

N° d'ordre : 919

50376  
1992  
282

63489

50376  
1992  
282

**THÈSE**

présentée à

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

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

par



Sougrati BELATTAR



Maître es-Sciences E.E.A  
Docteur de 3ème cycle

**NOTION D'IMPEDANCE THERMIQUE APPLIQUEE  
A LA CARACTERISATION ET AU CONTROLE NON  
DESTRUCTIF DES SYSTEMES.**

Soutenue le 4 Septembre 1992 devant la Commission d'Examen

Membres du jury MM.

L.RACZY  
P.THERY  
B.DUTHOIT  
J.L.BEAUDOUIN  
B.DESMET  
J.LESENNE  
J.DEMONT

Président  
Directeur de thèse  
Directeur de thèse  
Rapporteur  
Rapporteur  
Examineur  
Examineur

030 062811



A ma famille et à tous ceux qui  
me sont particulièrement  
chers



## AVANT-PROPOS

Ce travail a été réalisé au Laboratoire "Capteurs et Instrumentation" de l'Université des Sciences et Technologies de Lille.

Que Monsieur le Professeur THERY, Directeur du Laboratoire, trouve ici l'assurance de ma respectueuse gratitude pour m'avoir accueilli, fait bénéficier de ses conseils et soutenu tout au long de mon travail.

Monsieur le Professeur DUTHOIT m'a accueilli dans l'équipe de recherche qu'il anime à Béthune au sein de laquelle j'ai effectué mon travail. Je tiens à lui exprimer toute ma reconnaissance pour ses orientations, ses conseils et la part active qu'il a eue dans l'aboutissement de ce travail.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur RACZY pour le grand honneur qu'il me fait en présidant ce jury.

Je suis particulièrement reconnaissant à Monsieur le Professeur BEAUDOIN de l'Université de Reims ainsi qu'à Monsieur le Professeur DESMET, de l'Université de Valenciennes pour l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant de juger ce travail.

Monsieur le Professeur LESENNE, Directeur de l'I.U.T. de Béthune m'a fait l'honneur d'accepter de faire partie de mon jury. Je l'en remercie vivement.

Je tiens à remercier Monsieur DEMONT, Directeur du Service Habitat du CETE de Lille, d'avoir accepté de faire partie de mon jury en tant qu'invité.

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

Je remercie enfin mes collègues de laboratoire pour leur gentillesse et leur disponibilité.



---

S O M M A I R E

---

N O M E N C L A T U R E

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

P R E L I M I N A I R E

C H A P I T R E A

1

3

6

[I] TRANSMISSION DE LA CHALEUR PAR CONDUCTION

|     |   |    |
|-----|---|----|
| I-1 | LOI DE FOURIER                            |    |
| I-2 | FLUX THERMIQUE ET DENSITE DE FLUX         | 7  |
| I-3 | EQUATION DE LA CHALEUR                    |    |
| I-4 | CONDITIONS AUX LIMITES                    | 8  |
| I-5 | CONDITIONS INITIALES                      | 9  |
| I-6 | CARACTERISTIQUES THERMIQUES DES MATERIAUX |    |
|     | I-6-1 Conductivité thermique              |    |
|     | I-6-2 Effusivité thermique                | 10 |
|     | I-6-3 Diffusivité thermique               |    |

[II] RESOLUTION DE L'EQUATION DE LA CHALEUR 12

|      |  |    |
|------|--|----|
| II-1 | POSITION DU PROBLEME   |    |
| II-2 | SOLUTION DU PROBLEME   | 13 |
| II-3 | QUADRIPOLE EQUIVALENT  | 14 |
|      | II-3-1 Paroi homogène  |    |
|      | II-3-2 Mise en cascade de plusieurs quadripôles                | 16 |
| II-4 | FONCTIONS DE TRANSFERTS  |    |
|      | II-4-1 Définition  | 17 |
|      | II-4-2 Fonction de transfert en flux                           | 18 |
|      | II-4-3 Fonction de transfert en température                    |    |
|      | II-4-4 Fonction de transfert température-flux                  |    |
|      | II-4-5 Fonction de transfert flux-température                  |    |
| II-5 | IMPEDANCE THERMIQUE D'ENTREE                                   | 19 |
|      | II-5-1 Définition  |    |
|      | II-5-2 Milieu semi-infini - impédance caractéristique          |    |
|      | II-5-3 Milieu de dimensions finies                             | 20 |
|      | II-5-3-1 Température de sortie maintenue constante             |    |
|      | II-5-3-2 Flux de sortie nul                                    |    |
|      | II-5-3-3 Relation linéaire entre flux et température de sortie | 21 |
|      | II-5-4 Impédance généralisée                                   | 22 |
| II-6 | REPOSE EN FREQUENCE DES SYSTEMES                               |    |
|      | II-6-1 Réponse de quelques matériaux                           |    |
|      | II-6-2 Résultats des simulations                               | 24 |

|          |   |    |
|----------|---|----|
| [III]    | TRANSFERT DE CHALEUR DANS LES MATERIAUX BICOUCHE  | 30 |
| III-1    | MATRICE DE TRANSFERT ASSOCIEE A UNE PAROI BICOUCHE  |    |
| III-2    | IMPEDANCE THERMIQUE D'ENTREE  | 31 |
| III-2-1  | Température de sortie maintenue constante   | 32 |
| III-2-2  | Flux de sortie nul  |    |
| III-2-3  | Relation linéaire entre flux et température de surface  | 33 |
| III-3    | REPONSE EN FREQUENCE DES SYSTEMES   | 34 |
| III-3-1  | Réponse de quelques matériaux bicouches   |    |
| III-3-2  | Résultats des simulations   |    |
| [IV]     | PERTURBATION INTRODUITE PAR LE FLUXMETRE  | 40 |
| IV-1     | APPLICATION DES RESULTATS AU CALCUL DE LA PERTURBATION DUE A LA PRESENCE D'UN CAPTEUR DE FLUX DISPOSE SUR LA SURFACE D'UN MATERIAU DE DIMENSIONS FINIES |    |
| IV-2     | REPONSE EN FREQUENCE DES SYSTEMES   | 42 |
| IV-2-1   | Réponse en fréquence du capteur de flux   |    |
| IV-2-2   | Réponse en fréquence de quelques matériaux avec et sans présence du capteur   | 43 |
| IV-2-3   | Réponse en fréquence d'un matériau léger cas du polystyrène   | 49 |
| IV-2-4   | Analyse spatiale paramétrée en fréquence  | 51 |
| [V]      | TRANSFERT DE CHALEUR DANS LES MATERIAUX TRICOUCHE   | 53 |
| V-1      | MATRICE DE TRANSFERT ASSOCIEE A UNE PAROI TRICOUCHE   |    |
| V-2      | IMPEDANCE THERMIQUE D'ENTREE  | 55 |
| V-2-1    | Température de sortie maintenue constante   |    |
| V-2-2    | Flux de sortie nul  | 56 |
| V-2-3    | Relation linéaire entre flux et température de surface  |    |
| V-3      | REPONSE EN FREQUENCE DES SYSTEMES   |    |
| V-3-1    | Réponse de quelques matériaux tricouches  |    |
| V-3-2    | Résultats des simulations   | 57 |
| [VI]     | APPLICATION DE L'ANALYSE DES TRANSFERTS THERMIQUES DANS LES MATERIAUX TRICOUCHE A LA DETECTION ET LA LOCALISATION DES DEFAUTS                           | 61 |
| VI-1     | CAS PARTICULIERS DE TRICOUCHE   |    |
| VI-2     | DEFINITION DE "DEFAUT"  |    |
| VI-2-1   | Défaut de type résistif   | 62 |
| VI-2-2   | Défaut de type capacitif  | 63 |
| VI-3     | IMPEDANCE THERMIQUE D'ENTREE  | 64 |
| VI-3-1   | Anomalie de type résistif   |    |
| VI-3-2   | Anomalie de type capacitif  |    |
| VI-4     | PRESENTATION DU MODELE UTILISE  |    |
| VI-5     | RESULTATS DES SIMULATIONS   | 66 |
| VI-5-1   | Analyse spatiale paramétrée par la fréquence  |    |
| VI-5-1-1 | Défaut de type résistif   |    |
| VI-5-1-2 | Défaut capacitif  | 71 |
| VI-5-2   | Analyse fréquentielle   | 73 |
| VI-5-2-1 | Défaut de type résistif ou capacitif  |    |
| VI-6-3   | Détection des défauts   | 78 |



|                   |
|-------------------|
| C H A P I T R E B |
|-------------------|

|       |  |     |
|-------|--|-----|
| [I]   | PRINCIPES MIS EN OEUVRE  | 80  |
|       | I-1 INTRODUCTION   |     |
|       | I-2 IDENTIFICATION DE L'EFFUSIVITE THERMIQUE   |     |
|       | I-2-1 Analyse des variations hautes fréquences   | 84  |
|       | I-2-2 Détermination de l'effusivité des matériaux peu effusifs                                     | 85  |
|       | I-3 DISPOSITIF EXPERIMENTAL, CAPTEURS  | 87  |
|       | I-3-1 Description du dispositif expérimental   |     |
|       | I-3-2 Etalonnage des capteurs de flux  | 88  |
|       | I-3-2-1 Détermination du coefficient de sensibilité K en régime établi                             | 90  |
|       | I-3-2-2 Evaluation de la résistance et de la capacité thermiques équivalentes des capteurs de flux | 91  |
|       | I-3-2-3 Capteurs de température  | 93  |
|       | I-3-2-4 Résultats d'étalonnage   |     |
| [II]  | METHODE EXPERIMENTALE  | 94  |
|       | II-1 MESURE DE L'EFFUSIVITE THERMIQUE  |     |
|       | II-1-1 Identification dans le domaine temps  |     |
|       | II-1-2 Identification dans le domaine fréquence  |     |
|       | II-1-3 Résultats des mesures   | 95  |
|       | II-1-3-1 Essais de laboratoire   |     |
|       | II-2 ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX   | 105 |
|       | II-2-1 Mesures effectuées sur le verre à vitre   |     |
|       | II-2-2 Mesures effectuées sur le PVC   | 110 |
|       | II-2-3 Mesures effectuées sur le polystyrène   | 111 |
| [III] | MESURES IN SITU  | 113 |
|       | III-1 MESURES SUR SITE REEL  |     |
|       | III-2 ANALYSE DE LA RELATION FONCTIONNELLE RELIANT FLUCTUATIONS DE FLUX ET DE LA TEMPERATURE       | 114 |
|       | III-2-1 Paroi étudiée  | 115 |
|       | III-2-2 Instrumentation  |     |
|       | III-2-2-1 Capteurs de flux   |     |
|       | III-2-2-2 Capteurs de température  | 116 |
|       | III-2-2-3 Aquisition des données   |     |
|       | III-2-3 Essais réalisés  |     |
|       | III-2-3-1 Sur la face interne de la paroi  |     |
|       | III-2-3-2 Sur la face externe de la paroi  | 122 |
| [IV]  | DETECTION ET LOCALISATION DES DEFAUTS  | 128 |
|       | IV-1 PRINCIPE DE LA METHODE  |     |
|       | IV-2 DETECTION ET LOCALISATION   | 130 |
|       | IV-2-1 Essais de laboratoire   |     |
|       | IV-2-1-1 Dispositif expérimental   |     |
|       | IV-2-1-2 Essais réalisés   |     |
|       | IV-2-1-3 Détection et localisation d'une plaque isolante   | 131 |

|          |  |     |
|----------|--|-----|
| IV-2-1-4 | Détection et localisation d'une lame d'air                                     | 137 |
| IV-2-1-5 | Détection et localisation d'une plaque conductrice                             | 141 |
| IV-2-2   | Mesures in-situ  | 144 |
| IV-2-3   | Conclusion   | 146 |
| IV-2-4   | Intérêt , limites et possibilités de développement de la méthode expérimentale |     |

|                     |
|---------------------|
| C O N C L U S I O N |
|---------------------|

147

|               |
|---------------|
| A N N E X E S |
|---------------|

|    |  |     |
|----|--|-----|
| A1 | CONTROLE NON DESTRUCTIF PAR DES METHODES AUTRES QUE THERMIQUES | 150 |
| A2 | PROGRAMME ASYSTANT   | 152 |
| A3 | NOTION DE CORRELATION  | 156 |
| A4 | MESURE DE LA TEMPERATURE DE SURFACE                            | 160 |
| A5 | FENETRE DE PONDERATION DE BLACKMAN                             | 165 |
| A6 | CIRCUITS BIMETALLIQUES   | 167 |
| A7 | AUTRES MESURES SUR LES DEFAUTS                                 | 169 |

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

170

\* \* \* \* \*

## NOMENCLATURE

**Note 1** : certains paramètres thermophysiques (ex :  $a$  ,  $b$  ,  $\lambda$  ,  $\rho$  ,  $c$  ...) peuvent éventuellement être sans indice s'il n'est question que d'un seul milieu .

**Note 2** : les grandeurs surmontées de (\*) sont le résultat d'un adimensionnement (excepté  $\theta^*$  : température conjuguée)

**Note 3** : les fonctions de corrélation sont adimensionnées par rapport à leurs valeurs maximales.

**Note 4** : le symbole  $\gamma$  utilisé dans cette étude n'est pas homogène à la constante de propagation couramment utilisée mais au produit de cette constante par l'épaisseur de l'échantillon.

|   |                           |
|---|---------------------------|
| $\lambda$ : conductivité thermique                              | $W.m^{-1}.K^{-1}$         |
| $\rho$ : masse volumique  | $Kg.m^{-3}$               |
| $c$ : chaleur massique  | $J.Kg^{-1}.K^{-1}$        |
| $a$ : diffusivité thermique                                     | $m^2.s^{-1}$              |
| $b$ : effusivité thermique                                      | $J.K^{-1}.m^{-2}.s^{1/2}$ |
| $R$ : résistance thermique                                      | $K/W$                     |
| $h$ : coefficient d'échange                                     | $W/K$                     |
| $C$ : capacité thermique  | $J/K$                     |
| $t$ : variable temporelle                                       | $s$                       |
| $t_0$ : instant initial   | $s$                       |
| $\tau_c$ : temps caractéristique d'une paroi<br>d'épaisseur $l$ | $s$                       |
| $T$ : période   | $s$                       |
| $f$ : variable fréquentielle                                    | $Hz$                      |
| $\omega$ : pulsation  | $rd/s$                    |
| $p$ : variable de laplace                                       |                           |
| $x$ : variable spatiale   | $m$                       |
| $l$ : épaisseur de la paroi                                     | $m$                       |

$e$  : épaisseur du défaut m  
 $l_i$  : épaisseur de la couche  $i$  m  
 $T(x,t)$  : champ spatio-temporel  
de température  
 $T(t)$  : température temporelle  
 $\theta(\omega)$  : variation de la température  
 $\theta_i(\omega)$  : variation de la température de la face d'entrée de la couche  $i$   
 $\theta_{i+1}(\omega)$  : variation de la température de la face de sortie de la couche  $i$   
 $\Phi(x,t)$  : champ spatio-temporel  
de densité de flux  
 $\Phi(t)$  : densité de flux temporel  
 $\phi(\omega)$  : variation de la densité de flux  
 $\phi_i(\omega)$  : variation de flux de la face d'entrée de la couche  $i$   
 $\phi_{i+1}(\omega)$  : variation de flux de la face de sortie de la couche  $i$   
 $R_{xx}(\tau)$  : fonction d'autocorrélation  
 $R_{xy}(\tau)$  : fonction d'intercorrélation  
T.L : transformée de Laplace  
T.F : transformée de Fourier  
[M] : matrice de transition ou de transfert  
du système  
 $[M^{-1}]$  : matrice de transfert inverse  
 $h(t)$  : réponse impulsionnelle  
 $u(t)$  : réponse indicielle  
 $H(p)$  : fonction de transfert  
 $Z_c(p)$  ou  $Z_c(\omega)$  ou  $Z_c$  : impédance caractéristique  
 $Z_{ci}$  : impédance caractéristique de la couche  $i$   
 $Z_e(p)$  ou  $Z_e(\omega)$  ou  $Z_e$  : impédance thermique d'entrée  
 $|Z_e|$  : module de l'impédance d'entrée

$|Z_e$  : phase de l'impédance d'entrée

$Z_e(x)$  : impédance d'entrée spatiale

$S_{\phi\theta}(\omega)$  : densité spectrale d'interaction

$S_{\theta\theta}(\omega)$  : densité spectrale de puissance

(\*) : produit de convolution

[n] : références bibliographiques

[A] [B] ... : références bibliographiques groupées

\* \* \* \* \*

## INTRODUCTION

La mesure de flux thermique s'impose de plus en plus comme mesure de base pour représenter le déséquilibre énergétique entre un système et le milieu environnant. Les applications sont nombreuses notamment dans le domaine, de la commande des systèmes à partir de critères énergétiques ou de la caractérisation des parois en régime variable. La mesure de cette grandeur associée à celle d'une température de surface introduit naturellement la notion d'impédance thermique d'entrée. Cette notion fondamentale qui est à la base de notre travail a été rarement exploitée par les physiciens à cause des difficultés posées par la mesure des flux.

L'objectif de ce travail est de montrer l'intérêt du concept d'impédance ou d'admittance thermique d'entrée pour l'analyse des systèmes homogènes ou non.

En régime haute fréquence cette impédance s'identifie avec l'impédance caractéristique du milieu et permet l'identification de l'effusivité qui caractérise les transferts thermiques dans un milieu semi-infini. Cette formulation permet d'étendre les méthodes de la théorie des lignes à l'analyse des transferts d'énergie dans le domaine fréquence. Elle permet de rendre compte des perturbations introduites par les capteurs de flux.

Le résultat essentiel de ce travail est l'introduction d'une nouvelle méthode de contrôle thermique non destructif des systèmes conductifs par analyse des enregistrements de flux et de température dans le domaine fréquence.

Le grand avantage du travail est de présenter une méthode d'analyse unifiée applicable quelque soit la forme des sollicitations à traiter. Nous l'avons appliqué à des signaux expérimentaux approchant des sollicitations déterministes (essais en laboratoire) ou aléatoire (essais in-situ).

Dans la première partie de ce travail, nous rappelons de manière succincte les lois de bases régissant la transmission de la chaleur dans les milieux solides, et donnons le sens physique aux paramètres thermophysiques intervenant dans ces équations.

Dans la seconde partie, la résolution de l'équation de la chaleur dans le domaine de Laplace permet l'introduction de la notion de quadripôle et donc la notion de matrice de transfert en thermique. La relation matricielle, reliant les variations des grandeurs thermiques température et flux d'entrée, à celles de sortie est formellement analogue à la matrice de transition, en électronique, reliant les grandeurs électriques, tension et courant d'entrée à celles de sortie.

La notion de fonction de transfert est abordée pour les matériaux supposés homogènes et celle d'impédance d'entrée est largement développée et constituera la notion de base de la formulation théorique.

Nous montrons dans la partie expérimentale que la mesure de l'impédance d'entrée d'un milieu semi-infini ou d'un milieu de dimensions finies en se plaçant dans le domaine des hautes fréquences est à l'origine

d'une méthode d'identification de l'effusivité thermique ou de l'impédance caractéristique d'un système .La méthode développée, en utilisant le formalisme des fonctions de corrélation s'applique quelque soit la forme des sollicitations .

La mesure de l'impédance d'entrée est fondamentale et s'applique à la caractérisation des systèmes homogènes ou multicouches lorsqu'on s'impose une seule face d'accès au systèmes à tester.

La mise en oeuvre d'un logiciel de traitement a permis la modélisation de l'impédance d'entrée des systèmes homogènes de cette partie mais aussi des systèmes multicouches .

Les résultats de l'analyse de la réponse en fréquence des systèmes bicouches sont présentés dans la troisième partie.Ils sont appliqués à l'évaluation de la perturbation engendrée en régime variable par un capteur de flux dans la quatrième partie .Cette perturbation est étroitement liée au spectre de fréquence du signal appliqué mais aussi à la nature du matériau à tester.

L'extension de la notion de quadripôle, de matrice de transfert, et d'impédance d'entrée aux systèmes composites à trois couches est introduite dans la cinquième partie.

Les développements théoriques de la sixième partie ont été appliqués à l'introduction d'une méthode originale de contrôle thermique non destructif des matériaux .La modélisation des variations de l'impédance d'entrée d'un système unidirectionnel a montré que toute discontinuité de propriétés physiques (couche résistive ou capacitive localisée) pouvait être identifiée par analyse dans le domaine fréquence.

Dans la dernière partie relative aux résultats expérimentaux, nous présentons dans un premier temps les résultats d'identification de l'impédance caractéristique de quelques matériaux usuels par tests en laboratoire,et en site réel.L'analyse est ensuite effectuée, en se plaçant dans l'optique du contrôle non destructif en cherchant à mettre en évidence, à identifier et à localiser un éventuel défaut dans la structure.

## PRELIMINAIRE

### [P] CONSIDÉRATIONS GÉNÉRALES SUR LES MÉTHODES DE CONTRÔLE NON DESTRUCTIF ( CND ).

Parmi toutes les méthodes utilisées pour l'inspection des pièces fabriquées, des matériaux nouveaux ou de la vérification de la conformité au projet dans le système habitat, on peut citer celles à caractère destructif et celles à caractère non destructif.

Les premières consistent en l'inspection du produit par destruction partielle ou totale, ou sa soumission à un vieillissement accéléré afin de détecter une éventuelle anomalie morphologique mais de manière plus ou moins statistique. Ce type de contrôle se prête souvent mal à l'application compte tenu naturellement de son caractère destructif.

Les secondes, dont les variétés sont nombreuses, sont basées essentiellement sur une inspection du produit sans modification, tant que possible, de ses propriétés mécaniques, chimiques, électriques ou thermiques.

Dans cette partie nous allons nous limiter à citer brièvement quelques une de ces méthodes de CND d'abord, les non thermiques, puis celles reposant sur un procédé thermique.

#### [P-1] Méthodes de CND non thermiques

- méthodes basées sur la propagation d'ondes ultrasonores
- méthodes basées sur les modes de vibration de la structure inspectée
- émission acoustique
- radiographie
- méthodes optiques
- ...etc

Un bref descriptif de ces méthodes est présenté en annexe (A1).

#### [P-2] Méthodes de CND thermiques

Nous définissons les méthodes thermiques, comme étant des méthodes reposant sur l'analyse du champ de température, développé sur une partie plus ou moins étendue de l'échantillon à inspecter, dont certains aspects sont sujets à révéler l'existence d'un défaut interne, ou de toute variable physique qui lui serait suffisamment rattachée pour que sa connaissance puisse renseigner sur les propriétés thermiques locales du matériau.

Comparativement aux méthodes de caractérisation non destructives mentionnées jusqu'à présent, les méthodes thermiques sont particulièrement bien adaptées à l'évaluation des revêtements de type "barrière thermique" par exemple, car les procédés d'inspection empruntent alors ces mêmes voies qui régissent le comportement du matériau en service.



### [P-3] méthodes thermiques passives et actives

Parmi les méthodes thermiques appliquées au CND on fait généralement la distinction entre les méthodes passives et les méthodes actives.

Les méthodes passives sont celles où l'injection d'énergie dans le matériau, qui permet d'en révéler sa morphologie est partie intégrante de son processus d'élaboration ou des conditions de service normales et donc sans qu'une intervention particulière de la part du contrôleur soit nécessaire. Autrement dit, le champ de température est simplement analysé et non spécifiquement provoqué, c'est le cas des mesures in situ par exemple.

Par contre les méthodes dites "actives" se distinguent par leur caractère "interventionniste" quant à l'apport d'énergie. Celui-ci fait se développer un champ de température qui est étranger à l'utilisation normale du système testé. Le mode d'intervention peut être optimisé pour que soient révélés des caractères particuliers de sa morphologie ou des défauts spécifiques. C'est le cas des mesures en laboratoire.

Parmi les méthodes thermiques actives on peut distinguer celles, qui sont basées sur une excitation mécanique et celles basées sur excitation en flux thermique. Ces dernières englobent toutes celles utilisant une excitation soit en flux rayonné à distance ou par un échange thermique par convection ou par absorption de la chaleur par contact avec le système à inspecter.

#### [P-3-1] Excitation mécanique

Parmi les méthodes basées sur une excitation mécanique nous citons essentiellement : la vibrothermographie.

Lorsqu'une structure composite est soumise à un test de fatigue, des défauts peuvent se révéler par l'apparition de "points chauds" sur une image thermique acquise au moyen d'une caméra infrarouge. La dissipation de chaleur est attribuée à une concentration de contraintes au voisinage de ces défauts [66]. Vu la technique d'excitation, cette méthode ne peut prétendre être non destructive, et on lui préfère une autre version où l'excitation est produite par transducteur acoustique mais dont le résultat est le même [67].

#### [P-3-2] Excitation radiative

La majorité des méthodes thermiques empruntant cette voie reposent essentiellement sur l'analyse du champ de température représentant la réponse du système à inspecter à une excitation en flux. L'exploitation des variations de température permet de tirer avantage de leur corrélation avec les caractéristiques thermiques locales et ainsi réaliser une image thermique. Les contrastes révélant la présence des défauts dans les structures à tester sont particulièrement accentués en régime transitoire.

Le type de ces excitations dépend naturellement des objectifs recherchés mais aussi des moyens utilisés. On peut citer ,les régimes pulsés ,les excitations en échelon et les modes pseudo-aléatoire.

L'approche avec excitation pseudo-aléatoire, combinée avec un traitement de signal basé sur les propriétés de la fonction de corrélation entre l'excitation et le signal résultant a été peu fréquemment adoptée dans le domaine photothermique. [68] [69]. Une autre variante de ces méthodes est celle basée sur l'exploitation des déphasages entre les grandeurs d'entrée et celles de sortie pour la description de la morphologie du matériau à inspecter, et celles basées sur l'exploitation uniquement des grandeurs thermiques d'entrée [63].

Les méthodes de contrôle non destructif basées sur la propagation d'ondes thermiques exploitent les notions d'ondes transmises et réfléchies. Ces méthodes de développement relativement simples sur le plan théorique ont connu à ce jour peu d'applications , compte tenu de la difficulté de mise en oeuvre de ce concept en laboratoire.

Une autre approche qui sera utilisée dans ce travail introduit la notion d'impédance thermique [64][71][73] qui permet, par comparaison avec celle d'un matériau "sain" de diagnostiquer d'éventuelles anomalies.

\* \* \* \* \*

## [A-1] TRANSMISSION DE LA CHALEUR PAR CONDUCTION

Dans cette partie, nous rappelons de manière succincte les équations de bases qui régissent la transmission de la chaleur par conduction dans un milieu homogène et isotrope.

Nous rappelons aussi les définitions et le sens physique des paramètres fondamentaux intervenant dans les équations de la chaleur (A).

### [I-1] LOI DE FOURIER

Considérons, dans un milieu homogène et isotrope soumis à des sollicitations thermiques d'origines externes transmises par conduction, un domaine D limité par une surface  $\Sigma$ , figure (I-1).

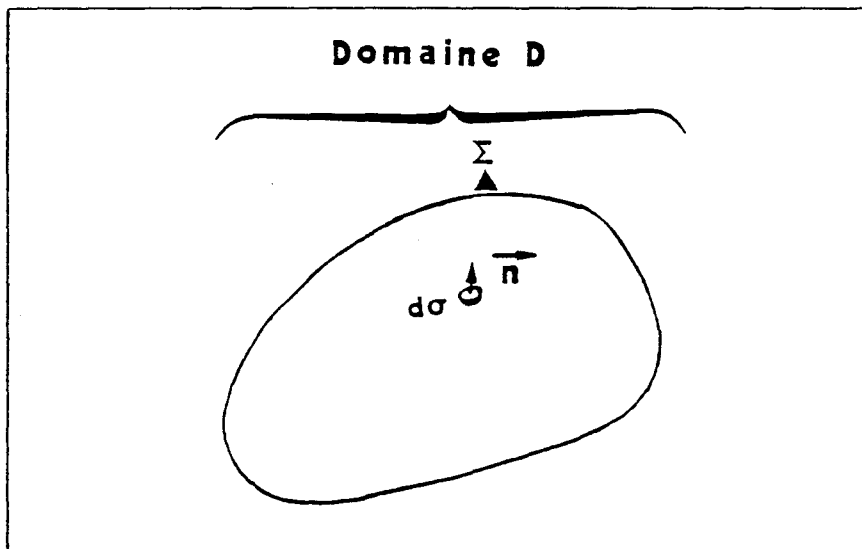


figure (I-1)

Soit  $T(x,y,z,t)$  la température à l'instant  $t$  en chaque point du domaine D, la quantité de chaleur qui traverse un élément de surface  $d\sigma$  dans le sens de la normale pendant le temps  $dt$  est liée au champ de température par la loi de Fourier :

$$dQ = -\lambda \cdot \overrightarrow{\text{grad } T} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma \cdot dt \quad (\text{I-1})$$

$\vec{n}$  : normale unitaire vers l'extérieur de  $d\sigma$ .  
 $\lambda$  : paramètre positif caractéristique du milieu appelé conductivité thermique . Il s'exprime en  $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ .

Le signe (-) de la relation (I-1) montre que les transferts de chaleur ont lieu dans le sens des températures décroissantes.

### [I-2] FLUX THERMIQUE ET DENSITE DE FLUX

Pour décrire les échanges thermiques, il est commode d'introduire la densité de flux thermique qui s'exprime en  $W/m^2$ , définie par la relation

$$\phi = \frac{d Q}{d\sigma . dt} \quad (I-2)$$

et le vecteur densité :

$$\vec{\phi} = - \lambda . \text{grad } T \quad (I-3)$$

de sorte que la loi de Fourier s'écrit :

$$\frac{d Q}{d t} = \vec{\phi} . \vec{n} . d\sigma \quad (I-4)$$

### [I-3] EQUATION DE LA CHALEUR

Dans un milieu matériel de caractéristiques thermiques  $\lambda, \rho, c$  soumis à des sollicitations thermiques, le champ de température  $T(x, y, z, t)$  est solution de l'équation de la chaleur qui admet une solution unique lorsque les conditions aux limites et les conditions initiales sont précisées.

$$\frac{\delta T}{\delta t} = a . \Delta T \quad (I-5)$$

- $\lambda$  : conductivité thermique
- $\rho$  : masse volumique
- $c$  : chaleur massique

$\Delta T$  : représente le laplacien du champ thermique  $T(x, y, z, t)$

$$\Delta T = \frac{\delta^2 T}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 T}{\delta y^2} + \frac{\delta^2 T}{\delta z^2} \quad (I-6)$$

avec  $a = \frac{\lambda}{\rho c}$  est la diffusivité thermique du milieu et s'exprime en  $m^2 s^{-1}$ .

Un cas pratique important est celui d'un système plan dont les dimensions transversales sont importantes vis à vis de l'épaisseur. (paroi monodimensionnelle), figure (I-2).

Les plans de section droite sont isothermes et le milieu peut être assimilé à un système monodimensionnel. Dans ces conditions le Laplacien n'a qu'une composante non nulle (suivant la direction Ox) et l'équation (I-6) s'écrit :

$$\frac{\delta T(x,t)}{\delta t} = a \cdot \frac{\delta^2 T(x,t)}{\delta x^2} \quad (I-7)$$

C'est l'équation de la diffusion thermique dans un milieu monodimensionnel, homogène, à diffusivité constante.

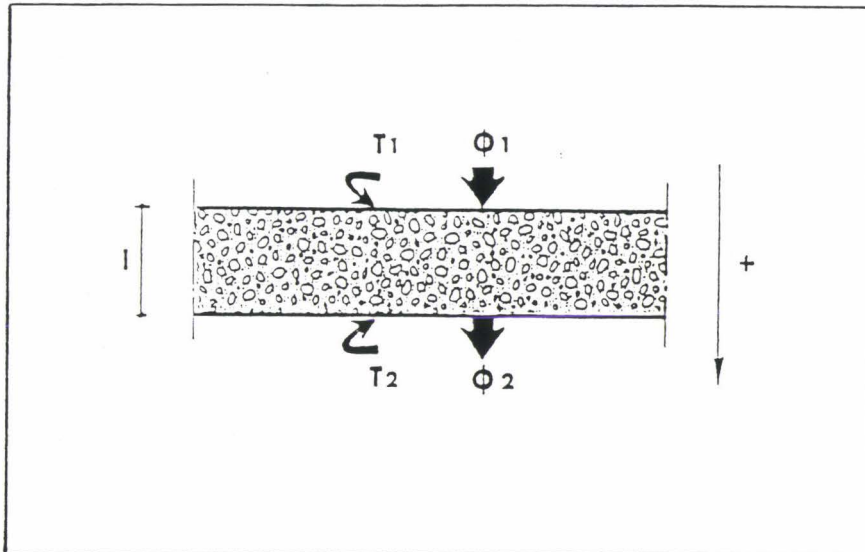


figure (I-2)

#### [I-4] CONDITIONS AUX LIMITES

Les conditions limites caractérisent les échanges thermiques sur les faces extrêmes  $x = 0$  et  $x = l$ , entre le système et le monde extérieur.

Sur la face  $x = 0$ , il y a continuité du champ de température :

$$T(0-\varepsilon, t) = T(0, t) \text{ lorsque } \varepsilon \rightarrow 0 \quad (I-8)$$

il y a également conservation du flux :

$$\phi(0-\varepsilon, t) = \phi(0, t) = -\lambda \cdot \frac{\delta T(0, t)}{\delta x} \quad (I-9)$$

lorsque  $\varepsilon \rightarrow 0$

On ne peut imposer simultanément le flux thermique et la variation de température en  $x = 0$ . On considère généralement des conditions limites à

-température imposée : la valeur du flux étant déterminée lorsque l'on connaît les caractéristiques de la paroi.

-flux imposé : la température de surface en  $x = 0$  représentant cette fois la réponse du système.

-lorsque la surface  $x = 0$  est en contact avec un fluide de température  $T_f$ , on aura une condition limite de la forme :

$$\phi(0, t) = h ( T_f - T(0, t) ) \quad (I-10)$$

$h$  est le coefficient d'échange exprimé en  $W/m^2.K$ , il est représentatif des échanges par convection et rayonnement à la face  $x = 0$ , figure (I-3).

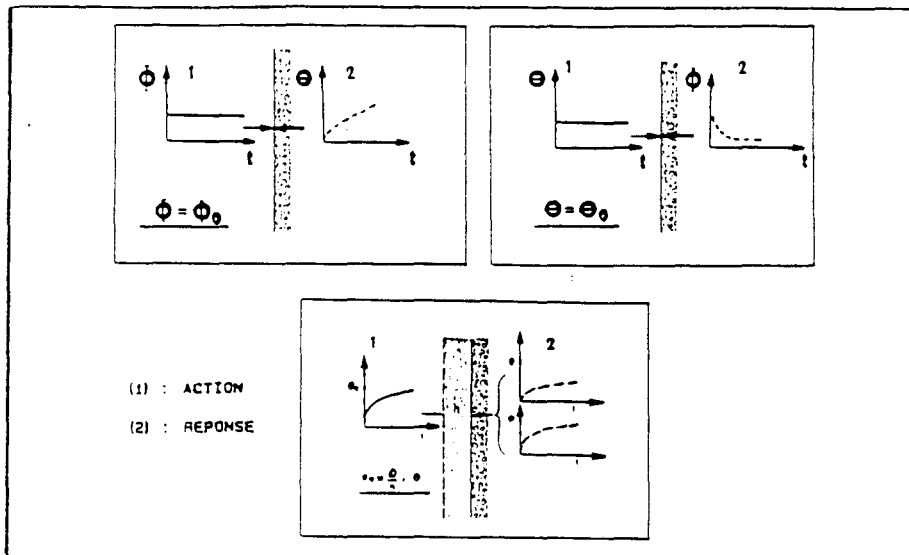


figure (I-3)

### [I-5] CONDITIONS INITIALES

L'évolution thermocinétique en régime transitoire dépend des conditions initiales. Il faut, pour déterminer cette évolution connaître l'expression analytique du champ thermique initial.

$$T(x, t) = T(x, 0) \quad (I-11)$$

de sorte que, la solution de l'équation vérifie cette condition lorsque l'on fait tendre le temps vers zéro.

### [I-6] CARACTERISTIQUES THERMIQUES DES MATERIAUX

La transmission de la chaleur par conduction dans un milieu met en jeu trois grandeurs essentielles :

- la conductivité thermique " $\lambda$ "
- l'effusivité thermique " $b$ "
- la diffusivité thermique " $a$ ".

#### [I-6-1] Conductivité thermique

La conductivité traduit l'aptitude d'un matériau à conduire plus ou moins la chaleur. A ce paramètre, on associe souvent la résistance thermique  $R$  caractéristique de régime établi.

Si l'on considère la paroi plane d'épaisseur  $l$  de la figure (I-2) soumise sur une de ses faces à une température  $T_1$  et, sur son autre face à

une température  $T_2$  et , si  $T_1$  et  $T_2$  ne varient pas dans le temps, il s'établit dans cette paroi un flux constant :

$$\phi = \frac{T_1 - T_2}{R} \quad \text{en (W)} \quad (I-12)$$

Le vecteur flux étant dirigé vers la face la plus froide de la paroi. On montre simplement à partir de la loi de Fourier que la résistance thermique d'une paroi plane d'épaisseur  $l$  et de section  $s$  est donnée par la relation :

$$R = \frac{l}{\lambda \cdot s} \quad \text{en K/W} \quad (I-13)$$

### [I-6-2] Effusivité thermique

Le flux thermique pénétrant dans une paroi initialement à la température uniforme  $T_0$  et , dont la face d'entrée est portée à une température constante  $T_1$  est proportionnel à  $(T_1 - T_0)$  et à la grandeur  $b$  définie par :

$$b = \sqrt{\lambda \rho c} \quad \text{en } J \cdot K^{-1} \cdot m^{-2} \cdot s^{-1/2} \quad (I-14-a)$$

Ce paramètre caractéristique du milieu appelé effusivité thermique, joue un rôle important dans les problèmes de mise en contact brusque de deux corps à température différentes. On montre en effet que deux corps plans dont les températures  $T_1$  et  $T_2$  mis en contact à l'instant zéro, prennent à leur surface commune une température  $T_0$  indépendante du temps. Le corps de plus forte effusivité a tendance à imposer à la surface commune une température voisine de la sienne propre.

On montre que :

$$b = \sqrt{C/R} \quad (I-14-b)$$

où  $C$  est la capacité thermique de la paroi d'épaisseur  $l$  et de section  $s$

$$C = \rho \cdot c \cdot l \cdot s \quad (I-15)$$

### [I-6-3] Diffusivité thermique

La diffusivité thermique caractérise la vitesse de propagation d'une sollicitation thermique dans un milieu donnée.

Si l'on considère une paroi semi-infinie soumise sur sa face d'entrée d'abscisse  $x = 0$  à une sollicitation thermique à l'instant zéro , cette sollicitation mettra un certain temps pour provoquer un effet sensible à la profondeur  $x = l$  . Ce "retard thermique de pénétration relatif à l'épaisseur  $l$ " est proportionnel à la diffusivité thermique du matériau :

$$a = \frac{\lambda}{\rho \cdot c} \quad \text{en } m^2 \cdot s^{-1} \quad (I-16)$$

A partir des expressions de l'effusivité et de la diffusivité on montre que :

$$a.RC = l^2$$

Le produit R.C est homogène à un temps  $\tau_c$  défini par :

$$\tau_c = \frac{l^2}{a} \quad (I-17)$$

appelé temps caractéristique de Fourier de l'épaisseur  $l$ . Il traduit l'inertie thermique de la paroi .

\* \* \* \* \*



[A-II] RESOLUTION DE L'EQUATION DE LA CHALEUR



## [A-II] RESOLUTION DE L'EQUATION DE LA CHALEUR

### [II-1] POSITION DU PROBLEME

L'état thermique local d'un système en évolution en fonction du temps est défini lorsque l'on connaît les deux grandeurs thermiques flux et variation de température, analogue à la connaissance en électricité en un point d'un circuit du courant électrique et de la variation de la tension.

par résolution de l'équation de Fourier on peut introduire une matrice de transfert permettant de définir l'état en un point d'abscisse  $x_1$  par  $\theta(x_1, t)$  ;  $\phi(x_1, t)$ , à partir de l'état supposé connu en un autre point du système d'abscisse  $x_0$  défini par  $\theta(x_0, t)$  ;  $\phi(x_0, t)$ .

Si on considère une paroi plane d'épaisseur  $l$  faible vis à vis de ses dimensions transversales (hypothèse d'un système monodimensionnel), et si elle est soumise à une sollicitation thermique définie par les valeurs des températures et flux thermiques sur l'entrée et la sortie de la paroi figure(II-1).

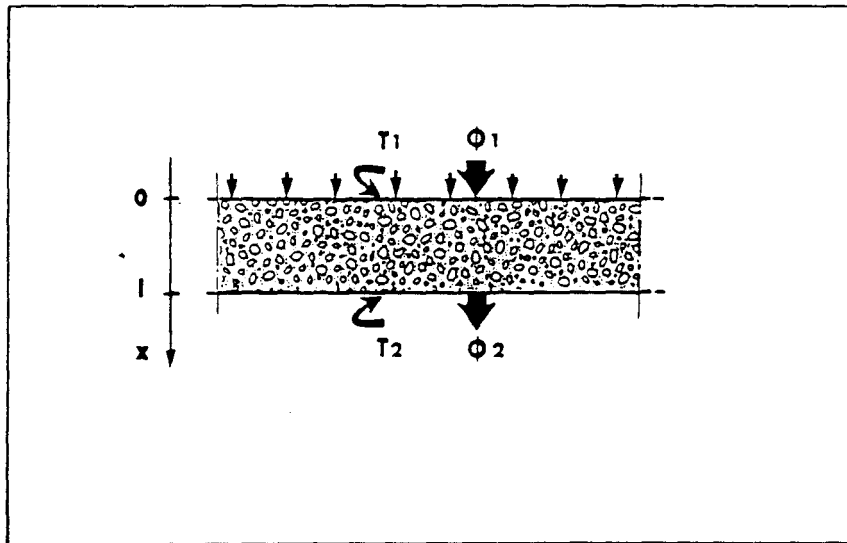


figure (II-1)

L'évolution du champ de température dans la paroi est solution de l'équation de Fourier :

$$a. \quad \frac{\delta^2 T(x, t)}{\delta x^2} = \frac{\delta T(x, t)}{\delta t} \quad (II-1)$$

à cette équation nous associons la loi de Fourier :

$$\phi(x,t) = -\lambda \cdot \frac{\delta T(x,t)}{\delta x} \quad (\text{II-2})$$

avec les conditions aux limites :

$$\begin{aligned} \text{pour } x = 0 \quad T(x,t) &= T(0,t) \\ \phi(x,t) &= \phi(0,t) \end{aligned} \quad (\text{II-3})$$

$$\begin{aligned} \text{pour } x = 1 \quad T(x,t) &= T(1,t) \\ \phi(x,t) &= \phi(1,t) \end{aligned} \quad (\text{II-4})$$

et la condition initiale représentative de l'équilibre thermique à l'instant initial :

$$T(x,0) = 0 \quad \text{pour } t = 0 \quad (\text{II-5})$$

### [II-2] SOLUTION DU PROBLEME

Pour résoudre le système d'équations différentielles ci-dessus, en tenant compte des conditions aux limites et de la condition initiale, nous effectuons le passage du domaine temporel au domaine de Laplace où nous obtenons des équations différentielles dont la résolution est plus simple.

Soit  $\theta(x,p)$  et  $\phi(x,p)$  les transformées de Laplace des variations de la température  $T(x,t)$  et du flux  $\phi(x,t)$  définies par :

$$\theta(x,p) = T.L [T(x,t)] = \int_0^{\infty} T(x,t) \cdot \exp(-pt) \cdot dt \quad (\text{II-6})$$

$$\text{et } \phi(x,p) = T.L [\phi(x,t)] = \int_0^{\infty} \phi(x,t) \cdot \exp(-pt) \cdot dt.$$

Les résultats du calcul opérationnel (II-6) (8) permettent de ramener l'équation (II-1) à une équation différentielle ordinaire :

$$a \cdot \frac{d^2}{dx^2} [\theta(x,p)] = p \cdot \theta(x,p) - T(x,0) \quad (\text{II-7})$$

pour des conditions initiales identiquement nulles (état isotherme)

$$\begin{aligned} \phi(x,0) = 0 \quad \text{et} \quad \theta(x,0) = 0 \quad \text{pour } 0 < x < 1 \\ \text{avec } T(x,t) = T(x,0) + \theta(x,t) \end{aligned}$$

$\theta(x,t)$  étant la variation de la température dans un plan d'abscisse  $x$ .

$$\text{il vient: } \frac{d^2}{dx^2} [\theta(x,p)] - \frac{p}{a} \cdot \theta(x,p) = 0 \quad (\text{II-8})$$

L'équation du flux se met sous la forme opérationnelle :

$$\phi(x,p) = -\lambda \cdot \frac{\delta}{\delta x} \theta(x,p) \quad (\text{II-9})$$

de même, les conditions aux limites (II-3) et (II-4) s'écrivent :

$$\theta(0,p) ; \phi(0,p) \quad \text{pour } x = 0 \quad (\text{II-10})$$

$$\theta(1,p) ; \phi(1,p) \text{ pour } x = 1 \quad (\text{II-11})$$

et compte tenu des conditions aux limites , la solution (10) se met sous la forme matricielle : (II-12)

$$\begin{bmatrix} \theta(x,p) \\ \phi(x,p) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \text{Ch}\sqrt{p/a} \cdot x & (-1/(b\sqrt{p})) \text{Sh}\sqrt{p/a} \cdot x \\ -b\sqrt{p} \cdot \text{Sh}\sqrt{p/a} \cdot x & \text{Ch}\sqrt{p/a} \cdot x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta(0,p) \\ \phi(0,p) \end{bmatrix}$$

état thermique du système à la sortie

matrice de transfert associée à la paroi

état thermique à l'entrée

soit sous la forme :

(II-13)

$$\begin{bmatrix} \theta(x,p) \\ \phi(x,p) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & -B \\ -C & A \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta(0,p) \\ \phi(0,p) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \theta(0,p) \\ \phi(0,p) \end{bmatrix}$$

de matrice inverse :

(II-14)

$$\begin{bmatrix} \theta(0,p) \\ \phi(0,p) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & A \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta(x,p) \\ \phi(x,p) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta(x,p) \\ \phi(x,p) \end{bmatrix}$$

Dans le cas d'une paroi d'épaisseur  $x = 1$  la relation précédente exprime la dépendance entre l'état thermique de sortie et l'état thermique de l'entrée par la relation :

(II-15)

$$\begin{bmatrix} \theta(1,p) \\ \phi(1,p) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \text{Ch}\sqrt{p/a} \cdot 1 & (-1/b\sqrt{p}) \cdot \text{Sh}\sqrt{p/a} \cdot 1 \\ -b\sqrt{p} \cdot \text{Sh}\sqrt{p/a} \cdot 1 & \text{Ch}\sqrt{p/a} \cdot 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta(0,p) \\ \phi(0,p) \end{bmatrix}$$

Plus généralement, la connaissance de deux grandeurs thermiques quelconques , dans le matériau ou sur ses frontières , permet de déterminer l'évolution thermocinétique en importe quel point de ce matériau.

### [II-3] QUADRIPOLE EQUIVALENT

#### [II-3-1] paroi homogène

La matrice [ M ] définie par la relation (II-13) est connue sous l'appellation "Matrice chaîne" en électricité , son déterminant a une

propriété remarquable :

$$A^2 + B.C = \text{Ch}^2 \sqrt{p/a} \cdot x + \text{Sh}^2 \sqrt{p/a} \cdot x = 1 \quad (\text{II-16})$$

La relation inverse s'exprime facilement par l'équation :

$$\begin{bmatrix} \theta(0,p) \\ \phi(0,p) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \text{Ch} \sqrt{p/a} \cdot l & (1/b\sqrt{p}) \cdot \text{Sh} \sqrt{p/a} \cdot l \\ b\sqrt{p} & \text{Sh} \sqrt{p/a} \cdot l \\ & & \text{Ch} \sqrt{p/a} \cdot l \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta(l,p) \\ \phi(l,p) \end{bmatrix} \quad (\text{II-17})$$

Cette relation exprime l'état d'entrée en fonction de l'état de sortie.

Ce modèle de représentation introduit la notion de système thermique à "constantes réparties" dans lequel l'état thermique local est une fonction du temps et des coordonnées d'espace (41) (43).

À la matrice (II-15) on peut associer un quadripôle caractérisé par deux paramètres, résistance et capacité linéiques figure(II-2).

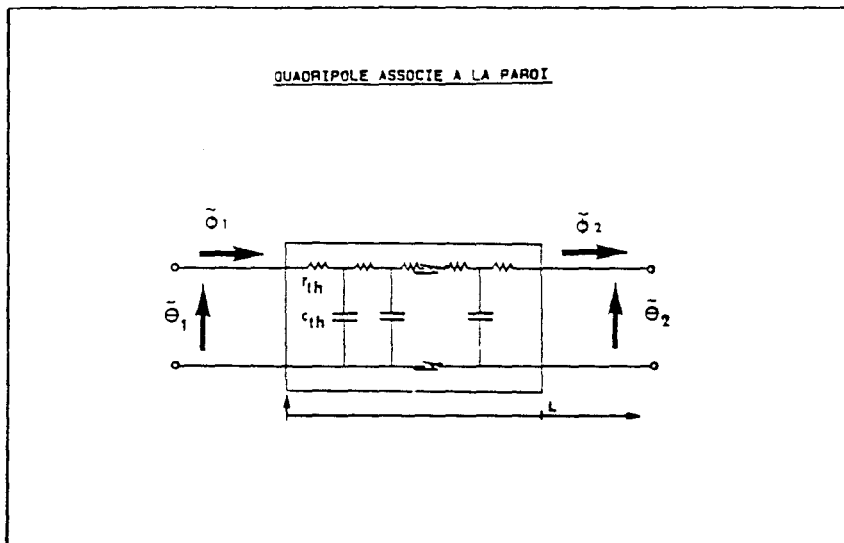


figure (II-2)

( $r_{th}$  : résistance thermique linéique ,  $c_{th}$  : capacité thermique linéique)  
analogue au quadripôle électrique de la figure(II-3).

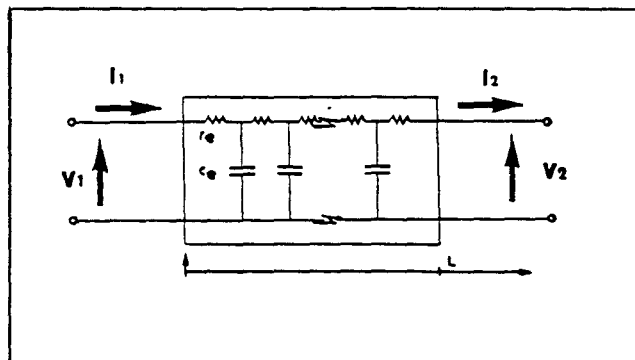


figure (II-3)

( $r_e$  : résistance électrique linéique ,  $c_e$  : capacité électrique linéique)

Le schéma équivalent de la figure (II-2) est établi à partir de l'analogie formelle Electricité-Thermique. A une température on fait correspondre un potentiel électrique et à un flux thermique on fait correspondre un courant électrique et inversement :

$$\begin{aligned} \theta(x,p) &\longleftrightarrow V(x,p) \\ \phi(x,p) &\longleftrightarrow I(x,p) \end{aligned}$$

### [II-3-2] Mise en cascade de plusieurs quadripôles

En thermique comme en électricité, la mise en cascade de plusieurs quadripôles, se traduit par le produit des matrices dans le sens inverse ou dans le sens direct, selon qu'on cherche à exprimer les grandeurs de sortie en fonction de celles de l'entrée ou inversement [8].

Pour un système thermique et, dans le cas général d'un multicouche, on peut aussi définir une matrice de transfert représentative de la dépendance entre les grandeurs d'entrée et celles de sortie.

Dans ce cas, nous aurons une relation matricielle de la forme:

$$\begin{bmatrix} \theta_{n+1}(p) \\ \phi_{n+1}(p) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & -B \\ -C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_1(p) \\ \phi_1(p) \end{bmatrix} \quad (II-18)$$

$\theta_{n+1}(p)$  et  $\phi_{n+1}(p)$  étant les variations de la température et de la densité de flux à la sortie de la  $n^{\text{ème}}$  couche et,  $\theta_1(p)$  et  $\phi_1(p)$  étant les variations de la température et de la densité de flux à l'entrée de la première couche.

$A = D$  lorsque le système est symétrique. Pour un tel système on a la propriété :

$$A \cdot D + B \cdot C = 1 \quad (II-19)$$

Dans les chapitres qui suivent nous étudierons en détail les systèmes multicouches et particulièrement les "bicouches" et les "tricouches".

### [II-4] FONCTIONS DE TRANSFERT

Les échanges thermiques dans une paroi sont représentés par une équation matricielle reliant flux et variations de températures dans un plan, en fonction des quantités analogues définies dans un autre plan. L'état thermique local est défini dans chacun des plans de section droite lorsque l'on connaît  $\theta(x)$  et  $\phi(x)$ . Comme on a vu, ce modèle de représentation introduit la notion de système thermique à "constantes réparties" dans lequel, l'état thermique local est une fonction du temps et des coordonnées d'espace. L'état d'un tel système ne peut d'ailleurs être représenté analytiquement lorsque le système est hétérogène.

La représentation de l'état d'un système fait intervenir une température variable suivant les coordonnées d'espace. On ne peut donc représenter le stockage de la chaleur par une capacité unique puisque l'on

ne saurait quelle température lui attribuer. De la même façon, le flux de chaleur n'a pas une valeur unique et il n'est pas possible d'attribuer une résistance thermique de valeur unique à la paroi. Nous sommes en présence d'un système à "constantes distribuées" dont le comportement en régime variable est complexe.

Pour simplifier l'étude, nous nous limitons à l'étude de la relation entre flux et variations de température  $\theta_1, \theta_2, \phi_1$  et  $\phi_2$  mesurables sur les surfaces limites de la paroi. Cette façon de voir introduit la notion de "boîte noire" en thermocinétique. Les propriétés du système sont caractérisées par la réponse à des signaux du type sinusoïde, échelon, etc.

#### [II-4-1] Définition

La théorie des systèmes [E] introduit, pour modéliser la réponse, la notion de fonction de transfert définie par la relation :

$$H(p) = Y(p) / X(p) \quad (II-20)$$

$Y(p)$  étant le signal de sortie lorsque le système est sollicité par le signal  $X(p)$ . La fonction de transfert est un modèle valable lorsque les conditions initiales sont nulles.

Ayant défini une relation matricielle entre flux thermique et variations de température, il est possible de définir plusieurs fonctions de transfert lorsque l'on précise les conditions aux limites.

Pour une paroi homogène d'épaisseur  $x$ , la relation matricielle (II-13) peut se mettre sous la forme :

$$\begin{bmatrix} \theta_2(p) \\ \phi_2(p) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & -B \\ -C & A \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_1(p) \\ \phi_1(p) \end{bmatrix} \quad (II-21)$$

$(\theta_2(p) ; \phi_2(p))$  : grandeurs thermiques sur la face de sortie.

$(\theta_1(p) ; \phi_1(p))$  : grandeurs thermiques sur la face d'entrée.

$$\begin{aligned} A &= Ch\sqrt{p/a} \cdot x \\ B &= (Sh\sqrt{p/a} \cdot x) / b\sqrt{p} \cdot x \\ C &= b\sqrt{p} \cdot Sh\sqrt{p/a} \cdot x \end{aligned}$$

ou inversement :

$$\begin{bmatrix} \theta_1(p) \\ \phi_1(p) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & A \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_2(p) \\ \phi_2(p) \end{bmatrix} \quad (II-22)$$

Compte tenu des relations ci-dessus, il est possible d'établir une relation entre deux variables si l'on impose une contrainte sur une



troisième variable. Cette contrainte est généralement réalisée de façon expérimentale en imposant température ou flux superficiel du matériau.

#### [II-4-2] Fonction de transfert en flux

La fonction de transfert en flux est définie par le rapport du flux de sortie par le flux d'entrée lorsque la surface de sortie est maintenue à température constante :

$$H_{\phi}(p) = \left[ \frac{\phi_2(p)}{\phi_1(p)} \right]_{\theta_2=0} = \frac{1}{A} = 1/Ch\sqrt{p/a.x} \quad (\text{II-23})$$

#### [II-4-3] Fonction de transfert en température

La fonction de transfert en température est définie par le rapport de la température de sortie par la température d'entrée lorsque la sortie est isolée :

$$H_{\theta}(p) = \left[ \frac{\theta_2(p)}{\theta_1(p)} \right]_{\phi_2=0} = \frac{1}{A} = 1/Ch\sqrt{p/a.x} \quad (\text{II-24})$$

Il en résulte deux méthodes expérimentales possibles pour identifier le coefficient A. Il faut alors maintenir soit isotherme, soit isolée la face de sortie.

#### [II-4-4] Fonction de transfert température-flux

De la même façon, le coefficient B de la matrice de transfert peut être déterminé à partir de la fonction de transfert :

$$H_{\theta\phi}(p) = \left[ \frac{\phi_2(p)}{\theta_1(p)} \right]_{\theta_2=0} = \frac{1}{B} = bv\sqrt{p} / (Sh\sqrt{p/a.x}) \quad (\text{II-25})$$

#### [II-4-5] Fonction de transfert flux-température

pour le coefficient C, on aura :

$$H_{\phi\theta}(p) = \left[ \frac{\theta_2(p)}{\phi_1(p)} \right]_{\phi_2=0} = \frac{1}{C} = 1/(bv\sqrt{p} Sh\sqrt{p/a.x}) \quad (\text{II-26})$$

De ces résultats, il est évident que la fonction de transfert d'une paroi est un modèle représentatif de l'évolution du système compte tenu des conditions limites imposées sur les surfaces limites. La fonction de transfert a été définie pour des conditions initiales identiquement

nulles.

[II-5] IMPEDANCE THERMIQUE D'ENTREE

[II-5-1] Définition

Le comportement dynamique d'un système linéaire, à paramètres constants peut être décrit par son impédance d'entrée, reliant les variations de flux et de la température au niveau de sa face d'entrée. Elle est définie lorsque les conditions limites sont précisées, par le rapport :

$$Z_e(p) = \theta_1(p) / \phi_1(p) \quad (II-27)$$

cette relation est tout à fait générale et applicable quelques soient les variations autour d'une valeur moyenne, et ne dépend que des paramètres thermophysiques de la paroi considérée et des conditions limites imposées au système. Elle s'applique particulièrement aux variations périodiques. En posant  $p = j\omega$  dans la relation matricielle (II-12) .

Il vient :

$$\begin{bmatrix} \theta(x, \omega) \\ \phi(x, \omega) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \text{Ch}\sqrt{j\omega/a} \cdot x & -(2/b\sqrt{j\omega}) \text{Sh}\sqrt{j\omega/a} \cdot x \\ -b\sqrt{j\omega} \text{Sh}\sqrt{j\omega/a} \cdot x & \text{Ch}\sqrt{j\omega/a} \cdot x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta(0, \omega) \\ \phi(0, \omega) \end{bmatrix} \quad (II-28)$$

et de matrice inverse :

$$\begin{bmatrix} \theta(0, \omega) \\ \phi(0, \omega) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \text{Ch}\sqrt{j\omega/a} \cdot x & (1/b\sqrt{j\omega}) \text{Sh}\sqrt{j\omega/a} \cdot x \\ b\sqrt{j\omega} \text{Sh}\sqrt{j\omega/a} \cdot x & \text{Ch}\sqrt{j\omega/a} \cdot x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta(x, \omega) \\ \phi(x, \omega) \end{bmatrix} \quad (II-29)$$

[II-5-2] Milieu semi-infini - impédance caractéristique

Dans le cas d'un milieu semi-infini, les variations de température sont nulles pour des épaisseurs assez grandes :

$$\theta(x, \omega) \rightarrow 0 \quad \text{lorsque} \quad x \rightarrow \infty$$

il vient alors d'après la relation (II-29) :

$$\theta(0, \omega) \text{Ch}\sqrt{j\omega/a} \cdot x - \phi(0, \omega) (1/b\sqrt{j\omega}) \text{Sh}\sqrt{j\omega/a} \cdot x = 0$$

et comme  $\text{th}\sqrt{j\omega/a} \cdot x \rightarrow 1$  pour  $x \rightarrow \infty$ , alors :

$$\begin{aligned} \theta(0, \omega) / \phi(0, \omega) &= Z_c \\ &= 1 / (b\sqrt{j\omega}) \end{aligned} \quad (II-30)$$

$Z_c$  est appelée impédance caractéristique du milieu. Elle s'identifie avec l'impédance d'entrée dans le cas d'un milieu semi-infini. Pour un tel système, toute sollicitation en flux ou température, ne dépend que de la seule caractéristique thermophysique  $b$  du matériau.

L'oscillation de température est en retard de  $\pi/4$  sur l'oscillation de flux, quelles que soient les conditions expérimentales pourvu que le milieu puisse être considéré comme étant semi-infini.

[II-5-3] Milieu de dimensions finies

Dans le cas d'un milieu de dimensions finies, l'impédance d'entrée dépend en plus de l'effusivité, de la diffusivité et de l'épaisseur du milieu, de l'état thermique imposée à la sortie.

[II-5-3-1] Température de sortie maintenue constante

Lorsque la paroi considérée, est sollicitée à son plan d'entrée par des variations de flux ou de température de formes quelconques est de dimensions finies, et si l'on impose à la face de sortie des variations de température nulles ou négligeables ( $\theta(x, \omega) = 0$ ), figure (II-4), à partir de la relation (II-29) l'impédance thermique d'entrée se définit par :

$$Z_e(\omega) = \frac{\theta(0, \omega)}{\phi(0, \omega)} = \frac{1}{bv\sqrt{j\omega}} \operatorname{th}\sqrt{j\omega/a} \cdot x \quad (\text{II-31})$$

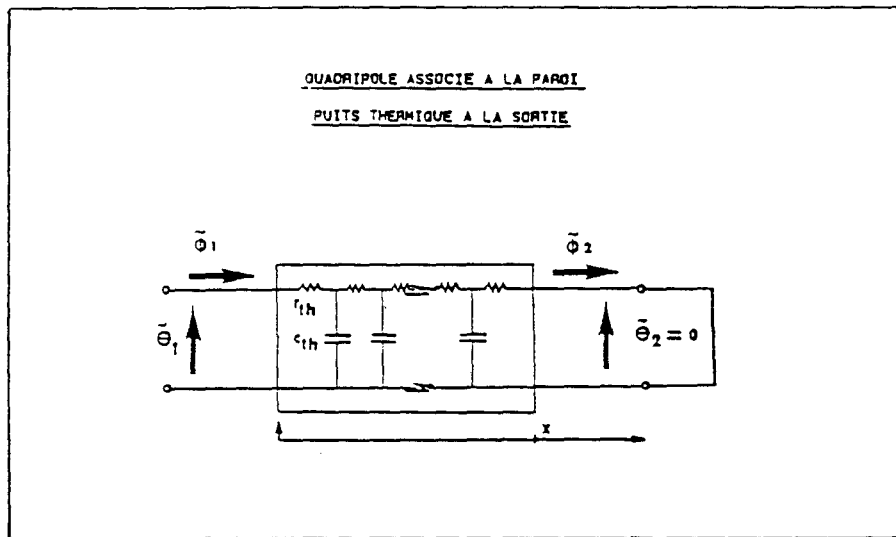


figure (II-4)

[II-5-3-2] Flux de sortie nul

Si la composante variable de la densité de flux de sortie est constamment nulle ( $\phi(x, \omega) = 0$ ), figure (II-5) on obtient cette fois à partir de la relation (II-29) :

$$Z_e(\omega) = \frac{\theta(0, \omega)}{\phi(0, \omega)} = \frac{1}{bv\sqrt{j\omega}} \operatorname{coth}\sqrt{j\omega/a} \cdot x \quad (\text{II-32})$$

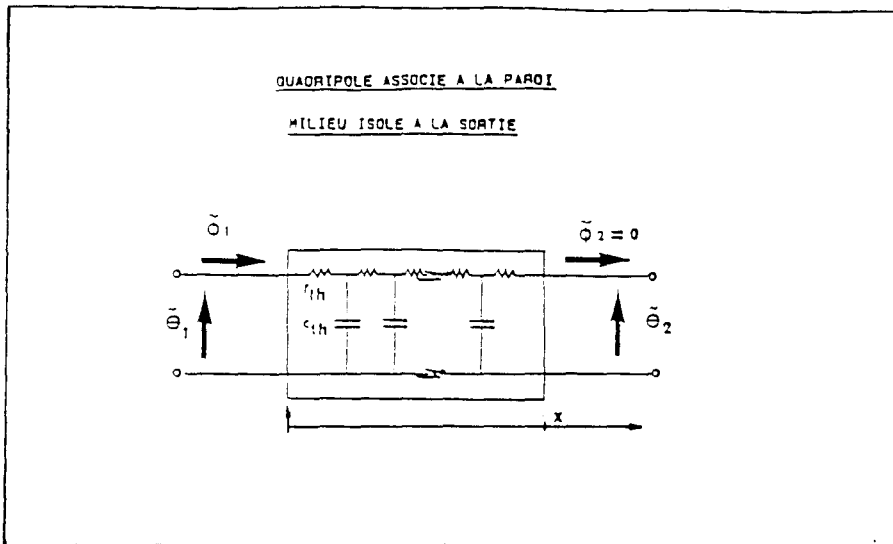


figure (II-5)

[II-5-3-3] Relation linéaire entre flux et température de sortie

Lorsque la face de sortie opère un échange thermique avec le milieu fluide environnant, maintenue à température constante  $T_f$ , à l'aide d'un coefficient d'échange  $h$  supposé constant (42), on a la relation :

$$\phi(x, \omega) = h \theta(x, \omega) \quad (\text{II-33})$$

( $h$  : coefficient caractérisant l'échange thermique par convection et rayonnement)

Compte tenu de cette relation et de la relation matricielle (II-29) l'impédance d'entrée est alors définie par :

$$Z_e(\omega) = Z_c \frac{1 + h \cdot Z_c \cdot th\sqrt{j\omega/a \cdot x}}{hZ_c + th\sqrt{j\omega/a \cdot x}} \quad (\text{II-34})$$

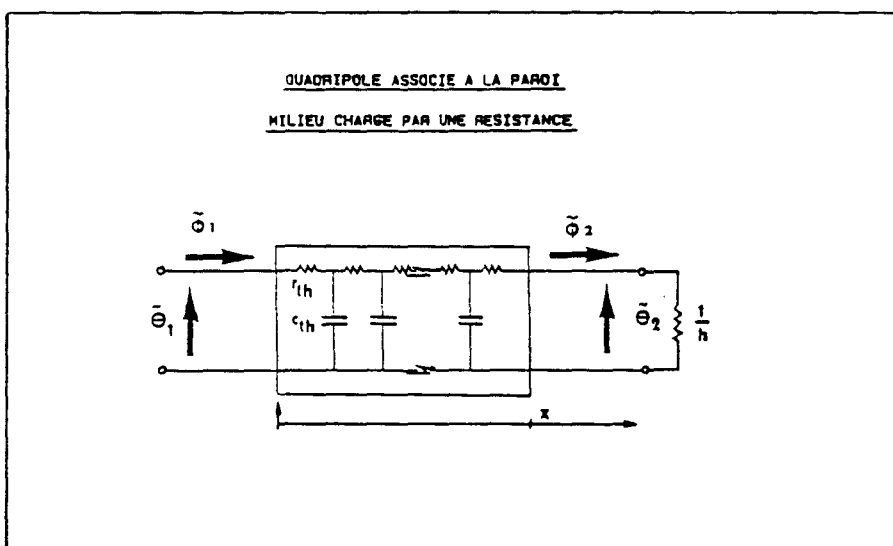


figure (II-6)

C'est l'expression générale de l'impédance d'entrée lorsque une condition aux limites est imposée. En faisant tendre la valeur de  $h$  vers zéro cette impédance s'identifie avec celle du milieu isolée à la sortie et, lorsque l'on fait tendre  $h$  vers l'infini on retrouve l'impédance d'entrée d'un milieu de température de sortie maintenue constante.

