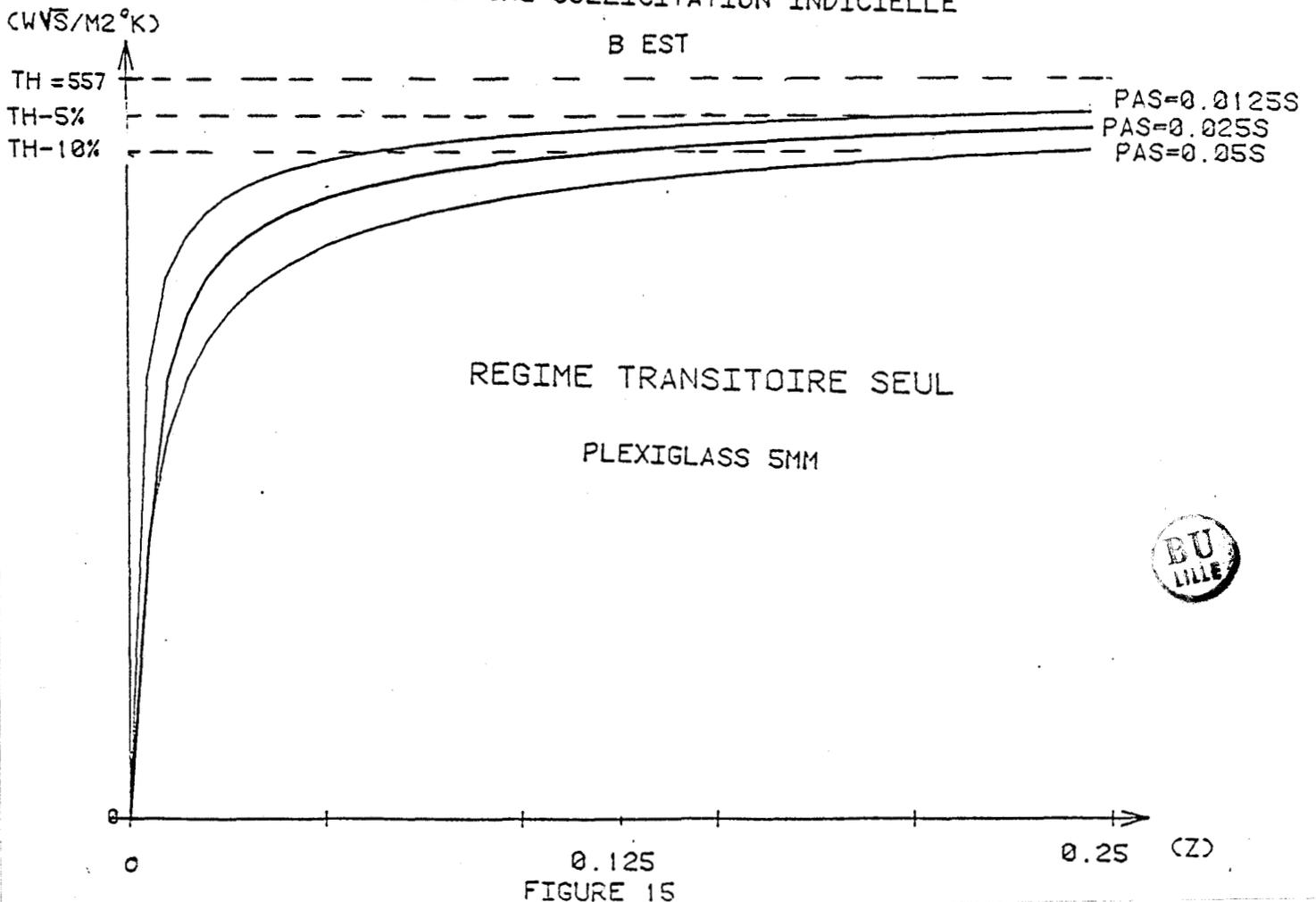


FIGURE 15

- Lorsque le milieu placé derrière le plan de mesure  $\theta_2$   $\phi_2$  est un solide d'effusivité  $b_2$ , en régime transitoire:

$$\phi_2 = b_2 \sqrt{p} \theta_2$$

et la relation (I-13) devient :

$$\gamma_1^2 - b^2 p \theta_1^2 = (b_2^2 - b^2) p \theta_2^2$$

Ce n'est que lorsque  $b_2 = b$  que la relation (I-14) est vérifiée, c'est-à-dire lorsque l'on mesure le flux et la température à l'intérieur du milieu.

- Lorsque le flux  $\phi_2$  traversant le milieu situé sous le plan de mesure est en régime permanent,  $\theta_2$  est proportionnel à  $\phi_2$ . En écrivant  $\theta_2 = r \phi_2$ , la relation (I-13) devient :

$$\begin{aligned} \gamma_1^2 - b^2 p \theta_1^2 &= \gamma_2^2 - b^2 p \theta_2^2 \\ &= \left( \frac{1}{r} - b^2 p \right) \theta_2^2 \end{aligned}$$

La méthode d'analyse précédente reste valable dans la mesure où la partie réelle de  $\frac{1}{r} - b^2 p$  prend des valeurs suffisamment faibles.

- On peut aussi appliquer la relation (I-13) lorsque le plan de mesure limite un milieu fluide dans lequel le flux  $\phi_2$  est lié à la température de surface par la relation :

$$\phi_2 = h \theta_2$$

Dans ces conditions, la relation (I-13) devient :

$$\gamma_1^2 - b^2 p \theta_1^2 = (h - b^2 p) \theta_2^2$$

V - ECHANGES RADIATIFS ET CONVECTIFS SUR LES SURFACES DES PAROIS  
D'UN CAISSON CLIMATIQUE

L'objectif de notre travail étant l'application des méthodes de traitement du signal à l'analyse des échanges thermiques in situ, nous avons réalisé un caisson climatique de façon à intégrer les échanges radiatifs et convectifs dans la formulation précédente.

V-1- ECHANGES RADIATIFS

Les échanges thermiques par rayonnement sont longuement décrits dans de nombreux ouvrages et travaux de recherche [9,20,21,22,25,26].

Ils interviennent dans plusieurs domaines, par exemple : la climatologie, l'astronomie, l'étude de l'énergie solaire ...

Le nombre de paramètres étant très important, les problèmes à résoudre sont difficiles à traiter. Il est donc souvent nécessaire de simplifier la résolution en introduisant des hypothèses simplificatrices.

Les matériaux de construction, en première approximation, ont des facteurs d'absorption et de réflexion élevés dans la gamme des températures courantes ( $0,9 < \varepsilon < 0,96$ ) et suivent le modèle de LAMBERT.

Si on considère l'échange entre deux surfaces isothermes maintenues à températures constantes ( $T_1$  et  $T_2$ ), le flux d'échange s'écrit :

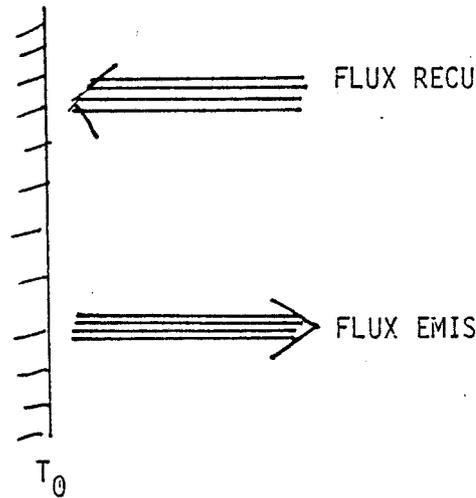
$$\phi_r = \varepsilon \sigma (T_1^4 - T_2^4)$$

avec  $\sigma = 5,67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{K}^4$  : Constante de STEFAN.

Si maintenant, on étudie à l'intérieur d'un local, les échanges thermiques par rayonnement entre une paroi (indice i et les autres parois du local (indicées j), on doit forcément considérer la présence de toutes les parois, éventuellement des sources, qui peuvent envoyer et recevoir du rayonnement.

En effet, à l'intérieur d'un local, les flux rayonnés dépendent des répartitions de température sur les parois et des émissivités de ces parois.

On doit ensuite déterminer la valeur du flux émis et la valeur du flux reçu ainsi que le bilan radiatif (flux émis + flux reçu).



SCHEMA I-2

On peut linéariser et introduire des écarts de température pour des variations de quelques degrés entre les différentes températures. La température moyenne  $T_m$  est utilisée pour calculer le bilan radiatif entre les surfaces  $S_i$  (de température  $T_i$ ) et les surfaces  $S_j$  (de température  $T_j$ ).

Ce bilan s'écrit :

$$\phi_{ri} = \sum_j \epsilon_i \epsilon_j \sigma f_{ji} 4 T_m^3 (T_j - T_i)$$

$f_{ji}$  : facteur de forme ; représente la fraction de flux hémisphérique de la surface  $S_j$  qui atteint  $S_i$  représenté à l'aide des abaques (figures 16 et 17) dans quelques configurations simples.

Pour simplifier, on introduit le coefficient  $h_r = 4 \epsilon_i \epsilon_j \sigma T_m^3$ , égal à  $4,5 \text{ W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{K}$  pour  $T = 290^\circ\text{K}$  ( $17^\circ\text{C}$ ).

On obtient :  $\phi_{ri} = h_r [\sum_j f_{ji} T_j - T_i]$

$T_r = \sum_j f_{ji} T_j$  est la température radiante des parois.

Cette grandeur est difficilement accessible à la mesure. Dans le cas d'un caisson climatique, elle prend une valeur voisine de la température moyenne des surfaces.

### V-2- ECHANGES CONVECTIFS

La convection est la transmission de chaleur entre un fluide et un milieu matériel. On peut l'assimiler à un phénomène de conduction dans un fluide en mouvement (à la façon d'une marchandise véhiculée dans une voiture). Les équations à mettre en oeuvre sont donc celles de la mécanique des fluides et de la conduction.

FIGURE 17

Valeur du facteur de forme servant au calcul des échanges entre deux surfaces planes perpendiculaires ayant un côté commun

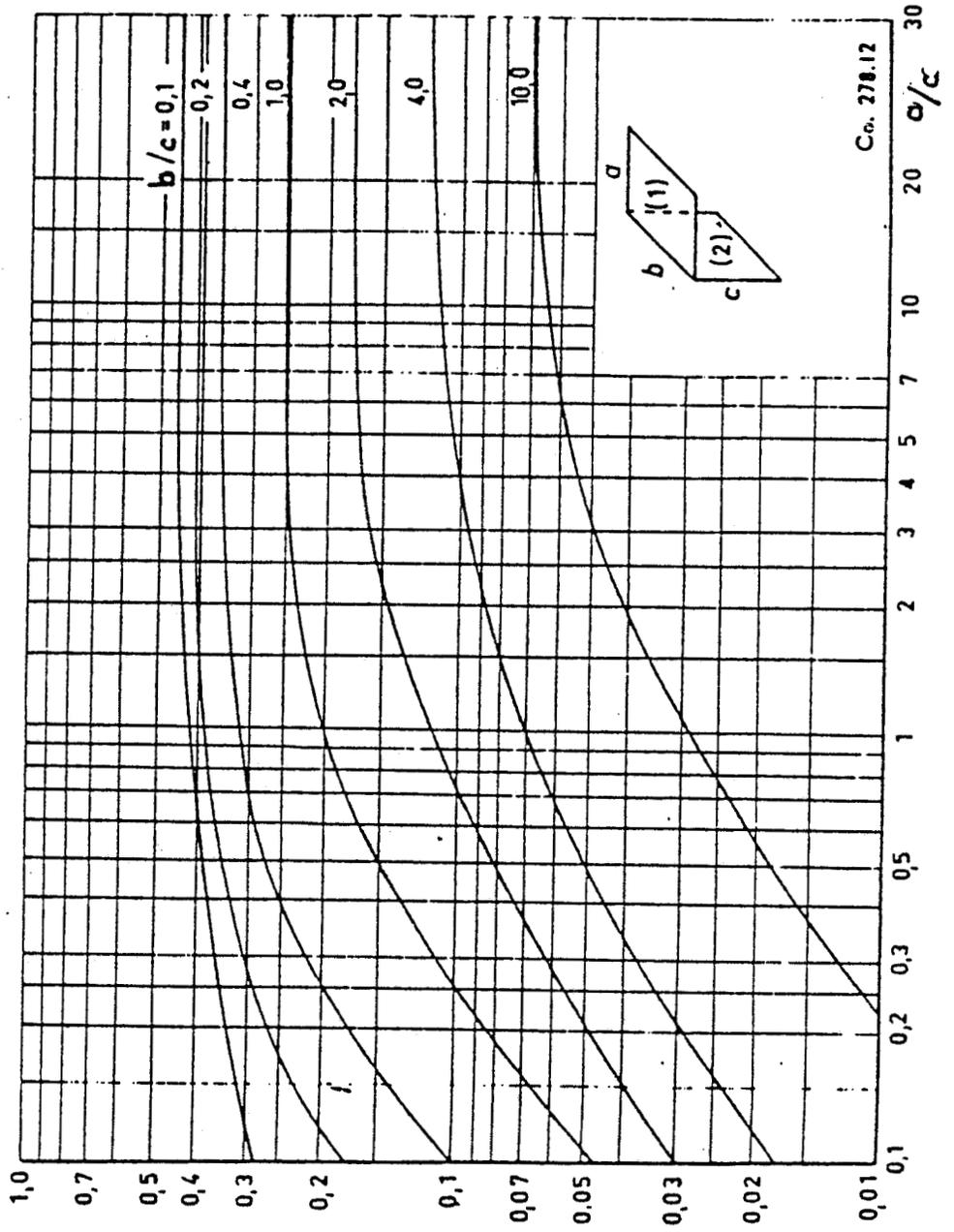
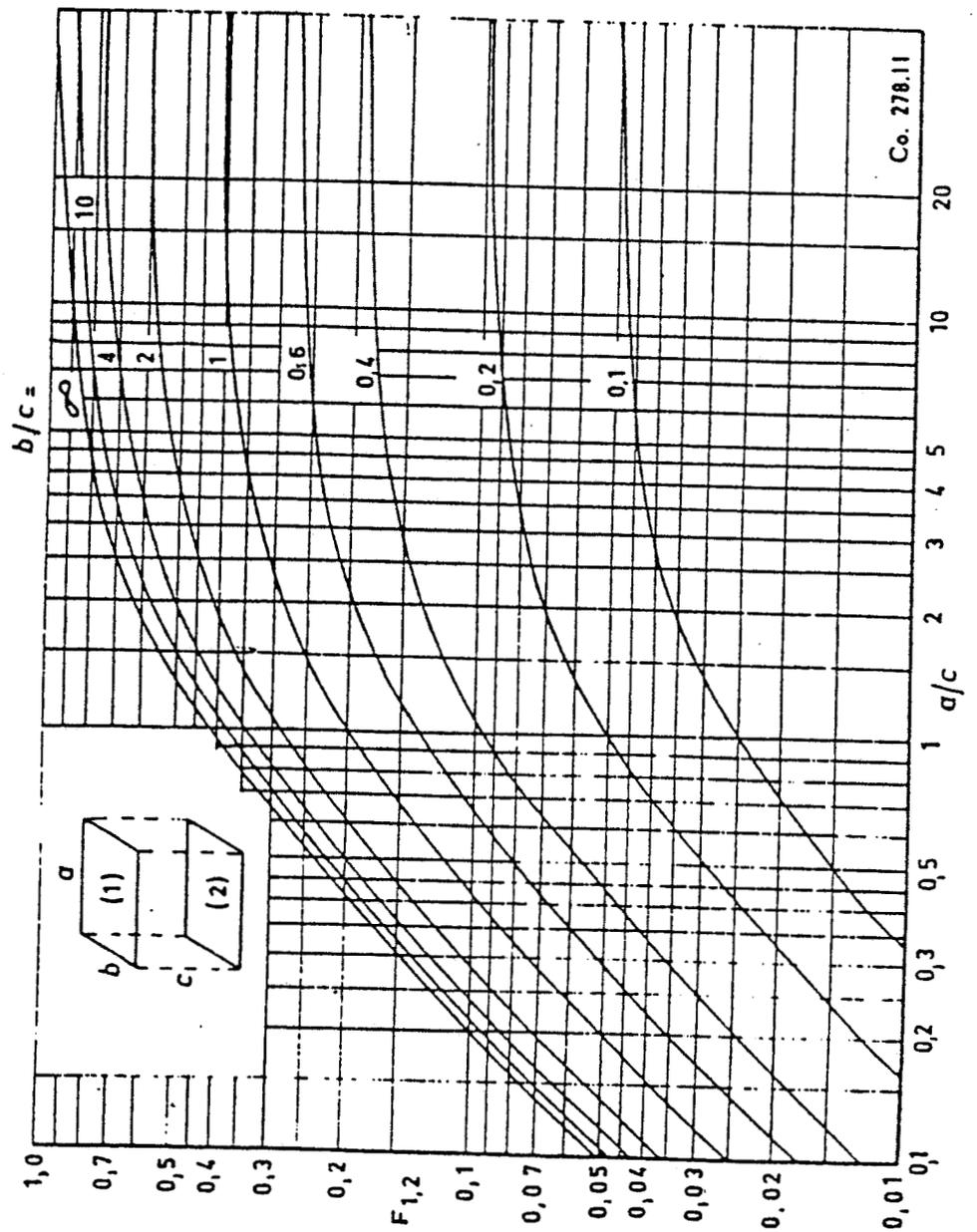


FIGURE 16

Valeur du facteur de forme servant au calcul des échanges entre deux surfaces planes parallèles et égales



La loi expérimentale de Newton exprime l'échange de chaleur par convection entre un fluide (par exemple, l'air) et un corps solide (par exemple, une paroi).

$$\text{On a : } \phi_c = h_c \cdot (T_1 - T_2)$$

avec  $T_1$  : température du fluide

$T_2$  : température de la paroi

$h_c$  : coefficient d'échange (en  $W/m^2 \cdot K$ )

$h_c$  n'est pas constant. On peut l'exprimer globalement pour l'ensemble de la surface, mais, en réalité, il varie localement.

On montre aussi qu'il dépend :

- de la nature du fluide,
- des températures en présence,
- de la vitesse de circulation du fluide au voisinage du corps solide,
- de l'orientation du corps solide et de ses dimensions.

Nous distinguons la convection naturelle pour laquelle la circulation de l'air est due à l'apesanteur terrestre, de la convection forcée où le mouvement est accéléré par un moyen mécanique (pompe de chaleur, ventilateur, conditions climatiques).

### V-3- DECOUPLAGE DES ECHANGES RADIATIFS ET CONVECTIFS PAR ANALYSE DES FLUX THERMIQUES MESURES SUR LES PAROIS D'UN CAISSON CLIMATIQUE

Le flux mesuré (mesure idéale) sur la surface opaque des parois d'un caisson climatique est la somme des flux convectifs et radiatifs

$$\phi = \phi_r + \phi_c$$

$$\phi = \phi_c + \phi_r$$

$$= h_c(T_a - T_s) + A(T_p^4 - T_s^4)$$

- $T_a, T_p, T_s$  : température d'air, température radiante moyenne, température de surface,  
 $h_c$  : coefficient de transfert par convection. Dépend de façon complexe de la vitesse d'air dont la valeur dépend de l'écart  $T_a - T_s$ ,  
 $A$  : coefficient de transfert radiatif,  
 $\phi$  : flux thermique global.

Dans un grand nombre de configurations pratiques, le terme radiatif figurant dans la relation précédente peut être linéarisé sous la forme :

$$= h_c(T_a - T_s) + h_r(T_p - T_s) \quad (I-16)$$

$h_r$  : coefficient radiatif voisin de  $5,4 \text{ W/m}^2$  à  $20^\circ\text{C}$ , dépend du détail des facteurs de forme

La relation (I-16) définit le déséquilibre thermique entre le milieu ambiant du caisson et une paroi de référence par un flux thermique de densité  $\phi$ .

Les densités de flux sur chacune des parois sont en fait la superposition de flux convectifs et radiatifs  $\phi_c$  et  $\phi_r$  qui sont :

- de même sens lorsque la température de surface reste inférieure à la température d'air  $T_a$  et à la température radiante  $T_p$ ,
- de sens contraire lorsque la température de surface  $T_s$  est supérieure à l'une des températures  $T_a$  ou  $T_p$ .

Une caractérisation de l'état énergétique globale d'un local peut être obtenue en choisissant un élément de surface de référence sur la paroi de plus basse température exposée au rayonnement thermique des autres parois. La température de surface  $T_s$  de cette paroi de référence étant supposée connue à chaque instant, il est possible de repérer les autres températures par rapport à cette valeur et d'introduire pour cela les écarts :

$$\theta_a = T_a(t) - T_s(t) \qquad \theta_p(t) = T_p(t) - T_s(t)$$

de sorte que les échanges au niveau de l'interface "paroi-fluide" sont représentés par la relation :

$$\phi = h_c \theta_a(t) + h_r \theta_p(t) \quad (I-17)$$

La relation (I-17) est générale et s'applique quelles que soient les fonctions représentatives des écarts  $\theta_a(t)$ ,  $\theta_p(t)$ ,  $\phi(t)$  (déterministes ou aléatoires).

De façon générale, on peut considérer ces fonctions comme la superposition :

- d'une composante moyenne ou lissée
- d'une composante centrée par rapport à la valeur lissée.

Introduisons donc les composantes lissées et centrées par les relations :

$$\theta_a(t) = \overline{\theta}_a(t) + \theta'_a(t)$$

$$\theta_p(t) = \overline{\theta}_p(t) + \theta'_p(t)$$

$$\phi(t) = \overline{\phi}(t) + \phi'(t)$$

Compte tenu de la relation de définition, les valeurs lissées sont liées entre elles par la relation :

$$\overline{\phi}(t) = h_c \overline{\theta}_a(t) + h_r \overline{\theta}_p(t) = \overline{\phi}_c + \overline{\phi}_r$$

alors que les valeurs centrées étant liées par la même relation :

$$\phi'(t) = h_c \theta'_a(t) + h_r \theta'_p(t) = \phi'_c + \phi'_r$$

Ces relations montrent clairement que le flux thermique mesuré sur la surface d'une paroi opaque qui ne dépend que des écarts entre les températures  $T_a$  et  $T_p$  caractérisant l'ambiance interne et la température de surface  $T_s$ . Ce flux ne dépend que des températures  $T_a$  et  $T_p$  lorsque la température de surface ne varie pas de façon sensible. De plus, les coefficients de proportionnalité  $h_c$  et  $h_r$  caractérisent uniquement le milieu ambiant intérieur au caisson climatique.

La décomposition précédente nécessite la définition d'un temps caractéristique pendant lequel seront évaluées les moyennes lissées. Ce temps peut être défini dans le domaine fréquentiel en fonction de la pulsation  $\omega_c$  pour laquelle l'épaisseur de la paroi est égale à "l'épaisseur de peau" caractéristique du phénomène de diffusion à la pulsation  $\omega_c$ . Les régimes quasi-stationnaires

se décomposent en sollicitations de pulsations inférieures à la pulsation  $\omega_c$  alors que les fluctuations centrées sont des régimes "haute fréquence" décomposables en pulsations supérieures à  $\omega_c$ .

Pour un caisson climatique comportant des parois de natures différentes, on utilisera la plus faible valeur des temps caractéristiques.

### REGIME QUASI-STATIONNAIRE

Ce régime s'apparente au régime permanent et les valeurs moyennes des écarts  $\bar{\theta}_a$  et  $\bar{\theta}_p$  sont liées aux valeurs lissées  $\bar{T}_a$ ,  $\bar{T}_p$ ,  $\bar{T}_s$  par la relation :

$$\bar{\theta}_a = \bar{T}_a(t) - \bar{T}_s(t)$$

$$\bar{\theta}_p = \bar{T}_p(t) - \bar{T}_s(t)$$

De plus, la valeur moyenne du flux thermique est proportionnelle à la différence des températures moyennes de part et d'autre de la paroi :

$$\bar{\phi} = \frac{\bar{T}_s(t) - \bar{T}_{ex}(t)}{R}$$

R étant la résistance thermique de la paroi.

Dans ces conditions, le flux thermique peut être calculé en utilisant le modèle à résistance de la figure 18. Suivant ce schéma, la valeur moyenne du flux thermique est déterminée par l'élément de plus grande résistance thermique figurant dans le schéma série, c'est-à-dire :

- la résistance thermique de la paroi lorsqu'elle est fortement isolée,
- les coefficients  $1/h_c$  et  $1/h_r$  pour la configuration inverse.

Le régime quasi-stationnaire détermine les valeurs moyennes des températures de surface accessibles à la mesure et caractérise donc l'état énergétique interne moyen du caisson climatique.

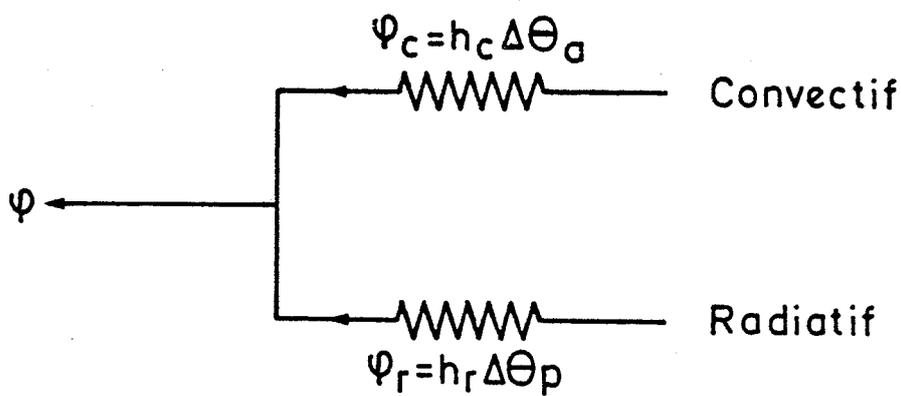


FIGURE 18a : MODELISATION GENERALE DU FLUX RESULTANT

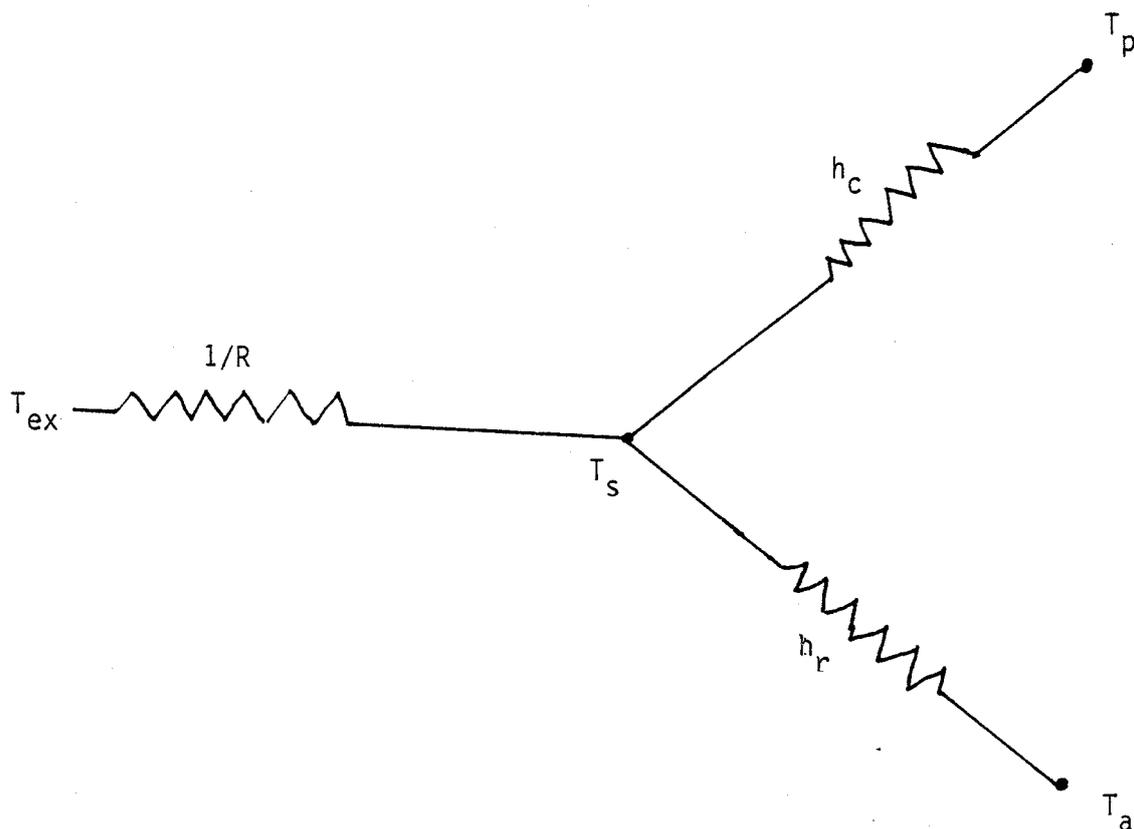


FIGURE 18b : MODELISATION EN REGIME QUASI-STATIONNAIRE DU FLUX RESULTANT

REGIME DES FLUCTUATIONS CENTREES AROUND DE LA VALEUR MOYENNE

Considérons maintenant les fluctuations autour des valeurs lissées. Compte tenu des considérations précédentes ces fluctuations sont rapidement variables en fonction du temps et pour chacune des pulsations de la décomposition en série de Fourier. Le flux thermique est déterminé uniquement par la variation de température de surface, puisqu'en régime de variation rapide, la paroi peut être considérée comme étant semi-infinie. Dans ces conditions, le flux pénétrant dans la paroi ne dépend pas de la température externe mais des seules variations de la température de surface suivant la relation bien connue :

$$\phi'(p) = b \sqrt{p} T'_s(p)$$

soit en régime sinusoïdal :

$$\phi'(j\omega) = b \sqrt{j\omega} T'_s(j\omega)$$

En régime de variations rapides, le flux thermique et les variations centrées de température de surface sont liés par la relation :

$$\frac{T'_s(j\omega)}{\phi'(j\omega)} = \frac{1}{b \sqrt{j\omega}}$$

Compte tenu de la relation de définition :

$$\begin{aligned} \phi' &= h_c(T'_a - T'_s) + h_r(T'_p - T'_s) \\ &= h_c\left(T'_a - \frac{\phi'}{b \sqrt{j\omega}}\right) + h_r\left(T'_p - \frac{\phi'}{b \sqrt{j\omega}}\right) \end{aligned}$$

et de la relation  $b \sqrt{j\omega} > h_c, h_r$

La relation précédente se simplifie sous la forme :  $\phi' = h_c T'_a + h_r T'_p$

Les fluctuations détectées sur chaque paroi sont déterminées par la température d'air et la température radiante des parois et ne dépendent que des coefficients  $h_c$  et  $h_r$  caractéristiques des échanges dans le caisson climatique. Ces fluctuations ayant une valeur indépendante de la nature des parois, les flux résultant d'une variation de température d'air dans un caisson dissymétrique sont indépendants de la nature des parois sur lesquelles sont mesurés les flux.

ANALYSE DE LA RELATION FONCTIONNELLE LIANT LES VARIATIONS DE FLUX THERMIQUE ET DE TEMPERATURE  $\theta'_a$  et  $\theta'_p$

Les relations précédentes sont générales et s'appliquent à la description des échanges énergétiques sur une paroi opaque aussi bien en régime permanent qu'en régime variable. Considérons tout d'abord les échanges résultant des variations de la seule température d'air. La variation temporelle du flux thermique sur la paroi opaque est généralement complexe puisque toute variation de la température d'air provoque généralement une variation des températures de surface donc une modification corrélée des échanges radiatifs détectables sur la surface de la paroi opaque. La température radiante est fonction de la température d'air et ses variations doivent être prises en compte dans le calcul du flux thermique détecté.

Les fonctions  $\theta_a$  et  $\theta_r$  représentatives de l'évolution du système sont des fonctions du temps dont les variations présentent des caractères à la fois aléatoire et déterministe. D'un point de vue fonctionnel, on peut considérer que la sollicitation thermique génère des signaux dépendant  $\theta_a(t)$ ,  $\theta_p(t)$  et  $\phi(t)$ . Du point de vue traitement de signal, l'énergie de la sollicitation est représentée dans le domaine spectral par la fonction d'autocorrélation :

$$C_{\theta_a, \theta_a}(\tau) = \int_0^T \theta_a(t) \theta_a(t-\tau) dt \quad (I-18-a)$$

T étant la durée d'observation de l'évolution.

De la même façon, l'énergie d'interaction ou le degré de dépendance entre le flux thermique et la température d'air est défini par la fonction d'intercorrélacion :

$$C_{\phi, \theta_a}(\tau) = \int_0^T \phi(t) \cdot \theta_a(t-\tau) dt \quad (I-18-b)$$

Le degré de dépendance entre la température radiante  $\theta_p$  et la température d'air  $\theta_a$  est définie par une relation semblable :

$$C_{\theta_p, \theta_a} = \int_0^T \theta_p(t) \cdot \theta_a(t-\tau) dt \quad (I-18-c)$$

Compte tenu de ces relations de définition, les fonctions de corrélation sont liées par la relation :

$$C_{\phi, \theta_a} = h_c C_{\theta_a, \theta_a} + h_r C_{\theta_r, \theta_a} \quad (I-19)$$

obtenue à partir de (3).

Ces relations sont générales et sont valables quelle que soit la nature des signaux  $\theta_a(t)$ ,  $\theta_r(t)$ ,  $\phi(t)$  qu'ils soient déterministes ou aléatoires.

En introduisant la décomposition en composantes lissées, les valeurs lissées sont liées entre elles par la relation :

$$\bar{\phi}(t) = h_c \bar{\theta}_a(t) + h_r \bar{\theta}_r(t)$$

alors que les composantes centrées ont des fonctions d'intercorrélation liées par la relation :

$$C_{\phi \theta'_a} = h_c C_{\theta'_a \theta'_a} + h_r C_{\theta'_r \theta'_a}$$

Ces relations permettent l'identification des coefficients représentatifs des échanges sur une paroi opaque en régime variable. Pour vérifier la validité de ces relations, nous avons mesuré les écarts de température  $\theta_a$  et  $\theta_r$  en temps réel de façon afin d'interpréter les variations temporelles des flux thermiques détectés sur les surfaces du caisson.

CHAPITRE 2 : DÉTERMINATION DE L'EFFUSIVITÉ THERMIQUE

---

## I - ESTIMATION DE L'EFFUSIVITE THERMIQUE

Les résultats théoriques précédents permettent d'estimer l'effusivité thermique d'une paroi par traitement simultané des flux et températures en régime variable.

Etant donné un échantillon dont les flux et températures superficiels sont supposés parfaitement connus (figure 2), il est possible de calculer à chaque instant les quantités  $\Sigma\phi(t)$ ,  $\Delta\phi(t)$ ,  $\Sigma\theta(t)$  et  $\Delta\theta(t)$  et d'évaluer l'effusivité thermique au moyen de l'estimation :

$$b_{est}^2 = \frac{\int (\phi_1 \otimes \phi_1) dt - \int (\phi_2 \otimes \phi_2) dt}{\theta_1 \otimes \theta_1(t) - \theta_2 \otimes \theta_2(t)}$$

$$= \frac{\int (\Sigma\phi \otimes \Delta\phi) dt}{\Sigma\theta \otimes \Delta\theta}$$

Cette expression a été ensuite simulée sur microordinateur. On a étudié plus particulièrement les influences d'une part du pas d'échantillonnage du signal d'excitation et d'autre part, des conditions limites.

En définitive, on se rend bien compte que la précision de l'estimation n'est correcte que si l'on tire du régime transitoire le maximum d'informations.

L'objet du présent chapitre est de déterminer expérimentalement  $b_{est}$ . On décrira d'abord le dispositif de mesure et le système d'acquisition de données. On présentera et on commentera ensuite les résultats obtenus sur des matériaux homogènes.

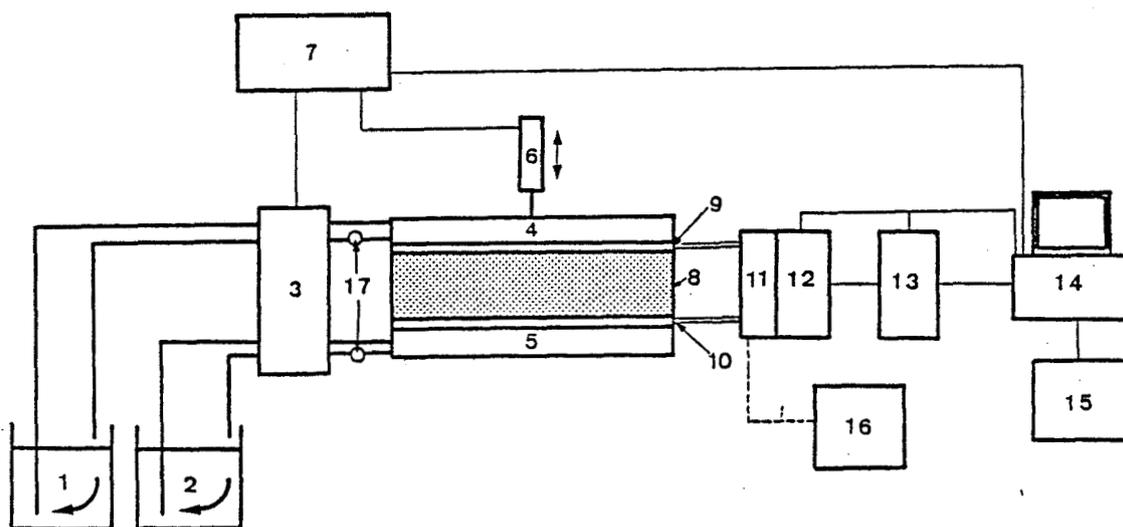
### I-1- DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

L'appareillage utilisé est schématisé ci-dessous (schéma II-1),

L'échantillon à tester est disposé entre deux capteurs de flux et de température placés entre deux plaques échangeuses de 50x50 cm<sup>2</sup> réglées en température à partir de deux bains thermostatés.