#### [II-5-4] Impédance généralisée

Expérimentalement, lorsqu'il n'est pas possible de réaliser l'une des trois conditions aux limites précédentes, et lorsque l'on connaît les états thermiques du système à l'entrée et à la sortie, on peut introduire une impédance "généralisée" (43).

En combinant les relations matricielles (II-13) et (II-14), et en introduisant la combinaison des variables :

$$\begin{aligned} \Delta\theta &= \theta_1 - \theta_2 & ; & & \Sigma\theta &= \theta_1 + \theta_2 \\ \text{et } \Delta\phi &= \phi_1 - \phi_2 & ; & & \Sigma\phi &= \phi_1 + \phi_2 \end{aligned} \quad (\text{II-35})$$

on peut représenter les échanges thermiques par la relation matricielle :

$$\begin{bmatrix} \Delta\theta \\ \Delta\phi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B/(1+A) & 0 \\ 0 & C/(1+A) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Sigma\phi \\ \Sigma\theta \end{bmatrix} \quad (\text{II-36})$$

La matrice est digonale, la différence des températures n'est liée qu'à la somme des flux, et la somme des températures qu'à la différence des flux.

Cette représentation amène deux modes de transferts indépendants (37), l'un caractérise uniquement le transfert de chaleur dans le matériau ( $\Sigma\phi, \Delta\theta$ ), l'autre représente le stockage-déstockage d'énergie calorifique dans le système ( $\Delta\phi, \Sigma\theta$ ).

A partir de la relation (II-36) on peut définir la fonction de transfert  $Z_e(\omega)$  "impédance généralisée":

$$Z_e(\omega) = \frac{1}{b\sqrt{j\omega}} \text{th} \left[ \frac{1}{2} \sqrt{j\omega/a} \cdot x \right] \quad (\text{II-37})$$

### [II-6] REPONSE EN FREQUENCE DES SYSTEMES

#### [II-6-1] Réponse de quelques matériaux

Partant des résultats théoriques précédents, et pour analyser la réponse en fréquence des systèmes thermiques homogènes à partir de la face d'entrée, on a réalisé des simulations de l'impédance d'entrée en considérant le cas où les systèmes sont supposés disposés sur un puits thermique.

les simulations réalisées concernent des matériaux usuels dont les caractéristiques thermophysiques sont données dans le tableau (II-1) ci dessous :

| Matériau      | $\rho$ | $\lambda$ | c    | a              | b    | $\varepsilon$ |
|---------------|--------|-----------|------|----------------|------|---------------|
| Plexiglass    | 1165   | 0.19      | 1442 | $1.12.10^{-7}$ | 560  | 1.88          |
| P V C         | 1090   | 0.18      | 1200 | $1.09.10^{-7}$ | 485  | 1.86          |
| Verre à vitre | 2550   | 0.78      | 778  | $4.00.10^{-7}$ | 1250 | 3.57          |
| Polystyrène   | 14.7   | 0.041     | 1310 | $21.3.10^{-7}$ | 40   | 8.23          |
| Béton         | 2250   | 1.7       | 827  | $9.15.10^{-7}$ | 1800 | 5.40          |

tableau (II-1)

$\rho$  : masse volumique en  $\text{kg/m}^3$

$\lambda$  : conductivité thermique en  $\text{W/m.K}$

c : chaleur massique en  $\text{J/kg.K}$

a : diffusivité thermique en  $\text{m}^2/\text{s}$

b : effusivité thermique en  $\text{W.s}^{-1/2}/\text{m}^2.\text{K}$

$\varepsilon$  : longueur de diffusion homogène à une épaisseur ( $\varepsilon = \sqrt{2a/\omega}$ ,  $f = 0.01 \text{ Hz}$ )

Les épaisseurs des matériaux considérées dans les simulations sont présentées dans le tableau (II-2) ci-dessous :

| Matériau      | épaisseurs en (mm) |     |     |
|---------------|--------------------|-----|-----|
|               | 05                 | 10  | 20  |
| plexiglass    | 05                 | 10  | 20  |
| P.V.C         | 05                 | 10  | 20  |
| verre à vitre | 05                 | 10  | 20  |
| polystyrène   | 05                 | 10  | 20  |
| béton         | 50                 | 100 | 200 |

tableau (II-2)

A titre de comparaison ces épaisseurs exprimées en nombre de longueurs de diffusion sont présentées dans le tableau (II-3) pour une fréquence de référence de 0.01 Hz.

| matériau      | n1   | n2   | n3    |
|---------------|------|------|-------|
| plexiglass    | 2.66 | 5.32 | 10.64 |
| P.V.C         | 2.68 | 5.36 | 10.72 |
| verre à vitre | 1.40 | 2.80 | 5.60  |
| polystyrène   | 0.60 | 1.20 | 2.40  |
| béton         | 9.25 | 18.4 | 36.80 |

tableau (II-3)

[II-6-2] Résultats des simulations

Pour les simulations réalisées et présentées dans cette partie, nous avons adopté la représentation normalisée des modules de l'impédance d'entrée suivante :

$$|Z_e(f)|^* = |Z_e(f)| / |Z_e(0)| \quad (\text{II-37})$$

$|Z_e(0)|$  : étant la valeur asymptotique de  $|Z_e(f)|$  lorsque la fréquence  $f$  tend vers zéro, avec :  $\lim_{f \rightarrow 0} |Z_e(f)| = R$

$R$  : résistance thermique du matériau considéré.

Pour un matériau donné nous avons normalisé les valeurs des modules  $|Z_e|$  par rapport à la résistance thermique relative à la plus grande épaisseur considérée de ce matériau.

Les figures (II-7) ; (II-8) ; (II-9) ; (II-10) et (II-11) représentent

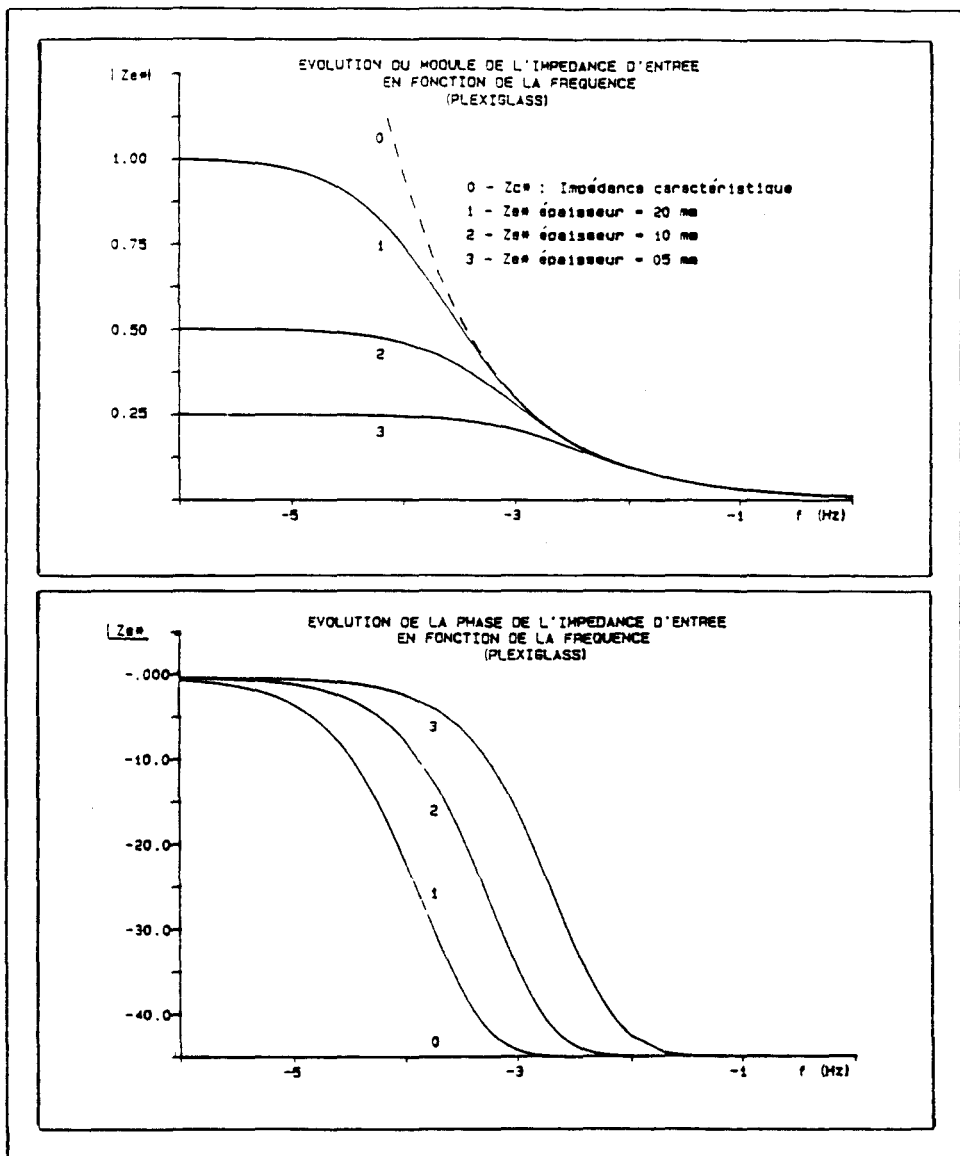


figure (II-7)

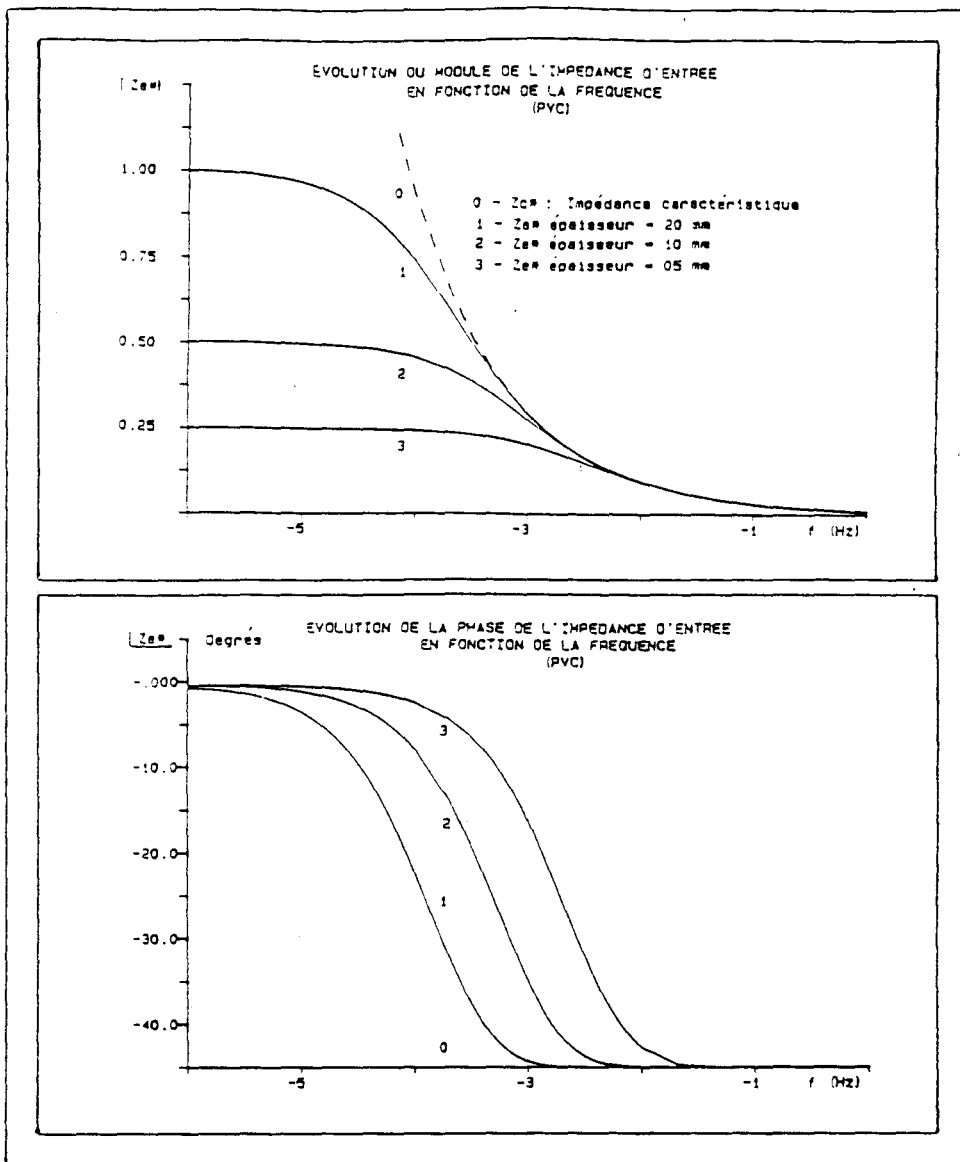


figure (II-8)

l'évolution des modules et des phases de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence, respectivement du Plexiglass ; PVC ; Verre à vitre; Polystyrène et du béton.

Pour chaque matériau nous avons représenté l'impédance caractéristique ainsi que les impédances d'entrée pour les différentes épaisseurs étudiées.

L'examen des courbes des modules montre que, dans le domaine des basses fréquences, le module de l'impédance d'entrée est constant et est égal à la résistance thermique. Pour un matériau donné, le rapport des résistances varie comme le rapport des épaisseurs.

La largeur de la bande de fréquences du régime permanent dépend du temps de Fourier. Un matériau de faible épaisseur conduira à une bande de fréquences plus large.



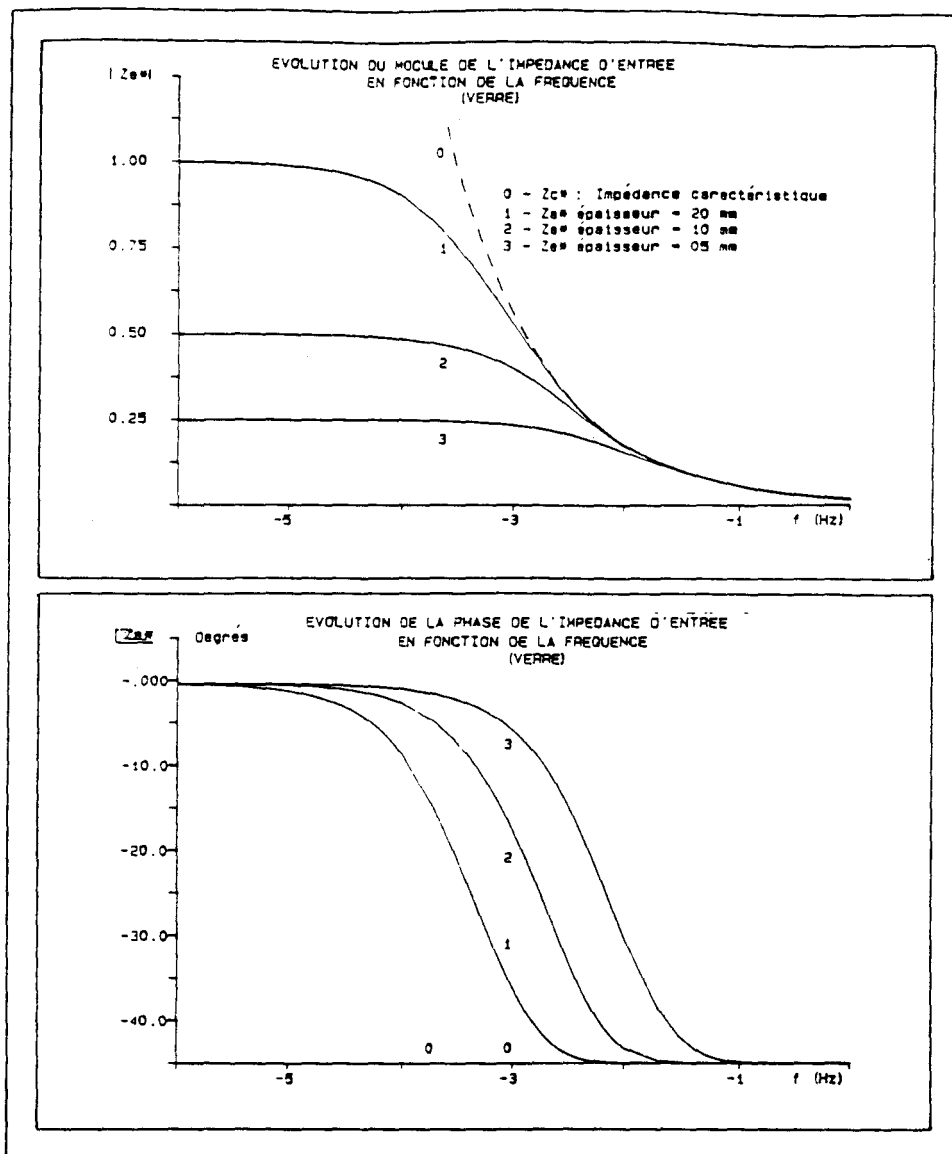


figure (II-9)

Le comportement du déphasage entre grandeurs d'entrée conduit à des remarques analogues. En basse fréquence le déphasage est nul et ceci dans une bande de fréquences beaucoup plus large pour les faibles épaisseurs.

Dans le domaine des hautes fréquences, le module de l'impédance d'entrée tend vers  $1/b\sqrt{\omega}$ , le système se comporte comme un milieu semi-infini. Il vient :

$$|Z_e(f)| = |Z_c(f)| = 1/b\sqrt{\omega} \quad \text{pour } f > f_c \quad (\text{II-38})$$

$f_c$  : est la fréquence caractéristique du début de comportement "semi-infini". Elle dépend de l'épaisseur et de la diffusivité du matériau

par la relation :

$$| \text{th} \sqrt{j\omega_c / a} \cdot x | = 1 \quad (\text{II-39})$$

avec  $\omega_c = 2 \pi f_c$

Cette équation a pour solution l'ensemble des fréquences  $f$  définies par  $f \geq f_c$ . Nous avons défini  $f_c$  par la relation :

$f_c = (6.735) \cdot a / (x^2)$  lorsque l'épaisseur est fixée.

Cette solution a été admise en considérant que l'amplitude de l'onde thermique à l'abscisse  $x$  est 100 fois plus faible que celle appliquée à la face d'entrée du système.

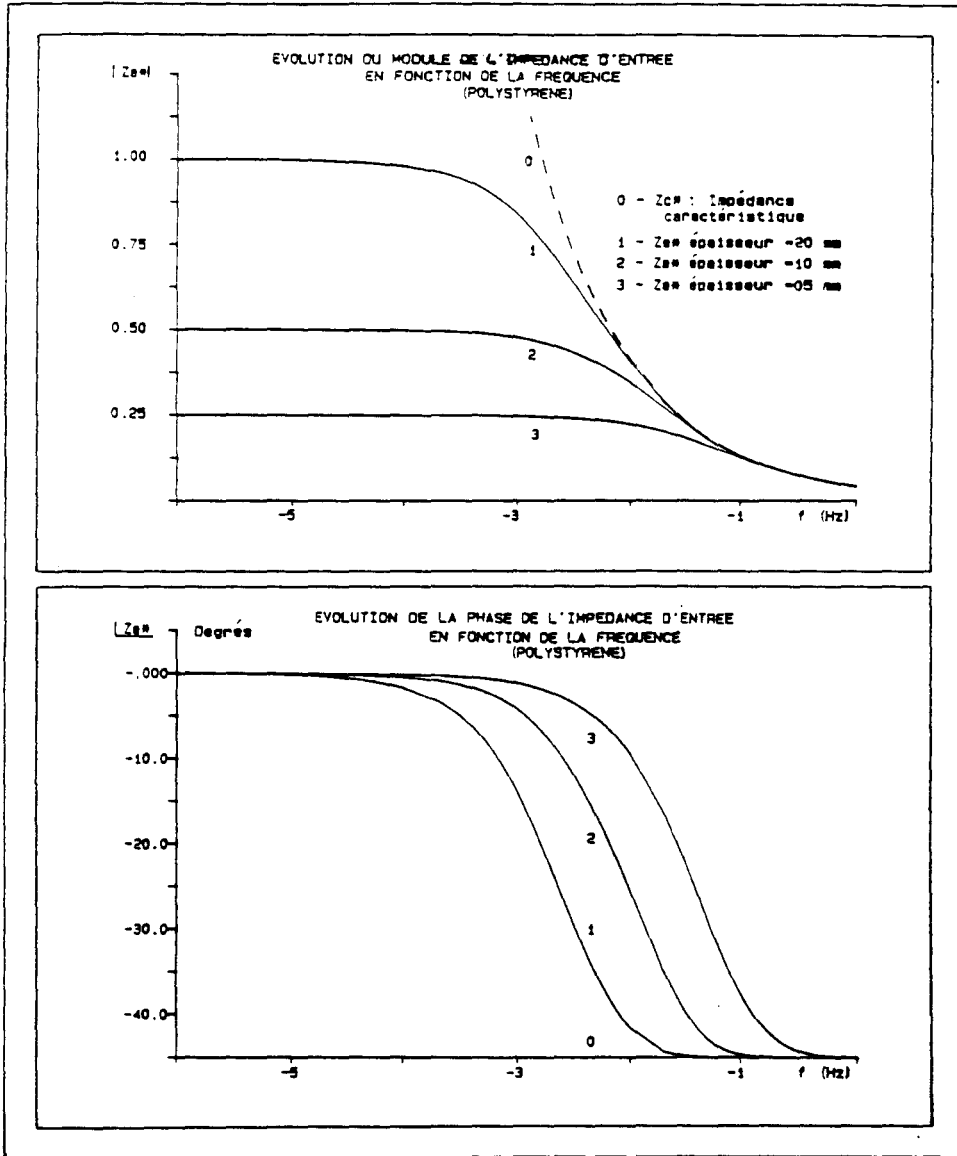


figure (II-10)

L'identité de l'impédance d'entrée avec celle du milieu semi-infini

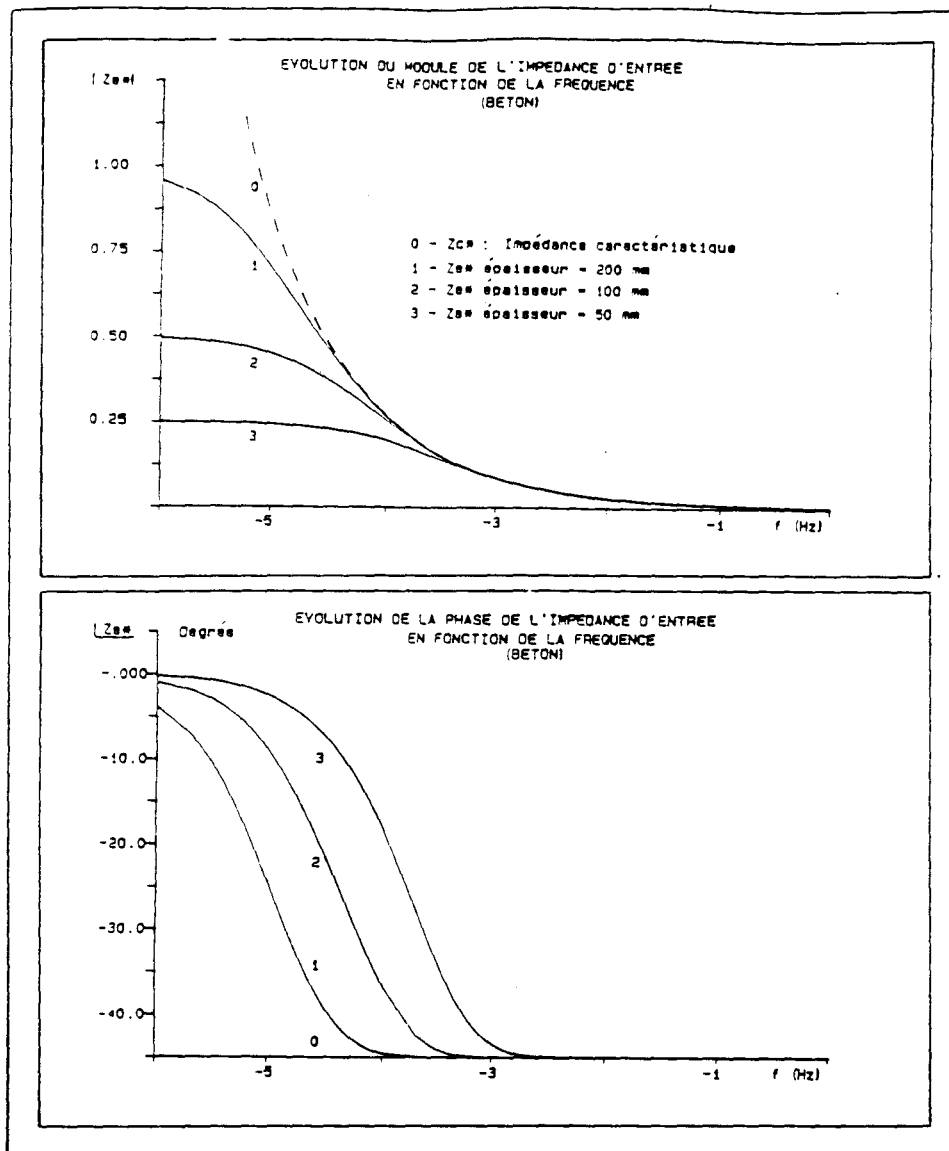


figure (II-11)

est vérifiée à partir de la fréquence  $f_c$ .

Sa valeur est inversement proportionnelle au carré de l'épaisseur.

Pour un matériau donné, si on considère deux épaisseurs différentes  $x_i$  et  $x_j$ , les fréquences frontières caractéristiques du milieu semi-infini correspondantes (so)  $f_{ci}$  et  $f_{cj}$  vérifient la relation suivante :

$$\left[ \frac{f_{ci}}{f_{cj}} \right] = \left[ \frac{x_j}{x_i} \right]^2 \quad (\text{II-40})$$

Pour des fréquences  $f > f_c$ , il est possible de déterminer l'effusivité du matériau indépendamment de la condition limite imposée à la sortie. Nous verrons que l'exploitation de cette mesure est quelques fois complexe en raison de la perturbation introduite par les capteurs de flux placés sur la face d'entrée.

Au niveau des phases, la condition semi-infinie est atteinte lorsque le retard de la température sur le flux est égal à 45 degrés.

L'interprétation de l'ensemble des résultats obtenus peut être réalisée par analyse de la propagation des ondes thermiques dans les matériaux. Selon la fréquence de la sollicitation imposée à la face d'entrée, pour une épaisseur donnée, cette sollicitation se propage dans le matériau en décroissant d'amplitude suivant une loi exponentielle :

$$\theta(x) = \theta_0 \cdot \exp(-\sqrt{\omega/2a}) \cdot x \quad \text{pour la température} \quad (\text{II-41})$$

et 
$$\phi(x) = \phi_0 \cdot \exp(-\sqrt{\omega/2a}) \cdot x \quad \text{pour la densité de flux} \quad (\text{II-42})$$

Cette loi d'amortissement amène à définir la quantité :

$$\varepsilon = \sqrt{2a/\omega} \quad (\text{II-43})$$

cette dernière est homogène à une longueur appelée épaisseur de peau ou longueur de diffusion. Cette formulation décrit la propagation d'une onde thermique évanescence à partir du plan source (face d'entrée du système) de longueur d'onde  $2\pi\varepsilon$  et de vitesse de phase  $\sqrt{2a\omega}$  (phénomène dispersif).

Pour un parcours de l'onde thermique de  $x = \varepsilon$ , l'amplitude est réduite dans le rapport  $1/e = 0.37$ .  $\varepsilon$  est souvent utilisée pour caractériser la décroissance de l'amplitude de  $\theta(x)$  ou  $\phi(x)$ .

Le paramètre  $\varepsilon$  caractérise également le déphasage en fonction de la profondeur. Pour  $x = \varepsilon \cdot \pi/2$ , l'oscillation en  $x$  est en quadrature avec l'oscillation en surface.

\* \* \* \* \*

[III-1] MATRICE DE TRANSFERT ASSOCIEE A UNE PAROI BICOUCHE

La notion de quadripôle thermique (et donc de matrice de transfert) introduite dans le paragraphe précédent, est générale et applicable quelque soit le nombre de couches constituant une paroi, pour déterminer l'état thermique d'un plan à partir d'un état connu d'un autre plan (B).

Cette méthode d'analyse présente un grand intérêt pour l'étude des parois comportant n couches en contact. Pour calculer la matrice de transfert, il suffit en effet de multiplier successivement les matrices relatives à chaque couche.

Il n'y a donc théoriquement, aucune difficulté à appliquer ce formalisme matriciel à l'analyse des transferts thermiques dans les matériaux bicouches.

Si on considère le schéma de la figure (III-1) dans lequel une paroi

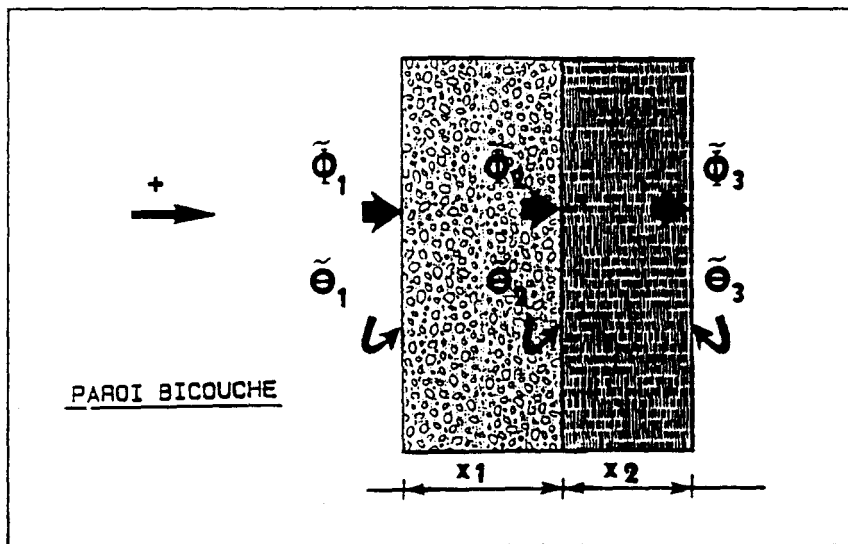


figure (III-1)

composite constituée de deux couches quelconques d'épaisseurs  $x_1$  et  $x_2$  et caractérisées par les grandeurs  $Zc_1, \gamma_1$  pour la première couche et  $Zc_2, \gamma_2$  pour la deuxième, avec :

$$Zc_1 = 1/b_1 \sqrt{j\omega} \quad , \quad \gamma_1 = \sqrt{j\omega/a_1} \cdot x_1 \quad (III-1)$$

$$Zc_2 = 1/b_2 \sqrt{j\omega} \quad , \quad \gamma_2 = \sqrt{j\omega/a_2} \cdot x_2 \quad (III-2)$$

et compte tenu des calculs précédents, la densité de flux et la température

dans chacun des plans de section droite sont déterminées par les relations matricielles suivantes :

$$\begin{bmatrix} \theta_1(\omega) \\ \phi_1(\omega) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \text{Ch}\gamma_1 & Zc_1 \text{Sh}\gamma_1 \\ (1/Zc_1) \text{Sh}\gamma_1 & \text{Ch}\gamma_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_2(\omega) \\ \phi_2(\omega) \end{bmatrix} \quad (\text{III-3})$$

pour la première couche, et :

$$\begin{bmatrix} \theta_2(\omega) \\ \phi_2(\omega) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \text{Ch}\gamma_2 & Zc_2 \text{Sh}\gamma_2 \\ (1/Zc_2) \text{Sh}\gamma_2 & \text{Ch}\gamma_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_3(\omega) \\ \phi_3(\omega) \end{bmatrix} \quad (\text{III-4})$$

pour la seconde couche.

$(\theta_2(\omega); \phi_2(\omega))$  est l'état thermique du plan commun aux deux couches.

Le passage de l'état d'entrée  $(\theta_1, \phi_1)$  à l'état de sortie  $(\theta_3, \phi_3)$ , s'effectue simplement par produit des deux matrices. Il est évident, puisque le produit matriciel n'est pas commutatif, que les relations entre les grandeurs mesurables sur l'état du système seront dépendantes de l'ordre dans lequel seront disposés les milieux.

La configuration représentée fig (III-1) n'a pas les mêmes propriétés que celle obtenue en inversant la superposition des couches. Pour une configuration donnée, les relations entre grandeurs physiques représentatives de l'état du système sont également fonction de la pulsation de l'oscillation de température imposée au système.

La matrice associée à la paroi bicouche est définie par :

$$\begin{bmatrix} \theta_1 \\ \phi_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \text{Ch}\gamma_1 \cdot \text{Ch}\gamma_2 + (Zc_1/Zc_2) \text{Sh}\gamma_1 \text{Sh}\gamma_2 & Zc_2 \text{Sh}\gamma_2 \text{Ch}\gamma_1 + Zc_1 \text{Sh}\gamma_1 \text{Ch}\gamma_2 \\ (1/Zc_2) \text{Sh}\gamma_2 \text{Ch}\gamma_1 + (1/Zc_1) \text{Sh}\gamma_1 \text{Ch}\gamma_2 & (Zc_2/Zc_1) \text{Sh}\gamma_1 \text{Sh}\gamma_2 + \text{Ch}\gamma_1 \text{Ch}\gamma_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_3 \\ \phi_3 \end{bmatrix} \quad (\text{III-5})$$

et dont la matrice inverse est définie par :

$$\begin{bmatrix} \theta_3 \\ \phi_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \text{Ch}\gamma_1 \text{Ch}\gamma_2 + (Zc_2/Zc_1) \text{Sh}\gamma_1 \text{Sh}\gamma_2 & -Zc_1 \text{Sh}\gamma_1 \text{Ch}\gamma_2 - Zc_2 \text{Sh}\gamma_2 \text{Ch}\gamma_1 \\ -(1/Zc_2) \text{Sh}\gamma_2 \text{Ch}\gamma_1 - (1/Zc_1) \text{Sh}\gamma_1 \text{Ch}\gamma_2 & (Zc_1/Zc_2) \text{Sh}\gamma_1 \text{Sh}\gamma_2 + \text{Ch}\gamma_1 \text{Ch}\gamma_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_1 \\ \phi_1 \end{bmatrix} \quad (\text{III-6})$$

La différence entre ces deux matrices, montre qu'en régime variable le transfert de chaleur dépend de la position relative des couches l'une par rapport à l'autre.

### [III-2] IMPEDANCE THERMIQUE D'ENTREE

Lorsque les caractéristiques thermophysiques du système bicouche sont connues, on peut, définir comme précédemment, l'impédance d'entrée ramenée

par les deux couches dans le plan d'entrée, en cherchant la relation reliant les variations de la densité de flux et celles de la température dans ce même plan. Cet impédance dépendra naturellement de l'ordre d'empilement des couches mais aussi de la condition limite imposée à la sortie de la deuxième couche.

[III-2-1] Température de sortie maintenue constante

Lorsque les variations de température dans le plan de sortie du système bicouche sont nulles, à partir de la relation (III-6) on montre :

$$Z_e(\omega) = Z_{c_1} \frac{Z_{c_1} \text{th}\gamma_1 + Z_{c_2} \text{th}\gamma_2}{Z_{c_1} + Z_{c_2} \text{th}\gamma_1 \cdot \text{th}\gamma_2} \quad (\text{III-7})$$

$Z_{c_1} \cdot \text{th}\gamma_1$  : étant l'impédance d'entrée de la première couche seule dont le plan de sortie est maintenu à température constante.  
 $Z_{c_2} \cdot \text{th}\gamma_2$  : impédance d'entrée de la deuxième couche seule et dont le plan de sortie est maintenu à température constante figure (III-2)

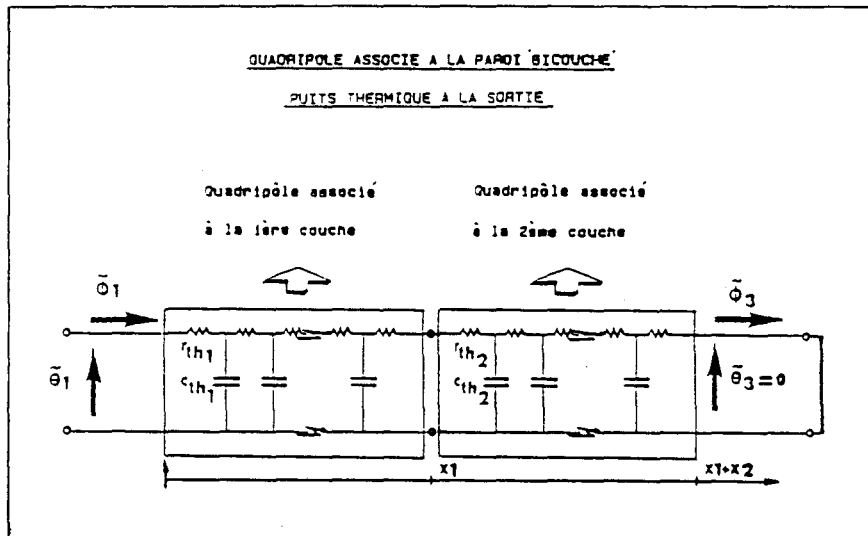


figure (III-2)

[III-2-2] Flux de sortie nul

Lorsque le système bicouche est isolé à la sortie, la composante variable de la densité de flux est constamment nulle, figure (III-3) on obtient alors à partir de la relation (III-6) :

$$Z_e(\omega) = Z_{c_1} \frac{Z_{c_2} + Z_{c_1} \text{th}\gamma_1 \text{th}\gamma_2}{Z_{c_1} \cdot \text{th}\gamma_2 + Z_{c_2} \text{th}\gamma_1} \quad (\text{III-8})$$

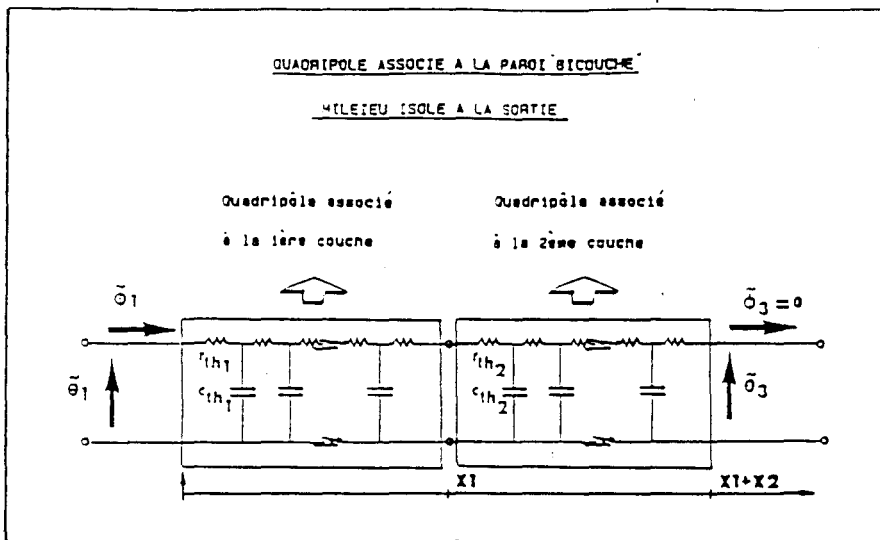


figure (III-3)

[III-2-3] Relation linéaire entre flux et température de surface

Lorsque la face de sortie du système bicouche échange de l'énergie avec le milieu extérieur et si la relation entre flux et température de sortie est linéaire, l'impédance d'entrée du système est alors définie à partir de la relation (III-5) par :

(III-9)

$$Z_e(\omega) = \frac{1 + (Z_{c1}/Z_{c2})th\gamma_1 th\gamma_2 + h(Z_{c1}th\gamma_1 + Z_{c2}th\gamma_2)}{(1/Z_{c1})th\gamma_1 + (1/Z_{c2})th\gamma_2 + h(1 + (Z_{c2}/Z_{c1})th\gamma_1 th\gamma_2)}$$

avec :  $\phi_3(\omega) = h \cdot \theta_3(\omega)$

h : caractérisant l'échange entre la face de sortie du bicouche et le milieu environnant .

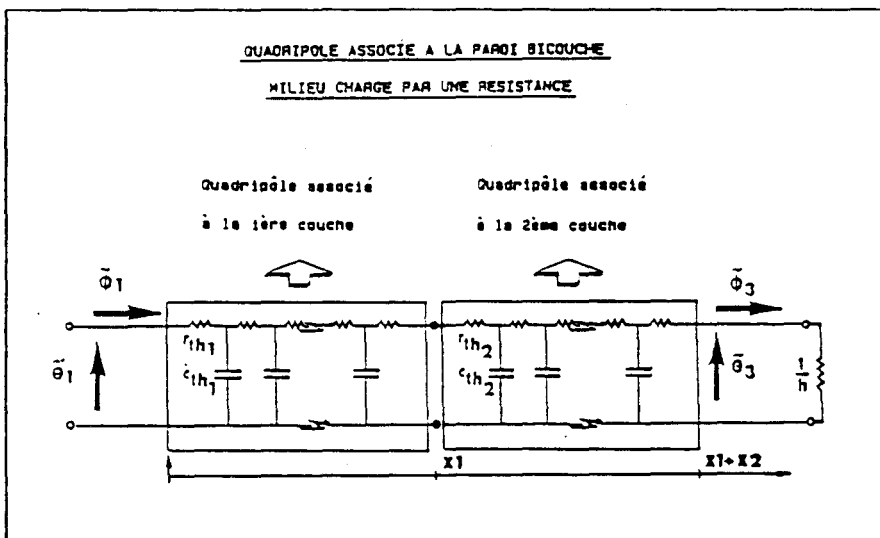


figure (III-4)



Suivant les valeurs extrêmes de  $h$ , on retrouvera le cas où le milieu est disposé sur un puits thermique, ou isolé à la sortie.

### [III-3] REPONSE EN FREQUENCE DES SYSTEMES

#### [III-3-1] Réponse de quelques matériaux bicouches

Pour analyser le comportement en fonction de la fréquence des systèmes bicouches, nous avons réalisé des simulations de l'impédance d'entrée en nous plaçant dans un cas réalisable expérimentalement. Nous avons ainsi choisi une condition limite température de sortie imposée pour l'ensemble de nos simulations. Nous considérons l'association de matériaux d'effusivités très différentes, allant des matériaux isolants (polystyrène) aux matériaux conducteurs (aluminium). Dans chaque cas nous avons déterminé l'impédance des bicouches dans un ordre donné puis dans l'ordre inverse et les impédances caractéristiques associées. L'épaisseur de chaque couche est prise égale à 10 mm dans les modélisations présentées.

#### [III-3-2] Résultats des simulations

Les résultats de simulation représentés par les figures (III-5), (III-6), (III-7) et (III-8) sont relatives à l'impédance d'entrée des systèmes bicouches suivants :

- 1° Plexiglass-polystyrène et polystyrène-plexiglass
- 2° Plexiglass-verre à vitre et verre à vitre-plexiglass
- 3° PVC-verre à vitre et verre à vitre-PVC
- 4° Plexiglass-aluminium et aluminium-plexiglass

Au niveau des courbes des modules, nous constatons que dans le domaine des basses fréquences l'ordre dans lequel le matériau bicouche est pris n'a pas d'importance. Le module de l'impédance d'entrée est le même dans les deux cas et est égal à la somme des résistances de chaque couche. Cette analyse du comportement basse fréquence permet de calculer la somme des résistances thermiques avec précision. Au delà des basses fréquences, les courbes des modules divergent de manière plus ou moins importante suivant le contraste d'effusivités des couches. Si l'effusivité de la première couche est plus grande, le module de l'impédance d'entrée décroît plus rapidement que dans le cas de la situation inverse, dans ce cas, les courbes des modules montrent que le milieu peut être considéré comme semi-infini d'abord en une fréquence unique basse  $fc_1$  et ensuite dans le domaine des hautes fréquences pour une bande définie par  $f > fc_2$  ( $fc_2$  ici correspond à la fréquence  $fc$  définie dans le cas des matériaux homogènes). Ceci résulte des fréquences particulières solutions de l'équation d'égalité entre le module de l'impédance d'entrée du bicouche et celui de l'impédance caractéristique, soit :

$$|Zc_1| = |Zc_1| \cdot \frac{|Zc_1 \text{th}\gamma_1 + Zc_2 \text{th}\gamma_2|}{|Zc_1 + Zc_2 \text{th}\gamma_1 \text{th}\gamma_2|} \quad (\text{III-10})$$

avec  $b_1 > b_2$  ou  $|Zc_1| < |Zc_2|$

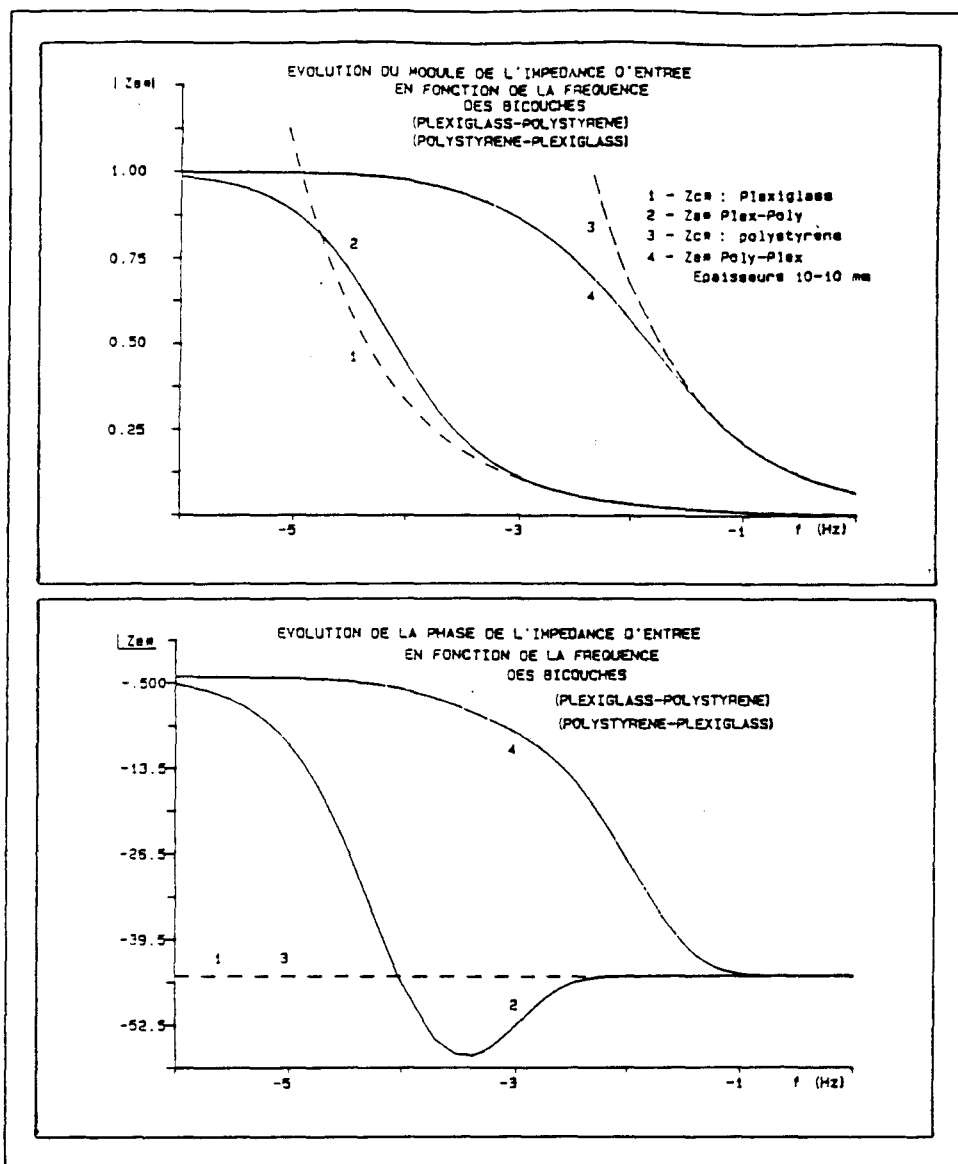


figure (III-5)

cette égalité peut s'écrire en fonction des effusivités sous la forme :

$$|b_2 \operatorname{th} \sqrt{j\omega/a_1} \cdot x_1 + b_1 \operatorname{th} \sqrt{j\omega/a_2} \cdot x_2| = |b_2 + b_1 \operatorname{th} \sqrt{j\omega/a_1} \cdot x_1 \cdot \operatorname{th} \sqrt{j\omega/a_2} \cdot x_2| \quad (\text{III-11})$$

- $fc_1$  est la fréquence ,basse solution de cette équation en posant  $\omega c = \omega c_1$   
-la deuxième solution apparente de cette équation est la bande H.F définie par  $f \geq fc_2$  ( $fc_2 = \omega c_2/2\pi$ ) telle que :

$$\operatorname{th} \sqrt{j\omega c/a_2} \cdot x_1 \text{ -----} \rightarrow 1 \quad (\text{III-12})$$

Ce résultat montre que le comportement du système à la fréquence  $fc_1$  est tout à fait particulier .Toute sollicitation variant à cette fréquence se comporte comme si le système bicouche était homogène,semi-infini et de même nature que la première couche. Il est donc possible à

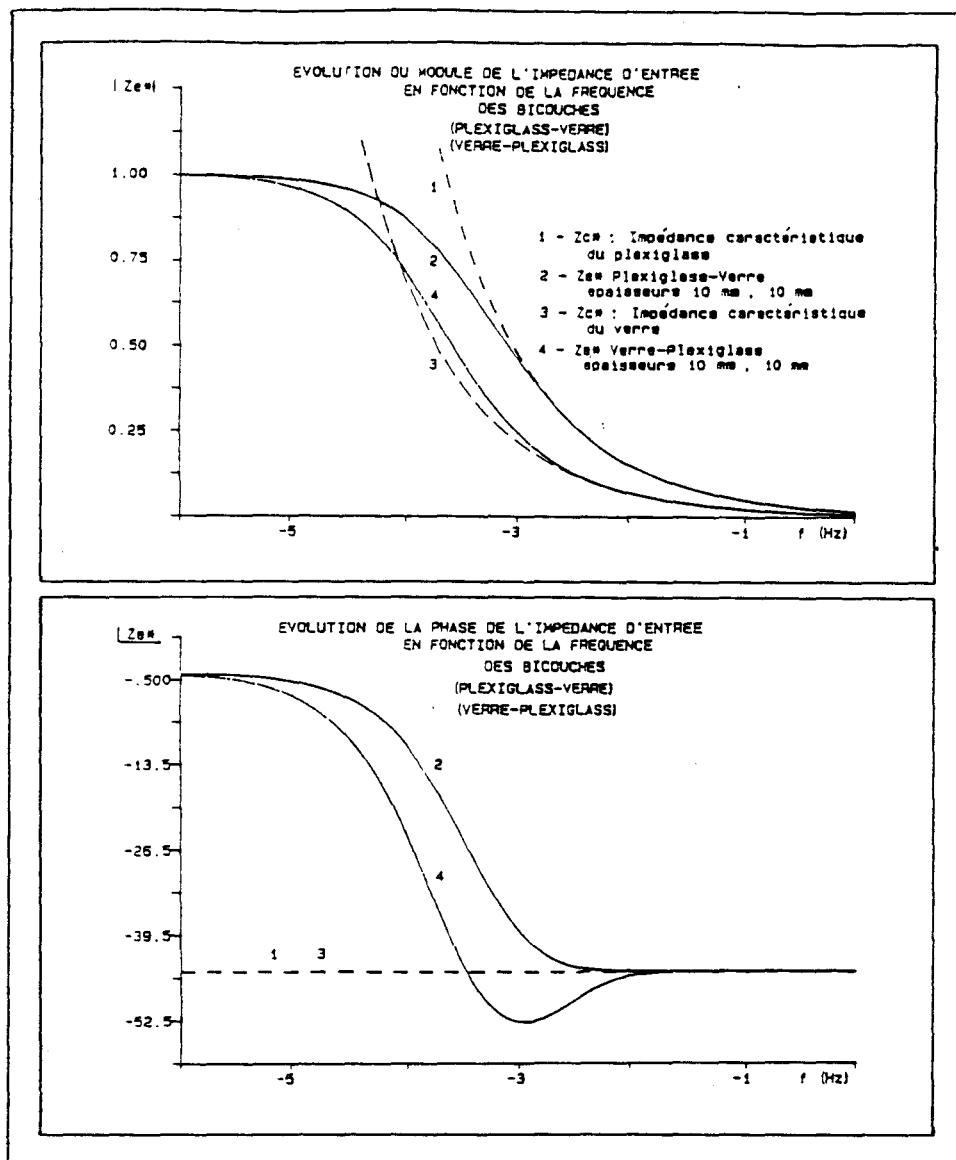


figure (III-6)

cette fréquence basse de déterminer l'impédance caractéristique de la première couche

Dans cette même situation, et lorsque le matériau bicouche est inversé de manière à ce que la première couche devienne moins effusive que la seconde, on obtient :

(III-13)

$$|b_1 \operatorname{th} \sqrt{j\omega c/a_2} \cdot x_2 + b_2 \operatorname{th} \sqrt{j\omega c/a_1} \cdot x_1| = |b_1 + b_2 \operatorname{th} \sqrt{j\omega c/a_2} \cdot x_2 \operatorname{th} \sqrt{j\omega c/a_1} \cdot x_1|$$

équation ayant pour solution la bande H.F définie par  $f \geq f_c$  telle que:

$$\operatorname{th} \sqrt{j\omega c/a_2} \cdot x_2 \text{ -----} > 1 .$$

Dans les deux tableaux (III-1) et (III-2) ci-dessous nous avons récapitulé les fréquences solutions des équations précédentes .Elles

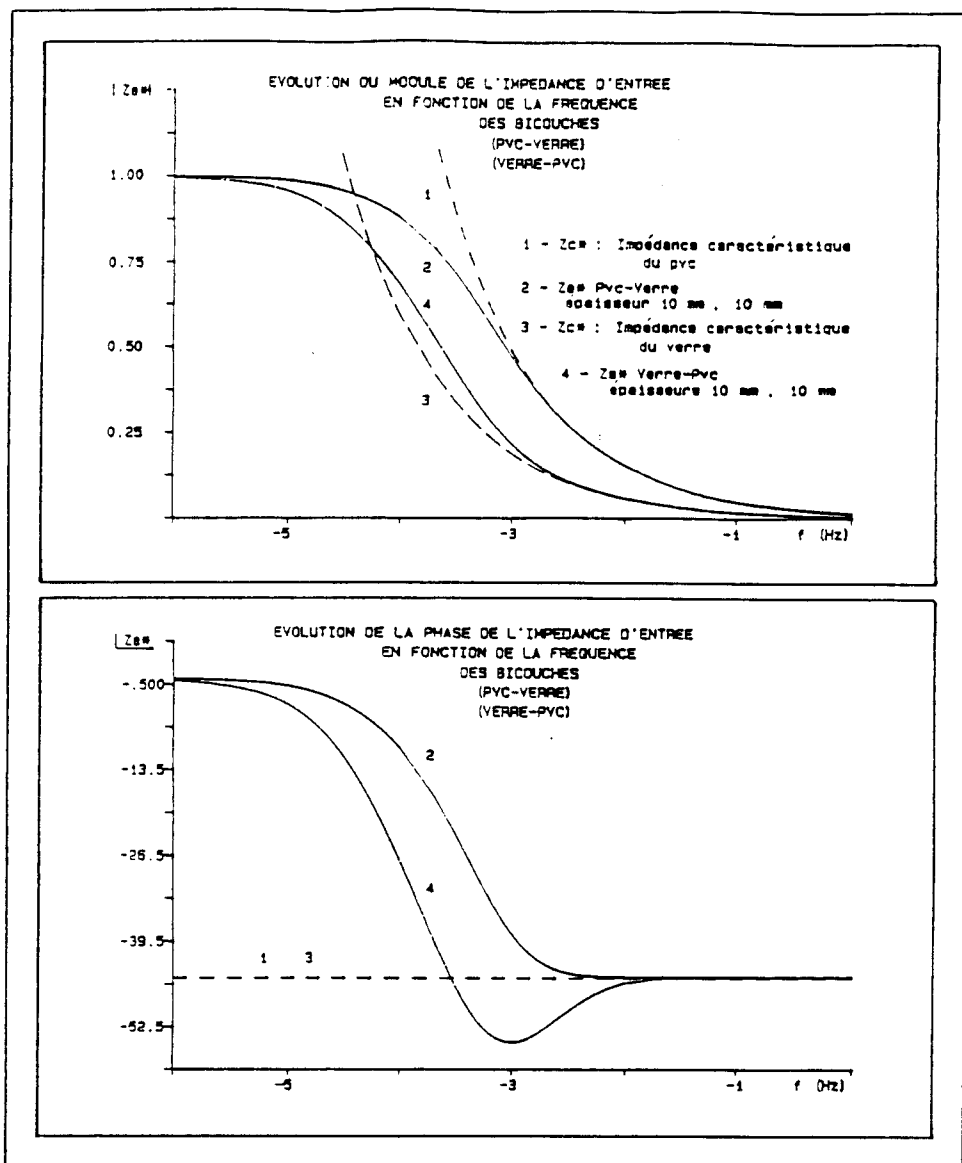


figure (III-7)

dépendent des caractéristiques thermophysiques et géométriques des matériaux mis en jeu pour former les bicouches. Le premier est relatif aux bicouches pour lesquels la première couche est plus effusive que la seconde, le deuxième est relatif à la situation inverse.

| bicouche         | $fc_1$ : solution B.F   | $f \geq fc_2$ : solution H.F |
|------------------|-------------------------|------------------------------|
| plexiglass-poly  | $1.62 \cdot 10^{-5}$ Hz | $1.1 \cdot 10^{-3}$ Hz       |
| verre-plexiglass | $8.24 \cdot 10^{-5}$ Hz | $4.21 \cdot 10^{-3}$ Hz      |
| verre-PVC        | $1.54 \cdot 10^{-5}$ Hz | $1.34 \cdot 10^{-3}$ Hz      |
| aluminium-plexi  | x x x x x x x           | $3.4 \cdot 10^{-2}$ Hz       |

tableau (III-3)

|                   |                              |
|-------------------|------------------------------|
| bicouche          | $f \geq f_c$ : solutions H.F |
| polystyrène-plexi | $4.2 \cdot 10^{-2}$ Hz       |
| plexiglass-verre  | $1.14 \cdot 10^{-3}$ Hz      |
| PVC-verre         | $1.5 \cdot 10^{-3}$ Hz       |
| plexiglass-alum   | $2.26 \cdot 10^{-3}$ Hz      |

tableau (III-4)

Au niveau des courbes de phases , nous constatons de même que dans le domaine des basses fréquences, la phase est la même et est identiquement nulle quelque soit l'ordre dans lequel est pris le matériau bicouche. En haute fréquence , les deux phases tendent vers -45 degrés (phase caractéristique du milieu semi-infini).

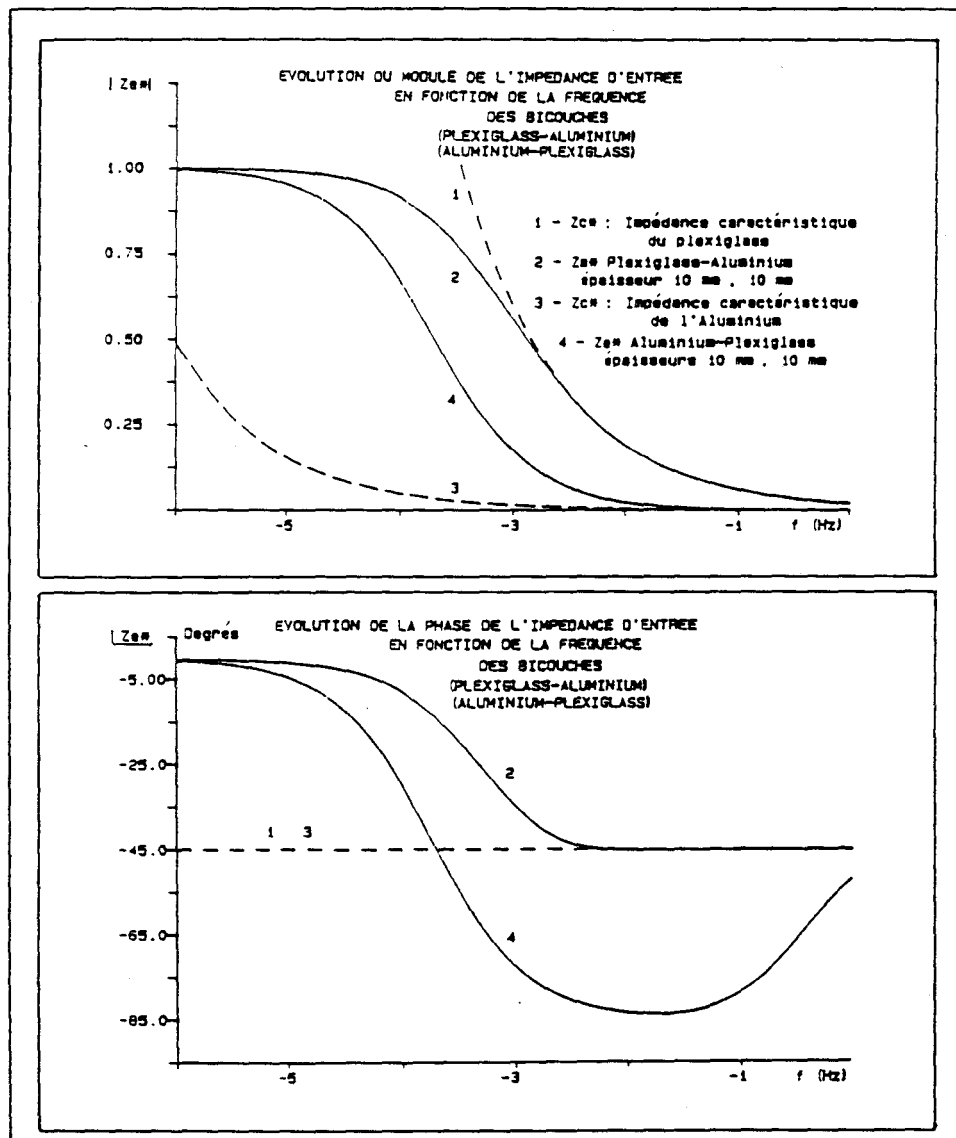


figure (III-8)

Lorsque la première couche est plus effusive que la seconde, la phase présente un minima de valeur inférieure à -45 degrés .La valeur de ce minima dépend des caractéristiques des matériaux mis en contact comme on l'a vu dans le paragraphe précédent.

Ces résultats obtenus sont généraux ,ils caractérisent le transfert de chaleur dans les matériaux stratifiés en régime sinusoïdal.

\* \* \* \* \*

[A-IV] PERTURBATION INTRODUITE PAR LE FLUXMETRE

[IV-1] APPLICATION DES RESULTATS AU CALCUL DE LA PERTURBATION  
DUE A LA PRESENCE D'UN CAPTEUR DE FLUX DISPOSE SUR LA SURFACE D'UN  
MATERIAU DE DIMENSIONS FINIES

Les mesures de la densité de flux thermique et de la température de surface necessitent de disposer un capteur plan sur la face d'entrée de l'échantillon à tester. En pratique un fluxmètre thermique doit être toujours très mince pour éviter de perturber la mesure sur une large bande de fréquences (C).

Si on considère la configuration expérimentale représentée par le schéma de la figure (IV-1), dans laquelle un fluxmètre thermique de type plan est disposé sur la face d'entrée d'un échantillon l'ensemble fluxmètre-échantillon peut être assimilé à un système bicouche, le capteur est alors modélisé par une couche homogène thermiquement équivalente.

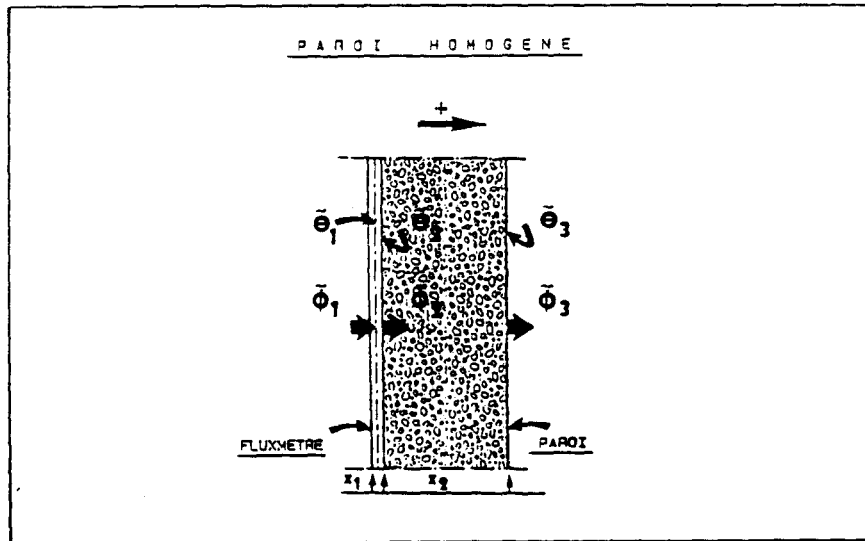


figure (IV-1)

Si l'échantillon à tester a une épaisseur  $x_2$ , une effusivité  $b_2$  et une diffusivité  $a_2$ , en se plaçant dans le cas pratique où la composante variable de sa température de sortie est constamment nulle, on aura pour son impédance d'entrée :

$$Z_{e_2}(\omega) = Z_{c_2} \cdot \text{th } \gamma_2 \quad (\text{IV-1})$$

avec :

$$Z_{c_2} = 1/(b_2 \sqrt{j\omega/a_2}) \quad \text{et} \quad \gamma_2 = \sqrt{j\omega/a_2} \cdot x_2$$

Si maintenant,  $x_1$  est l'épaisseur du capteur de flux  $R_1$  sa résistance et  $C_1$  sa capacité (ou  $a_1, b_1$  sa diffusivité et son effusivité) on peut associer les grandeurs  $Zc_1$  et  $\gamma_1$  qui caractérisent globalement le fluxmètre. Dans ces conditions, l'impédance d'entrée du capteur disposé sur un puits thermique est définie par :

$$Ze_1(\omega) = Zc_1 \cdot \text{th } \gamma_1 \quad (\text{IV-2})$$

avec :

$$Zc_1 = 1/(b_1 \sqrt{j\omega/a_1}) \quad \text{et} \quad \gamma_1 = \sqrt{j\omega/a_1} \cdot x_1 \quad (\text{IV-3})$$

et l'impédance d'entrée du bicouche constitué par fluxmètre -matériau est obtenue par la relation :

$$Ze(\omega) = \frac{Zc_1 \cdot \text{th } \gamma_1 + Zc_2 \cdot \text{th } \gamma_2}{Zc_1 + Zc_2 \cdot \text{th } \gamma_1 \text{th } \gamma_2} \quad (\text{IV-4})$$

Dans le domaine des fréquences suffisamment basses pour que le capteur soit passant, on a :

$$\text{th } \gamma_1 \ll 1 \quad \text{soit} \quad \text{th } \gamma_1 \approx \gamma_1 \quad (\text{IV-5})$$

$$\text{et comme} \quad |\gamma_1| = \sqrt{RC\omega} \quad (\text{IV-6})$$

entre la pulsation et le temps propre du capteur  $\tau = RC$ , la relation

$$\text{suivante est vérifiée :} \quad |\gamma_1| = \sqrt{RC\omega} \ll 1 \quad (\text{IV-7})$$

alors la relation (IV-4) prend la forme :

$$Ze(\omega) = Zc_1 \frac{Zc_1 \gamma_1 + Zc_2 \cdot \text{th } \gamma_2}{Zc_1 + Zc_2 \cdot \gamma_1 \cdot \text{th } \gamma_2} \quad (\text{IV-8})$$

$$\text{et comme on a :} \quad \gamma_1 \cdot Zc_1 = R_1 \quad \text{et} \quad \gamma_1/Zc_1 = jC_1\omega \quad (\text{IV-9})$$

la relation précédente peut s'écrire :

$$Ze(\omega) = \frac{R + Zc_2 \cdot \text{th } \gamma_2}{1 + jC_1\omega Zc_2 \cdot \text{th } \gamma_2} \quad (\text{IV-10})$$

Dans le domaine des très basses fréquences obtenues sous



sollicitations naturelles ,l'impédance d'entrée des systèmes étudiés est généralement très grande vis à vis de la résistance thermique du capteur.

Il en résulte la simplification de la relation précédente :

$$Z_e(\omega) = \frac{Z_{c2} \cdot \text{th } \gamma_2}{1 + jC_1 \omega \cdot Z_{c2} \text{th } \gamma_2} \quad (\text{IV-11})$$

Cette équation peut se traduire par un schéma équivalent représenté par la figure (IV-2) ,où :

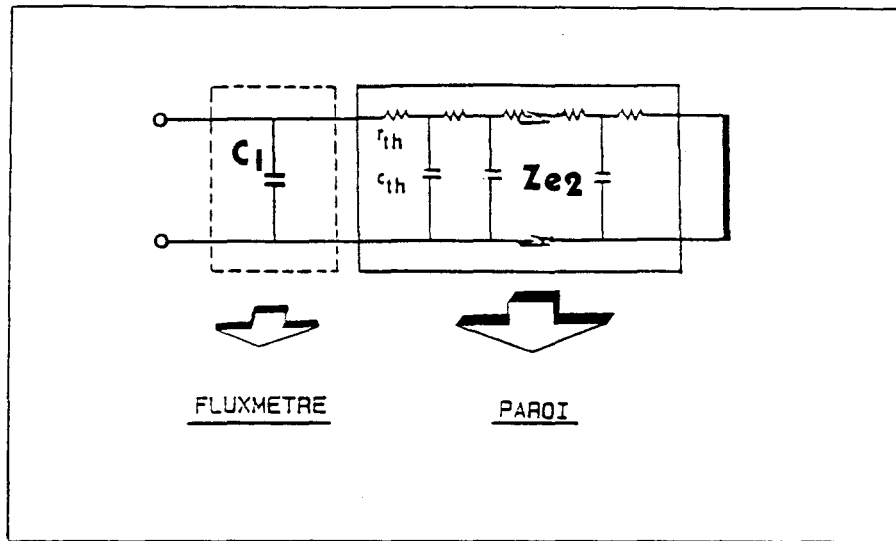


figure (IV-2)

$Z_{e2}$  est l'impédance du matériau seul disposé sur un puits thermique.

La perturbation introduite par le capteur apparaît sous la forme d'une capacité thermique localisée, placée en parallèle sur l'impédance d'entrée du matériau. Négliger l'effet de cette capacité peut conduire à des erreurs de mesures très importantes, et particulièrement lorsque le matériau étudié est peu effusif.

## [IV-2] REPONSE EN FREQUENCE DES SYSTEMES

### [IV-2-1] Réponse en fréquence du capteur de flux

Les courbes de simulations de l'impédance d'entrée du capteur ,en module et phase figure (IV-3) ,montrent que dans le domaine des basses fréquences (jusqu'à  $5 \cdot 10^{-2}$  Hz environ), le capteur de flux intervient uniquement par un effet résistif de valeur constante, et n'introduit pas de déphasage entre les grandeurs d'entrée. Par contre au delà de cette fréquence (rarement atteinte pour des mesures normales de flux), le capteur intervient par un effet capacitif important qui rend délicat l'interprétation des mesures. Le capteur est alors non passant. Au voisinage de 1Hz , il se comporte même comme un milieu semi-infini.

Toute sollicitation thermique variant dans cette gamme de fréquences restera localisée dans le capteur de flux .

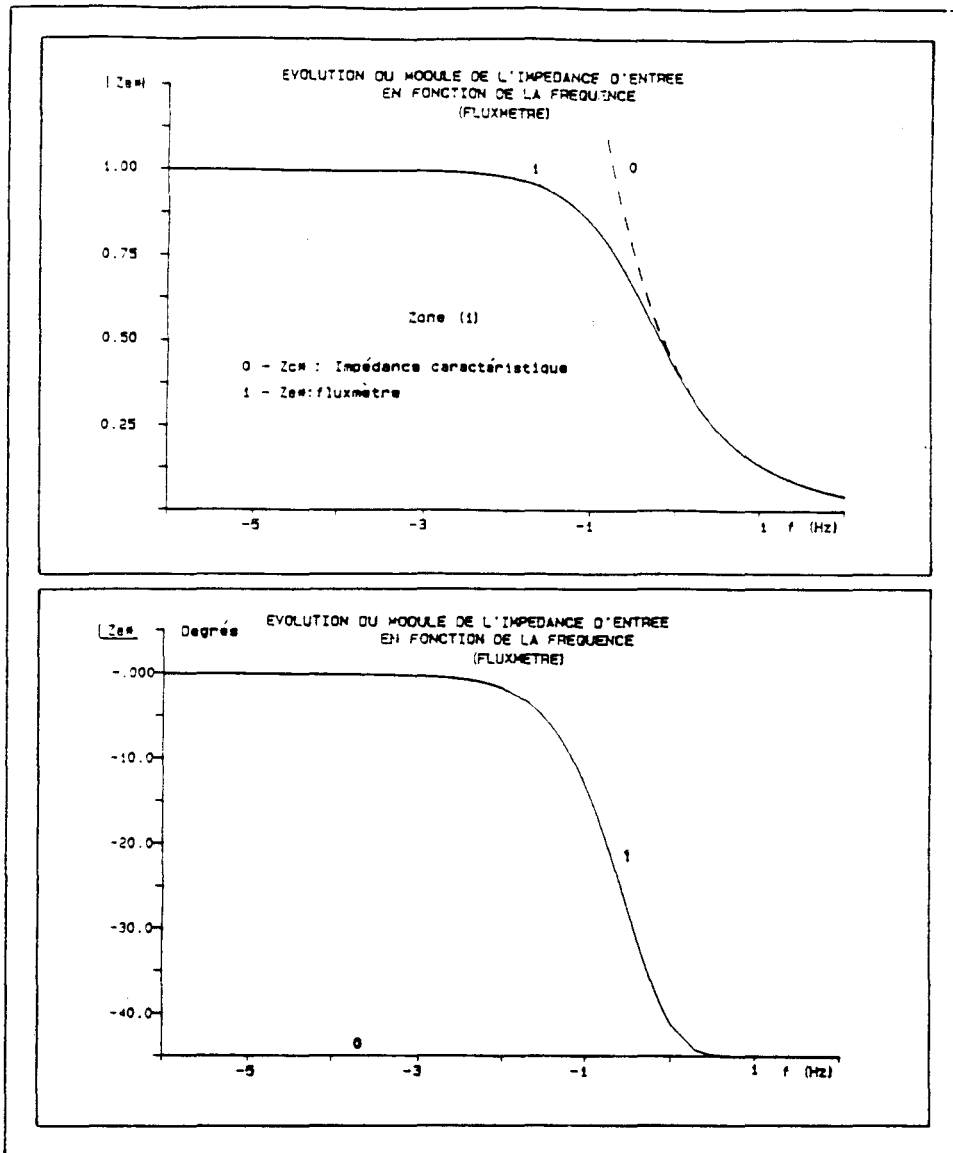


figure (IV-3)

[IV-2-2] Réponse en fréquence de quelques matériaux avec et sans présence du capteur

Pour illustrer la perturbation introduite par le capteur disposé sur la surface des matériaux à étudier, nous avons réalisé des simulations de l'impédance d'entrée ,en assimilant le capteur à un matériau homogène et, la superposition capteur-matériau constitue un bicouche dont les variations en fréquence de l'impédance d'entrée peuvent être analysées comme précédemment .

Les matériaux étudiés ici sont : le plexiglass, le PVC, le verre à vitre, le polystyrène et le béton. Leurs caractéristiques thermiques ont été présentées dans le tableau (II-1) du 2ème paragraphe. Les

caractéristiques du capteur de flux sont présentées dans le tableau (IV-1) ci dessous:

| fluxmètre                  | R (K/W) | C (J/K) |
|----------------------------|---------|---------|
| type à gradient tangentiel | 0.2     | 18      |

tableau (IV-1)

Les figures (IV-4), (IV-5), (IV-6) et (IV-7) représentent les variations du module et de la phase de l'impédance d'entrée en fonction de la

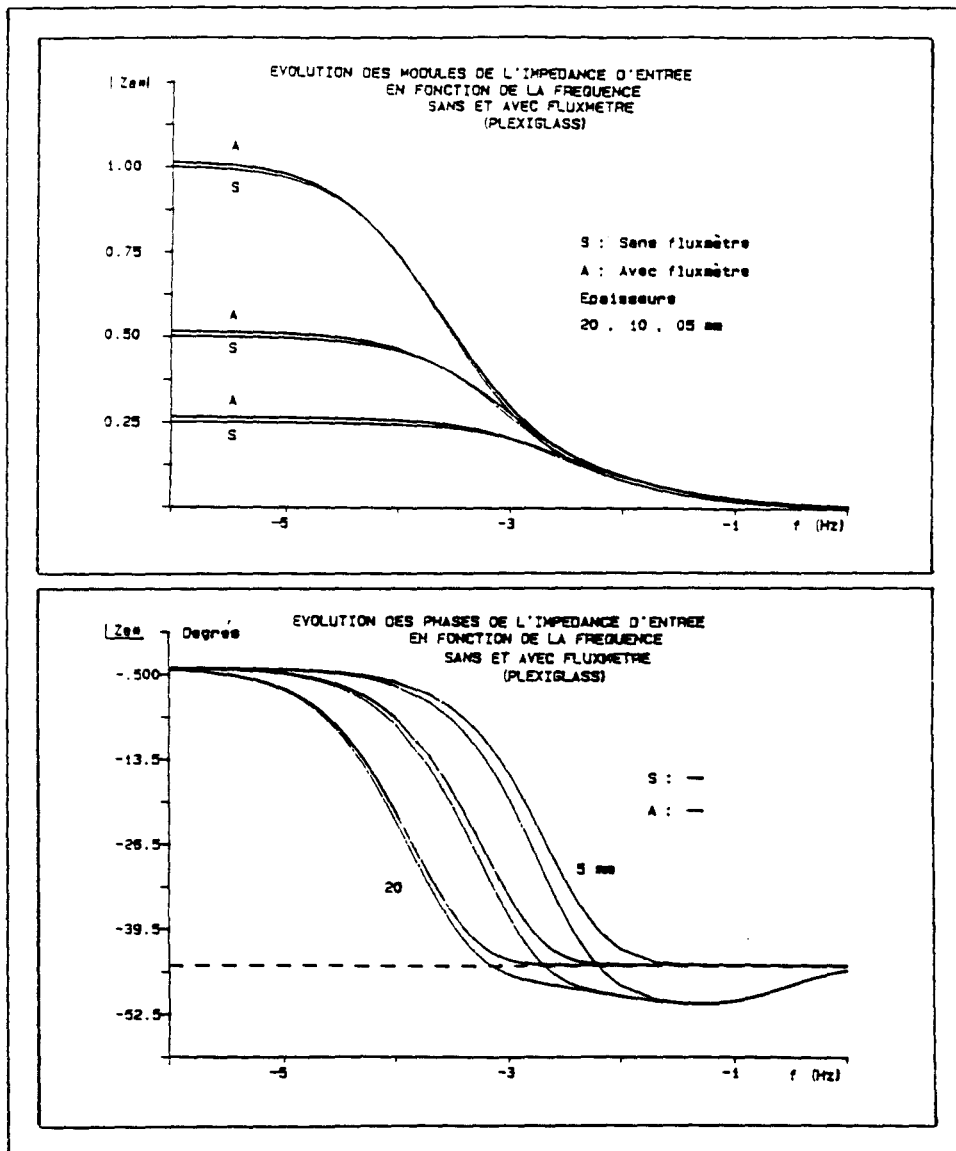


figure (IV-4)

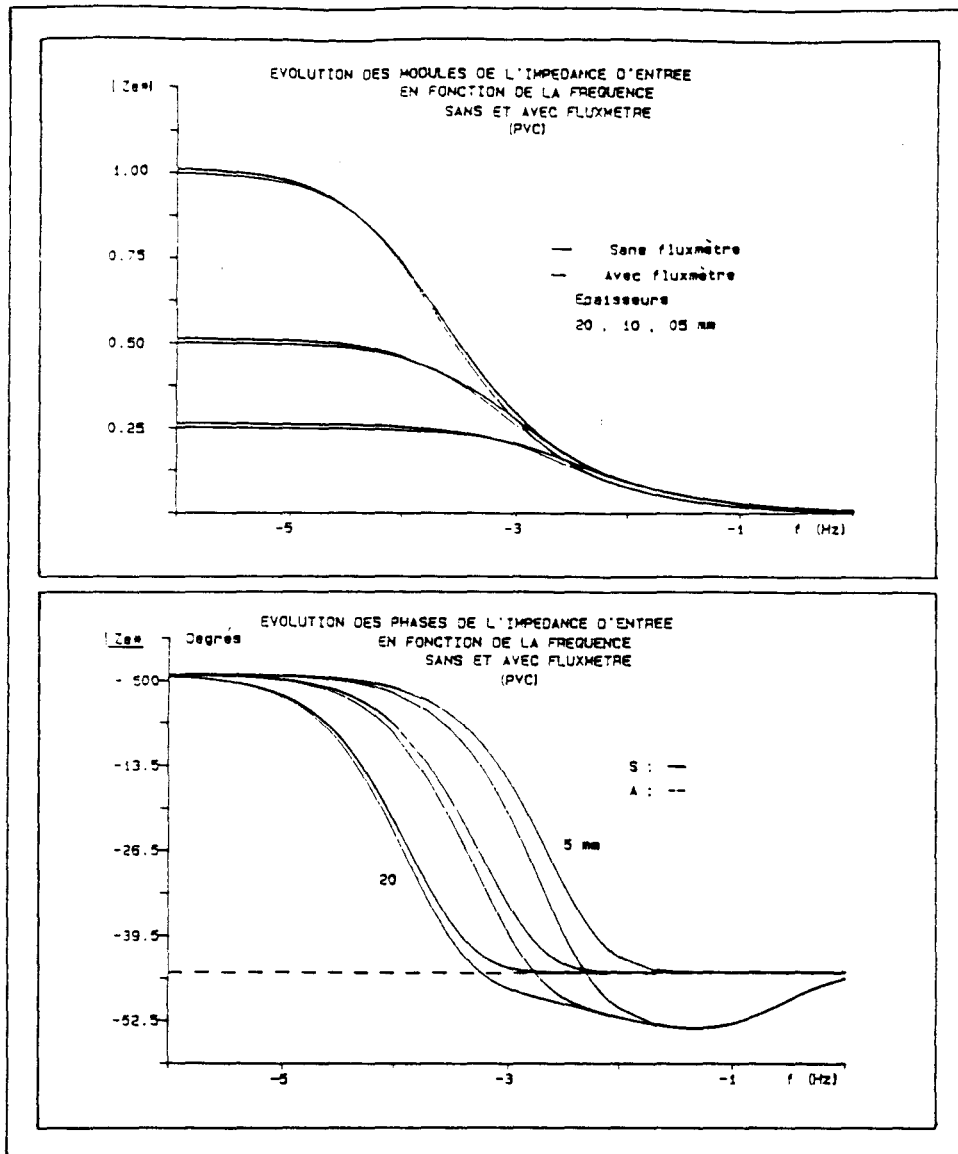


figure (IV-5)

fréquence, des matériaux précédents, considérés dans un premier temps seuls et ensuite recouverts d'un capteur de flux, chaque fois, pour trois épaisseurs différentes du matériau considéré.

Les épaisseurs utilisées dans les simulations de l'impédance d'entrée sont récapitulées dans le tableau (IV-1) ci-dessous :

| Matériaux     | Epaisseur en mm |    |    |
|---------------|-----------------|----|----|
|               | 05              | 10 | 20 |
| plexiglass    | 05              | 10 | 20 |
| PVC           | 05              | 10 | 20 |
| verre à vitre | 05              | 10 | 20 |

| matériaux | épaisseurs en mm |     |     |
|-----------|------------------|-----|-----|
|           | polystyrène      | 05  | 10  |
| béton     | 50               | 100 | 200 |
| capteur   | 0.1              |     |     |

tableau (IV-2)

Dans le domaine des basses fréquences et pour l'ensemble des cas étudiées, les courbes des modules montrent que l'impédance d'entrée du bicouche capteur-échantillon est égale la somme des résistances thermiques des deux couches. Suivant l'épaisseur et la nature du matériau considéré, la résistance du capteur peut être négligée ou non. Le tableau (IV-3) ci-dessous représente le pourcentage d'erreur dû à l'effet résistif du capteur sur la mesure de l'impédance d'entrée des matériaux précédents.

| Matériaux     | épaisseurs (mm) | erreur en % |
|---------------|-----------------|-------------|
| plexiglass    | 05              | 5.88        |
|               | 10              | 2.94        |
|               | 20              | 1.45        |
| PVC           | 05              | 5.68        |
|               | 10              | 2.62        |
|               | 20              | 1.25        |
| verre à vitre | 05              | 23.52       |
|               | 10              | 11.65       |
|               | 20              | 5.82        |
| polystyrène   | 05              | < 2         |
|               | 10              | < 1         |
|               | 20              | < 1         |
| béton         | 50              | 5.88        |
|               | 100             | 2.94        |
|               | 200             | 1.45        |

tableau (IV-3)

Ces résultats montrent que dans le domaine des basses fréquences l'effet du capteur de flux sur les mesures dépend essentiellement de la nature du matériau à tester et de son épaisseur. Pour des épaisseurs de l'ordre de 20 mm cet effet est tout à fait négligeable pour les matériaux moyennement isolants. Par contre pour les matériaux conducteurs, il devient important et dans ces conditions une correction de l'impédance mesurée devient nécessaire.

Dans ce même domaine de fréquences, les courbes montrent que la phase est la même, que le matériau soit seul ou avec capteur, et est voisine de zéro degré.

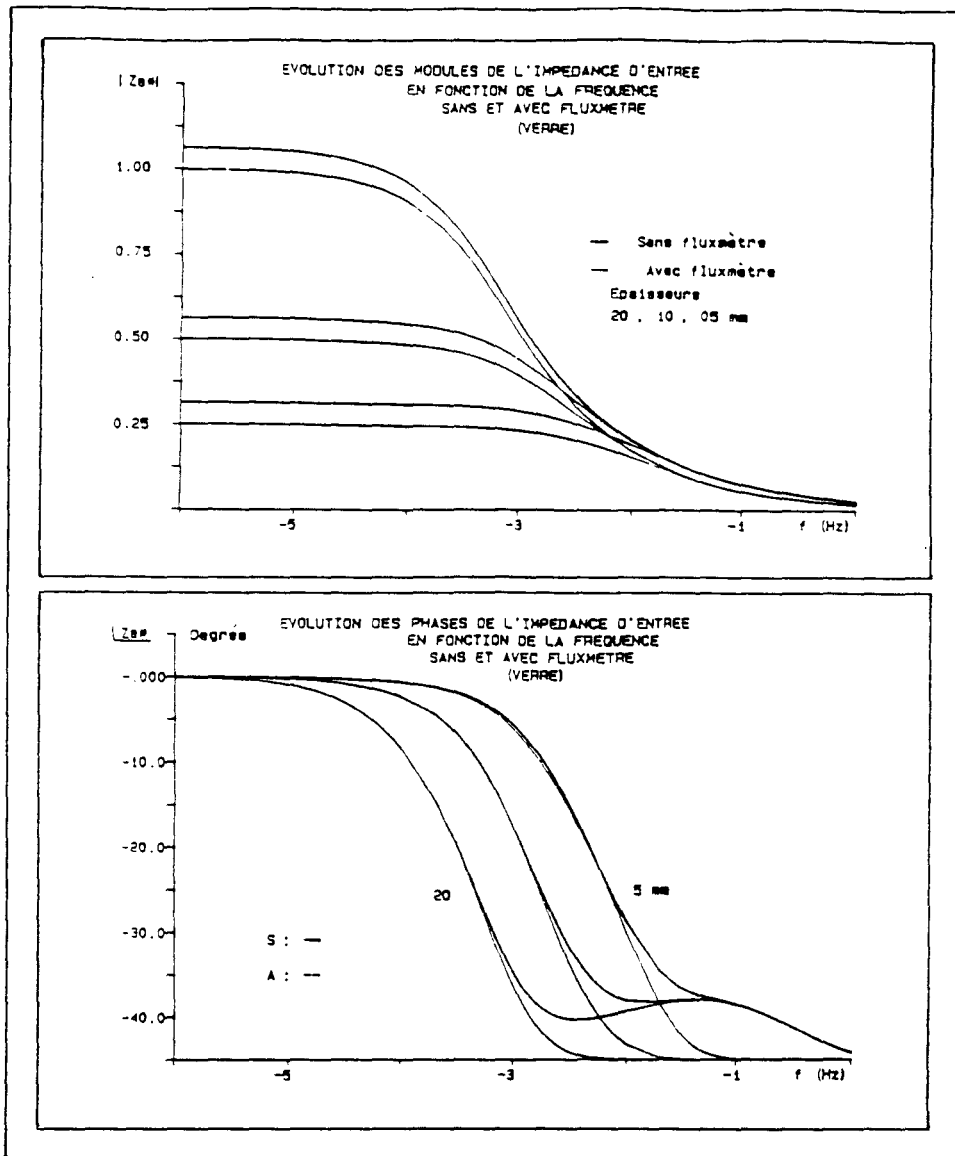


figure (IV-6)

L'analyse de ces courbes montre également que le module de l'impédance d'entrée décroît rapidement en fonction de la fréquence lorsque le capteur est disposé sur le matériau. Cette décroissance dépend de l'effusivité du matériau par rapport à celle du capteur. Pour les matériaux peu effusifs, la décroissance est rapide et le module de l'impédance d'entrée du système capteur-matériau devient plus petit que celui du matériau seul. Dans le cas contraire on observe la même décroissance, mais cette fois, le module de l'impédance d'entrée du système reste supérieur à celui du matériau seul. Dans les deux cas, et pour un matériau donné la fréquence à laquelle se produit cette décroissance, dépend de l'épaisseur. De façon analogue, les courbes de phases montrent que l'évolution de la phase dans le cas du système capteur-matériau, par rapport à celle correspondant au matériau seul, dépend également du contraste des effusivités.

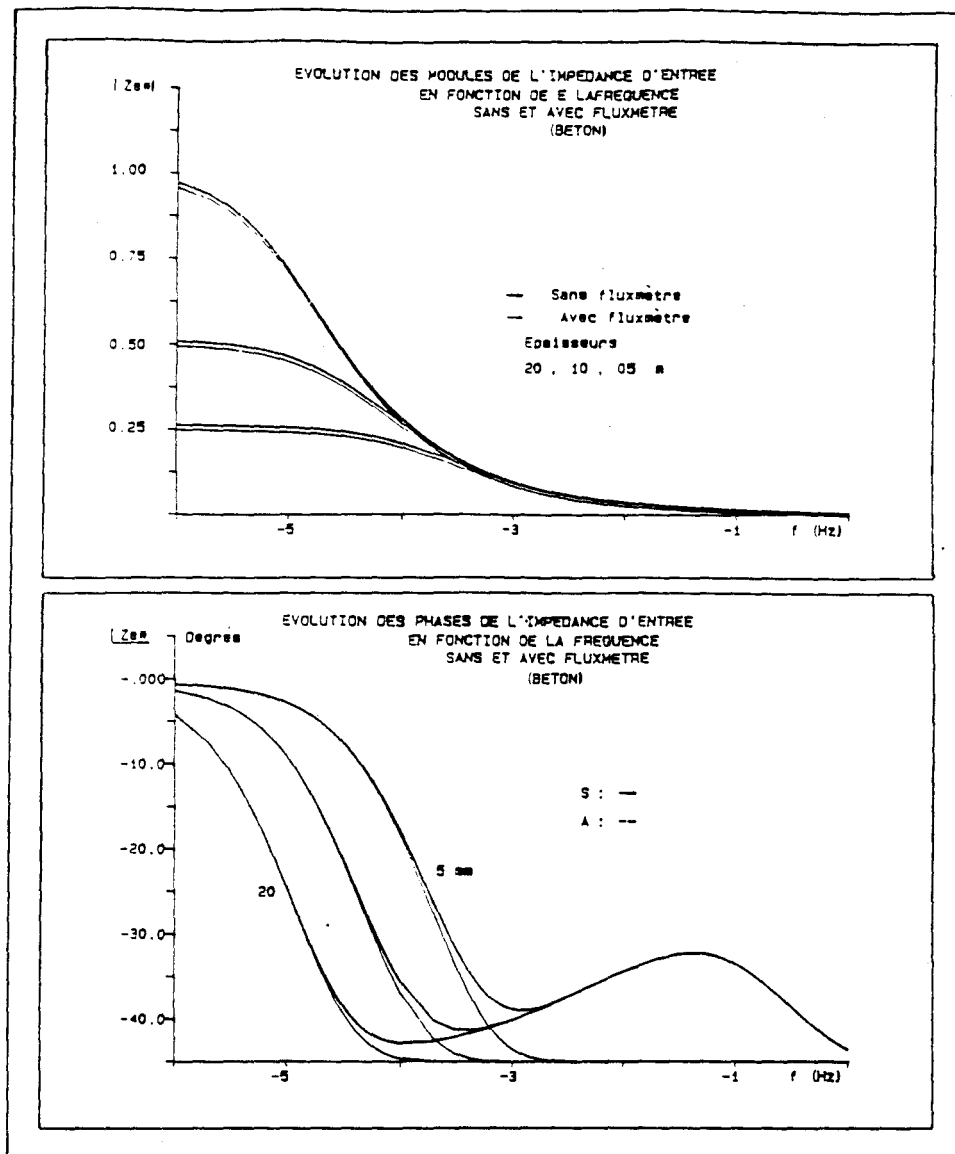


figure (IV-7)

Pour une bande de fréquences basses, les deux phases sont pratiquement confondues, et au delà d'une certaine fréquence, si l'effusivité du matériau considéré est plus petite que celle du capteur, ce dernier introduit un retard de phase par rapport au cas du matériau homogène seul. Ce retard de phase passe par un minima de valeur inférieure à -45 degrés et tend ensuite vers la valeur zéro dans le domaine H.F. Par contre si le matériau est plus effusif que le capteur, ce dernier introduit une avance de phase qui passe par un maxima de valeur supérieure à -45 degrés. Ces minima et maxima ont eu lieu à la même fréquence de valeur  $5.5 \cdot 10^{-2}$  Hz. Elle correspond au dixième de la fréquence propre du capteur de flux modélisé ( $f_0 = 1/(R_1 C_1)$ ).

Dans les deux tableaux (IV-3) et (IV-4) ci-dessous, nous présentons les résultats obtenus sur les courbes de phases. le premier est relatif aux matériaux plus effusif que le capteur, le second au cas contraire.

| Matériau+capteur | avance de phase<br>(maxima) en ° |
|------------------|----------------------------------|
| verre à vitre    | - 38                             |
| béton            | - 32                             |

tableau (IV-3)

| Matériau+capteur | retard de phase<br>(minima) en ° |
|------------------|----------------------------------|
| plexiglass       | - 51                             |
| PVC              | -53.5                            |

tableau (IV-4)

### [IV-2-3] Réponse en fréquence d'un matériau léger

#### Cas du polystyrène

La figure (IV-8) représente également les variations du module et de la phase de l'impédance d'entrée du système capteur-polystyrène et polystyrène seul pour différentes épaisseurs.

En basses fréquences, la résistance thermique du capteur-polystyrène est confondue avec celle du polystyrène seul (résistance du capteur tout à fait négligeable). Le polystyrène étant essentiellement un matériau résistif, le module de son impédance d'entrée est égale à sa résistance thermique dans une large bande de fréquences :

- $f \leq 10^{-4}$  Hz environ pour une épaisseur de 20 mm.
- $f \leq 10^{-3}$  Hz environ pour une épaisseur de 10 mm.
- $f \leq 10^{-2}$  Hz environ pour une épaisseur de 05 mm.

cependant la phase reste voisine de la valeur zéro. Par contre dans le domaine des hautes fréquences, la présence du capteur introduit une décroissance importante du module de l'impédance d'entrée, ainsi qu'un retard de phase considérable. Cet effet est essentiellement lié à la très faible valeur de l'effusivité du polystyrène par rapport à celle du capteur.

Dans le cas du polystyrène, les minima présentés par les courbes de phases se produisent à des fréquences différentes, liées à l'épaisseur de l'échantillon considéré. plus l'épaisseur est grande, plus la fréquence du minima correspondant est basse. Le tableau (IV-5) ci-dessous représente

les résultats observés sur la phase de l'impédance d'entrée du polystyrène.



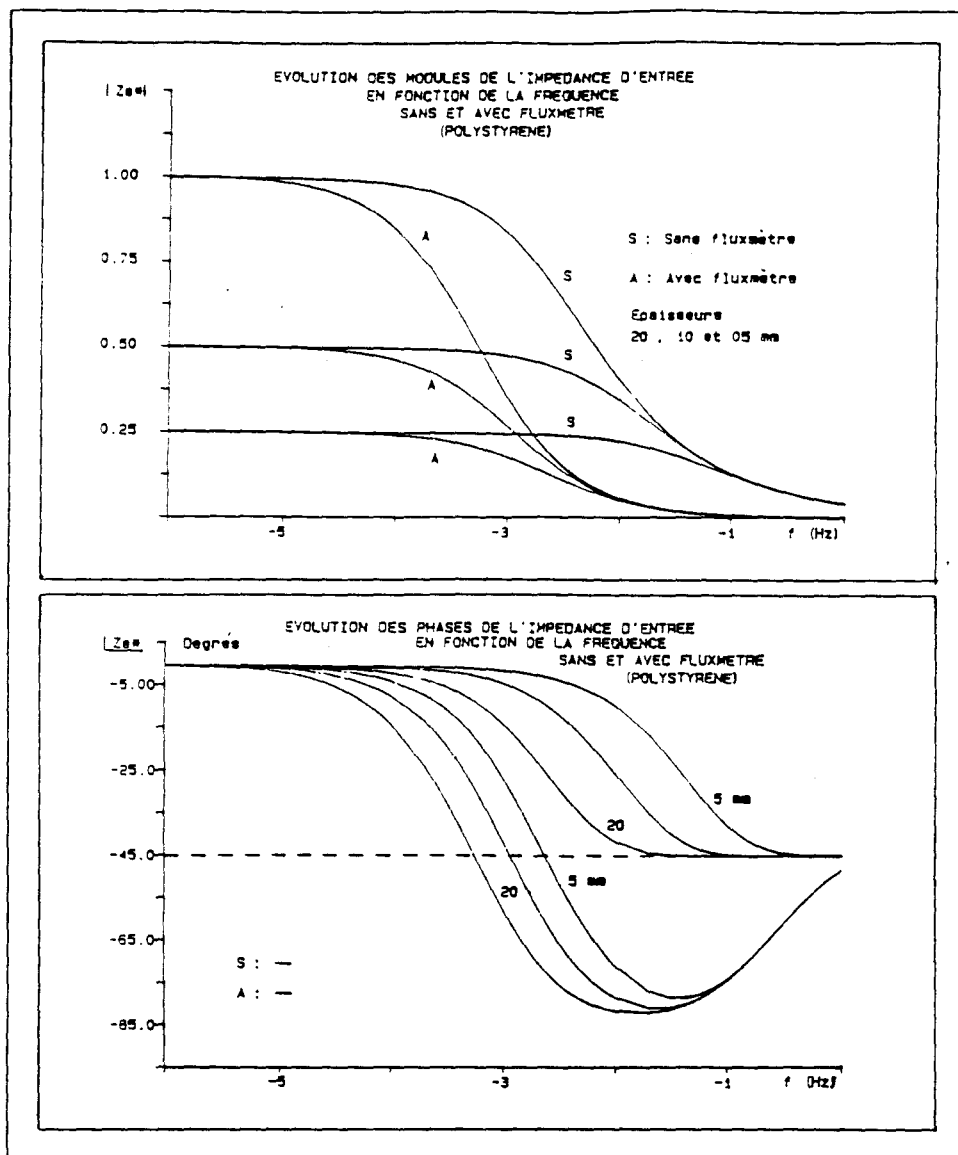


figure (IV-8)

| bicouche    | épaisseur (mm) | retard de phase (minima) en ° | fréquence (Hz) |
|-------------|----------------|-------------------------------|----------------|
| capteur     | 05 + 0.1       | - 78.5                        | 0.038          |
| +           | 10 + 0.1       | - 80.9                        | 0.022          |
| polystyrène | 20 + 0.1       | - 82                          | 0.014          |

tableau (IV-5)

Ce déplacement des minima en fonction de l'épaisseur ,peut être interprété ,en considérant que la fréquence propre du capteur de flux varie en fonction de l'épaisseur de l'échantillon de polystyrène. En effet, ce matériau étant très peu effusif et donc essentiellement résistif ,dans le domaine des hautes fréquences le système capteur échantillon se comporte comme si, du côté capteur on a affaire à une simple capacité

et, du côté matériau à une simple résistance selon le schéma de la figure (IV-9).

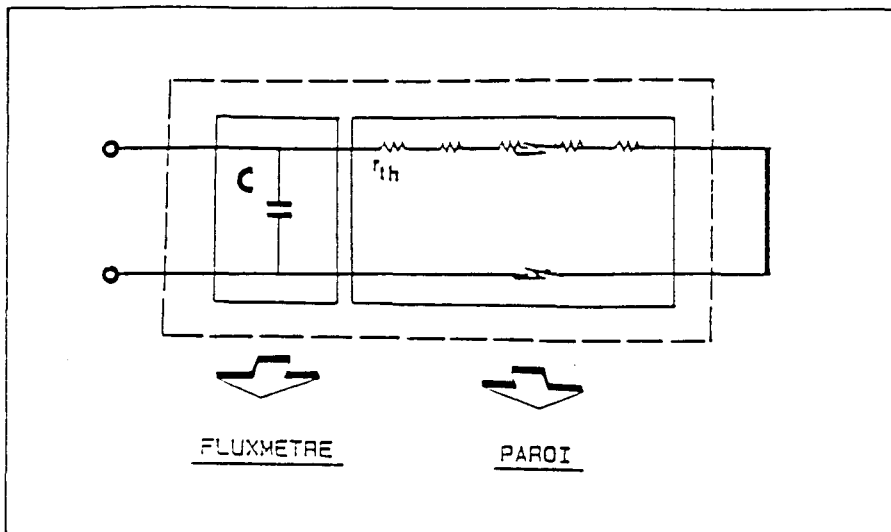


figure (IV-9)

Il en résulte un système équivalent de constante de temps équivalente  $R_e C_e$  et de fréquence propre équivalente  $f_e = 1/(R_e C_e)$ . Si l'épaisseur de l'échantillon de polystyrène augmente, sa résistance  $R_e$  augmente aussi et donc la valeur de la fréquence propre du système diminue.

[IV-2-4] Analyse spatiale paramétrée par la fréquence

Pour illustrer la perturbation introduite par le capteur de flux en fonction de l'épaisseur de l'échantillon de polystyrène à tester, nous avons comparé les modules de l'impédance d'entrée de l'ensemble capteur-échantillon et ceux de l'échantillon seul pour différentes fréquences figure (IV-10).

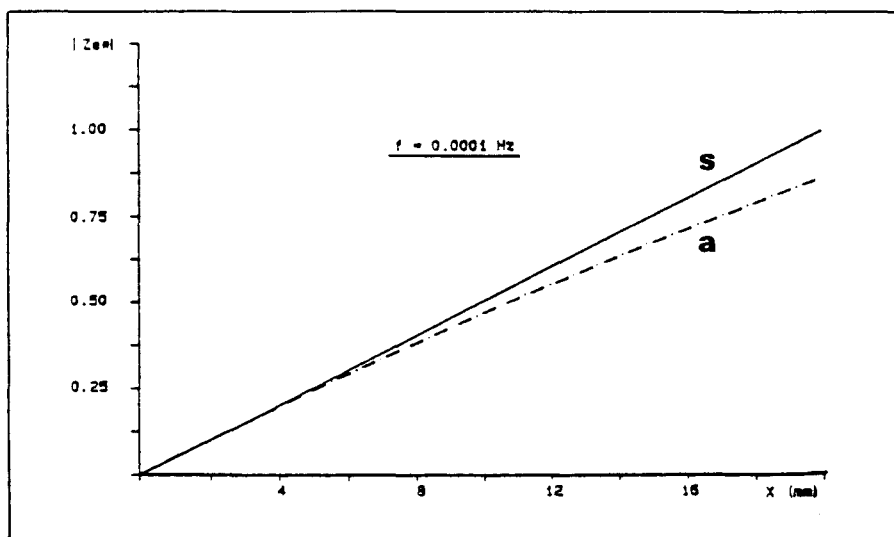


figure (IV-10-a)

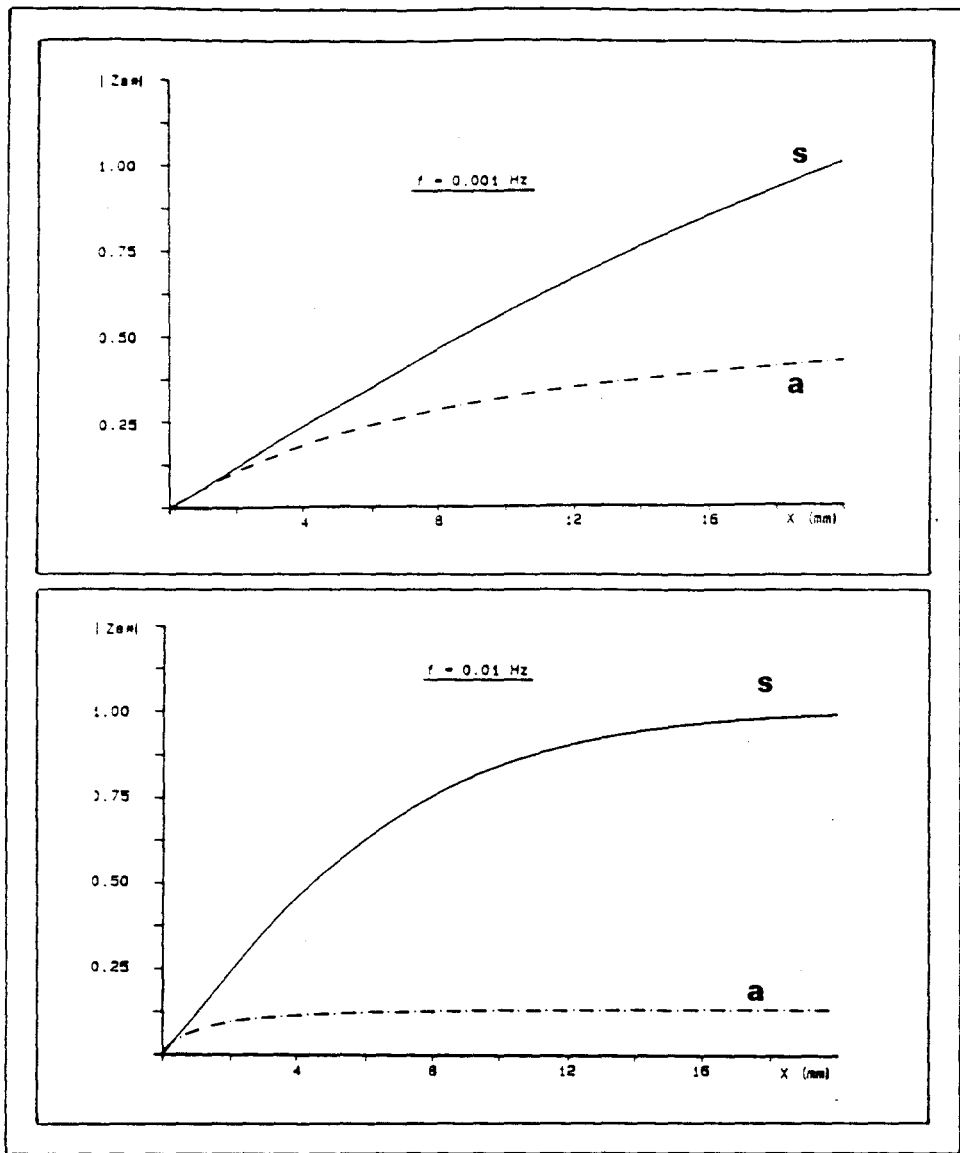


figure (IV-10-b)

\*\*\*\*\*



[A-V] TRANSFERT DE CHALEUR DANS LES MATERIAUX TRICOUCHE

[V-1] MATRICE DE TRANSFERT ASSOCIEE A UNE PAROI TRICOUCHE

Dans le paragraphe (III) nous avons étudié les structures multicouches réalisées avec deux matériaux et ,montré que les résultats obtenus étaient généraux lorsque les conditions aux limites sont précisées. Nous allons maintenant examiner avec les mêmes objectifs le comportement d'une structure tricouche .

Les résultats généraux précédents peuvent être appliqués à l'analyse des transferts de chaleur dans les matériaux tricouches en fonction de la fréquence.

La méthode de calcul de la matrice de transfert ,associée à un système tricouche ,est identique à celle utilisée pour les matériaux bicouches .

Si on considère le schéma de la figure (V-1), dans lequel une paroi est constituée de trois couches d'épaisseurs  $x_1, x_2$  et  $x_3$  ,caractérisées par les grandeurs  $(Zc_1, \gamma_1)$  pour la première couche,  $(Zc_2, \gamma_2)$  pour la deuxième couche et  $(Zc_3, \gamma_3)$  pour la troisième ,avec :

$$Zc_1(\omega) = 1/(b_1 \sqrt{j\omega}) \quad , \quad \gamma_1(\omega) = \sqrt{j\omega/a_1} \cdot x_1 \quad (V-1)$$

$$Zc_2(\omega) = 1/(b_2 \sqrt{j\omega}) \quad , \quad \gamma_2(\omega) = \sqrt{j\omega/a_2} \cdot x_2 \quad (V-2)$$

$$Zc_3(\omega) = 1/(b_3 \sqrt{j\omega}) \quad , \quad \gamma_3(\omega) = \sqrt{j\omega/a_3} \cdot x_3 \quad (V-3)$$

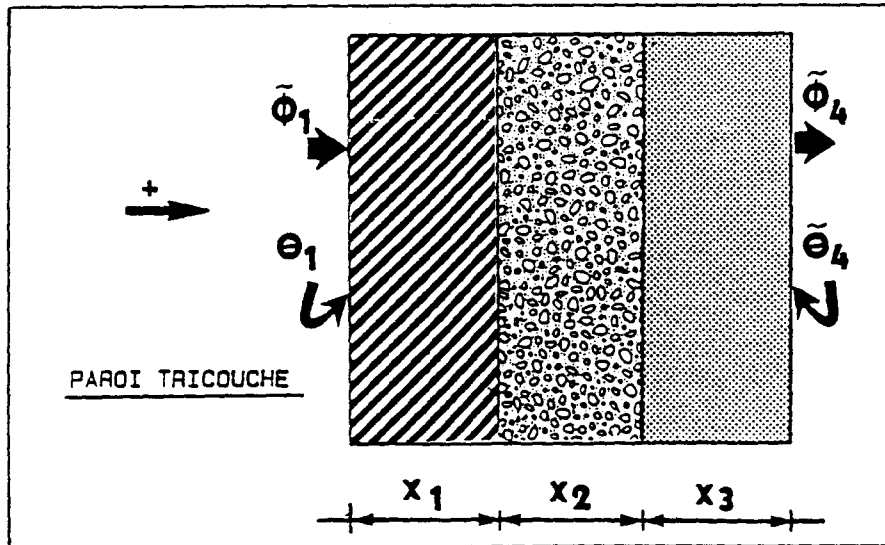


figure (V-1)

les variations de flux et de température dans les plans d'entrée et de sortie de chaque couche sont définies par les matrices de transferts :

(en posant  $\theta_i(\omega) = \theta_i$  et  $\phi_i(\omega) = \phi_i$  )

$$\begin{bmatrix} \theta_1 \\ \phi_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \text{Ch}\gamma_1 & Zc_1 \text{Sh}\gamma_1 \\ (1/Zc_1) \text{Sh}\gamma_2 & \text{Ch}\gamma_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_2 \\ \phi_2 \end{bmatrix} \quad (\text{V-4})$$

pour la première couche

$$\begin{bmatrix} \theta_2 \\ \phi_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \text{Ch}\gamma_2 & Zc_2 \text{Sh}\gamma_2 \\ (1/Zc_2) \text{Sh}\gamma_2 & \text{Ch}\gamma_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_3 \\ \phi_3 \end{bmatrix} \quad (\text{V-5})$$

pour la deuxième couche, et

$$\begin{bmatrix} \theta_3 \\ \phi_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \text{Ch}\gamma_3 & Zc_3 \text{Sh}\gamma_3 \\ (1/Zc_3) \text{Sh}\gamma_3 & \text{Ch}\gamma_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_4 \\ \phi_4 \end{bmatrix} \quad (\text{V-6})$$

pour la troisième couche .

Le passage de l'état  $(\theta_1, \phi_1)$  à l'état  $(\theta_4, \phi_4)$  s'effectue par produit matriciel , et la matrice associée à ce passage est définie par :

$$\begin{bmatrix} \theta_4 \\ \phi_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & -B \\ -C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_1 \\ \phi_1 \end{bmatrix} \quad (\text{V-7-a})$$

avec :

(V-7-b)

$$A = \text{ch}\gamma_3 \text{ch}\gamma_2 \text{ch}\gamma_1 + (Zc_3/Zc_2) \text{sh}\gamma_3 \text{sh}\gamma_2 \text{ch}\gamma_1 + (Zc_2/Zc_1) \text{ch}\gamma_3 \text{sh}\gamma_2 \text{sh}\gamma_1 + (Zc_3/Zc_1) \text{sh}\gamma_3 \text{ch}\gamma_2 \text{sh}\gamma_1$$

$$B = +Zc_1 \text{ch}\gamma_3 \text{ch}\gamma_2 \text{sh}\gamma_1 + (Zc_1 Zc_3/Zc_2) \text{sh}\gamma_3 \text{sh}\gamma_2 \text{sh}\gamma_1 + Zc_2 \text{ch}\gamma_3 \text{sh}\gamma_2 \text{ch}\gamma_1 + Zc_3 \text{sh}\gamma_3 \text{ch}\gamma_2 \text{ch}\gamma_1$$

$$C = +(1/Zc_3) \text{sh}\gamma_3 \text{ch}\gamma_2 \text{ch}\gamma_1 + (1/Zc_2) \text{ch}\gamma_3 \text{sh}\gamma_2 \text{ch}\gamma_1 + (Zc_2/Zc_1 Zc_3) \text{sh}\gamma_2 \text{sh}\gamma_3 \text{sh}\gamma_1 + (1/Zc_1) \text{ch}\gamma_2 \text{ch}\gamma_3 \text{ch}\gamma_1$$

$$D = (Zc_1/Zc_3) \text{sh}\gamma_3 \text{ch}\gamma_2 \text{sh}\gamma_1 + (Zc_1/Zc_2) \text{ch}\gamma_3 \text{sh}\gamma_2 \text{sh}\gamma_1 + (Zc_2/Zc_3) \text{sh}\gamma_2 \text{sh}\gamma_3 \text{ch}\gamma_1 + \text{ch}\gamma_3 \text{ch}\gamma_2 \text{ch}\gamma_1$$

de matrice inverse :

$$\begin{bmatrix} \theta_1 \\ \phi_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A' & B' \\ C' & D' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_4 \\ \phi_4 \end{bmatrix} \quad (V-8)$$

permettant le passage inverse de l'état  $(\theta_4, \phi_4)$  supposé connu à la sortie du système à l'état  $(\theta_1, \phi_1)$  sur sa face d'entrée, avec :

$$A' = \operatorname{ch}\chi_1 \operatorname{ch}\chi_2 \operatorname{ch}\chi_3 + (Zc_1/Zc_2) \operatorname{sh}\chi_1 \operatorname{sh}\chi_2 \operatorname{ch}\chi_3 + (Zc_2/Zc_3) \operatorname{ch}\chi_1 \operatorname{sh}\chi_2 \operatorname{sh}\chi_3 + (Zc_1/Zc_3) \operatorname{sh}\chi_1 \operatorname{ch}\chi_2 \operatorname{sh}\chi_3$$

$$B' = Zc_3 \operatorname{ch}\chi_1 \operatorname{ch}\chi_2 \operatorname{sh}\chi_3 + (Zc_1 Zc_3/Zc_2) \operatorname{sh}\chi_1 \operatorname{sh}\chi_2 \operatorname{sh}\chi_3 + Zc_2 \operatorname{ch}\chi_1 \operatorname{sh}\chi_2 \operatorname{ch}\chi_3 + Zc_1 \operatorname{sh}\chi_1 \operatorname{ch}\chi_2 \operatorname{ch}\chi_3$$

$$C' = (\operatorname{sh}\chi_1 \operatorname{ch}\chi_2 \operatorname{ch}\chi_3)/Zc_1 + (\operatorname{ch}\chi_1 \operatorname{sh}\chi_2 \operatorname{ch}\chi_3)/Zc_2 + (Zc_2/Zc_1 Zc_3) \operatorname{sh}\chi_1 \operatorname{sh}\chi_2 \operatorname{sh}\chi_3 + (1/Zc_3) \operatorname{ch}\chi_1 \operatorname{ch}\chi_2 \operatorname{sh}\chi_3$$

$$D' = (Zc_3/Zc_1) \operatorname{sh}\chi_1 \operatorname{ch}\chi_2 \operatorname{sh}\chi_3 + (Zc_3/Zc_2) \operatorname{ch}\chi_1 \operatorname{sh}\chi_2 \operatorname{sh}\chi_3 + (Zc_2/Zc_1) \operatorname{sh}\chi_1 \operatorname{sh}\chi_2 \operatorname{sh}\chi_3 + \operatorname{Ch}\chi_1 \operatorname{Ch}\chi_2 \operatorname{Ch}\chi_3$$

#### [V-2] IMPEDANCE THERMIQUE D'ENTREE

Pour analyser les formulations obtenues, nous déterminons les expressions de l'impédance d'entrée, dans les trois cas de figures de conditions limites définies précédemment.

##### [V-2-1] Température de sortie maintenue constante

Dans ce cas le système constitué des trois couches ramène dans le plan d'entrée une impédance thermique figure (V-2):

(V-9)

$$Z_e(\omega) = Zc_1 \frac{Zc_1 Zc_2 \operatorname{th}\chi_1 + Zc_2^2 \operatorname{th}\chi_2 + Zc_2 Zc_3 \operatorname{th}\chi_3 + Zc_1 Zc_3 \operatorname{th}\chi_1 \operatorname{th}\chi_2 \operatorname{th}\chi_3}{Zc_1 Zc_2 + Zc_2^2 \operatorname{th}\chi_1 \operatorname{th}\chi_2 + Zc_2 Zc_3 \operatorname{th}\chi_1 \operatorname{th}\chi_3 + Zc_1 Zc_3 \operatorname{th}\chi_2 \operatorname{th}\chi_3}$$

établie à partir de la relation matricielle (V-8) en posant  $\theta_4(\omega) = 0$ .

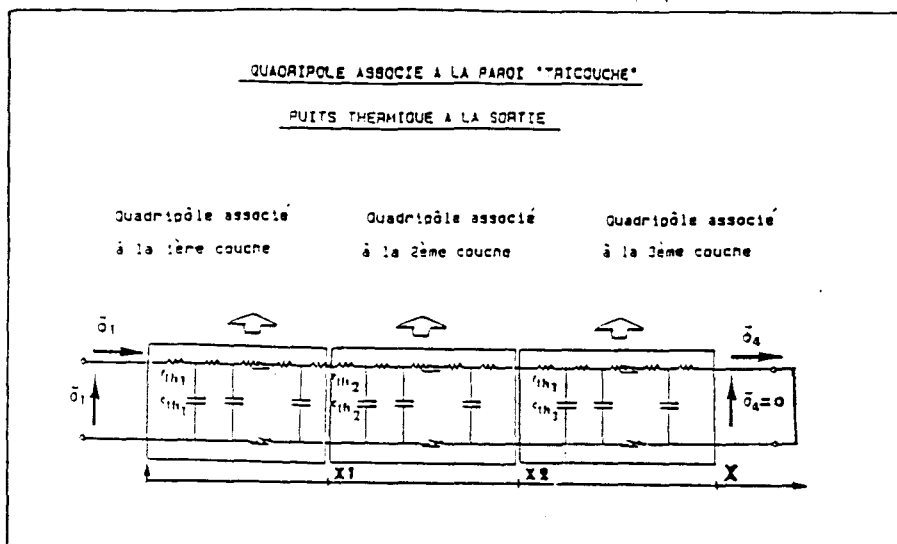


figure (V-2)

[V-2-2] Flux de sortie nul

De façon analogue, lorsque la composante variable de la densité de flux de sortie est constamment nulle, en posant  $\phi_4(\omega) = 0$  dans la relation matricielle (V-7-a) on obtient :

(V-10)

$$Z_e(\omega) = \frac{1 + (Z_{c1}/Z_{c2})th\chi_1 th\chi_2 + (Z_{c1}/Z_{c3})th\chi_1 th\chi_3 + (Z_{c2}/Z_{c3})th\chi_2 th\chi_3}{(1/Z_{c1})th\chi_1 + (1/Z_{c2})th\chi_2 + (1/Z_{c3})th\chi_3 + (Z_{c2}/Z_{c1}Z_{c3})th\chi_1 th\chi_2 th\chi_3}$$

[V-2-3] Relation linéaire entre flux et température de surface

Si  $h$  est le coefficient caractérisant l'échange entre la face de sortie et le milieu environnant, l'impédance d'entrée est définie par la relation :

$$Z_e(\omega) = \frac{A' + h \cdot B'}{C' + h \cdot D'} \quad (V-11)$$

en posant  $\phi_4(\omega) = h \cdot \theta_4(\omega)$  dans la relation (V-8).

Comme précédemment, suivant les valeurs extrêmes de  $h$  dans cette expression, on retrouvera le cas où la température de sortie est maintenue constante ou celui où la face de sortie est thermiquement isolée.

[V-3] REPOSE EN FREQUENCE DES SYSTEMES

[V-3-1] Réponse de quelques matériaux tricouches

Pour analyser le comportement des systèmes à trois couches dans le



domaine fréquence ,nous avons réalisé des simulations de l'impédance d'entrée en utilisant les mêmes matériaux que ceux utilisés dans les paragraphes précédents.Plusieurs configurations ont été étudiées suivant les effusivités des matériaux mis en contact pour former le système tricouche.En partant de trois matériaux de base :le polystyrène,le plexiglass,et le verre à vitre,d'effusivités respectives 40 ,560 et 1250 nous avons étudié les six configurations suivantes :

- 1- plexiglass-polystyrène-verre à vitre
- 2- polystyrène-plexiglass-verre à vitre
- 3- verre à vitre-plexiglass-polystyrène
- 4- polystyrène-verre à vitre-plexiglass
- 5- plexiglass-verre à vitre-polystyrène
- 6- verre à vitre-polystyrène-plexiglass

L'épaisseur de chaque matériau est prise égale à 05 mm ,et la composante variable de la température de sortie du système multicouche est supposée constamment nulle.

### [V-3-2] Résultats des simulations

Les figures (V-3),(V-4),(V-5),(V-6),(V-7) et (V-8) représentent respectivement les modules et phases des configurations citées ci-dessus.Afin de mettre en évidence la contribution de chaque couche au niveau de l'impédance d'entrée totale du système tricouche,nous avons représenté pour une configuration donnée ,sur le même graphe ,les modules et les phases relatives à l'ensemble du tricouche, aux deux premières couches ,et à la couche d'entrée.

Dans le domaine des basses et hautes fréquences l'analyse des transferts thermiques reste la même et les résultats obtenus peuvent être interprétés de la même façon que dans le cas des systèmes bicouches,au niveau des modules et des phases de l'impédance d'entrée .

Dans le domaine des basses fréquences ,on vérifie bien que la contribution de chaque couche en résistance thermique (et donc la résistance totale)est la même quelque soit la configuration considérée.A épaisseur égale ,l'impédance ramenée par la couche de verre en B.F est très faible vis à vis de celle ramenée par le polystyrène.

Lorsque le matériau isolant (polystyrène) est placé à l'entrée ,les courbes des modules montrent que ce dernier impose presque totalement l'évolution de la réponse en fréquence du système entier.Cette évolution tend d'autant plus vers celle du polystyrène homogène que la seconde couche est plus isolante .Quand la couche de verre ,plus conductrice est au centre ,son effet se traduit par un affaiblissement de l'impédance d'entée dans une bande de fréquence située environ entre  $10^{-4}$  Hz et  $5.10^{-2}$  Hz par rapport aux deux cas précédents.

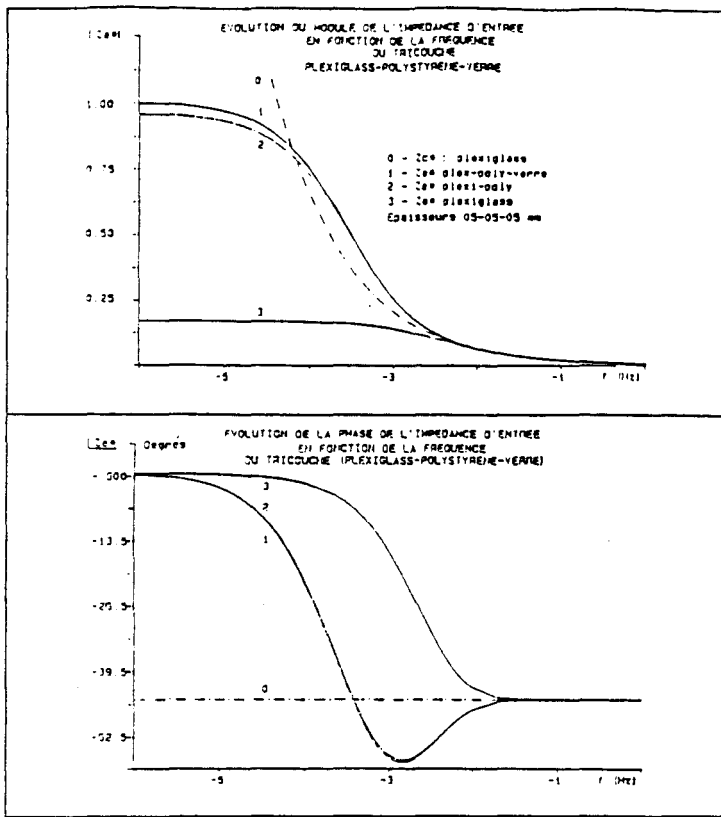


figure (V-3)

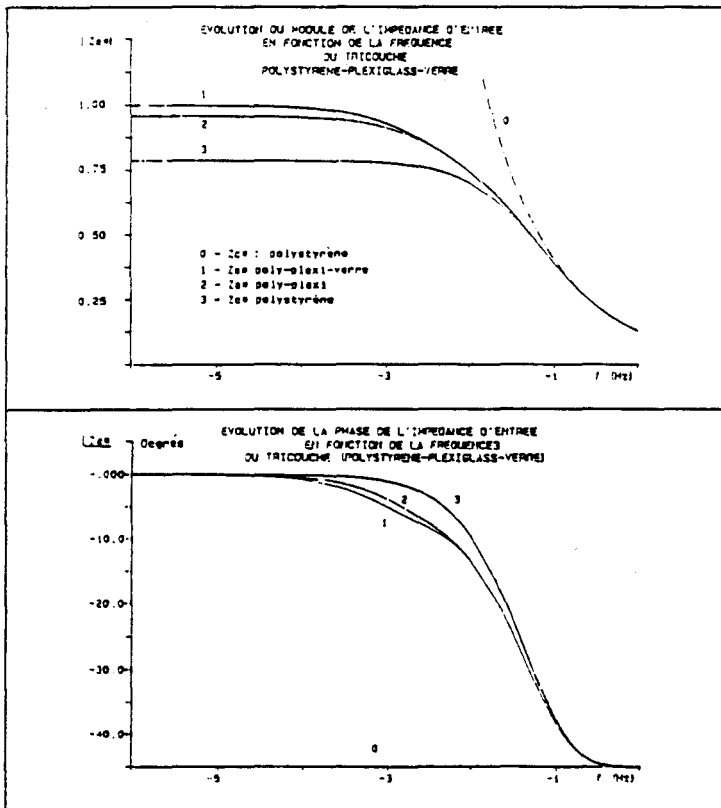


figure (V-4)

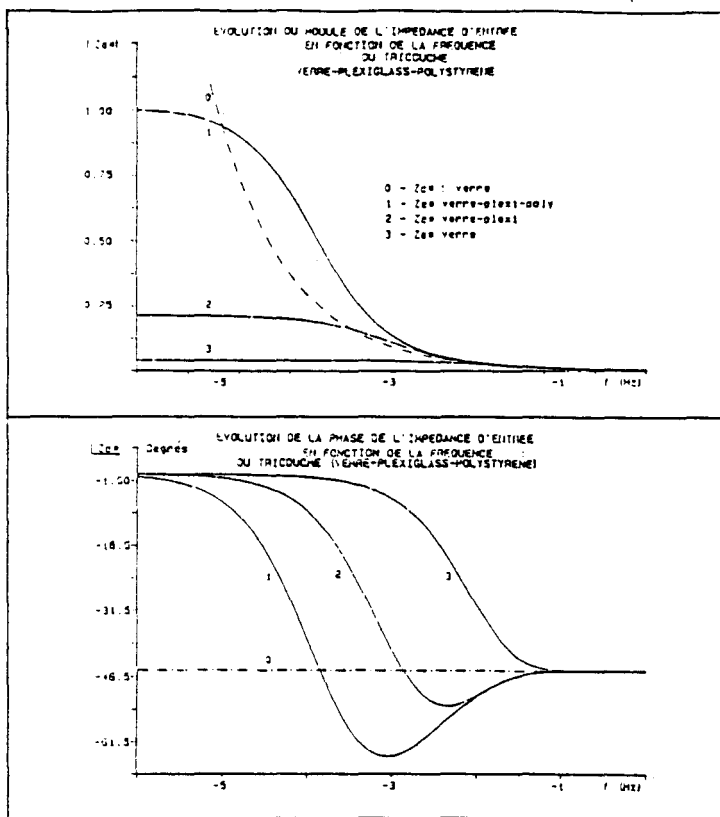


figure (V-5)

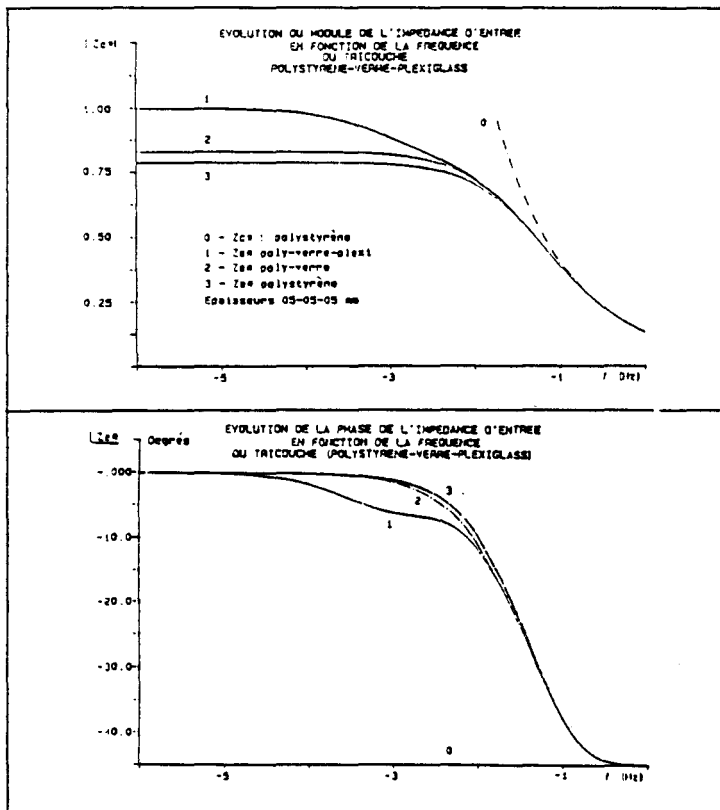


figure (V-6)

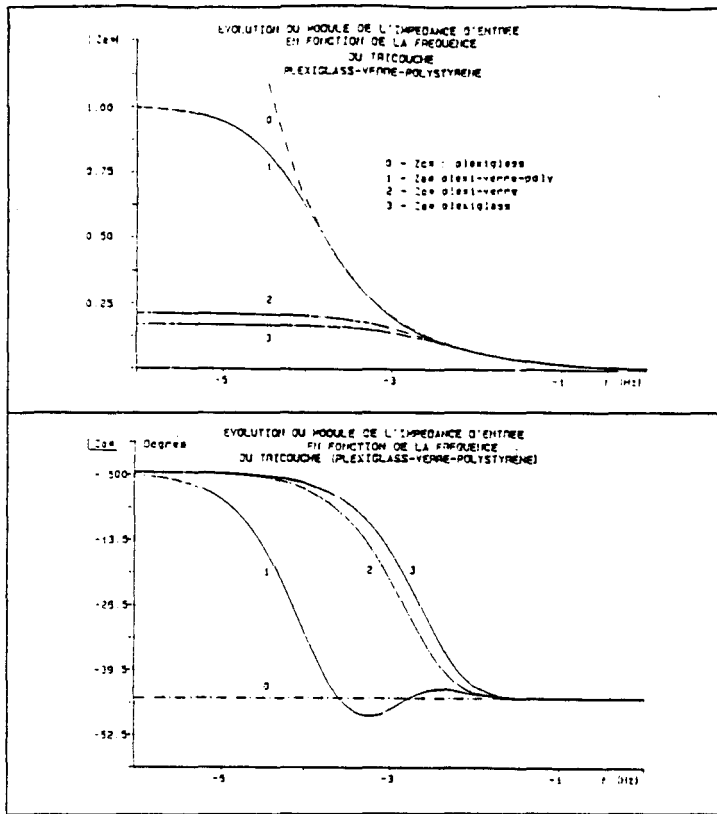


figure (V-7)

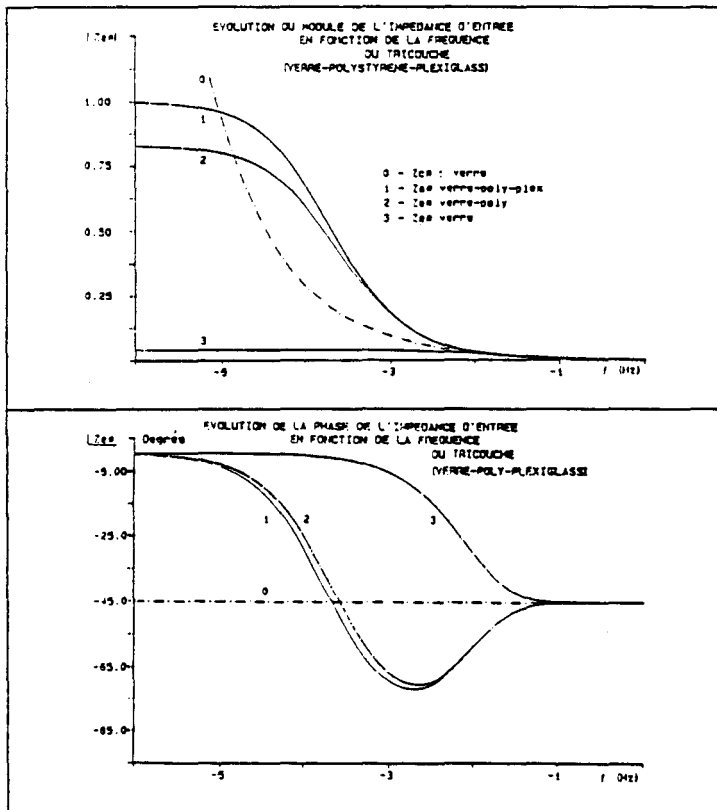


figure (V-8)

[A-VI] APPLICATION DE L'ANALYSE DES TRANSFERTS THERMIQUES DANS LES  
MATERIAUX TRICOUCHES A LA DETECTION ET LA LOCALISATION  
DES DEFAUTS

[VI-1] CAS PARTICULIERS DE TRICOUCHES

Dans le paragraphe précédent , nous avons établi la relation matricielle reliant flux et température dans le plan d'entrée, d'un système constitué de trois couches et, flux et température dans le plan de sortie , indépendamment de la nature des trois couches du système étudié.