Un commutateur à électrovannes permet de relier chacune des plaques à l'un quelconque des bains et d'imposer soit un écart de température, soit une même variation de température identique sur le système étudié.

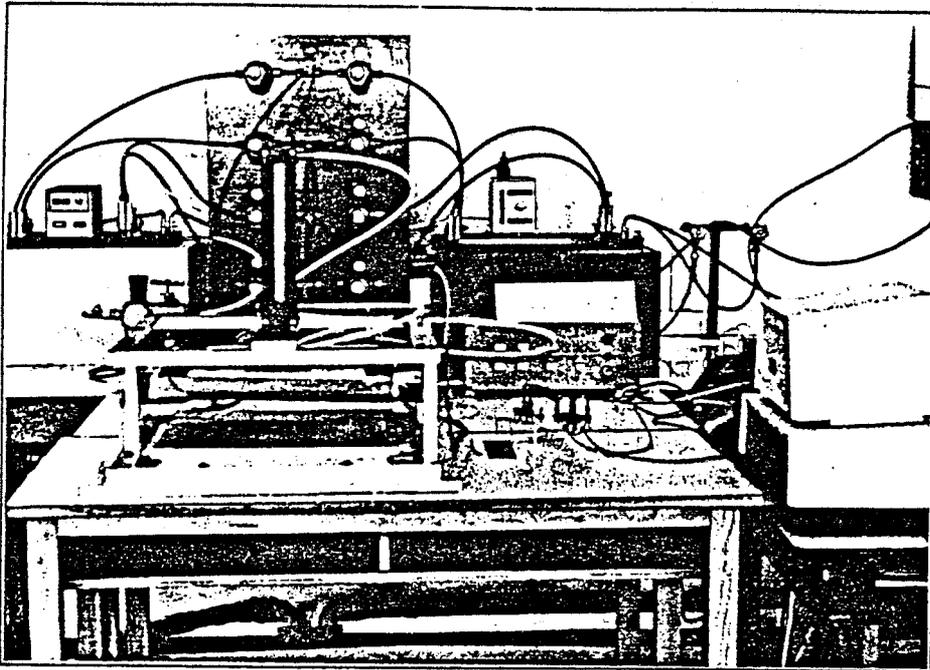
Un vérin pneumatique permet le déplacement vertical de la plaque supérieure. Le système de régulation est classique. Il comporte un circuit de refroidissement et une résistance chauffante pilotée en tout ou rien à l'aide d'un thermomètre à contact.



- 1 et 2 : bains thermostatés
- 3 : sélecteur de bains
- 4 et 5 : plaques échangeuses
- 6 : vérin pneumatique
- 7 : boîtier de commande
- 8 : échantillon
- 9 et 10 : fluxmètres
- 11, 12 et 13 : chaîne d'acquisition de données
- 14 : micro-ordinateur
- 15 : unité de disquettes
- 16 : table traçante analogique
- 17 : pompe de circulation

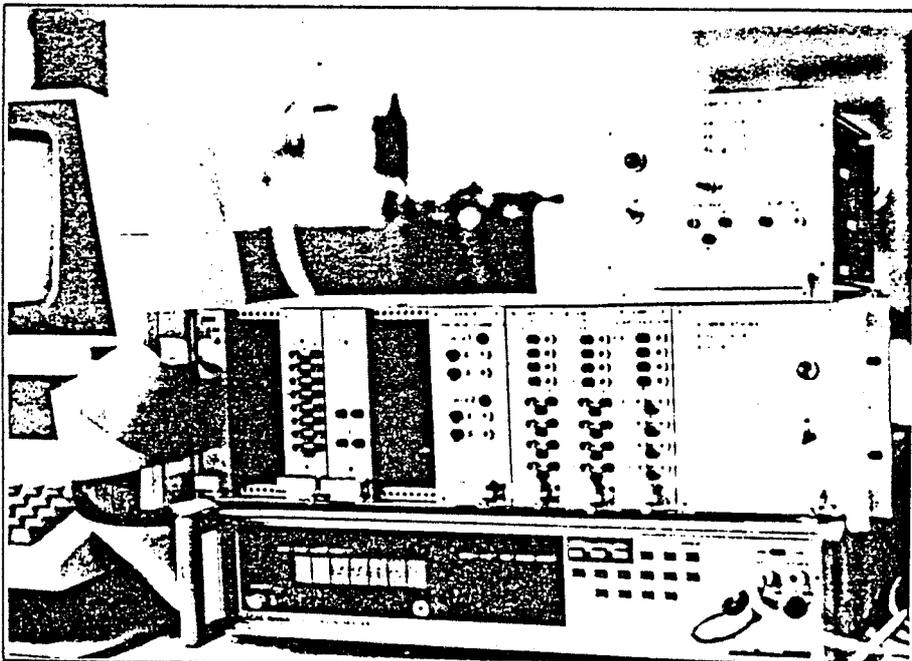
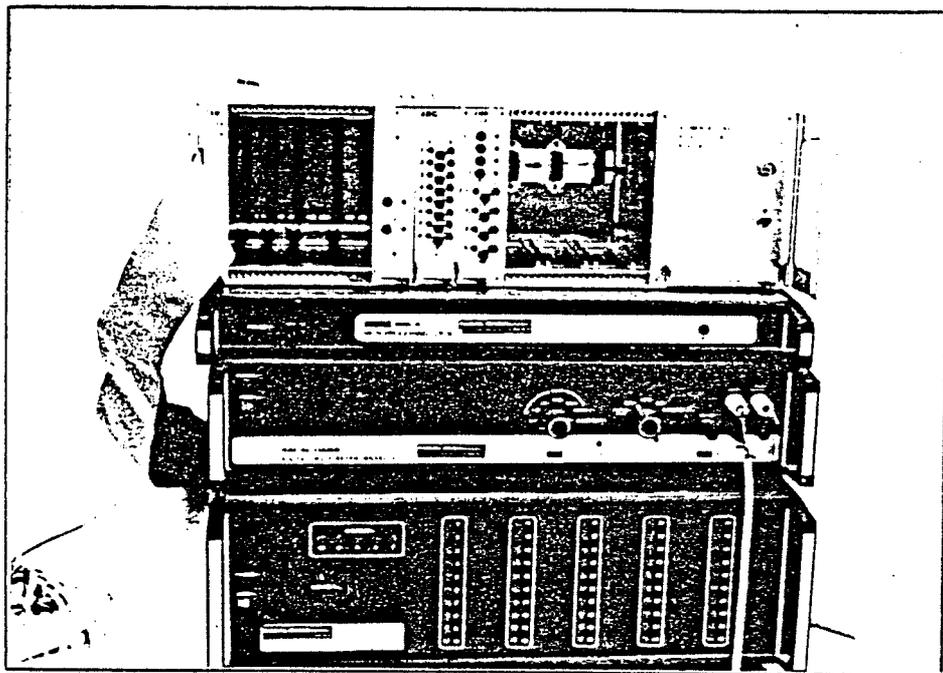
SCHEMA II-1

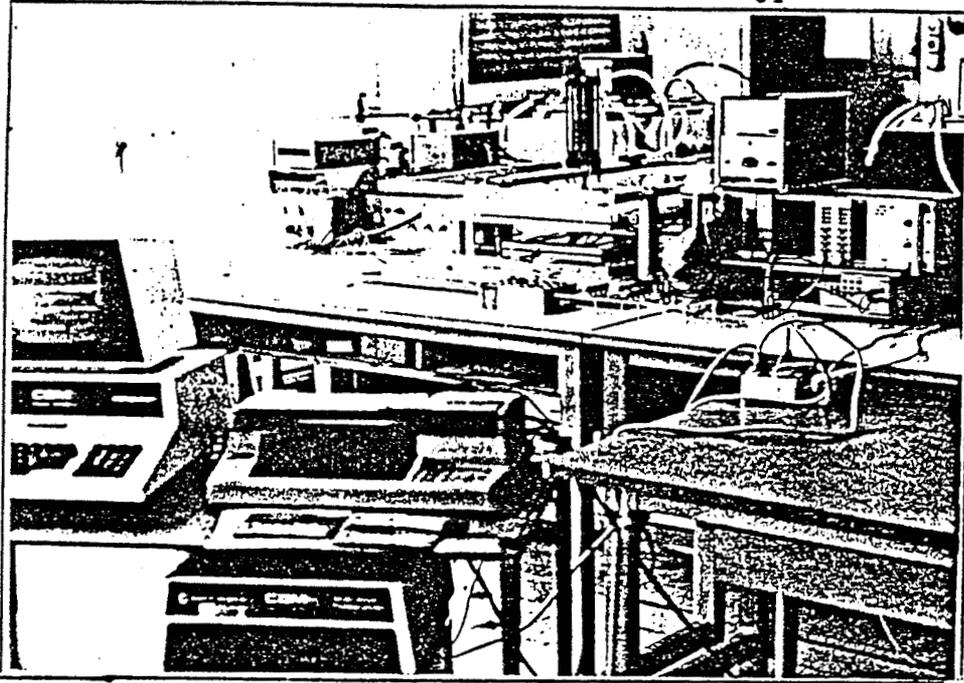




Plaques échangeuses  
régulées en température

Systèmes  
d'acquisition

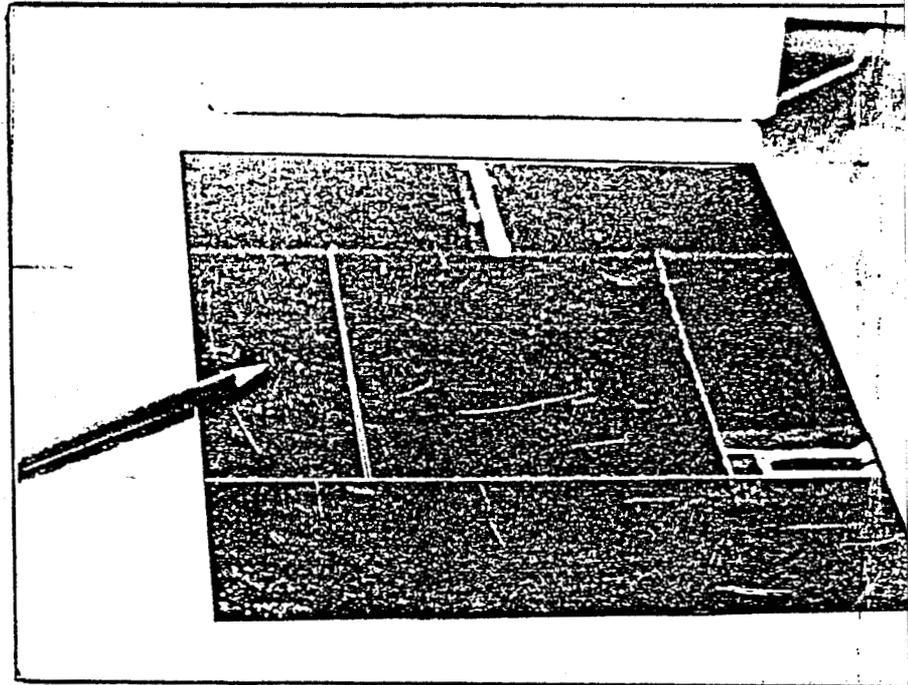




DISPOSITIF

EXPERIMENTAL

FLUXMETRE  
THERMIQUE



Les capteurs de flux fournissent à chaque instant les valeurs des flux thermiques. Ce sont des nouveaux fluxmètres prototypes qui ont été développés au laboratoire de Mesures Automatiques<sup>[24]</sup>, et sont actuellement en cours de commercialisation.

L'étalonnage de ces capteurs a deux objectifs<sup>[5]</sup> :

- L'évaluation de la sensibilité  $K$ , c'est-à-dire de la tension délivrée par le fluxmètre en régime établi quand on le soumet à une densité de flux imposée de 1 W (figure 19).

On trouve :  $K_1 = 470 \text{ } \mu\text{V/W}$

$K_2 = 420 \text{ } \mu\text{V/W}$

Cette mesure doit être complétée par une étude de linéarité tension mesurée-flux imposé et de la symétrie.

- L'évaluation de la perturbation introduite par le capteur. on assimile un demi fluxmètre (entre le plan sensible et l'échantillon) à une couche homogène dont on peut évaluer la résistance thermique ( $R$ ) et la capacité thermique ( $C$ ) équivalente. Les limites réelles du système ne sont pas définies par la surface des échantillons ou de la paroi mais par les surfaces sensibles des capteurs (figure 20). Les couches homogènes simulant la présence de capteurs comprises entre les surfaces de mesure et la surface (hâchurées sur le schéma) des parois étudiées sont incluses dans le système.

Le produit  $RC$  fournit la constante de temps du capteur. On mesure :

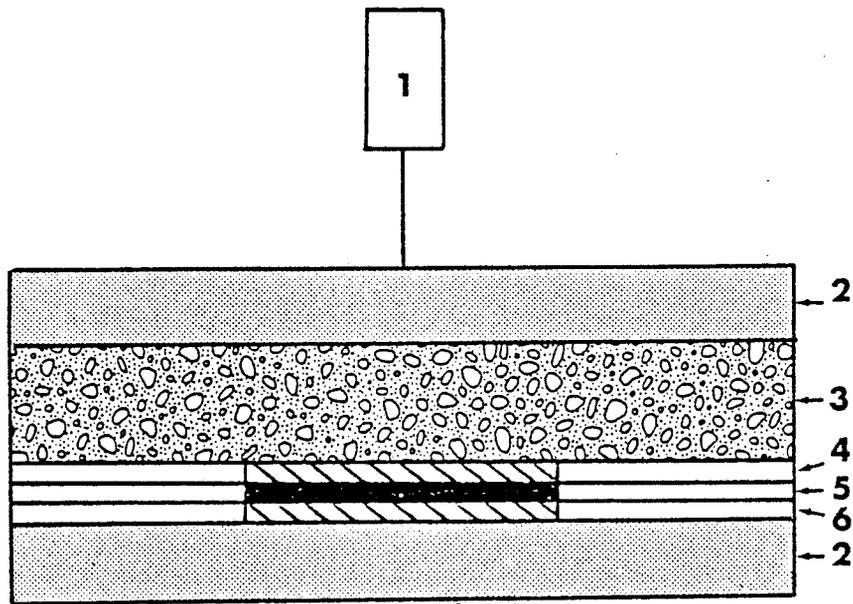
$$R = 0,005 \text{ m}^2 \text{ } ^\circ\text{K/W}$$

et

$$C = 2200 \text{ J/}^\circ\text{K m}^2$$

$RC$  est donc de l'ordre de 1 seconde.

Les capteurs utilisés ont une résistance et un temps de réponse beaucoup plus faibles que ceux des fluxmètres classiques mettant en oeuvre une paroi auxiliaire et une mesure différentielle de température.



1-VERIN PNEUMATIQUE

2-PLAQUE ECHANGEUSE

3-ISOLANT THERMIQUE

4-FLUXMETRE AUXILLIAIRE

5-RESISTANCE CHAUFFANTE

6-FLUXMETRE A ETALONNER

FIGURE 19



MESURE DE LA SENSIBILITE  
DU CAPTEUR

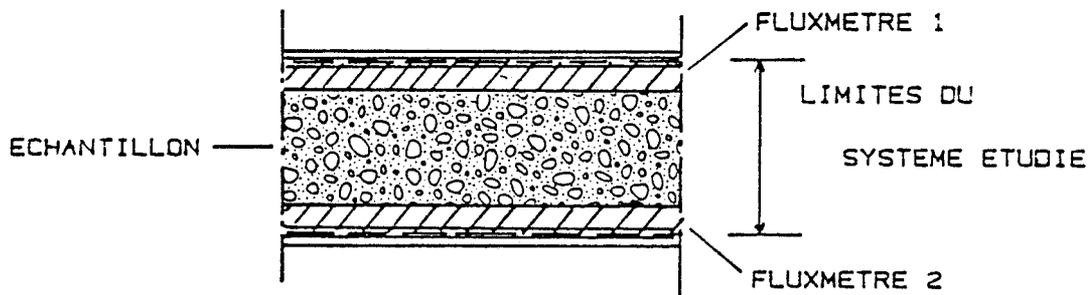


FIGURE 20

EVALUATION DE LA PERTURBATION  
INTRODUITE PAR LE CAPTEUR



La mesure de température est assurée par un thermocouple nickel-chrome/nickel-alumel, dont la soudure est disposée sur le bord du fluxmètre dans une rainure des plaques d'aluminium ; cette rainure est remplie de graisse afin d'assurer un contact thermique correct. L'ensemble est fermé par une bande autocollante d'épaisseur négligeable.

Compte tenu des épaisseurs très faibles des constituants du capteur, il est difficile de définir exactement le lieu où s'effectue la mesure de température.

On peut cependant considérer que la mesure de température est localisée sur les surfaces externes de l'échantillon.

La masse volumique  $\rho$  étant supposée connue expérimentalement par pesée, on prend pour  $c$  et  $\lambda$  les valeurs classiques, et on détermine ensuite théoriquement les grandeurs  $R$ ,  $C$  et  $\tau' = RC/\pi^2$ .

La chaîne automatique de mesure et d'acquisition de données nous donne la possibilité d'enregistrer et de traiter les grandeurs mesurées. Elle offre en plus, à partir des moyens techniques disponibles (capteurs, instruments de mesure, ...), la précision et la rapidité de mesure souhaitées.

Elle comprend :

- Les capteurs décrits précédemment. Ils convertissent les flux et les températures en tensions.
- Un commutateur (ou multiplexeur) type Hewlett-Packard de très faible niveau d'entrée, permettant de sélectionner la voie à mesurer. Il amplifie les signaux électriques issus des capteurs qui sont souvent de très faible niveau (quelques dizaines de  $\mu V$ ). La capacité est de 40 voies.
- Un voltmètre numérique (ou convertisseur analogique-numérique) de haute précision.
- Un microordinateur grand public du type CBM 4032 (mémoire 32 K octets). Il traite et enregistre l'information numérique qu'il reçoit du convertisseur analogique-numérique par le bus IEEE.
- Un lecteur de disquettes et une imprimante.

Un logiciel que nous avons élaboré permet un fonctionnement entièrement automatisé. On estime l'erreur du système à  $\pm 10 \mu V$ .

## I-2- RESULTATS OBTENUS SUR LE PLEXIGLASS

Les premiers essais ont été réalisés sur un échantillon de plexiglass d'épaisseur 1 cm et d'effusivité admis.

$$b_{th} = 570 \text{ W } \sqrt{s}/m^2 \text{ } ^\circ K$$

Pour mettre clairement en évidence l'effet des régimes transitoires sur l'estimation  $b_{est}$  par utilisation de la relation précédente, nous avons successivement mis en oeuvre tout d'abord un signal transitoire : l'échelon, puis un signal à évolution lente.

### I-2-1- Traitement de la réponse indicielle

Les variations temporelles des flux et températures sont représentées figures 21 et 22.

Le matériau étudié étant thermiquement conducteur, la température sur la face de sortie croît lentement en fonction du temps. Par conséquent, le système n'est pas placé sur un puits thermique.

Les flux tendent très lentement vers le régime permanent de la même manière que  $\theta_2$  et indépendamment de la "constante de temps" propre du matériau  $\tau'$  égale à 93 secondes.

La courbe représentant l'estimation  $b_{est}$  (figure 25), si l'on excepte ses premiers points, croît et tend vers une valeur asymptotique proche de  $b_{th}$ . La différence entre  $b_{est}$  et  $b_{th}$  est positive.

### I-2-2- Traitement d'un signal à évolution lente

L'application d'une telle sollicitation (figures 23 et 24) conduit à une meilleure estimation de l'effusivité thermique qui est alors pratiquement égale à la valeur asymptotique de  $b_{est}$  (figure 25).

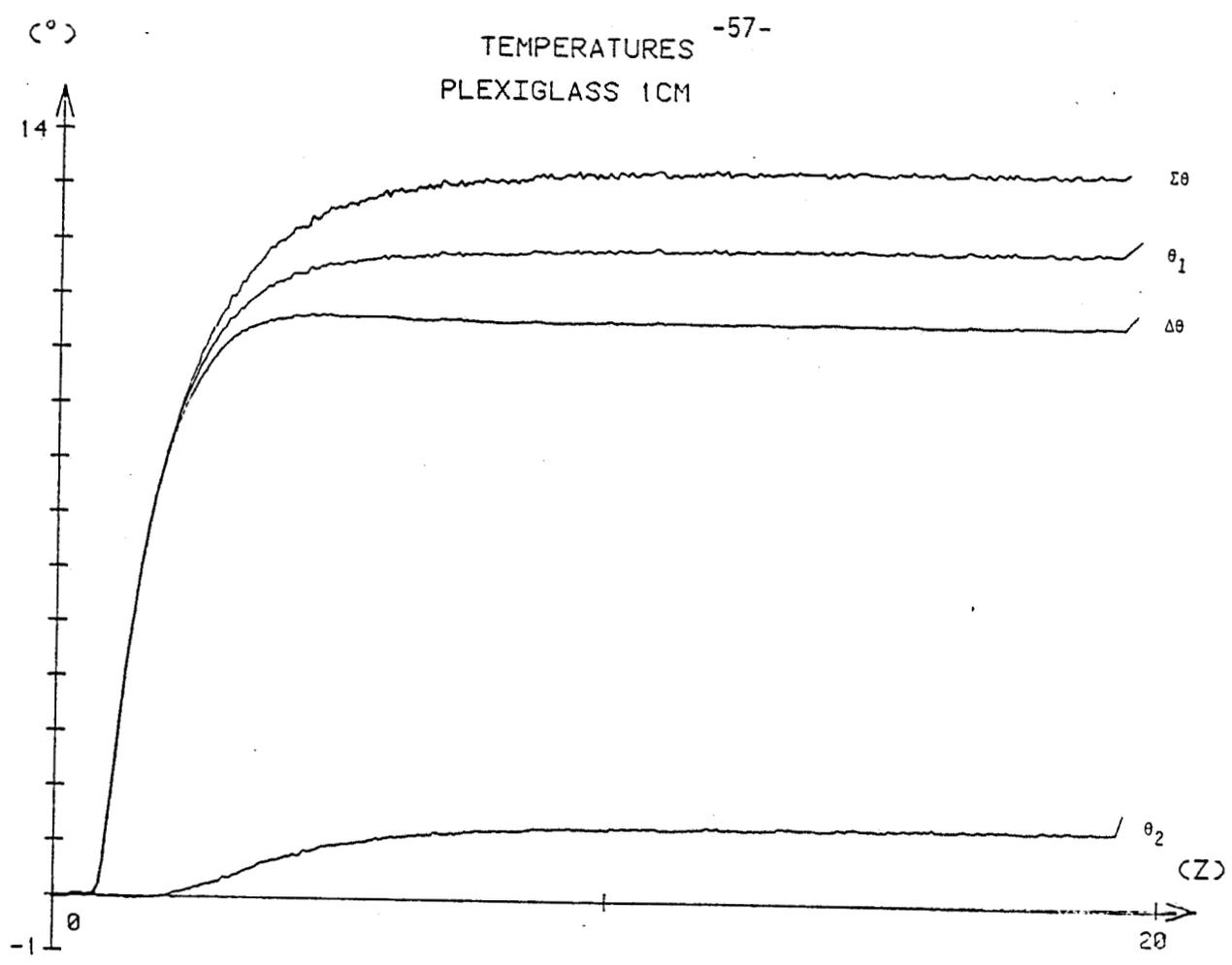


FIGURE 21

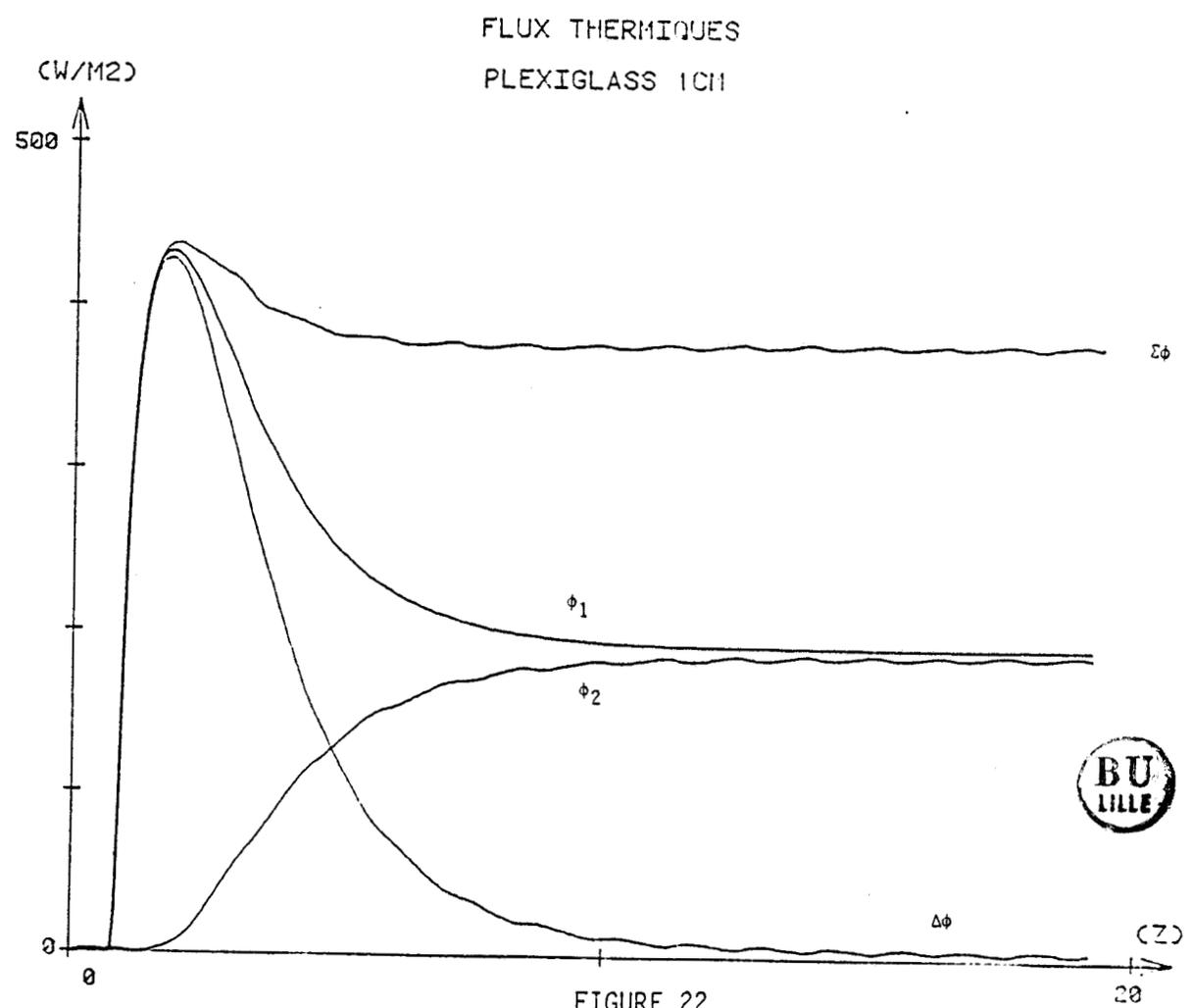


FIGURE 22



TEMPERATURES -58-  
PLEXIGLASS 1CM

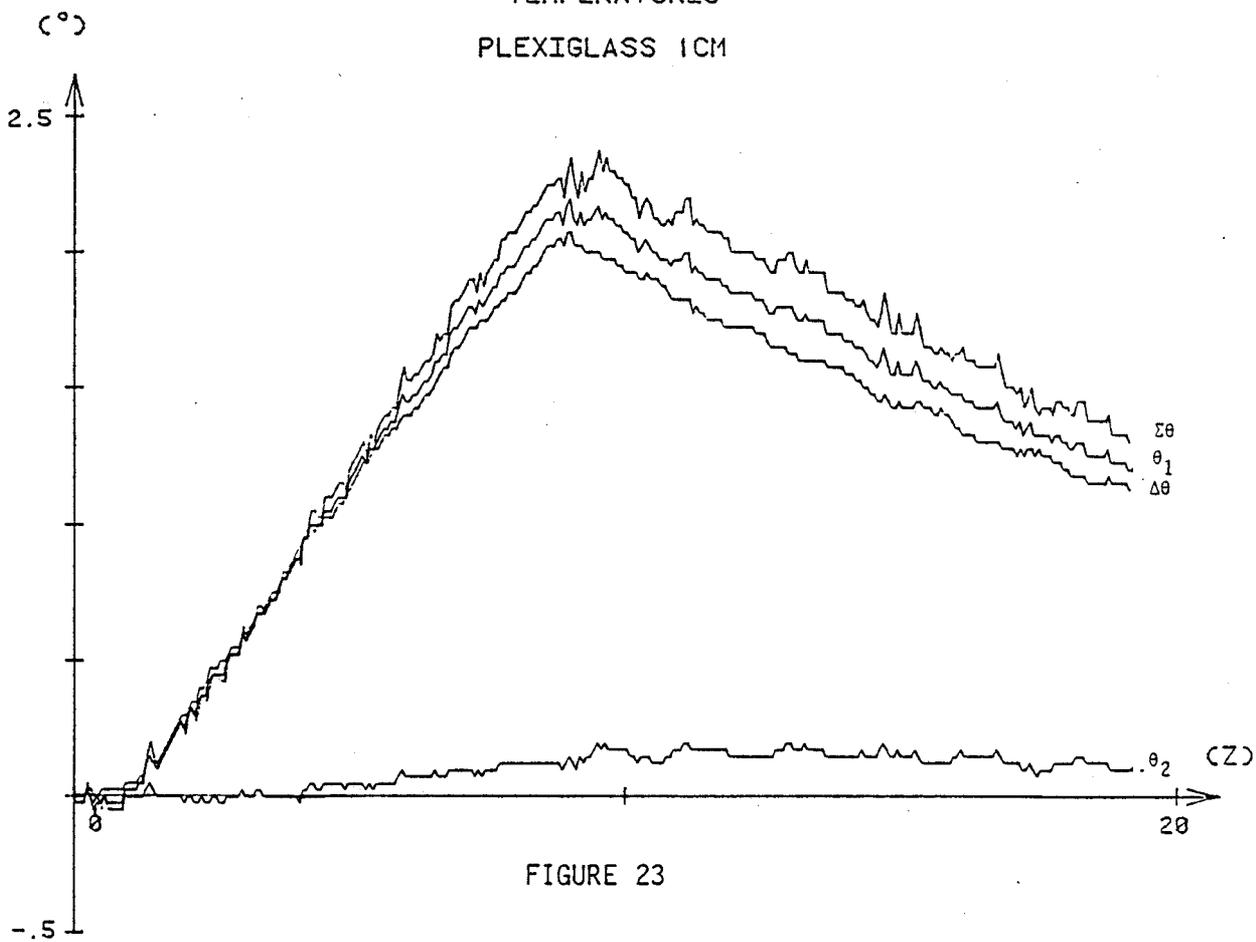


FIGURE 23

FLUX THERMIQUES  
PLEXIGLASS 1CM

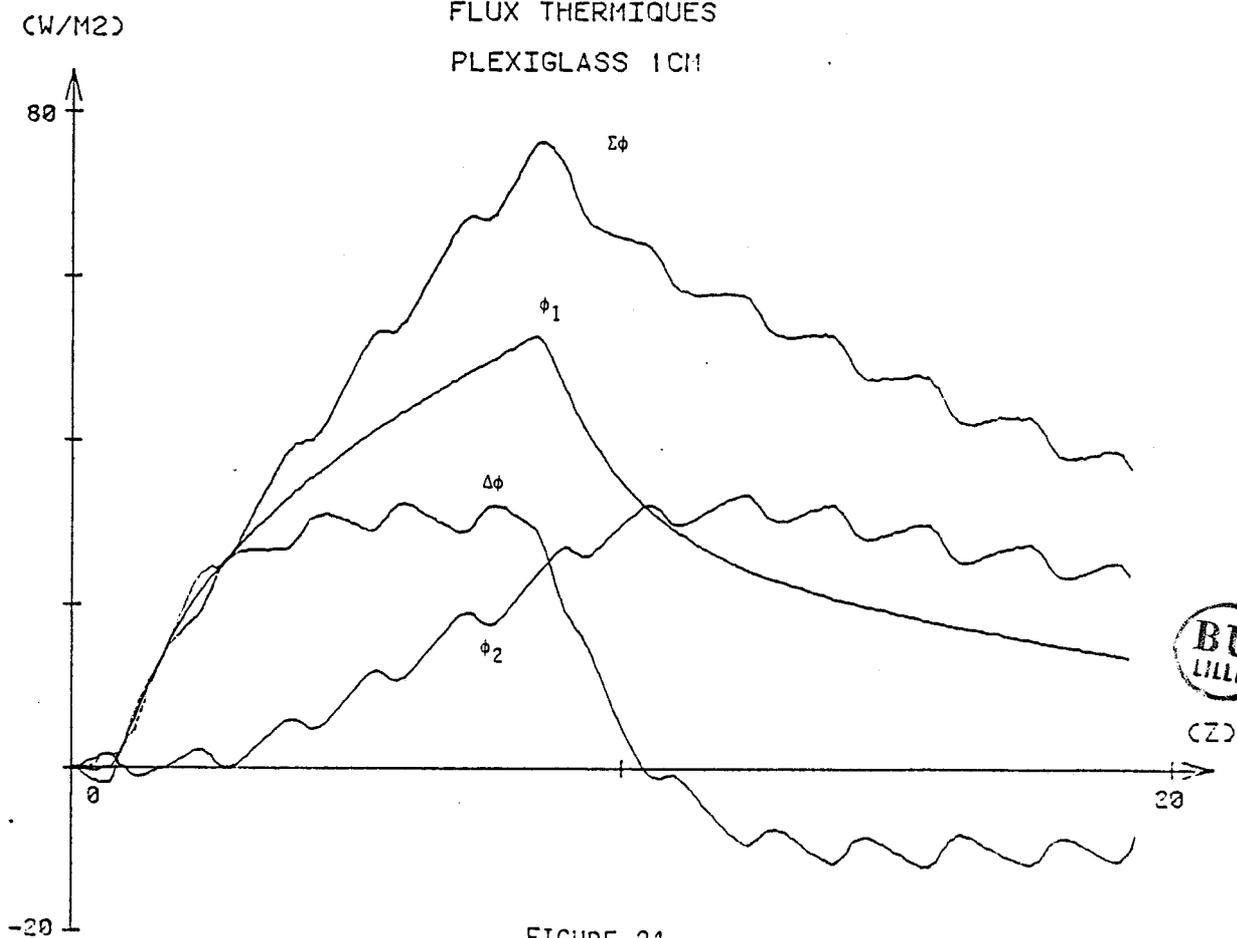


FIGURE 24



ESTIMATION DE L'EFFUSIVITE  
PLEXIGLASS 1CM

$Q \sqrt{S} / M^2 \text{ } ^\circ K$

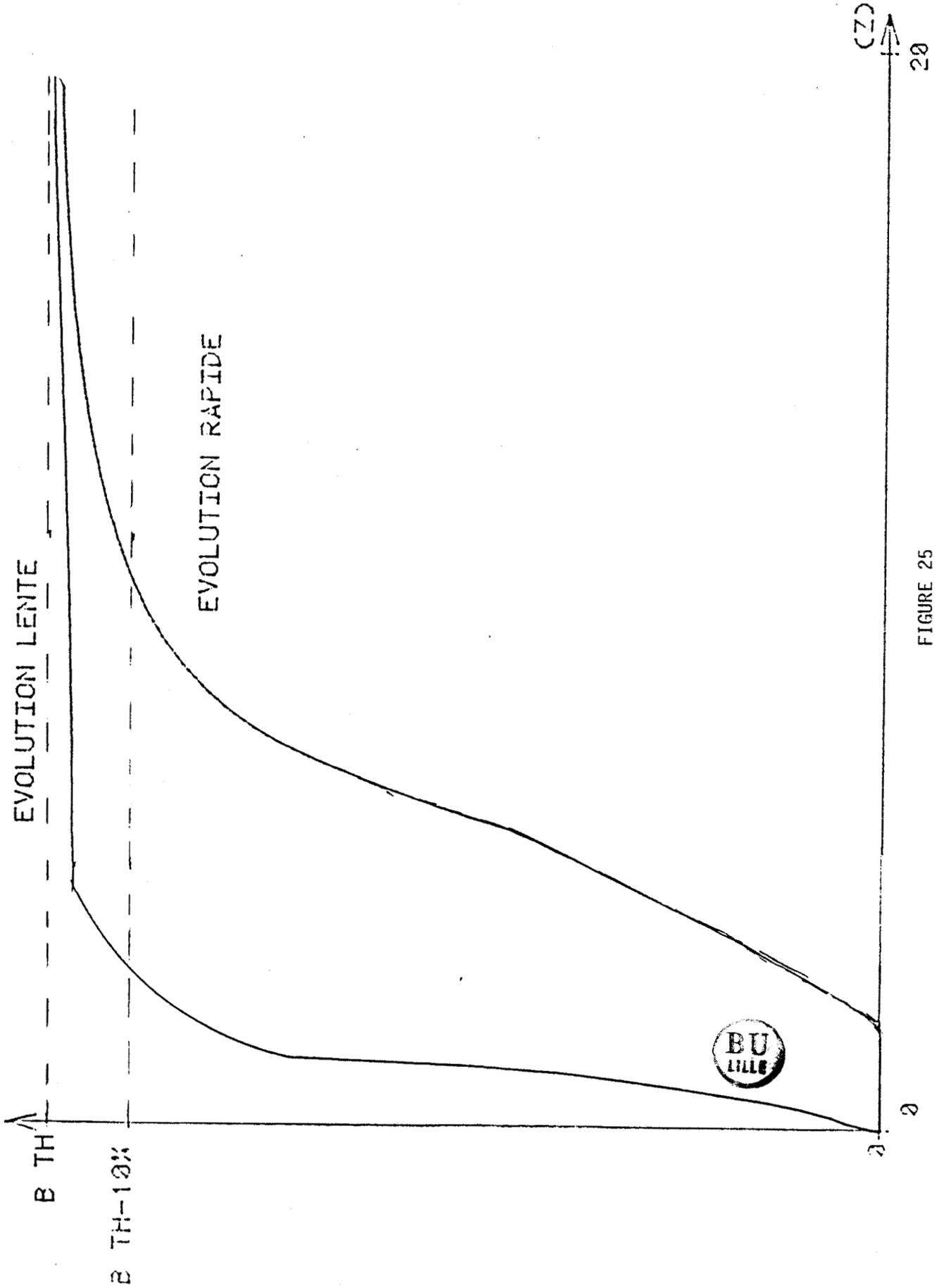


FIGURE 25

Ces deux premières expériences mettent en évidence l'effet des erreurs systématiques introduites par les fluxmètres en régime transitoire. La perturbation introduite est bien sûr plus importante pour la première sollicitation que pour la seconde.