Nous avons également établi l'expression de l'impédance d'entrée pour différentes conditions aux limites ,et montré que ce concept d'impédance se prêtait bien à l'analyse des transferts thermiques , d'une manière générale ,dans les parois multicouches.

Un cas important des systèmes constitués de trois couches est celui où les couches extrêmes sont de même nature (même matériau) .Dans ce cas le système présente simplement une discontinuité interne dont les caractéristiques thermophysiques sont différentes de celles du matériau considéré. Cette discontinuité (C2) est susceptible d'occuper différentes positions dans la couche (C = C1 + C3) du matériau. Cette configuration est très importante puisqu'elle peut représenter un système thermique présentant un défaut interne (C2) qu'il faudra détecter et même localiser dans la couche (C) (si) figure (VI-1).

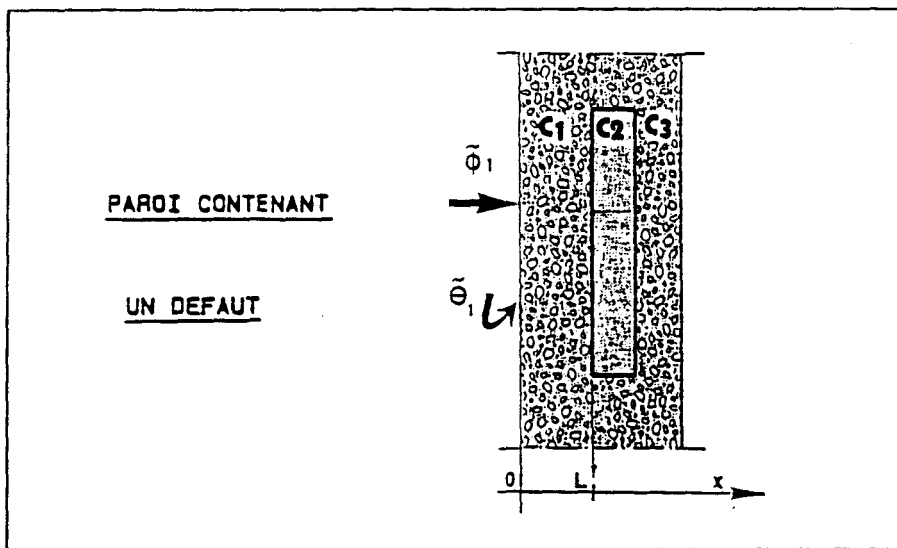


figure (VI-1)

[VI-2] DEFINITION DE "DEFAUT"

D'une manière générale , nous définissons un défaut contenu dans une structure homogène , comme étant une région du système dont les propriétés

thermiques sont différentes de celles du matériau considéré. De ce fait, la chaleur ne se propagera pas de la même façon dans un matériau "sain" homogène et dans un matériau présentant une discontinuité interne. Il en résultera alors, pour la même excitation, des réponses thermiques différentes sur les faces d'entrée des deux systèmes. Cette différence dépendra de la nature et des dimensions du défaut.

La façon la plus simple d'étudier un tel défaut, est de l'assimiler à un matériau homogène de caractéristiques thermophysiques bien définies et auquel on peut associer une matrice de transfert :

$$\begin{bmatrix} \theta_2(\omega) \\ \phi_2(\omega) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & -B \\ -C & A \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_1(\omega) \\ \phi_1(\omega) \end{bmatrix} \quad (VI-1)$$

Selon le sens du contrast de ces caractéristiques thermiques par rapport à celles de la structure supposée le contenir, il pourra être de type "résistif" ou de type "capacitif". Dans la suite de cette étude, nous allons considérer des discontinuités en formes de plaques planes, placées parallèlement à la face d'entrée qui conduisent à un problème unidirectionnel.

#### [VI-2-1] Défaut de type résistif

La notion de "résistif" est ici définie par rapport au matériau à tester [62]. On appellera défaut de type résistif, tout défaut dont l'effusivité thermique est très faible vis à vis de celle du matériau. Cette différence d'effusivité, amènera une augmentation de température sur la face d'entrée du système lorsque la densité de flux est imposée. Et inversement, elle amènera une diminution de la densité de flux lorsque la température de surface est imposée.

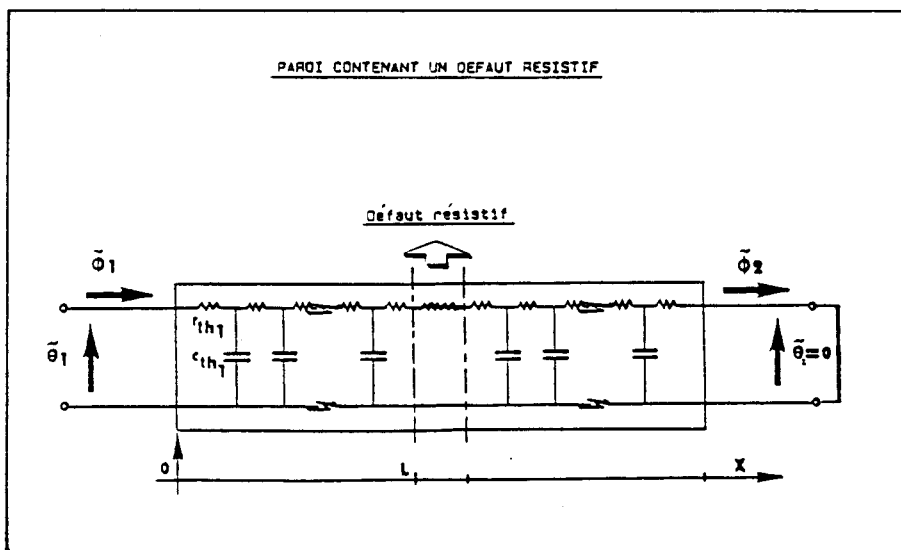


figure (VI-1-a)

Dans le domaine des basses fréquences, ces modifications de la température ou de la densité de flux se traduiront naturellement sur la

face d'entrée par un excès d'impédance par rapport à celle du matériau sain .C'est le cas des matériaux contenant des lames d'air par exemple.

La matrice de transfert associée à une anomalie purement résistive est définie par :

$$\begin{bmatrix} \theta_2(\omega) \\ \phi_2(\omega) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & -R \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_1(\omega) \\ \phi_1(\omega) \end{bmatrix} \quad (\text{VI-2})$$

R : résistance thermique de l'anomalie

#### [VI-2-2] défaut de type capacitif

De la même façon, la notion de "capacitif" est relative au matériau à tester. On appellera anomalie de type capacitif toute anomalie dont l'effusivité thermique est très supérieure à celle du matériau supposé la contenir.

Cette différence d'effusivités amènera une diminution de la température sur la face d'entrée (lorsque la densité de flux est imposée) .Dans le domaine des basses fréquences cette diminution de température se traduira par une baisse du module de l'impédance d'entrée du système présentant un défaut vis à vis de celui obtenu sur le matériau sain.

La matrice de transfert associée à ce type d'anomalie est définie par

$$\begin{bmatrix} \theta_2(\omega) \\ \phi_2(\omega) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -jC\omega & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_1(\omega) \\ \phi_1(\omega) \end{bmatrix} \quad (\text{VI-3})$$

C : capacité thermique de l'anomalie

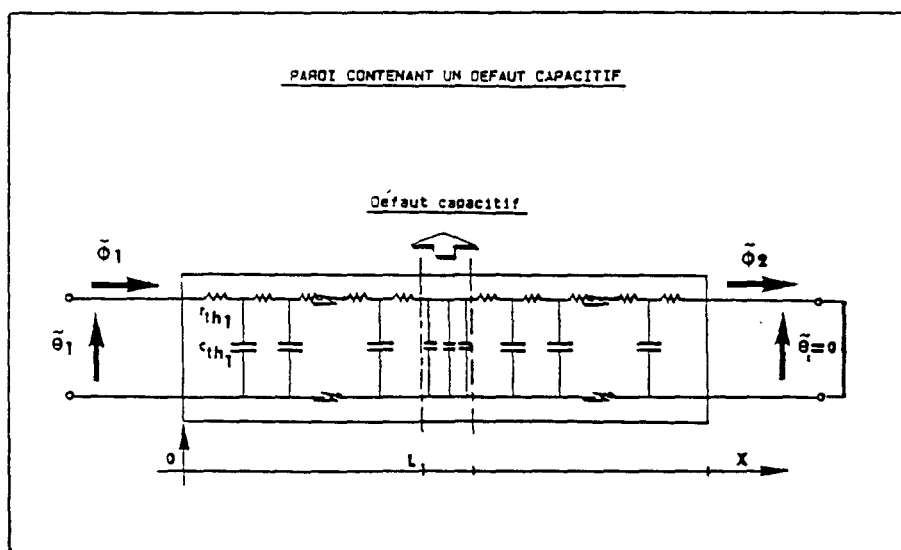


figure (VI-1-b)

### [VI-3] Impédance thermique d'entrée

Pour un matériau homogène donné contenant un défaut sous forme d'une plaque, quelle que soit la nature de ce défaut, l'impédance thermique ramenée sur la face d'entrée (système équivalent à un matériau tricouche) a été établie dans la partie précédente et est donnée par la relation (VI-4) lorsque la composante variable de la température de sortie est maintenue constante .

soit :

$$Z_e(\omega) = Z_{c_1} \frac{Z_{c_1} Z_{c_2} \text{th}\gamma_1 + Z_{c_2}^2 \text{th}\gamma_2 + Z_{c_2} Z_{c_3} \text{th}\gamma_3 + Z_{c_1} Z_{c_3} \text{th}\gamma_1 \text{th}\gamma_2 \text{th}\gamma_3}{Z_{c_1} Z_{c_2} + Z_{c_2}^2 \text{th}\gamma_1 \text{th}\gamma_2 + Z_{c_2} Z_{c_3} \text{th}\gamma_1 \text{th}\gamma_3 + Z_{c_1} Z_{c_3} \text{th}\gamma_2 \text{th}\gamma_3} \quad (\text{VI-4})$$

#### [VI-3-1] Anomalie de type résistif

Lorsque la paroi à étudier contient un défaut purement résistif de résistance  $R$  , et caractérisé par la matrice de transfert de la relation (VI-2) , on montre alors à partir de la relation (VI-4) que son impédance d'entrée est définie par :

$$Z_e(\omega) = Z_{c_1} \frac{Z_{c_1} \text{th}\gamma_1 + R + Z_{c_1} \text{th}\gamma_3}{Z_{c_1} + R \text{th}\gamma_1 + Z_{c_1} \text{th}\gamma_1 \text{th}\gamma_3} \quad (\text{VI-5})$$

#### [VI-3-2] Anomalie de type capacitif

De façon analogue, lorsque la paroi contient un défaut purement capacitif de valeur  $C$  , on montre à partir de la relation (VI-4) que son impédance d'entrée est définie par :

$$Z_e(\omega) = Z_{c_1} \frac{Z_{c_1} \text{th}\gamma_1 + Z_{c_1} \text{th}\gamma_3 + jZ_{c_1} Z_{c_1} C \omega \text{th}\gamma_1 \text{th}\gamma_3}{Z_{c_1} + Z_{c_1} \text{th}\gamma_1 \text{th}\gamma_3 + jZ_{c_1} Z_{c_1} C \omega \text{th}\gamma_3} \quad (\text{VI-6})$$

Pour illustrer ces considérations théoriques , et analyser le comportement d'un matériau en présence d'un défaut, nous avons réalisé des simulations de l'impédance d'entrée en fonction de deux paramètres essentiels , la fréquence et le plan d'observation .

### [VI-4] PRESENTATION DU MODELE UTILISE

Considérons le cas pratique, d'une paroi plane d'épaisseur  $L$  , à l'intérieur de laquelle est intercalée une couche de nature différente représentant un défaut. Ce défaut va être considéré dans un premier temps comme étant essentiellement résistif ( $R$  grand ,  $C$  petit), et dans un second



temps comme étant essentiellement capacitif (C grand , R petit). La discontinuité considérée a une épaisseur  $\epsilon$  .

cette configuration est schématisée par la figure (VI-2) ci dessous:

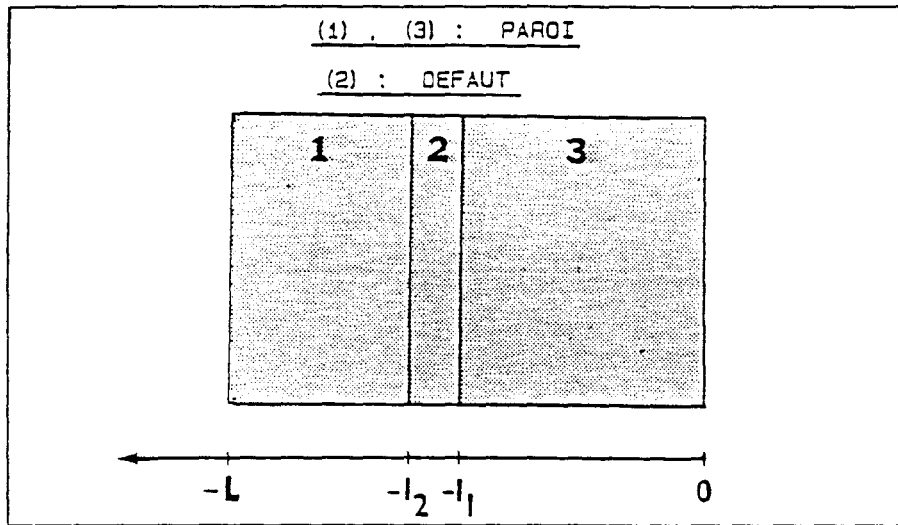


figure (VI-2)

La paroi définie entre les plans  $x = 0$  (plan où la température est supposée maintenue constante ) et  $x = -L$  (plan où est appliquée la sollicitation ), est constituée de trois zones .

-La zone (1) représentant la première couche de plexiglass , comprise entre les plans  $x = -L$  et  $x = -l_2$  est caractérisée par les grandeurs :

$$Z_{c_1}(\omega) = 1/(b_1 \sqrt{j\omega}) \quad \text{et} \quad \gamma_1(\omega) = \sqrt{j\omega/a_1} \cdot (L-l_2) \quad (\text{VI-7})$$

-La zone (2) représentant le défaut et comprise entre les plans  $x = -l_2$  et  $x = -l_1$  est caractérisée par les grandeurs :

$$Z_{c_2}(\omega) = 1/(b_2 \sqrt{j\omega}) \quad \text{et} \quad \gamma_2(\omega) = \sqrt{j\omega/a_2} \cdot (l_2-l_1) \quad (\text{VI-8})$$

-La zone (3) représentant la seconde couche de plexiglass et comprise entre les plans  $x = -l_1$  et  $x = 0$  est caractérisée par les grandeurs :

$$Z_{c_3}(\omega) = Z_{c_1}(\omega) \quad \text{et} \quad \gamma_3(\omega) = \sqrt{j\omega/a_1} \cdot l_1 \quad (\text{VI-9})$$

La zone (2) représentera dans un premier temps une couche isolante (défaut résistif) matérialisée par une plaque de polystyrène , puis dans un second temps une couche conductrice (défaut capacitif) matérialisée par une plaque d'aluminium.

Lorsque l'échantillon de plexiglass d'épaisseur  $L$  , supposé homogène et caractérisé par les paramètres :

$$Z_c(\omega) = 1/b \sqrt{j\omega} \quad \text{et} \quad \gamma(\omega) = \sqrt{j\omega/a} \cdot L \quad (\text{VI-10})$$

et lorsque sa température de sortie est maintenue constante , alors son impédance d'entrée est définie par :

$$Z_e(\omega) = Z_c \cdot \text{th } \gamma \quad (\text{VI-11})$$

Pour chaque type de défaut ,isolant ou conducteur ,nous avons considéré trois configurations différentes liées à la position du défaut dans le matériau par rapport à la face d'entrée .

Le défaut a été placé d'abord à l'entrée du plexiglass (plan  $x = -L$ ) à l'intérieur (plan  $x = -l_2$ ) et enfin à la sortie (plan  $x = -l_1$ ).

Les valeurs prises par les différents paramètres géométriques pour les trois configurations et, considérées dans la modélisation sont récapitulées dans le tableau(VI-1) ci-dessous .

| configuration | L (mm) | $l_2$ (mm) | $l_1$ (mm) |
|---------------|--------|------------|------------|
| 1             | 10     | 0          | 9          |
| 2             | 10     | 5          | 4          |
| 3             | 10     | 9          | 0          |

tableau (VI-1)

## [VI-5] RESULTATS DES SIMULATIONS

### [VI-5-1] Analyse spatiale paramétrée par la fréquence

#### [VI-5-1-1] Défaut de type résistif

La figure (VI-3) représente les modules de l'impédance d'entrée en fonction de la position dans le matériau pour des sollicitations de fréquences différentes utilisées comme paramètres. De manière générale , les courbes montrent que la présence du défaut à l'intérieur du système thermique peut être nettement mise en évidence à partir d'une discontinuité d'évolution qui peut être détectée par comparaison avec l'évolution normale du module de l'impédance d'entrée en fonction de la position.

Dans le domaine des très basses fréquences (jusqu'à  $10^{-5}$  Hz environ ) l'impédance totale vue à l'entrée du système (face  $x = -10$  mm) est identique pour les trois configurations , et est égale à la somme des résistances thermiques du plexiglass et de l'isolant. Cette impédance varie de manière linéaire en fonction de la position du plan d'observation . A partir de la face d'entrée de l'anomalie , il y a un fort changement de la pente compte tenu de sa très faible conductivité , et au-delà de sa face de sortie , la pente reprend sa valeur initiale.

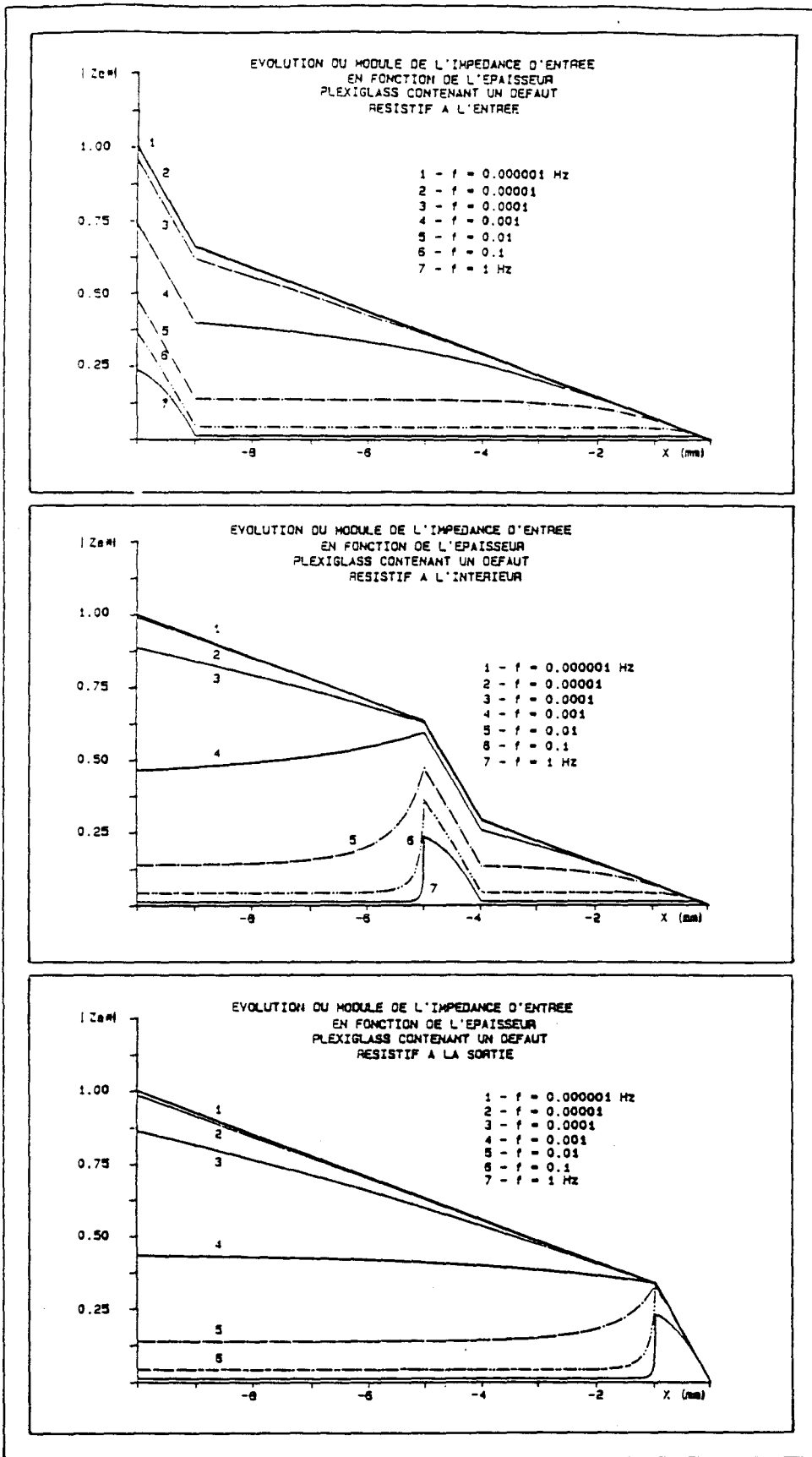


figure (VI-3)

Lorsque la fréquence augmente, l'effet capacitif du plexiglass devient de plus en plus important, tandis qu'au niveau de l'isolant, cet effet n'apparaît qu'à partir d'une fréquence de l'ordre de 1 Hz.

Le cas où le défaut est placé à l'entrée du système, représente un cas limite particulier.

Dans le cas général où la discontinuité est située à l'intérieur du système on peut définir deux types de comportements en fonction de la fréquence.

-Une première bande de fréquences basses, comprise entre  $10^{-6}$  Hz et la fréquence  $fc_1$  ( $fc_1$  étant la fréquence du début de comportement semi infini).

$$fc_1 = 5.5 \cdot 10^{-3} \text{ Hz pour la seconde configuration}$$

$$fc_1 = 2.2 \cdot 10^{-3} \text{ Hz pour la troisième configuration}$$

A l'intérieur de cette bande, il existe une fréquence particulière et unique  $f_p$  vérifiant simultanément les deux équations suivantes :

$$|Z_{el} \text{ du tricouche (plex-poly-plex)}| = |Z_{el} \text{ du bicouche (poly-plex)}| \quad (\text{VI-12})$$

et

$$|Z_{el} \text{ du tricouche (plex-poly-plex)}| = |Z_{el} \text{ du monocouche (plexiglass)}| \quad (\text{VI-13})$$

Cela veut dire pour la première équation que c'est une fréquence pour laquelle le module de l'impédance d'entrée ne varie pas en fonction de la position dans le matériau de l'abscisse  $x = -L$  jusqu'à  $x = -l_2$ . Le système se comporte comme si la première couche de plexiglass n'existait pas. La seconde équation traduit simplement que le milieu semi-infini est atteint pour cette fréquence. Le calcul a donné pour valeurs de cette fréquence :

$$f_p = 5 \cdot 10^{-4} \text{ Hz pour la seconde configuration}$$

$$f_p = 1.2 \cdot 10^{-3} \text{ Hz pour la troisième configuration}$$

-Une seconde bande de fréquences hautes comprise entre la fréquence  $fc_1$  et la fréquence 1 Hz dans le cas de notre modélisation.

Pour  $f \geq fc_1$  on a :

$$|Z_{el} \text{ tricouche}| = |Z_{el} \text{ système homogène}| \quad (\text{VI-14})$$

C'est une bande de fréquences pour laquelle le module de l'impédance d'entrée du système avec défaut se confond avec celle du système homogène de même épaisseur.

Au niveau des courbes de phases, représentées figure (VI-4), nous retrouvons l'ensemble des constatations faites au niveau des courbes des modules

En fonction de la position dans le matériau, les courbes de phases de l'impédance d'entrée des trois configurations considérées, montrent que la présence du défaut résistif à l'intérieur de l'échantillon, se

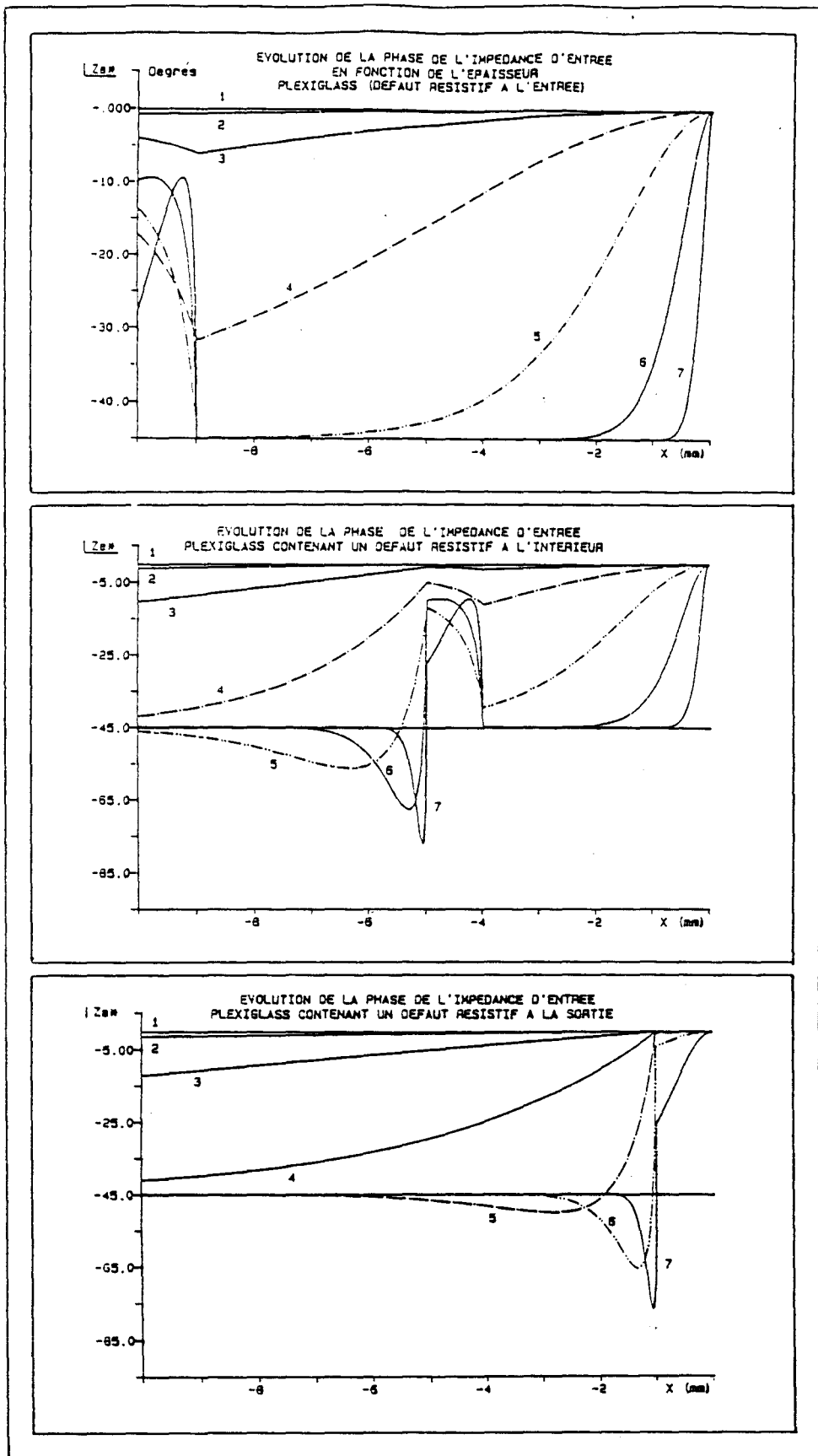


figure (VI-4)

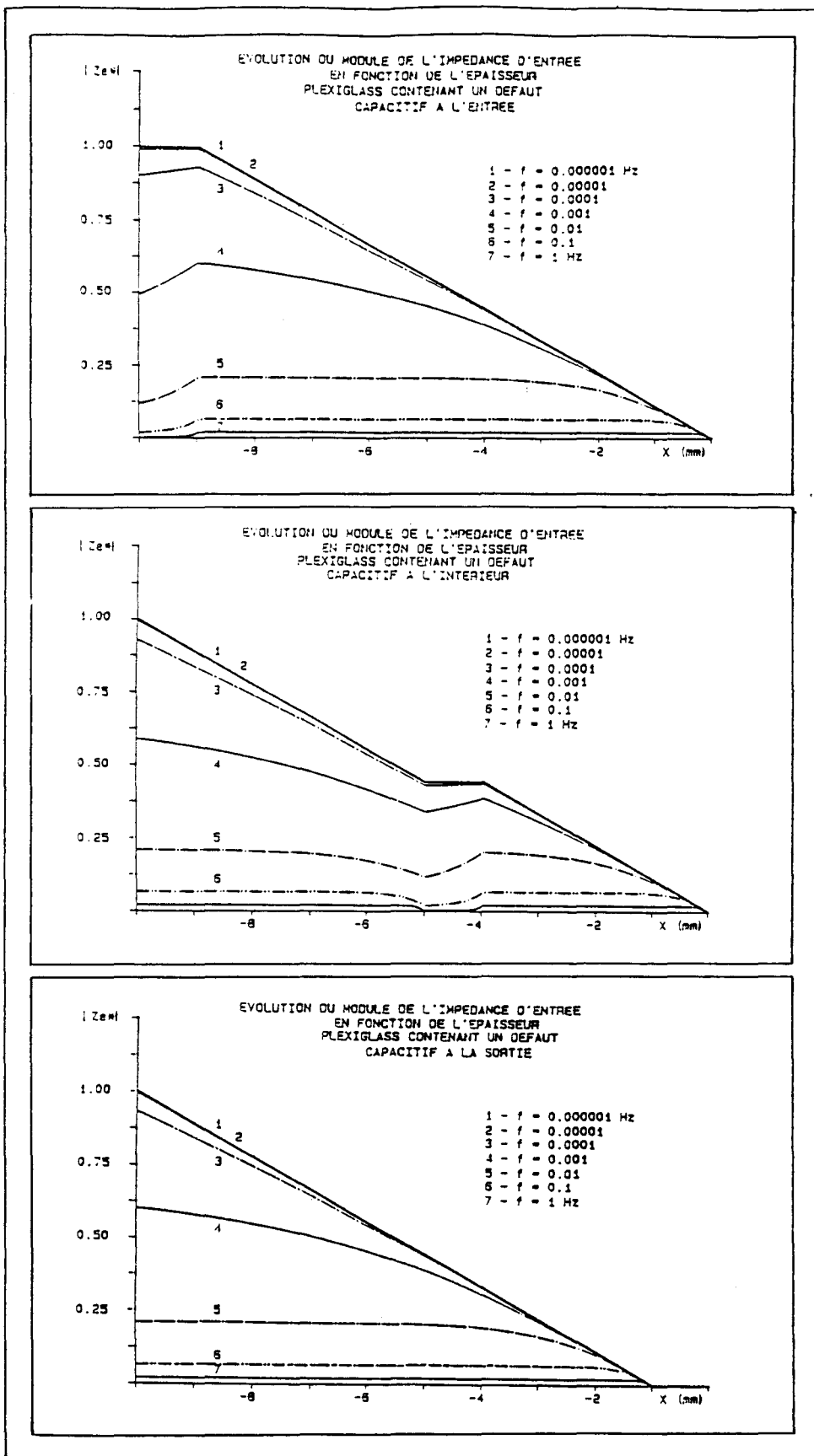


figure (VI-5)

traduit dans le domaine des basses fréquences ,pour lequel la valeur de la phase sur la face d'entrée est comprise entre 0 et  $-45^\circ$  ,par une modification dans l'évolution normale des phases .

Pour les positions comprises entre  $x = -L$  et  $x = -l_2$  ,les phases augmentent rapidement en tendant vers un déphasage nul ,et lorsque ces positions sont comprises entre  $-l_1$  et 0 , les phases reprennent leur évolution normale.Par contre dans le domaine des hautes fréquences domaine pour lequel le déphasage sur la face d'entrée du système est défini par les valeurs inférieure ou égale à  $-45^\circ$ , la présence du défaut se traduit par ,pour  $-L < x < -l_2$  ,une diminution des phases en fonction de la position dans le matériau.Cette diminution passe par un minima pour tendre ensuite vers des phases nulles.Pour des positions  $x$  telles que  $-l_1 < x < 0$  ,elles reprennent leur évolution normale de la même manière comme si le matériau était homogène.

#### [VI-5-1-2] Défaut capacitif

La figure (VI-5) représente les modules de l'impédance d'entrée en fonction de la position dans le matériau, pour des sollicitations de fréquences différentes ,pour un matériau présentant un défaut de type capacitif.Ce défaut a été placé dans les mêmes positions que celles étudiées pour le défaut résistif.

Dans le domaine des basses fréquences ,le module de l'impédance d'entrée présenté par le défaut est quasiment nul ,et la résistance thermique totale du système est égale à la somme des résistances des deux couches de plexiglass situées de part et d'autre de la couche représentant le défaut.L'effet capacitif de ce dernier n'apparaît qu'aux environs de la fréquence  $10^{-4}$  Hz.Contrairement au cas du défaut résistif ,cette fois plus on pénètre dans le matériau ,plus le module de l'impédance d'entrée diminue pour atteindre un minimum sur la face d'entrée de l'anomalie.Il reprend son évolution normale à partir de de la position de la face de sortie de l'anomalie.

Les courbes de phases figure (VI-6) montrent que dans le domaine des basses fréquences ,l'évolution des phases est semblable à celles du cas de défaut résistif.Par contre dans le domaine des hautes fréquences ,les phases prenant une valeur de  $-45^\circ$  sur la face du système ,passent, en fonction de la profondeur ,par un maxima pour ensuite atteindre le minimum de phase sur la face d'entrée de l'anomalie.La valeur de ce minimum dépend de la fréquence considérée.A la sortie du défaut ,les phases reprennent leur évolution normale comme si le matériau était homogène.

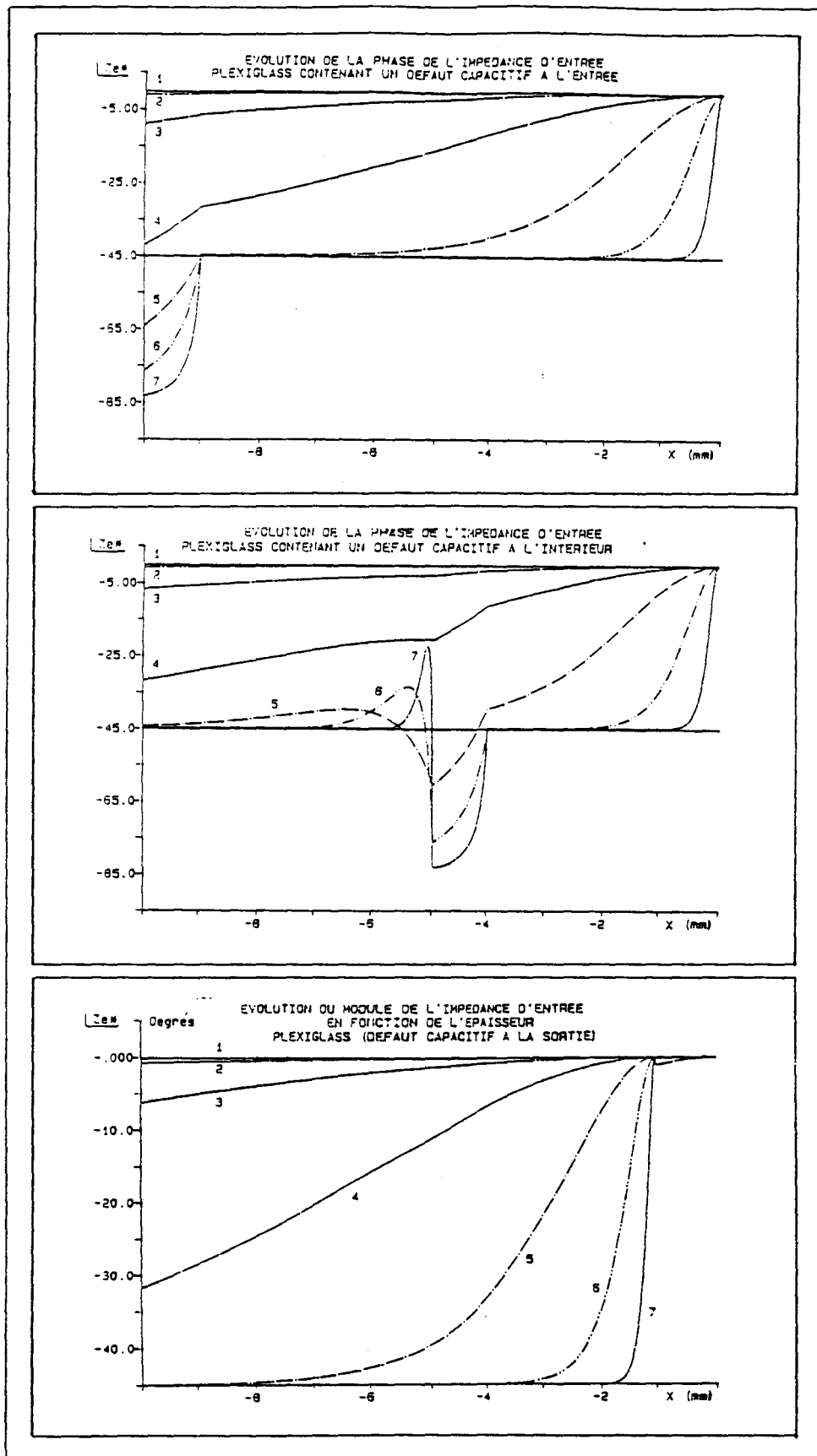


figure (VI-6)



L'objectif premier de cette analyse est de servir de base à une méthode de contrôle thermique non destructif des systèmes. Cet objectif nous limite aux systèmes ayant une seule face d'accès pour étudier leur comportement en fonction de la fréquence, suivant qu'ils présentent des défauts internes sous forme de plaques planes, ou qu'ils soient homogènes, et ceci indépendamment de la condition limite imposée à la face d'entrée du système. Généralement, les méthodes de contrôle thermique non destructif utilisées par ailleurs consistent à imposer une grandeur thermique d'entrée, puis observer dans le domaine temps le profil caractérisé par une grandeur liée à la première par une relation caractéristique du matériau à tester. Ces méthodes s'avèrent difficilement applicables dans le cas des mesures in situ par exemple.

L'avantage du contrôle thermique par impédance d'entrée dans le domaine fréquence, réside en particulier dans le fait qu'aucune contrainte au niveau du flux ou de la température n'est à imposer sur la face d'entrée.

Pour analyser la méthode proposée, nous avons modélisé, en partant du modèle représenté par la figure (VI-2), avec les mêmes données l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence des six configurations étudiées précédemment. Le choix de ces configurations est tout à fait arbitraire mais décrit tous les cas envisageables de la position d'un défaut dans une structure donnée.

[VI-5-2-1] Défaut de type résistif ou capacitif

Les figures (VI-7) et (VI-8) représentent respectivement les modules et les phases de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence de l'échantillon de plexiglass présentant un défaut résistif interne placé respectivement aux abscisses  $x = -10$  mm,  $x = -6$  mm et enfin  $x = -1$  mm.

Les résultats de modélisation relatifs au défaut capacitif placé aux mêmes positions précédentes sont représentés par la figure (VI-9) pour les modules et figure (VI-10) pour les phases.

Les courbes numérotées (1) sont relatives aux systèmes avec défaut, et celles numérotées (2) aux systèmes homogènes de même épaisseur et avec la même condition aux limites (température de sortie maintenue constante).

La comparaison dans le domaine des basses fréquences des modules relatifs aux trois positions du défaut de type résistif d'abord et capacitif ensuite, montre que les modules (1) présentent un excès d'impédance par rapport aux modules (2) pour le premier et inversement, ces modules présentent un défaut d'impédance pour le second. Ces excès ou défauts d'impédance sont caractéristiques de la présence d'une anomalie interne au système considéré dont il faut déterminer la nature et localiser la position.

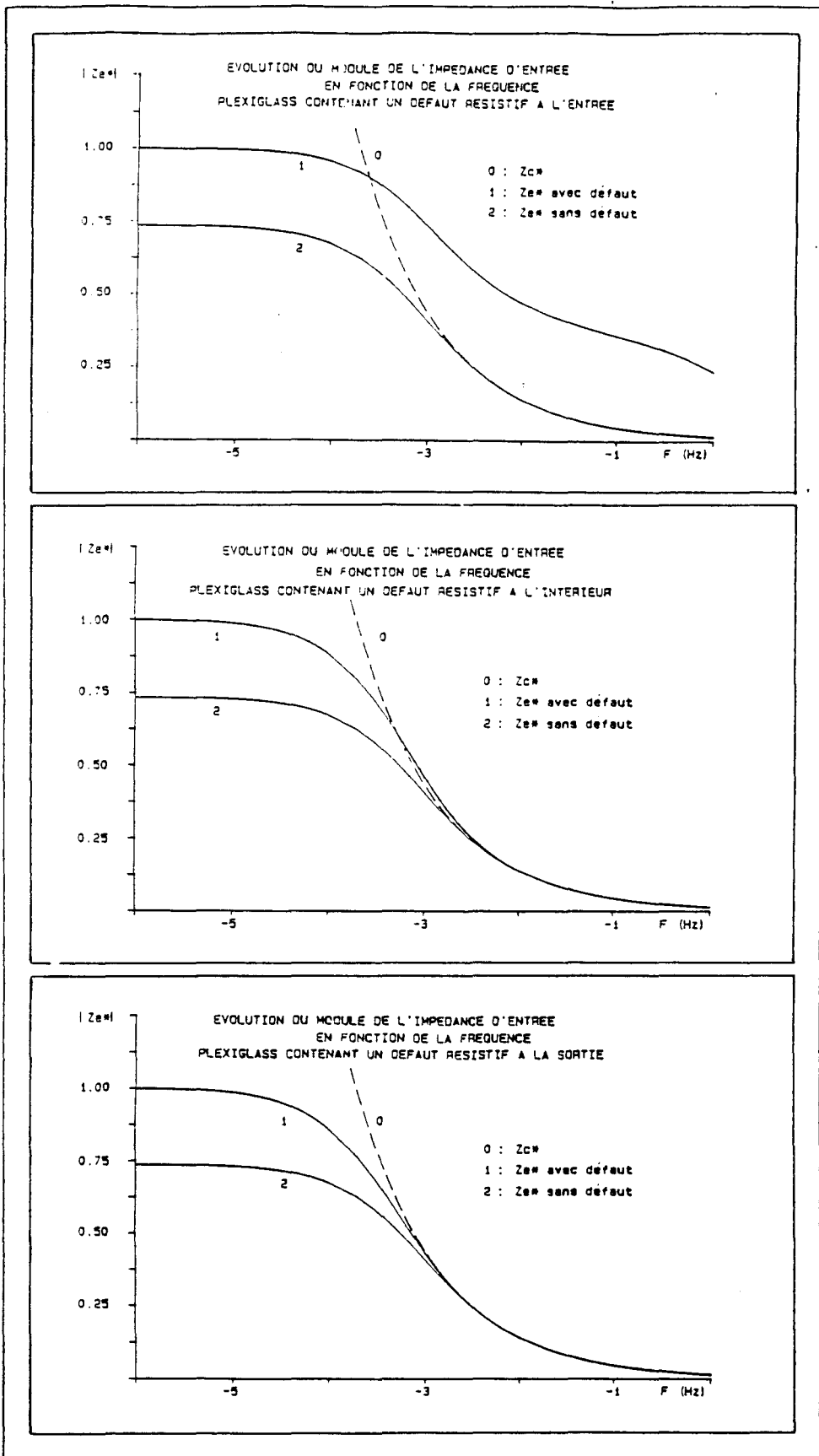


figure (VI-7)

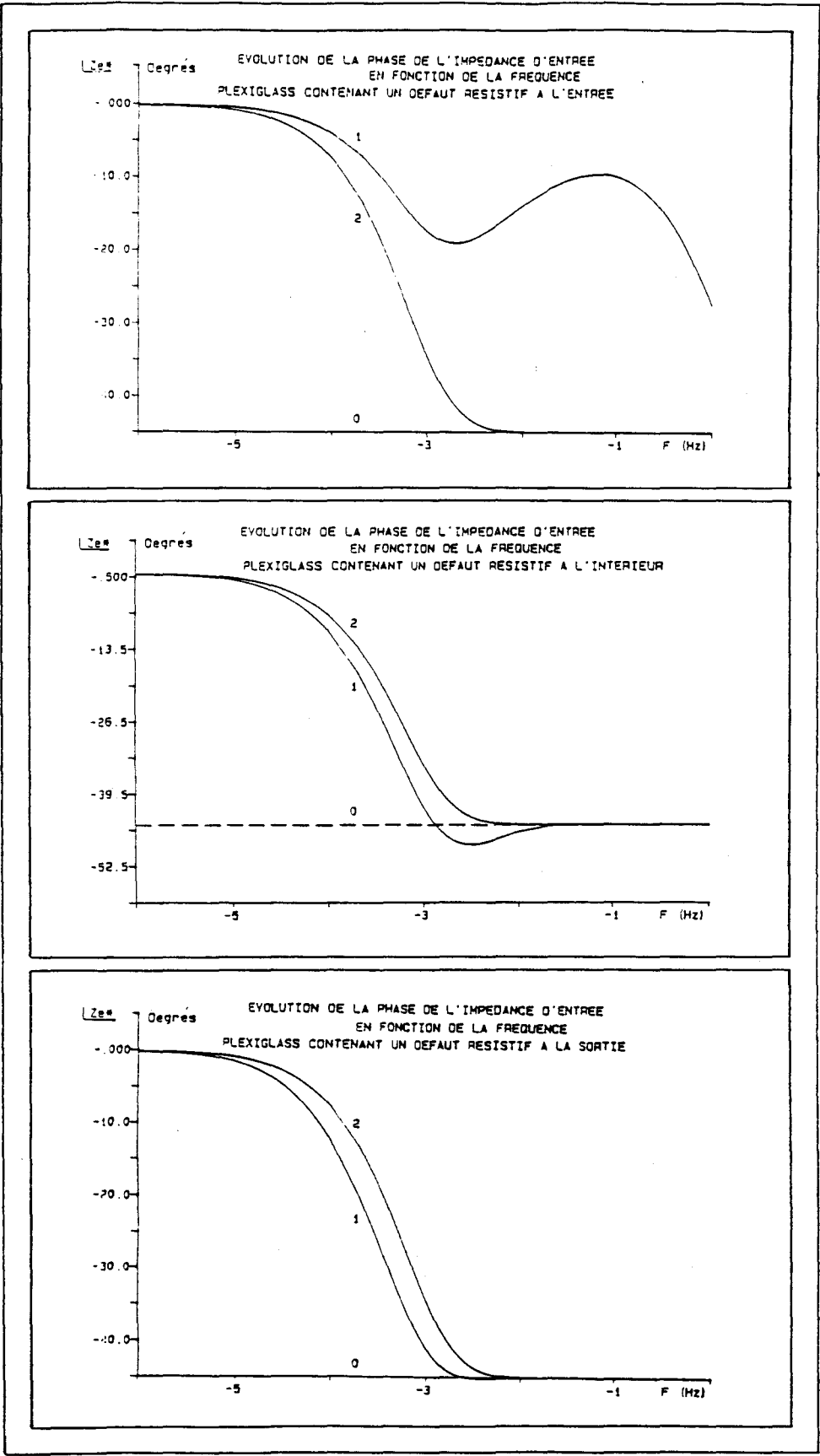


figure (VI-8)

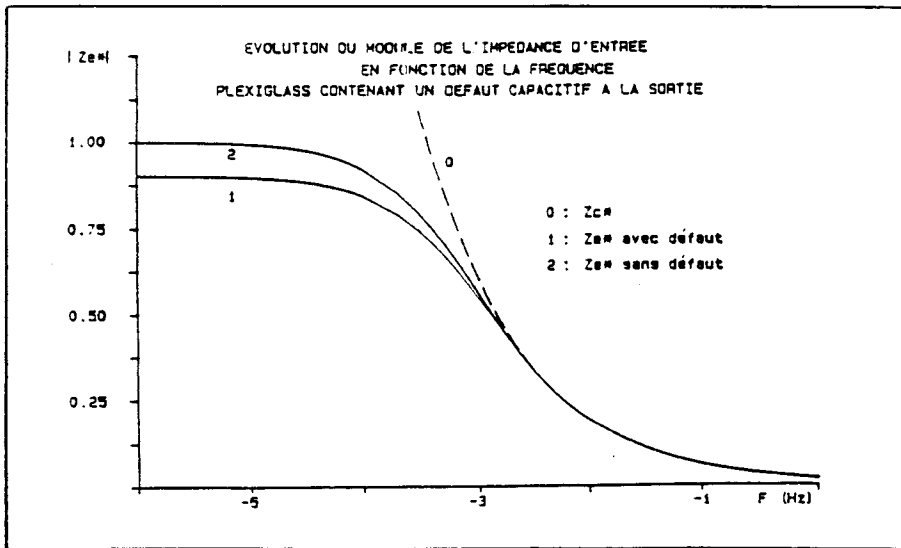
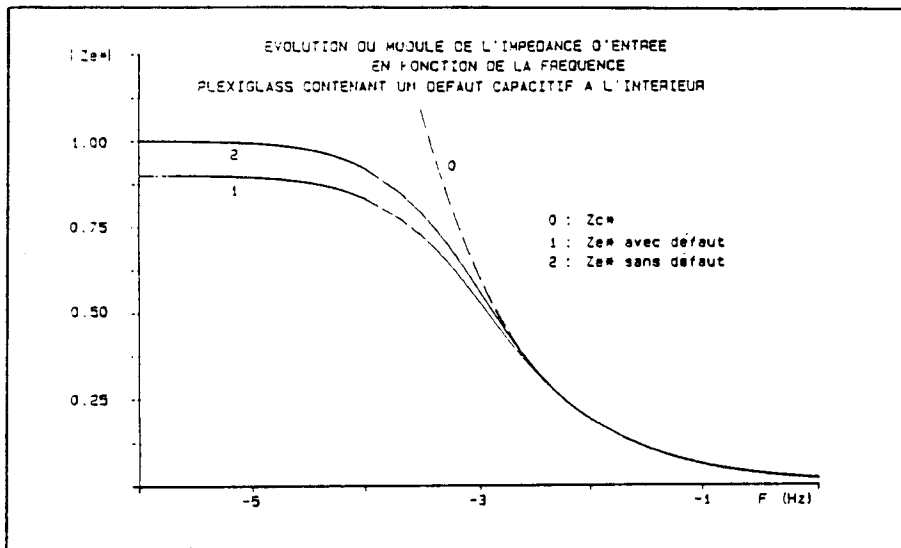
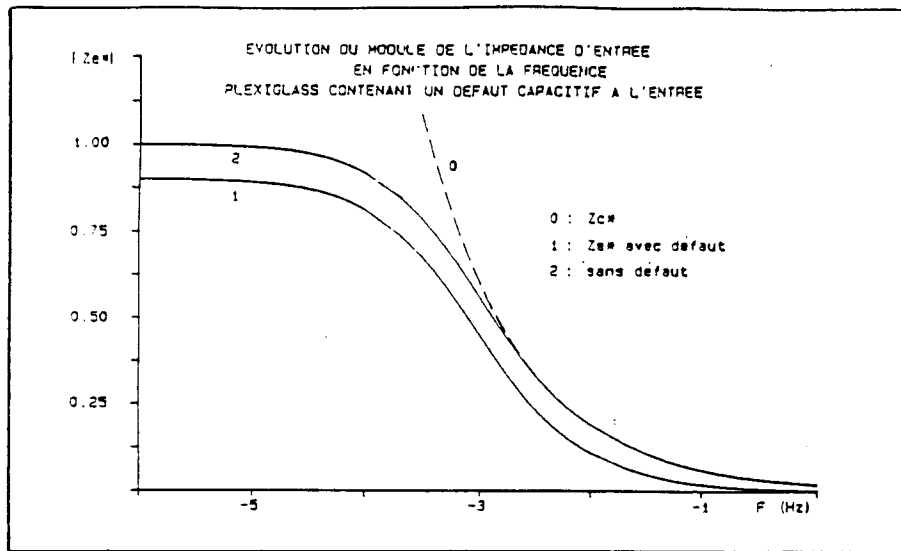


figure (VI-9)

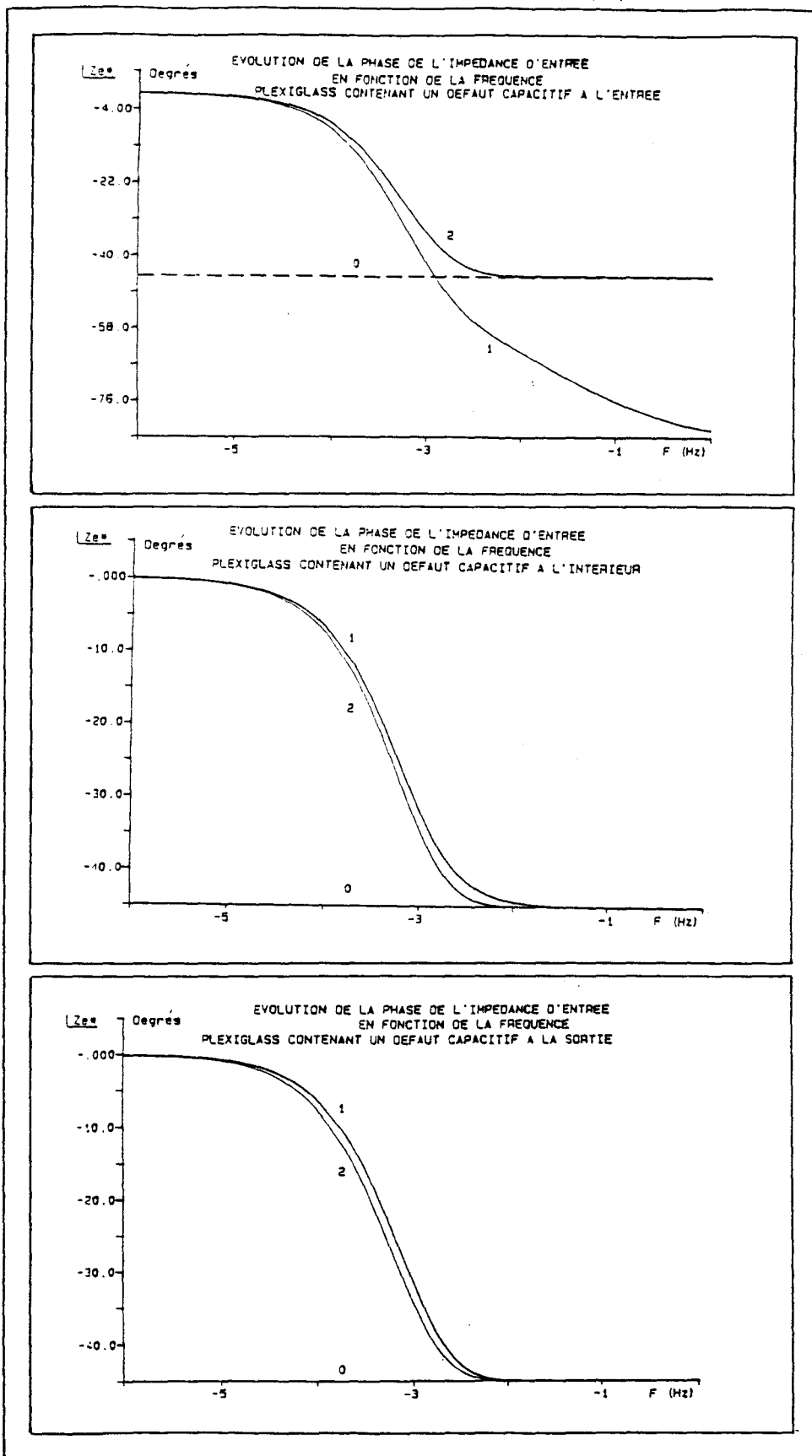


figure (VI-10)

Si  $\lambda_1$  est la conductivité du défaut et  $e_1$  son épaisseur, et si  $\lambda_2$  est la conductivité du matériau à tester et  $L$  son épaisseur lorsqu'il est homogène, alors la résistance de l'anomalie est définie par :

$$R_1 = e_1 / \lambda_1 \quad (\text{VI-15})$$

et celle du matériau par :

$$R_h = L / \lambda_2 \quad (\text{VI-16})$$

la résistance du matériau avec défaut est alors obtenue par la relation :

$$\begin{aligned} R_d &= (L - e_1) / \lambda_2 + e_1 / \lambda_1 \quad (\text{VI-17}) \\ &= L / \lambda_2 + e_1 (1 / \lambda_1 - 1 / \lambda_2) \\ &= R_h + e_1 (1 / \lambda_1 - 1 / \lambda_2) . \end{aligned}$$

Dans le domaine des basses fréquences, l'excès ou le défaut dûs à la présence d'un défaut est défini par la relation :

$$\begin{aligned} \lim_{\omega \rightarrow 0} (|Z_{e_d}| - |Z_{e_h}|) &= R_d - R_h \quad (\text{VI-18}) \\ &= e_1 (1 / \lambda_1 - 1 / \lambda_2) \end{aligned}$$

Si le défaut est de type résistif, c'est à dire  $\lambda_1 < \lambda_2$  alors l'expression (VI-18) a une valeur positive et dans ce domaine de fréquences le matériau avec défaut se comporte comme un matériau homogène équivalent d'épaisseur ( $L_{er}$ ) définie par :

$$L_{er} = L + e_1 (\lambda_2 - \lambda_1) / \lambda_1 \quad (\text{VI-19})$$

Cela se traduira par un effet de "retard" de transfert des ondes thermiques basses fréquences à travers le matériau.

Par contre si le défaut est de type capacitif, c'est à dire  $\lambda_1 > \lambda_2$  alors l'expression (VI-18) a une valeur négative et dans ce domaine de fréquence le matériau avec défaut se comporte comme un matériau homogène équivalent d'épaisseur ( $L_{ec}$ ) définie par :

$$L_{ec} = L - e_1 (\lambda_1 - \lambda_2) / \lambda_1 \quad (\text{VI-20})$$

Lorsque le défaut est placé à l'entrée du système figure (VI-7-a) pour le défaut résistif et figure (VI-9-a) pour le défaut capacitif, les modules (1) et (2) ne coïncident à aucune fréquence et l'écart entre ces courbes est peu variable pour les deux types de défaut. Dans l'approche contrôle thermique non destructif cette configuration ne présente pas d'intérêt pratique. Par contre lorsque le défaut est placé au-delà de la face d'entrée (cas de la deuxième et la troisième configuration), les courbes des modules font apparaître cette fois une caractéristique fondamentale pour la localisation de la position des défauts, il s'agit de la fréquence de divergence entre les modules (1) et les modules (2). C'est

la fréquence basse de la bande spectrale solution de l'équation:

$$|Z_{e_h}(\omega)| = |Z_{e_d}(\omega)| \quad (VI-21)$$

Sa valeur varie en fonction de la position du défaut dans le matériau. Elle devient de plus en plus faible lorsque le défaut s'éloigne de la face d'entrée du système, et la précision sur la détermination de la position du défaut est liée à la précision sur la détermination de cette fréquence.

De manière générale, les courbes de phases des impédances d'entrée lorsque le défaut est résistif font apparaître les mêmes constatations que celles faites au niveau des courbes des modules. L'analyse de ces courbes montre que la présence du défaut introduit un retard de phase qui passe par un minima par rapport au cas où le matériau est homogène, excepté celui où le défaut est placé à l'entrée du système. Cependant la présence du défaut introduit au contraire un avance de phase qui passe successivement par un minima et ensuite un maxima.

Par contre, lorsque le défaut est capacitif, les courbes de phases figure (VI-10) montrent que la présence du défaut introduit une faible avance de phase par rapport au cas où le matériau est homogène, excepté le cas où le défaut est placé à l'entrée. Dans ce cas on a un retard de phase et particulièrement important dans le domaine des hautes fréquences. Ce retard, tend vers une valeur de  $-90^\circ$ .

\* \* \* \* \*





## [B-I] PRINCIPES MIS EN OEUVRE

### [I-1] INTRODUCTION

La relation fonctionnelle flux-température sur la face d'entrée d'un système conductif introduit naturellement la notion d'impédance thermique. Cette grandeur caractérise entièrement le système quelque soit la condition limite de sortie du type isotherme, adiabatique, ou encore pour des conditions limites quelconques. Dans le cas d'un milieu "semi-infini", l'impédance d'un matériau homogène est entièrement définie par son effusivité thermique. Le domaine de validité de cette hypothèse est limité au domaine des hautes fréquences, c'est à dire en pratique au delà d'une fréquence limite, fonction de l'épaisseur du milieu. Deux applications peuvent être envisagées à partir de mesures d'impédance thermique sous sollicitations aléatoires, ou déterministes.

-En limitant l'analyse spectrale au domaine des hautes fréquences, on peut identifier l'impédance caractéristique, donc l'effusivité thermique du milieu s'il est homogène, ou de la première couche d'un matériau composite.

-On peut aussi, l'effusivité étant connue chercher, en élargissant le domaine spectral, "l'anomalie" de comportement caractéristique de la frontière de validité de l'hypothèse semi-infini.

Cette limite est liée à l'épaisseur du système pour un matériau "sain", ou à la position d'un défaut éventuel. La forme de l'anomalie indiquera le caractère "résistif", ou "capacitif" du défaut. Cette démarche présente le grand avantage de ne nécessiter pratiquement aucune hypothèse préalable sur le défaut, connaissant une estimation de la position et, la nature de l'anomalie, il est possible de rentrer ces paramètres dans un modèle de comportement qui permettra d'affiner les résultats obtenus en première approximation en optimisant le calage.

### [I-2] IDENTIFICATION DE L'EFFUSIVITE THERMIQUE

L'identification de l'effusivité thermique d'une paroi est importante dans une grande diversité d'applications industrielles [E][37][42][62]. La détermination de ce paramètre essentiel nécessite tout d'abord la mesure simultanée du flux thermique et, de la température de surface, puis l'analyse de la corrélation entre ces quantités. L'objectif de cette partie est de montrer comment, un fluxmètre thermique de faible épaisseur disposé sur la surface d'une paroi opaque, peut être utilisé pour déterminer l'effusivité thermique par analyse de la relation fonctionnelle reliant fluctuations de flux et

de température sur la surface de la paroi soumise à des sollicitations quelconques.

Lorsque ces sollicitations sont naturelles, le flux thermique, et la température de surface sont des fonctions aléatoires du temps et, l'analyse de la relation entre ces grandeurs est plus simple dans le domaine fréquentiel.

Les transformées de Fourier des composantes variables de la densité de flux et de la température de surface s'écrivent :

$$\phi(\omega) = \text{T.F} [\Phi(t)] = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(t) \cdot \exp(-j\omega t) dt \quad (\text{I-1})$$

$$\theta(\omega) = \text{T.F} [\Theta(t)] = \int_{-\infty}^{+\infty} \Theta(t) \cdot \exp(-j\omega t) dt \quad (\text{I-2})$$

Cette transformation, dont les propriétés sont bien connues, permet de décomposer les fluctuations aléatoires en sollicitations sinusoidales déphasées. Pour chaque pulsation  $\omega$ , les amplitudes complexes de ces sollicitations, sont liées entre elles par la relation fonctionnelle :

$$Z_e(\omega) = \theta(\omega) / \phi(\omega) \quad (\text{I-3})$$

L'impédance thermique  $Z_e(\omega)$  exprime la proportionnalité entre les amplitudes complexes des composantes des transformées de Fourier du flux et, de la température [41][50][51]. Cette quantité peut être aussi définie lorsque l'on connaît les propriétés thermiques de la paroi et, les conditions limites de sortie. L'intérêt essentiel de la représentation spectrale est de permettre de définir des bandes de fréquences dans lesquelles le système a un comportement caractéristique (résistif, semi-infini ...).

Nous avons vu dans la partie théorique que, les composantes basses fréquences du spectre sont en phase, leurs amplitudes sont liées par la relation de proportionnalité :

$$\theta(\omega) / \phi(\omega) = R \quad \text{lorsque } \omega \rightarrow 0 \quad (\text{I-4})$$

par contre, dans le domaine des fluctuations rapidement variables dans le temps, donnant par transformée de fourier une décomposition en pulsation assez hautes pour que le milieu puisse être considéré comme étant semi-infini, nous obtenons en utilisant les résultats classiques :

$$Z_e(\omega) = 1/b \cdot \sqrt{j\omega} \quad (\text{I-5})$$

la fonction  $\text{th} \sqrt{j\omega/a} \cdot l$  tend vers l'unité lorsque  $\omega$  devient grand.

Dans ce cas, l'impédance d'entrée, s'identifie avec celle du milieu semi-infini c'est à dire, l'impédance caractéristique.

Les composantes spectrales du flux sont liées à celles de la température par la fonction de transfert  $H(\omega)$  :

$$\phi(\omega) = H(\omega) \cdot \theta(\omega) \quad \text{avec } H(\omega) = b \cdot \sqrt{j\omega} \quad (\text{I-6})$$

Par transformation de Fourier inverse ,ce produit simple,prend la forme d'un produit de convolution.Il vient alors :

$$\phi(t) = h(t) * \theta(t) \quad (I-7)$$

$h(t)$  étant la réponse impulsionnelle.C'est la réponse du système ,lorsque le signal d'entrée est une impulsion infiniment brève.

$$h(t) = T.F^{-1} [ b\sqrt{j\omega} ] \quad (I-8)$$

L'expression (I-7) peut s'exprimer à l'aide de la réponse indicielle par :

$$\phi(t) = u(t) * \frac{\delta \theta(t)}{\delta t} \quad (I-9)$$

avec  $u(t) = b\sqrt{\pi t}$  : réponse indicielle. (I-10)

La détermination dans le domaine temps de la réponse impulsionnelle  $h(t)$  ou,dans le domaine fréquentiel de la fonction de transfert  $H(\omega)$  associée, à partir des signaux excitations ( $\phi(t),\phi(\omega)$ ) et réponses ( $\theta(t),\theta(\omega)$ ), mesurables sur la surface de la paroi constitue le problème de l'identification de processus.

L'effusivité thermique qui intervient dans l'expression de l'impédance d'entrée,peut être identifiée en selectionnant tout ,ou une partie ,du contenu fréquentiel de la sollicitation à laquelle,est soumise le système.

Nous allons considérer ,en admettant que le système est linéaire, [27][32] les fonctions du temps représentatives des variations des flux et de températures,comme la superposition de signaux lents (signaux lissés ), notés  $\phi'(t),\theta'(t)$  et,les fluctuations superposées aux signaux lents notées  $\phi''(t),\theta''(t)$  avec :

$$\phi(t) = \phi'(t) + \phi''(t) \quad (I-11)$$

$$\text{et } \theta(t) = \theta'(t) + \theta''(t) \quad (I-12)$$

Compte tenu de cette décomposition ,et de la linéarité du système,la réponse de ce système sollicité par  $\theta(t)$  est définie par :

$$\begin{aligned} \phi(t) &= \int_0^t h(\tau)[\theta'(t-\tau) + \theta''(t-\tau)]d\tau \quad (I-13) \\ &= \int_0^t h(\tau)\theta'(t-\tau)d\tau + \int_0^t h(\tau)\theta''(t-\tau)d\tau \\ &= h(t) * \theta'(t) + h(\tau) * \theta''(t) \end{aligned}$$

avec :  $\phi'(t) = h(t) * \theta'(t)$   
 et  $\phi''(t) = h(t) * \theta''(t)$

Les résultats ci dessus ,nous permettront de procéder à une double identification en séparant les composantes basses et,hautes fréquences.

La décomposition en signaux basses et hautes fréquences ,necessite un filtrage approprié. L'opération de filtrage consiste à tronquer ,à

partir d'une certaine fréquence choisie le spectre des signaux pour ne garder que la partie basse de celui-ci (filtrage passe bas) (28)(29)(31).

Si  $W(\omega)$  est la fonction de transfert du filtre considéré, les signaux filtrés de flux et de température sont alors donnés par les relations :

$$\phi'(\omega) = W(\omega) \cdot \phi(\omega) \quad (I-14)$$

$$\text{et } \theta'(\omega) = W(\omega) \cdot \theta(\omega) \quad (I-15)$$

$\phi'(\omega)$  et  $\theta'(\omega)$  étant les composantes variables basses fréquences.

Dans le domaine temporel, cette opération se traduira par un lissage. Les transformées de fourier inverses des relations (I-14) et (I-15) donnent alors :

$$\phi'(t) = w(t) * \phi(t) \quad (I-16)$$

$$\text{et } \theta'(t) = w(t) * \theta(t) \quad (I-17)$$

les signaux lissés sont obtenus par produit de convolution entre l'expression temporelle de la fenêtre de pondération utilisée et les signaux mesurés.

Les variations hautes fréquences sont alors obtenues par soustraction entre les signaux bruts mesurés, et les signaux lissés, soient :

$$\phi''(t) = \phi(t) - w(t) * \phi(t) \quad (I-18)$$

$$\theta''(t) = \theta(t) - w(t) * \theta(t) \quad (I-19)$$

Dans la partie expérimentale, de ce travail, nous utiliserons la fenêtre de pondération temporelle de Blackman annexe (A-4) (28) (29) (40) définie par l'expression :

$$w_B(\tau) = 0.42 + 0.5 \cos(\pi\tau/\tau_M) + 0.08 \cos(2\pi\tau/\tau_M) \quad \text{pour } \tau < \tau_M \quad (I-20)$$

$$\text{et } w_B(\tau) = 0 \quad \text{ailleurs.}$$

et représentée par la figure (I-1).

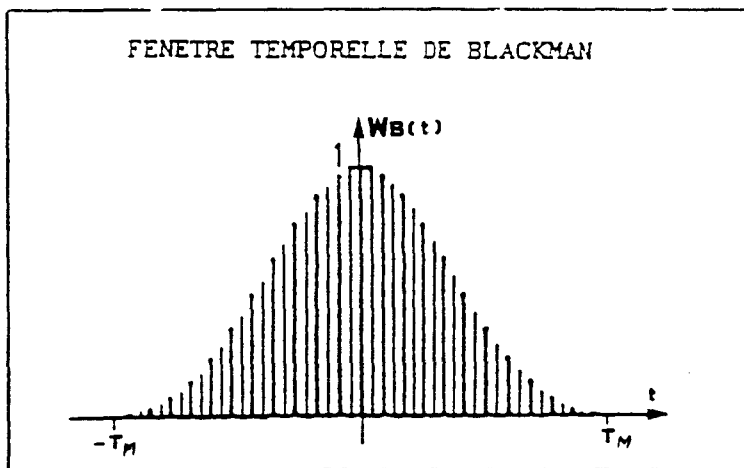


figure (I-1)

[I-2-1] Analyse des variations hautes fréquences

D'une manière générale, les signaux à traiter sont complexes et bruités et un traitement préalable par corrélation s'avère nécessaire. On introduira pour ces signaux, les fonctions de corrélations  $R_{\theta\theta}(\tau)$  et  $R_{\phi\theta}(\tau)$  [D1(40) [annexe (A-3)] :

- La fonction d'autocorrélation des fluctuations de la température définie par :

$$R_{\theta\theta}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \theta(t) \cdot \theta(t-\tau) dt \quad (I-21)$$

cette fonction, exprime, la dépendance entre les valeurs définissant le processus à un instant donné et, les valeurs définissant le même processus aux instants précédents.

- La fonction d'intercorrélation des fluctuations flux-température définie par :

$$R_{\phi\theta}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \phi(t) \theta(t-\tau) dt \quad (I-22)$$

cette fonction, exprime, la dépendance statistique entre les deux processus.

Le traitement des signaux par corrélation, a l'avantage de lisser sans modifier les contenus énergétiques liés aux fluctuations. Un autre avantage de ce traitement, est d'éliminer les bruits de mesures non corrélés.

D'après la relation (I-6) on obtient :

$$\phi(\omega) = b \sqrt{j\omega} \cdot \theta(\omega) \quad (I-23)$$

en multipliant les deux membres de cette égalité par l'expression conjuguée de la température  $\theta^*(\omega)$ , nous obtenons :

$$\phi(\omega) \theta^*(\omega) = b \sqrt{j\omega} \theta(\omega) \cdot \theta^*(\omega) \quad (I-24)$$

ou encore :

$$S_{\phi\theta}(\omega) = b \sqrt{j\omega} S_{\theta\theta}(\omega). \quad (I-25-a)$$

soit :

$$b = \frac{S_{\phi\theta}(\omega)}{\sqrt{j\omega} S_{\theta\theta}(\omega)} \quad (I-25-b)$$

cette relation exprime la densité spectrale d'interaction, comme étant la

réponse d'un système de fonction de transfert  $b\sqrt{j\omega}$  soumis à la densité spectrale comme excitation.

D'après le théorème de Wiener Hopf , on a :

$$R_{\phi''\theta''}(\tau) = T.F^{-1} [S_{\phi''\theta''}(\omega)] \quad (I-26)$$

la transformée de fourier inverse de la densité spectrale d'interaction est la fonction d'intercorrélation , et :

$$R_{\theta''\theta''}(\tau) = T.F^{-1} [S_{\theta''\theta''}(\omega)]. \quad (I-27)$$

la transformée de fourier inverse de la densité spectrale est la fonction d'autocorrélation.

Compte tenu des relations (I-26) et (I-27), la T.F inverse de la relation (I-25) entre densités spectrales est définie par :

$$R_{\phi''\theta''}(\tau) = (b/\sqrt{\pi\tau}) * \frac{d}{dt} \left[ R_{\theta''\theta''}(\tau) \right] \quad (I-28)$$

ou encore :

$$b = \frac{R_{\phi''\theta''}(\tau)}{(1/\sqrt{\pi\tau}) * R_{\theta''\theta''}(\tau)} \quad (I-29)$$

de la même façon , ces deux relations expriment , la fonction d'intercorrélation  $R_{\phi''\theta''}(\tau)$  comme étant le signal de sortie d'un système de réponse indicielle  $u(t)$ , soumis à une excitation  $R_{\theta''\theta''}(\tau)$ .

A partir des relations (I-25) entre densités spectrales dans le domaine fréquentiel ou, (I-28) entre fonctions de corrélations dans le domaine temps , on peut, identifier l'effusivité thermique du système considéré.

La mise en oeuvre de cette méthode est particulièrement aisée puisque en régime de variations rapides, l'effet des conditions initiales , est d'importance négligeable.

#### [I-2-2] Détermination de l'effusivité des matériaux peu effusifs

Dans la partie théorique de ce travail, nous avons établi l'expression de l'impédance thermique d'entrée pour un milieu homogène auquel dans un second temps on a superposé un capteur de flux . Nous avons montré que la présence du capteur , conduit dans certains cas à des impédances d'entrée très différentes de celle du matériau homogène. C'est le cas des matériaux légers peu effusifs (le polystyrène par exemple). Dans ce cas , la détermination directe de l'effusivité par la méthode

développée précédemment est impossible ( erreur > 100 % ). Pour s'affranchir de cette difficulté, nous avons complété la méthode d'identification de l'effusivité par la prise en compte de la perturbation amenée par le capteur.

Si les caractéristiques thermiques du capteur de flux ( $Zc_1$  et  $\gamma_1$ ) sont connues, il est possible de calculer son impédance d'entrée par la relation :

$$Ze_1(\omega) = Zc_1 \cdot \text{th } \gamma_1 \quad (\text{impédance connue}) \quad (\text{I-30})$$

le matériau à tester a pour impédance :

$$Ze_2(\omega) = Zc_2 \cdot \text{th } \gamma_2 \quad (\text{impédance inconnue}) \quad (\text{I-31})$$

l'impédance de l'ensemble capteur de flux-matériau pour une condition limite température imposée :

$$Ze = Zc_1 \frac{Ze_1 + Ze_2}{Zc_1 + Ze_2 \text{th } \gamma_1} \quad (\text{I-32})$$

$Ze$  : est une impédance accessible à la mesure  
 $Zc_1$  : impédance caractéristique du fluxmètre simulée  
 $Ze_1$  : impédance du fluxmètre simulée  
 $Ze_2$  : impédance du matériau à tester inconnue.

A partir de l'expression de l'impédance ci-dessus on obtient :

$$Ze_2 = Zc_2 \cdot \text{th } \gamma_2 = \frac{Zc_1(Ze - Ze_1)}{Zc_1 - Ze \cdot \text{th } \gamma_1} \quad (\text{I-33})$$

$$\text{avec } Zc_2 = 1/(b_2 \sqrt{j\omega}) \quad \text{et} \quad \gamma_2 = \sqrt{j\omega/a_2} \quad (\text{I-34})$$

soit, dans le domaine des hautes fréquences :

$$b_2 \sqrt{j\omega} = \frac{Zc_1 - Ze \cdot \text{th } \gamma_1}{Zc_1(Ze - Ze_1)} \quad (\text{I-35})$$

d'où la valeur de l'effusivité du matériau :

$$b_2 = \frac{|Ze \cdot \text{th } \gamma_1 - Zc_1|}{\sqrt{\omega} |Zc_1(Ze - Ze_1)|} \quad (\text{I-36})$$

Cette méthode, basée sur la soustraction de l'effet du capteur placé à l'entrée des systèmes à caractériser, permet d'estimer avec précision l'effusivité de la seconde couche d'un matériau composite constitué de

deux couches lorsque les conditions limites sont précisées (de type température ou flux imposés).

L'extension de cette méthode à l'analyse d'un système tricouche devient très complexe, compte tenu, du nombre de paramètres intervenant dans l'expression de l'impédance d'entrée.

Dans le domaine temps, il faudra utiliser des méthodes de déconvolution généralement très difficiles à mettre en oeuvre, ce qui limite le domaine d'application de la méthode d'identification.

Dans le paragraphe suivant, nous procéderons à l'identification de l'effusivité thermique à partir des enregistrements de flux et température avec deux objectifs :

- Dans une première série d'essais, réalisés en laboratoire sur des échantillons de petites tailles, nous allons essentiellement illustrer, et vérifier par l'expérimentation les développements théoriques du chapitre précédent.

- La seconde partie, est relative à des mesures sur un site réel. Nous allons d'une part montrer, sur des exemples d'application l'intérêt des méthodes de traitement et de caractérisation, et d'autre part transposer la méthode de contrôle à l'étude des parois in situ.

### [I-3] DISPOSITIF EXPERIMENTAL -CAPTEURS

#### [I-3-1] Description du dispositif expérimental

L'ensemble du système d'acquisition des données figure (I-2) et de commande est piloté par un microordinateur type IBM PS 2.

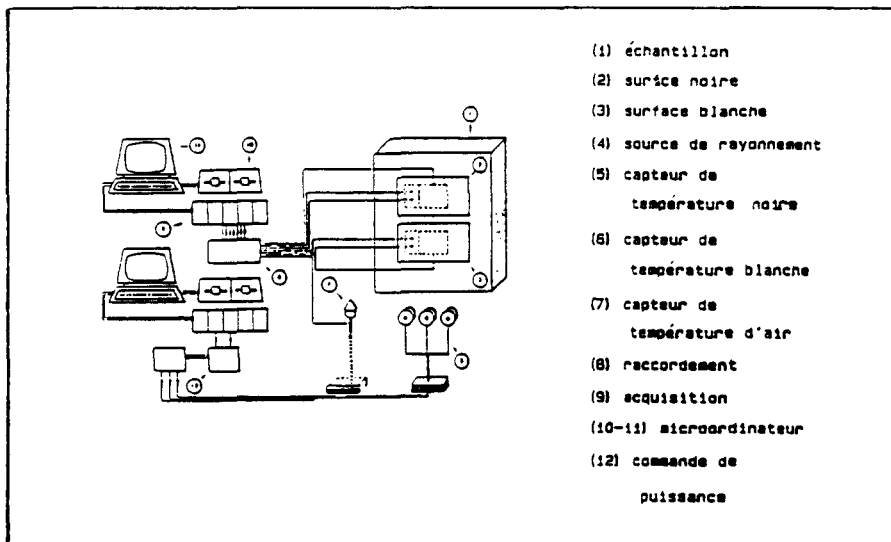


figure (I-2)

Pour les essais de laboratoire les signaux pseudo-aléatoires ou périodiques sont générés par microordinateur. La source d'énergie thermique



utilisée ,est constituée ,par une série de lampes à lumière blanche et infrarouge alternées,disposées en face du système thermique à étudier.

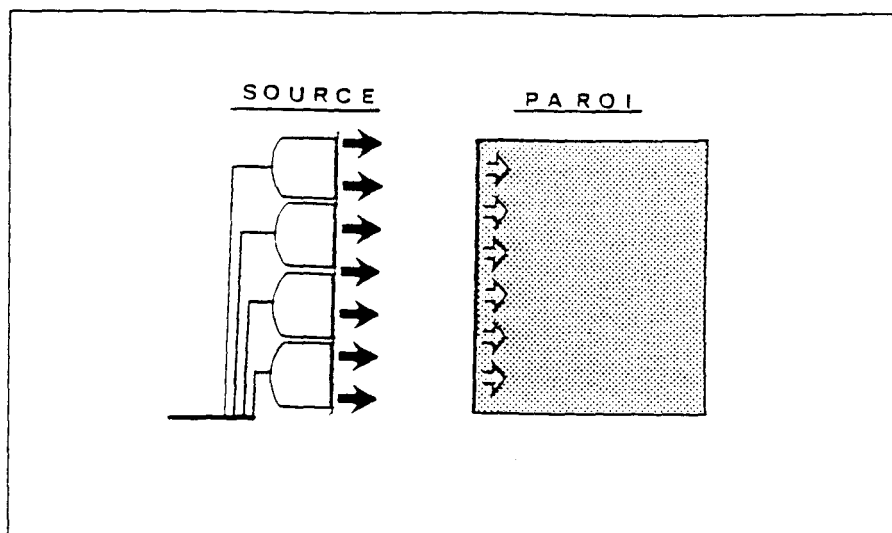


figure (I-3)

Cette source d'énergie radiative est assimilable à un générateur de flux.La forme,l'amplitude,et la fréquence des signaux délivrés peuvent être commandés par microordinateur.

Les signaux échantillonnés sont obtenus par une chaine de mesure Keitley gérée par un autre microordinateur.

Les capteurs de flux et de température placés dans le même plan sont collés à l'échantillon à tester à l'aide d'une graisse silicone assurant un bon contact thermique.La condition aux limites ,de type température constante à la sortie du système,est réalisée à l'aide d'une plaque métallique verticale dont nous avons vérifié la stabilité en température .

#### [I-3-2] Etalonnage des capteurs de flux

Un fluxmètre thermique n'est utilisable que ,si l'on connaît avec précision :

- sa sensibilité
- la perturbation qu'il introduit.

La structure interne des capteurs utilisés étant complexe (annexe A6) figure (I-4) et il est impossible de calculer la sensibilité et, d'évaluer la perturbation qu'il introduit à partir des propriétés thermiques des matériaux constitutifs.La seule méthode globale utilisable pour caractériser les fluxmètres est expérimentale.

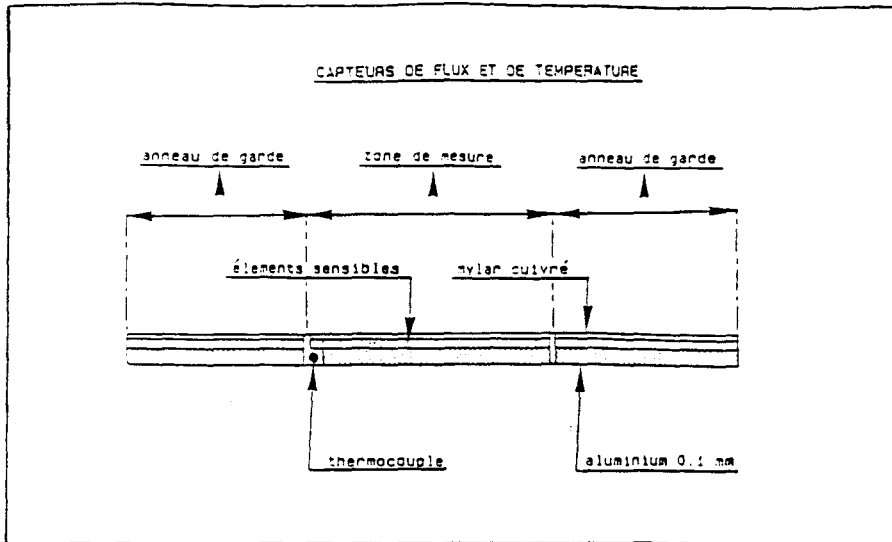


figure (I-4)

Il s'agira en pratique d'évaluer :

-la sensibilité  $K$ , c'est à dire la tension délivrée par le capteur en régime établi quand on le soumet à une densité de flux imposé de  $1 \text{ W/m}^{-2}$ .

-la perturbation introduite, par le capteur, en assimilant un demi-fluxmètre (entre le plan sensible et l'échantillon) figure (I-5) à une couche homogène équivalente dont on peut évaluer la résistance

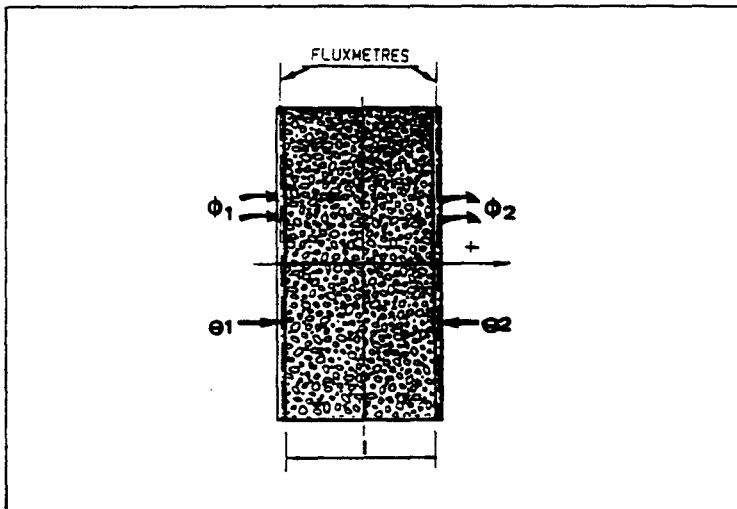


figure (I-5)

thermique ( $R$ ) et, la capacité thermique ( $C$ ) Le produit  $RC$  fournit la constante de temps du capteur que l'on peut comparer à celle de la structure à tester .

[I-3-2-1] Détermination du coefficient de sensibilité K  
en régime établi

Le dispositif utilisé pour évaluer la sensibilité du fluxmètre est schématisé par la figure (I-6).

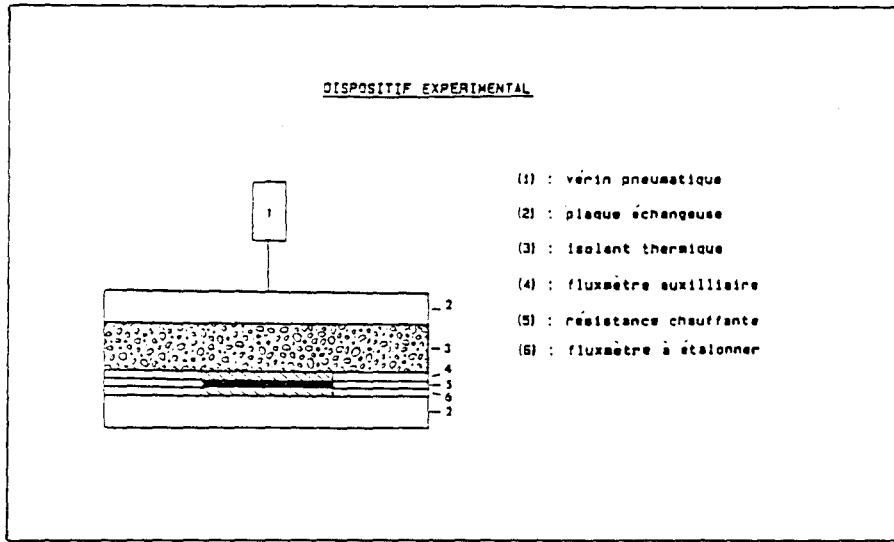


figure (I-6)

Le capteur à étalonner est placé sur la plaque échangeuse inférieure on lui superpose une résistance électrique plane, un fluxmètre auxiliaire de sensibilité connue, et un "matelas isolant". L'ensemble est légèrement comprimé par la plaque échangeuse supérieure mobile grâce à un vérin pneumatique.

La résistance électrique, de dimensions rigoureusement égales à celles du fluxmètre, est constituée d'un circuit métallique de constantan gravé sur un support de kapton de 0.1 mm d'épaisseur, collé sur une plaque d'aluminium de même épaisseur, qui assure l'homogénéité de la température de surface de la source.

La résistance alimentée par une alimentation stabilisée délivre une puissance thermique  $\phi_0$  réglable. Cette puissance se répartit de manière inégale dans le dispositif. Le matelas isolant limite le flux ascendant  $\phi_f$  (flux de fuite) mesuré par le fluxmètre auxiliaire à quelques pour cent de la puissance totale dissipée. La différence  $(\phi_0 - \phi_f)$  constitue le flux imposé dans le fluxmètre à tester. Si, la tension mesurée aux bornes du fluxmètre est  $V$ , la sensibilité du capteur s'obtient alors, par la relation:

$$K = \frac{V \cdot S}{\phi_0 - \phi_f} \quad (V/W/m^2) \quad (I-37)$$

$V$  : tension détectée pour diverses valeurs de la puissance dissipée en (v)

$S$  : surface du capteur en ( $m^2$ )

$\phi_0$  : puissance électrique dissipée dans la résistance chauffante en (W).

$\phi_f$  : puissance de fuite non mesurée par le fluxmètre à tester en (W).

Tout d'abord, il est nécessaire de vérifier la linéarité du capteur en montrant que la sensibilité  $K$  ne dépend pas du niveau de puissance délivrée. Pour cela on impose au capteur des puissances variables en

commençant par des flux très faibles, de l'ordre de  $1 W/m^2$ , tels que ceux rencontrés dans les murs très solés, et, en terminant par des flux de

plusieurs dizaines de  $W/m^2$ , rencontrés sur des parois en régime transitoire (ensoleillement, vent...) ou, dans des configurations particulières de laboratoire.

### [I-3-2-2] Evaluation de la résistance et de la capacité thermiques

#### équivalentes des capteurs de flux

Dans cette partie, nous allons présenter les résultats obtenus. Pour chaque configuration expérimentale les structures, à caractériser, sont disposées entre deux fluxmètres thermiques. Les limites réelles du système, ne sont pas définies par les surfaces des systèmes mais par les surfaces sensibles des capteurs fig(I-7).

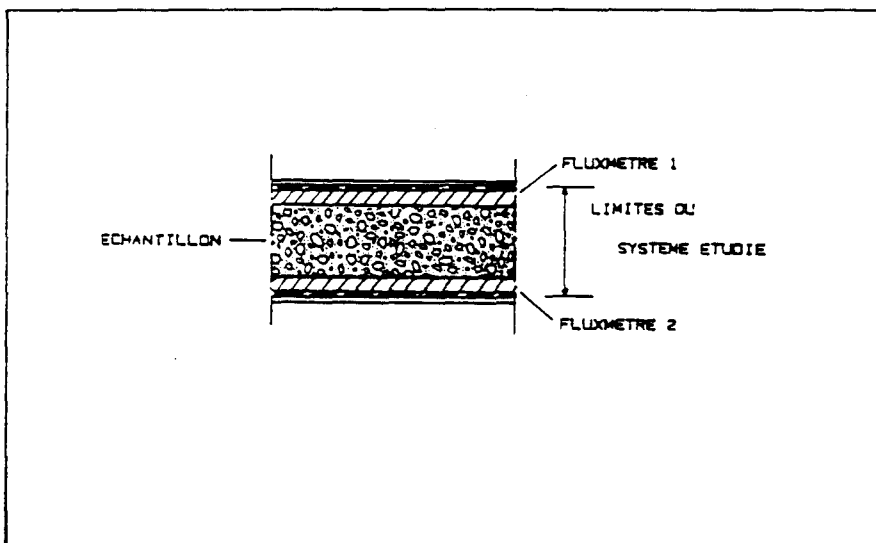


figure (I-7)

Les couches comprises entre les surfaces sensibles, et, le plan (hachuré sur le schéma) des matériaux étudiés, sont incluses dans le système et il est nécessaire d'estimer leurs conséquences sur les transferts thermiques. En pratique, les couches "perturbatrices" de nos fluxmètres, sont constituées par une couche de kapton de  $25 \mu m$  d'épaisseur et, d'une feuille d'aluminium collée de  $0.1 mm$  d'épaisseur qui ont souvent une influence négligeable sur les matériaux à caractériser.

La mesure directe des paramètres thermiques du capteur est extrêmement délicate du fait des très faibles valeurs à mesurer. Pour surmonter cette

difficulté ,il est possible d'effectuer des mesures de résistance thermique et,de capacité thermique de systèmes associant deux fluxmètres ,et un échantillon étalon de caractéristiques thermophysiques parfaitement connues.

En faisant varier l'épaisseur (e) du matériau étalon,on peut tracer, dans les deux cas ,les courbes  $R_g(e)$  et  $C_g(e)$  représentant les variations de la résistance thermique globale et de la capacité thermique globale en fonction de l'épaisseur.Ces variations sont linéaires :

$$R_g(e) = R(e) + 2R_f \quad (I-38)$$

$$C_g(e) = C(e) + 2C_f \quad (I-39)$$

avec  $R(e) = e/(\lambda.s)$  et  $C(e) = cpe_s$  (I-40)

$R(e)$  et  $C(e)$  sont la résistance et la capacité thermiques de l'échantillon de plexiglass,d'épaisseur e.

Les figures (I-8) et (I-9) illustrent les résultats de mesures obtenus en utilisant des échantillons étalons de plexiglass.

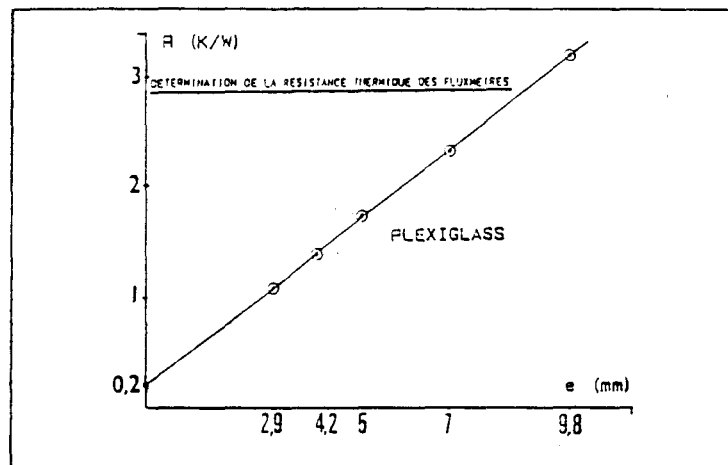


figure (I-8)

Les ordonnées à l'origine  $R_g(0)$  et  $C_g(0)$  représentent  $2R_f$  et  $2C_f$ . Nous obtenons ici :

$$2R_f = 0.2 \text{ K/W} \quad , \quad 2C_f = 18 \text{ J/K}$$

Ces valeurs correspondent à une constante de temps :

$$\tau = R_f.C_f = 0.9 \text{ s}$$

elles sont très faibles et dans de nombreux cas pratiques la présence des capteurs pourra être négligée.

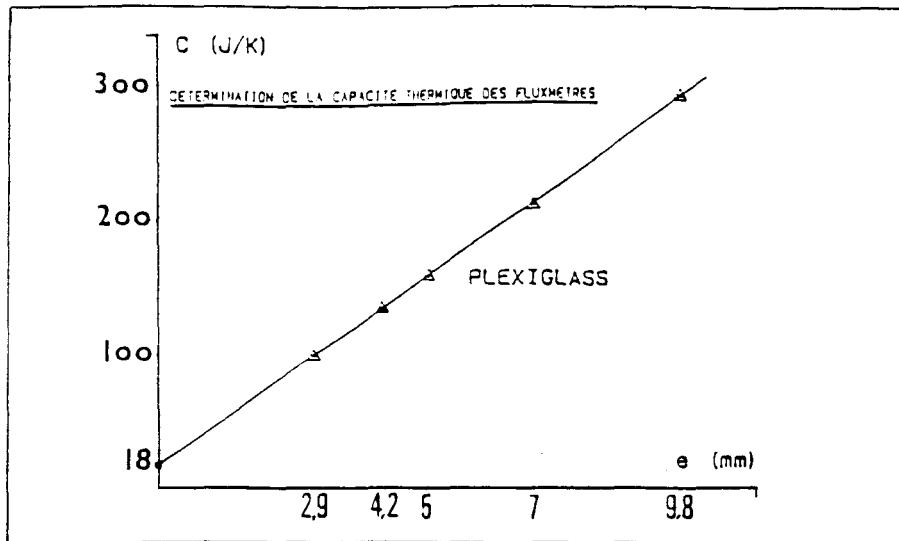


figure (I-9)

[I-3-2-3] Capteurs de température

Les capteurs de température utilisés sont des thermocouples de type K intégrés dans les fluxmètres. La sensibilité est de  $40 \mu\text{V}/\text{K}$ .

[I-3-2-4] Résultats d'étalonnage

Les résultats expérimentaux préliminaires obtenus et permettant la caractérisation des capteurs de flux sont récapitulés dans le tableau (I-1) ci-dessous :

|                |   |     |
|----------------|---|-----|
|                | sensibilité ( $\mu\text{V}/\text{W}$ )          | 650 |
| demi fluxmètre | résistance thermique en ( $\text{K}/\text{W}$ ) | 0.1 |
|                | capacité thermique en ( $\text{J}/\text{K}$ )   | 09  |

tableau (I-1)

Ces résultats permettent de prévoir le comportement du fluxmètre et sa perturbation dans le domaine fréquentiel, généralement négligeable en basses fréquences, elle devra être prise en compte au-delà d'une fréquence de l'ordre de  $5.10^{-2}$  Hz.

\*\*\*\*\*

**[II-1] MESURE DE L'EFFUSIVITE THERMIQUE**

Pour l'identification de l'effusivité thermique  $b$  à partir des mesures effectuées de flux et de température de surface nous nous plaçons soit dans le domaine temporel en utilisant les relations (I-28) , (I-29) ou dans le domaine fréquentiel par transformée de fourier à l'aide de la relation (I-25) .

**[II-1-1] Identification dans le domaine temps**

L'utilisation de la relation (I-28) consiste à déterminer d'abord la fonction d'intercorrélation  $R_{\phi''\theta''}(\tau)$  et la fonction d'autocorrélation  $R_{\theta''\theta''}(\tau)$  mesurées , puis le calcul du produit de convolution :

$$(1/\sqrt{\pi\tau}) * R_{\theta''\theta''}(\tau). \quad (II-1)$$

La valeur moyenne obtenue à partir du rapport :

$$R_{\phi''\theta''}(\tau) / \left( \frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} * R_{\theta''\theta''}(\tau) \right) \quad (II-2)$$

en fonction du temps , représente la valeur de l'effusivité recherchée.

Cette valeur moyenne obtenue peut être injectée dans le modèle pour déterminer une fonction d'intercorrélation simulée. Les résultats obtenus sont à comparer avec la fonction d'intercorrélation mesurée est celle simulée. La valeur estimée de l'effusivité sera celle qui minimisera l'écart entre les deux fonctions .

**[II-1-2] Identification dans le domaine fréquence**

La méthode d'analyse des résultats expérimentaux consiste à calculer d'abord les densités spectrales de puissance  $\theta''(\omega) \cdot \theta''^*(\omega)$  et d'interaction  $\phi''(\omega) \cdot \theta''(\omega)$  mesurées , puis le calcul du produit :

$$\sqrt{j\omega} \cdot \theta''(\omega) \cdot \theta''^*(\omega). \quad (II-3)$$

La valeur moyenne obtenue à partir du rapport :

$$\phi''(\omega) \cdot \theta''(\omega) / (\sqrt{j\omega} \cdot \theta''(\omega) \cdot \theta''^*(\omega)) \quad (II-4)$$

en fonction de la fréquence, représente la valeur de l'effusivité recherchée.

La quantité  $\phi''(\omega) \cdot \theta''(\omega) \cdot \theta''^*(\omega)$  représente la densité spectrale mesurée

et la quantité  $b \cdot \sqrt{j\omega \cdot \theta''(\omega) \cdot \theta''(\omega)^* (\omega)}$  la densité spectrale simulée.

La comparaison directe de ces deux grandeurs, représentées sur le même graphe en fonction de la fréquence, se prête difficilement à l'analyse. De ce point de vue, il nous a semblé plus simple et intéressant de comparer les densités spectrales, en représentant la densité spectrale mesurée sur l'axe des ordonnées, et celle simulée sur l'axe des abscisses. Le facteur de proportionnalité (valeur de l'effusivité) estimé est celui qui donnera une pente unité. L'intérêt de cette représentation, est de pouvoir analyser la relation de proportionnalité entre chaque composante spectrale de la densité spectrale mesurée avec celle de la densité spectrale simulée.

### [II-1-3] Résultats des mesures

L'estimation de l'effusivité thermique  $b$  présentée dans cette partie sera développée à partir de deux séries d'essais :

- dans la première, traitant d'essais effectués sur des échantillons de laboratoire, dans des conditions expérimentales parfaitement définies.

- la seconde concerne des mesures in situ qui sont généralement difficile à analyser, les conditions initiales ne sont pas nulles et, les conditions aux limites complexes. (cette partie fera l'objet du paragraphe B-III).

#### [II-1-3-1] Essais en laboratoire

Les essais réalisés concernent plusieurs matériaux : le plexiglass (qui sera considéré comme un matériau de référence), le verre à vitre, le PVC et le polystyrène dont les effusivités sont connues et ont été déterminées par ailleurs [37][43]. Ces valeurs sont résumées dans le tableau (II-1) ci-dessous :

| matériau      | $b = \sqrt{\lambda \rho c}$ |
|---------------|-----------------------------|
| plexiglass    | 550 à 570                   |
| verre à vitre | 1240 à 1250                 |
| polystyrène   | 30 à 40                     |

tableau (II-1)

Le choix de ces matériaux a été fait d'une part pour leur utilisation courante et d'autre part, de manière à avoir une large gamme de valeurs de l'effusivité, comprises entre 30 (matériaux isolants) et 2000 (matériaux conducteurs).

Pour chaque matériau nous avons procédé à une identification de l'effusivité à l'aide de signaux déterministes et de signaux aléatoires.



### Signaux déterministes

Ce sont des signaux périodiques en forme de créneau de période bien connue. Le choix de la période ou de la fréquence de la composante fondamentale peut être tout à fait arbitraire dans un premier temps.

### Signaux aléatoires

Les signaux aléatoires utilisés sont générés par microordinateur, et ont pour but la généralisation de la méthode à des signaux définis par leurs spectres.

### Mesures effectuées sur le plexiglass

Parmi les échantillons testés, nous avons essentiellement utilisé le plexiglass pour tester notre méthode. Parmi les isolants thermiques, ce matériau d'effusivité de l'ordre de 560 a l'avantage d'être stable et de servir souvent de corps de référence en métrologie. Nous présentons dans le tableau (II-2) ci-dessous les valeurs de l'effusivité relevées dans la littérature.

| matériau   | effusivité | référence |
|------------|------------|-----------|
| plexiglass | 560        | 36        |
|            | 562        | 65        |
|            | 568        | 11        |

tableau (II-2)

L'échantillon de plexiglass utilisé est constitué d'une plaque de 25x25 cm<sup>2</sup> de surface et de 2.00 cm d'épaisseur.

### Essai 1

Cet essai a été réalisé à l'aide d'un signal périodique de type créneau en flux, dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau (II-2) ci-dessous :

| matériau               | amplitude (w/m2) | période (s) | bande spectrale associée (Hz) |
|------------------------|------------------|-------------|-------------------------------|
| signal créneau en flux | 850              | 120         | $f \geq 8.33 \cdot 10^{-3}$   |

tableau (II-3)

### Signaux enregistrés

La figure (II-1) représente l'évolution en fonction du temps du flux

thermique et de la température mesurées sur la surface de l'échantillon Sur une durée de 2600 s .La valeur moyenne de la température a augmenté de plus de 11°C .Cette augmentation n'a pas modifié de manière sensible la valeur du flux entrant compte tenu du niveau de température de la source générant le flux lumineux.

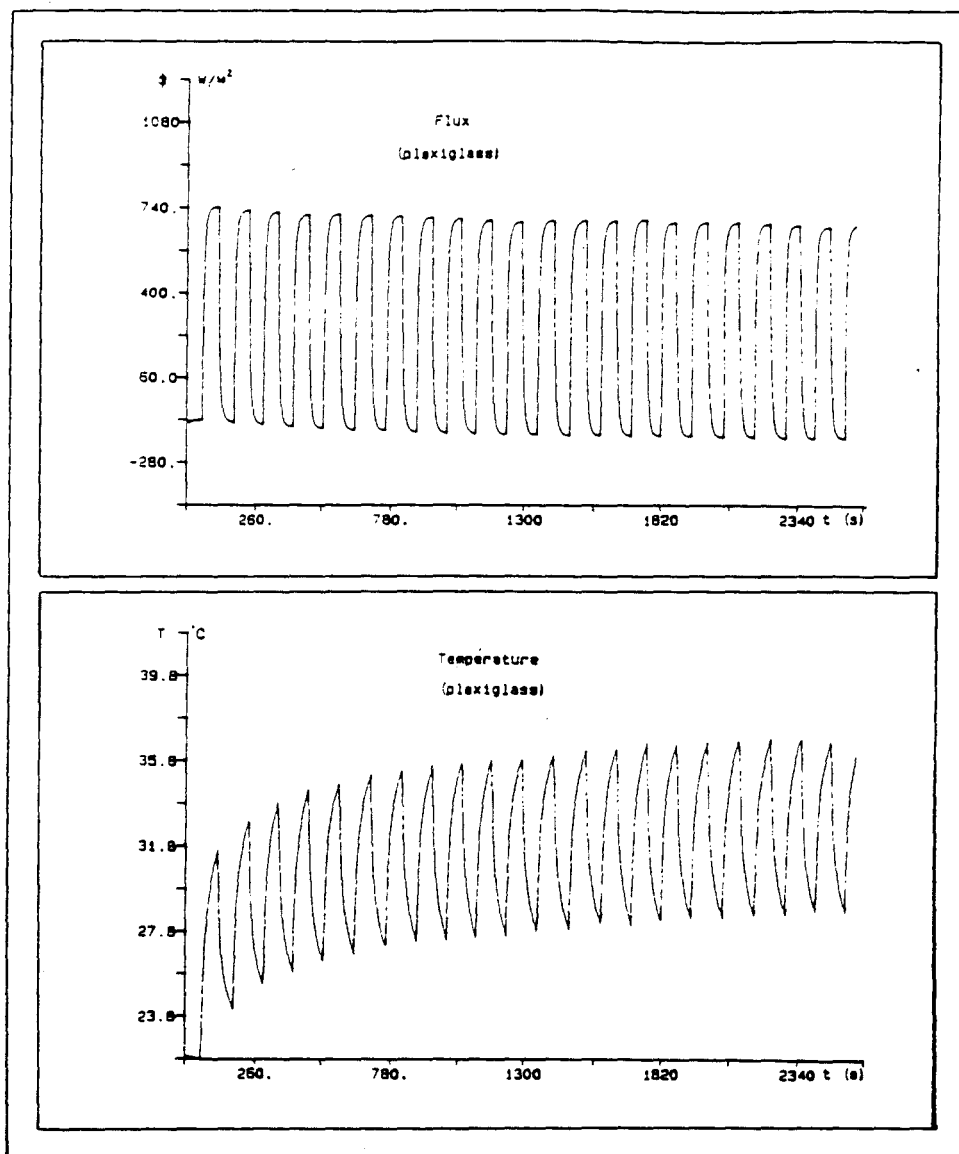


figure (II-1)

Les variations centrées de flux et de température figure (II-2) (qui feront l'objet du traitement) sont obtenues par soustraction des valeurs moyennes à partir des grandeurs initiales

La figure (II-3) représente les fonctions de corrélations (fonction d'autocorrélation et fonction d'intercorrélations) normalisées par rapport à leur valeurs maximales.Elles sont définies sur des retards variant de -2600 s à 2600 s .Un déphasage peu visible sur les courbes existe entre

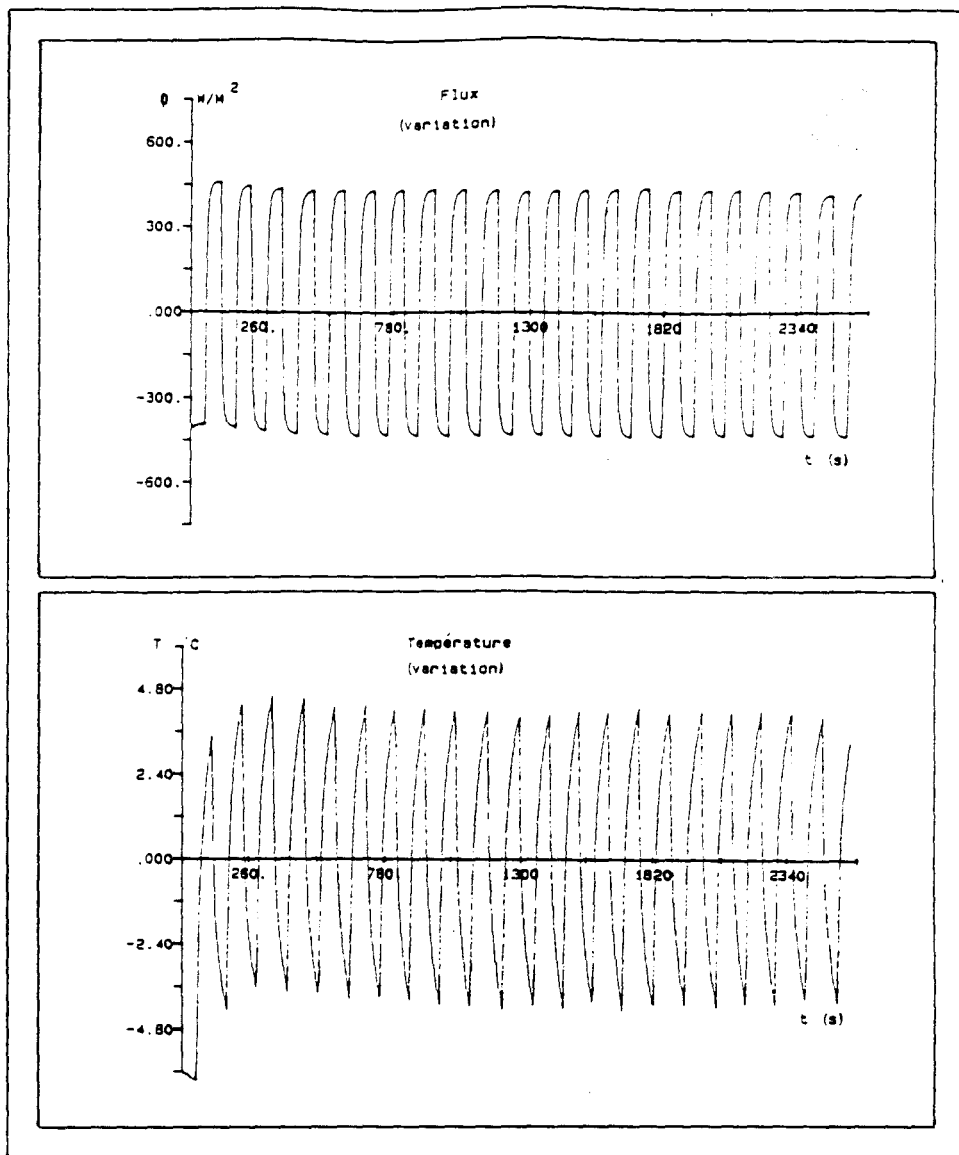


figure (II-2)

les maximums de la fonction d'autocorrélation et la fonction d'intercorrélation. Il est représentatif du retard des variations de la température sur celles du flux.

L'analyse des courbes de spectre de flux (a) et de la température (b) de surface fig(II-4) montre bien que le maximum d'énergie thermique est porté par leurs composantes fondamentales ( $f = 8.33 \cdot 10^{-3}$  Hz).

La figure (II-5) représentant la comparaison des densités spectrales d'interactions mesurée en ordonnée et simulée en abscisse nous montre une très bonne proportionnalité entre les deux grandeurs. La droite de pente unité est obtenue pour une valeur de l'effusivité  $b = 568$

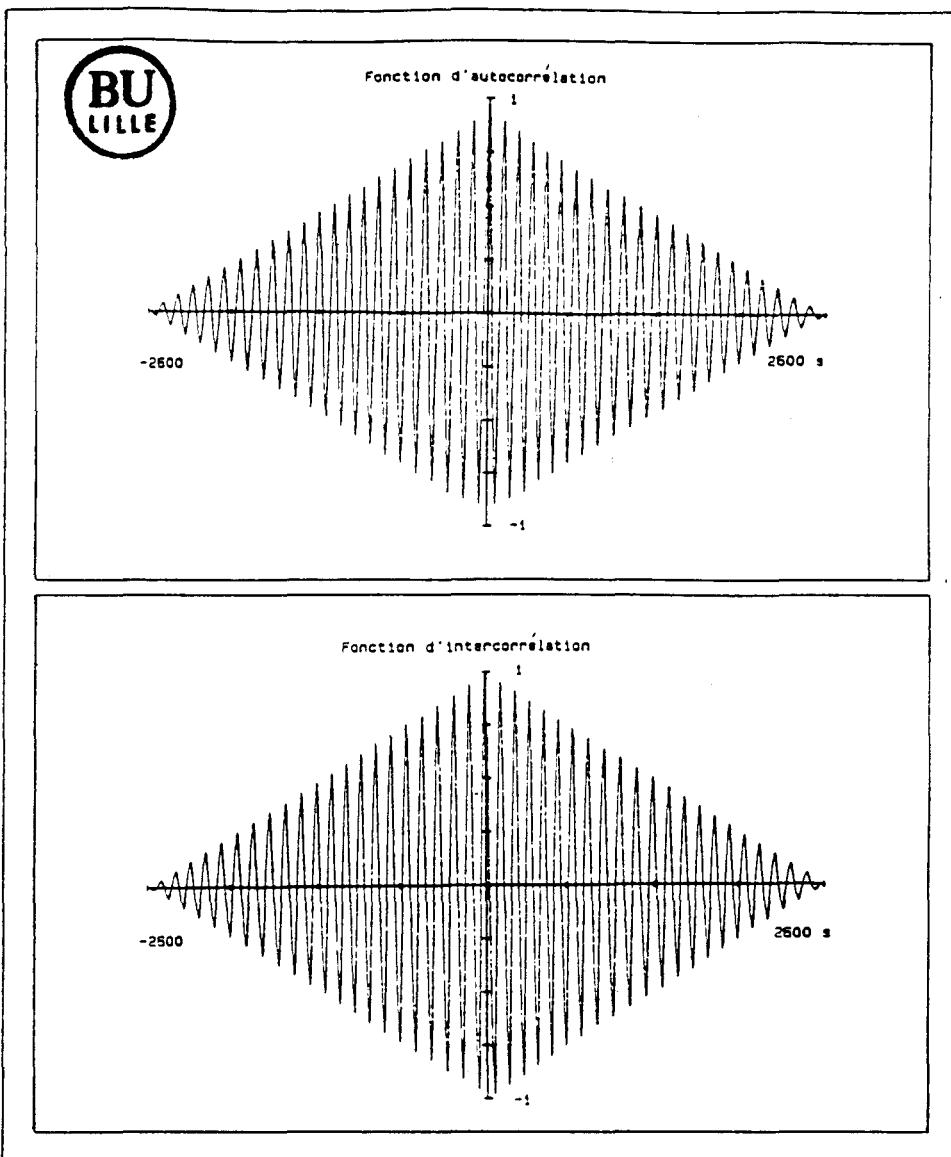


figure (II-3)

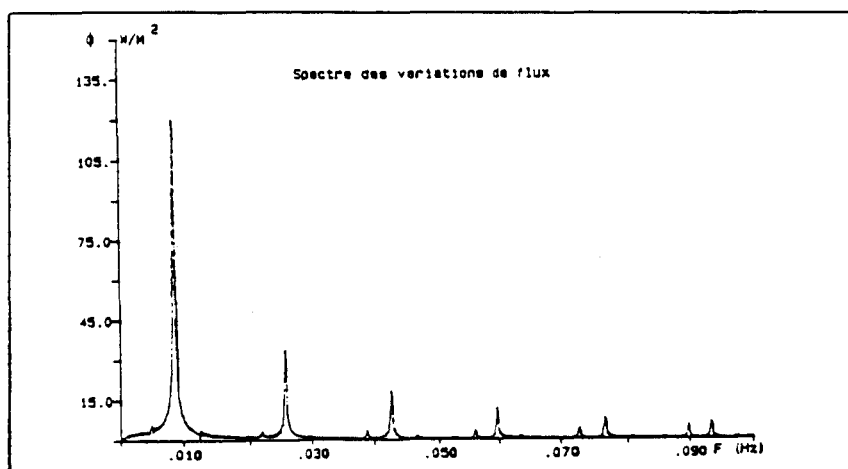


figure (II-4-a)

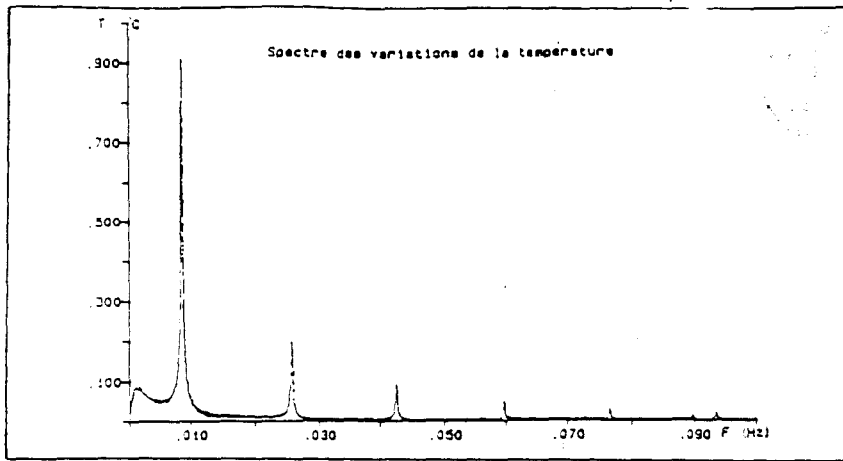


figure (II-4-b)

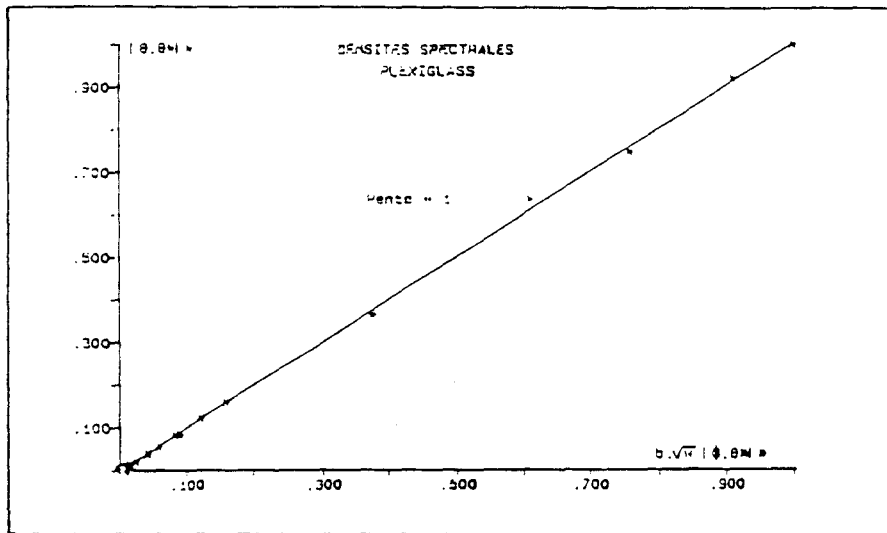


figure (II-5)

## Essai 2

### Signal pseudo-aléatoire

Le deuxième essai a été réalisé à l'aide d'un signal aléatoire qui n'est caractérisé que par un paramètre temporel  $T_a$ . Ce paramètre représentant le temps maximum que peut durer un état haut ou un état bas du signal est fixé par l'opérateur :

Pour un instant  $t$  quelconque définie par :

$$n.T < t < (n + 1).T \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

le signal est tout à fait aléatoire.

La valeur programmée du paramètre  $T_a$  est de 180 s

### Signaux enregistrés

Pour le même matériau, la figure (II-6) représente les enregistrements

de température et de flux obtenus à l'aide d'une sollicitation aléatoire. L'allure de ces courbes montre le caractère très rapidement variable des deux grandeurs mesurées, et particulièrement dans le cas du flux thermique.

Dans cet essai, nous constatons que la température moyenne n'a augmenté cette fois que de 8° approximativement, entre le début et la fin de l'essai compte tenu des variations rapides de l'excitation.

La figure (II-7) représente les variations centrées de la température et du flux en fonction du temps.

Les courbes de la figure (II-8) représentant les fonctions de corrélations sont caractéristiques d'un signal aléatoire, le maximum d'énergie de la fonction d'autocorrélation est localisé à l'origine. Pour des temps de décalage positifs ou négatifs, les valeurs de cette fonction sont faibles. Le caractère aléatoire des signaux se traduit par un niveau important de la densité spectrale sur une large bande de fréquences fig(II-9). Dans ce cas, la comparaison des densités spectrales représentée par la figure (II-10) a donné une pente égale à l'unité pour une valeur de l'effusivité de  $b = 557$ .

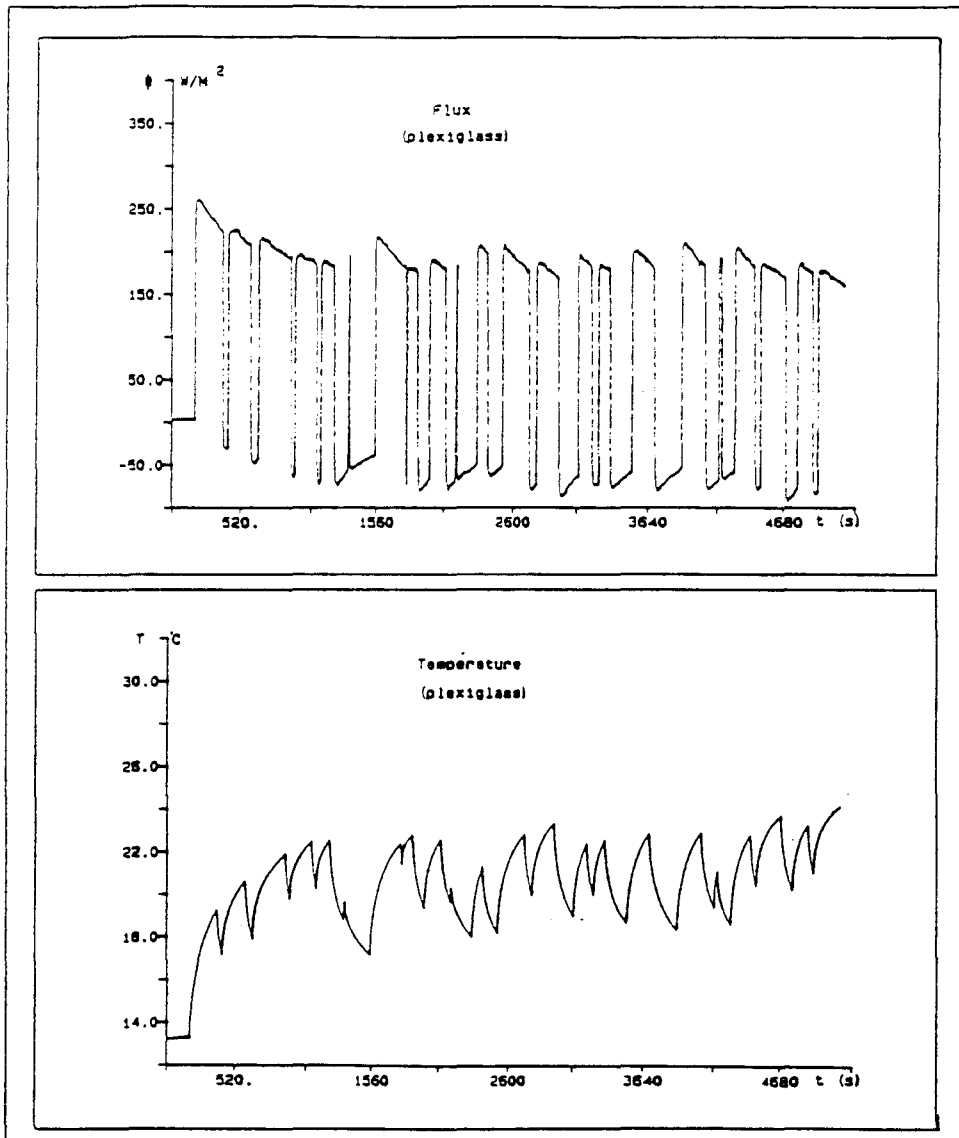


figure (II-6)

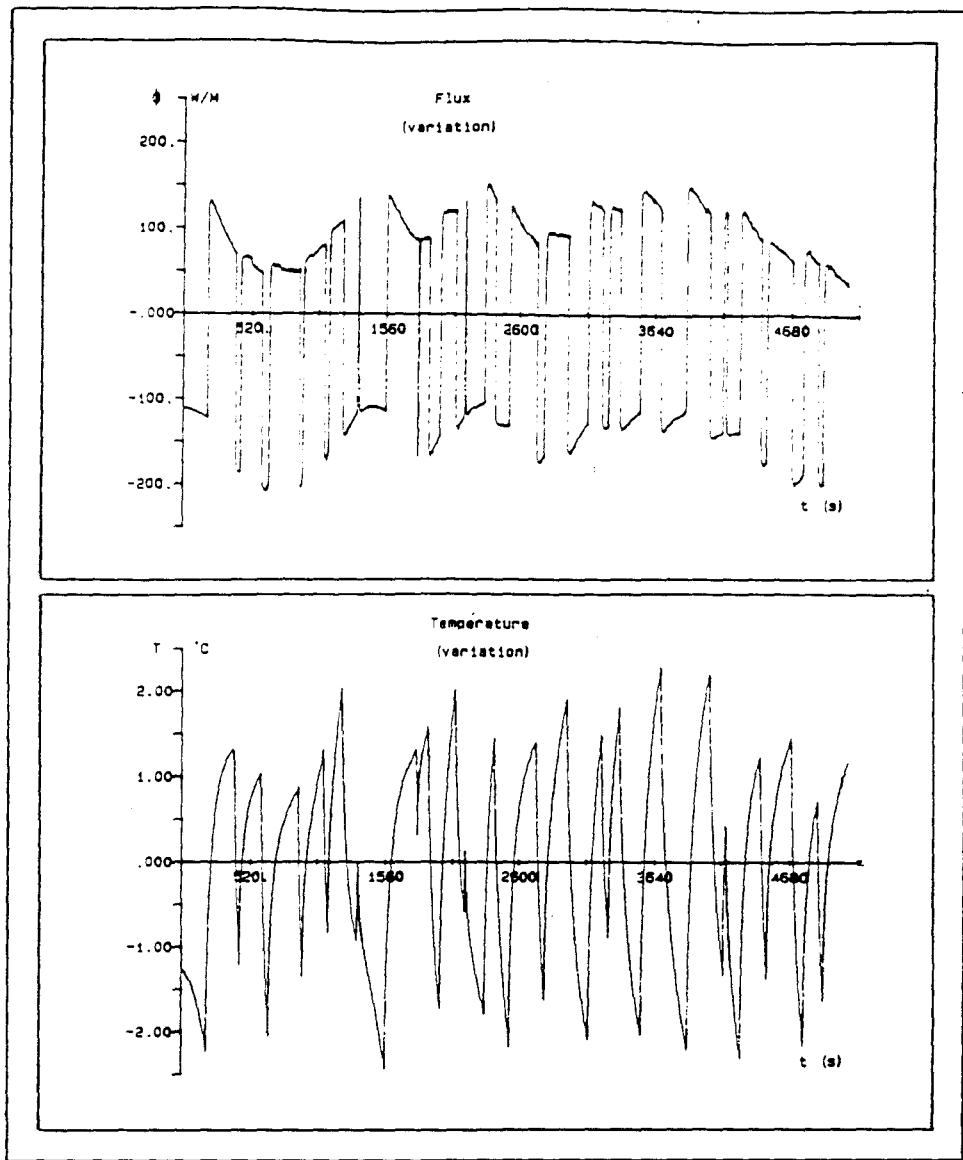


figure (II-7)

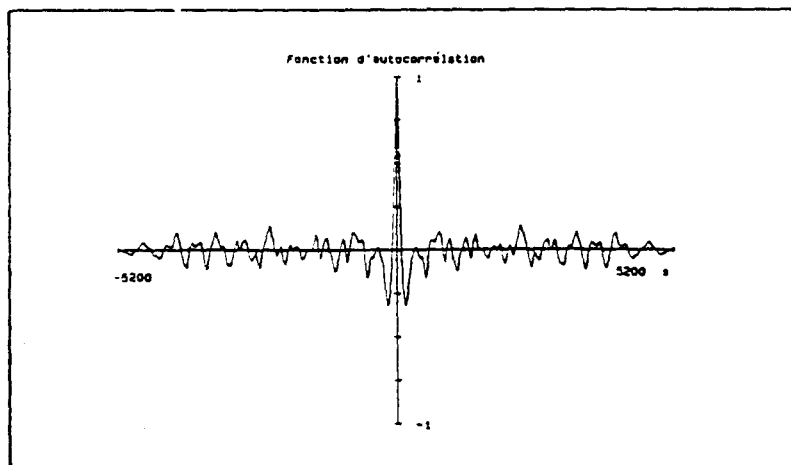


figure (II-8-a)

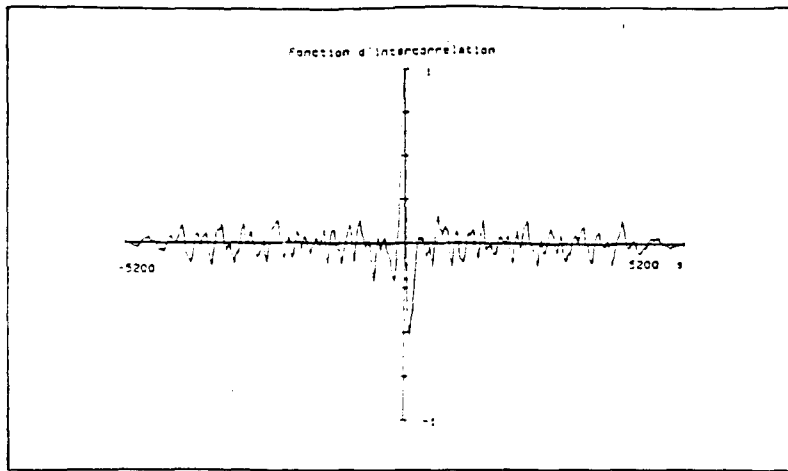


figure (II-8-b)

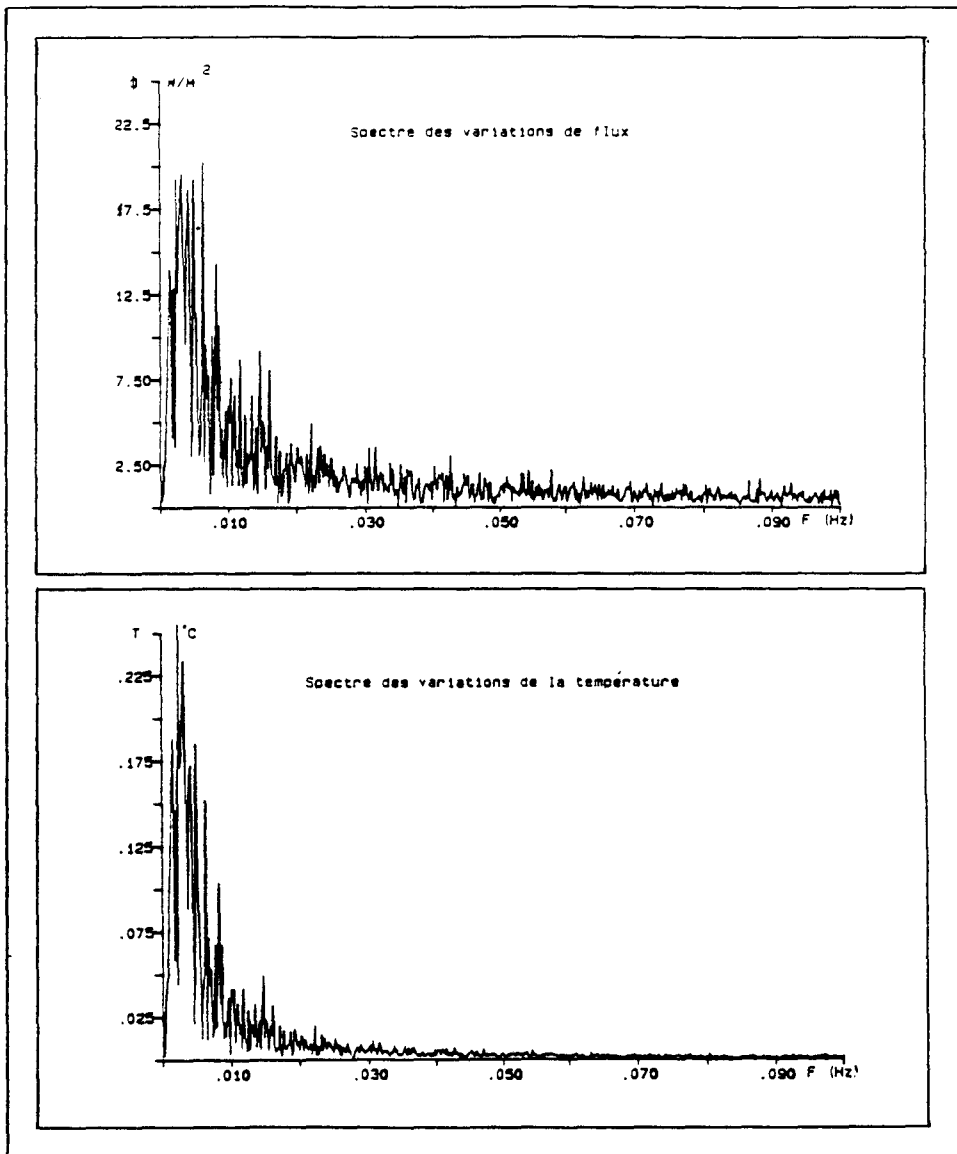


figure (II-9)



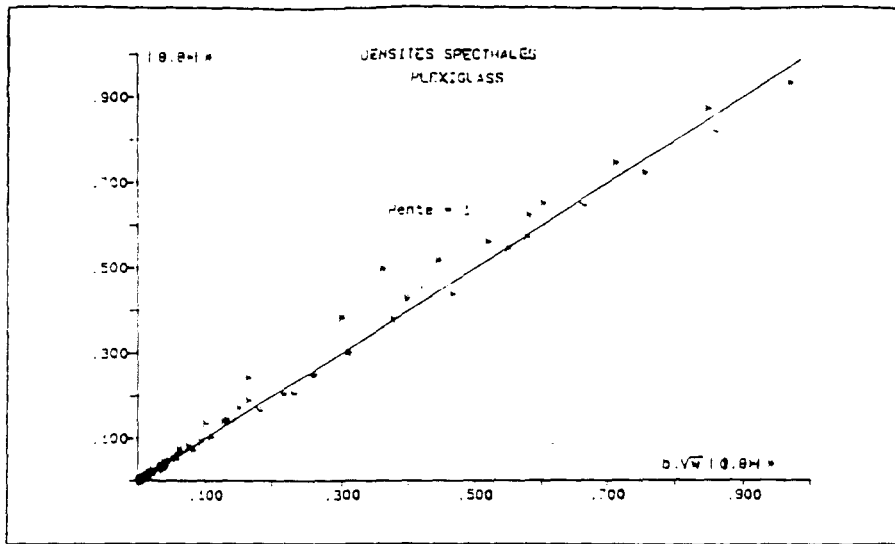


figure (II-10)

## [II-2] ANALYSE DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

### [II-2-1] Mesures effectuées sur le verre à vitre

Le tableau (II-2) récapitule les valeurs de l'effusivité relevées dans la littérature :

| matériau      | effusivité | référence |
|---------------|------------|-----------|
| verre à vitre | 1240       | 43        |
|               | 1250       | 49        |
|               | 1255       | 36        |

tableau (II-2)

L'échantillon de verre à vitre utilisé est constitué d'une plaque de 40x40 cm<sup>2</sup> de surface et de 20 mm d'épaisseur.