### I-2-3- Influence de l'épaisseur de l'échantillon pour une même forme de sollicitation

Pour une sollicitation représentée par une variation en échelon de la quantité  $\Delta\theta$ , nous considérons trois échantillons de plexiglass d'épaisseurs respectives 1,7 mm, 5,2 mm et 1 cm. On constate que le résultat obtenu par la valeur asymptotique de  $b_{est}$  (figure 26) est d'autant meilleur que l'épaisseur est petite. L'effet de la condition limite sur la face arrière de l'échantillon joue un rôle important sur l'estimation de  $b_{est}$ .

La résistance du premier échantillon, étant de l'ordre de grandeur de celle du fluxmètre, n'a pas ici d'effet perturbateur.

Ces trois premières expériences sont relatives à l'établissement d'un régime quasi-permanent. Pour compléter l'étude, nous avons limité l'intervalle de temps à la partie correspondant au régime transitoire de la réponse d'échantillon de 3,5 cm. Nous prenons un pas d'échantillonnage moitié moindre que le précédent et nous représentons les courbes de températures et flux figures 27 et 28.

La température  $\theta_2$  et le flux  $\phi_2$  sont identiquement nuls à tout instant. Nous sommes dans l'hypothèse d'un milieu semi-infini : la sollicitation n'a pratiquement pas d'influence sur la face de l'échantillon posé sur le puits. La valeur asymptotique de l'estimation de l'effusivité (figure 29) est égale à la valeur théorique avec une bonne précision. On vérifie donc que la méthode de traitement est adaptée à l'analyse du régime transitoire.

# ESTIMATION DE L'EFFUSIVITE PLEXIGLASS

$CM^2/S/M^2^{\circ}K^2$

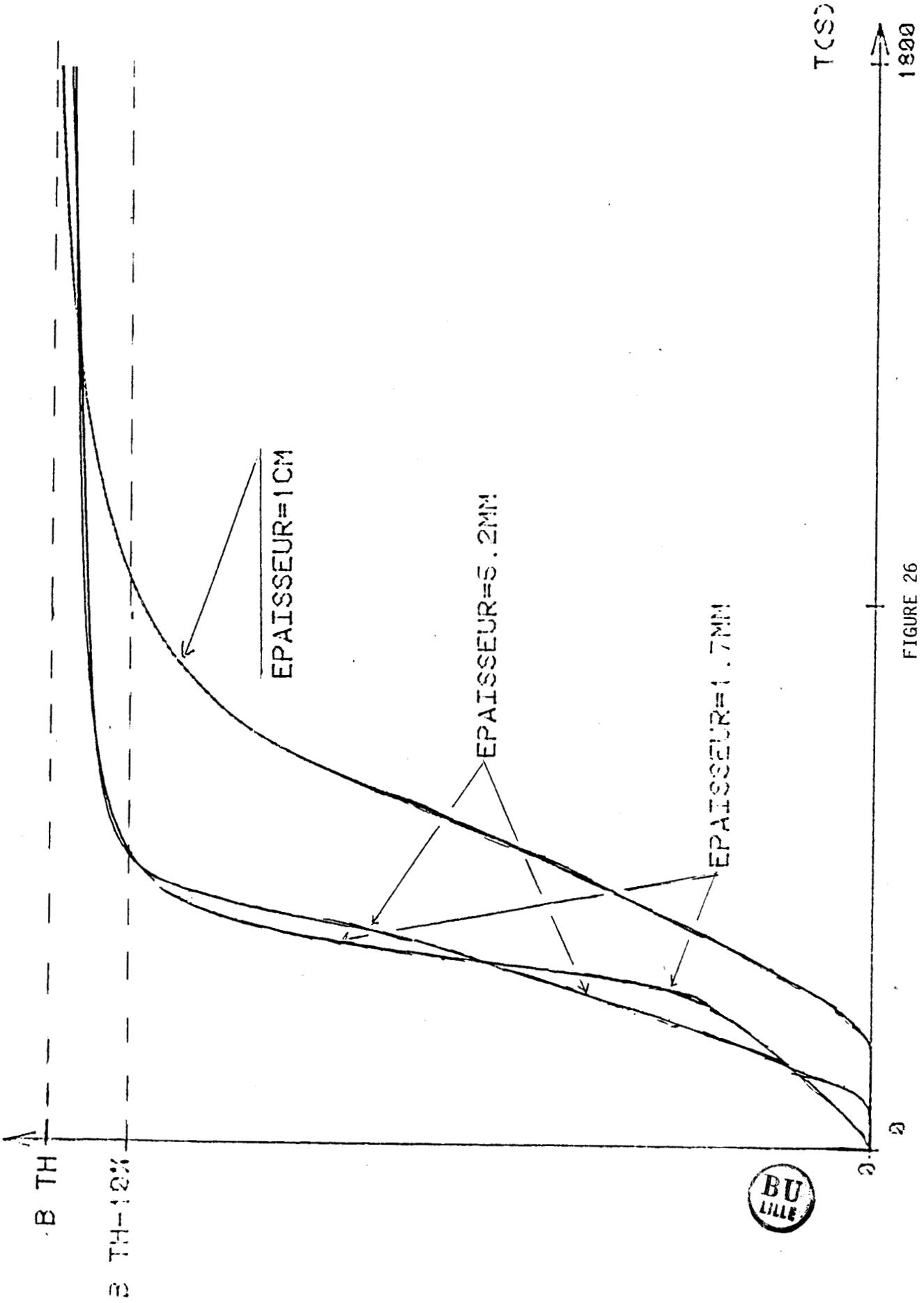
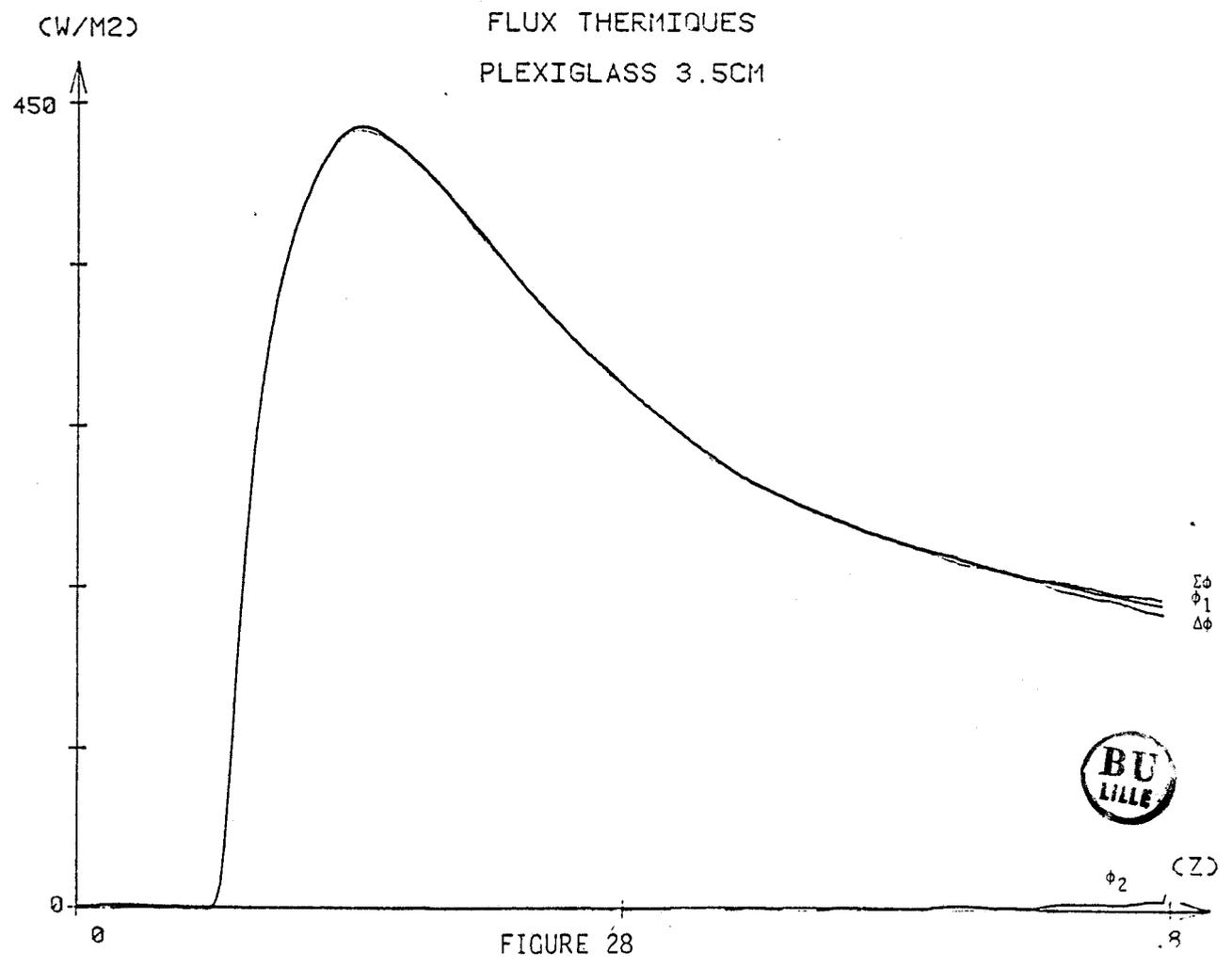
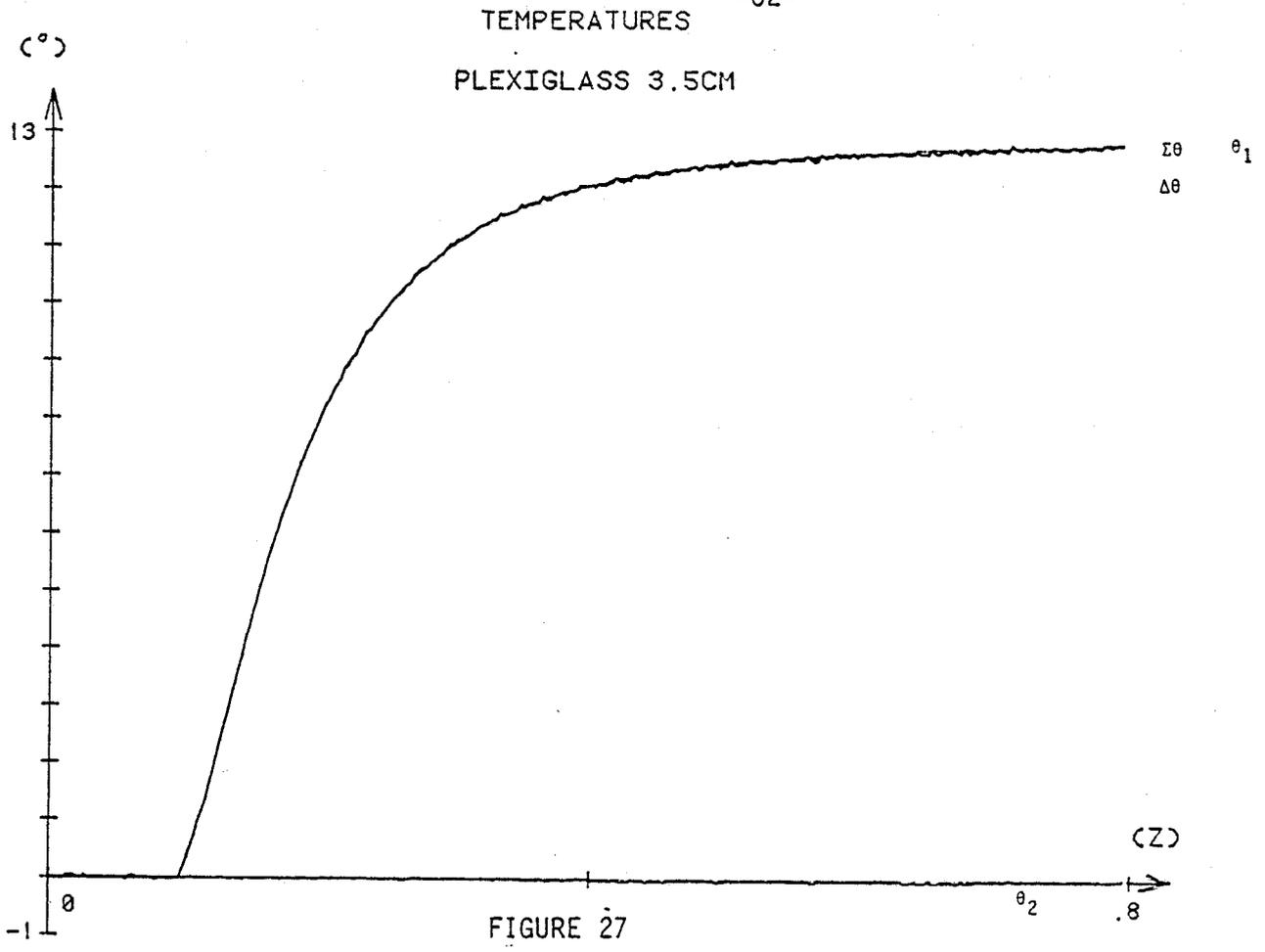


FIGURE 26



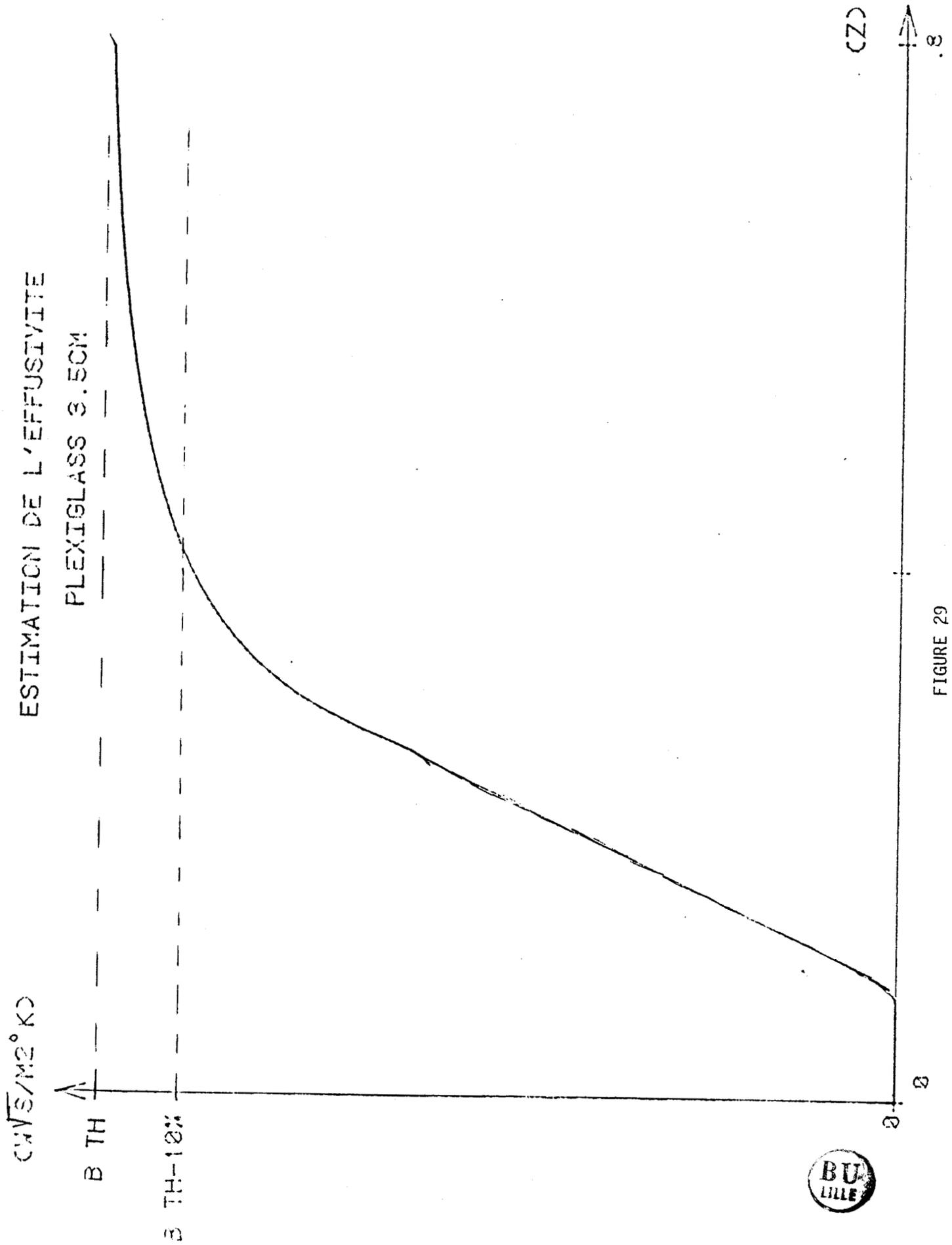


FIGURE 29



### I-3- RESULTATS OBTENUS SUR UN MATERIAU DE FAIBLE EFFUSIVITE : LE POLYSTYRENE

Les courbes de flux et températures obtenues sur un échantillon d'épaisseur 1,4 cm sont représentées figures 30 et 31. La température de la face arrière  $\theta_2$  croît très lentement et atteint une valeur bien plus petite que dans le cas du plexiglass. On approche le cas du puits thermique.

La valeur asymptotique de  $b_{est}$  (figure 34.) est nettement supérieure à  $b_{th}$ . La méthode de traitement ne conduit donc pas à une estimation correcte.

L'application d'une sollicitation à évolution lente en forme de rampe (figures 32 et 33) n'améliore pas le résultat (figure 34).

L'augmentation de l'épaisseur du matériau (échantillons de 2,75 cm et 5,8 cm) améliore légèrement la différence entre la valeur asymptotique de  $b_{est}$  et  $b_{th}$  (figures 35 et 36)

L'erreur introduite est donc due à la nature isolante du matériau. Celui-ci a ses deux faces pratiquement indépendantes.

La dernière mesure (polystyrène 5,8 cm) se fait presque totalement en régime transitoire. Le nombre d'informations acquis est donc normalement suffisant compte tenu des résultats du paragraphe précédent. On ne peut mettre en cause que la qualité des informations fournies par les capteurs (fluxmètres+thermocouples). On se proposera par la suite de les corriger en conséquence.

### I-4- MESURES COMPLEMENTAIRES

La sollicitation étant identique à la précédente (échelon de la quantité  $\Delta\theta$ ), nous avons utilisé la méthode précédente pour traiter les mesures sur deux autres matériaux : le Klégicel et le verre.

Le premier matériau est isolant et a une épaisseur de 1,4 cm ( $b_{th} = 115 \text{ W } \sqrt{\text{s}} / \text{m}^2 \text{ } ^\circ\text{K}$ ), le second est conducteur et a une épaisseur de 1 cm ( $b_{th} = 1215 \text{ W } \sqrt{\text{s}} / \text{m}^2 \text{ } ^\circ\text{K}$ ).