#### Essai 1

#### Signal périodique

Les caractéristiques du signal appliqué sont présentés dans le tableau ci-dessous :

| matériau               | amplitude (W/m <sup>2</sup> ) | période (s) | bande spectrale associée(Hz) |
|------------------------|-------------------------------|-------------|------------------------------|
| signal créneau en flux | 275                           | 120         | $f \geq 8.33.10^{-3}$        |

tableau (II-3)

#### Signaux enregistrés

Figure (II-11) : flux et température de surface.

Figure (II-12) : variations centrées du flux et de la température de surface.

Figure (II-13) : fonctions de corrélations.

Figure (II-14) : spectres de fréquences des variations de flux et de la température.

Figure (II-15) : densités spectrales d'interactions.

La valeur de l'effusivité identifiée est  $b = 1252$

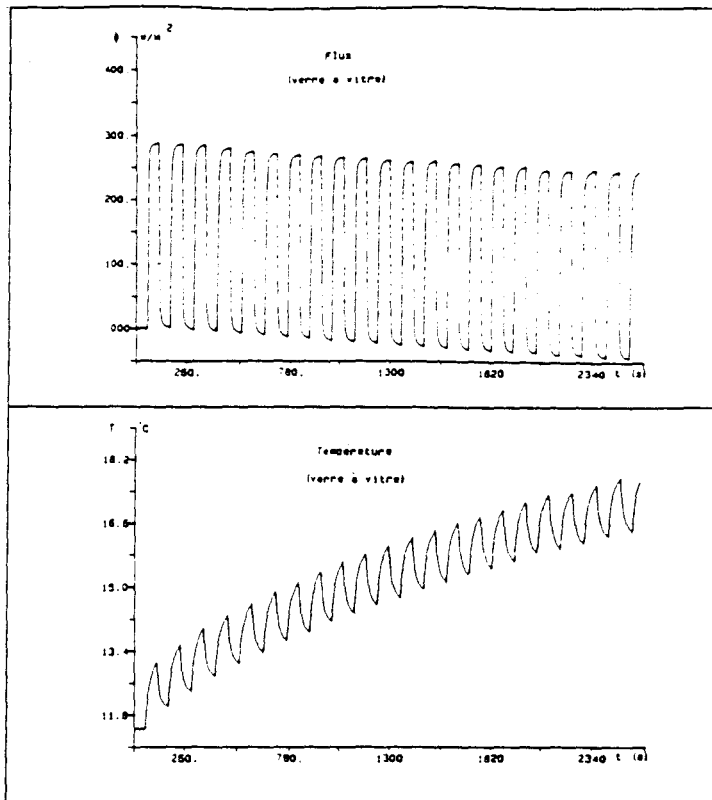


figure (II-11)

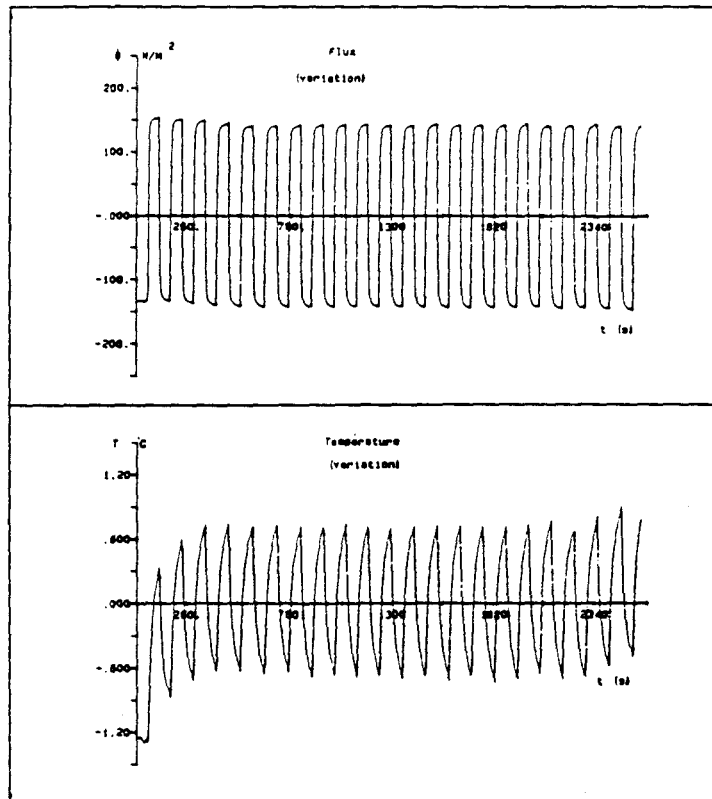


figure (II-12)

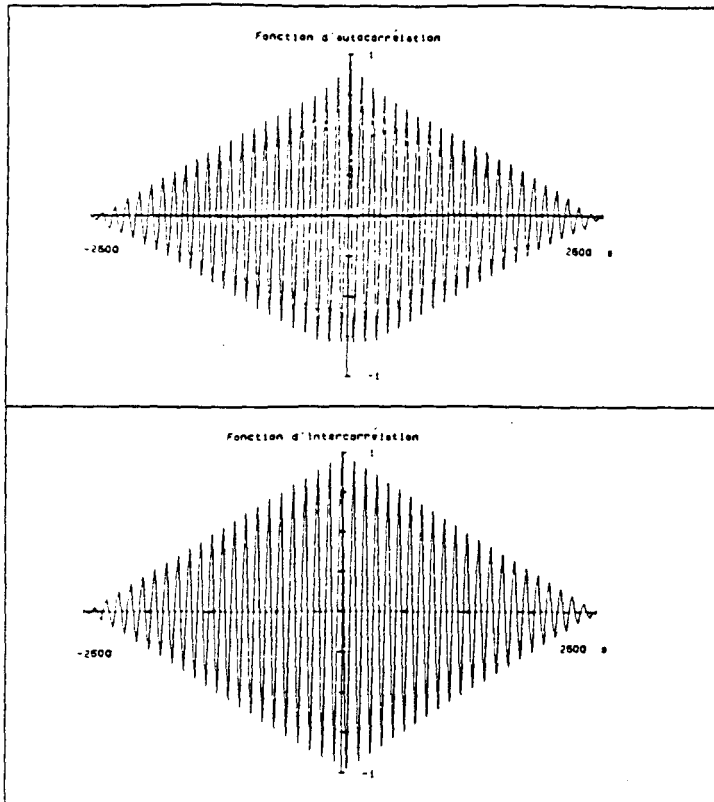
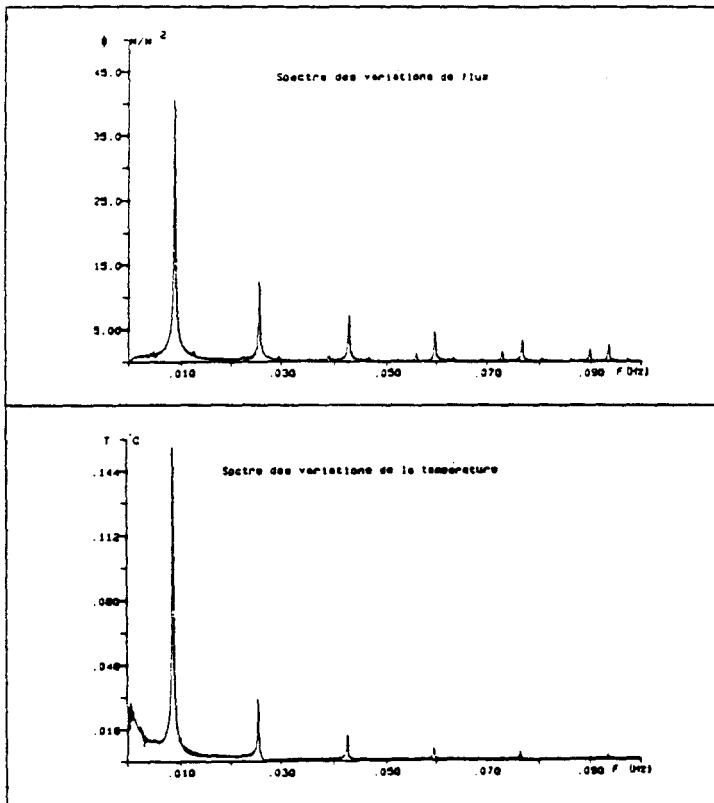


figure (II-13)



(II-14)

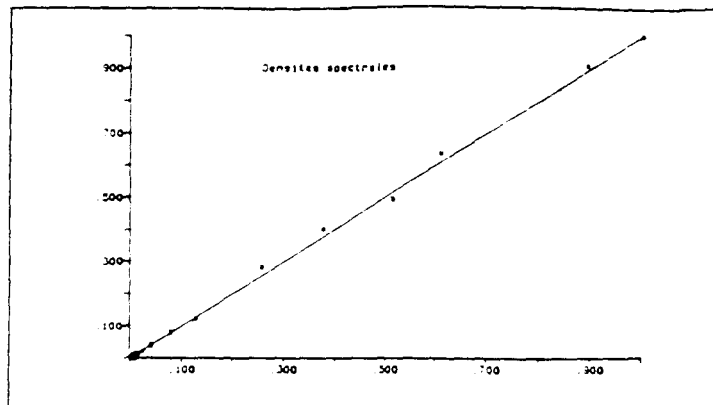


figure (II-15)

Essai 2

Signal pseudo-aléatoire

La valeur programmée du paramètre Ta est de 180 s

Signaux enregistrés

Figure (II-16) : flux et température de surface.

Figure (II-17) : variations centrées du flux et de la température.

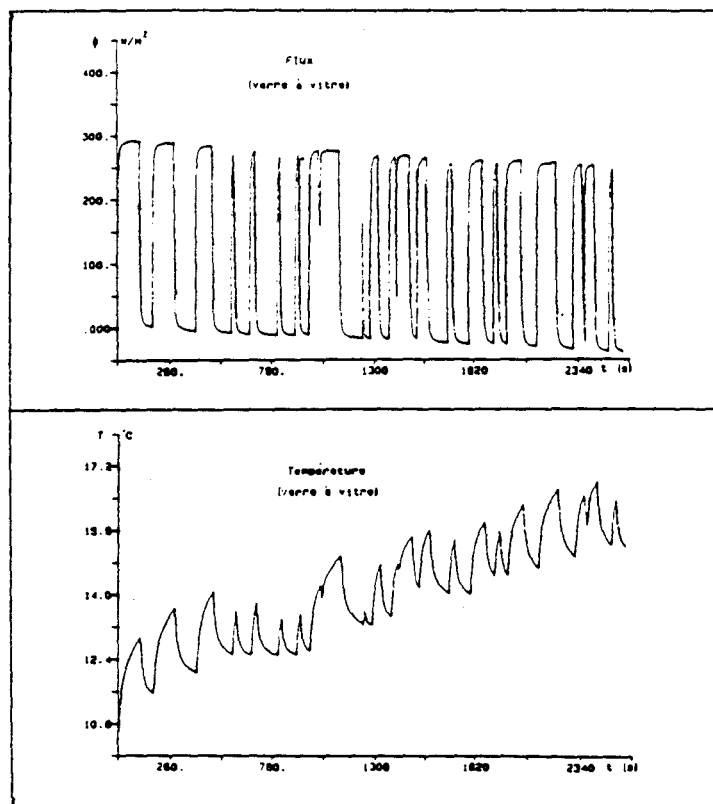


figure (II-16)

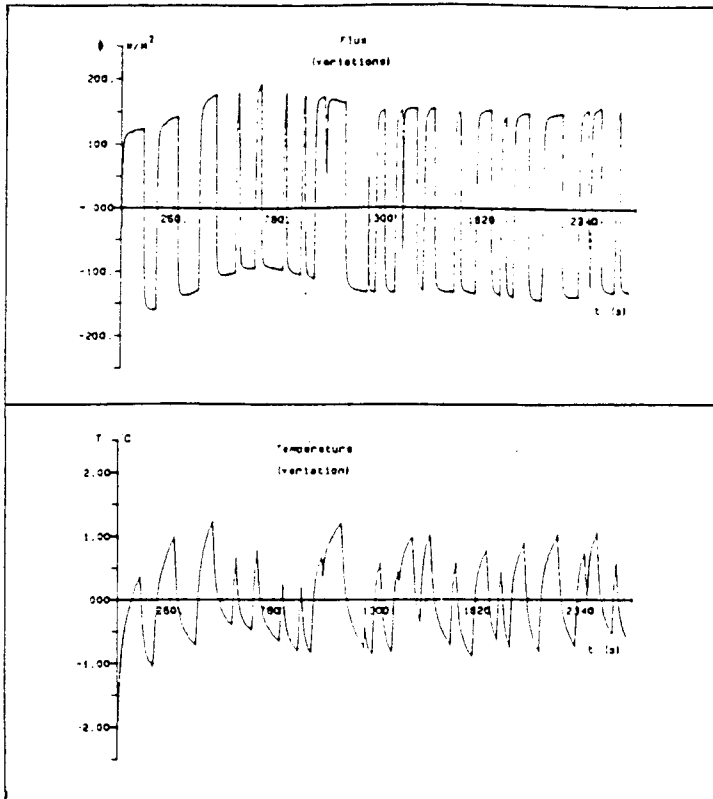


figure (II-17)

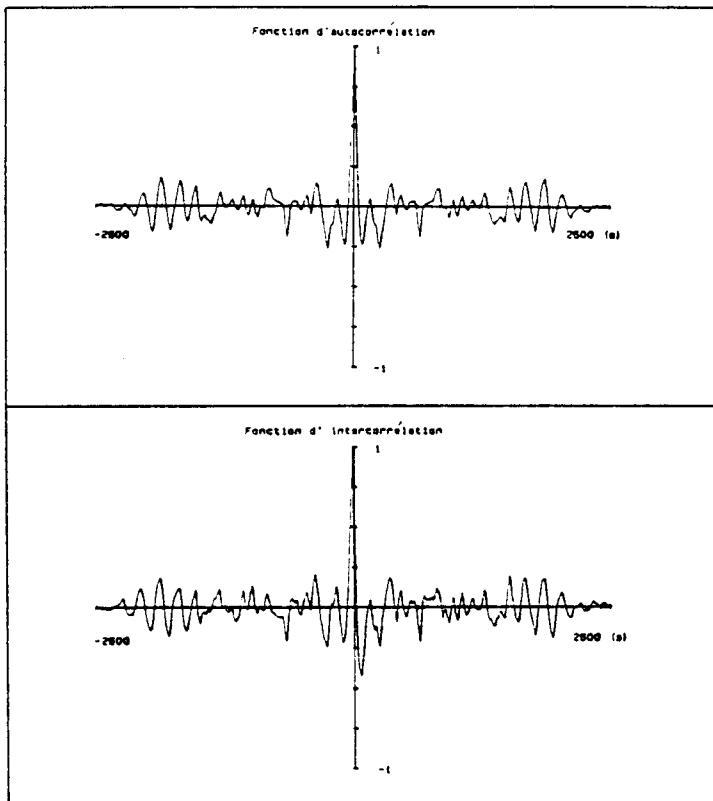


figure (II-18)

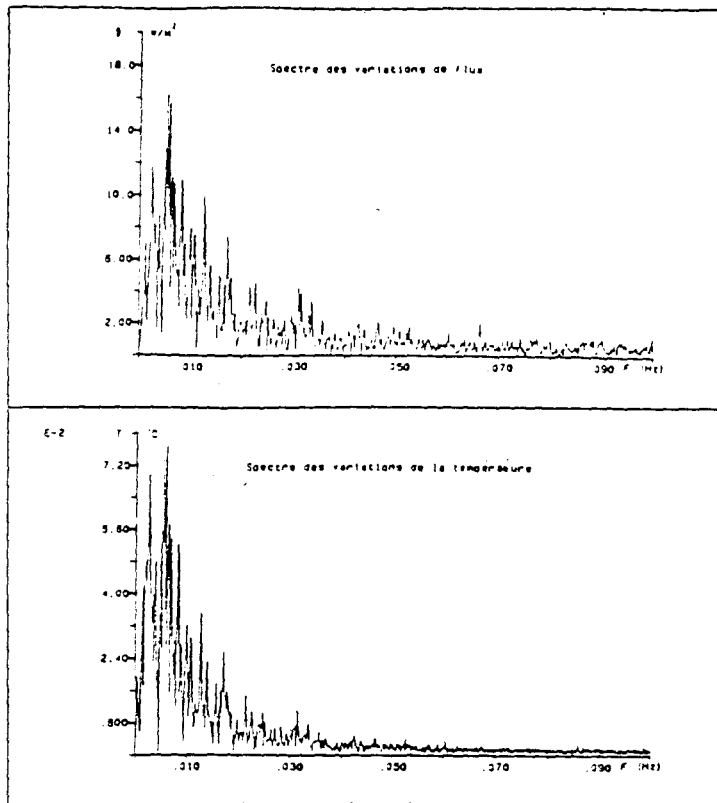


figure (II-19)

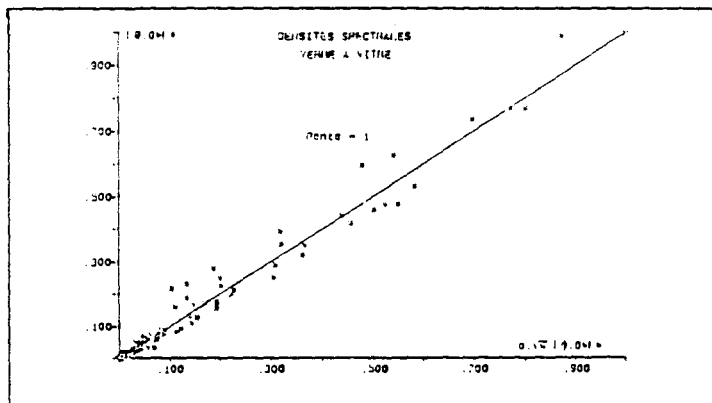


figure (II-20)

Figure (II-18) : fonctions de corrélations.

Figure (II-19) : spectres de fréquences des variations de flux et de la température.

Figure (II-20) : densités spectrales d'interactions.

L'effusivité identifiée est  $b = 1248$

#### [II-2-2] Mesures effectuées sur le P.V.C

Des mesures effectuées sur le PVC à l'aide de signaux périodiques et aléatoires ont conduit aux valeurs suivantes :

$b = 490$  pour le périodique et  $b = 482$  pour l'aléatoire

### [II-2-3] Mesures effectuées sur le polystyrène

Les mesures effectuées sur le polystyrène ont fait l'objet d'un traitement spécifique aux matériaux légers et dont le principe a été développé dans la partie précédente.

La valeur de l'effusivité identifiée est de  $b = 38$  pour le signal périodique et de  $b = 40$  pour le signal aléatoire.

Les résultats des mesures de l'effusivité thermique des différents matériaux testés sont présentés dans le tableau ci-dessous :

| matériaux   | b mesurée<br>(s.périod) | b mesuré<br>(s.aléat) |
|-------------|-------------------------|-----------------------|
| Plexiglass  | 568                     | 557                   |
| verre à v.  | 1251                    | 1248                  |
| P.V.C       | 490                     | 488                   |
| polystyrène | 42                      | 38                    |

tableau (II-4)

La comparaison des valeurs obtenues de l'effusivité des différents matériaux testés avec notre méthode ,et celles admises dans la littérature fait apparaître une très bonne correspondance .La cohérence des résultats obtenus permet de montrer l'intérêt pratique de la méthode développée .

### Intérêt, limites et possibilités de développement de la méthode expérimentale.

Parmi les avantages présentés par la méthode d'identification de l'effusivité thermique développée dans ce travail nous citons essentiellement :

-sa facilité de mise en oeuvre ,puisqu'il suffit de disposer d'un capteur de température de surface ,d'un capteur de flux de très faible épaisseur et d'un système d'acquisition et de traitement.

-il n y a aucune contrainte particulière liée à la nature des signaux à utiliser pour les mesures en laboratoire.

-pour s'affranchir de la difficulté de la condition aux limites ,il suffit de considérer un matériau à tester d'épaisseur suffisante et de se placer dans le domaine des hautes fréquences relativement à la fréquence propre du matériau .



-les valeurs de l'effusivité sont déterminées à l'aide de grandeurs énergétiques ,c'est à dire ,des fonctions de corrélations dans le domaine temporel et ou des densités spectrales dans le domaine fréquentiel.

-l'intérêt de l'analyse dans le domaine fréquence est de pouvoir analyser pour chaque composante spectrale la relation de proportionnalité entre les fluctuations de flux et celles de la température.

Théoriquement, la méthode développée est applicable quelque soit la nature du matériau à tester ,la perturbation due à la présence du capteur de flux doit rester négligeable.

La présence de ce dernier n'affecte pas de manière significative les mesures effectuées sur des matériaux moyennement et faiblement isolants.Par contre pour les matériaux de faible effusivité ,l'erreur sur la détermination de b devient très grande et peut même dépasser les cent pour cent.Dans ces conditions la méthode a été complétée et permet de soustraire l'effet du fluxmètre sur les mesures lorsque l'on connaît son impédance d'entrée.

Cette dernière méthode représente par ailleurs un excellent moyen pour la détermination de l'effusivité de la deuxième couche d'un matériau bicouche.Elle est actuellement développée au laboratoire ,les premiers résultats sont prometteurs .

#### Sensibilité de la méthode

les mesures effectuées sur les matériaux de faibles épaisseurs montrent que les performances de la méthode sont affectées essentiellement par la présence du capteur de flux.Lorsque l'épaisseur du matériau est faible ,il est nécessaire ,pour déterminer l'effusivité ,de se placer dans le domaine des hautes fréquences ,et c'est dans cette partie du spectre où la perturbation engendrée par le capteur de flux devient de plus en plus importante.Si  $f_1$  est la fréquence au delà de laquelle la perturbation du capteur de flux ne peut plus être négligeable ,alors l'épaisseur minimale  $x_0$  à considérer pour tester un matériau quelconque de diffusivité a est définie par la relation :

$$| \text{th} \sqrt{j\omega l / a} \cdot x_0 | \rightarrow 1 \quad \text{avec} \quad \omega l = 2\pi f l.$$

D'autres difficultés ,se présentent sur le plan expérimental relatives d'abord aux résistances de contact qui deviennent ,pour les matériaux de faibles épaisseurs ,de plus en plus importantes vis à vis de la résistance de ces matériaux ,ensuite à la condition aux limites qui doit être extrêmement précise.Toute variation de température de sortie ,même faible peut affecter de manière importante la validité de la condition limite de type température constante.Pour le plexiglass par exemple l'épaisseur minimale à tester a été estimée à 03 mm.Pour cette épaisseur l'erreur commise sur l'identification de b est de l'ordre de 06 % par rapport aux résultats obtenus sur des épaisseurs plus grandes.

\* \* \* \* \*



## [B-III] MESURES IN SITU

### [III-1] MESURES SUR SITE REEL

Cette partie a pour objectif de développer des techniques de mesures et de traitement adaptées à l'expérimentation sur site. Des mesures in situ peuvent avoir plusieurs objectifs :

-Le contrôle ou le diagnostic des systèmes : vérification de la conformité au projet , relevé de l'existant à des fins de réhabilitation ...etc.

-Le calage de modèles ou d'éléments de modèles : de multiples modèles de comportement thermiques des enveloppes sont développées actuellement , tous les modèles utilisent des hypothèses simplificatrices qu'il faut ensuite valider. La mesure sur site encore trop peu développée constitue la méthode la plus objective de validation.

-L'étude des interactions enveloppe-ambiance pour développer de nouveaux modèles de comportement qui permettront une meilleure gestion de l'énergie du point de vue de l'économie ou du confort thermique.

Pour aborder les mesures in-situ on peut être tenté de transposer les méthodes classiques de laboratoire donnant la réponse d'un système soumis à des signaux déterministes (échelon , sinusoïde , ...) Ces signaux particuliers que l'on arrive à approcher aux prix de techniques sophistiquées en laboratoire permettent d'obtenir les résultats recherchés par un traitement élémentaire mais sont difficilement applicables sur le site.

Notre approche du problème consiste à développer de nouvelles méthodes de traitement peu exigeantes quand à la nature des signaux et qui permettent en particulier de traiter des sollicitations naturelles à composantes aléatoires.

Une autre particularité est liée à l'instrumentation , dans les essais de laboratoire , les conditions limites sont généralement du type flux imposé ou température imposée . Ces conditions ne sont pas facilement réalisables sur le site et ne sont obtenues qu'au prix de certaines approximations. Une autre contrainte présentée par la difficulté de réaliser des conditions initiales simples comme celles du laboratoire.

Les signaux observés sur des durées de plusieurs jours sont très complexes , on peut considérer qu'ils résultent de la superposition de sollicitations lentement variables (climat moyen) de fluctuations périodiques (jour-nuit , régulation ...) et de variations rapides à caractère aléatoire (vent , nuages ...). Le recours aux techniques issues de la théorie du signal est indispensable pour traiter de telles informations.

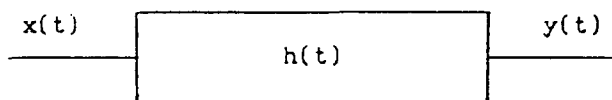
[III-2] ANALYSE DE LA RELATION FONCTIONNELLE RELIANT FLUCTUATIONS  
DE FLUX ET CELLES DE LA TEMPÉRATURE

Dans le domaine des hautes fréquences , les relations établies précédemment entre le flux et la température de surface sont applicables quelque soit le type de signal à traiter et , particulièrement aux fluctuations rapides dans le cas des mesures in situ.

Par contre dans le domaine des basses fréquences , il faut tenir compte des conditions initiales , puisque en régime lentement variable , les signaux mesurés à l'instant  $t$  dépendent des sollicitations appliquées depuis l'instant initial arbitraire  $t_0$  mais aussi des effets du passé antérieur à  $t_0$ .

Pour un système scalaire linéaire , par exemple , cela peut s'exprimer par :

$$y(t) = y_0(t) + h(t) * x(t)$$



avec :

$y(t)$  : réponse du système à l'instant  $t$

$x(t)$  : action imposée au système depuis l'instant initial  $t_0$

$h(t)$  : réponse impulsionnelle

$y_0(t)$  : composante résultant des actions antérieurs à  $t_0$

La valeur initiale du signal influence les valeurs mesurées de façon significative. Afin de pouvoir prendre en compte les conditions initiales , nous avons réalisé un montage différentiel permettant de déterminer la réponse de la paroi à la composante purement solaire des sollicitations énergétiques en provenance de l'environnement. Nous utilisons pour cela deux capteurs de flux d'émissivités contrastées , l'un présentant un revêtement d'émissivité voisine de celle de la paroi , l'autre est recouvert d'un revêtement blanc réfléchissant le rayonnement solaire en régime lentement variable . Les flux thermiques  $\phi'_1(t)$  et  $\phi'_2(t)$  mesurés par chaque capteur ont des valeurs différentes , il en est de même des températures de surface  $\theta'_1(t)$  et  $\theta'_2(t)$  des capteurs.

Introduisons les quantités différentielles suivantes :

$$\phi'_d(t) = \phi'_1(t) - \phi'_2(t)$$

$$\theta'_d(t) = \theta'_1(t) - \theta'_2(t)$$

(les grandeurs  $\phi'(t)$  et  $\theta'(t)$  représentent les composantes lentement variables des grandeurs mesurées  $\phi(t)$  et  $\theta(t)$ ).

Ces grandeurs sont identiquement nulles en période nocturne. Elles ne prennent des valeurs différentes de zéro qu'en présence de rayonnement solaire. En initialisant le traitement dans une période où  $\phi'_d$  et  $\theta'_d$  ont des valeurs identiquement nulles, nous aurons donc entre ces quantités la relation fonctionnelle

$$\phi'_d(t) = (b/\sqrt{\pi\tau}) \cdot \frac{d}{dt} \theta'_d(t)$$

formellement semblable à la relation (I-28), cette relation étant supposée vérifiée, nous pouvons appliquer le traitement par corrélation introduit précédemment à l'analyse de la relation entre les signaux lissés dans la mesure où les hypothèses de transfert unidirectionnel dans un milieu semi-infini sont vérifiées.

### [III-2-1] paroi étudiée

La paroi étudiée d'orientation sud-ouest, est située en zone géographique H1 (règles Thu). Il s'agit d'une structure tricouche béton-polystyrène-béton figure(III-1). La face extérieure est recouverte d'une couche de peinture noire.

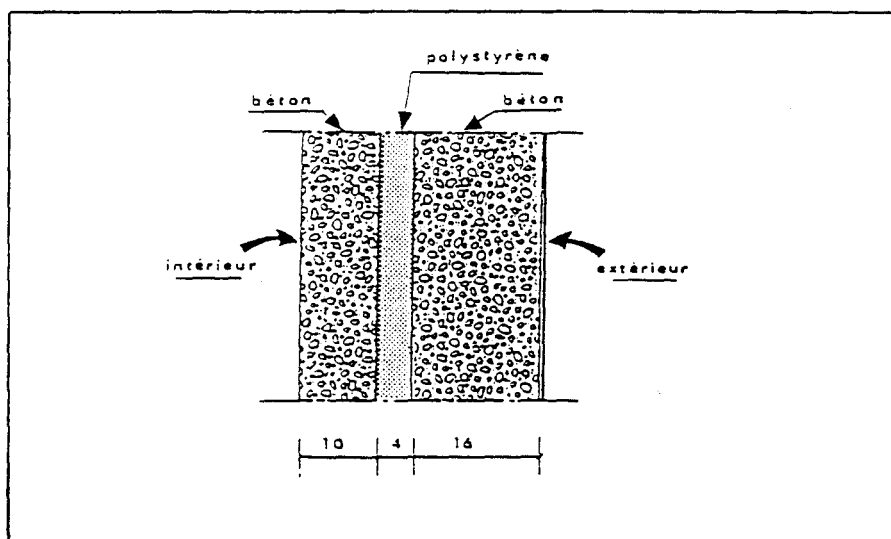


figure (III-1)

### [III-2-2] Instrumentation

#### [III-2-2-1] Capteurs de flux

Les capteurs fluxmétriques utilisées sont de type plan, d'épaisseur 0.1 mm, de sensibilité voisine de  $150 \cdot 10^{-6} \text{ VW}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$  et de constante de temps de l'ordre de 1 s. Les surfaces actives sont de  $25 \times 25 \text{ cm}^2$ , des anneaux de

gardes destinés à maintenir des transferts unidirectionnels dans la zone de mesure amènent les dimensions totales à  $50 \times 50 \text{ cm}^2$ . A ces capteurs de flux sont associés deux capteurs de température "noire" et "blanche".

### [III-2-2-2] Capteurs de température

Les températures de surface sont mesurées par des thermocouples de type K (chrome-alum) de 0.2 mm de diamètre, quatre capteurs montés en série sont disposés sous les fluxmètres dans de petites rainures. La continuité thermique est assurée par de la graisse silicone. Les sondes de température d'air sont réalisées à partir du même type de thermocouples disposées dans un cylindre à double paroi réfléchissante de façon à éliminer l'influence du rayonnement thermique sur les capteurs.

### [III-2-2-3] Acquisition des données

La chaîne d'acquisition des données est identique à celle décrite au paragraphe [B-I].

### [III-2-3] Essais réalisés

Pour appliquer la méthode d'identification de l'effusivité thermique développée dans la partie précédente sur le site, nous avons réalisé cinq essais différents à l'aide de signaux de natures différentes.

#### [III-2-3-1] Sur la face interne de la paroi

Dans ce cas, la source d'énergie a été réalisée à l'aide d'une batterie de lampes de puissance totale de 1500 W disposée en face de la paroi et dont le fonctionnement est commandé par microordinateur.

#### Essai 1

Le premier essai a été réalisé à l'aide d'un signal périodique de type créneau en flux et dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau (III-1) ci-dessous :

| signal                       | amplitude<br>(W/m <sup>2</sup> ) | période<br>(s) | bande spectrale<br>associée(Hz) |
|------------------------------|----------------------------------|----------------|---------------------------------|
| signal<br>créneau<br>en flux | 450                              | 1800           | $f \geq 5.55 \cdot 10^{-4}$     |

tableau (III-1)

#### Signaux enregistrés

Figure (III-2) : flux et température de surface

Figure (III-3) : variations centrées.

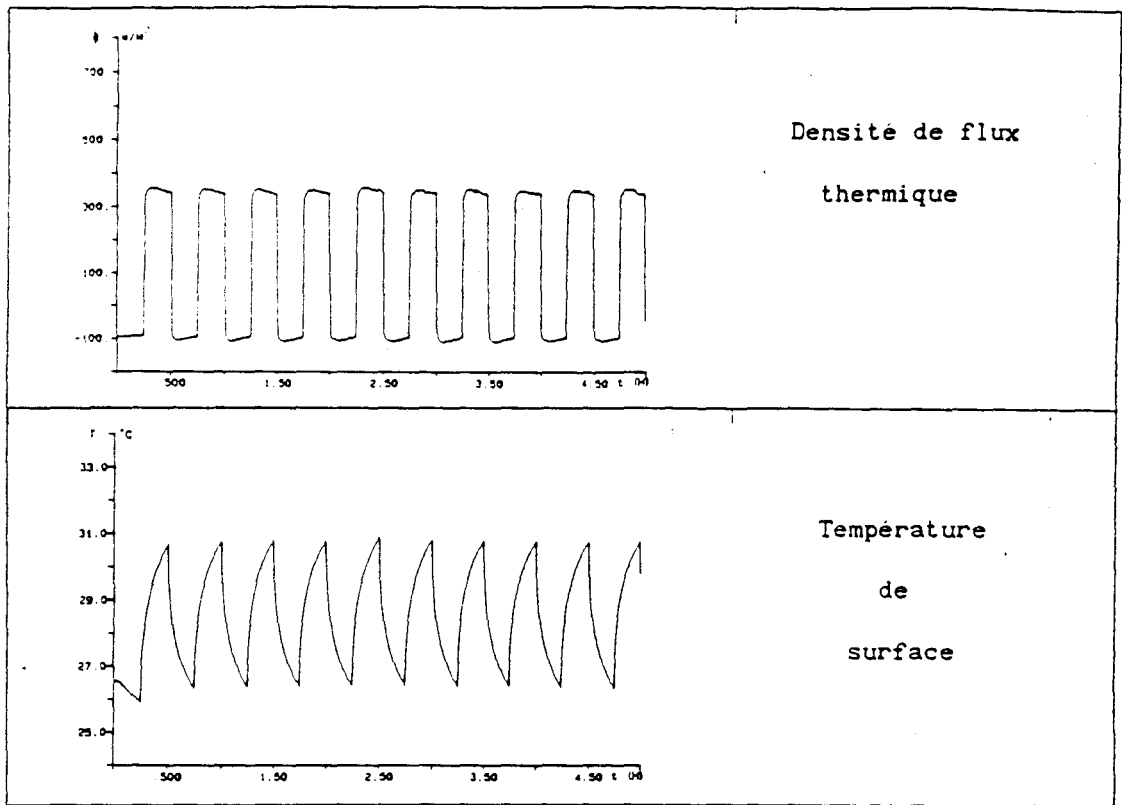


figure (III-2)

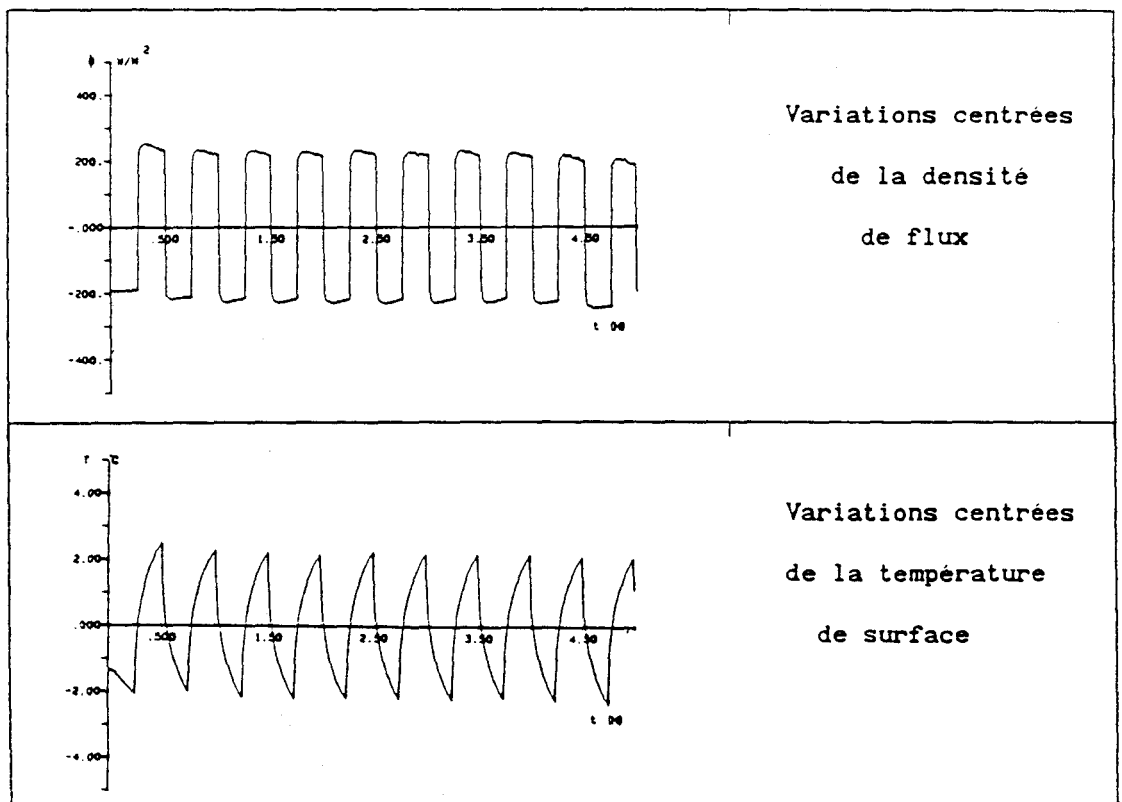


figure (III-3)

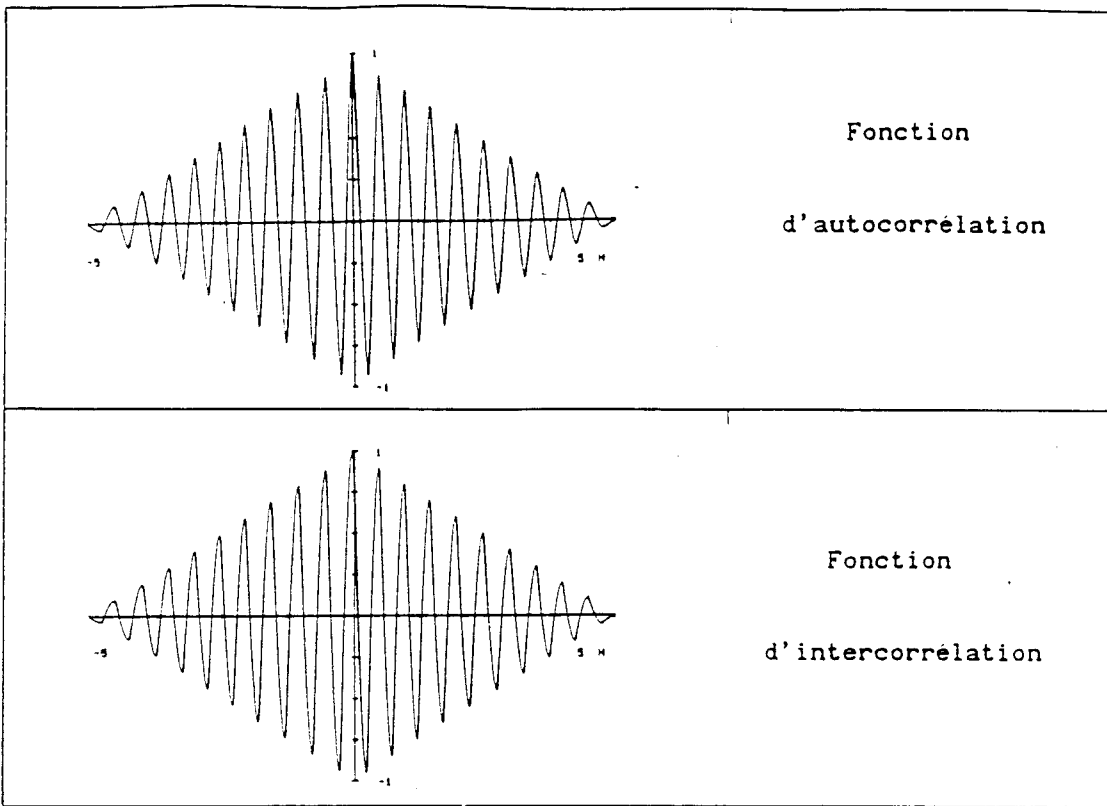


figure (III-4)

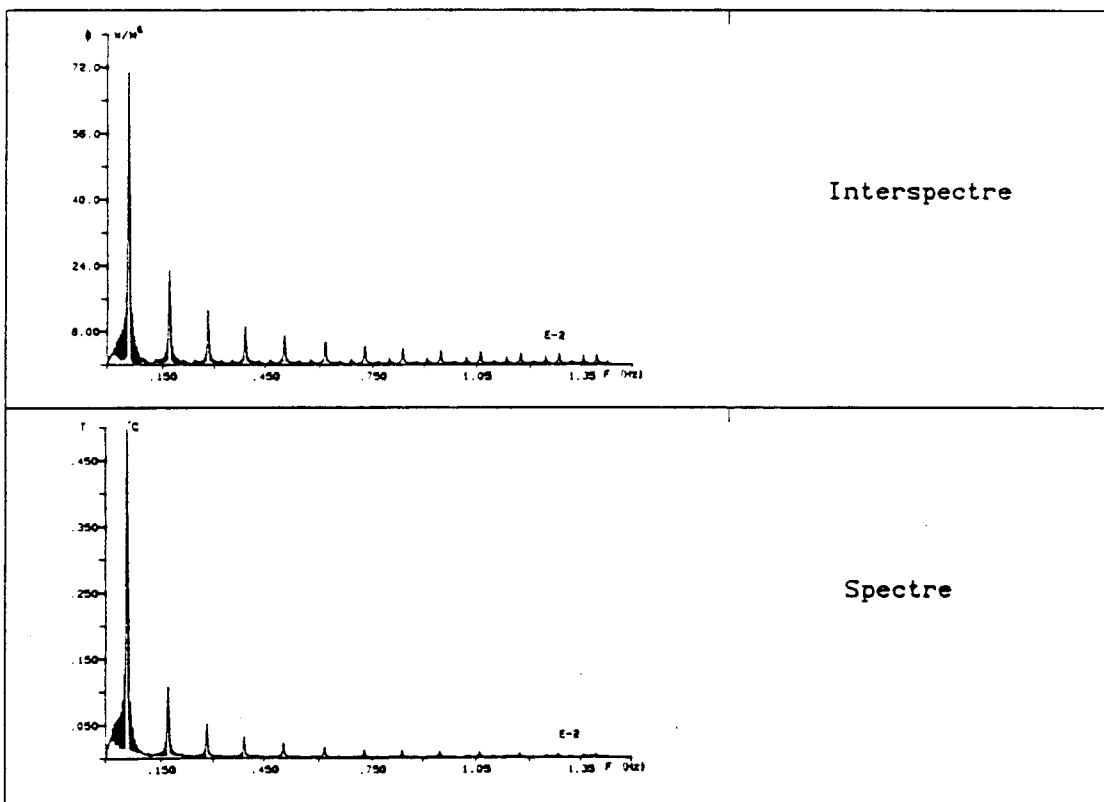


figure (III-5)



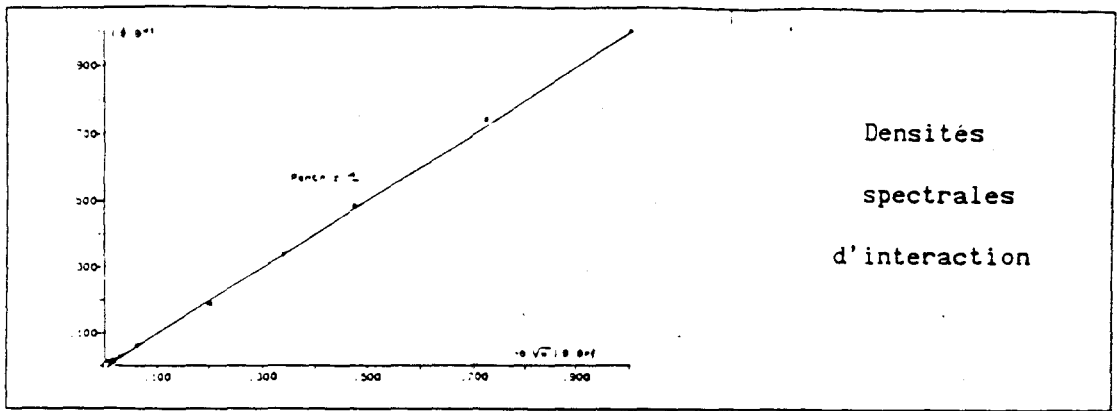


figure (III-6)

Figure (III-4) : fonctions de corrélations

Figure (III-5) : spectre de fréquence

Figure (III-6) : densités spectrales d'interactions

La valeur de l'effusivité du béton déterminée est  $b = 1986$

### Essai 2

Le deuxième essai a été réalisé à l'aide d'un signal aléatoire caractérisé par le paramètre  $Ta = 900$  s

### Signaux enregistrés

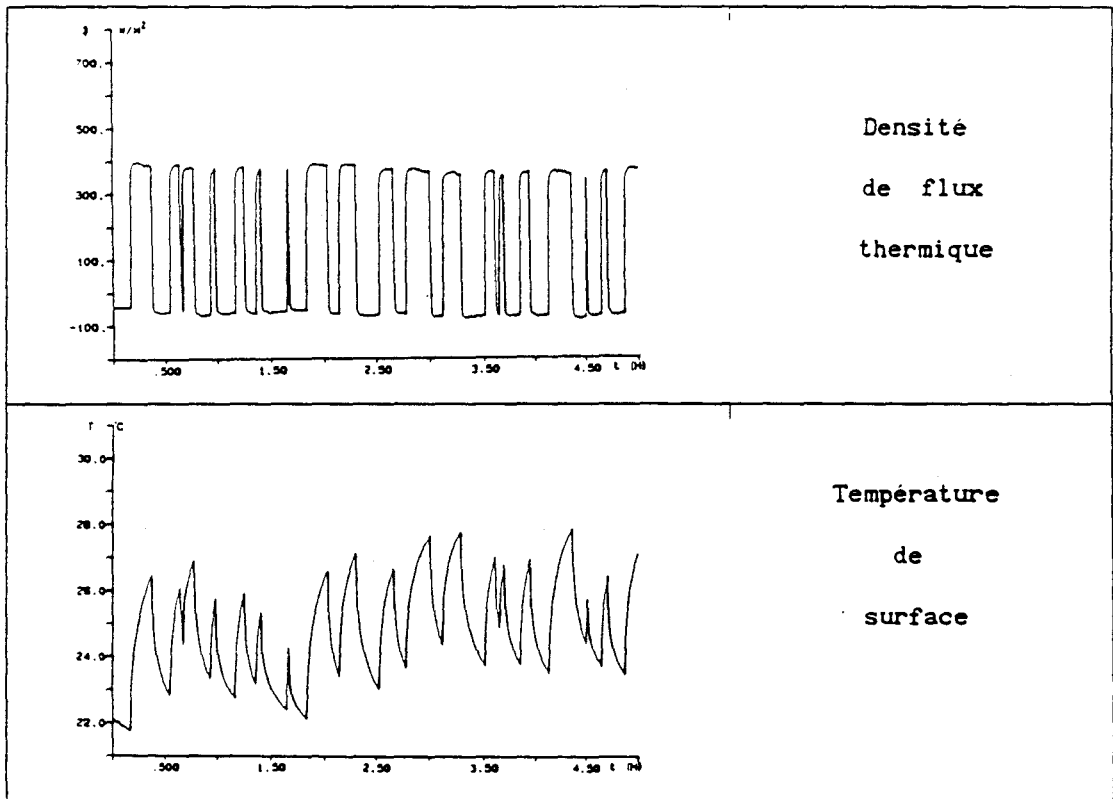


figure (III-7)

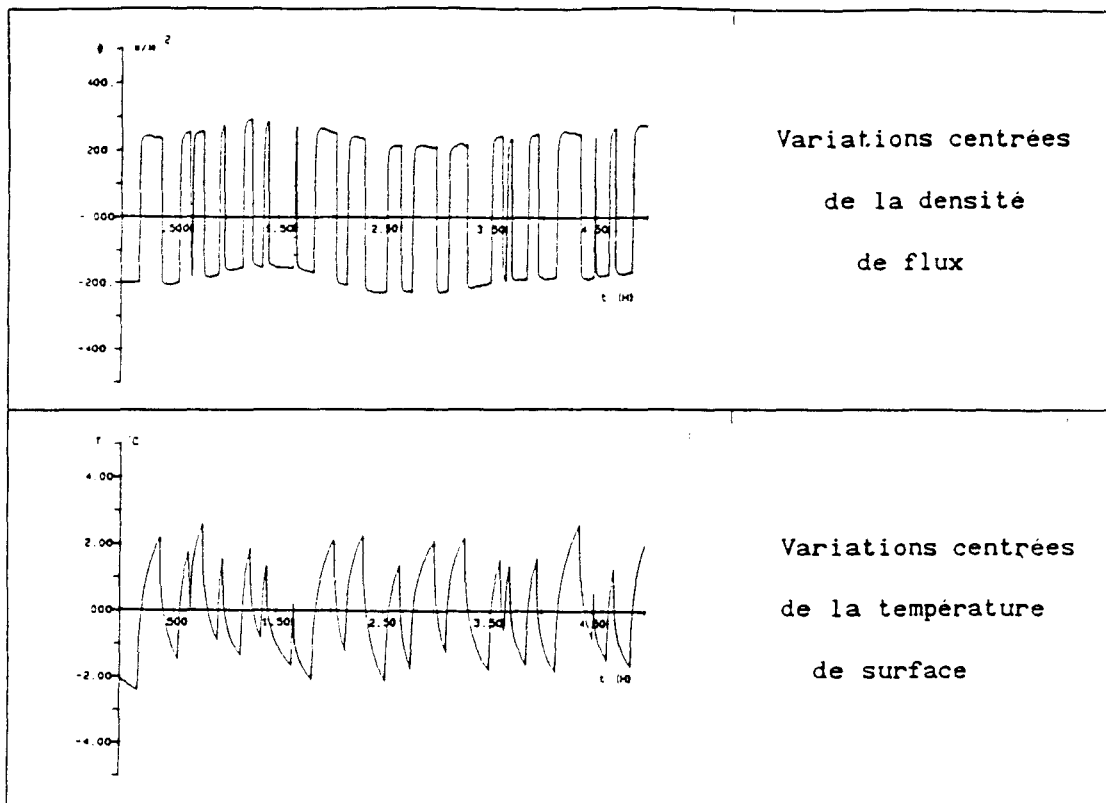


figure (III-8)

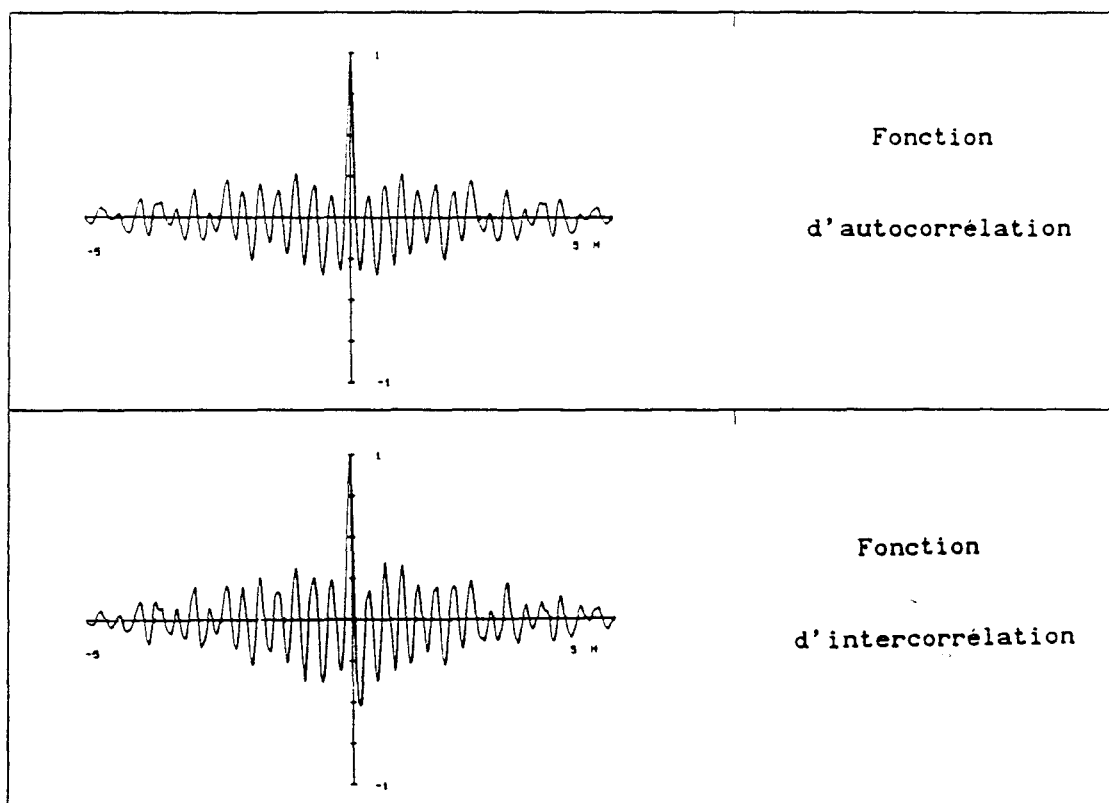


figure (III-9)

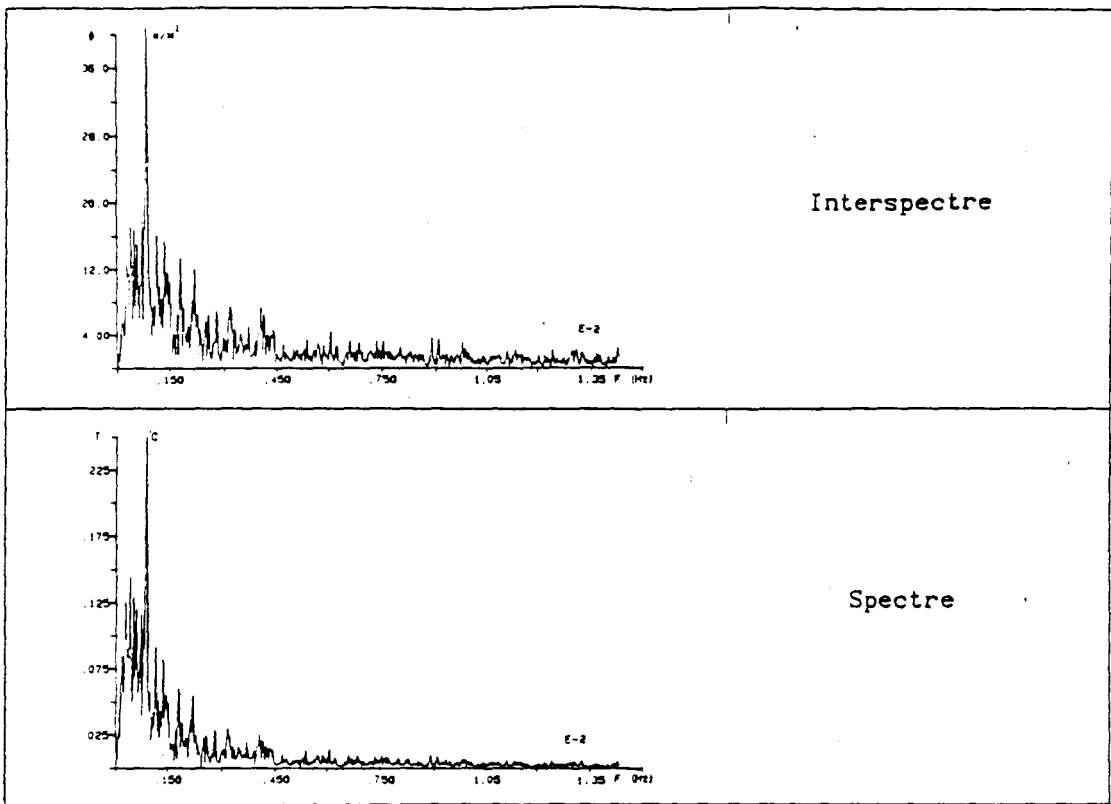


figure (III-10)

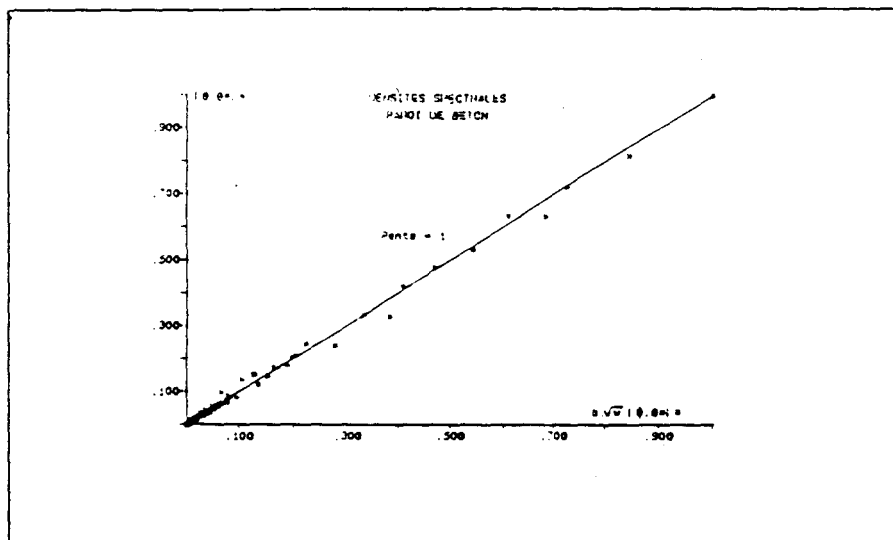


figure (III-11)

Figure (III-7) : flux et température de surface,  
Figure (III-8) : variations centrées

Figure (III-9) : fonctions de corrélations  
Figure (III-10) : spectre de fréquence  
Figure (III-11) : densités spectrales d'interactions

La valeur de l'effusivité déterminée est  $b = 1992$

[III-2-3-2] Sur la face externe de la proi

Sur la face externe nous avons réalisé trois essais qui durent respectivement deux, trois et six jours.

Les signaux enregistrés résultent du micro-climat naturel. Ils peuvent être considérés comme étant la superposition d'une composante lentement variable due au climat moyen, d'une composante pseudo-périodique due au cycle diurne-nocturne, de composantes très rapides dues au vent, passage de nuages ...etc et de bruits.

Essai (1) de deux jours

L'essai 1 d'une durée de deux jours a été réalisé le 06/03/89

Signaux enregistrés

L'enregistrement des variations de flux et des températures est représenté par les figures (III-12).

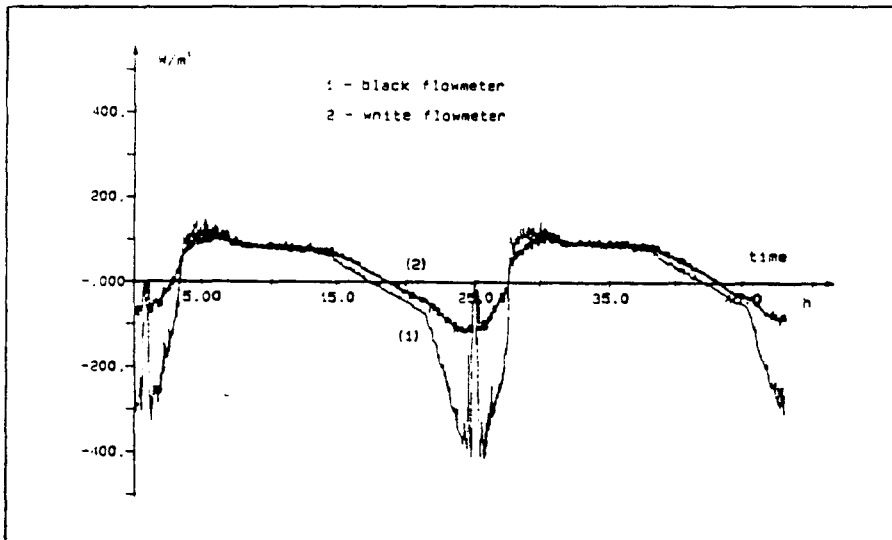


figure (III-12-a)

Durant les périodes nocturnes, il y a égalité des flux et des températures de surface. Par contre, pendant la journée, d'importants écarts sont observés tant en flux qu'en température (le pic central observé sur l'enregistrements en période diurne résulte d'un effet de masque).

Partant de ces enregistrements, nous avons utilisé la méthode de Blackman pour séparer les composantes rapidement variables des variations lissées figure (III-13).