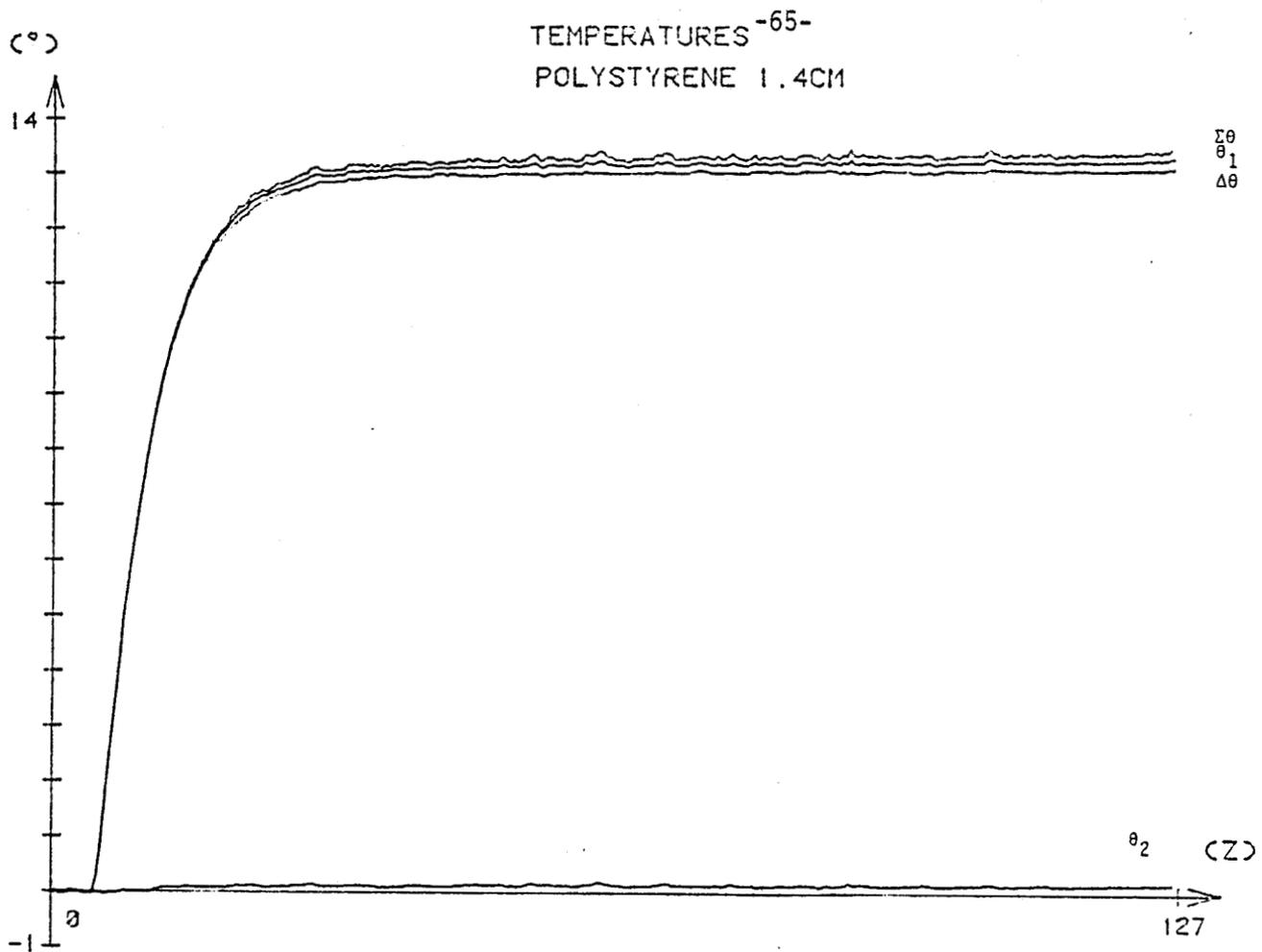


FIGURE 30

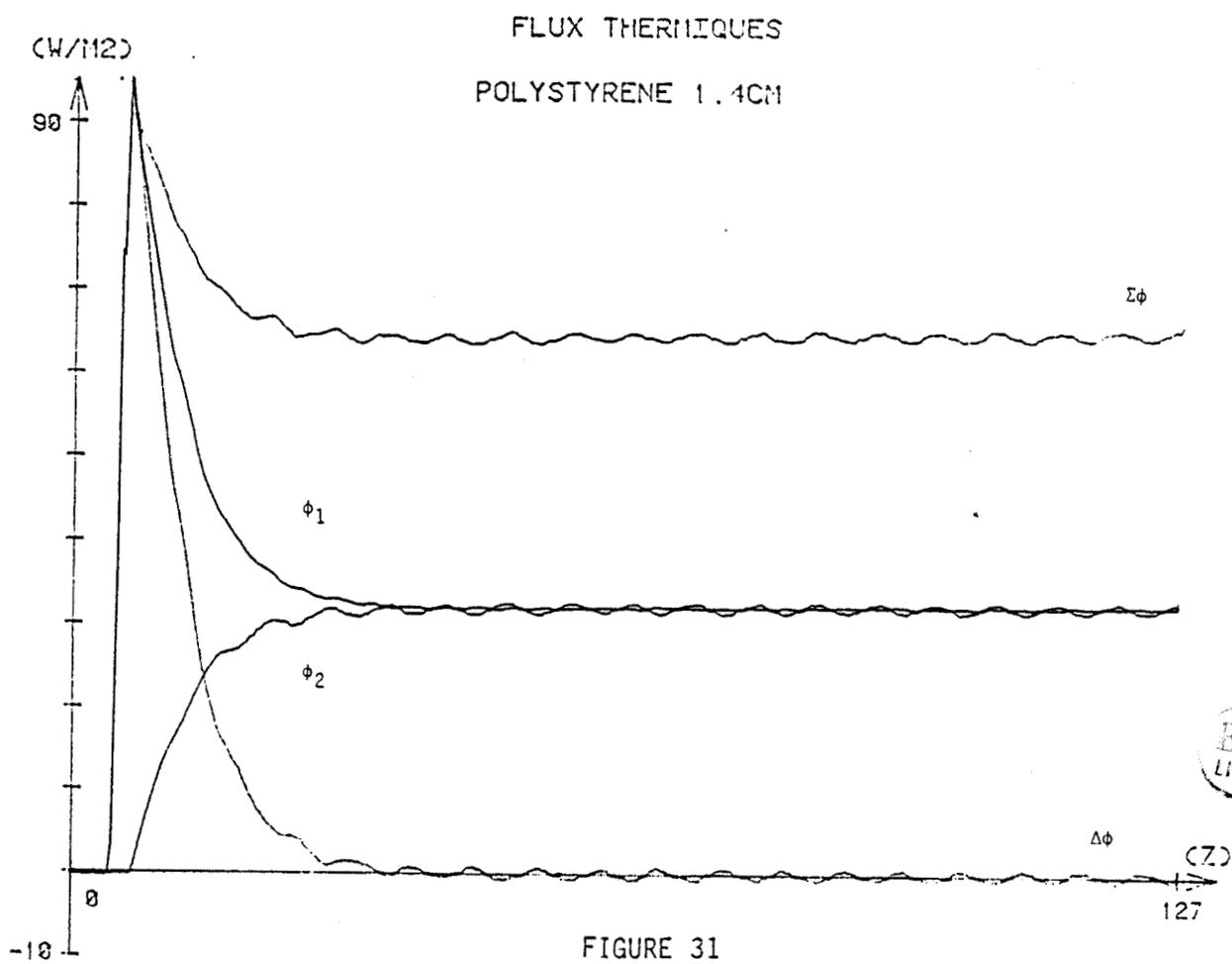


FIGURE 31



TEMPERATURES

POLYSTYRENE 1.4CM

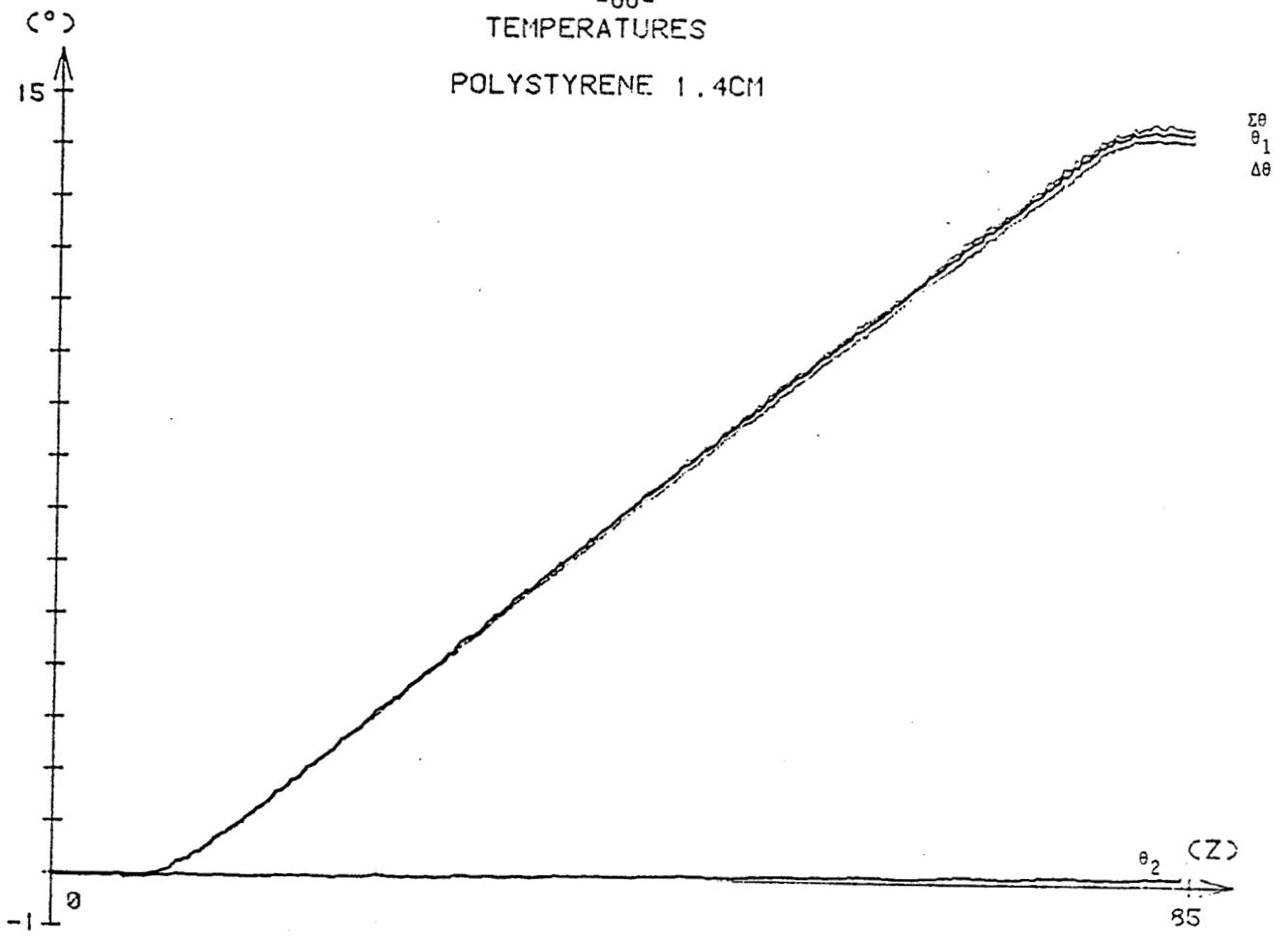


FIGURE 32

FLUX THERMIQUES

POLYSTYRENE 1.4CM

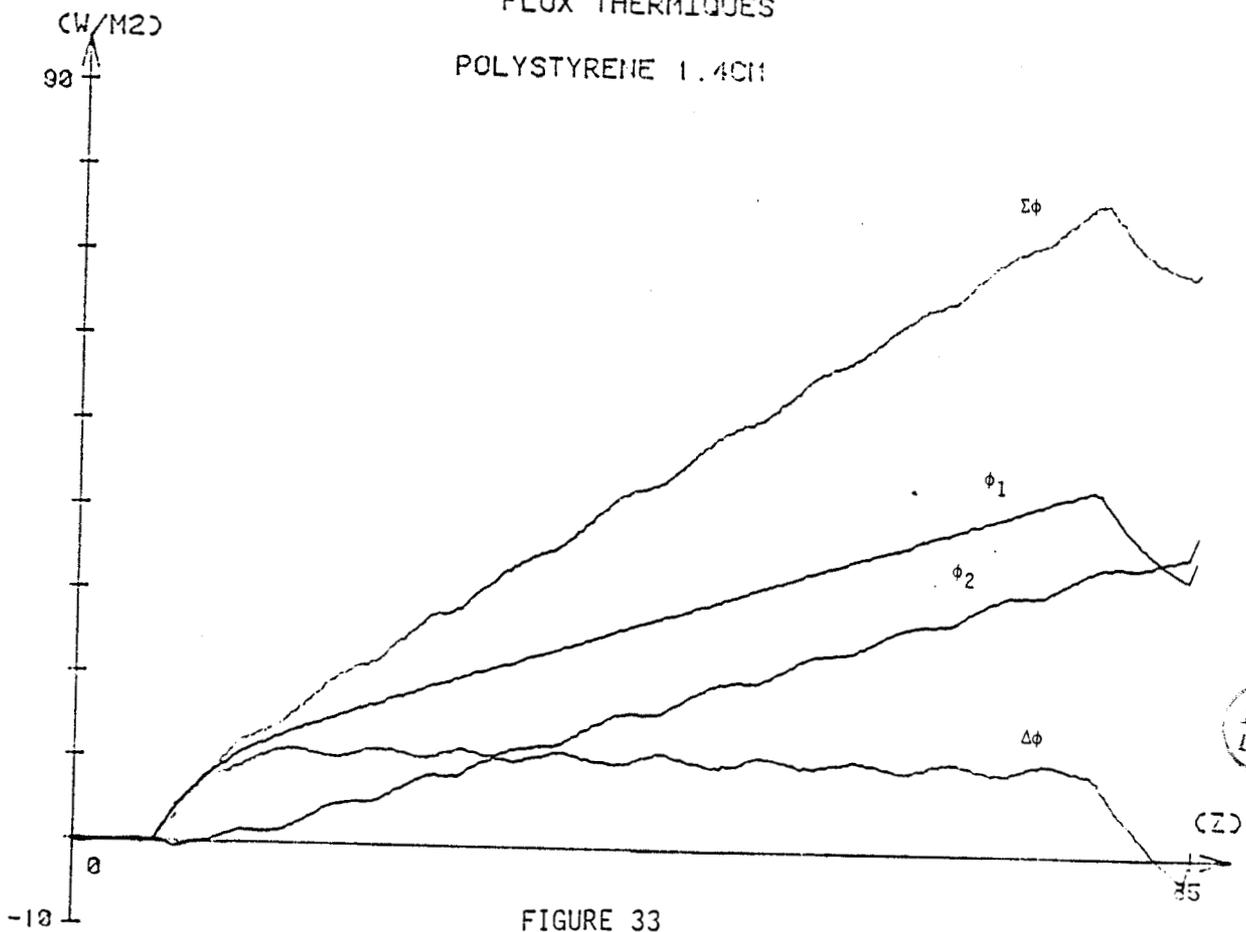


FIGURE 33



ESTIMATION DE L'EFFUSIVITE  
POLYSTYRENE 1.4CM

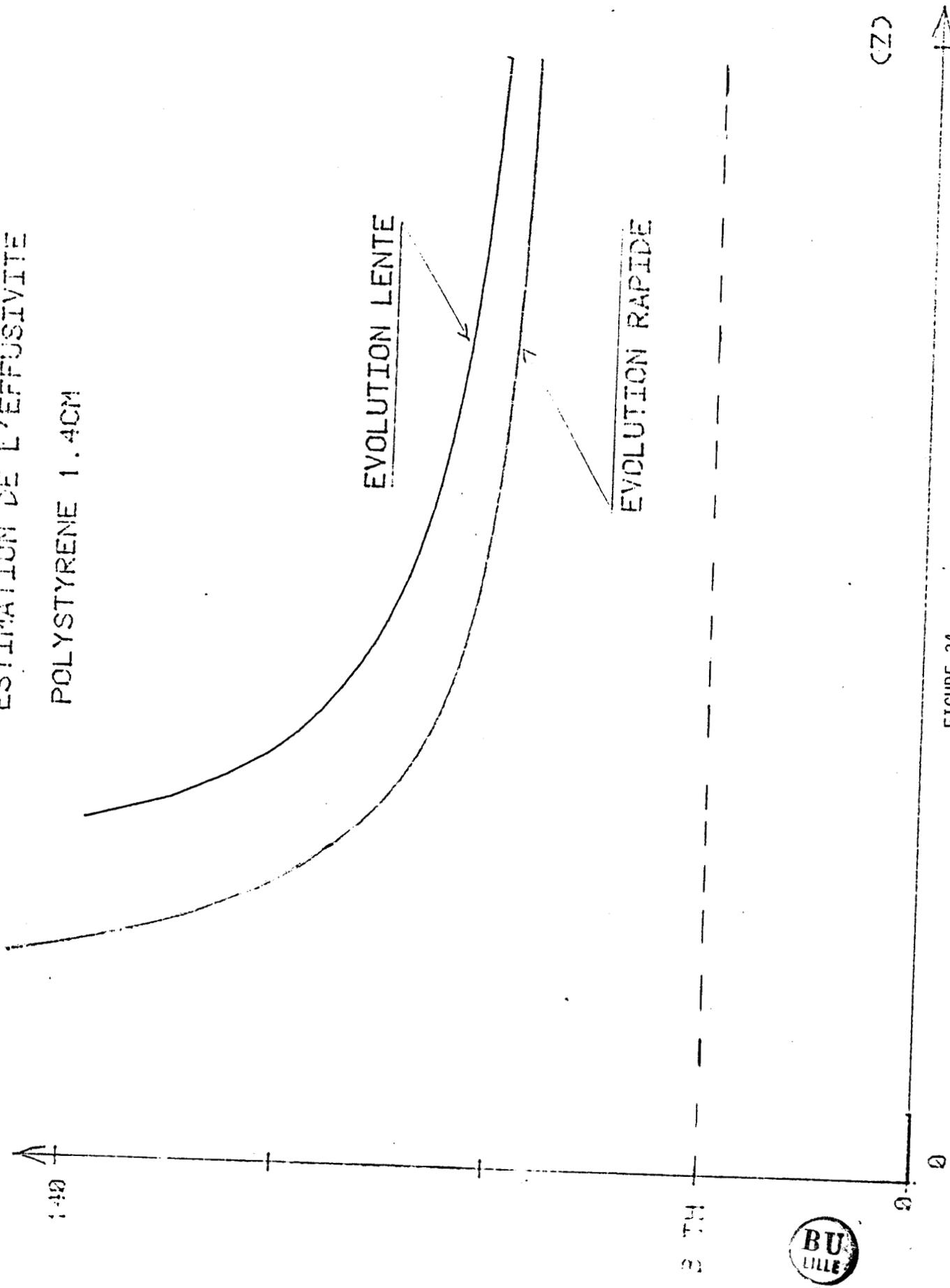


FIGURE 34

ESTIMATION DE L'EFFUSIVITE

POLYSTYRENE

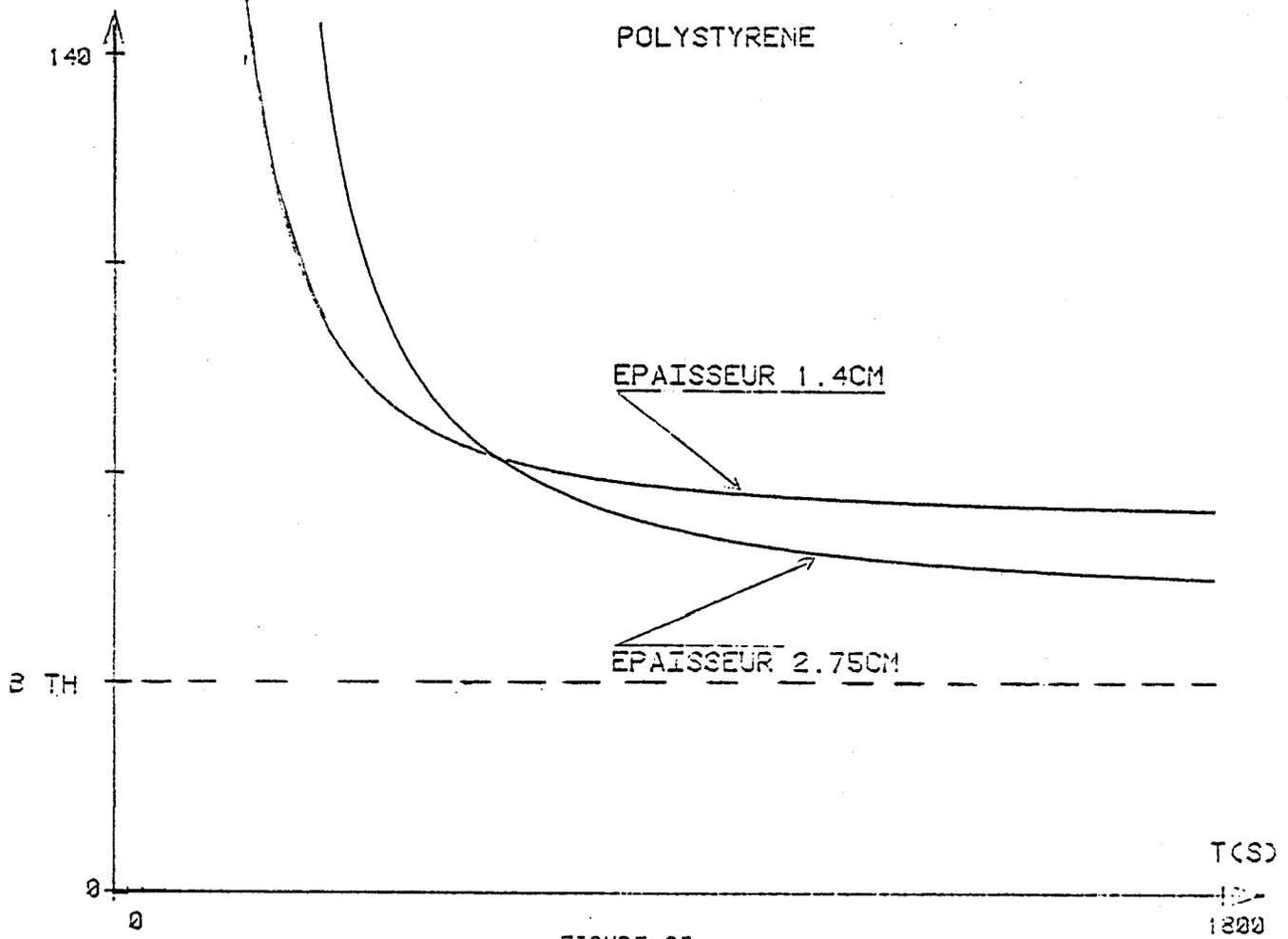


FIGURE 35

(W/S/M<sup>2</sup>°K)

ESTIMATION DE L'EFFUSIVITE

POLYSTYRENE 5.8CM

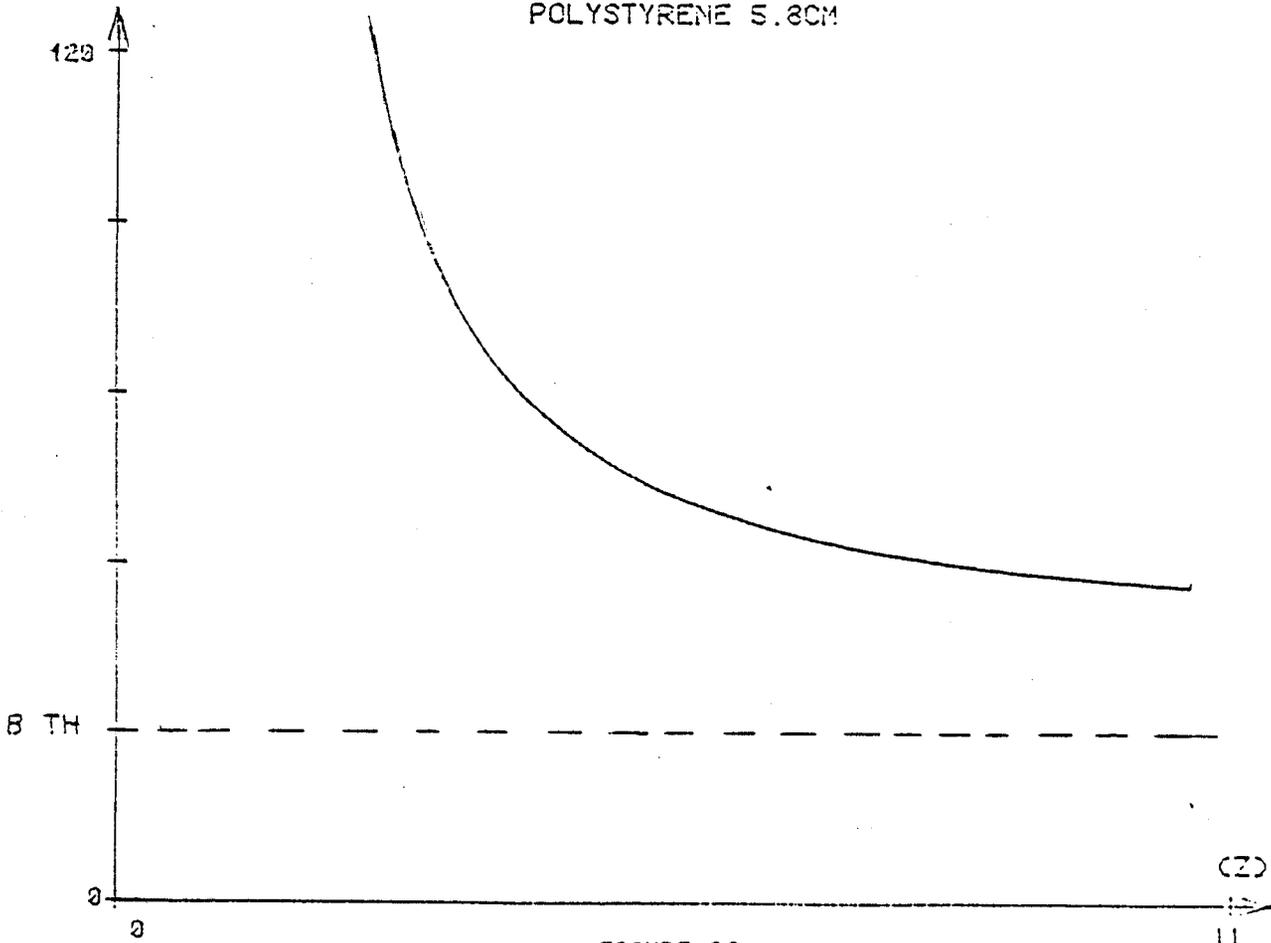


FIGURE 36



Les grandeurs flux et températures sont représentées en fonction du temps figures 37, 38, 39 et 40. On constate que la température de la face arrière  $\theta_2$  du verre varie de façon plus importante que celui du Klégicel. De plus, l'obtention du régime permanent est beaucoup plus lent dans le premier cas que dans le second. Il est très important de noter une analogie entre les comportements de ces matériaux et ceux respectifs du plexiglass et du polystyrène.

Et cette analyse se retrouve aussi au niveau de l'estimation  $b_{est}$  (figures 41 et 42) En effet, la valeur asymptotique de  $b_{est}$  pour le Klégicel est nettement supérieure à  $b_{th}$  tandis que celle pour le verre est inférieure à  $b_{th}$  mais semble tendre par la suite vers une valeur proche de  $b_{th}$ .

L'ensemble de ces résultats montre la possibilité d'estimer l'effusivité des matériaux fortement effusifs disposés entre des capteurs permettant la mesure simultanée du flux et de la température.

## II - EFFETS PERTURBATEURS DUS A LA PRESENCE DES CAPTEURS

Les perturbations introduites par les capteurs étant soit dues à leur résistance interne, soit dues à leur capacité thermique, il est possible de prendre en compte ces effets et d'améliorer l'estimation de l'effusivité thermique.

### II-1- PRISE EN COMPTE DU STOCKAGE DE CHALEUR DANS LA CAPACITE THERMIQUE DES FLUXMETRES

La combinaison de flux  $\Delta\phi$  étant additive pour un ensemble échantillon-fluxmètre en cascade, nous aurons :

$$\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2 = \Delta\phi_{ech} + \Delta\phi_{flux}$$

avec  $\Delta\phi_{ech} \gg \Delta\phi_{flux}$

$\Delta\phi_{flux}$  étant la quantité de chaleur stockée dans l'ensemble des deux surfaces externes de l'échantillon, nous écrivons, en introduisant la capacité  $C_{flux}$  :

$$\int_{t_0}^t \Delta\phi_{flux} dt = C_{flux} \cdot \Delta(\Sigma\theta)$$

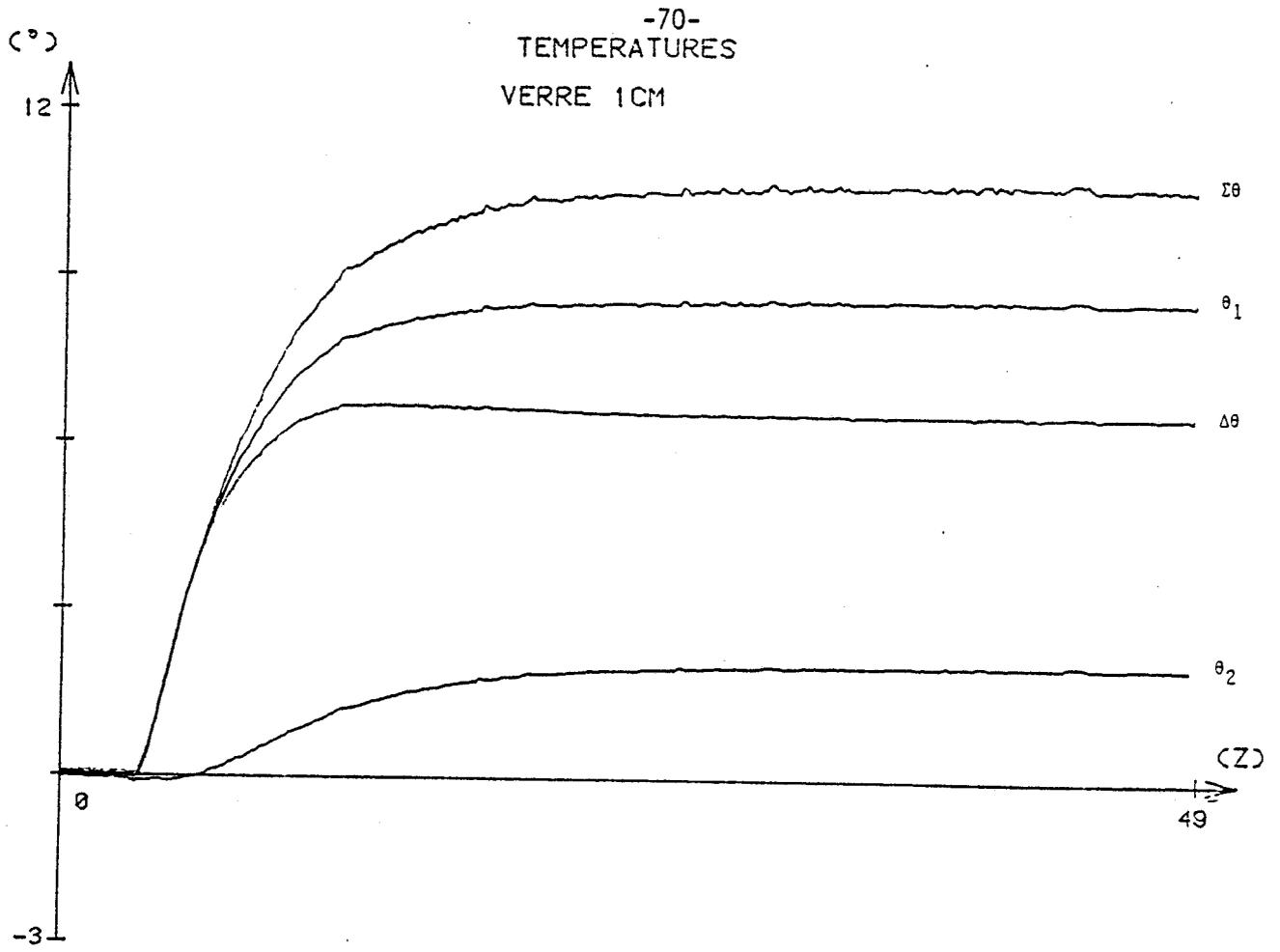


FIGURE 37

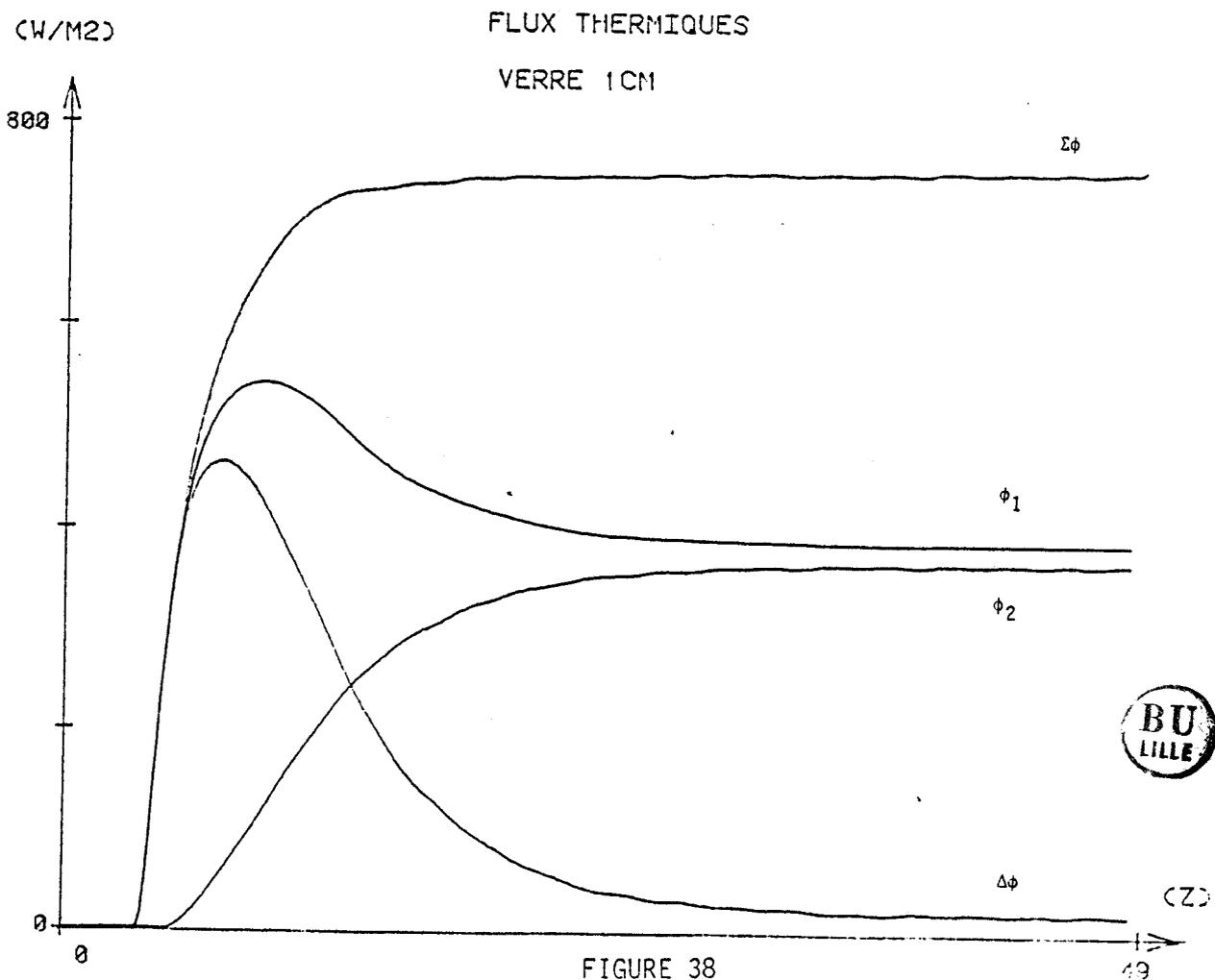


FIGURE 38



KLEGICEL 1.4CM

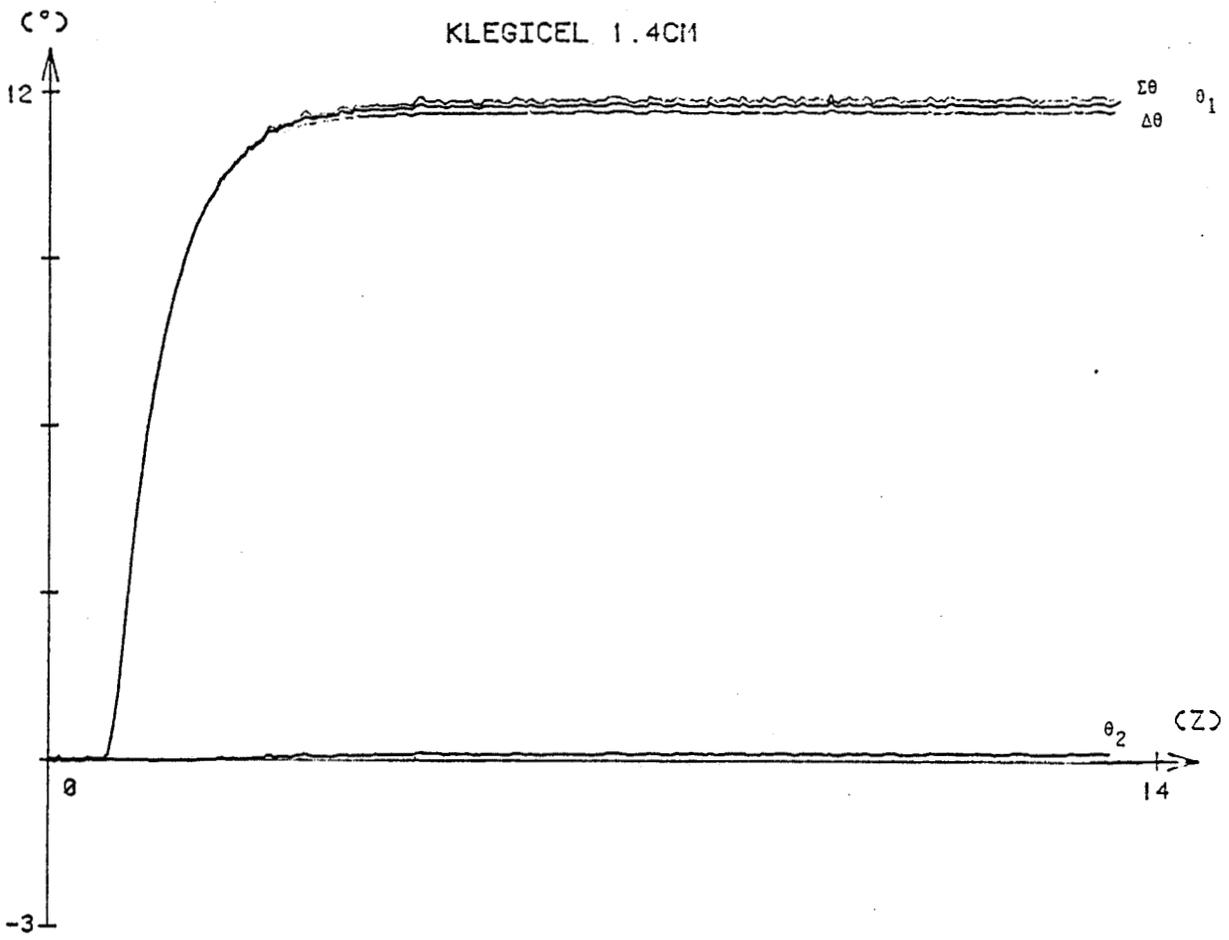


FIGURE 39

FLUX THERMIQUES  
KLEGICEL 1.4CM

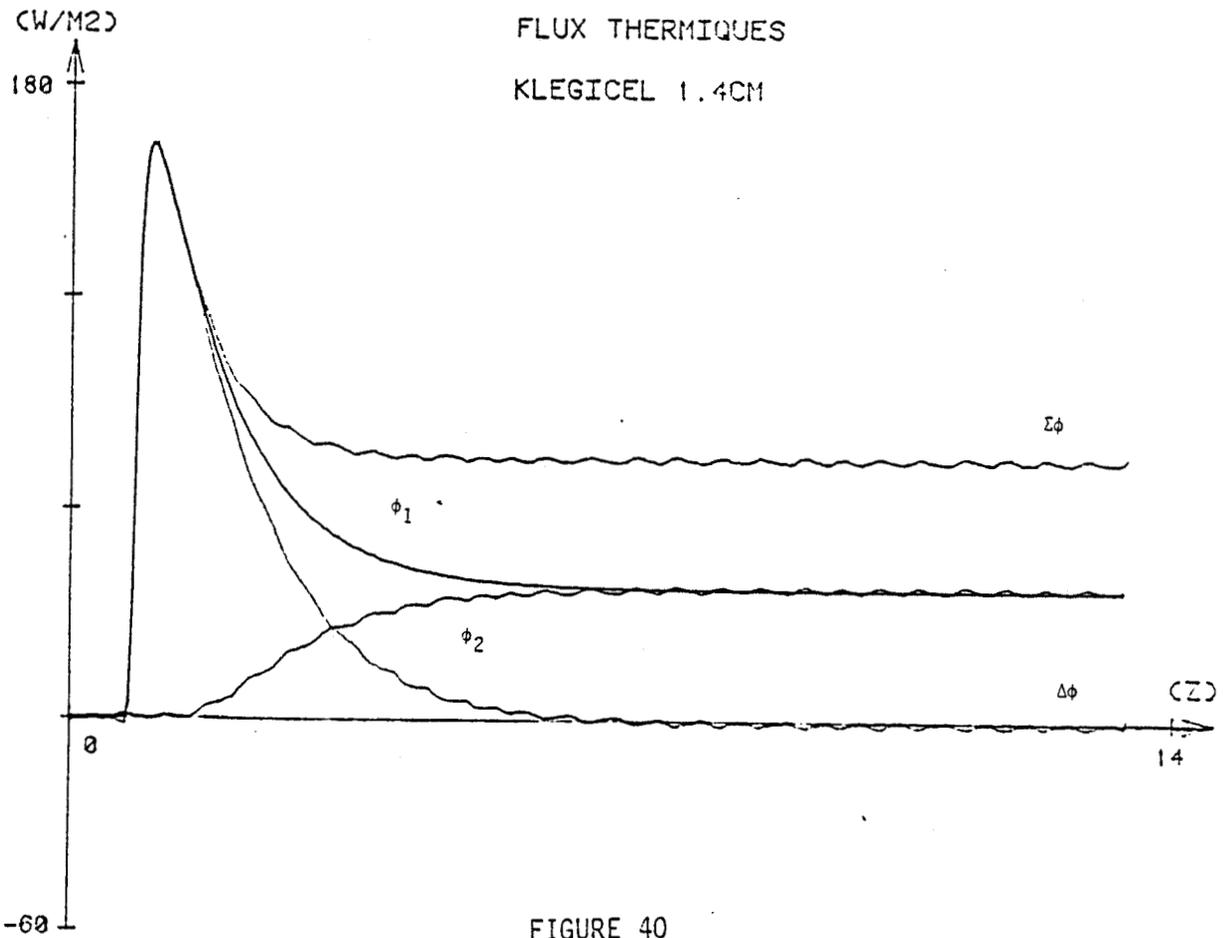


FIGURE 40



ESTIMATION DE L'EFFUSIVITE

VERRE 1CM

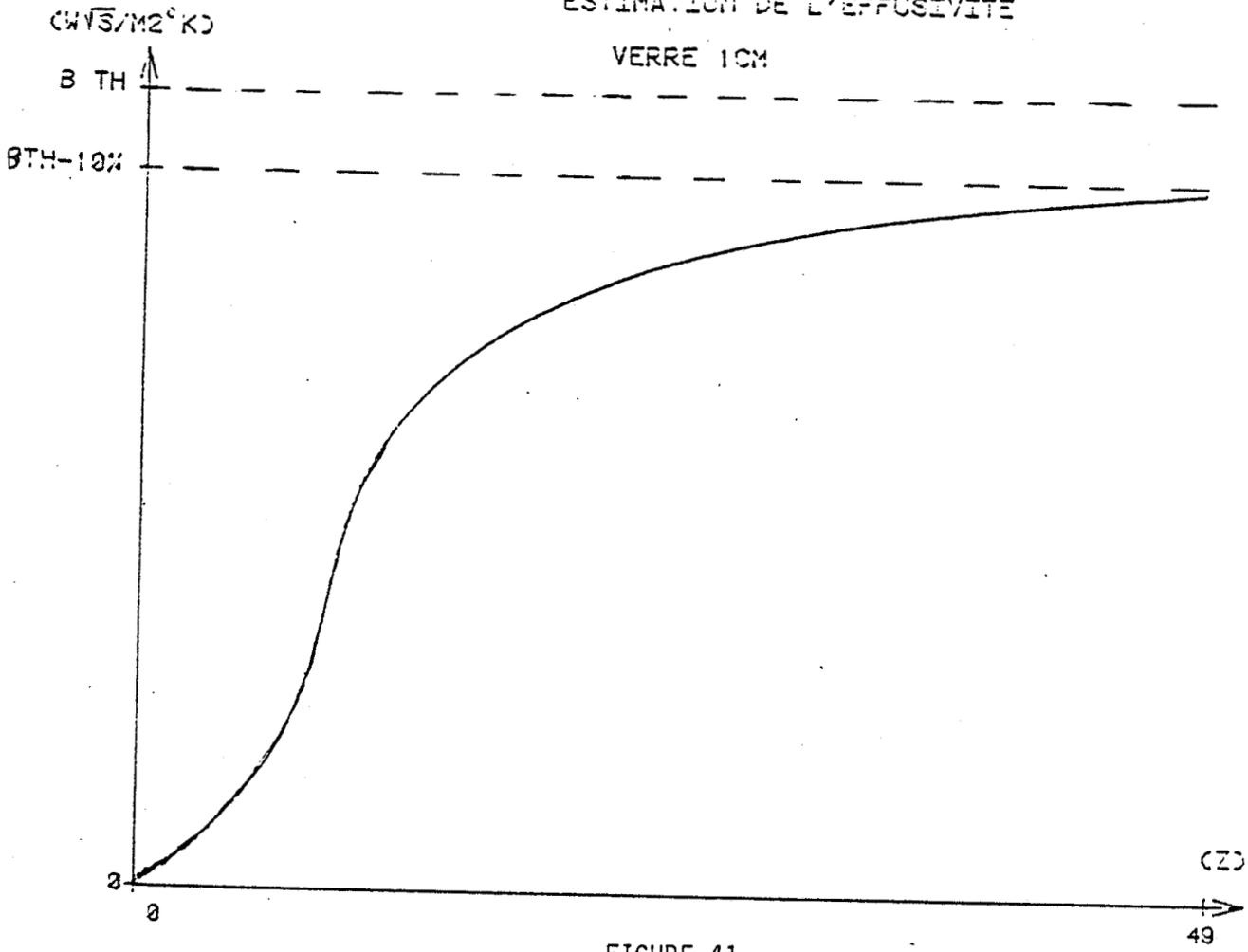


FIGURE 41

ESTIMATION DE L'EFFUSIVITE

KLEGICEL 1.4CM

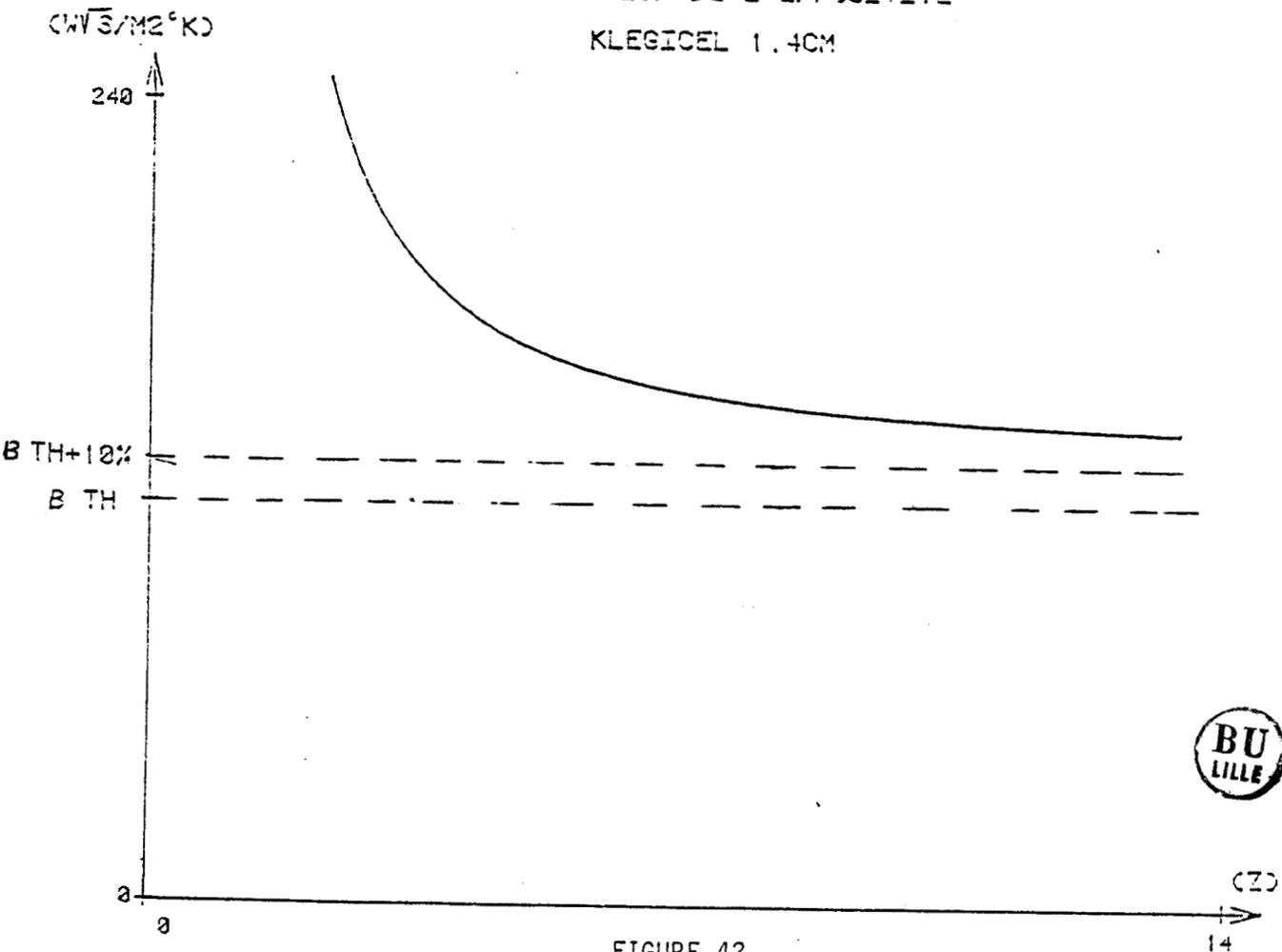


FIGURE 42



Nous supposons que le régime permanent s'établit rapidement (quasi-instantanément) dans chaque fluxmètre.

Compte tenu de cette possibilité d'évaluer la quantité de chaleur stockée dans l'échantillon par la relation :

$$\Delta\phi_{ech} = \Delta\phi - \Delta\phi_{flux} ,$$

il est possible d'améliorer l'estimation de l'effusivité en introduisant la relation :

$$b_{1est}^2 = \frac{\int (\Delta\phi - \Delta\phi_{flux}) dt}{\Sigma\theta - \Delta\theta} - \frac{C_{flux} \times (\Sigma\theta - \Delta\theta)}{\Sigma\theta - \Delta\theta} \quad (II-1)$$

Nous avons calculé  $b_{1est}$  pour le polystyrène d'épaisseur 1,4 cm (figure 43) et le klégicel (figure 44).

On vérifie que la valeur asymptotique de  $b_{1est}$  approche mieux  $b_{th}$  que précédemment. La relation (II-1) permet donc d'obtenir, dans les deux cas cités, la valeur de l'effusivité thermique du matériau avec une bonne précision.

## II-2- PRISE EN COMPTE DES CHUTES DE TEMPERATURE DANS LES CAPTEURS DE FLUX EN REGIME PERMANENT

Connaissant le flux moyen traversant l'ensemble des deux fluxmètres, supposés en régime stationnaire, la chute de température entre les plans de mesure et l'échantillon est définie par la relation :

$$\Delta\theta_{flux} = R_{flux} \times \frac{\Sigma\phi}{2}$$

La résistance totale de l'ensemble "échantillon-fluxmètre" est définie pour un système en cascade par la relation :

$$R = R_{ech} + R_{flux}$$

(W/S/M<sup>2</sup>°K)

-74-  
ESTIMATION DE L'EFFUSIVITE  
POLYSTYRENE 1.4CM

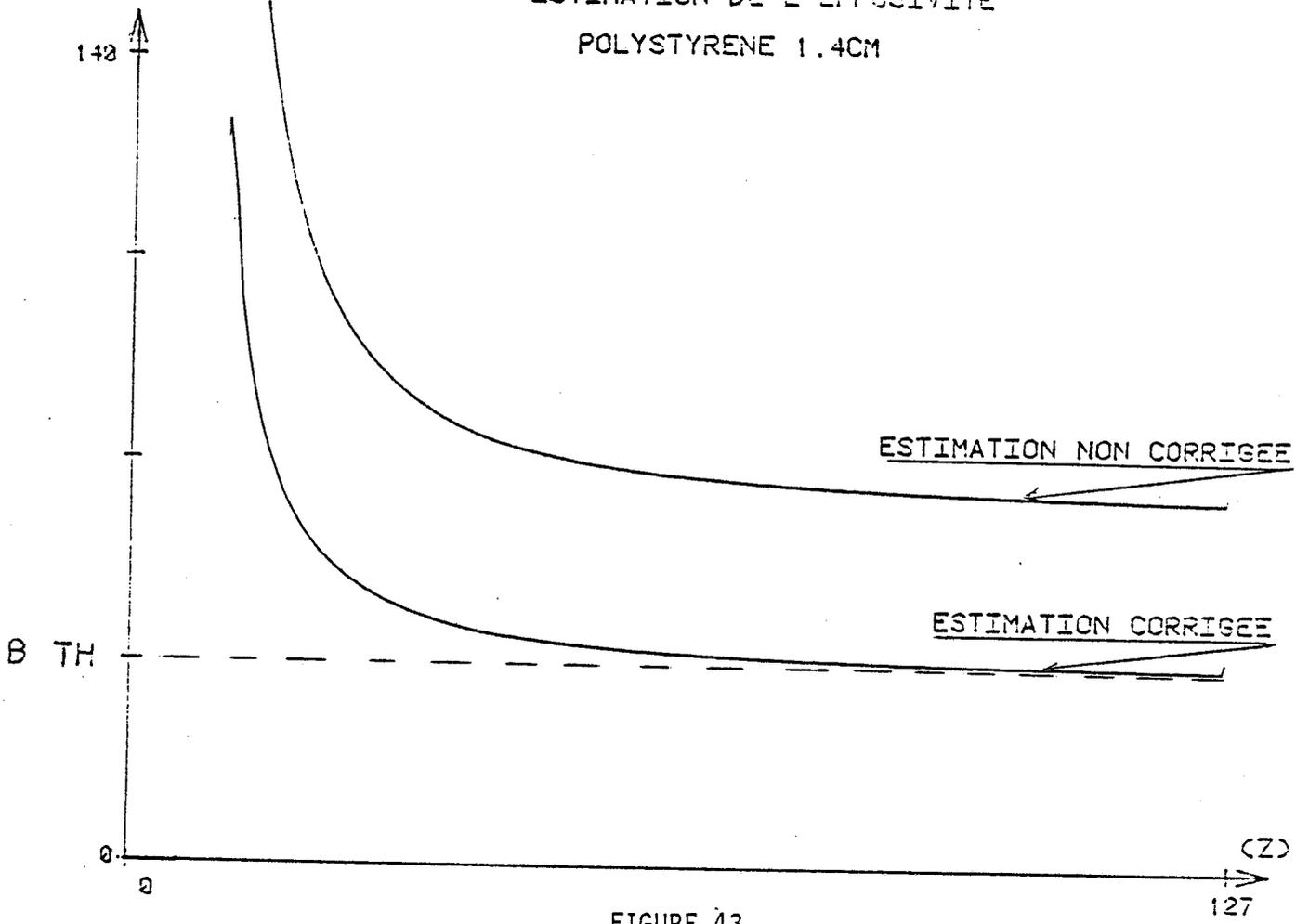


FIGURE 43

(W/S/M<sup>2</sup>°K)

ESTIMATION DE L'EFFUSIVITE  
KLEGICEL 1.4CM

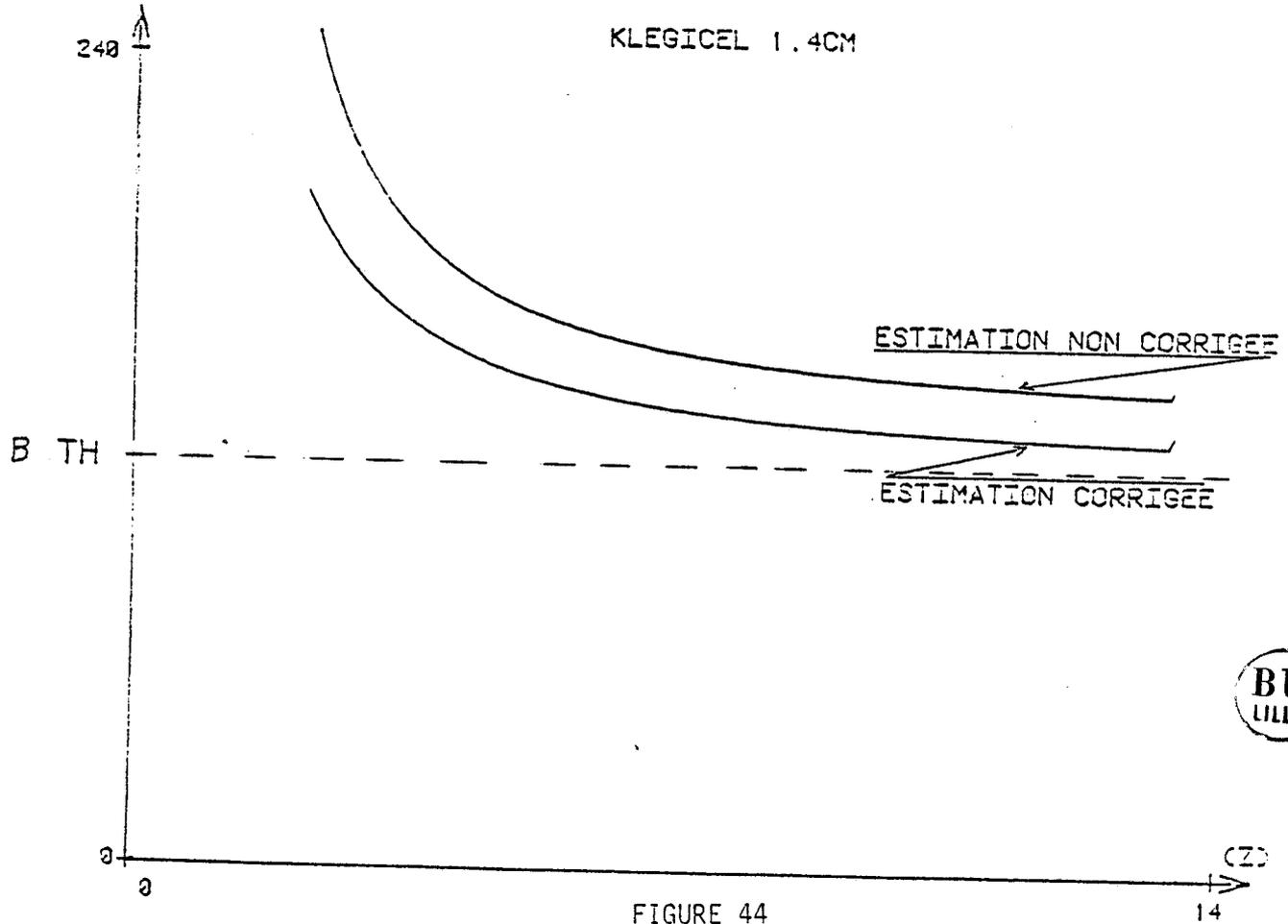


FIGURE 44



$$\begin{aligned}
 \Delta\theta &= R \times \frac{\Sigma\phi}{2} \\
 &= (R_{ech} + R_{flux}) \times \frac{\Sigma\phi}{2} \\
 &= R_{ech} \left(1 + \frac{R_{flux}}{R_{ech}}\right) \times \frac{\Sigma\phi}{2} \\
 &= K \times R_{ech} \times \frac{\Sigma\phi}{2}
 \end{aligned}$$

Elle est donc proportionnelle à la chute de température aux bornes de l'échantillon.

Le coefficient de proportionnalité K représente l'erreur introduite par la présence du fluxmètre.

Pour s'en affranchir, il suffit de calculer la fonction  $b_{2est}$  telle que :

$$\begin{aligned}
 b_{2est}^2 &= b_{est}^2 \times K \\
 &= b_{est}^2 \times \left(1 + \frac{R_{flux}}{R_{ech}}\right)
 \end{aligned}$$

Nous représentons les variations temporelles de l'estimation  $b_{2est}$  pour le verre figure 45. La valeur asymptotique de  $b_{2est}$  donne avec une bonne précision l'effusivité thermique du matériau.

En conclusion, il est possible de s'affranchir de l'influence des fluxmètres et d'obtenir une estimation de l'effusivité thermique.

La position de la valeur asymptotique de  $b_{est}$  par rapport à  $b_{th}$ , quand elle est appréciable, indique le type de correction à utiliser. Si la différence de ces deux valeurs est positive, on calcule  $b_{1est}$ . Si elle est négative, on calcule  $b_{2est}$ .

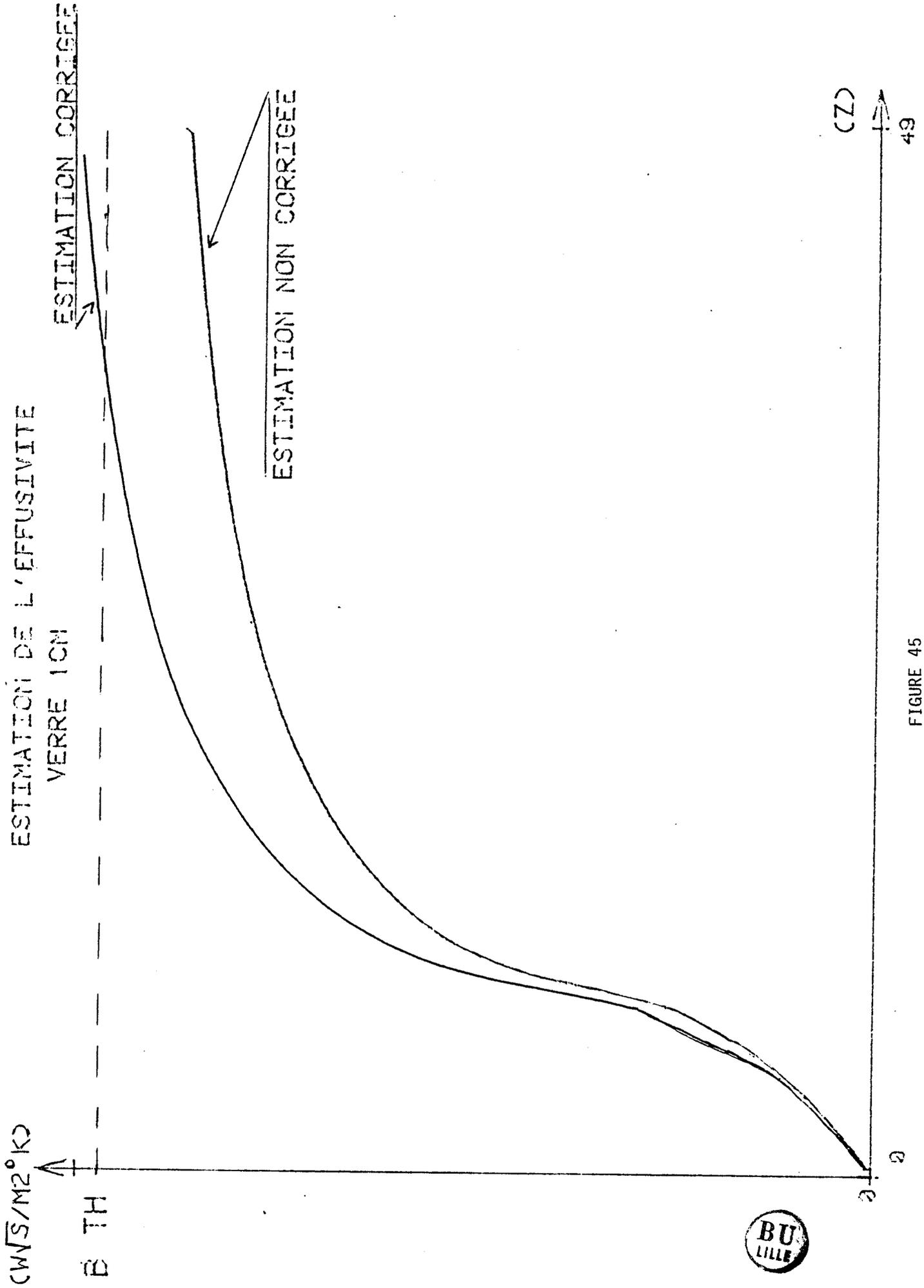


FIGURE 45

### III - SIMULATION DE LA REPONSE POUR ESTIMER L'EFFUSIVITE THERMIQUE

Au lieu de traiter les variations des flux mesurées, il est possible de traiter les flux correspondant aux variations de température de surface supposées connues et comparer l'estimation obtenue à l'effusivité thermique.

Partant des variations observées expérimentalement des grandeurs  $\Sigma\theta(t)$  et  $\Delta\theta(t)$ , nous simulons les réponses  $\Delta\phi_e(t)$  et  $\Sigma\phi_e(t)$ .

Nous calculons ensuite la fonction :

$$b_{sim}^2 = \frac{\int (\Delta\phi_e \otimes \Sigma\phi_e) dt}{\Sigma\theta \otimes \Delta\theta}$$

que nous comparons enfin à la fonction  $b_{est}^2$  correspondante.

A titre d'exemple, le polystyrène et le klégicel, tous deux d'épaisseur 1,4 cm, ont été utilisés pour simuler les résultats.

Les fonctions  $\Delta\phi_e(t)$  et  $\Sigma\phi_e(t)$  du klégicel sont représentées figures 46. On compare les estimations  $b_{sim}$  et  $b_{est}$  figure 47.

On note que :

- la valeur asymptotique de  $b_{sim}$  est plus proche de  $b_{th}$  que celle de  $b_{est}$ ,
- les maximums, obtenus au voisinage de  $z = 2$ , des grandeurs expérimentales  $b_{est}$ ,  $\Sigma\phi$  et  $\Delta\phi$ , ont des valeurs plus importantes que celles des grandeurs simulées correspondantes.

L'influence des fluxmètres provoque donc un écart entre  $b_{sim}$  et  $b_{est}$ . Cet écart peut être interprété par les différences existant entre les grandeurs  $\Sigma\phi$  et  $\Delta\phi$  réelle et simulée. Etant donné l'erreur due à l'intégration, on ne prendra en compte que les points  $z$  supérieurs à 2.

Pour le polystyrène, les grandeurs  $\Sigma\phi$  et  $\Delta\phi$  simulée et expérimentale sont représentées figure 48.

FLUX THERMIQUES  
POLYSTYRENE 1.4CM

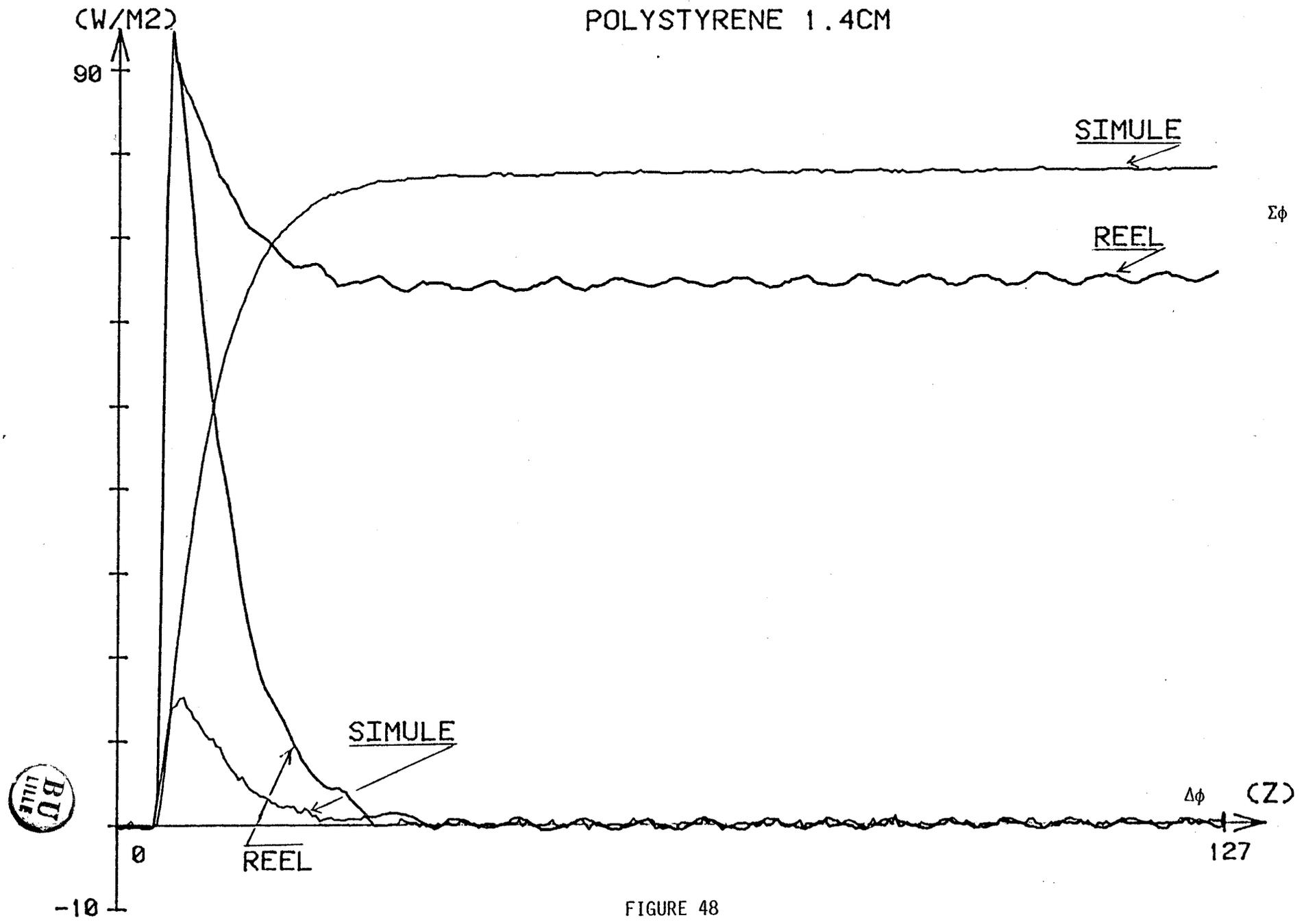


FIGURE 48

FLUX THERMIQUES  
KLEGICEL 1.4CM

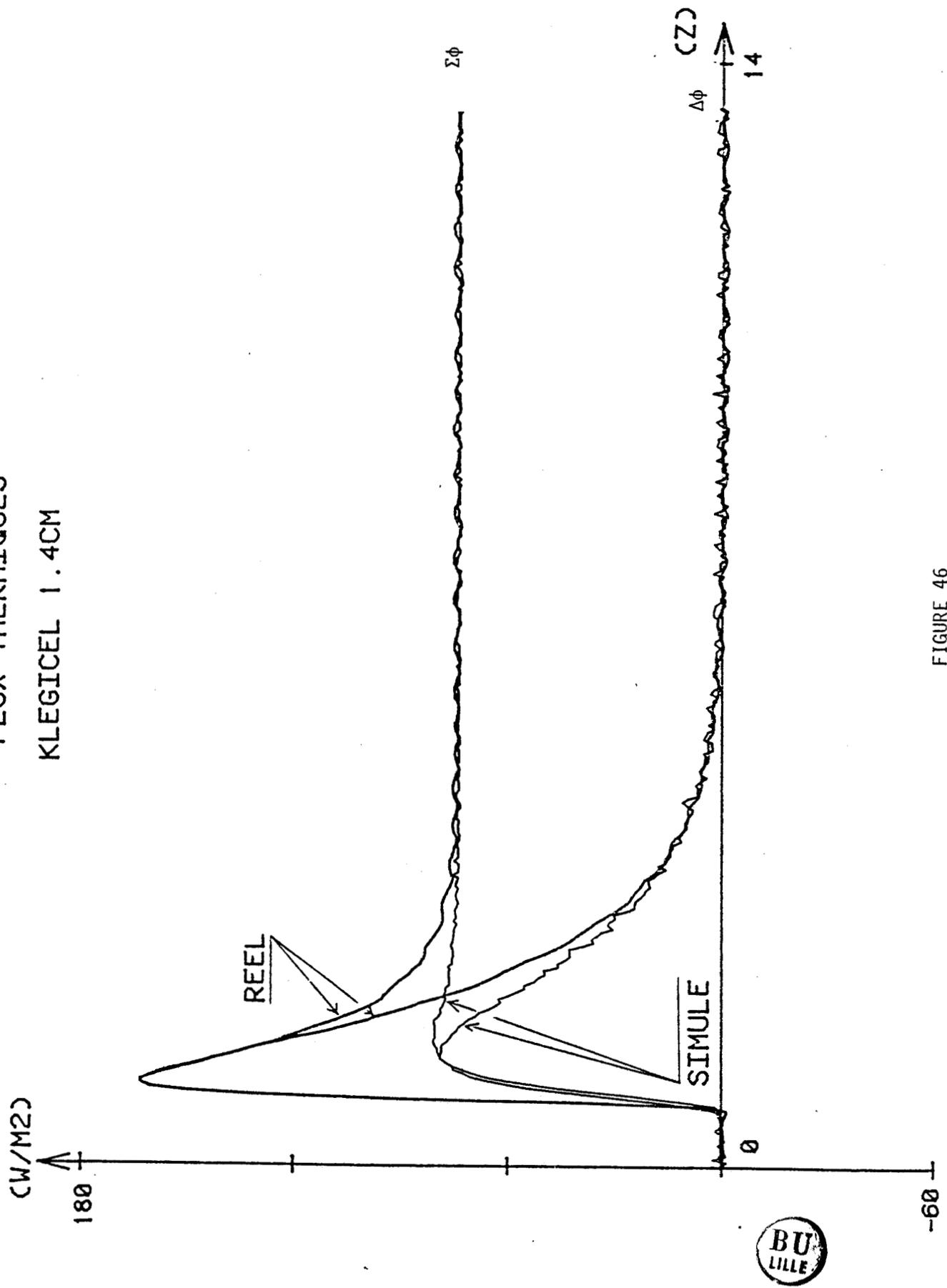


FIGURE 46

ESTIMATION DE L'EFFUSIVITE

POLYSTYRENE 1.4CM

$(W\sqrt{s}/M^2 \cdot K)$

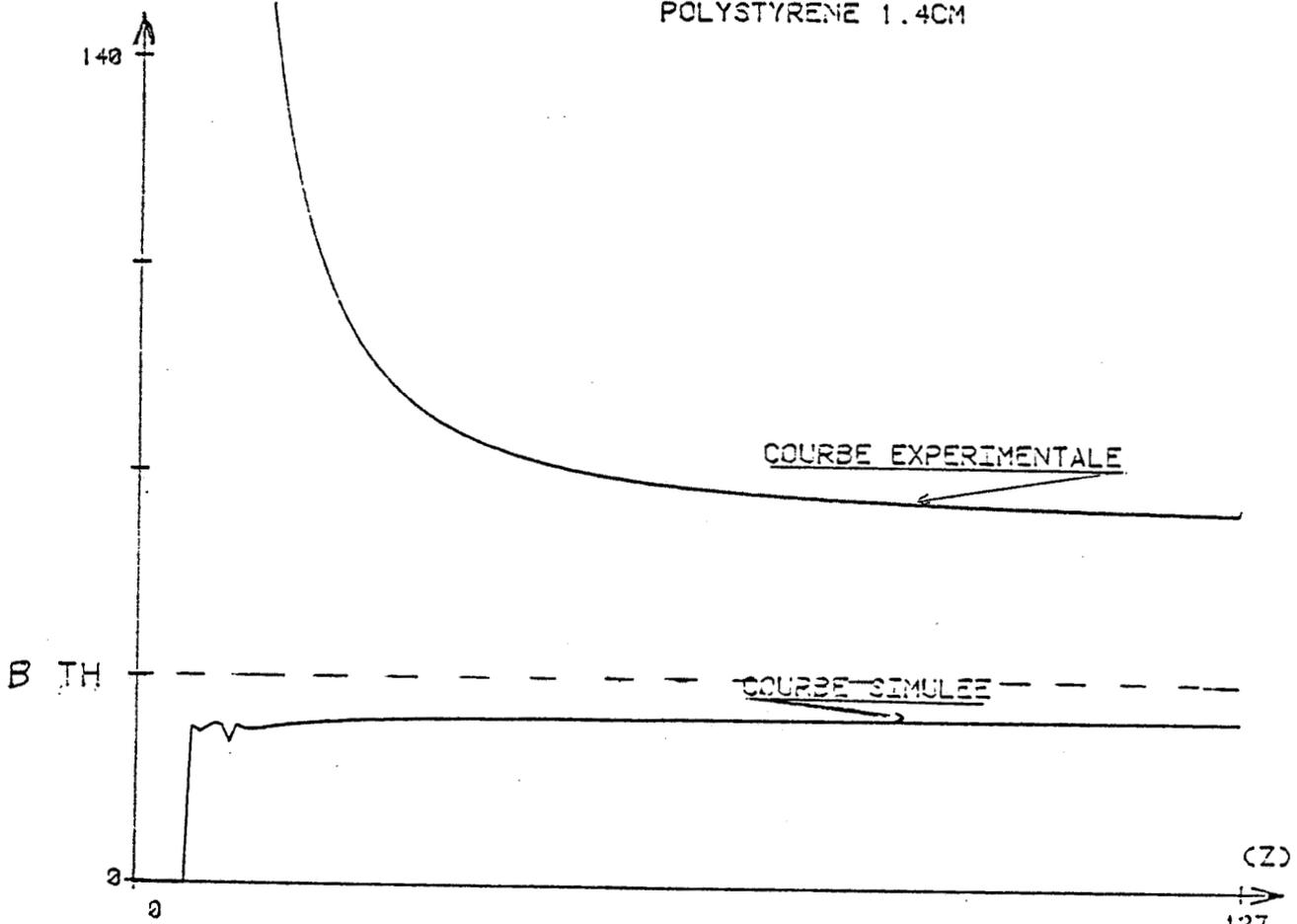


FIGURE 49

ESTIMATION DE L'EFFUSIVITE

KLEGICEL 1.4CM

$(W\sqrt{s}/M^2 \cdot K)$

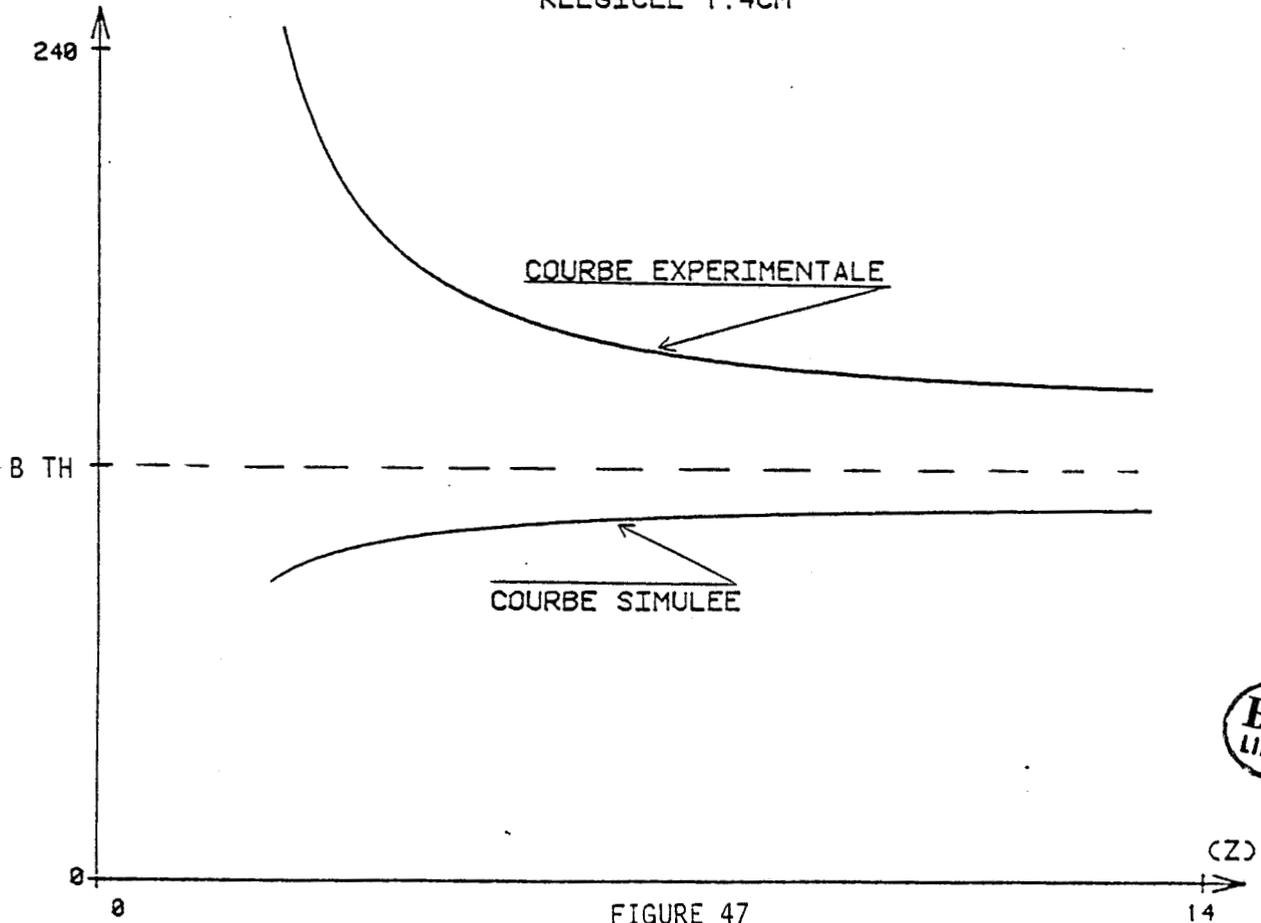


FIGURE 47



On constate que, contrairement au klégicel, les valeurs asymptotiques de  $\Sigma\phi$  et  $\Sigma\phi_e$  sont nettement distinctes. L'écart entre  $b_{est}$  et  $b_{sim}$  peut être interprété comme précédemment (figure 49).

Les pas de calcul étant pratiquement égal à  $\tau'$ , il est normal de trouver une différence entre la valeur asymptotique de  $b_{sim}$  et  $b_{th}$  relativement importante.

#### IV - CONCLUSION SUR L'ETUDE DES MATERIAUX HOMOGENES

Cette partie du travail a permis de vérifier expérimentalement la méthode d'estimation de l'effusivité thermique introduite dans le premier chapitre.

Le traitement des grandeurs flux et températures conduit à la détermination pratiquement exacte de l'effusivité thermique si le matériau est conducteur. Par contre, l'étude d'un matériau isolant nécessite la prise en compte de l'influence des capteurs :

- soit en modifiant en conséquence l'expression de l'estimation de l'effusivité,
- soit en remplaçant dans l'expression de l'estimation les flux expérimentaux par les flux simulés à partir des températures superficielles.

CHAPITRE 3 : DÉTERMINATION DES CONSTANTES THERMOPHYSIQUES  
PAR TRAITEMENT DES FLUX ET DES TEMPÉRATURES  
DE SURFACE DANS UN CAISSON CLIMATIQUE.

## I - ESSAI EXPERIMENTAL FAISANT INTERVENIR UNE SOLLICITATION A VALEUR MOYENNE NULLE

### I-1- INTRODUCTION

Cette partie est un complément de notre travail de D.E.A. [10]. Pour la même configuration expérimentale, que nous rappelons brièvement, nous appliquons une sollicitation de forme particulière à un échantillon homogène.

L'étude est menée de manière classique : analyse des signaux flux et températures d'abord, puis calcul des grandeurs caractéristiques du matériau R et b. On utilise plusieurs méthodes pour déterminer la résistance thermique.

### 1-2- DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

On considère une paroi de 1,5 x 2,1 m constituée de carreaux de plâtre pleins, de 7 cm d'épaisseur. Elle est en contact (figure 50) sur une face avec l'ambiance du laboratoire et sur l'autre face avec un caisson climatique parallélépipédique de dimensions 1 x 1 x 0,9 m<sup>3</sup>. Les faces internes de ce dernier sont en polystyrène.

Un ventilateur à débit variable, deux batteries chaudes de puissances modulables et une batterie froide assurent la circulation et contrôlent l'état énergétique de l'air du caisson climatique. Les batteries peuvent être pilotées par une régulation proportionnelle industrielle.

Une chaîne interfacée sur le port utilisateur du microordinateur (CBM 4032) permet à la fois l'acquisition des données et le pilotage de la centrale de climatisation.

Deux fluxmètres thermiques sont "collés" à la graisse sur les surfaces de la cloison. Les capteurs utilisés sont du type "plans" [24], de surface active 0,13 x 0,13 m<sup>2</sup>. L'épaisseur totale est inférieure à 0,2 mm. Les sensibilités sont de 450 μV/W et de 510 μV/W.

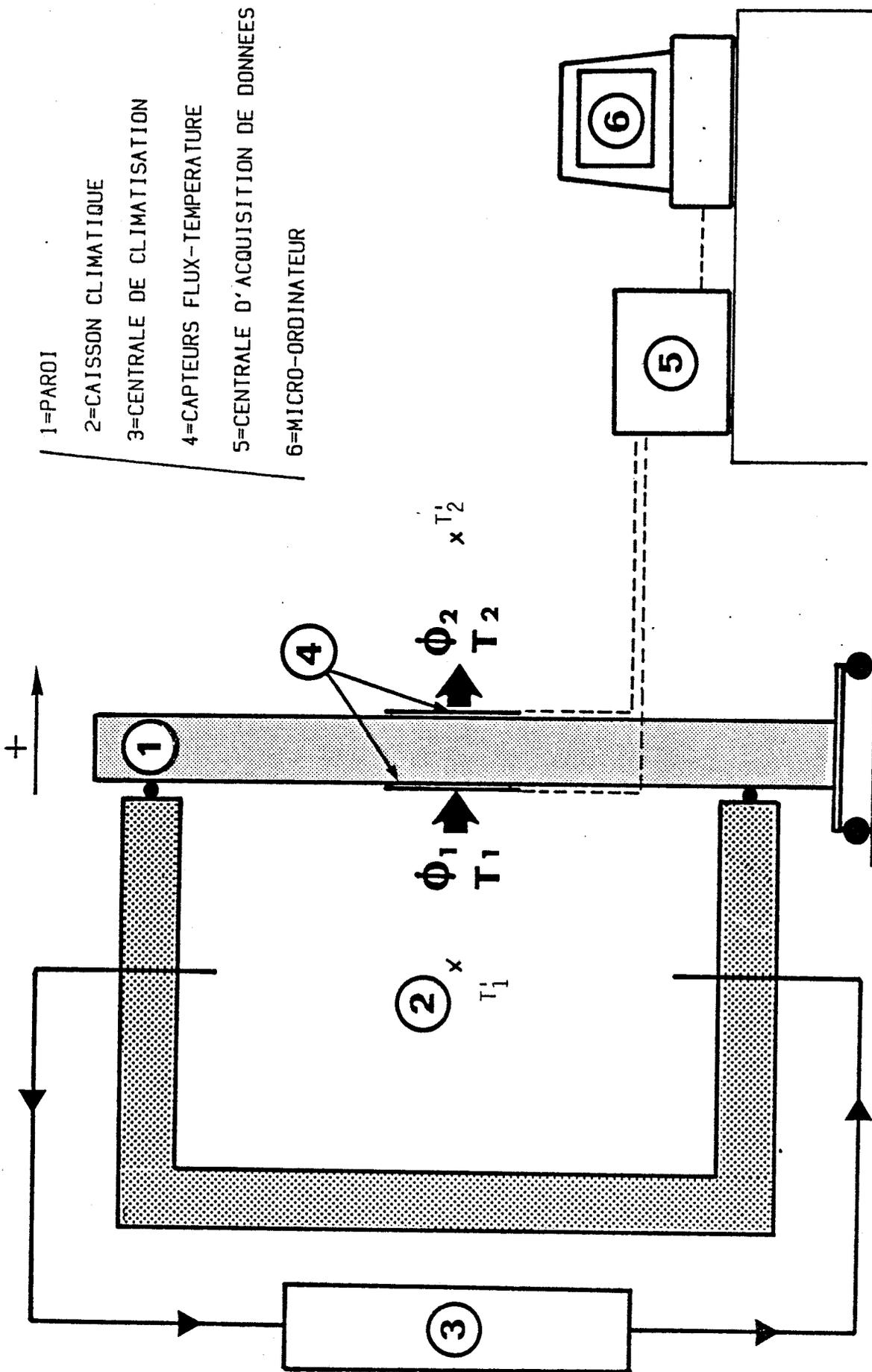
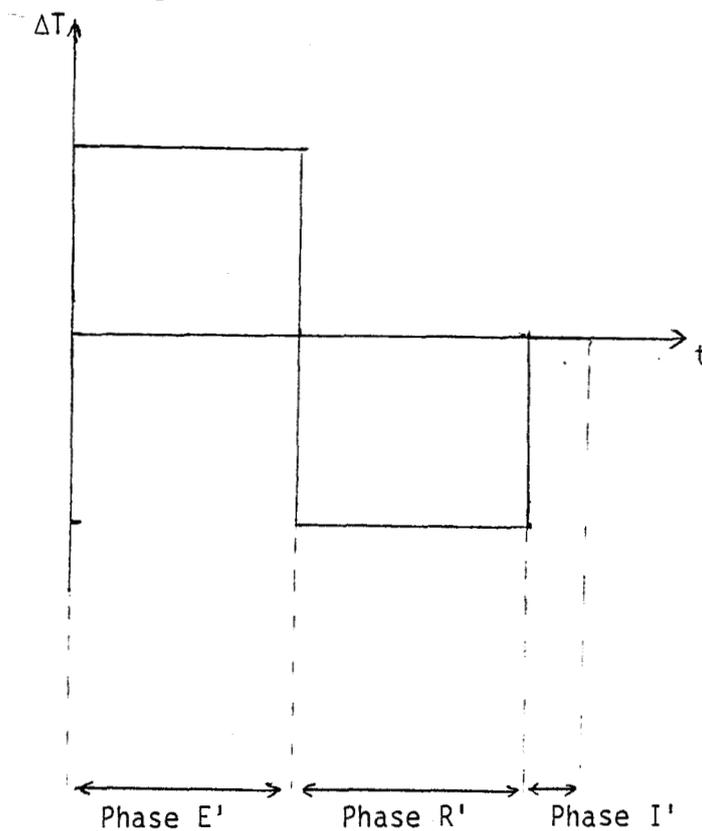


FIGURE 50

Les variations de température dans les plans de mesure ont été captées par des thermocouples plats intégrés aux fluxmètres thermiques. La surface extérieure des capteurs est revêtue d'un film de peinture blanc mat afin d'uniformiser les caractéristiques de rayonnement thermique du capteur et de la cloison de plâtre. D'autres thermocouples du même type mesurent les températures d'air.