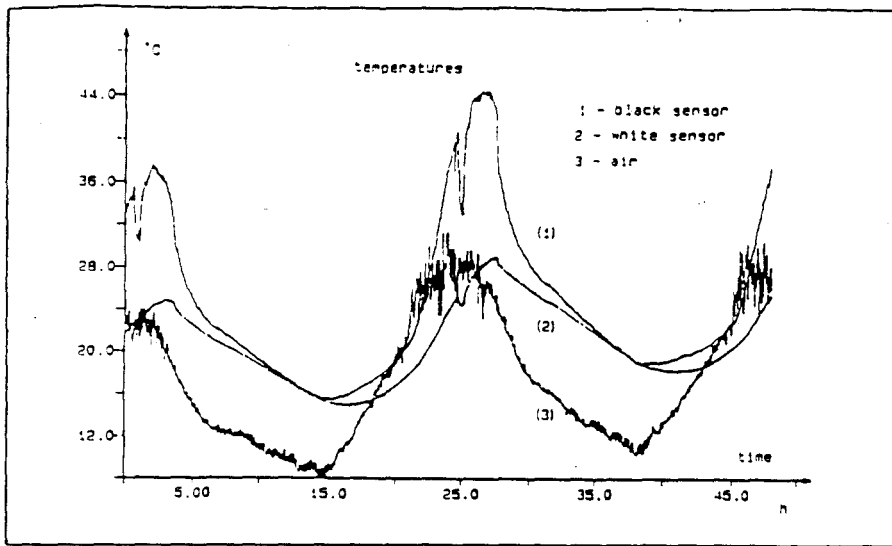


figure (III-12-b)

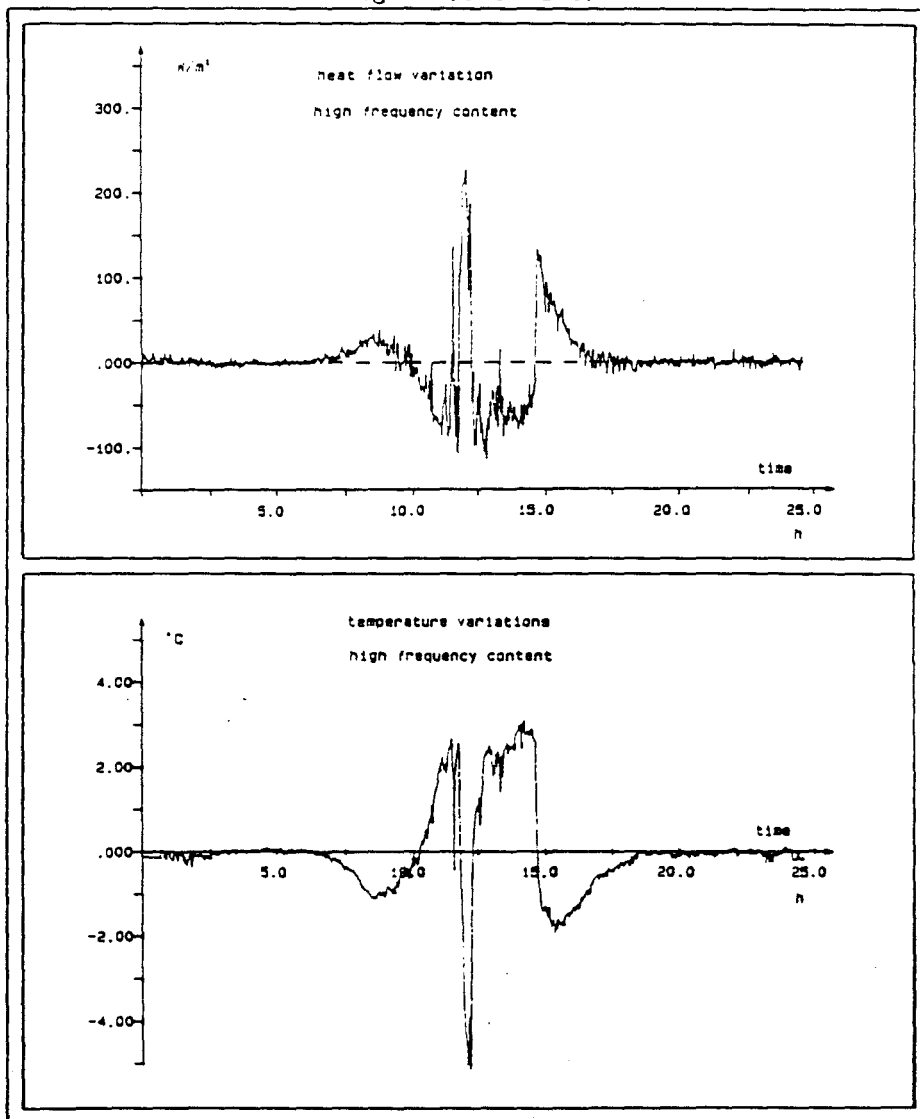


figure (III-13)

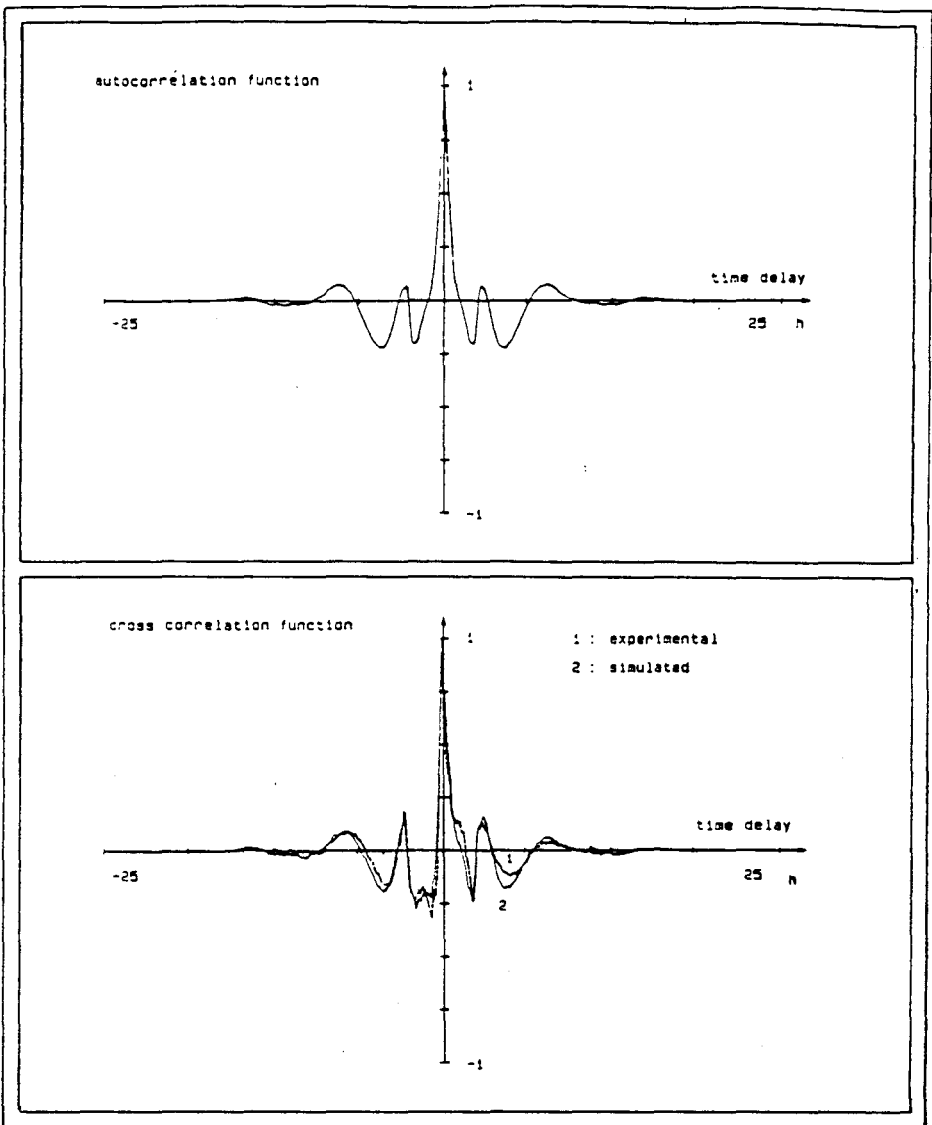


figure (III-14)

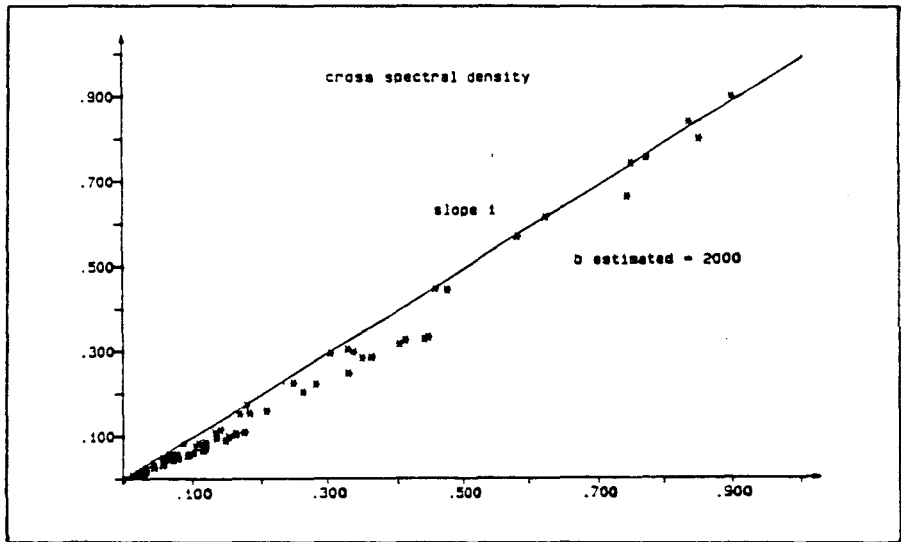


figure (III-15)

La figure (III-14) représente les fonctions de corrélations ,d'une part la fonction d'autocorrélation ,et d'autre' part les fonctions d'intercorrélations mesurée et simulée.

La figure (III-15) représente la comparaison des densités spectrales (mesurée en ordonnée et simulée en abscisse).

La valeur de l'effusivité identifiée est  $b = 2000$

### Essai (2) de trois jours

L'essai 2 d'une durée de trois jours et a été réalisé le 24/11/89

### Signaux enregistrés

Figure (III-16) : flux thermique et température de surface

Figure (III-17) : variations centrées

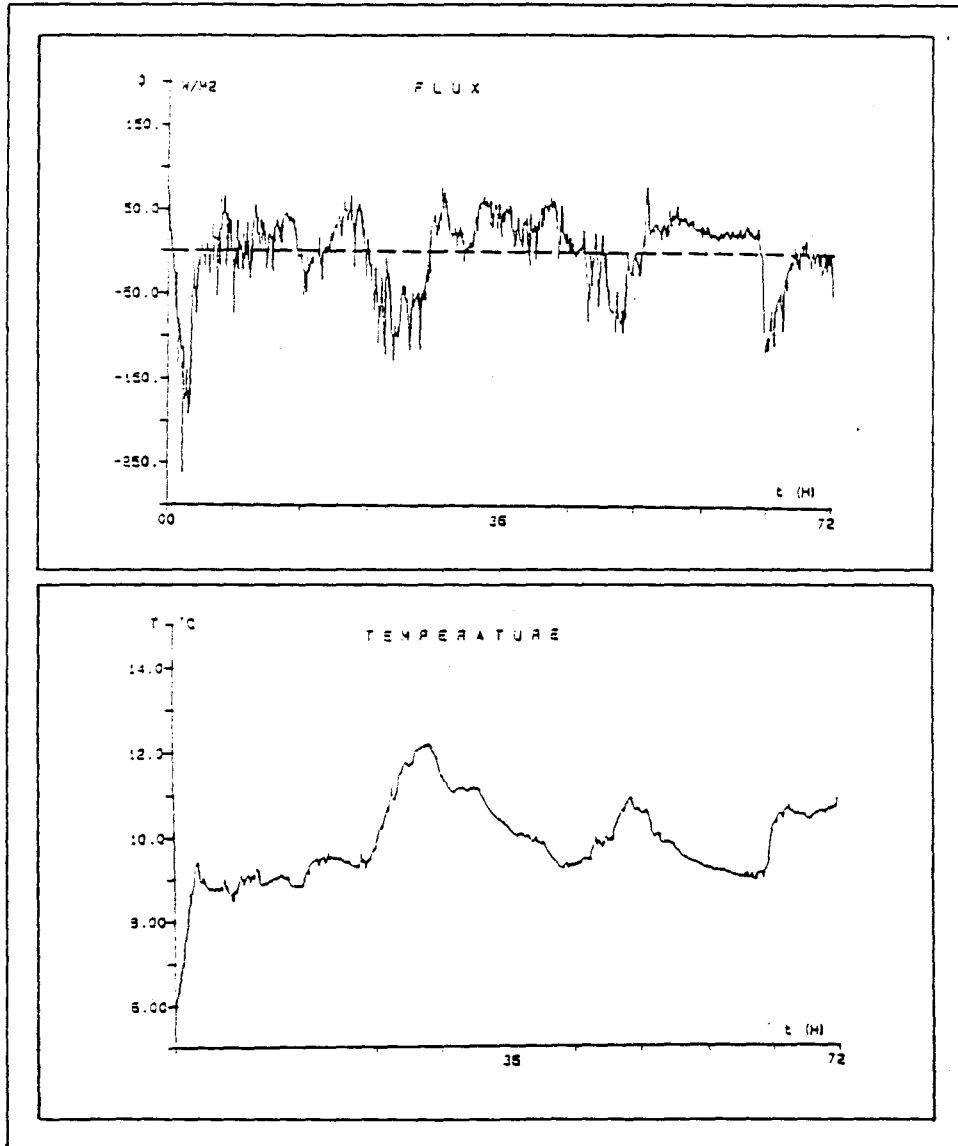


figure (III-16)

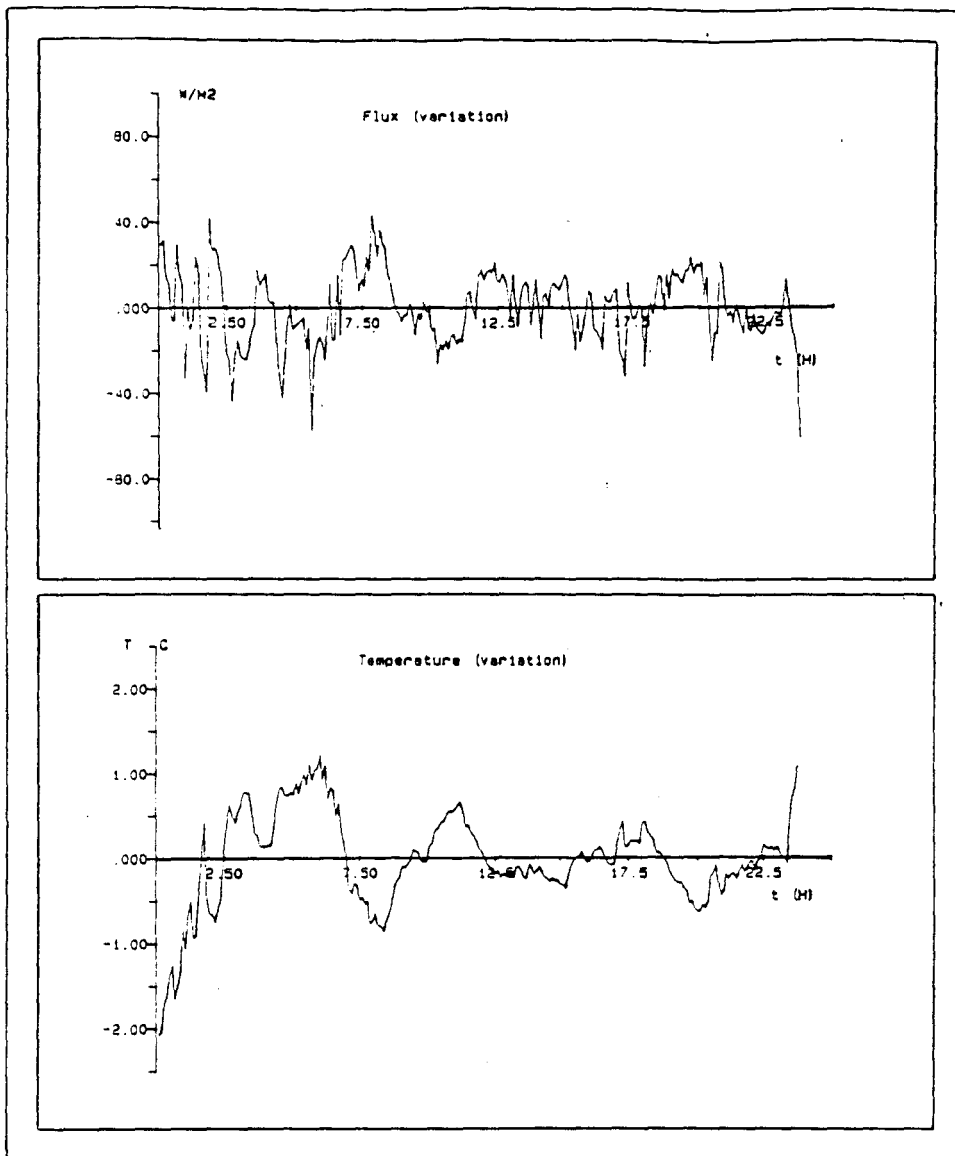


figure (III-17)

La valeur de l'effusivité identifiée est  $b = 2027$

Essai (3) de six jours

L'essai 3 a une durée de six jours et a été réalisé le 24/04/89

Figure (III-18) : flux thermiques et températures de surface.

Figure (III-19) : flux thermiques et températures de surface.

L'ensemble des résultats expérimentaux obtenus sur la paroi réelle de béton, sur la face interne, à l'aide de signaux sélectionnés par microordinateur, ou sur la face externe, à l'aide de signaux aléatoires du temps sont récapitulés dans le tableau (III-2) ci dessous.

Les valeurs obtenues de l'effusivité thermique sont en parfaites



correspondance avec celles publiées par ailleurs et qui se situent dans

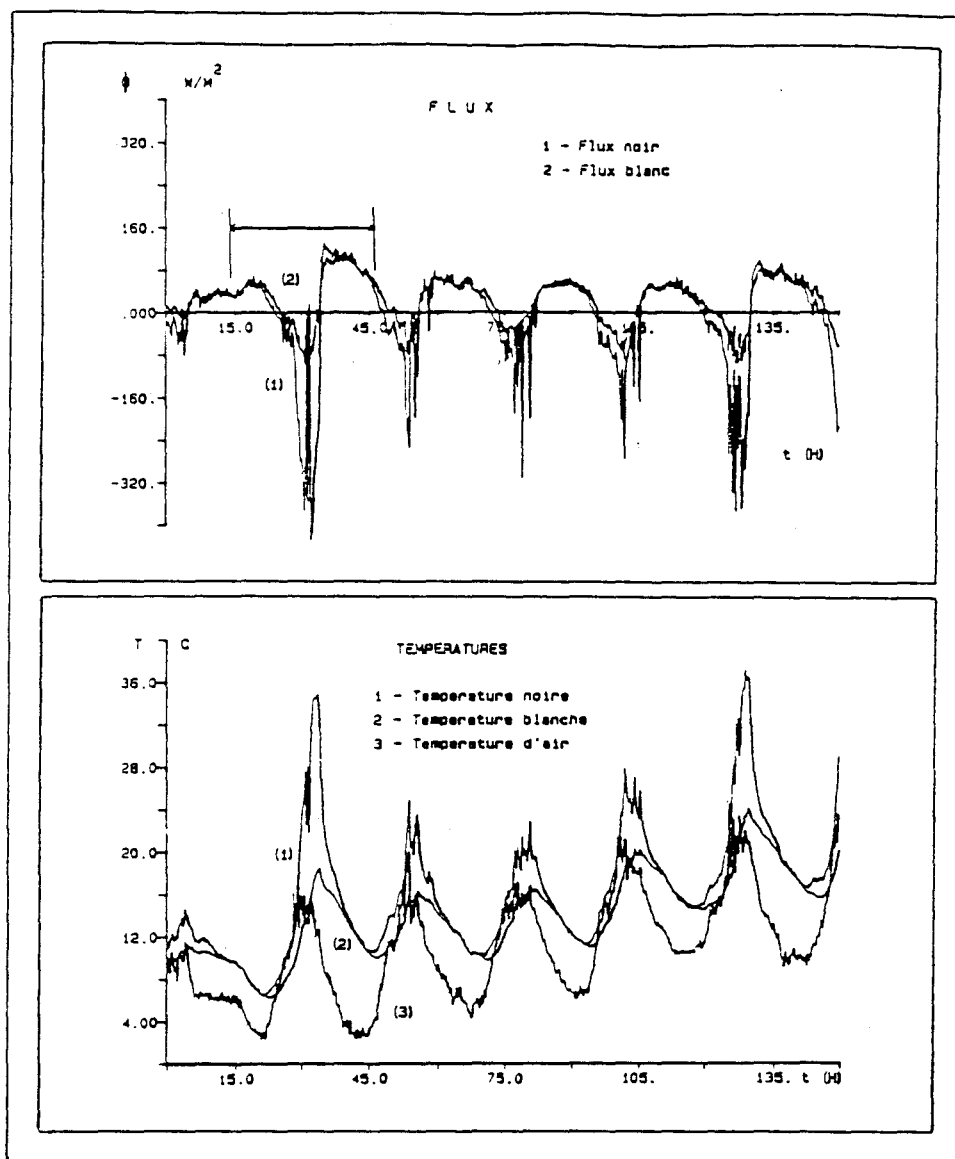


figure (III-18)

une fourchette de 1900 à 2100 [37][42][54] .

| paroi réelle   | essai | durée<br>(heures) | b identifiée |
|----------------|-------|-------------------|--------------|
| façade interne | 1     | 05                | 1986         |
|                | 2     | 05                | 1992         |
|                |       | jours             |              |
| façade externe | 1     | 2                 | 2000         |
|                | 2     | 3                 | 2027         |
|                | 3     | 6                 | 2026         |

tableau (III-2)



## [B-IV]-DETECTION ET LOCALISATION DES DEFAUTS

### [IV-1]-PRINCIPE DE LA METHODE

Si on considère la configuration expérimentale schématisée par la figure (IV-3), dans laquelle, une paroi d'épaisseur totale  $L$  présentant une discontinuité (capacitive ou résistive) d'épaisseur  $e$ , la méthode expérimentale utilisée, consiste dans un premier temps en la mesure du flux thermique  $\phi(t)$  et de la température  $T(t)$  sur la face d'entrée de cette paroi, puis la détermination dans le domaine fréquence de l'impédance d'entrée [52][71] :

$$Z_e(\omega) = \theta(\omega) / \phi(\omega) \quad (IV-1)$$

Les signaux à mesurer seront de nature aléatoire ou déterministe. Ils pourront être générés en laboratoire ou résulter de sollicitations naturelles aléatoires dans le cas des mesures in-situ [63][73]. Il semble alors préférable plutôt que de travailler sur les signaux bruts mesurés d'introduire leurs fonctions de corrélation. Dans ce cas nous considérons l'impédance d'entrée définie par [52][71] :

$$Z_e(\omega) = T.F(R_{\theta\theta}(\tau)) / T.F(R_{\phi\theta}(\tau)) = S_{\theta\theta}(\omega) / S_{\phi\theta}(\omega) \quad (IV-2)$$

Pour améliorer la précision sur les calculs des fonctions de corrélation et de la transformée de Fourier, nous avons utilisé la méthode du "zéro filling", qui consiste à remplir les signaux mesurés, flux et température de surface, par des séquences de zéros.

L'impédance d'entrée du matériau "sain" ou homogène peut être connue soit par mesure sur un échantillon de référence, soit par modélisation à l'aide de la relation :

$$Z_e(\omega) = Z_c \cdot \text{th } \gamma \quad (IV-3)$$

lorsque la composante variable de la température de sortie est nulle.

La comparaison dans le domaine des basses fréquences des quantités  $S_{\theta\theta}(\omega) / S_{\phi\theta}(\omega)$  mesurée et  $Z_c \cdot \text{th } \gamma$  simulée de l'échantillon à tester [71] permet la détection d'une éventuelle anomalie caractéristique de la présence du défaut. L'analyse de l'évolution, en fonction de la fréquence de ces quantités montre, qu'une information quantitative peut être fournie par la fréquence de divergence entre ces deux grandeurs.

La loi d'amortissement des "ondes thermiques" définie précédemment [64] implique que cette fréquence varie comme l'inverse du carré de l'épaisseur. L'incertitude liée à la détermination de cette fréquence conduit cependant, comme nous le verrons, à ne considérer cette information que comme ordre de grandeur et à ne l'utiliser que pour définir une zone "suspecte", c'est à dire une bande spectrale qui encadre cette fréquence recherchée.

L'anomalie étant détectée et sa nature identifiée (résistive ou capacitive), on peut affiner la localisation par calage d'un modèle de comportement aux résultats expérimentaux. La zone suspecte déterminée précédemment permet de situer la fenêtre de travail.

La modélisation implique de calculer l'impédance théorique d'un système à trois couches, chacune caractérisée par un paramètre géométrique qui est ici l'épaisseur et deux paramètres thermiques effusivité et diffusivité par exemple. Des calculs comparatifs ont montré que dans les configurations étudiées, la capacité des défauts résistifs ou la résistance des défauts capacitifs étaient négligeables et que les résultats obtenus en considérant, les couches fortement résistives ou celles fortement capacitives d'épaisseurs finies ou respectivement résistances ou capacités localisées étaient très voisins (41).

Nous modélisons donc pour chaque cas, un système constitué d'une paroi homogène dans laquelle est intercalé soit une résistance localisée pour les défauts résistifs soit une capacité localisée pour les défauts capacitifs. Cela, se traduit par la recherche de l'épaisseur  $x$  qui donnera le minimum d'écart entre l'impédance d'entrée mesurée (IV-3) et l'impédance modélisée en considérant le défaut comme étant localisé, soit :

$$Z_e(\omega) = Z_{c_1} \frac{Z_{c_1} \operatorname{th} \sqrt{j\omega/a} \cdot x + R + Z_{c_1} \operatorname{th} \sqrt{j\omega/a} \cdot (L-x)}{Z_{c_1} + R \operatorname{th} \sqrt{j\omega/a} \cdot x + Z_{c_1} \operatorname{th} \sqrt{j\omega/a} \cdot \operatorname{th} \sqrt{j\omega/a} \cdot (L-x)}$$

pour le défaut résistif et :

$$Z_e(\omega) = Z_{c_1} \frac{Z_{c_1} \operatorname{th} \sqrt{j\omega/a} \cdot x + Z_{c_1} \operatorname{th} \sqrt{j\omega/a} \cdot (L-x) + jZ_{c_1}^2 C\omega \cdot \operatorname{th} \sqrt{j\omega/a} \cdot x \cdot \operatorname{th} \sqrt{j\omega/a} \cdot (L-x)}{Z_{c_1} + Z_{c_1} \operatorname{th} \sqrt{j\omega/a} \cdot x \cdot \operatorname{th} \sqrt{j\omega/a} \cdot (L-x) + jZ_{c_1}^2 C\omega \cdot \operatorname{th} \sqrt{j\omega/a} \cdot (L-x)}$$

pour le défaut capacitif, avec :

$R$  résistance totale du défaut résistif,  $C$  capacité totale du défaut capacitif et :

$$Z_{c_1} = 1/b\sqrt{j\omega}$$

Pour optimiser le calage nous cherchons dans une représentation ( $|Z_e(\omega)|_{\text{mesuré}}$ ,  $|Z_e(\omega)|_{\text{simulée}}$ ) la valeur de  $x$  qui amènera une pente égale à l'unité (présentation utilisée dans ce travail) ou encore, à minimiser en fonction de  $x$ , l'écart type des variations entre le modèle théorique et la mesure (64)(73), soit :

$$\sigma(x) = \sqrt{(|Z_e(\omega)|_{\text{mesuré}} - |Z_e(\omega)|_{\text{simulée}})^2}$$

La méthode développée implique de connaître les caractéristiques de la paroi dans laquelle on cherche à localiser le défaut ainsi que la résistance ou la capacité de ce dernier.

De la précision de ces données dépend de façon évidente la qualité des

résultats .

L'identification de l'effusivité thermique de la paroi fournit une information particulièrement utile. Les mesures de résistances et de capacité en laboratoire sont courantes et des travaux antérieurs (37)(42) ont montré que la résistance ou la capacité d'une paroi étaient mesurables.

#### [IV-2]-DETECTION ET LOCALISATION

Les expériences réalisées pour la détection et la localisation des défauts se composent de deux parties :

-La première partie traitant d'essais effectués sur des échantillons de laboratoire.

-La seconde est relative aux mesures sur site réalisées dans la première partie expérimentale.

#### [IV-2-1]-Essais en laboratoire

##### [IV-2-1-1] Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé et schématisé par la figure (VI-1) ci-dessous ,est identique à celui utilisé pour l'étalonnage des capteurs de flux.

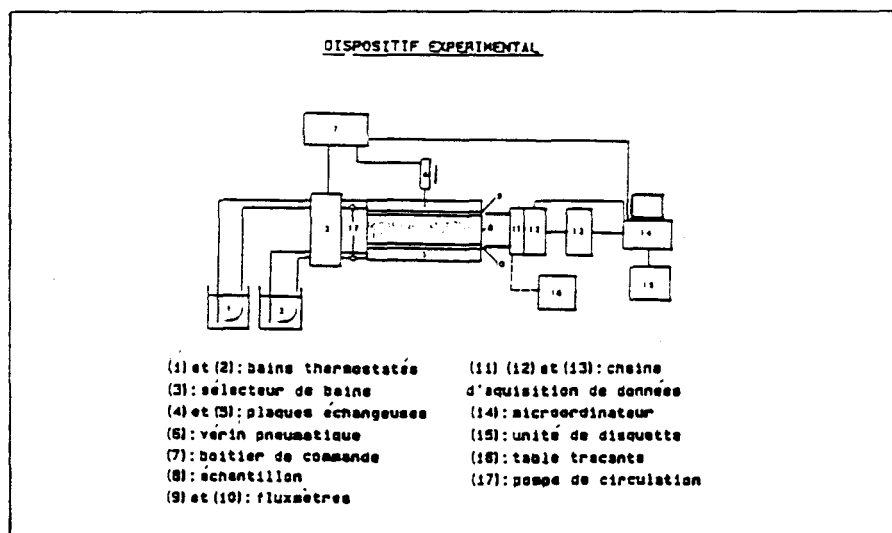


figure (IV-1)

##### [IV-2-1-2]-Essais réalisés

Les essais réalisés concernent essentiellement deux matériaux : le PVC et le plexiglass dans des configurations différentes:

- le PVC contenant un défaut résistif (isolant)
- le plexiglass contenant un défaut résistif (lame d'air)
- le PVC contenant un défaut capacitif (conducteur thermique)

Ce premier essai est relatif à la détection et la localisation d'une plaque de polystyrène de 3 mm d'épaisseur placée à trois positions différentes dans un empilement d'échantillons de de PVC de 16 mm d'épaisseur. Le système constitué par le PVC et le défaut a une épaisseur totale de 19 mm .

Le signal utilisé est de type créneau en température figure (IV-2).

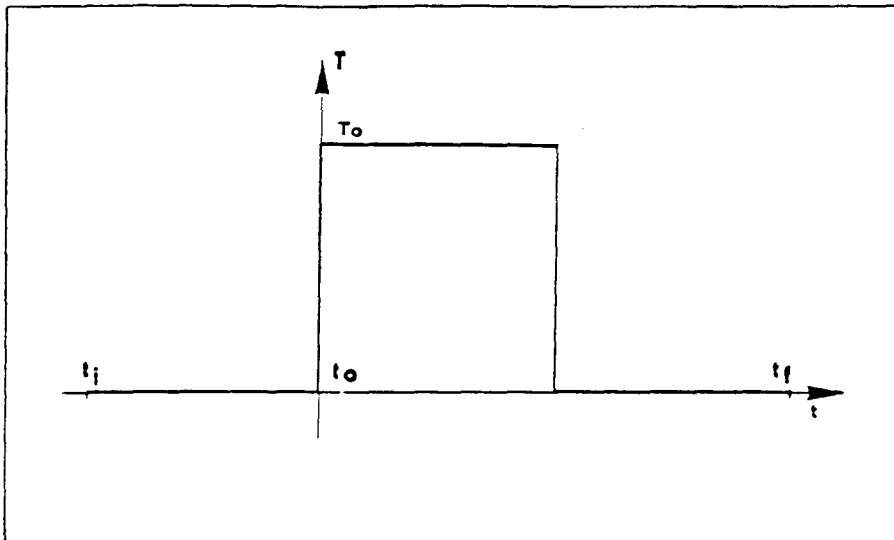


figure (IV-2)

C'est un signal qui part d'un état d'équilibre défini par  $T(t) = T_0$  et  $\phi(t) = 0$  à partir de  $t = t_i$  et , qui se termine dans le temps par le même état d'équilibre initial à  $t = t_f$ . En dehors de l'intervalle  $t_f - t_i$  , les variations des grandeurs  $T(t)$  et  $\phi(t)$  sont nulles. Cela permet leur connaissance de  $-\infty$  à  $+\infty$  , et donc on peut espérer connaître leurs spectres avec une finesse aussi grande que l'on veut.

La figure (IV-3) représente le schéma de la configuration expérimentale utilisée.

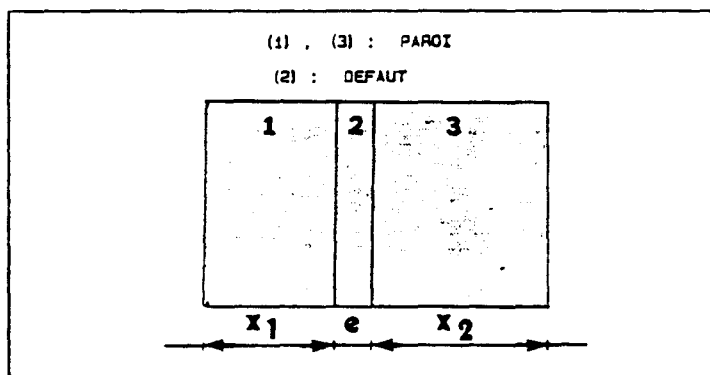


figure (IV-3)

$x_1$  : étant la position du défaut par rapport à la face d'entrée de l'échantillon.

$e$  : épaisseur du défaut

$x_2$  : position du défaut par rapport à la face de sortie de l'échantillon

$L$  : épaisseur totale du système ( $L = x_1 + e + x_2$ ).

Les valeurs de ces paramètres géométriques considérées dans les essais réalisés sont données dans le tableau (IV-1) ci-dessous.

| configuration | épaisseurs variables(mm) | épaisseurs constantes(mm) |
|---------------|--------------------------|---------------------------|
| 1             | $x_1 = 05$<br>$x_2 = 11$ | $e = 03$<br>$L = 19$      |
| 2             | $x_1 = 10$<br>$x_2 = 06$ |                           |
| 3             | $x_1 = 16$<br>$x_2 = 00$ |                           |

tableau (IV-1)

#### Signaux enregistrés

La figure (IV-4) représente l'évolution en fonction du temps de la température de surface et du flux thermique. A un instant antérieur à  $t_0$  les deux plaques échangeuses sont reliées à un même bain thermostaté. L'échantillon est parfaitement en équilibre avec les deux plaques à la température  $T_0$  ( $T_0$  : température d'équilibre initial). A  $t = t_0$  ( $t_0$  : instant d'application de la sollicitation thermique) la plaque supérieure est basculée sur le deuxième bain thermostaté dont la différence de température par rapport à la plaque inférieure est de l'ordre de  $14^\circ\text{C}$ .

Lorsque le régime permanent est quasiment établi, le système est forcé au retour à l'état d'équilibre initial par basculement de la plaque supérieure sur le premier bain thermostaté. La même sollicitation thermique a été appliquée à la face d'entrée de l'échantillon pour les trois configurations considérées.

La figure (IV-5) représente l'évolution des modules des impédances d'entrée en fonction de la fréquence.

-(1) impédances d'entrée simulées, avec la même spectre de fréquence expérimental, du matériau homogène d'épaisseur totale  $L = 19$  mm.

-(2) impédances d'entrée mesurées en présence du défaut placé respectivement à (5), (11) et (16) mm de la face d'entrée.

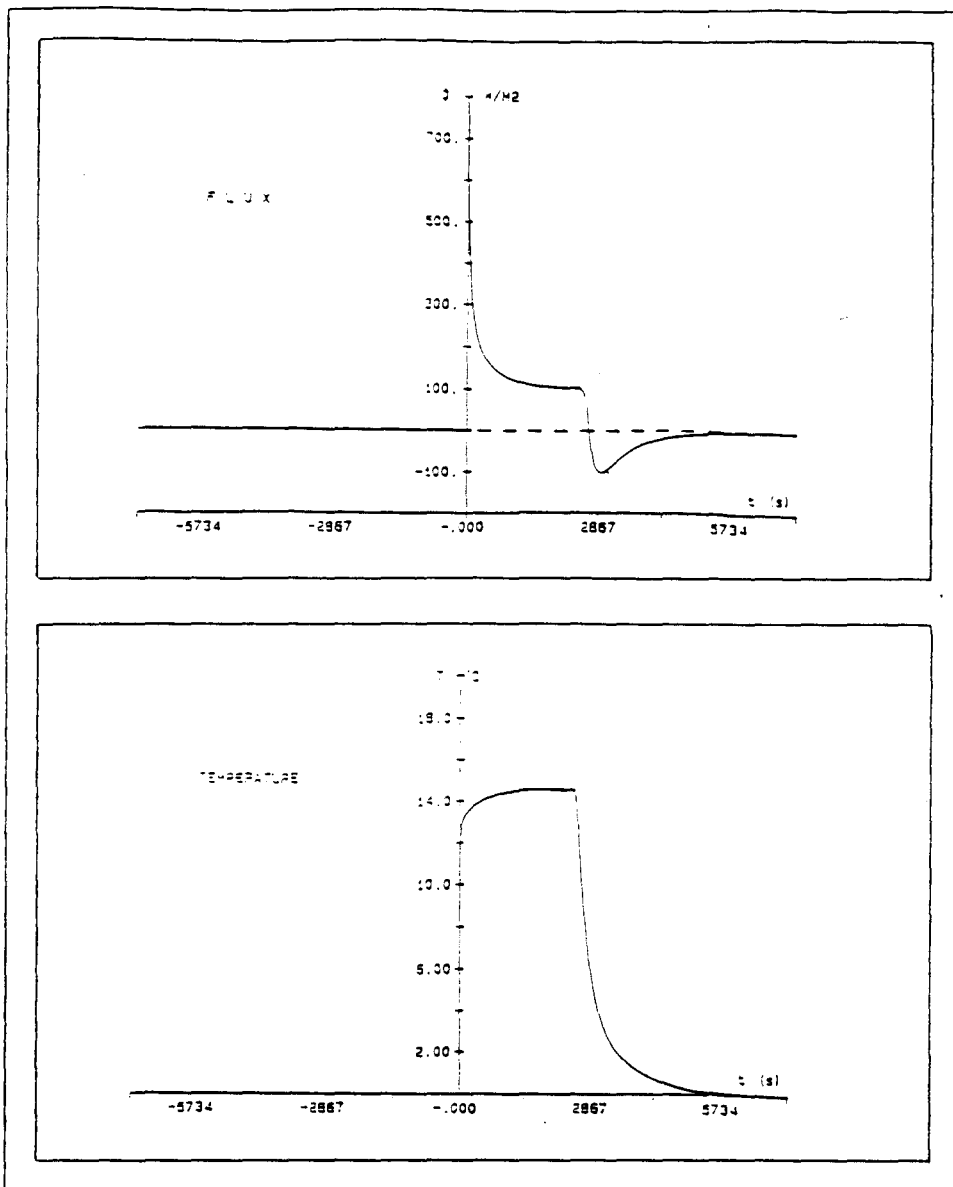


figure (IV-4)

La comparaison des modules mesurés et simulés ,dans le domaine des basses fréquences ,montre le caractère résistif du défaut puisque la différence des modules mesurés et simulés est positive .La valeur de l'excès de résistance amenée à l'entrée par le défaut (résistance apparente du défaut ) est comme on l'a vu ,obtenue par :

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} ( |Z_{\text{mesuré}} - |Z_{\text{simulé}} ) = R_a$$

Sur les trois courbes relatives aux trois positions du défaut dans le matériau ,nous constatons la corrélation entre la fréquence de divergence (modèle-mesure) et la position du défaut.Plus le défaut est placé loin de la face d'entrée ,plus la fréquence de divergence est basse.



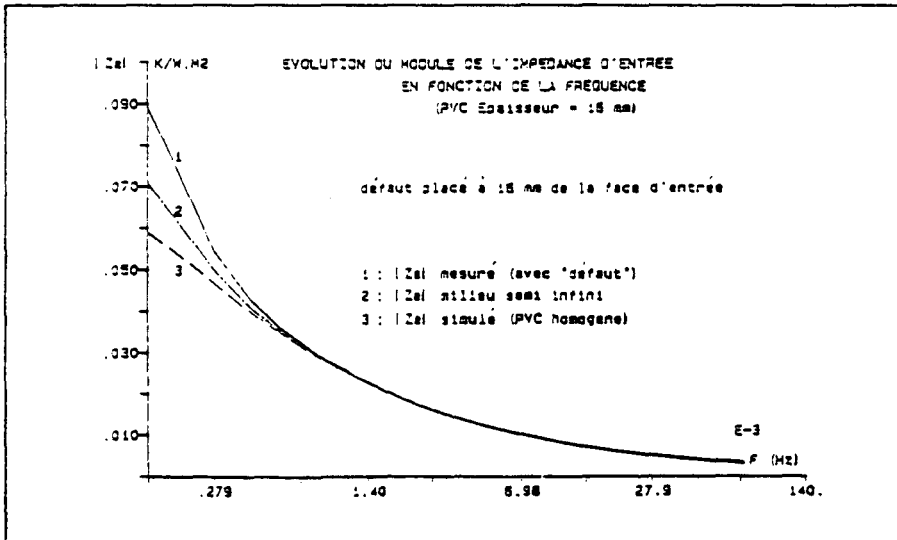
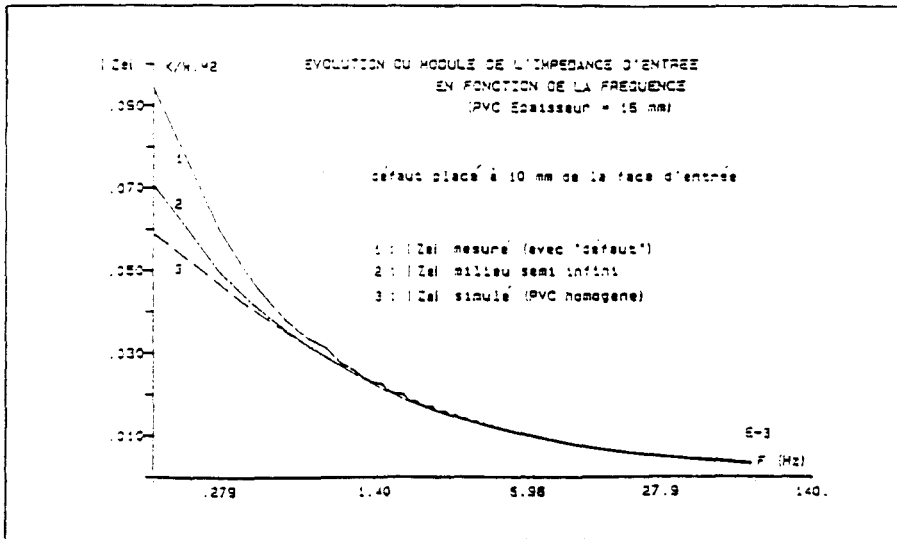
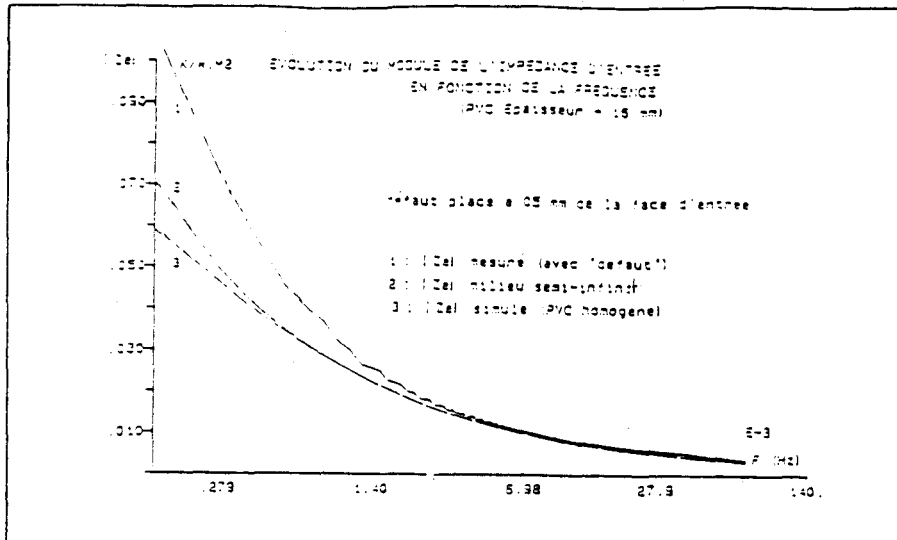


figure (IV-5)

Dans le tableau (IV-2) ci-dessous nous récapitulons les résultats de mesures obtenus des trois configurations.

| position<br>(mm)               | matériau<br>homogène    | 05                | 10                | 16                  |
|--------------------------------|-------------------------|-------------------|-------------------|---------------------|
| fréquence de<br>divergence(Hz) | $f_0=0.7 \cdot 10^{-3}$ | $9 \cdot 10^{-3}$ | $2 \cdot 10^{-3}$ | $1.2 \cdot 10^{-3}$ |
| $f_i/f_0$                      | x x x x x               | 12.86             | 2.86              | 1.71                |
| $(x_0/x_i)^2$                  | x x x x x               | 14.44             | 3.60              | 1.40                |
| écarts<br>en (%)               | x x x x x               | 11                | 20                | 22                  |

tableau (IV-2)

L'écart entre les courbes d'impédances dans le domaine des basses fréquences fournit la résistance apparente du défaut. Cette valeur est ensuite injectée dans un modèle à constante localisée. Pour affiner la localisation de la discontinuité, nous avons procédé au calage de ce modèle aux résultats expérimentaux.

La méthode utilisée consiste à rechercher par un algorithme de traitement numérique simple la position d'une résistance pure connue insérée dans une paroi homogène de telle façon que le module de l'impédance simulée coïncide au mieux avec les résultats expérimentaux.

Cette démarche conduit à rechercher dans une représentation ( $|Z_e|_{\text{simulé}}$ ,  $|Z_e|_{\text{mesuré}}$ ) la position de  $x$  qui amène une pente unité.

La figure (IV-6) représente la comparaison entre les impédances d'entrée mesurées et celles simulées en considérant le défaut comme étant localisé pour des positions de la plaque isolante de (05), (11) et (16) mm.

Les valeurs obtenues, des positions qui amènent une pente égale à l'unité pour deux essais différents sont comparées aux valeurs réelles dans le tableau (IV-3) ci-dessous.

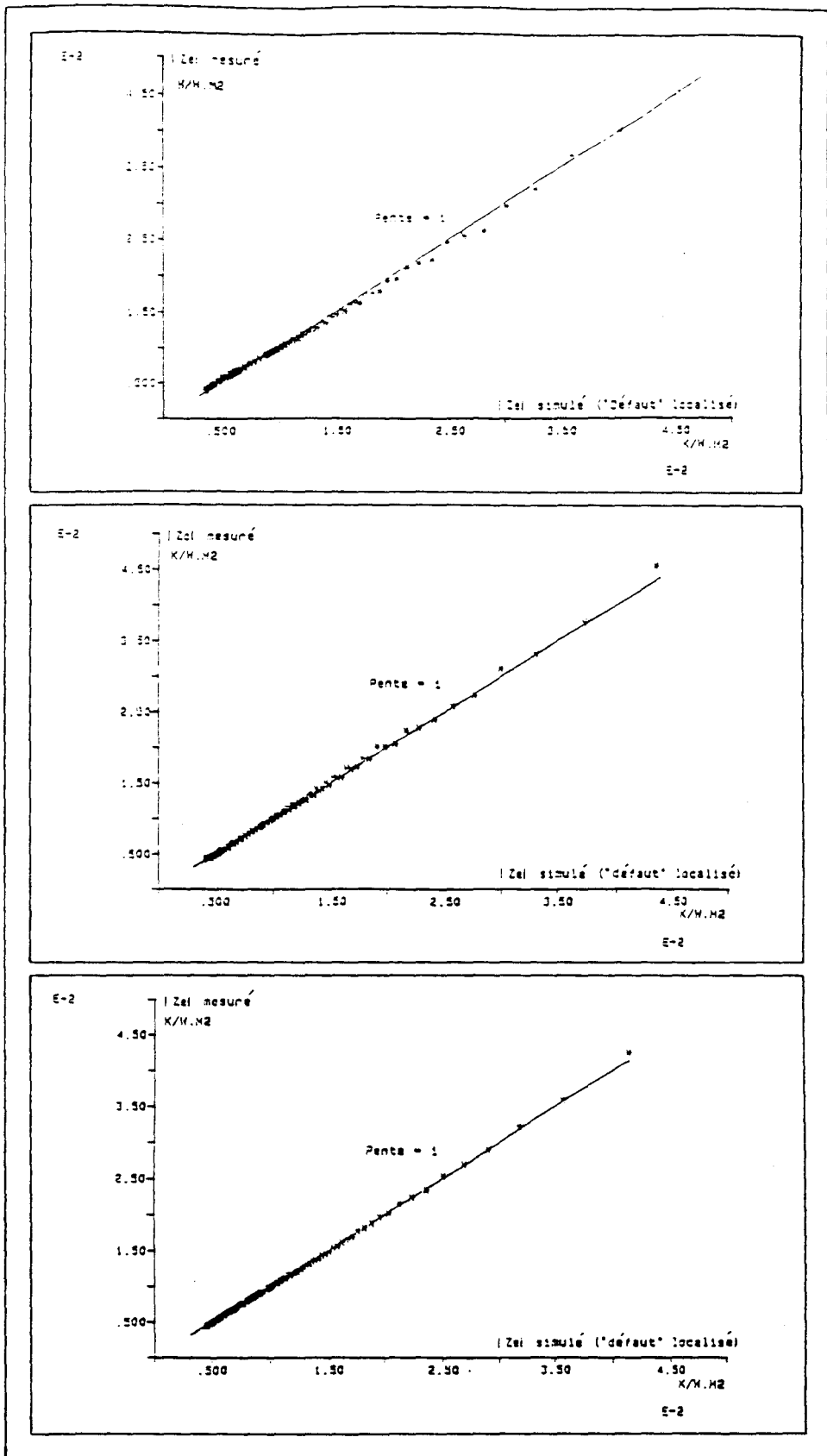


figure (IV-6)

| configuration | position réelle(mm) | position identifiée(mm) |        |
|---------------|---------------------|-------------------------|--------|
|               |                     | Ess(1)                  | Ess(2) |
| 1             | 05                  | 5.2                     | 4.89   |
| 2             | 11                  | 9.8                     | 10.12  |
| 3             | 16                  | 17.4                    | 15     |

tableau (IV-3)

[IV-2-1-4] Détection et localisation d'une lame d'air

avec le même procédé expérimental et le même principe de traitement nous avons réalisé des mesures sur un échantillon de plexiglass à l'intérieur duquel nous avons intercalé une lame d'air de (1) mm d'épaisseur.

Le tableau ci-dessous récapitule les différentes positions de la lame d'air dans l'empilement de plexiglass.

| configuration | épaisseurs variables(mm)    | épaisseurs constantes(mm) |
|---------------|-----------------------------|---------------------------|
| 1             | $x_1 = 05$<br>$x_2 = 18.05$ | $e = 1$<br>$L = 24.05$    |
| 2             | $x_1 = 10$<br>$x_2 = 13.05$ |                           |
| 3             | $x_1 = 15$<br>$x_2 = 8.05$  |                           |

tableau (IV-4)

Signaux enregistrés

Figure (IV-7) : flux thermique et température de surface enregistrés sur la face d'entrée de l'échantillon de plexiglass.

Figure (IV-8) : comparaison des modules des impédances d'entrée mesurés et simulés par les trois positions de la lame d'air dans l'échantillon.

Figure (IV-9) : comparaison des modules des impédances d'entrée mesurés et simulés en considérant le défaut localisé .

Résultats des mesures

La comparaison des résultats obtenus par mesures et les données géométriques réelles est présenté dans le tbleau (IV-5) ci-dessous.

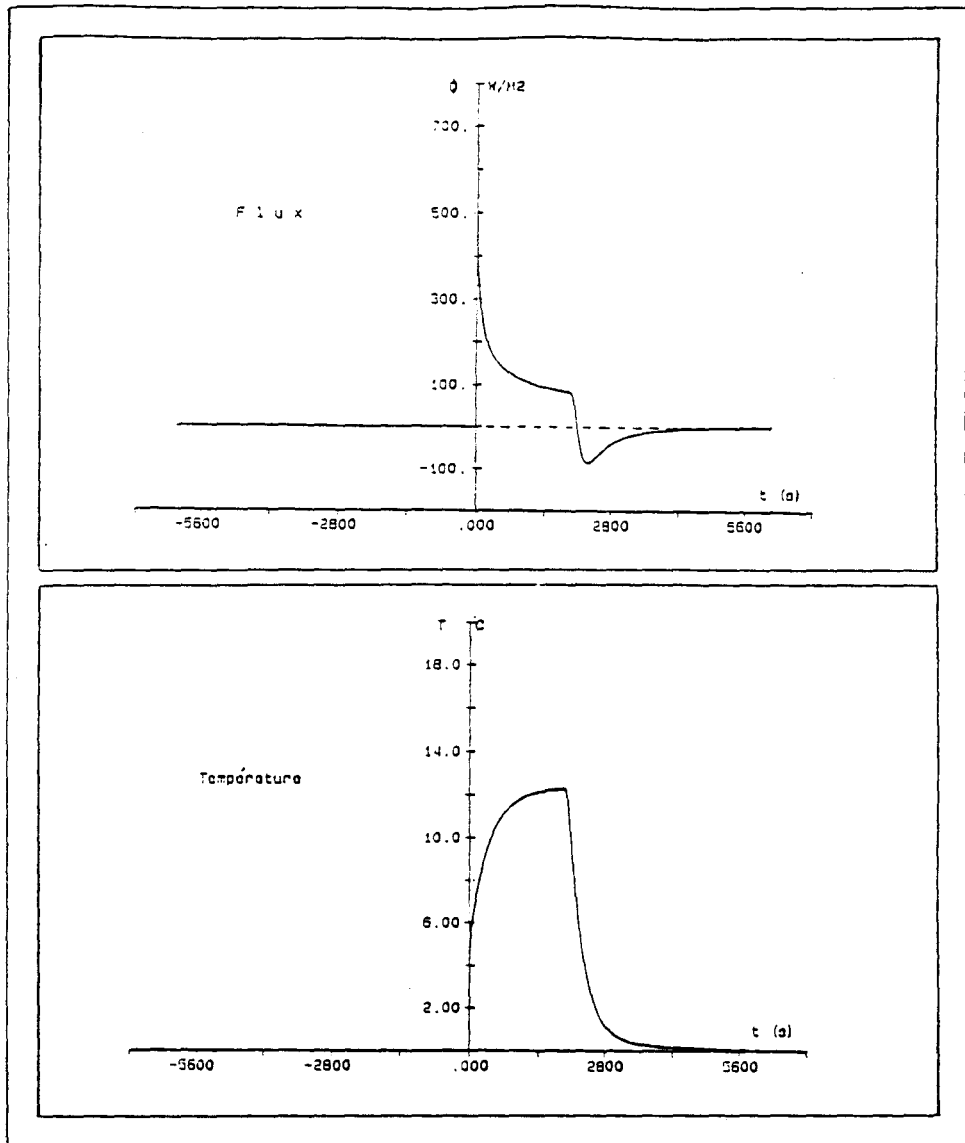


figure (IV-7)

| configuration | position réelle(mm) | position identifiée(mm) |        |
|---------------|---------------------|-------------------------|--------|
|               |                     | Ess(1)                  | Ess(2) |
| 1             | 05                  | 5.20                    | 4.80   |
| 2             | 10                  | 9.40                    | 10.50  |
| 3             | 15                  | 16.10                   | 16.20  |

tableau (IV-5)

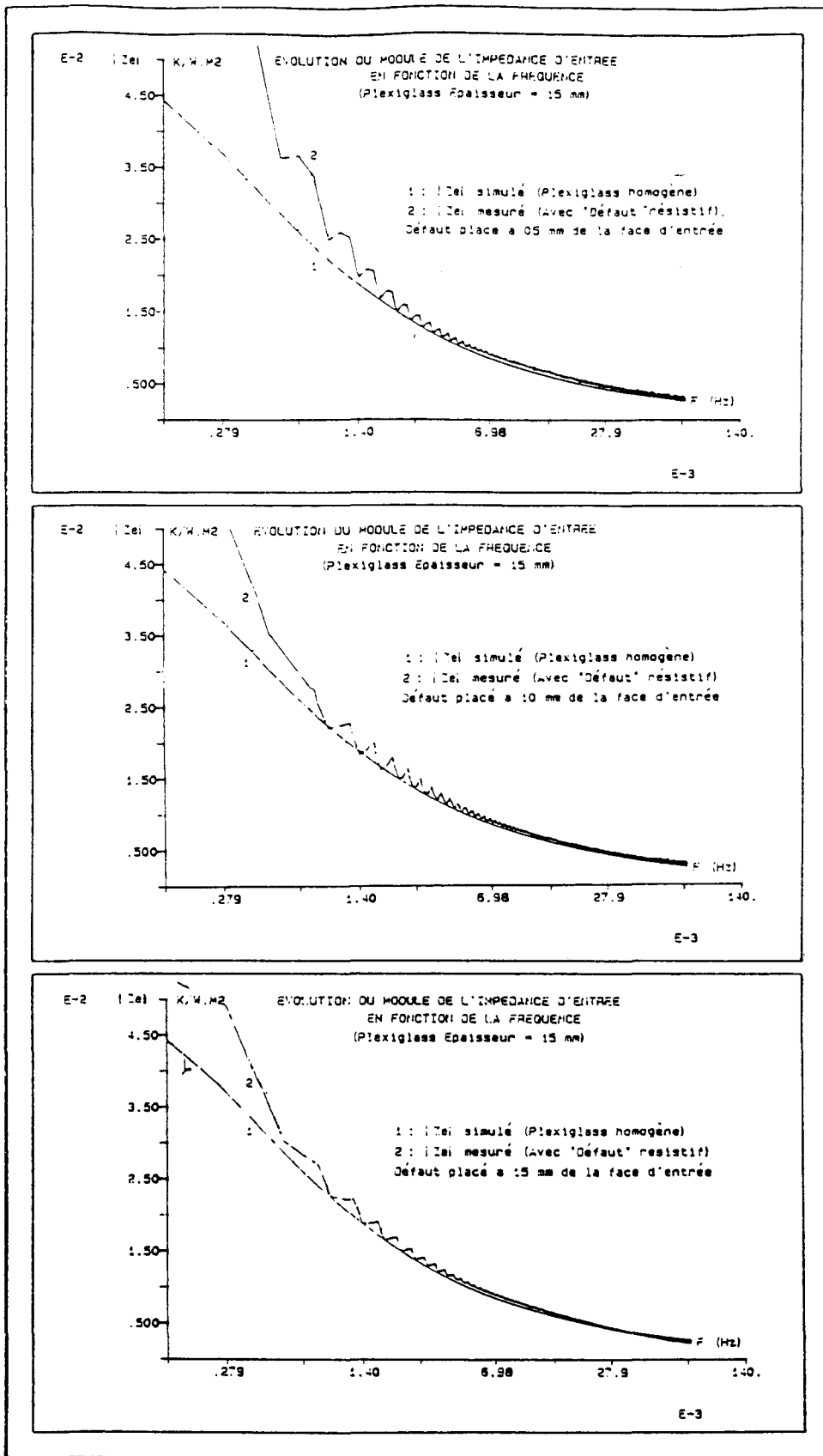


figure (IV-8)

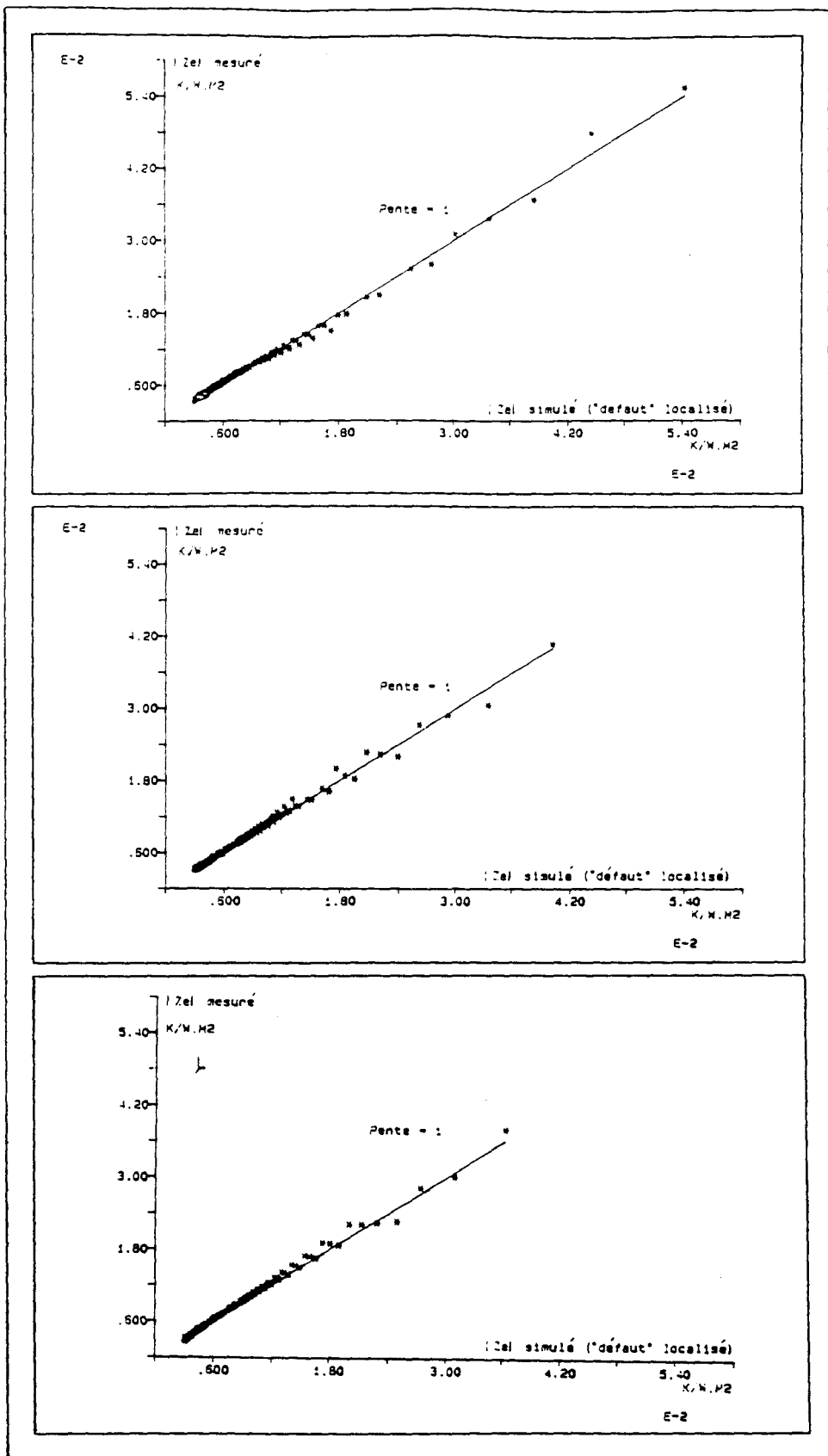


figure (IV-9)

[IV-2-1-5] Détection et localisation d'une plaque conductrice d'aluminium

Cette fois, il s'agit de détecter les positions d'une plaque conductrice matérialisée par une plaque d'aluminium de 3 mm d'épaisseur placée aussi à trois positions différentes.