On contrôle à chaque instant la régulation proportionnelle industrielle de façon à faire varier la différence entre les températures de surface suivant la loi représentée ci-dessous :



SCHEMA III-1

La sollicitation est comparable à un cycle climatique jour-nuit de forte amplitude, que l'on peut diviser en trois parties : les phases E', R' et I' dans lesquelles les modes de convection sont variés et complexes.

### I-3- ANALYSE DES TRANSFERTS THERMIQUES

La paroi étudiée est en contact sur une face (surface n° 2 ) avec l'ambiance du laboratoire, sur l'autre face (surface n° 1 ) avec l'air du caisson climatique. On est dans une expérience à température moyenne variable dans laquelle il y a à la fois transfert et stockage de chaleur dans la paroi. Les températures et les flux sont représentés figures 51 et 52 . Seule la température d'air extérieure ( $T_2$ ) varie indépendamment des échanges contrôlés dans le caisson climatique. Les vitesses de variation des températures de surface dépendent du temps propre de la paroi. Leur maximum apparaît avec un retard voisin de  $RC/\pi^2$ .

Les variations en fonction du temps des flux mesurés sur les surfaces intérieures et extérieures dépendent de l'ensemble des échanges radiatifs et convectifs entre les surfaces et les milieux fluides environnants.

Nous avons évalué le rapport du flux thermique sur la différence des températures air-surface de part et d'autre de la paroi (figure 53)

- sur la face interne, ce rapport est sensiblement constant aussi bien dans la phase d'échauffement que dans la phase de refroidissement. Ceci montre que les variations de flux sont liées à des variations de l'écart des températures air-surface.
- côté extérieur, le flux thermique n'est pas proportionnel à l'écart des températures air-surface. Pour rendre compte de cette observation, une modélisation précise de l'interaction paroi-ambiance extérieure est indispensable.

### 1-4- CALCULS DE LA RESISTANCE ET DE L'EFFUSIVITE THERMIQUE

Le calcul des caractéristiques thermophysiques de la paroi peut être effectué à partir des relations précédentes (cf. 1er chapitre). Ceci indépendamment de toute modélisation des conditions limites et pourvu que l'on connaisse les flux et températures sur les surfaces extérieures de la paroi.

TEMPERATURES

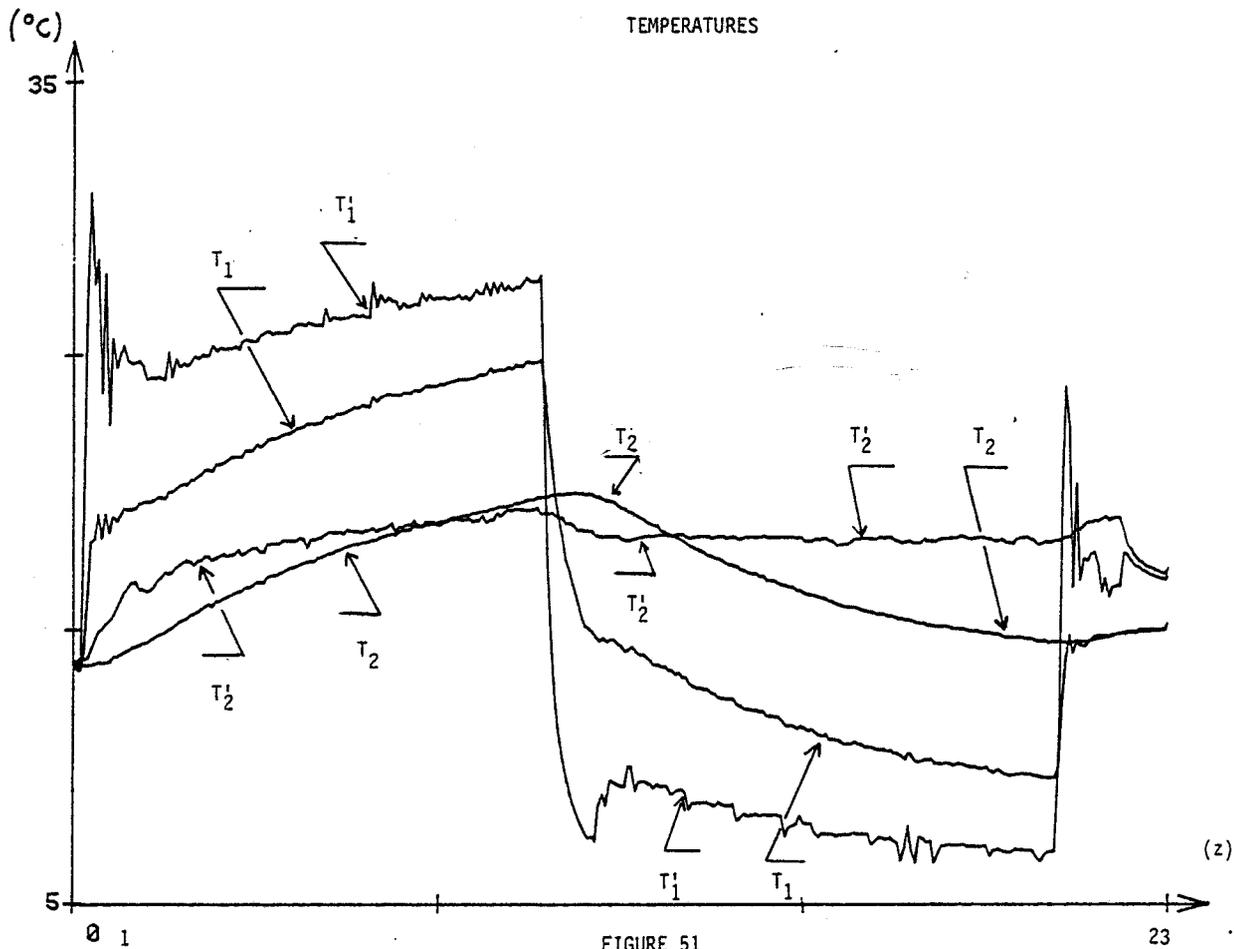
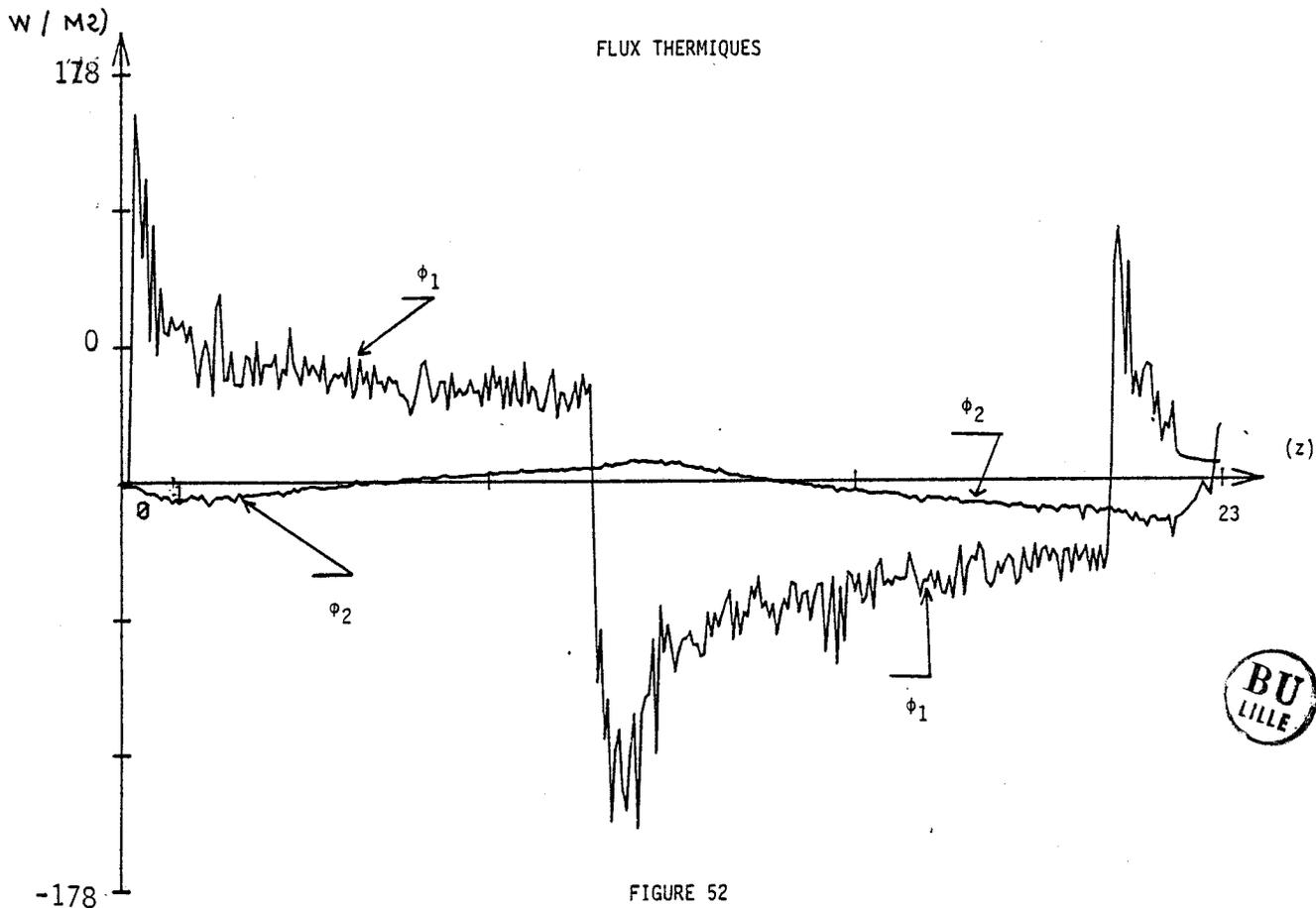


FIGURE 51



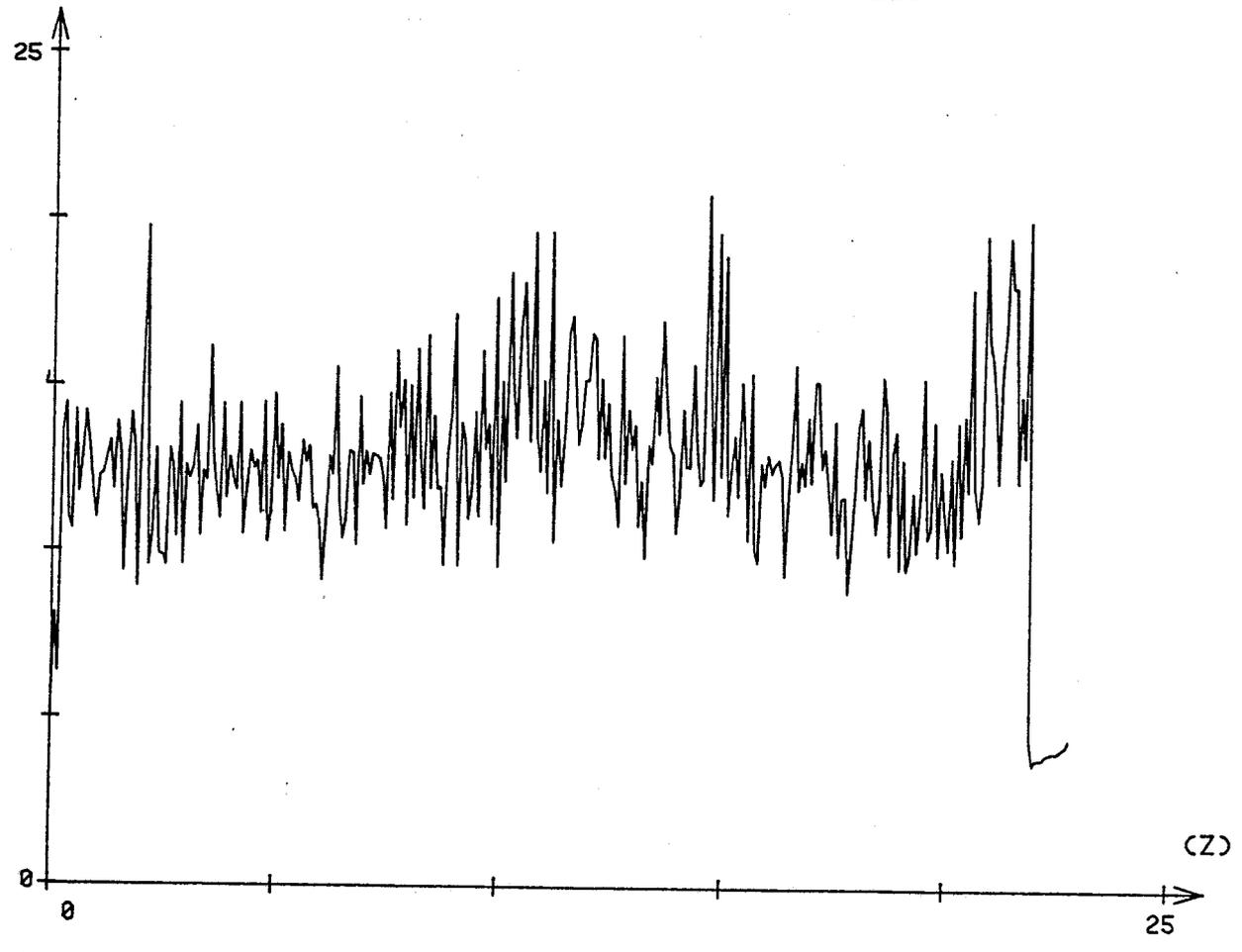
FLUX THERMIQUES

FIGURE 52



(W/M<sup>2</sup>°K)

FACTEUR D'ECHANGE INTERIEUR



(W/M<sup>2</sup>°K)

FACTEUR D'ECHANGE EXTERIEUR

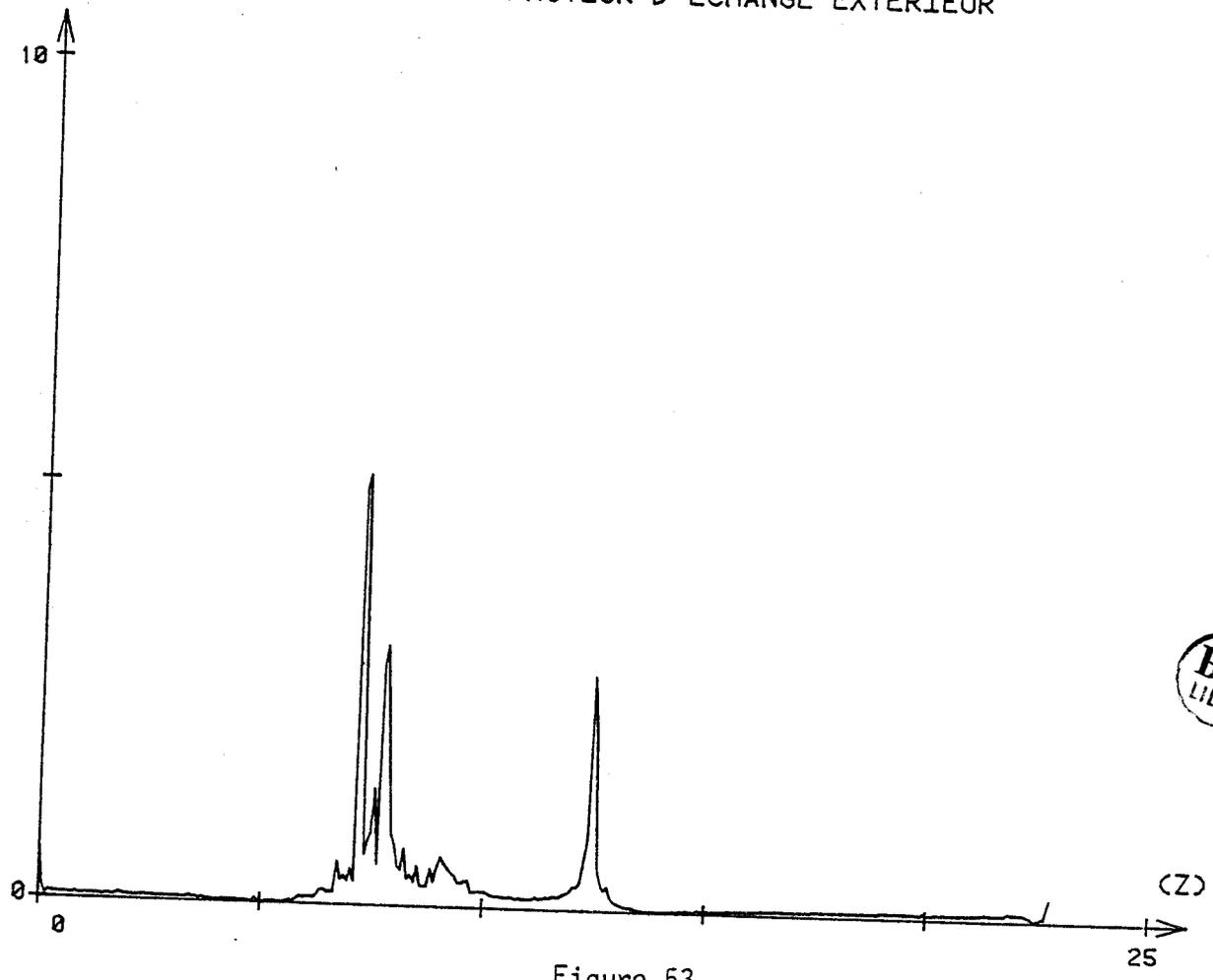


Figure 53

Pour une telle sollicitation à valeur moyenne nulle, le traitement par moyennage conduit à des valeurs erronées. En effet :

$$R = 2 \times \frac{\overline{\Delta T}}{\overline{\Sigma \phi}} = 0,10 \text{ m}^2 \text{ }^\circ/\text{W}$$

et

$$R = 2 \times \frac{C_{\Delta T} \Delta T}{C_{\Sigma \phi} \Delta T} = 0,07 \text{ m}^2 \text{ }^\circ/\text{W}$$

au lieu de  $0,2 \text{ m}^2 \text{ }^\circ/\text{W}$  en théorie.

Tandis que la relation énergétique :

$$R = 2 \times \frac{C_{\Delta T} \Delta T (0)}{C_{\Sigma \phi} \Delta T (0)}$$

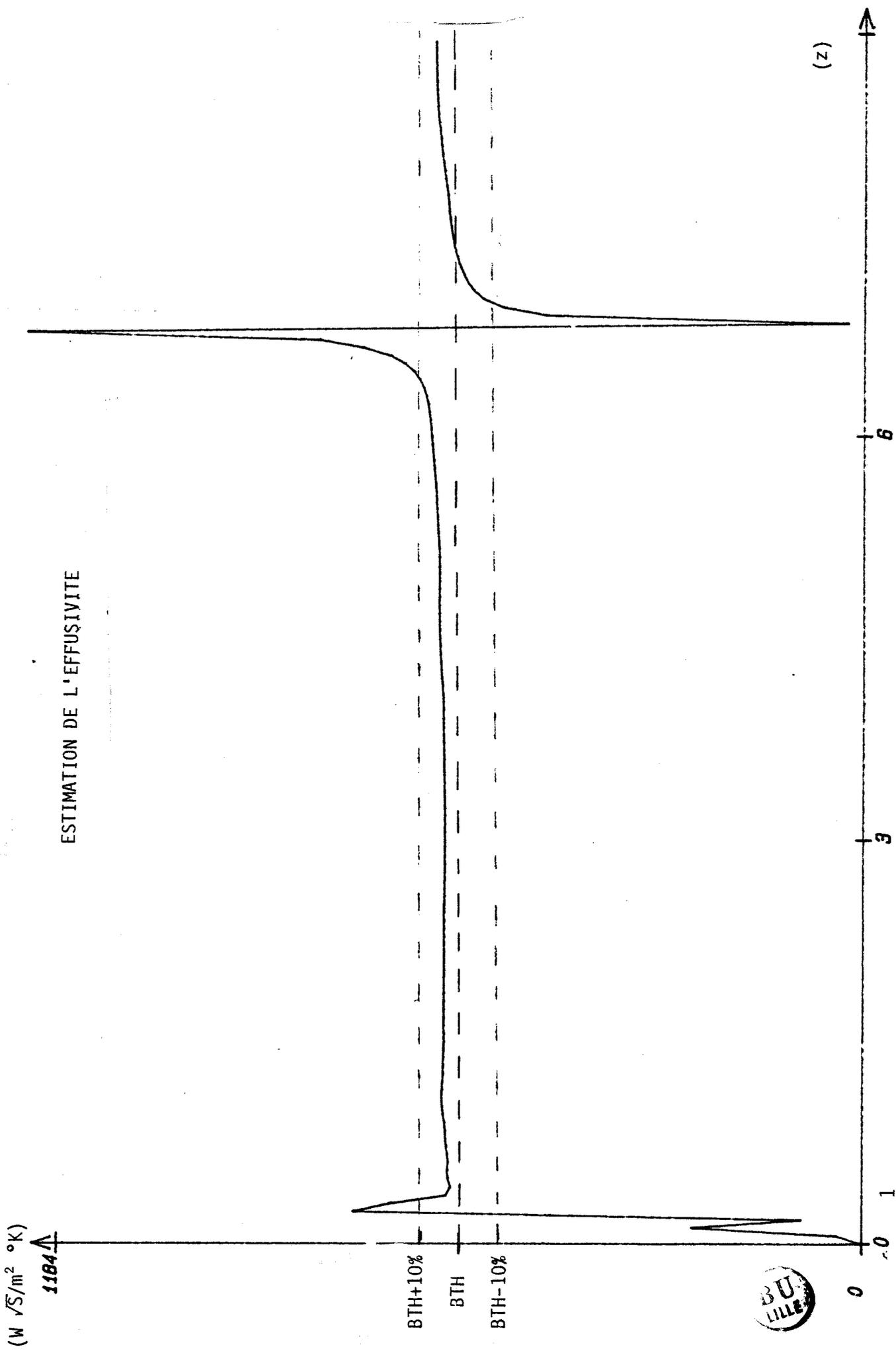
conduit à un résultat précis :  $0,19 \text{ m}^2 \text{ }^\circ/\text{W}$

L'effusivité  $b_{est}$  peut également être estimée en fonction du temps figure 54. On constate que  $b_{est}$  approxime correctement la valeur théorique de l'effusivité thermique du matériau.

#### 1-5- IDENTIFICATION PAR SIMULATION DES VARIATIONS DE TEMPERATURE DE SURFACE A PARTIR DES FLUX MESURES

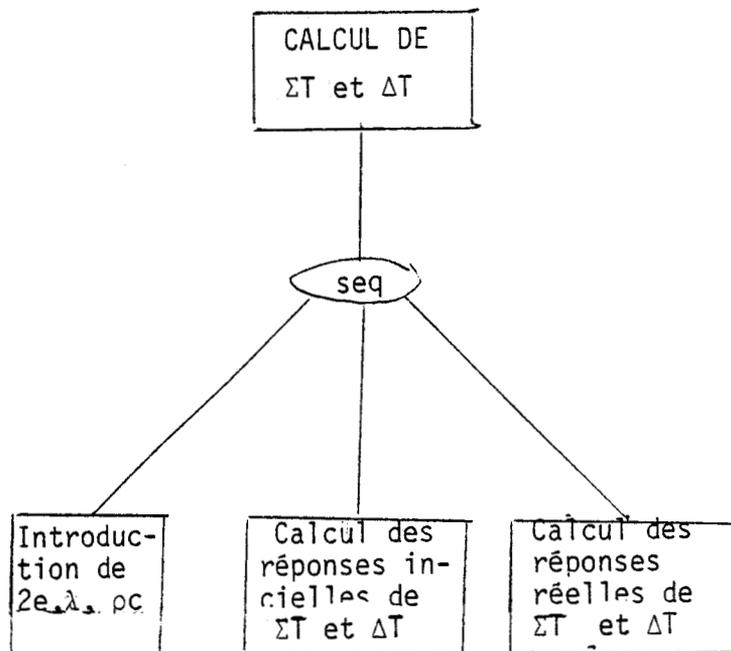
Les grandeurs  $\Sigma T$  et  $\Delta T$  sont simulées à partir des données expérimentales  $\Delta \phi$  et  $\Sigma \phi$ . Pour cela, nous avons mis au point un programme dans lequel, à partir d'un couple  $(\Delta \phi, \Sigma \phi)$  quelconque, on détermine le couple  $(\Sigma T, \Delta T)$  correspondant pour un matériau homogène. Ce dernier est défini par ses constantes thermophysiques  $\lambda, \rho, c$  et son épaisseur  $2e$ .

L'arbre programmatique est présenté ci-dessous :



ESTIMATION DE L'EFFUSIVITE

FIGURE 54



SCHEMA III-2

On y distingue deux parties :

- dans la première partie les réponses indicielles de  $\Sigma\theta$  et  $\Delta\theta$  sont calculées simultanément. On se sert des relations (I-7) qui, transposées dans le domaine temps, conduisent aux expressions suivantes :

$$\Delta T = \frac{2e}{\lambda} \times \left\{ 0,5 - \frac{4}{\pi^2} \times \left| \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\exp(-\lambda \pi^2 (2k+1)^2 t / 4e^2 \lambda c)}{(2k+1)^2} \right| \right\}$$

$$\Sigma T = 2 T_0 + \left| \frac{t}{e \rho c} - \frac{2e}{\lambda \pi^2} \right| \times \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\exp(-\lambda \pi^2 (k+1)^2 t / e^2 \rho c)}{(k+1)^2}$$

$T_0$  étant la température superficielle initiale.



Dans la seconde partie, on détermine les réponses réelles de  $\Sigma T$  et  $\Delta T$  à partir des réponses indicielles précédentes par convolution. Elles sont ensuite comparées aux grandeurs expérimentales correspondantes figures 55 et 56. Les courbes tracées coïncidant avec une bonne précision, on peut affirmer que la connaissance d'une seule grandeur (flux ou température) suffit pour calculer les caractéristiques thermophysiques du matériau.

Compte tenu de cette affirmation, nous avons réutilisé la relation (I-8) pour déterminer R en simulant  $\Delta T$  à partir de  $\Sigma \phi$  expérimental. Le résultat ( $0,2 \text{ m}^2 \text{ }^\circ/\text{W}$ ) est égal à la valeur théorique.

#### 1-6- CONCLUSION

Nous nous sommes placés dans un cas particulier où la forme de la sollicitation ne permettait pas d'utiliser n'importe quelle méthode de détermination de la résistance thermique.

Les traitements par moyennage qui donnaient des résultats erronés ont pu être améliorés par l'emploi de simulations. On a remplacé  $\Delta T$  expérimental, difficilement accessible à la mesure, par  $\overline{\Delta T}$  simulé à partir des flux expérimentaux. Cette dernière grandeur, puisque les informations fournies par le fluxmètre étaient de bonne qualité, devenait plus précise et la valeur de R qui en découlait pratiquement exacte.

La suite de ce chapitre va aborder les problèmes d'interactions déjà entrevus au début de cette partie.

COMPARAISON DE  $\Delta T$  SIMULE ET DE  $\Delta T$  EXPERIMENTAL

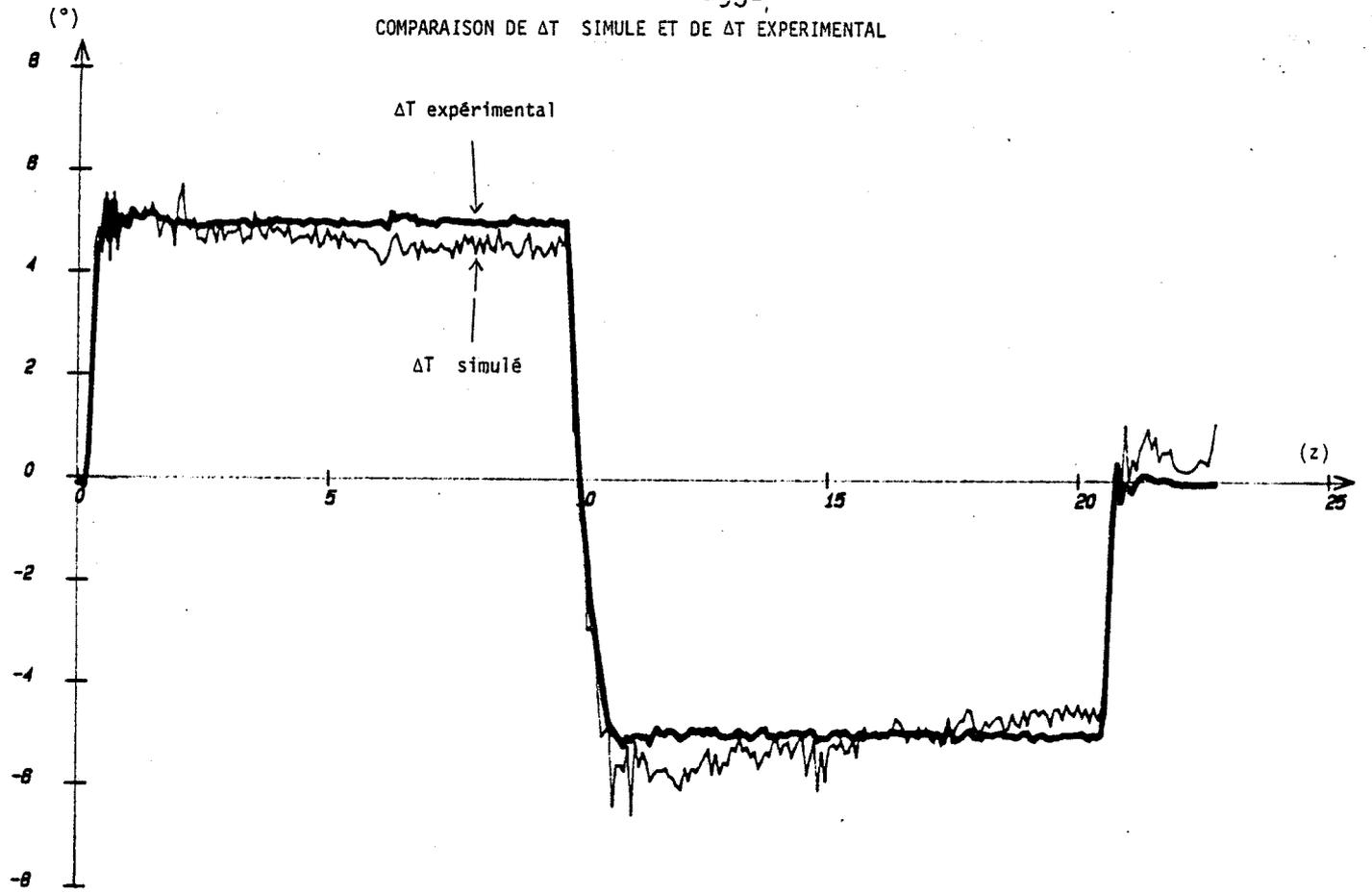


FIGURE 55

COMPARAISON DE  $\Sigma \theta$  SIMULE ET DE  $\Sigma \theta$  EXPERIMENTAL

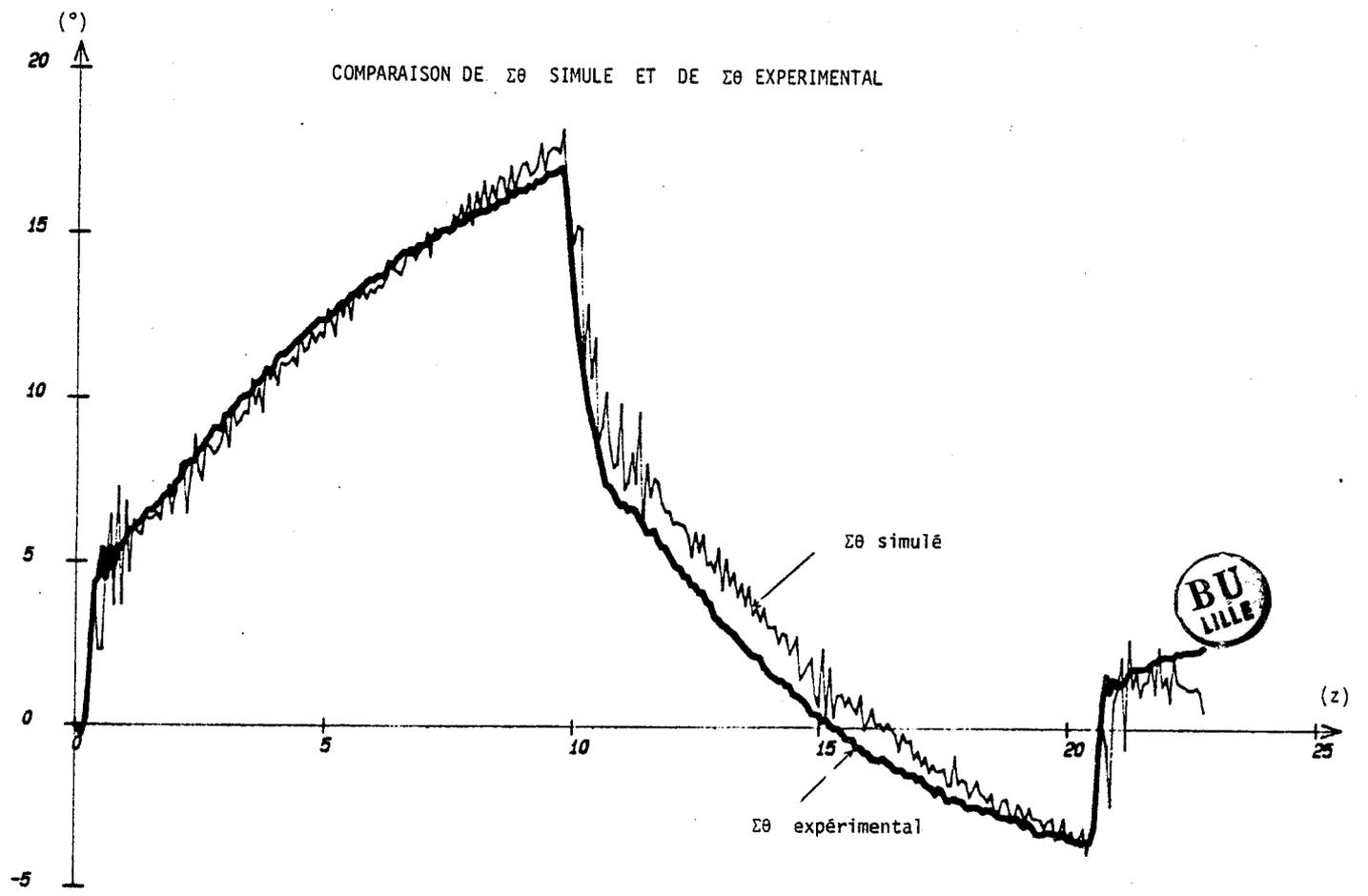
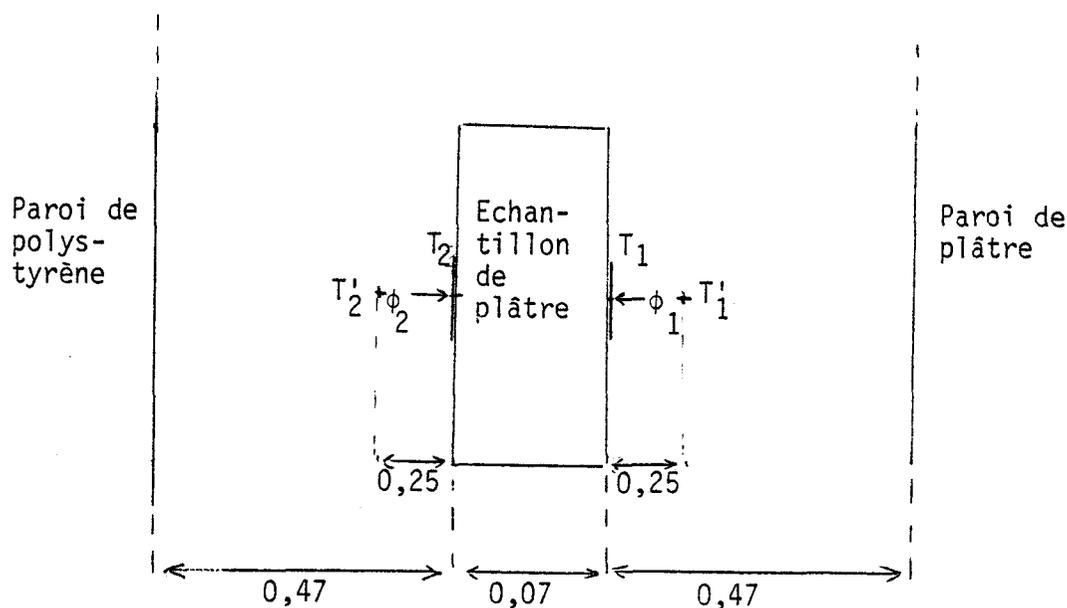


FIGURE 56

II - IDENTIFICATION DES CONSTANTES THERMOPHYSIQUES D'UNE PAROI DE PLATRE PLACEE DANS UN CAISSON CLIMATIQUE

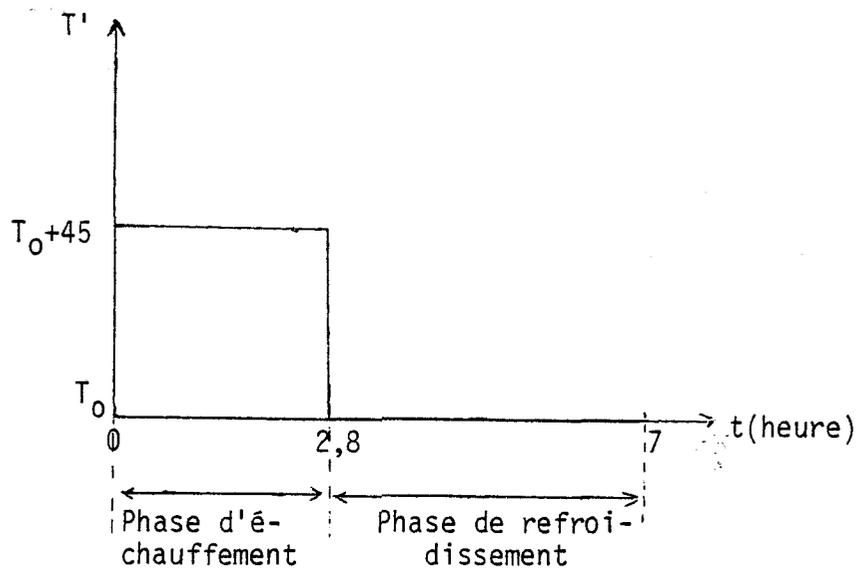
II-1- DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Nous reprenons le dispositif expérimental de la première partie. Une paroi de plâtre est, en plus, disposée au milieu du caisson climatique. Sa hauteur est de 50 cm (celle du caisson climatique étant de 93 cm), son épaisseur est de 7 cm. Ses deux faces sont situées à égale distance de la paroi de plâtre posée sur le chariot mobile et de la paroi de polystyrène du caisson. On peut schématiser le dispositif expérimental comme suit :



SCHEMA III-3

On modifie, à l'aide de la centrale de climatisation, l'état énergétique de l'air du caisson climatique. L'échantillon est soumis à une variation de température d'air en forme de créneau, d'amplitude  $45^\circ$  et de durée  $t_0 = 2,8$  heures, qui est ensuite prolongé pendant 4,2 heures. La variation cyclique de la température d'air représentée ci-dessous comprend une phase d'échauffement suivie d'une phase de refroidissement.



SCHEMA III-4

Le niveau de ventilation de la première phase est réglé à une valeur moyenne. Celui de la seconde phase est imposé par la batterie froide. Les fluxmètres thermiques et les thermocouples disposés sur les surfaces externes de la paroi détectent, à chaque instant, les valeurs des flux thermiques et des températures de surface. Deux thermocouples, placés à 25 cm de chaque face de l'échantillon, mesurent la température d'air.

## II-2- ETUDE DES GRANDEURS FLUX ET TEMPERATURES

On note  $S_1$  la surface de l'échantillon qui fait face à la paroi de plâtre amovible,  $S_2$  l'autre surface. Les variations temporelles des températures sont représentées figures 57 et 58.

Au cours de la montée en température, les flux et températures sont plus élevés sur  $S_1$ . Les écarts mesurés tendent vers zéro en régime permanent.

Pour interpréter ces résultats expérimentaux, nous proposons l'explication suivante. L'écart de température observé entre les deux surfaces de la paroi est dû à la dissymétrie des échanges radiatifs et convectifs dans le caisson climatique. Cette dissymétrie est créée par la circulation d'air et est maximale lorsque le matériau est en régime d'effusivité. Elle n'est observable qu'en régime variable puisque en régime établi, les températures de surface s'équilibrent

# TEMPERATURES

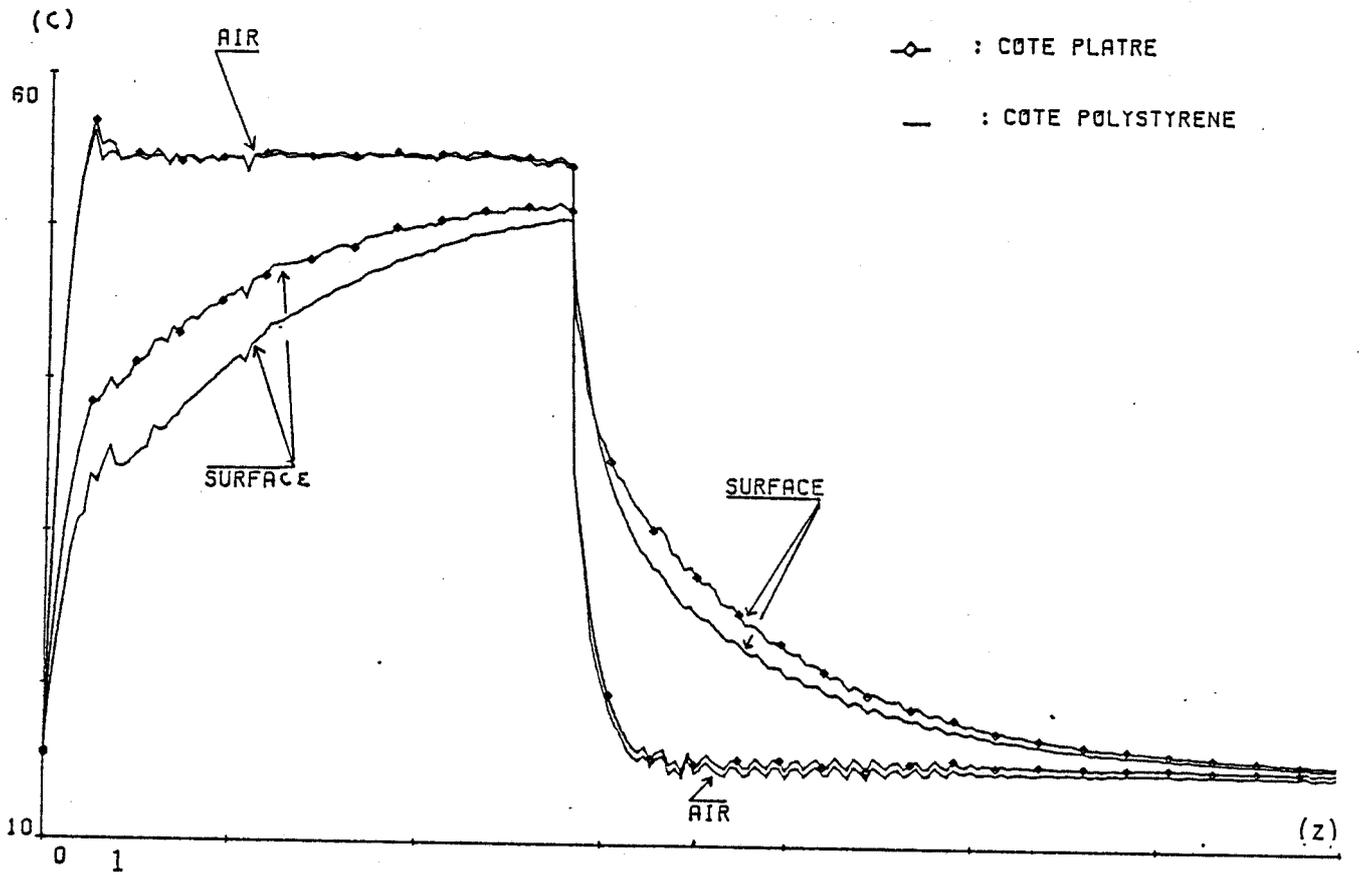
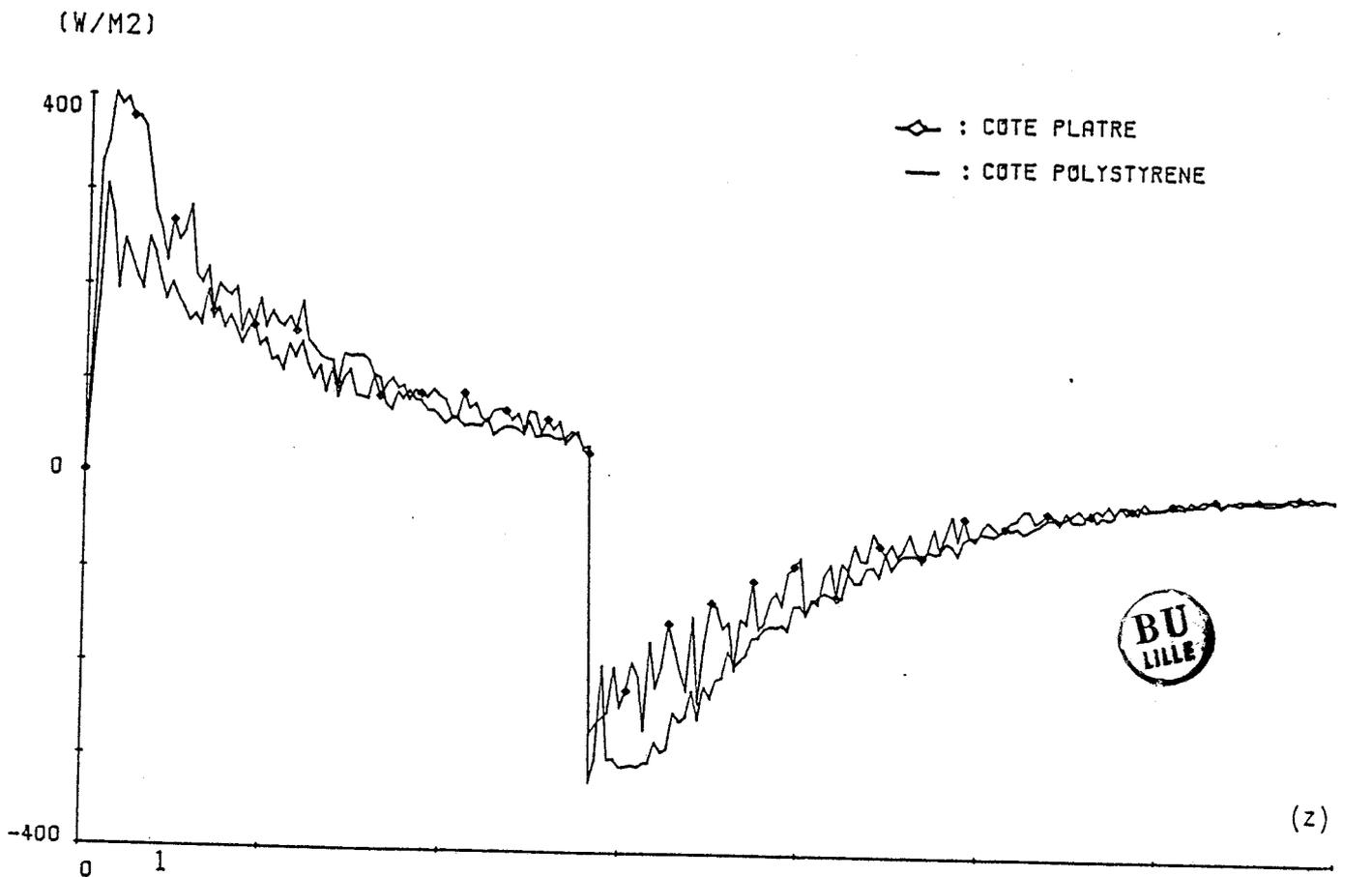


FIGURE 57

18

FIGURE 58

# FLUX SUPERFICIELS



18

du fait de l'intervention des flux conductifs et radiatifs.

Ces considérations sont générales et s'appliquent également à la phase de refroidissement.

Le rapport  $\phi/(T_i' - T_i)$  pour  $i$  égal à 1 et 2, est représenté en fonction du temps figure 59. Il est pratiquement identique à une constante pour chaque phase de la sollicitation. Nous regroupons les valeurs trouvées dans le tableau suivant :

	Phase d'échauffement		Phase de refroidissement	
	Surface $S_1$	Surface $S_2$	Surface $S_1$	Surface $S_2$
$\phi/(T_i' - T_i)$ ( $W/m^2 \cdot ^\circ K$ )	17,9	10	15,3	22,8

TABLEAU C-1

On calcule la moyenne  $\bar{h}$  de  $\phi/(T_i' - T_i)$  sur la totalité du cycle thermique.

On a :

$$\bar{h} = 16,6 \text{ W/m}^2 \cdot ^\circ K \text{ pour } S_1$$

et

$$\bar{h} = 16,4 \text{ W/m}^2 \cdot ^\circ K \text{ pour } S_2$$

Il est important de noter que  $\bar{h}$  est indépendant de la surface de l'échantillon étudiée. Les courbes des figures 60 et 61 comparent les grandeurs  $T_i' - T_i$  et  $\phi/\bar{h}$ . Elles mettent ainsi en évidence la dissymétrie des échanges sur chaque face du matériau.

### II-3- CALCUL DES CARACTERISTIQUES THERMIQUES

Les grandeurs résistance et effusivité thermiques sont estimées à partir des flux et températures mesurés expérimentalement.

Dans la partie théorique ont été présentées trois méthodes permettant le calcul de la résistance thermique. Leur application donne les résultats que l'on regroupe dans le tableau suivant :

### CØEFFICIENTS D'ECHANGE

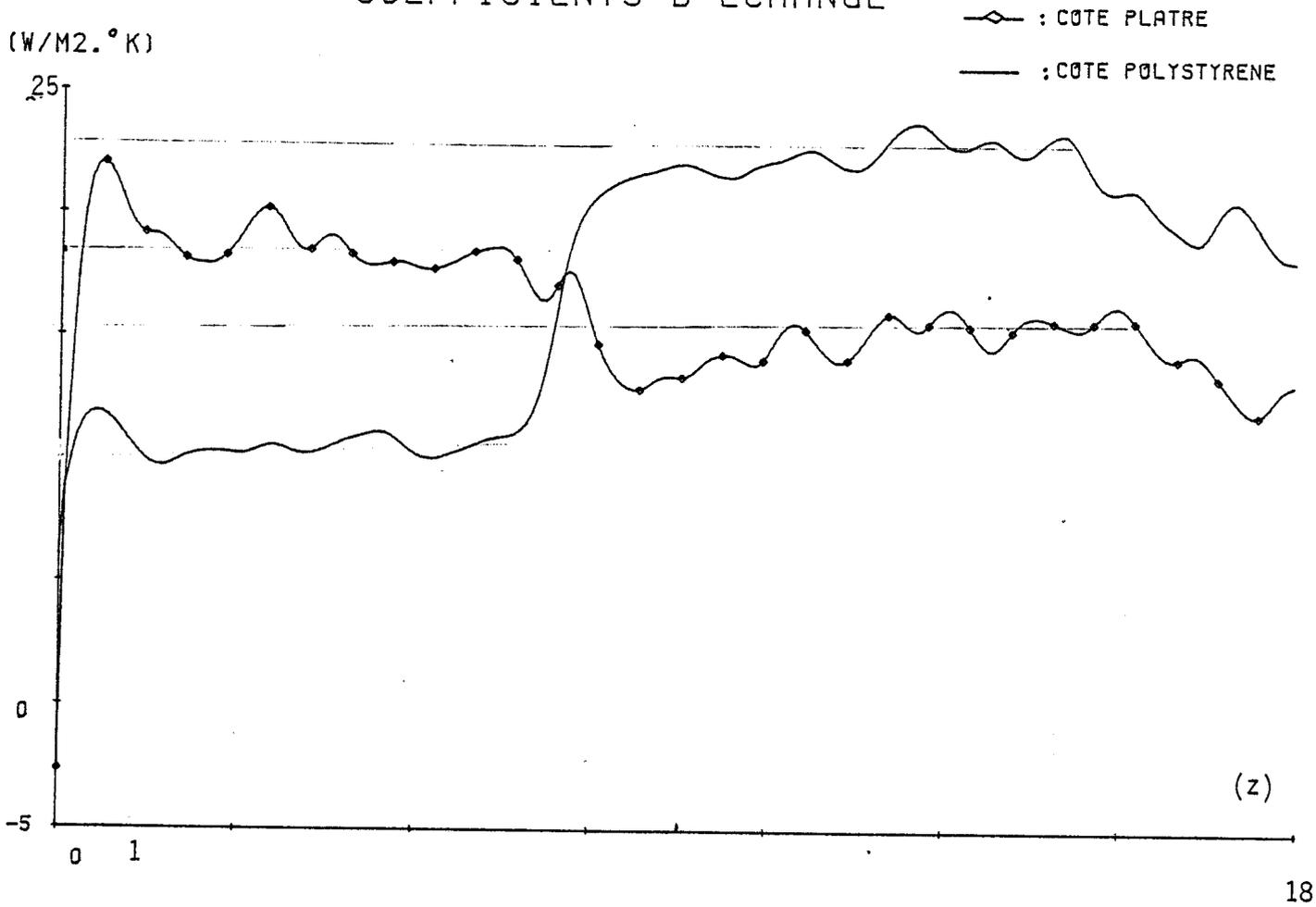


FIGURE 59



# VERIFICATION SIMULATION AVEC H

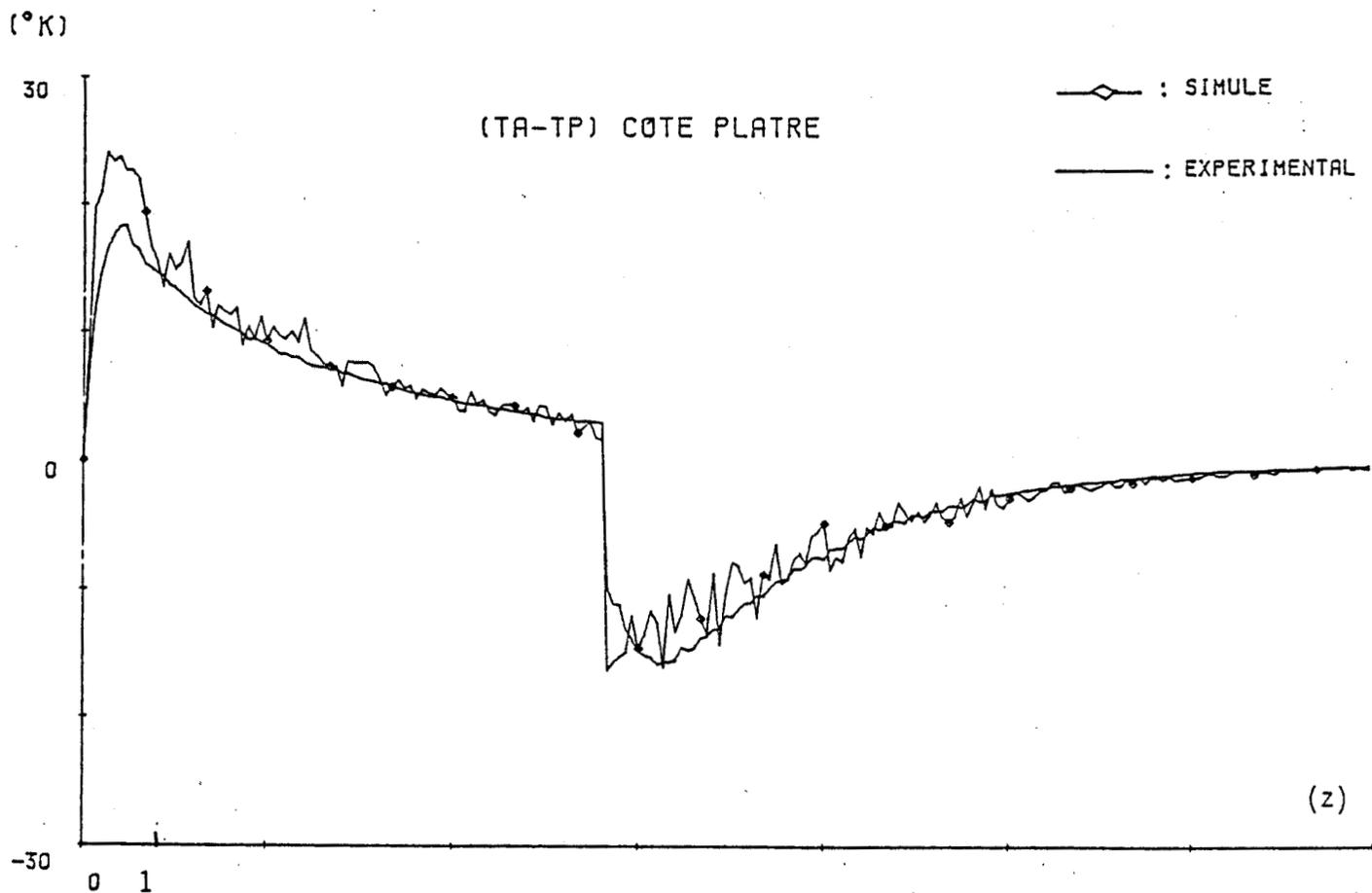


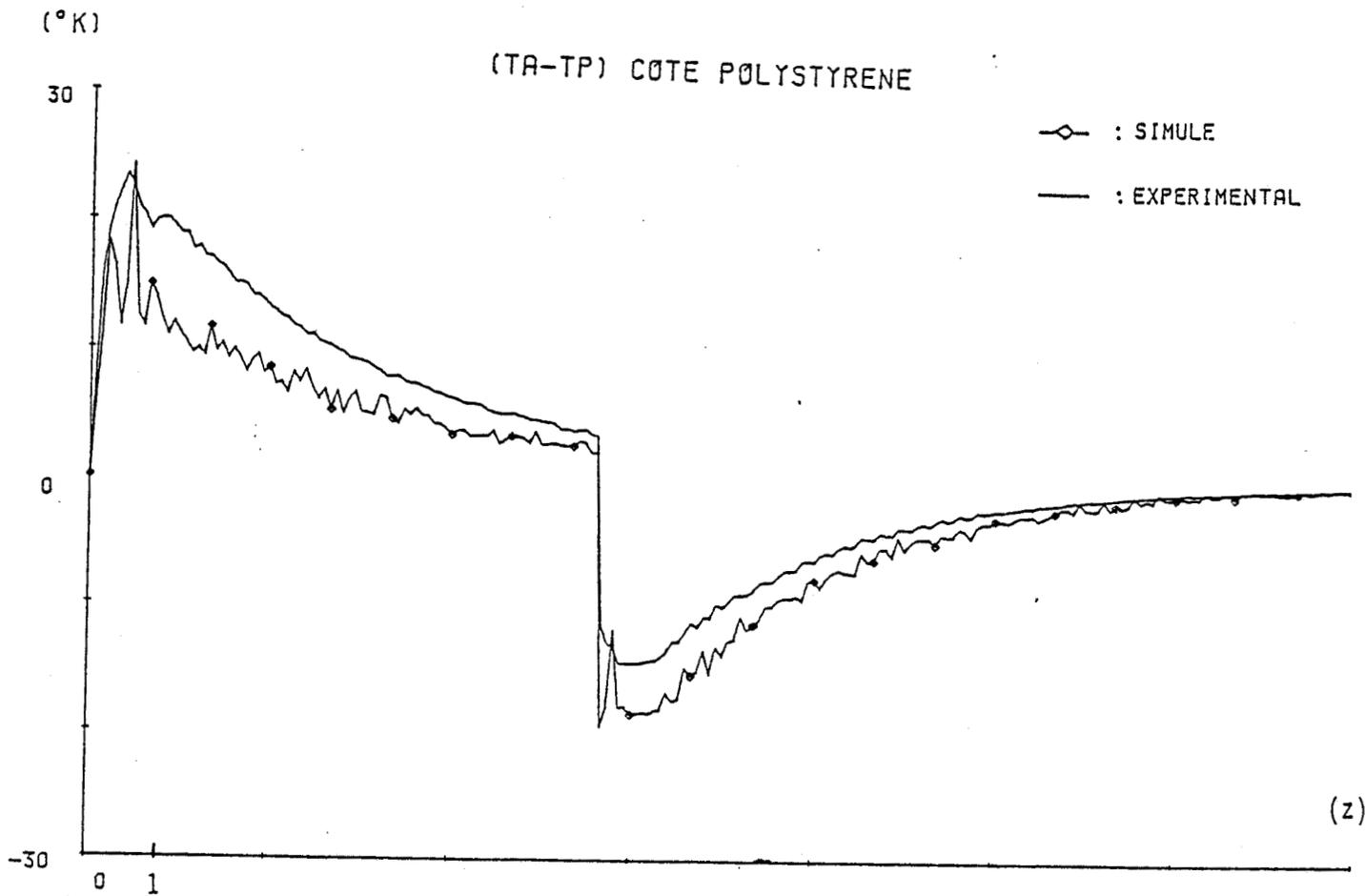
FIGURE 60

18

FIGURE 61



# VERIFICATION SIMULATION AVEC H



18

Estimation	$R = 2 \times \frac{\overline{\Delta T}}{\Sigma \phi}$	$R_a = 2 \times \frac{C_{\Delta T} \Delta T(0)}{C_{\Sigma \phi} \Delta T(0)}$	$R = 2 \times \frac{\overline{C_{\Delta T} \Delta T}}{C_{\Sigma \phi} \Delta T}$
Résultat (m <sup>2</sup> °/W)	0,15	0,16	0,15

Tableau C-2

Ces trois estimations conduisent à des valeurs sensiblement égales, du même ordre de grandeur que la valeur théorique (0,2 m<sup>2</sup>°/W). L'imprécision des résultats est due, à notre avis, à la configuration expérimentale qui place deux faces d'une paroi dans le même environnement. L'échantillon est soumis à une faible différence de température qui introduit des erreurs de calcul importantes. En effet, l'introduction de cette dernière grandeur dans l'arithmétique de l'ordinateur exigerait l'emploi d'un nombre plus important de chiffres significatifs.

L'effusivité thermique est déterminée au moyen de l'estimation (I-12). Les variations temporelles sont représentées figure 62 .

Dans la phase d'échauffement, l'estimation  $b_{est}$  approxime correctement la valeur théorique  $b_{th}$ . Elle présente un point d'inflexion à  $t \approx 1,25$  heure. Elle s'éloigne ensuite quasi-linéairement de  $b_{th}$  dès que débute la phase de refroidissement, pour enfin tendre progressivement vers une valeur asymptotique.

Les résultats obtenus montrent que l'effusivité thermique peut être estimée par analyse d'un régime transitoire, quelle que soit la nature des conditions limites caractérisant les échanges paroi-ambiance. Ce comportement de  $b_{est}$ , après le début de la phase de refroidissement, s'explique par l'imprécision des calculs provoquée par la faible différence des températures superficielles de l'échantillon.

### CALCUL DE L'EFFUSIVITE

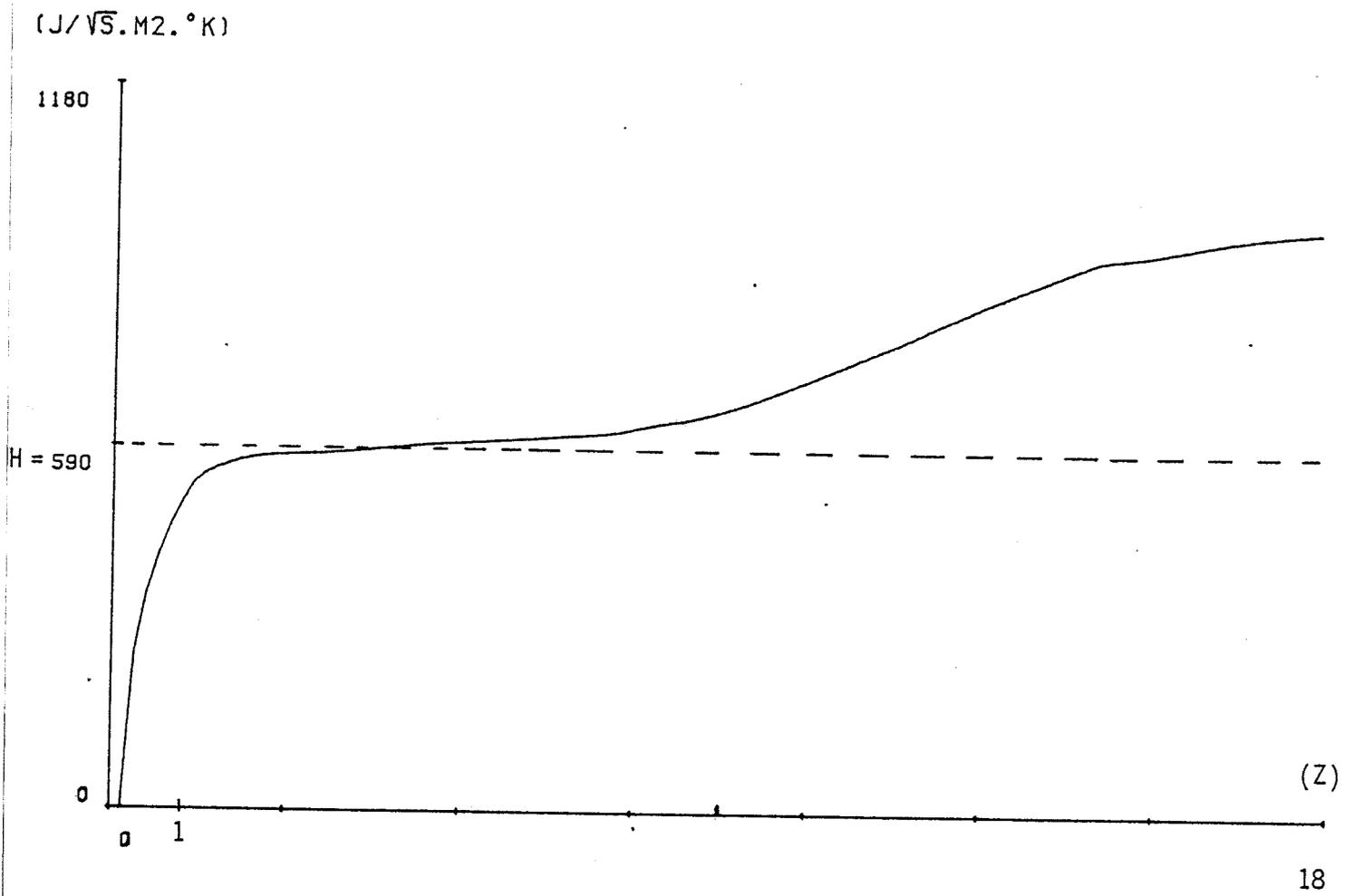


FIGURE 62



#### II-4- CONCLUSION

Cette partie du travail a permis de constater que lorsqu'une cloison de plâtre est placée dans un environnement déterminé (ici le caisson climatique), ses caractéristiques thermophysiques (résistance et effusivité thermiques) peuvent, en général, être estimées par traitement simultané des flux et températures de surface.

Toutefois, la précision obtenue est d'autant meilleure que le régime traité présente un caractère transitoire et dissymétrique par rapport au milieu de la paroi.

De la même façon, les échanges superficiels peuvent être estimés par un coefficient de valeur constante au cours de l'évolution. L'utilisation de ce paramètre permet de simuler une des températures connaissant l'autre et les flux thermiques sur une des surfaces externes de l'échantillon.

III - ANALYSE DES TRANSFERTS RADIATIFS ET CONVECTIFS DANS LE  
CAISSON CLIMATIQUE

III-1- INTRODUCTION

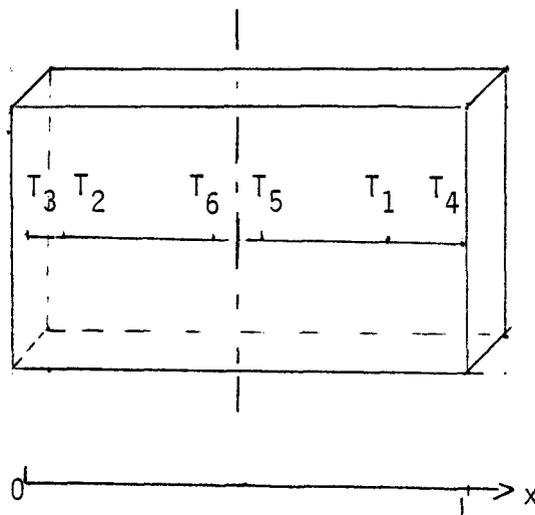
L'objectif de cette partie est d'analyser la relation fonctionnelle liant les flux mesurés aux différences de température entre les surfaces des parois et l'air du caisson (figure 63).

L'étude du régime permanent permet l'estimation du coefficient d'échange convectif.

On traite ensuite le régime transitoire. Les fonctions de corrélation sont adaptées à l'analyse de ce régime.

III-2- ETUDE DU CHAMP DE TEMPERATURE DANS LE CAISSON CLIMATIQUE

Nous avons disposé, après avoir d'abord retiré la cloison de plâtre étudiée précédemment, six thermocouples de très faible épaisseur (0,1 mm) à l'intérieur du caisson climatique. Ils servent à caractériser les variations spatiales du champ de température dans une direction perpendiculaire à celle de la circulation du fluide. La configuration expérimentale est schématisée ci-dessous :



SCHEMA III-5

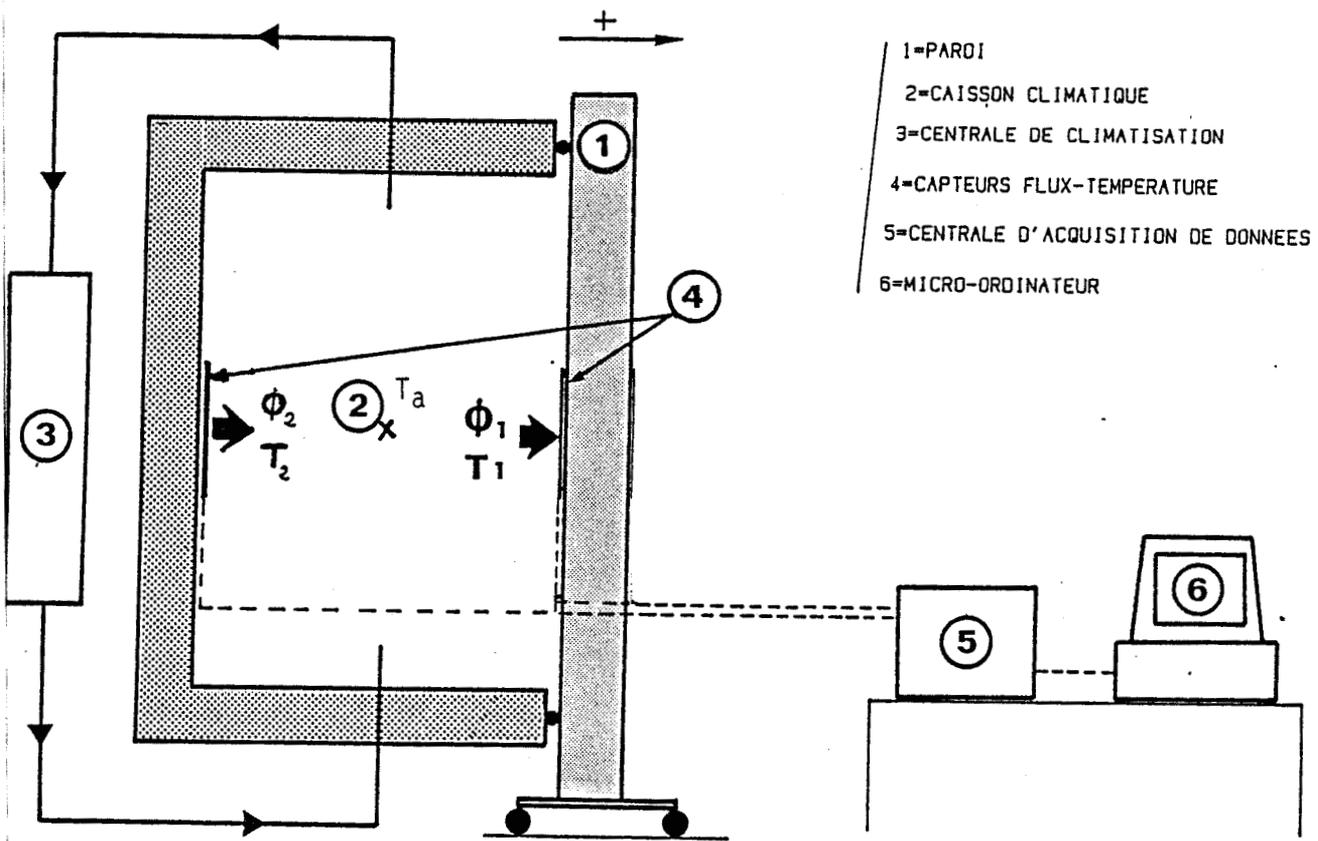


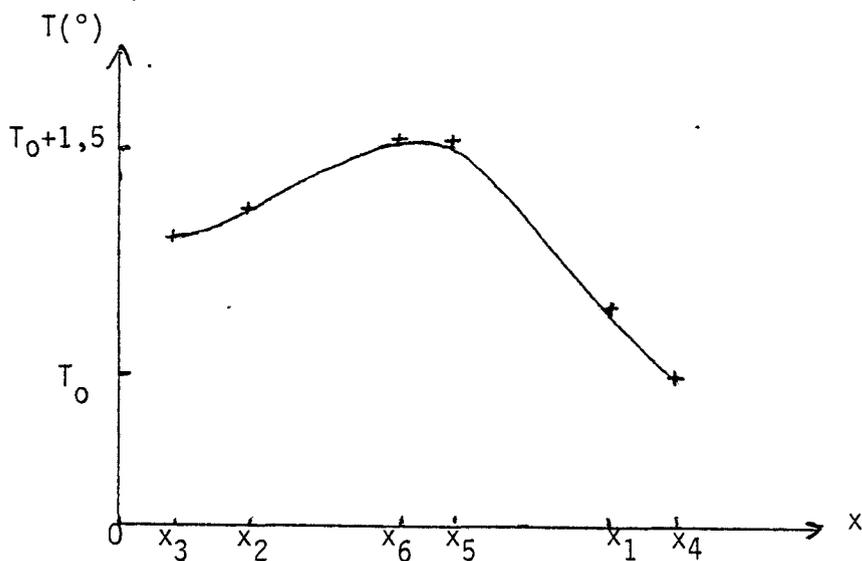
FIGURE 63



Le capteur  $T_3$  est très proche, à moins d'un centimètre, de la surface 1 .  
 $T_2$  est à cinq centimètres de  $T_3$  et  $T_6$  et est situé à proximité de l'axe du caisson. Ce dernier joue aussi le rôle d'axe de symétrie permettant de localiser les capteurs  $T_5$ ,  $T_1$  et  $T_4$  à partir des trois autres (cf. schéma).

La distribution de température est mesurée en régime variable en imposant une montée brusque de la température d'air du caisson d'amplitude  $15^\circ$  à l'aide de trois résistances chauffantes de 2 kW chacune.

A ventilation faible, on constate que l'écart maximum entre températures internes est pratiquement nul. Les échanges convectifs sont peu importants et le champ de température est quasi uniforme dans le caisson climatique. Lorsque le niveau de ventilation augmente, il y a aggravation de la dissymétrie du champ de température. Celle-ci est représentée ci-dessous :



SCHEMA III-6

La dissymétrie du champ de température interne est interprétée par la présence, dans le dispositif expérimental, de la paroi de plâtre. Cette dernière est de nature différente des autres parois du caisson climatique. L'écart détecté entre les températures mesurées est le plus important ( $1,3^\circ$ ) entre  $T_4$  et  $T_6$ . Il est moitié moindre entre  $T_3$  et  $T_6$ .

En définitive, on peut considérer qu'au milieu du caisson, la température d'air est uniforme. On placera donc le capteur mesurant cette grandeur à au moins 15 cm des surfaces des parois.

### III-3- ETABLISSEMENT D'UN REGIME PERMANENT DANS UN CAISSON CLIMATIQUE VENTILE COMPORTANT UNE SURFACE DE CAPTATION

Du point de vue fonctionnel, le caisson climatique peut être considéré comme un système à plusieurs éléments comprenant :

- une surface froide ou de captation représentant la charge thermique ;
- des surfaces intermédiaires fortement isolées et pratiquement adiabatiques.

Une fois le régime de fonctionnement établi, leurs pertes vers l'extérieur demeurent très faibles. Le rôle de ces surfaces sans flux est essentiellement de rayonner vers la surface de captation ;

- une source énergétique constituée par la circulation d'air à température variable.

En première approximation, les températures superficielles sont contrôlées par la température d'air. Les surfaces isolées agissent en fait comme des surfaces portées à une température sensiblement égale à la température d'air en régime permanent et rayonnent vers la surface de captation. En régime variable, les phénomènes sont plus complexes puisque la température des surfaces des parois n'est pas égale à chaque instant à la température d'air.

Pour caractériser les échanges énergétiques dans le caisson climatique, nous avons relevé la réponse à une variation brusque de la température d'air d'une valeur initiale égale à 20° à une valeur finale voisine de 60°.

En régime permanent, les parois isolées (en polystyrène) sont à une température voisine de 60°. La température de surface de la paroi de plâtre est voisine de 54°. Compte tenu de la formulation classique des échanges radiatifs dans le caisson climatique, le facteur  $h_r$  est égal à 7,6 W/m<sup>2</sup>°K.  $h_r$  est représentatif des échanges entre la paroi de plâtre et le milieu environnant.

Le flux thermique absorbé par la paroi de plâtre est défini par la relation :

$$\phi_1 = h_c(T_a - T_1) + 7,6 (T_2 - T_1)$$

Le flux thermique mesuré sur la paroi isolée peut être exprimé en régime permanent par une relation de la même forme. Les parois isolées étant supposées toutes à la même température superficielle, les échanges radiatifs entre ces surfaces sont d'importance négligeable. En ne conservant que les échanges avec la paroi de plâtre située face à la paroi isolée, nous obtenons compte tenu de la valeur du facteur de forme (0,24), le flux thermique par la relation :

$$\phi_2 = h_c(T_a - T_2) - 7,6 \times 0,24 \times (T_2 - T_1)$$

Les courbes représentatives des flux et des températures sont représentées figures 64 et 65. En régime permanent :

$$T_a - T_1 = 6,25^\circ$$

$$T_a - T_2 = 2^\circ$$

$$T_2 - T_1 = 4,2^\circ$$

$$\phi_1 = 118,3 \text{ W/m}^2$$

$$\phi_2 = 15,4 \text{ W.}$$

Compte tenu de ces valeurs, nous obtenons pour le coefficient  $h_c$  :

$$h_c = 13,8 \text{ W/m}^2\text{°K à partir de la première équation,}$$

$$h_c = 11,5 \text{ W/m}^2\text{°K à partir de la seconde équation.}$$

L'écart est probablement dû à la différence entre la configuration réelle et la modélisation utilisée.

Pour confirmer ces résultats, nous avons perturbé les échanges radiatifs en disposant une paroi de polystyrène au milieu du caisson climatique. Les courbes obtenues (flux et températures) sont représentées figures 64 et 65. Compte tenu de la modification du facteur de forme, le flux  $\phi_1$  s'exprime de la façon suivante :

$$\phi_1 = h_c \times (T_a - T_1) + 4,4 \times (T_2 - T_1)$$

# TEMPERATURES

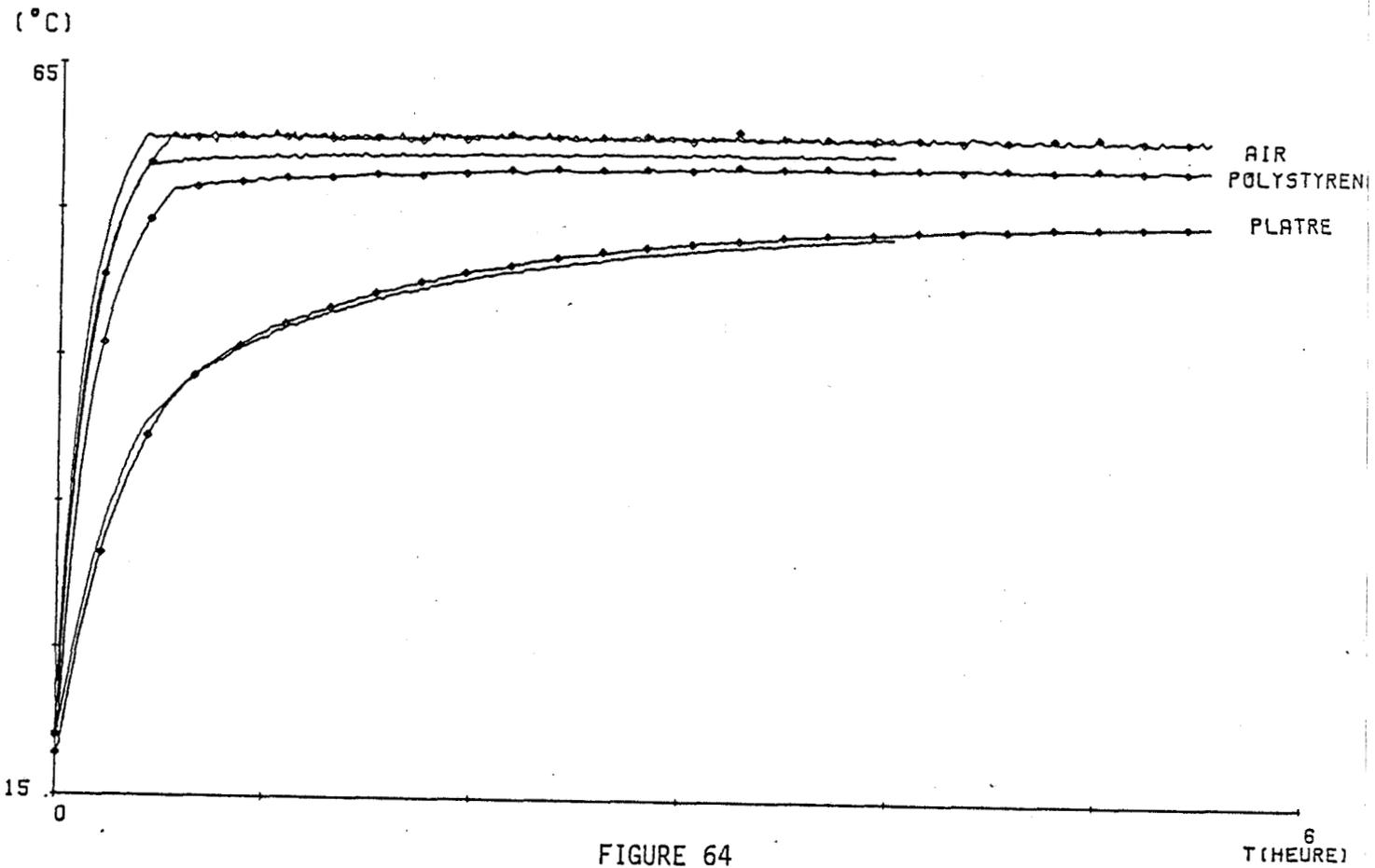
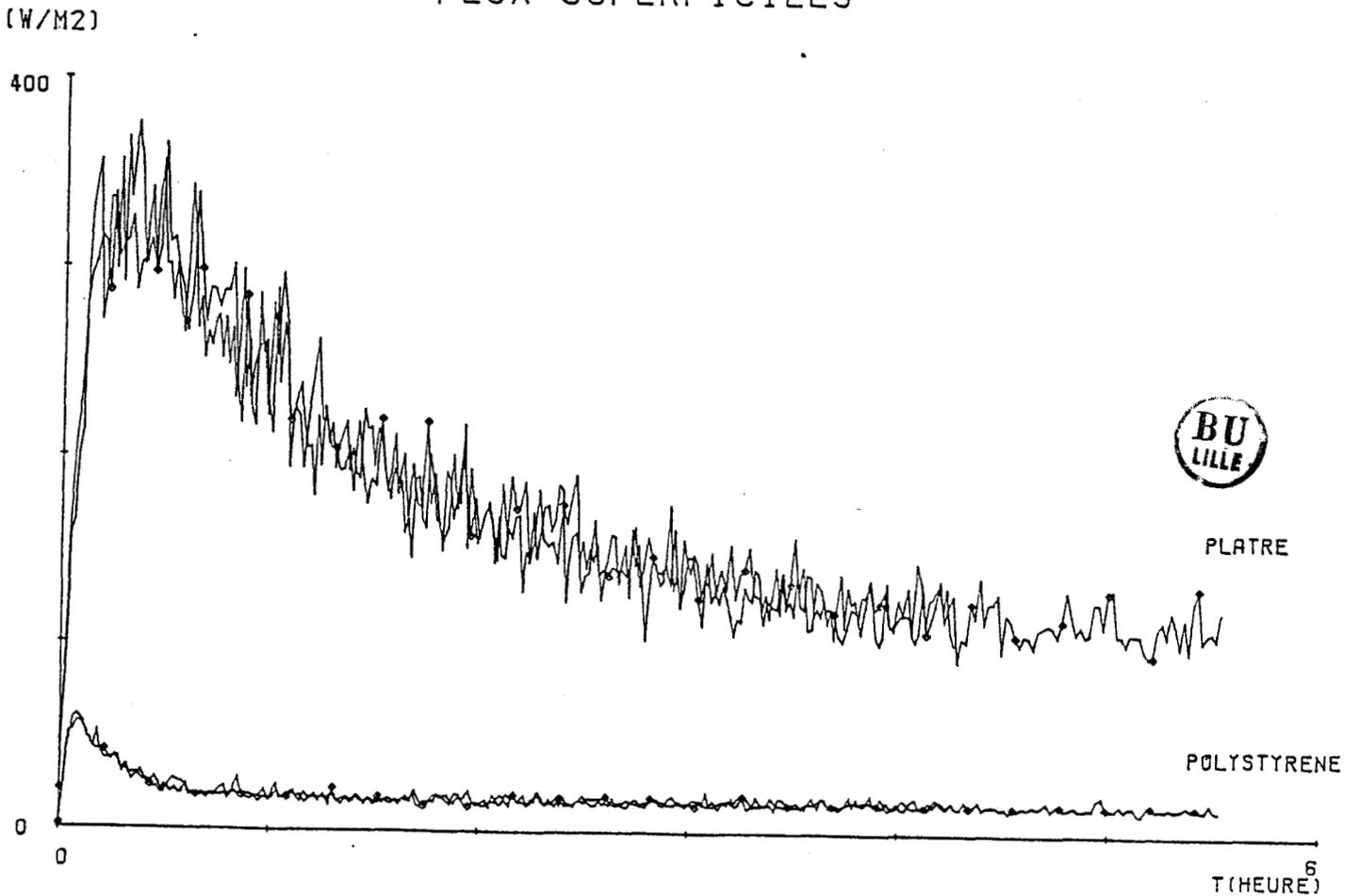


FIGURE 64

FIGURE 65

# FLUX SUPERFICIELS



PLATRE

POLYSTYRENE

T (HEURE)<sup>6</sup>

Compte tenu que, en régime établi :

$$T_a - T_1 = 7^\circ$$

$$\phi_1 = 121,9 \text{ W/m}^2$$

$$T_2 - T_1 = 5,83^\circ$$

on déduit que  $h_c = 13,7 \text{ W/m}^2\text{°K}$ . Ce résultat est compatible avec la valeur trouvée précédemment.

Si, maintenant, nous considérons que les échanges radiatifs entre les parois de polystyrène sont annulés, nous obtenons, compte tenu des valeurs expérimentales :

$$h_c = \phi_2 / (T_a - T_2) = 14,5 \text{ W/m}^2\text{°K}$$

Cette valeur est compatible avec les résultats précédents.

### 3-4- ANALYSE DU REGIME TRANSITOIRE

Les relations flux-température d'air et flux-température de surface sont beaucoup plus difficiles à analyser en régime transitoire puisque toute variation de la température d'air provoque une variation corrélée de l'ensemble des températures de surface. Pour caractériser la relation de dépendance flux-température d'air, on peut utiliser le traitement par corrélation. A partir de :

$$\phi = h_c \times \Delta\theta_a + h_r \Delta\theta_s$$

valable quelle que soit la paroi, nous obtenons pour la fonction d'intercorrélation :

$$C \phi \Delta\theta_a = h_c C_{\Delta\theta_a} \Delta\theta_a + h_r C_{\Delta\theta_s} \Delta\theta_a$$

D'un point de vue énergétique, la sollicitation peut être caractérisée par la fonction d'autocorrélation  $C_{\Delta\theta_a} \Delta\theta_a$  tandis que le degré de dépendance liant l'écart entre températures de surface  $\Delta\theta_s$  et l'écart entre températures de surface et température d'air  $\Delta\theta_a$  peut être caractérisé par la fonction d'intercorrélation  $C_{\Delta\theta_s} \Delta\theta_a$ . Ces quantités ne sont pas indépendantes l'une de l'autre. En première approximation, elles peuvent être considérées comme

étant proportionnelles. Le coefficient de corrélation  $\mu$  entre les températures de surface et la température d'air au cours de l'évolution transitoire est défini par le rapport des fonctions de corrélation à l'origine :

$$\mu = \frac{C_{\Delta\theta_s \Delta\theta_a}(0)}{C_{\Delta\theta_a \Delta\theta_a}(0)}$$

En introduisant ce coefficient, nous obtenons à partir de la relation précédente :

$$C_{\phi, \Delta\theta_a}(\tau) = [h_c + h_r \mu] C_{\Delta\theta_a \Delta\theta_a}(\tau)$$

Les fonctions de corrélation sont représentées figures 66 à 69. On remarque que, côté plâtre, il y a corrélation parfaite entre le flux mesuré et les températures d'air lorsqu'un écran est disposé au milieu du caisson climatique.

Les écarts observés entre les courbes sont dûs aux échanges radiatifs résultant des variations relatives de température de surface en régime transitoire.

Par contre, côté polystyrène, il n'y a pas corrélation entre les variations de flux thermique et les variations de température d'air ou de surface. Les courbes ont été normalisées à l'origine.

Ces rapports des valeurs à l'origine sont regroupés dans le tableau suivant :

	$\frac{C_{\phi \Delta\theta_a}(0)}{C_{\Delta\theta_a \Delta\theta_a}(0)}$	$\frac{C_{\Delta\theta_s \Delta\theta_a}(0)}{C_{\Delta\theta_a \Delta\theta_a}(0)}$
Plâtre sans obstacle	17,75	0,76
Plâtre avec obstacle	17	0,88
Polystyrène sans obstacle	7,36	3,14
Polystyrène avec obstacle	14	7,13

Tableau C-3

Le coefficient convectif peut être estimé, comme en régime permanent, par traitement de la relation flux-écarts de température air-surface sur la paroi de polystyrène en présence d'un écran disposé pour minimiser les échanges radiatifs. La valeur  $h_c = 14 \text{ W/m}^2\text{°K}$  obtenue est compatible avec la valeur de  $14,1 \text{ W/m}^2\text{°K}$  en régime permanent. Nous déduisons :

- pour la paroi de plâtre :

$$C_{\phi \Delta \theta_a}(0) = 17,75$$

$$C_{\Delta \theta_a \Delta \theta_a}(0) = 14 + 7,6 \times 0,76 = 19,78$$

- pour la paroi de polystyrène :

$$C_{\phi \Delta \theta_a}(0) = 7,36$$

$$C_{\Delta \theta_a \Delta \theta_a}(0) = 14 - 7,6 \times \frac{3,14}{4} \neq 8$$

Les résultats obtenus en régime transitoire sont donc compatibles avec les valeurs trouvées en régime permanent. Cette méthode est particulièrement intéressante puisqu'elle permet d'estimer en régime variable les interactions radiatives entre parois prises deux à deux.

-112-  
FONCTIONS DE CORRELATION NORMALISEES  
PLATRE

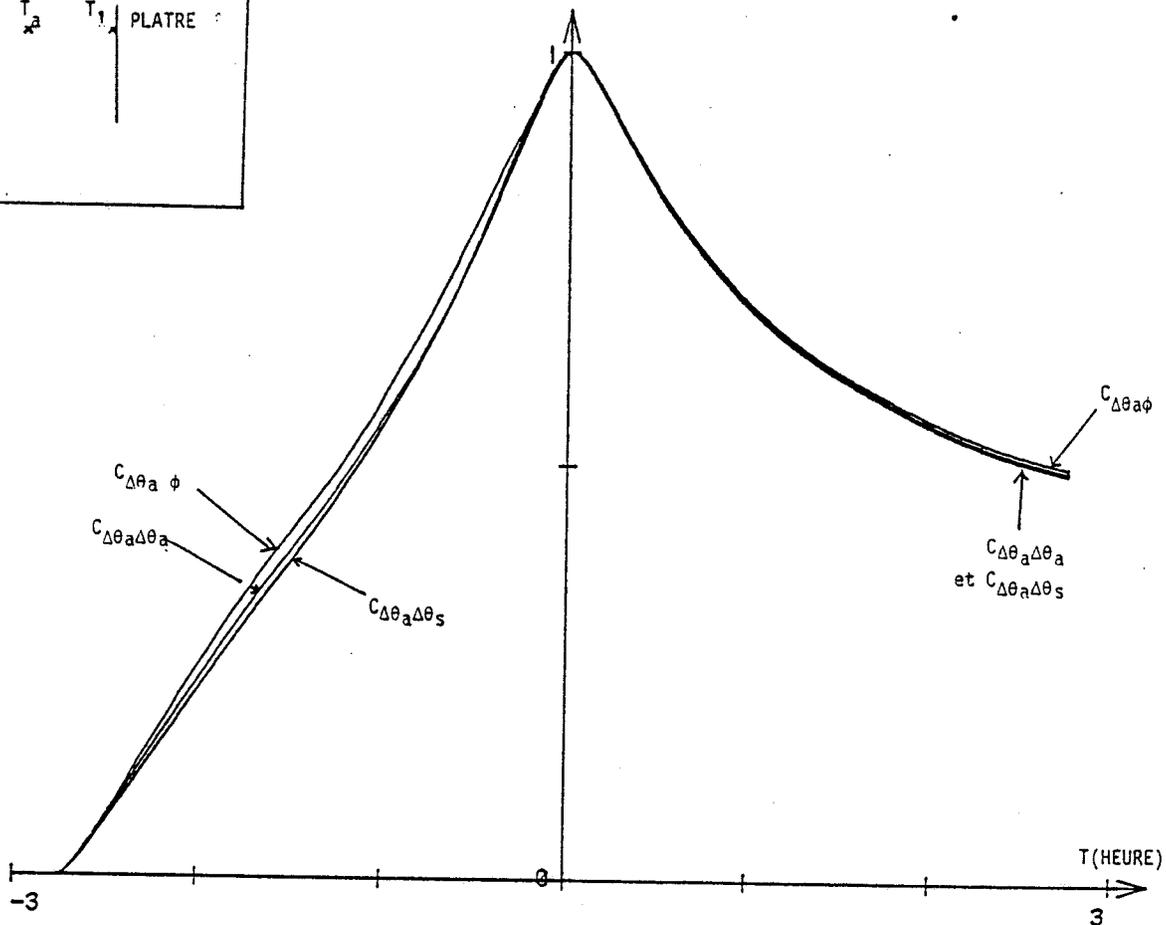
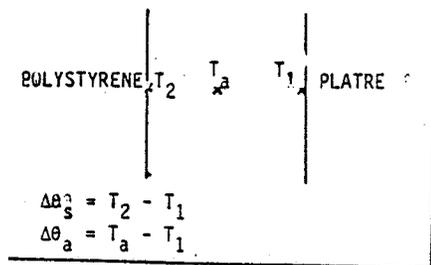


Figure 66

FONCTIONS DE CORRELATION NORMALISEES  
POLYSTYRENE

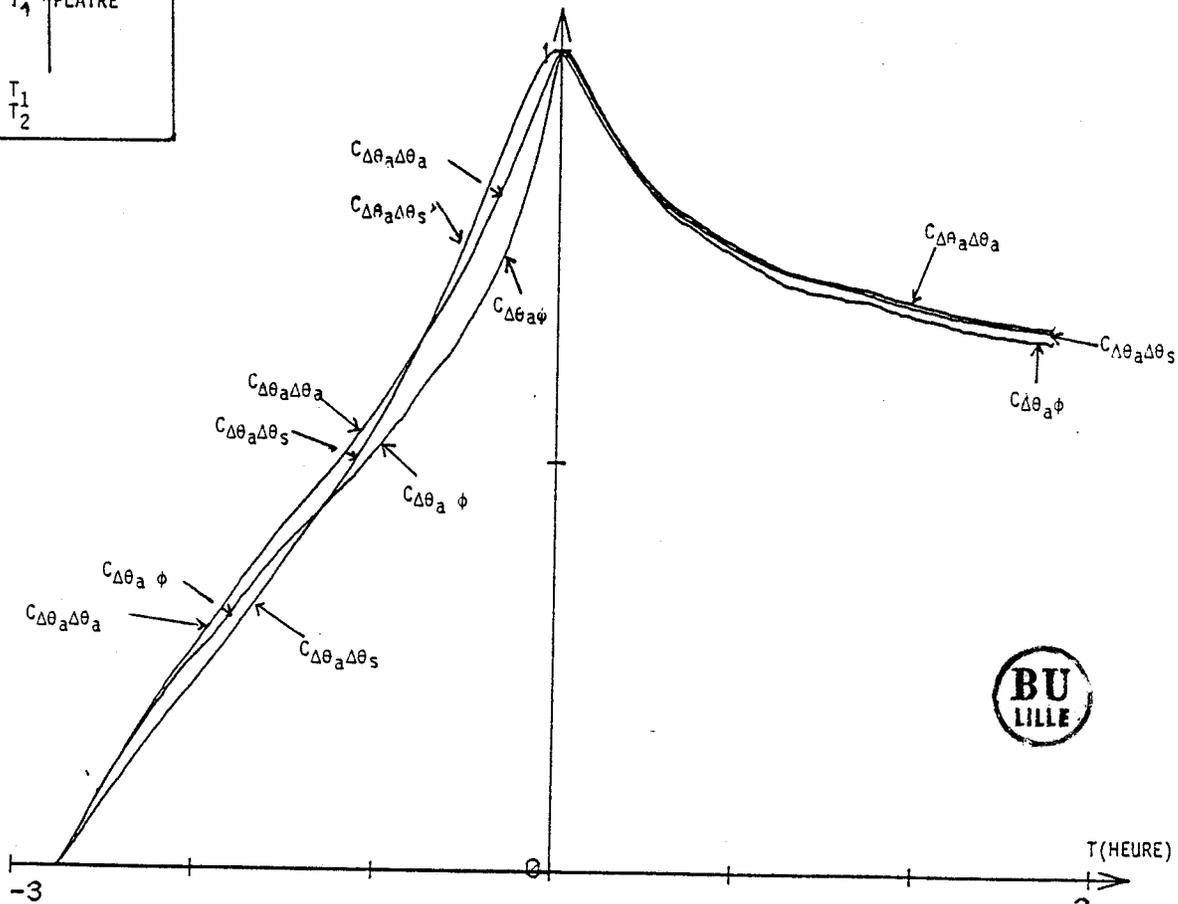
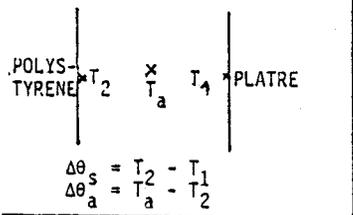
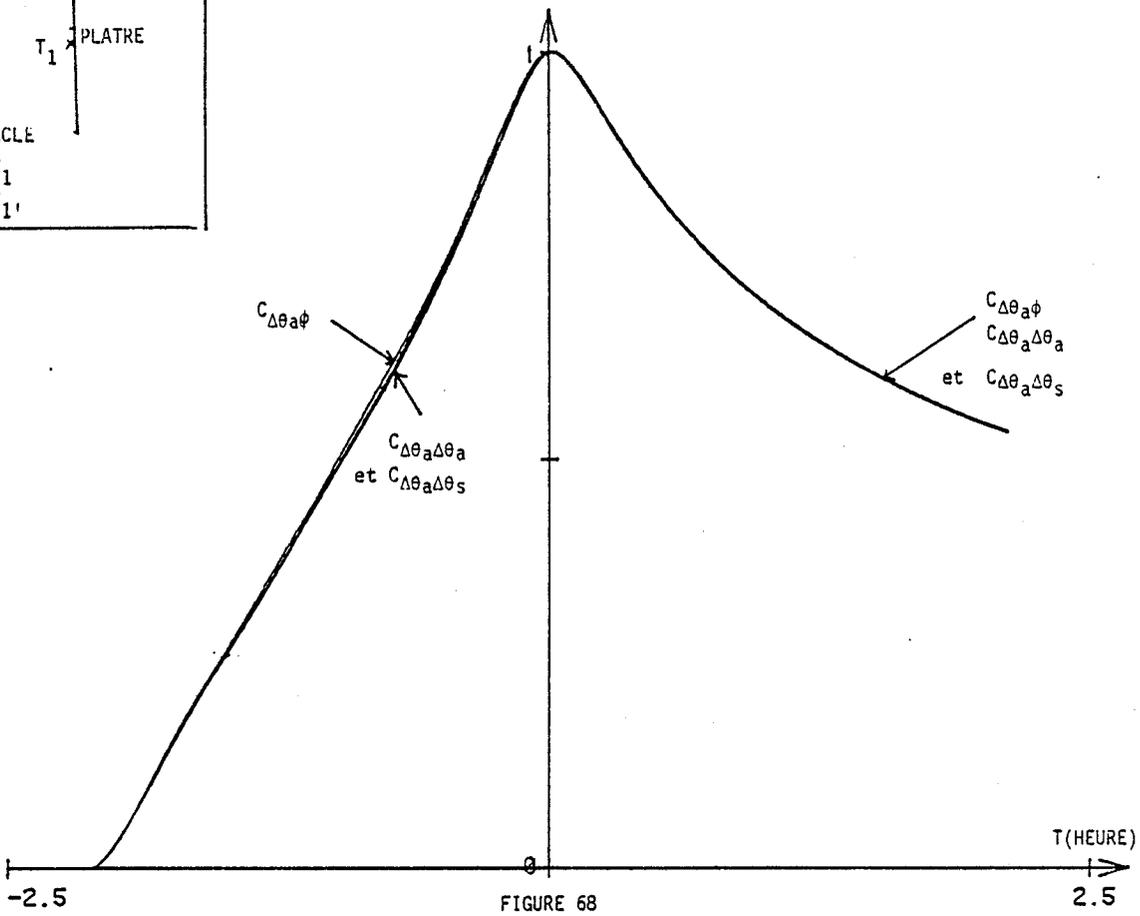
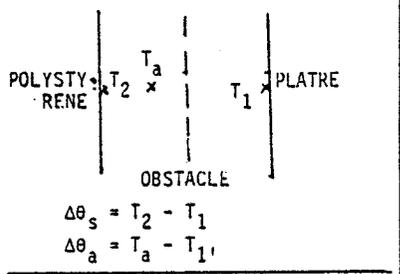


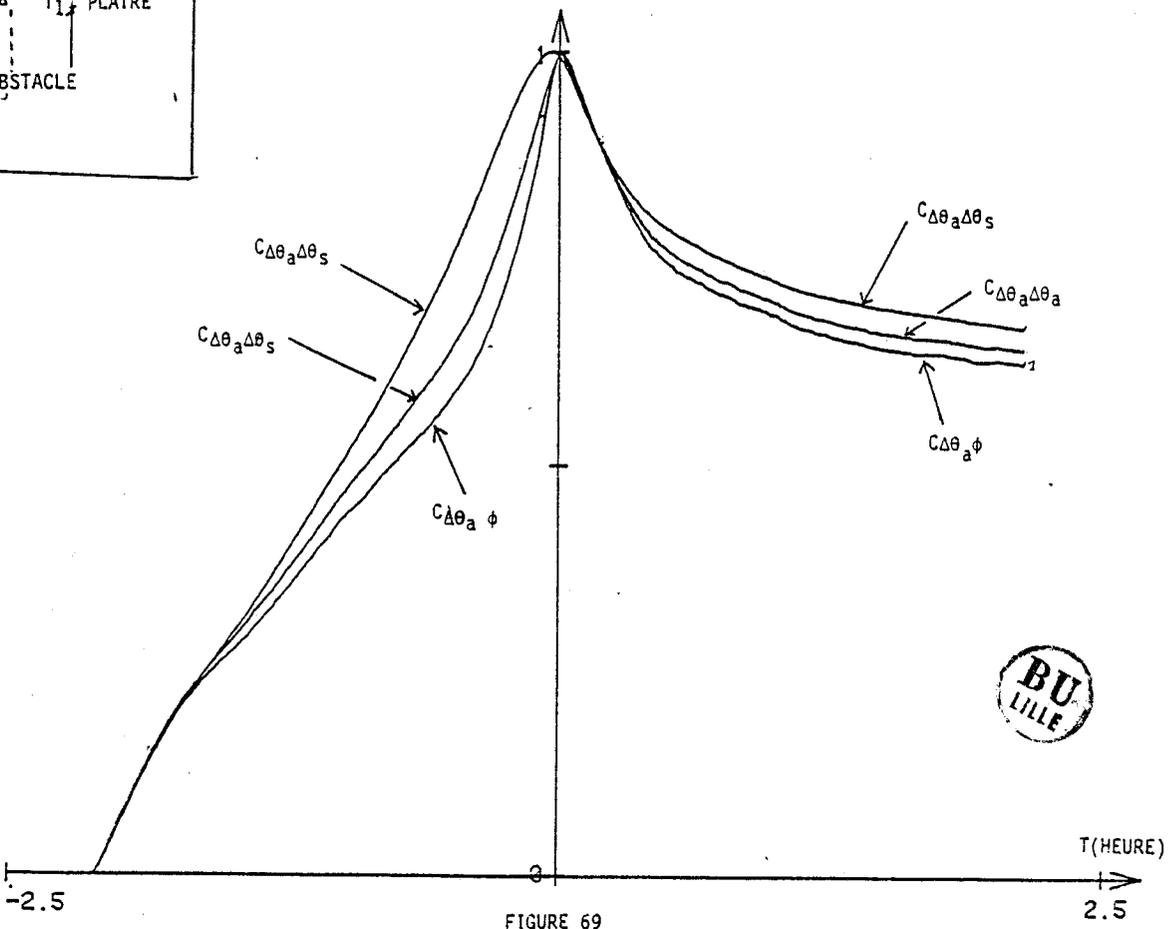
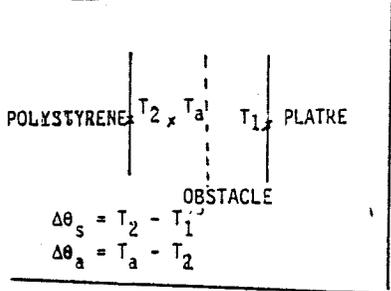
FIGURE 67



-113-  
FONCTIONS DE CORRELATION NORMALISEES  
PLATRE



FONCTIONS DE CORRELATION NORMALISEES  
POLYSTYRENE



CONCLUSION



B I B L I O G R A P H I E  
- - - - -



10. C. VULTAGGIO
  - "Traitement du signal appliqué à la modélisation des transferts thermiques dans une paroi homogène monodimensionnelle"  
Mémoire de D.E.A., 1983, Lille 1
11. J. BRAU
  - "Modélisation thermique des bâtiments. Validation des modèles de calcul pour une étude expérimentale en ambiance climatique simulée"  
Thèse d'état, 1980, INSA-Lyon
12. J.M. DEVISME
  - "Contribution à l'étude du comportement thermique des parois multicouches de bâtiment et à la mesure des caractéristiques thermophysiques des matériaux constitutifs"  
Thèse Doctorat ès Sciences, 1980, Paris VI
13. B. DUTHOIT, P. THERY, J.M. DEVISME
  - "Application des bilans d'énergie et d'entropie au traitement des mesures de flux et de température dans une paroi réelle en régime variable"  
Entropie n° 107 - 108, 1982
14. B. DUTHOIT, D. LECLERCQ, P. THERY
  - "Signal and system analysis for unstead heat conductor problems"  
J. Appl. Phys. 54, 1983
15. P. THERY, A. FARZA, B. DUTHOIT
  - "Mesure de la résistance thermique effective d'une paroi homogène par traitement d'un bilan d'entropie en régime variable"  
Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 25, n° 8, 1982
16. P. THERY
  - "Fluxmètre calorifique"  
Brevet ANVAR, 1979
17. B. DUTHOIT
  - "Application des méthodes de corrélation au traitement des mesures in situ"  
Colloque S.F.T., Toulouse 1984
18. B. DUTHOIT, C. VULTAGGIO, P. THERY
  - "Application des méthodes de la théorie du signal à l'analyse des échanges thermiques in situ"  
Colloque C.N.T. - S.F.T. Lannion, 1985
19. A. LEBRUN
  - "Rôle de l'effusivité dans la conduction thermique"  
Note interne, CRESMAT, 1986
20. A. LEBRUN
  - "Rappels sur les échanges d'énergie, entre surfaces, par rayonnement"  
Note interne, CRESMAT, 1986

21. F. ALLARD, C. INARD, A. ROLDAN  
- "Etude comparative de différentes méthodes de modélisation des échanges radiatifs de courtes et grandes longueurs d'onde dans une cellule d'habitation"
22. P. DEPECKER, J.M. PALLIER, J. BRAU  
- "Approche expérimentale des facteurs de réponse des parois planes"  
Promoclima, Etudes thermiques et aérauliques, Tome 12E n°4, 1981
23. J.P. BARDON  
- "Transferts thermiques par conduction et rayonnement"  
Paris, C.F.E., 1981
24. P. THERY  
- "Fluxmètre calorifique"  
Brevet ANVAR, 1979
25. D. HERNOT et G. PORCHER  
- "Thermique appliquée aux bâtiments"  
Les éditions parisiennes, CFP
26. J.F. SACADURA  
- "Initiation aux transferts thermiques"  
Technique et documentation, 1982
27. J. MAX  
- "Méthodes et techniques de traitement de signal"  
Masson, 1981
28. G. CHARET  
- "Cours d'analyse numérique"  
SEDES-INFORMATIQUE, 1975