Le tableau (IV-6) ci-dessous présente les positions prises par la plaque d'aluminium dans l'échantillon de plexiglass.

| configuration | épaisseurs variables (mm) | épaisseurs constantes (mm) |
|---------------|---------------------------|----------------------------|
| 1             | $x_1 = 05$<br>$x_2 = 11$  | $e = 03$<br>$L = 19$       |
| 2             | $x_1 = 10$<br>$x_2 = 06$  |                            |
| 3             | $x_1 = 16$<br>$x_2 = 00$  |                            |

tableau (IV-6)

Signaux enregistrés

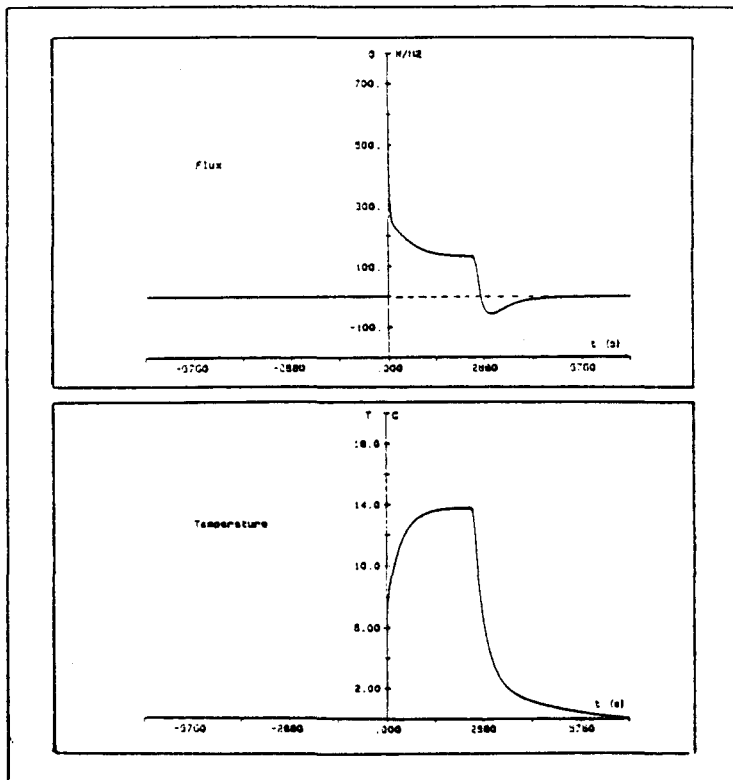


figure (IV-10)



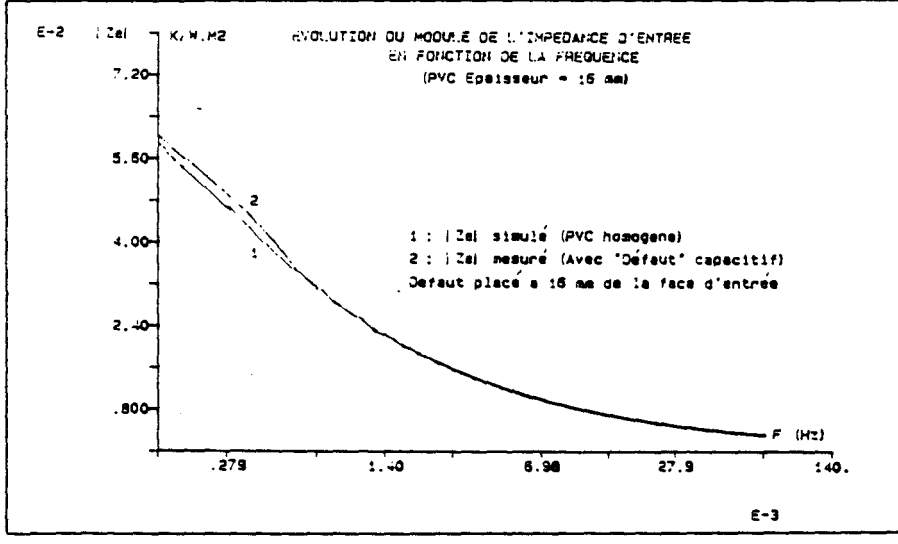
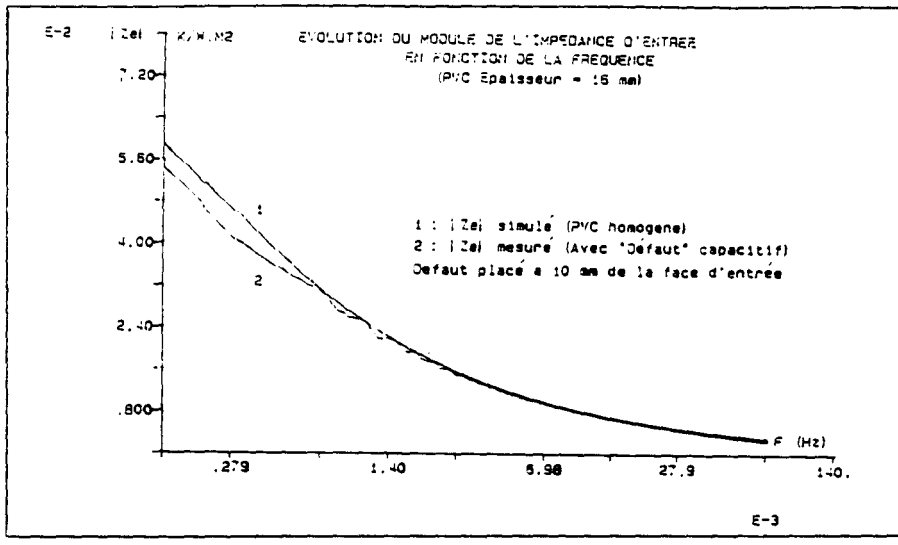
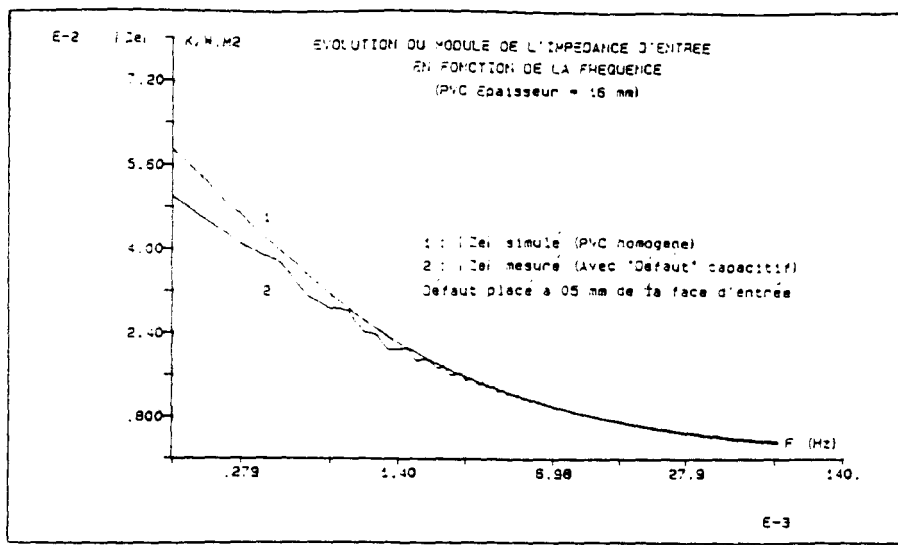


figure (IV-11)

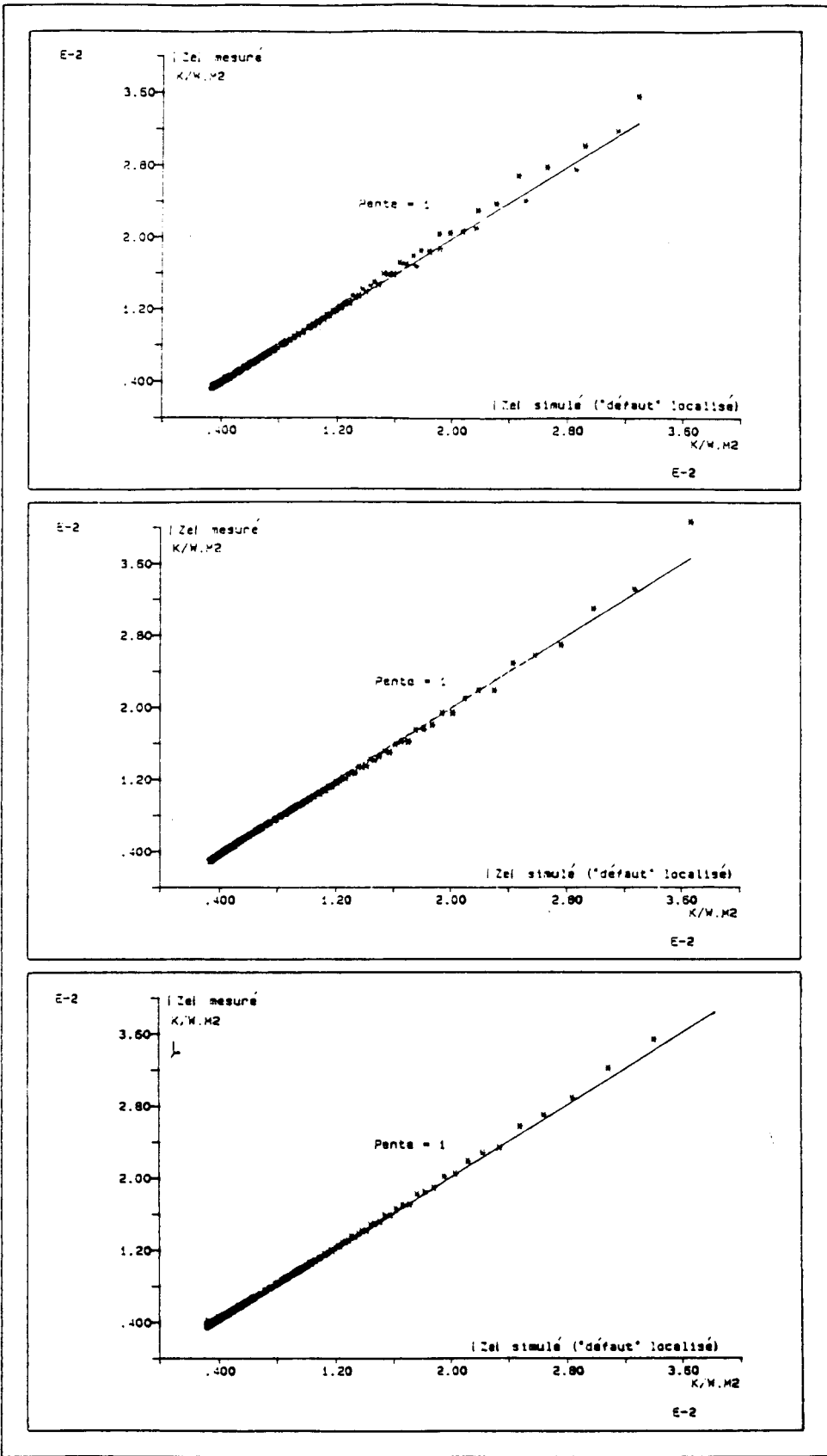


figure (IV-12)

Figure (IV-10) : flux thermique et température de surface enregistrés sur la face d'entrée de l'échantillon de PVC.

Figure (IV-11) : comparaison des modules des impédances d'entrée mesurés et simulés pour les trois positions de la plaque d'aluminium dans l'échantillon.

Figure (IV-12) : comparaison des modules des impédances d'entrée mesurés et simulés en considérant le défaut localisé.

#### Résultats des mesures

Dans le tableau (IV-7) les résultats de mesures obtenus de l'identification des positions de la plaque d'aluminium dans l'empilement de plexiglass.

| configuration | position réelle(mm) | position identifiée(mm) |        |
|---------------|---------------------|-------------------------|--------|
|               |                     | Ess(1)                  | Ess(2) |
| 1             | 05                  | 5.3                     | 5.2    |
| 2             | 10                  | 10.65                   | 10.6   |
| 3             | 16                  | 17.25                   | 17.4   |

tableau (IV-7)

#### [IV-2-2] MESURES IN-SITU

Les résultats de mesures présentés ici ,sont relatifs à la paroi de béton étudiée dans la première partie expérimentale .Elle est constituée de 16 cm de béton , 4 cm de polystyrène et de 10 cm de béton (dans le sens extérieur -->intérieur).

L'objectif ici est de détecter et localiser la position de la couche isolante de polystyrène à partir des essais déjà présentés dans la première partie expérimentale..

#### Signaux enregistrés

Les signaux de flux et de température de surface enregistrés sur la face externe de la paroi sont représentés par les fig. (III-12) ; (III-16) et (III-20) (partie identification de l'effusivité thermique).

Figure (IV-13) : comparaison des modules des impédances d'entrée mesuré et simulé (essai de 2 jours).

Figure (IV-14) : comparaison des modules des impédances d'entrée mesuré et simulé en considérant la couche isolante localisée.

#### Résultats obtenus

Les résultats présentés dans le tableau (IV-8) ci-dessous sont

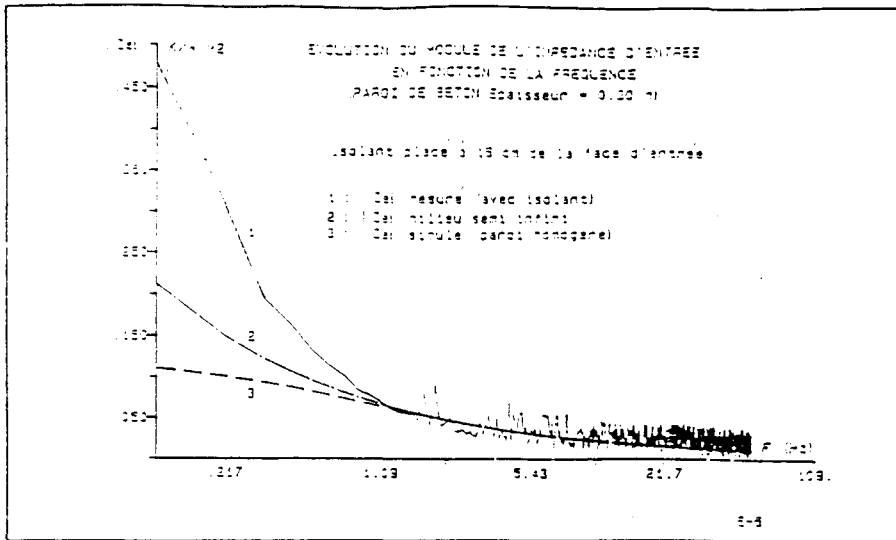


figure (IV-13)

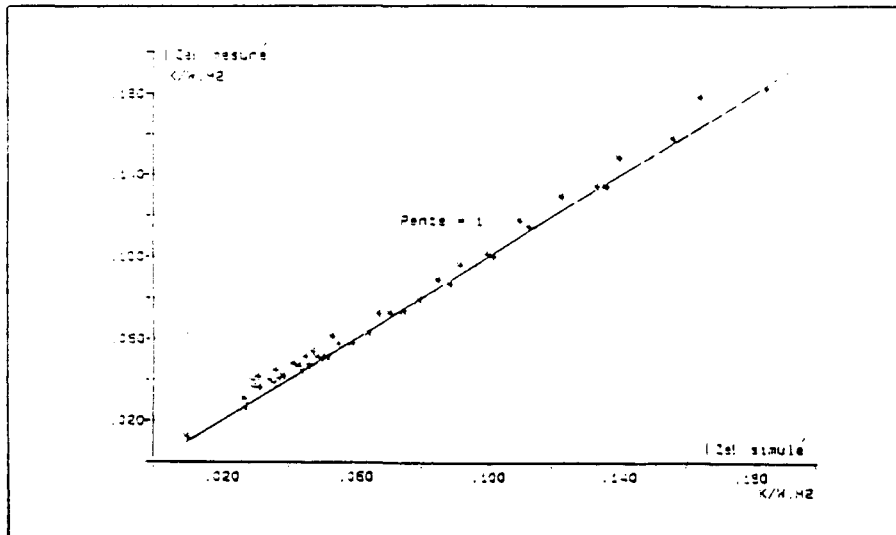


figure (IV-14)

relatifs aux trois essais réalisés sur la paroi réelle et dont les enregistrements ont été présentés dans la première partie expérimentale

| essai | durée (jours) | position réelle(cm) | position identifiée(cm) |
|-------|---------------|---------------------|-------------------------|
| 1     | 2             | 16                  | 14.60                   |
| 2     | 3             | 16                  | 15.20                   |
| 3     | 6             | 16                  | 15.35                   |

tableau (IV-8)

La valeur moyenne de la position identifiée de la couche isolante obtenue sur les trois essais montre la précision de la méthode utilisée même pour des parois de grandes épaisseurs , les sites réels par exemple.

#### [IV-2-3] conclusion

L'ensemble des expériences réalisées pour la détection et la localisation des défauts montre ,qu'avec un dispositif expérimental simple, nous avons pu obtenir des résultats satisfaisants .La comparaison des positions des discontinuités réelles avec celles simulées, obtenues par traitement ,montre l'intérêt pratique de la méthode utilisée ici.

Les résultats obtenus sur la paroi réelle sous sollicitations naturelles généralisent le domaine d'application de notre approche.

#### [IV-2-4] Intérêt , limites et possibilités de développement de la méthode expérimentale

La méthode de détection et de localisation des défauts développée dans ce travail, présente, les mêmes avantages et inconvénients décrits dans la partie identification de l'effusivité ,on peut citer notamment :

Son avantage essentiel est sa simplicité de mise en oeuvre ,la simplicité du matériel expérimental utilisé vis à vis de la qualité des résultats obtenus.

Son application est tout à fait générale ,elle est indépendante de la nature des signaux mesurés et traités pourvu que leurs bandes spectrales soient suffisamment larges.

Par contre ,son inconvénient, réside essentiellement dans les longues durées de mesures par rapport à aux autres méthodes non thermiques ,comme celles utilisées en acoustique ou en optique et, particulièrement ,lorsque le défaut à détecter et à localiser est trop loin de la face d'entrée (cas des mesures in-situ). Dans ce cas ,il faudrait des durées de mesures plus grandes ,mais aussi des amplitudes des grandeurs d'entrées (flux ou température ) très conséquentes.

Cette technique de caractérisation thermique est limitée aux défauts qui serait localisés dans une plaque plane ou de rayon de courbure relativement élevé. Il n'est nul doute qu'elle peut encore être améliorée afin de déterminer l'épaisseur des défauts et ,de ce fait chercher à localiser d'autres discontinuités plus profondes (cas des fissures ),mais aussi et surtout généraliser son application à des défauts de formes quelconques (2 D ou 3D).

Une étude plus précise reste à entreprendre en ce qui a trait à l'influence du capteur lorsque les matériaux à inspecter sont trop minces et conducteurs.

\* \* \* \* \*



## CONCLUSION

Ce travail montre clairement que la mesure simultanée de flux thermique et de température de surface en régime variable introduit la notion d'impédance thermique pour représenter les échanges énergétiques entre une paroi et son environnement. Le traitement des mesures peut être simplifié si les variations de l'impédance thermique sont représentées dans le domaine fréquence. Un grand avantage de la formulation développée est d'étendre le domaine d'application à la théorie des lignes dispersives en énergétique et d'apporter ainsi tout un formalisme pour l'analyse de la relation fonctionnelle flux thermique-variation de température de surface. L'intérêt pratique de cette méthode est la caractérisation d'une paroi par des mesures uniquement localisées sur sa face d'entrée.

Dans le domaine des hautes fréquences, cette analyse permet la détermination de l'impédance caractéristique c'est-à-dire, de l'effusivité thermique. L'analyse des variations de l'impédance d'entrée dans le domaine des plus basses fréquences permet la détection et la localisation de discontinuités thermiques internes à la structure. L'analyse est limitée au cas des défauts monodimensionnels.

Dans le domaine des hautes fréquences relativement à la fréquence propre du matériau à tester, on a déterminé l'effusivité en cherchant le facteur de proportionnalité de la fonction de transfert reliant les composantes des densités spectrales de puissance et d'interspectre ou dans le domaine temps, pour les variations rapidement variables, la réponse impulsionnelle reliant les fonctions d'autocorrélations et d'intercorrélations.

Les résultats des mesures de l'effusivité obtenue, d'abord sur le plexiglass généralement considéré comme matériau de référence et dont l'effusivité est parfaitement connue, ensuite sur les autres matériaux testés sont en parfaite correspondance avec les valeurs dans la littérature et mesurées par ailleurs.

Ces résultats montrent l'intérêt d'une part de l'utilisation d'un capteur permettant la mesure simultanée de flux et de température et d'autre part des concepts de base de la théorie du signal pour mesurer l'effusivité thermique des parois même placées dans leur environnement naturel. L'analyse de la relation fonctionnelle flux-température dans le domaine fréquence s'avère particulièrement aisée en évitant les délicats problèmes de convolution.

Les modélisations de l'impédance thermique d'entrée des matériaux homogènes ou multicouches réalisés ont permis l'analyse de la réponse en fréquence de ces systèmes et montré parfaitement les plages de fréquences possibles d'identification de l'effusivité.

La modélisation des systèmes bicouches a mis en évidence l'importance de l'ordre des couches constituant le système sur les transferts thermiques en régime variable lorsque leurs effusivités ou impédances caractéristiques sont très contrastées.

Pour maîtriser l'interaction capteur de flux-matériau à tester, cette modélisation a été mise à profit de l'évaluation de la perturbation

introduite, et particulièrement en régime variable, par un capteur de flux de faible épaisseur, en assimilant ce dernier à une couche homogène caractérisée par ses paramètres thermophysiques (R et C) déterminés expérimentalement auparavant.

Cette perturbation s'est manifestée au niveau de l'impédance d'entrée dans le domaine des basses fréquences par une résistance supplémentaire dont l'importance dépend de la nature du matériau à tester, et dans le domaine des hautes fréquences par l'introduction d'une fréquence de coupure (le capteur joue le rôle d'un filtre passe bas) réduisant ainsi la plage de fréquences d'identification de l'effusivité.

Pour des matériaux légers, comme le polystyrène par exemple, cette plage de fréquences est réduite à des fréquences basses, ce qui entraîne d'une part des temps de mesures très grands et d'autre part des conditions contraignantes pour l'obtention du milieu semi-infini. Pour s'affranchir de cette difficulté, une autre méthode, dont l'application est tout à fait générale, mettant en jeu les données expérimentales et celles obtenues par modélisation du capteur, consistant en la soustraction de l'effet total du capteur à partir des résultats de mesures, a été proposée.

Cette méthode est prometteuse et a suscité l'intérêt pour des travaux de recherches pour l'identification de l'effusivité de la seconde couche d'un matériau multicouche par soustraction de l'effet de la couche d'entrée du matériau en se plaçant évidemment dans la bande passante du capteur de flux.

La connaissance de l'impédance d'entrée mesurée permet de contrôler l'homogénéité des matériaux à inspecter par comparaison à une référence déterminée soit par mesure sur un échantillon homogène, soit par modélisation à partir de paramètres thermophysiques parfaitement connus.

Pour un matériau présentant une discontinuité interne, de type résistif ou capacitif, la comparaison des modules de l'impédance d'entrée, mesurée et simulée, dans le domaine des très basses fréquences a permis de détecter la présence de cette discontinuité, d'indiquer sa nature et de donner l'ordre de grandeur de l'excès ou du défaut ramené à l'entrée.

Dans le domaine des très hautes fréquences, la détermination de la fréquence de divergence entre le modèle et la mesure ne fournit qu'un ordre de grandeur sur la position du défaut compte tenu de l'imprécision sur sa localisation.

L'excès ou le défaut d'impédance relevé en basses fréquences étant connu et assimilé à une résistance pure apparente ou à une capacité pure, l'ordre de grandeur de la position est connu en première approximation. Pour affiner la localisation, ces paramètres sont injectés dans un modèle de comportement dont on cherche à minimiser l'écart avec la mesure.

L'assimilation des défauts d'épaisseurs finies de fortes résistivités (par rapport aux matériaux à inspecter) à des résistances pures ou ceux très capacitifs à des capacités pures a une influence négligeable sur la précision de l'identification des positions des défauts. Le grand avantage est la simplification de la modélisation.

Les résultats expérimentaux obtenus montrent que la méthode de détection et de localisation développée est relativement moins sensible aux défauts placés trop loin de la face d'inspection lorsque les matériaux à inspecter



sont relativement isolants comme dans le cas du plexiglass ou du PVC. Par contre, lorsqu'il s'agit de matériaux conducteurs et lorsque le défaut est de type résistif comme dans le cas de la mesure sur site, les résultats sont satisfaisants même pour d'importantes profondeurs du défaut. C'est le cas courant dans le domaine du génie civil (défauts dans les parois de bâtiment).

Si la méthode de CND (Contrôle non destructif) développée dans le présent travail présente l'inconvénient de la nécessité des temps de mesures parfois très grands et particulièrement pour l'inspection dans le système habitat, elle a l'avantage d'être précise, simple d'application et des moyens utilisés, surtout qu'elle emprunte les mêmes voies qui régissent le comportement de ces systèmes en service. L'application de la méthode n'implique aucune contrainte quant à la nature des signaux à utiliser pour l'inspection, ni sur la forme de la sollicitation thermique.

Si d'un point de vue CND dans ce travail, on s'est limité à des défauts plans et donc dans une approche monodirectionnelle, des recherches sont développées actuellement au laboratoire pour compléter la méthode par identification de l'épaisseur des défauts mais aussi étendre son application à une caractérisation dans un système à deux ou trois dimensions.

Parmi les axes de recherche prioritaires pour le développement des méthodes thermiques de CND, BEKESHKO [75] (1987) plaçait les techniques de détermination à partir des données de l'inspection, de la profondeur et des dimensions des défauts. C'est sur le premier que se situe essentiellement notre contribution.

\* \* \* \* \*



---

## [A1]-CONTROLE NON DESTRUCTIF PAR DES METHODES AUTRES QUE THERMIQUES

---

Dans cette partie nous citons de manière brève quelques unes des méthodes de contrôle non destructif non thermiques et leurs principes de bases.

### [A-1]-Méthodes basées sur la propagation d'ondes ultrasonores (55)

Ces ondes peuvent être longitudinales, de cisaillement ou de surface, et le succès de leur utilisation est basé sur l'existence de variations locales ou globales des propriétés mécaniques du matériau qui induisent des changements de vitesse, des réflexions, une atténuation ...etc

Les principales variantes de l'inspection ultrasonore sont la méthode par "pulse-écho" et la méthode "en transmission".

Dans le premier cas un même transducteur émet une impulsion d'énergie ultrasonore dont il capte les échos provenant des différentes interfaces rencontrées lors des réflexions multiples de l'onde. Ce test est donc bien adapté à la détection et la localisation des défauts plans qui sont sensiblement parallèles au plan de la structure. Pour quantifier leur profondeur, l'écho de la face arrière est utilisé comme référence.

### [A1-2]-Méthodes basées sur les modes de vibration de la structure inspectée (56)(57)

Les fréquences propres de vibration d'une structure étant étroitement liées à sa morphologie, une éventuelle variation de ces fréquences peut donc être mise sur le compte d'éventuels défauts. Les procédures basées sur ce concept peuvent revêtir les aspects suivants :

- balayage en fréquence de la force modulée appliquée localement à la structure par le transducteur.

- relevé à une fréquence donnée de l'impédance mécanique ( $F/v$  où  $F$  est la composante modulée de la force appliquée et  $v$  la vitesse de la surface au niveau de la zone de contact.

- mesure du déphasage entre  $F$  et  $v$

- martelage de la structure et enregistrements des fréquences de résonance ou analyse de la transformée de fourier de la force appliquée au cours de l'impact.

### [A1-3]-Emission acoustique

Lorsqu'une structure est soumise à des contraintes dépassant un certain seuil, des ondes élastiques y sont générées de façon erratique. Elles peuvent provenir de l'agrandissement de micro-fissures dans la matrice, de déformations plastiques locales, de fractures de fibres...etc. En appliquant plusieurs transducteurs à la surface du matériau, les différentes sources d'impulsions ultrasonores peuvent ainsi être localisées. Leur identification passe par déconvolution. En dépit de son caractère essentiellement destructif à une échelle microscopique, cette méthode présente l'attrait de fournir un diagnostic du dfgré

d'endommagement global de la structure et de prédire sa rupture finale, ce qui implique sa popularité dans la communauté du CND.

#### [A1-4]-Radiographie [74][59][72]

La radiographie aux rayons x est basée sur l'absorption ou la diffusion de ce rayonnement à la traversée du matériau inspecté .

L'absorption due à un élément augmente avec son numéro atomique et cette selectivité est plus forte à mesure que les photons sont moins énergétiques.

#### [A1-5]-Méthodes optiques

Des rayonnements électromagnétiques de longueur d'ondes correspondant au spectre optique peuvent servir à la detection de défauts dans les composites. Les techniques utilisant de la lumière cohérente sont essentiellement l'holographie et l'analyse de speckle.

L'holographie appliquée au CND repose sur les combinaisons des hologrammes obtenus avant et après qu'une intervention extérieure induise des déplacements de la surface d'une structure. Une carte de ces déplacements peut alors être obtenue par l'analyse des franges d'interférences dont des variations de concentrations trahiront la présence d'un défaut. La stimulation extérieure peut être d'origine mécanique ou thermique .

L'analyse de déplacements de la surface peut également se faire par corrélation de l'image doublement exposée des grains de speckle avant et après déformation de la structure ou par interférométrie d'images de speckle [70].

#### [A1-6]-Courants de foucault [55]

Pour que des courants puissent être induits par une bobine excitatrice dans le matériau inspecté et pour que ceux-ci génèrent un champ magnétique suffisamment important de sorte à altérer de façon notable l'impédance de cette bobine , il faut que le matériau ait des constituants conducteurs comme par exemple des fibres de carbone . Ces informations accessibles par la méthode des courants de foucault sont:

- la concentration en ces fibres
- leur éventuelle fracture...

\* \* \* \* \*

## [A3]-NOTION DE CORRELATION

### [A3-1] Fonction d'autocorrélation

Soit un signal déterministe ou aléatoire  $x(t)$ , sa fonction d'autocorrélation est définie par la relation :

$$R_{xx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t) \cdot x(t-\tau) dt \quad (A3-1)$$

Cette fonction décrit la mémoire statistique du processus  $x(t)$ ; elle exprime la dépendance entre les valeurs définissant le processus à un instant donné et les valeurs définissant le même processus aux instants précédents décalés de  $\tau$ .

La fonction d'autocorrélation est une fonction paire dont le maximum est situé à l'origine.

### [A3-2] Fonction d'intercorrélation

Soit deux signaux déterministes ou aléatoires  $x(t)$  et  $y(t)$ , leur fonction d'intercorrélation est définie par la relation :

$$R_{yx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t) \cdot y(t-\tau) dt \quad (A3-3)$$

$$= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t) y(t+\tau) dt \quad (A3-4)$$

La fonction d'intercorrélation exprime la dépendance statistique entre deux phénomènes, quand  $R_{xy}(\tau) = 0$ , les deux processus  $x(t)$  et  $y(t)$  ne sont pas corrélés. L'abscisse du maximum de la fonction correspond au "retard" moyen introduit par le système.

### [A3-3] Principales applications

Les méthodes de corrélation permettent de résoudre de nombreux problèmes expérimentaux. Citons :

- détection et extraction des signaux noyés dans un bruit
- identification des systèmes linéaires
- obtention de densités spectrales
- mesure de retards.

#### [A3-3-1] Elimination du bruit

Le traitement par corrélation permet l'élimination du bruit superposé à un signal. Cette propriété fondamentale des fonctions de corrélation permet le traitement précis des mesures in situ.

Considérons un signal  $x(t)$  résultant de la superposition d'un bruit

b(t) et du signal u(t), la fonction d'autocorrélation de x(t) s'écrit :

$$R_{xx}(\tau) = R_{uu}(\tau) + R_{bb}(\tau) + R_{bu}(\tau) + R_{ub}(\tau) \quad (A3-5)$$

$R_{bb}(\tau)$  est la fonction d'autocorrélation du bruit qui tend vers 0 pour un temps  $|\tau| > \tau_M$ ,  $\tau_M$  dépend des caractéristiques du bruit. Les fonctions  $R_{bu}(\tau)$  et  $R_{ub}(\tau)$  sont nulles puisque le bruit et le signal ne sont pas corrélés, on a donc finalement:

$$R_{xx}(\tau) = R_{uu}(\tau)$$

### [A3-3-2] Identification des systèmes linéaires

L'identification des systèmes linéaires par les fonctions de corrélation est basée sur l'équation de Wiener Hopf qui relie la fonction d'intercorrélation entrée-sortie à la fonction de corrélation de l'entrée.

Considérons un système linéaire qui soumis à un signal d'entrée x(t) fournit un signal de sortie y(t), la fonction d'intercorrélation s'écrit :

$$R_{yx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t)y(t+\tau)dt \quad (A3-6)$$

La sortie du système est reliée à l'entrée par une intégrale de convolution :

$$y(t) = \int_0^{\infty} h(u)x(t-u)du \quad (A3-7)$$

En remplaçant y(t) dans la fonction de corrélation  $R_{xy}(t)$ :

$$R_{xy}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t) \left[ \int_0^{\infty} h(u)x(t+\tau-u)du \right] dt \quad (A3-8)$$

En interchangeant l'ordre des intégrations on obtient :

$$R_{xy}(\tau) = \int_0^{\infty} h(u) \left[ \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t)x(t+\tau-u)dt \right] du \quad (A3-9)$$

La fonction entre crochets est la fonction d'autocorrélation du signal d'entrée x(t) donc :

$$R_{yx}(\tau) = \int_0^{\infty} h(u) \cdot R_{xx}(\tau-u)du \quad (A3-10)$$

soit :

$$R_{yx}(\tau) = h(\tau) * R_{xx}(\tau) \quad (A3-11)$$

L'équation de Wiener Hopf exprime la fonction d'intercorrélation comme la sortie d'un système de réponse impulsionnelle h(τ) soumis à une excitation d'entrée  $R_{xx}(\tau)$ .

Cette relation est de forme analogue à la relation reliant le signal  $x(t)$ , à la seule sortie corrélée  $y(t)$  puisque le bruit superposé est éliminé par le traitement de corrélation. Il est en principe possible d'effectuer des opérations de déconvolution pour obtenir la réponse impulsionnelle du système, cette opération, délicate en général, est particulièrement simple lorsque le signal d'entrée est un "bruit blanc". La relation précédente devient alors :

$$R_{yx}(\tau) = h(\tau) \quad (A3-12)$$

### [A3-3-3] Densités spectrales de puissance

Considérons un signal aléatoire  $x(t)$ , si l'on applique ce signal à l'entrée d'un filtre passe bande idéal centré sur la fréquence  $f_0$  et de largeur  $\Delta f$ , on recueille à la sortie une puissance moyenne  $P(f_0, \Delta f)$  que l'on peut écrire si  $\Delta f$  est petit :

$$\left[ \frac{dP(f)}{df} \right]_{f=f_0} \cdot \Delta f = G_x(f_0) \cdot \Delta f \quad (A3-13)$$

$G_x(f)$  est la densité spectrale de puissance du signal  $x(t)$ , la puissance moyenne s'écrit :

$$x^2(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} G_x(f) df = R_{xx}(0) \quad (A3-14)$$

Selon l'équation de Wiener Kinchine, la densité spectrale est la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation .

$$G_x(f) = F(R_{xx}(\tau)) \quad (A3-15)$$

Par analogie, la transformée de Fourier de la fonction d'intercorrélation est appelée Interspectre de puissance :

$$G_{yx}(f) = F(R_{yx}(\tau)) \quad (A3-16)$$

$G_{yx}(f)$  représente la puissance d'interaction en fonction de la fréquence.

#### Remarques

1°-Le calcul des fonctions de corrélations de signaux aléatoires se fait toujours sur un temps  $T$  fini. On obtient donc une approximation de ces fonctions en calculant  $R(\tau, T)$  et non  $T(\tau, \infty)$ , cependant, dans le cas particulier d'un phénomène aléatoire stationnaire dont les propriétés statistiques sont invariables par déplacement de l'origine des temps, les fonctions de corrélations ne dépendent pas de la portion de la tranche  $T$  dans l'histoire du processus considéré.

2°-Pour calculer les fonctions de corrélations de signaux "d'énergie finie" ou "transitoires" on utilise les définitions suivantes :

$$R_{xx}(\tau) = \int_{-T}^T x(t)x(t-\tau)dt \quad (A3-17)$$

$$R_{yx}(\tau) = \int_{-T}^T y(t)x(t-\tau)dt \quad (A3-18)$$

on ne divise plus par le temps d'intégration puisque les intégrales sont convergentes et que la moyenne tendrait vers 0. les bornes d'intégrations -T et T sont choisies de sorte qu'en ces points les signaux puissent être considérés comme nuls.

Dans le cas des signaux d'énergie finie, la transformée de Fourier ne définit plus de spectres de densité de puissance, mais des spectres de densité d'énergie.

\* \* \* \* \*



## [A4]-MESURE DE LA TEMPERATURE DE SURFACE

### [A4-1] Position du problème

La mesure de la température de surface est généralement difficile à réaliser, car la question souvent posée est de savoir si, pour mesurer une telle température on doit placer le capteur sur la surface de l'échantillon à tester et dans ce cas le capteur se trouve en contact avec la surface dont il faut mesurer la température mais aussi, avec la couche d'air environnant l'échantillon, ou faut il, l'intégrer dans une rainure très fine réalisée sur la surface de l'échantillon.

Ce problème se pose de la même façon lorsqu'il s'agit de mesurer simultanément la température de surface et le flux par un capteur plan.

### [A4-2] Solution considérée

Pour définir la position optimale de l'emplacement du capteur de température, nous avons réalisé une étude expérimentale qui consiste à déterminer, à l'aide de mesures simultanées de deux températures et de la densité de flux thermique l'effusivité d'un échantillon de plexiglass par la méthode développée précédemment. Nous avons placé un premier capteur de température dans le plan sensible du capteur de flux, c'est à dire que les mesures des deux grandeurs flux et température se font dans le même plan, puis un deuxième placé dans une rainure très fine réalisée sur la surface de l'échantillon. figure(A3-1)

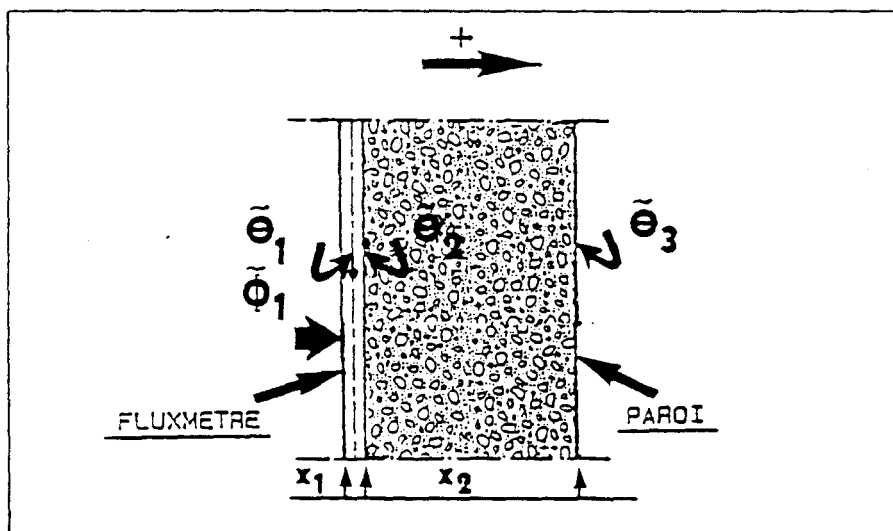


figure (A4-1)

les deux capteurs de température sont placés à des abscisses différents la mesure délivrée par celui placé sur la surface se fait en retard par rapport à la mesure de flux. Le dispositif expérimental utilisé est identique à celui décrit précédemment pour l'identification de

[A4-3] Mesures réalisées

A l'aide d'une sollicitation thermique périodique obtenue à l'aide d'une source lumineuse , nous avons réalisé l'essai suivant :

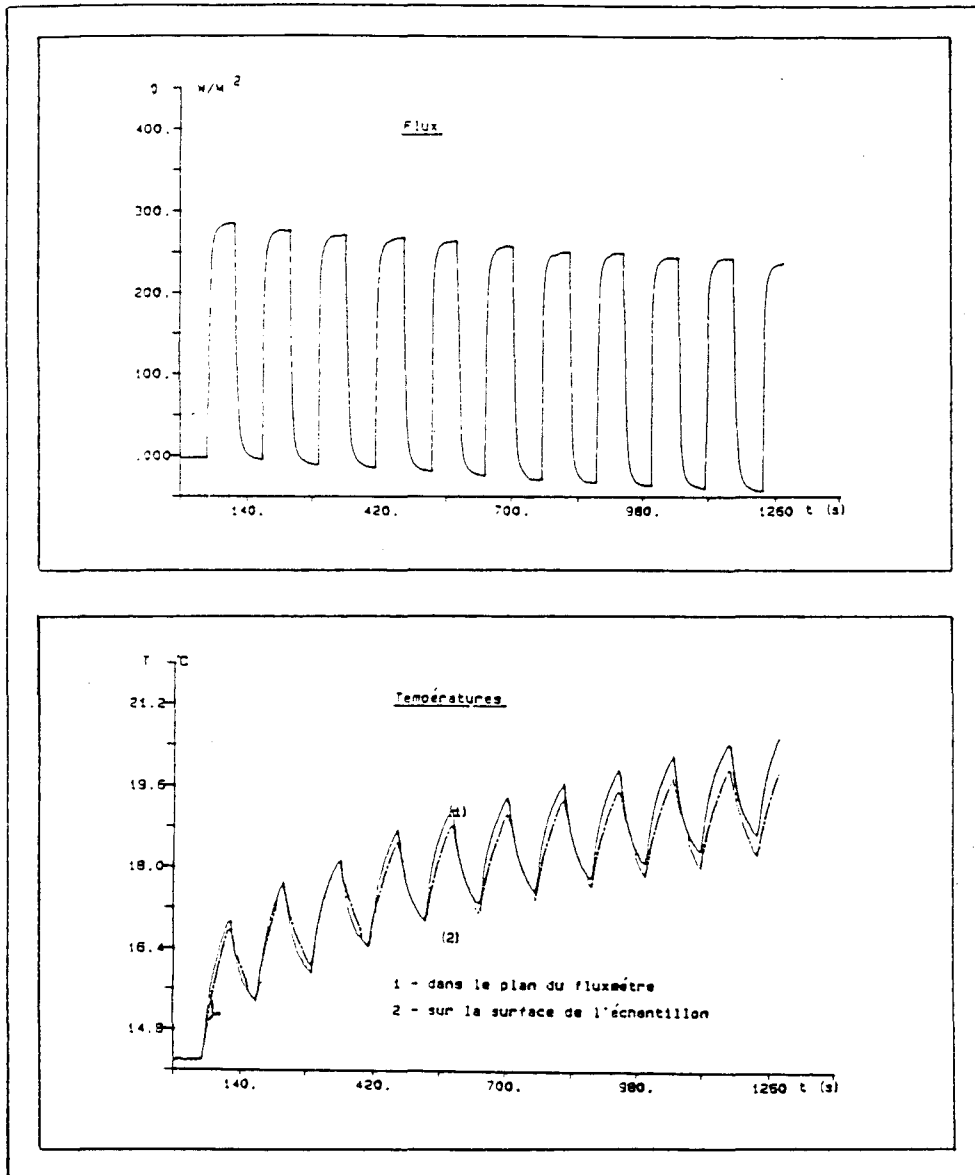


figure (A -2)

La figure (A3-2) représente les enregistrements de flux et des températures de surface en fonction du temps pour un signal périodique. A l'instant initial lorsqu'il ya équilibre thermique, on a l'égalité des deux températures. Lorsque la sollicitation est appliquée, nous observons un écart de températures entre les deux mesures, il augmente légèrement en fonction du temps. Les courbes des variations centrées des températures figure (A3-3) montrent l'existence d'une part d'un léger déphasage entre les deux températures et d'autre

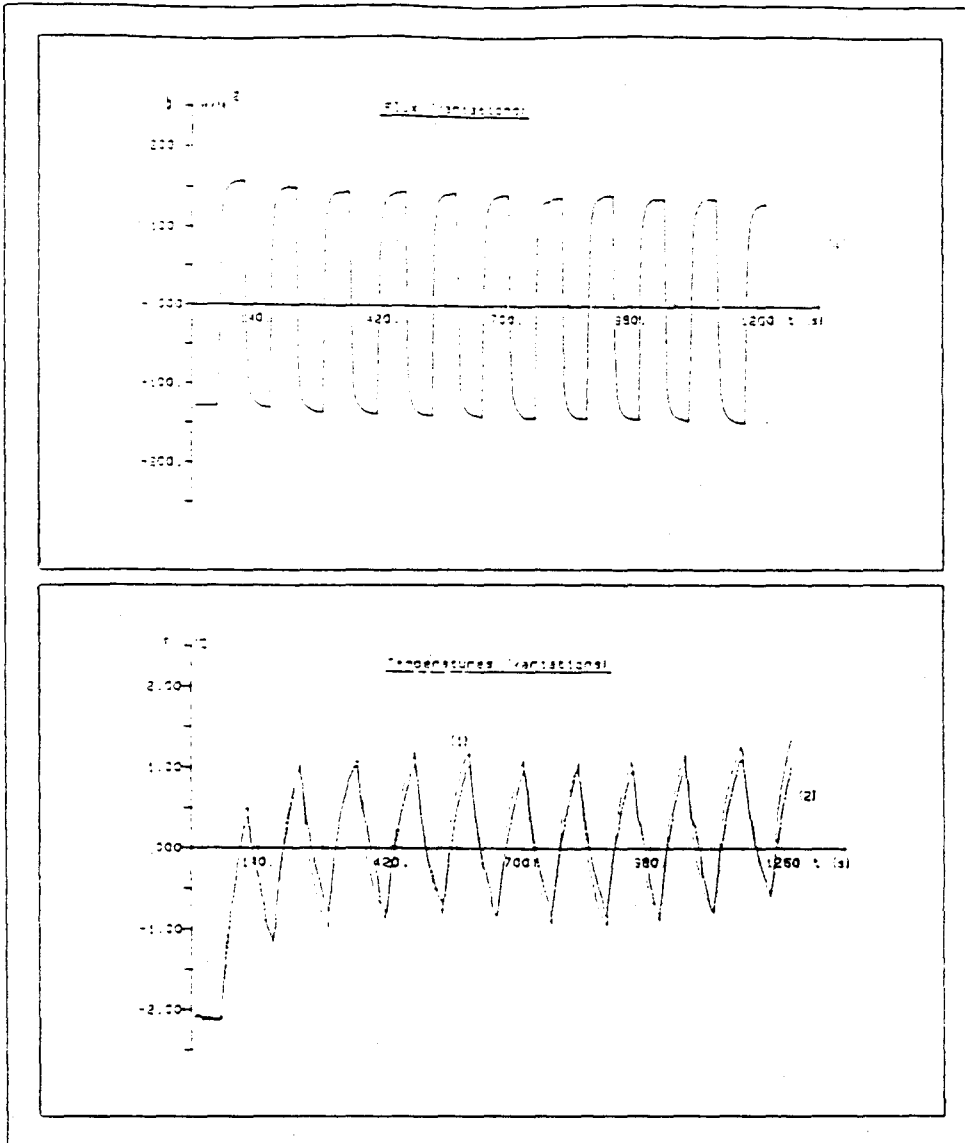


figure (A4-3)

part une différence d'amplitudes. Les courbes de corrélations représentées par la figure (A3-4) montrent d'une part une excellente corrélation entre les deux processus et d'autre part une légère différence d'amplitude entre les fonctions d'autocorrélations et les fonctions d'intercorrélations.

Cette différence d'amplitude est maximale au niveau des maxis  $R_{\phi\theta 1}(0), R_{\phi\theta 2}(0)$  pour les fonctions d'autocorrélations et  $R_{\phi\theta 1}(\tau), R_{\phi\theta 2}(\tau)$  pour les fonctions d'intercorrélations ( $\tau$  représente ici le retard de la température sur le flux).

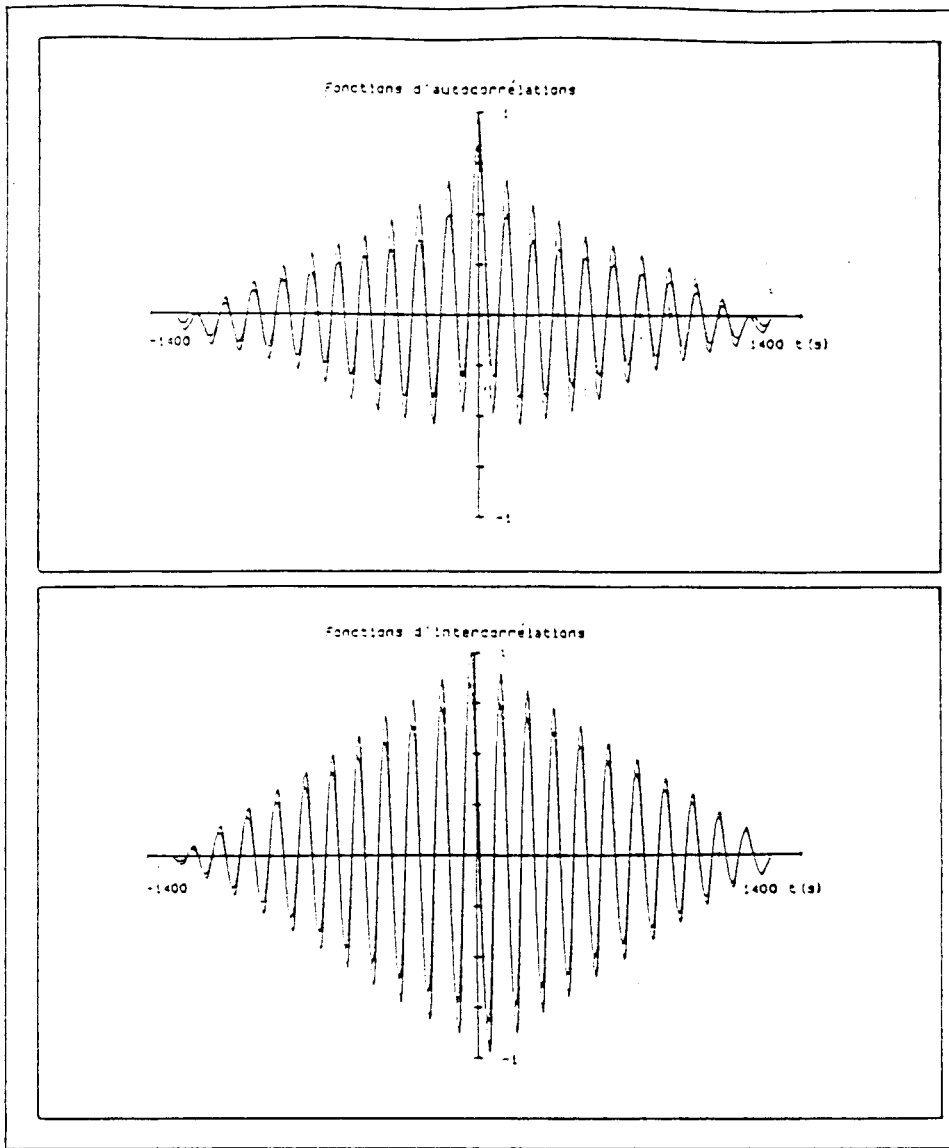


figure (A4-4)

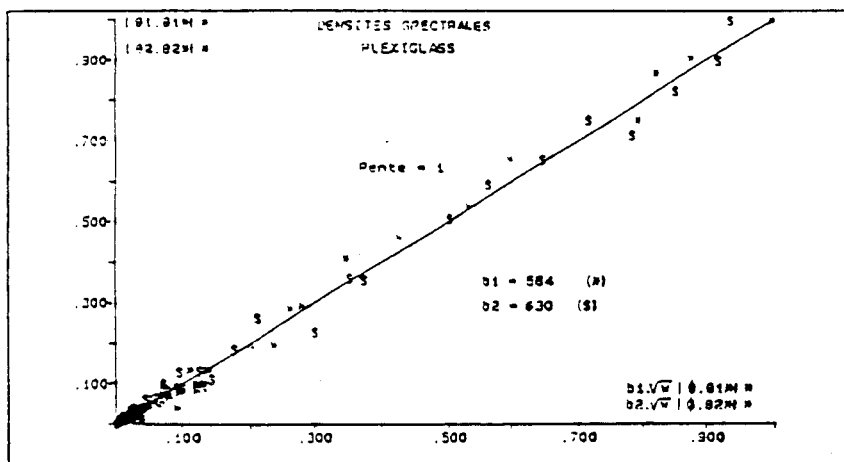


figure (A4-5)

La comparaison des modules des densités spectrales mesurées fig(A3-5):  
 $|\theta_1(\omega) \cdot \theta_1^*(\omega)|$  et  $|\theta_2(\omega) \cdot \theta_2^*(\omega)|$  (en ordonnée) avec celles simulées:

$b_1 \cdot \sqrt{\omega} \cdot |\phi(\omega) \cdot \theta_1(\omega)|$  et  $b_2 \cdot \sqrt{\omega} \cdot |\phi(\omega) \cdot \theta_2(\omega)|$  (en abscisse) amènent des pentes égales à l'unité pour une effusivité de  $b_1 = 564$  pour la température mesurée dans le plan du fluxmètre et une effusivité  $b_2$  de valeur 630 pour la température relevée sur la surface de l'échantillon.

\* \* \* \* \*

[A-5] FENETRE DE PONDERATION DE BLACKMAN

[AS-1] FENETRE TEMPORELLE

La fenetre de pondération temporelle de blackman a pur expression :

$$w_b(\tau) = 0.42 + 0.5 \cos(\pi\tau/\tau_M) + 0.08 \cos(2\pi\tau/\tau_M) \quad \text{pour } \tau < |\tau_M|$$

$$\text{et } w_b(\tau) = 0 \quad \text{ailleurs (figure (A5-1))} \quad (\text{A5-1})$$

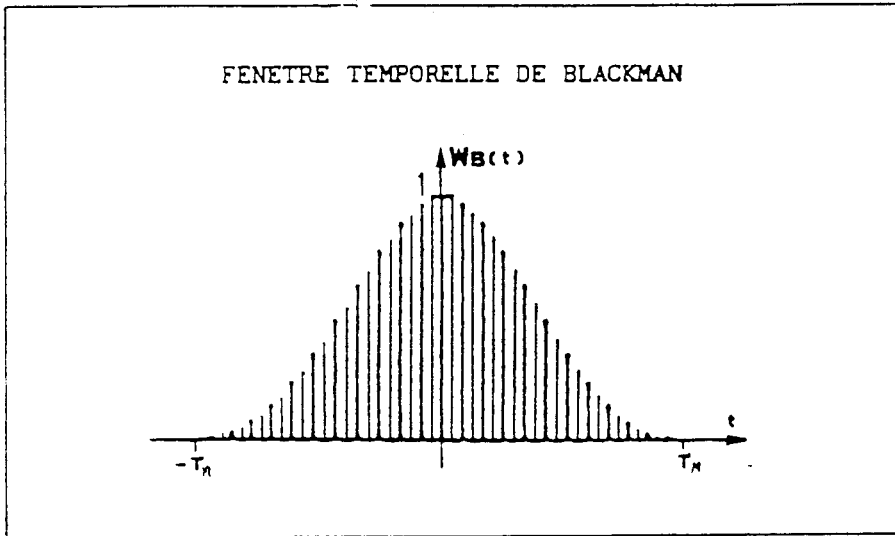


figure (A5-1)

[AS-1] FENETRE SPECTRALE

A la fenetre temporelle définie ci-dessus correspond une fenetre spectrale de la forme :

$$W_B(f) = 0.42 W_0(f) + 0.25 W_0(f+1/(2\tau_M)) + 0.25 W_0(f-1/(2\tau_M)) + 0.04 W_0(f+1/\tau_M) + 0.04 W_0(f-1/\tau_M) \quad (\text{figure (A5-2)}) \quad (\text{A5-2})$$

$W_0(f)$  étant la fenetre spectrale naturelle définie dans le domaine temporel par :

$$\begin{aligned} \text{pour } -\tau_M < \tau < \tau_M \quad w_0(\tau) &= 1 \\ \text{et } w_0(\tau) &= 0 \quad \text{ailleurs (figure (A5-3))} \end{aligned} \quad (\text{A5-3})$$

soit dans le domaine spectrale par :

$$W_0(f) = 2\tau \cdot \frac{\sin 2\pi f \tau}{2\pi f \tau} \quad (\text{figure (A5-4)}) \quad (\text{A5-4})$$

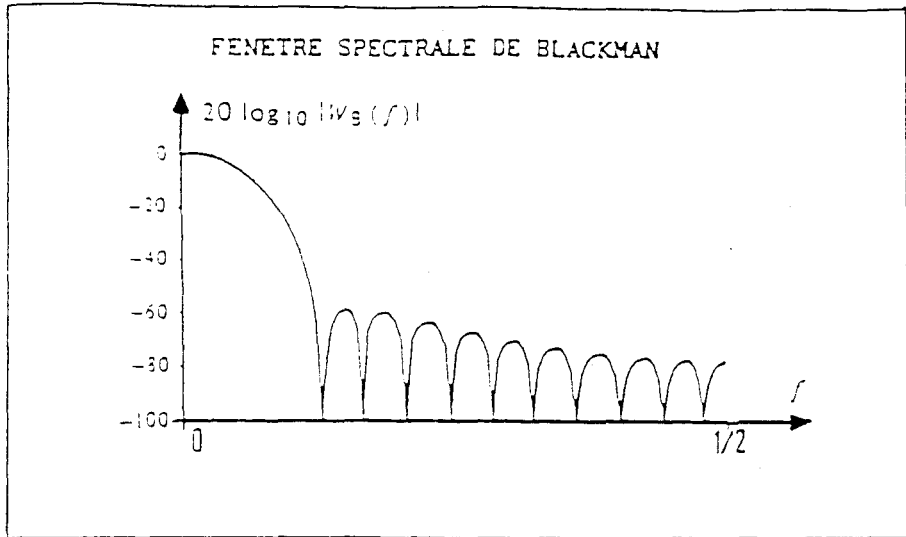


figure (AS-2)

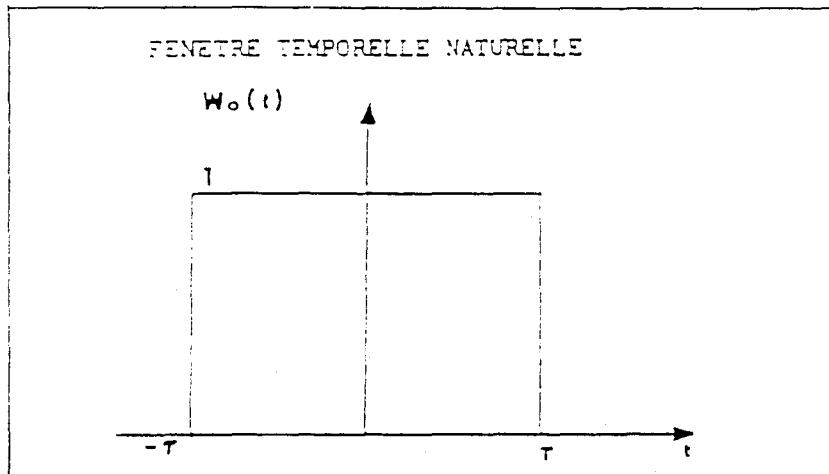


figure (AS-3)

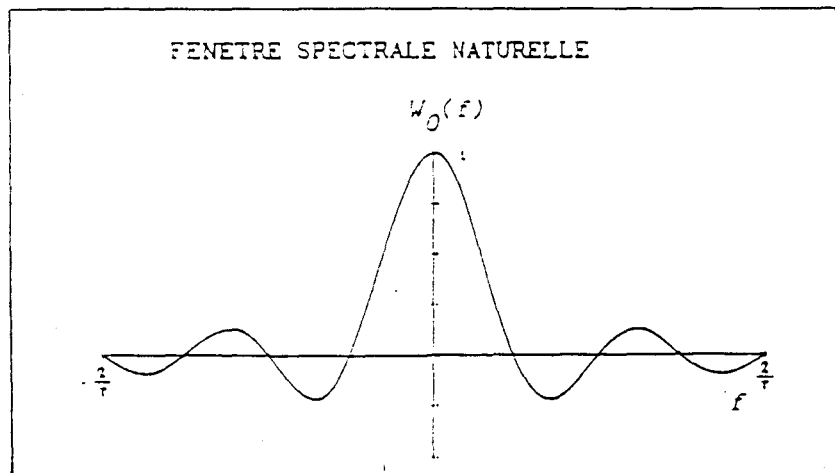
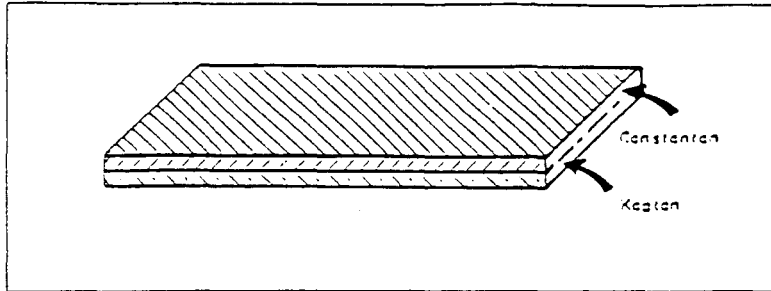


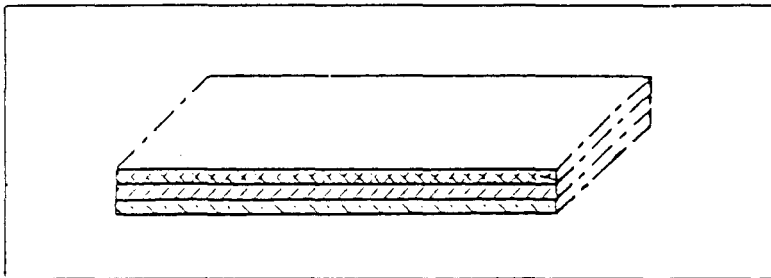
figure (AS-4)

[A6]-CIRCUITS BIMETALLIQUES

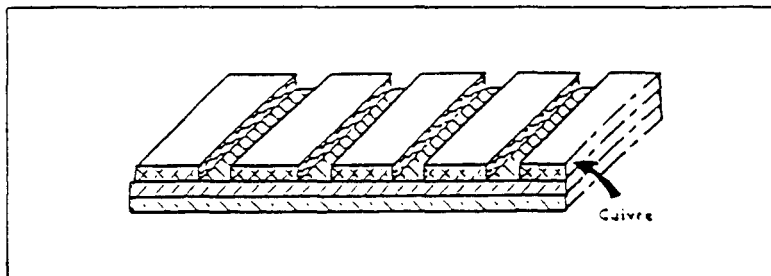
METHODE DE FABRICATION DES CIRCUITS BIMETALLIQUES



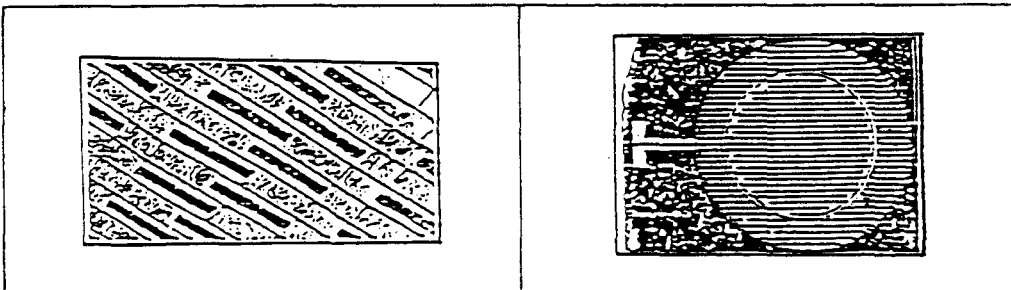
partant d'un bicouche (25  $\mu\text{m}$  de Kapton 50  $\mu\text{m}$  de constantan)



une couche de cuivre est déposée

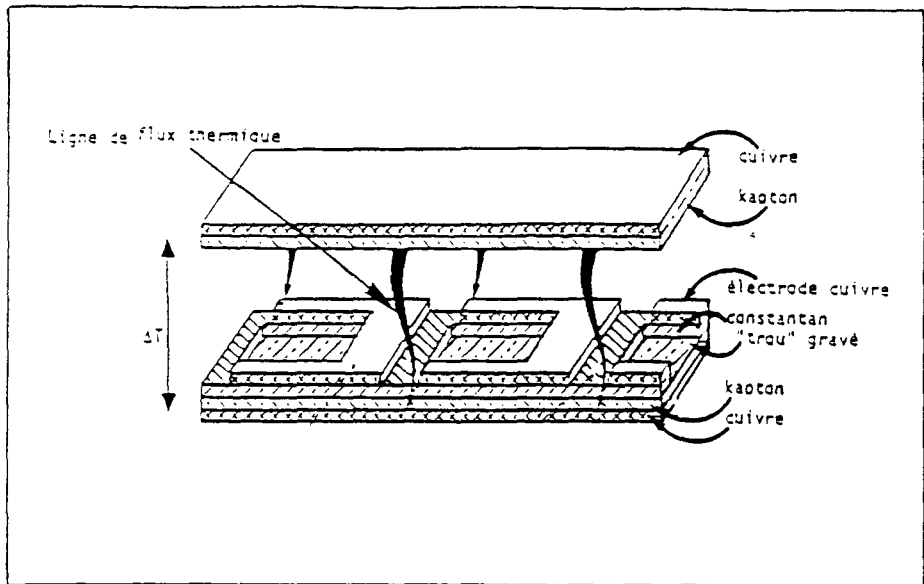


le cuivre est enlevé des régions interélectrodes laissant le constantan intact

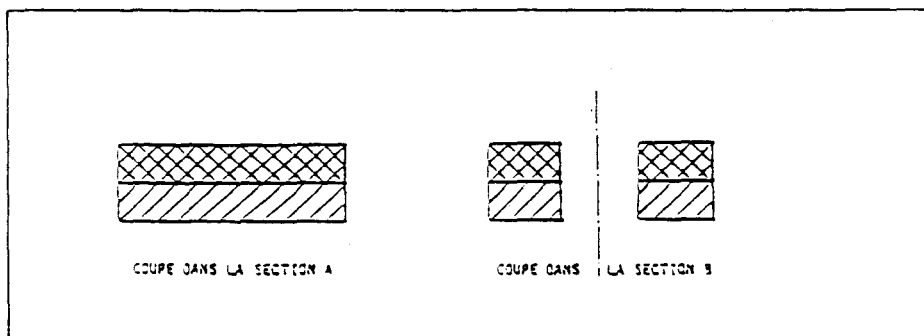
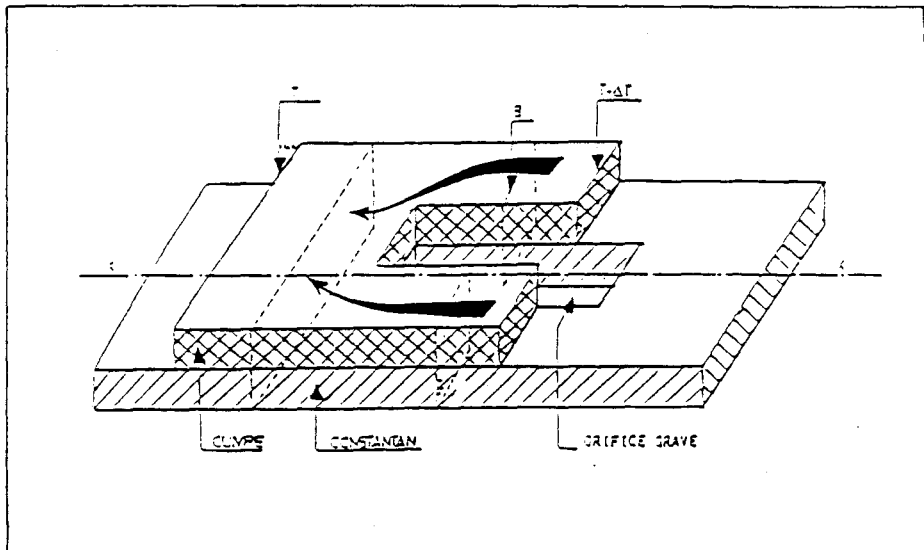


le circuit thermoélectrique est gravé au perchlorure de fer





La différence de potentiel  $\Delta V$  dans la direction transversale est proportionnelle au flux suivant la direction normale.

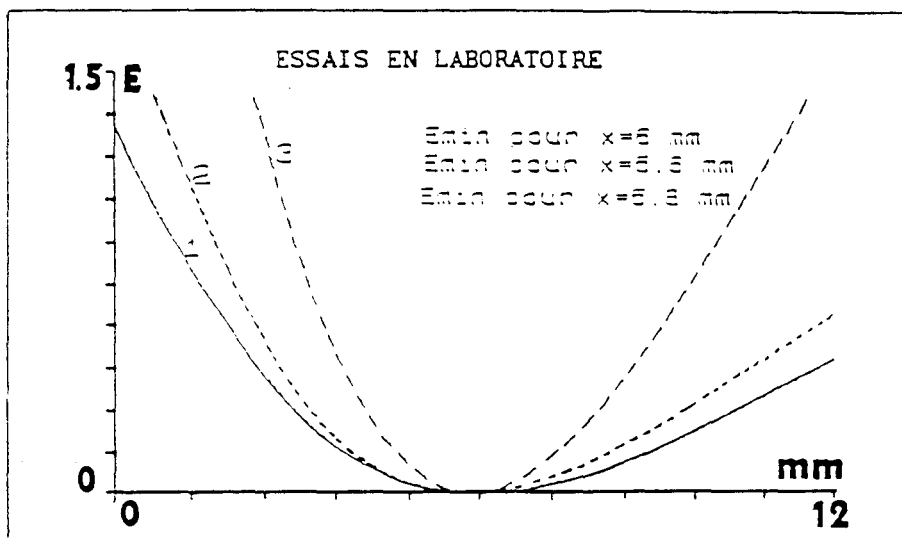


Conduction purement tangentielle dans une couche bimétallique

[A7]-AUTRES MESURES SUR LES DEFAUTS

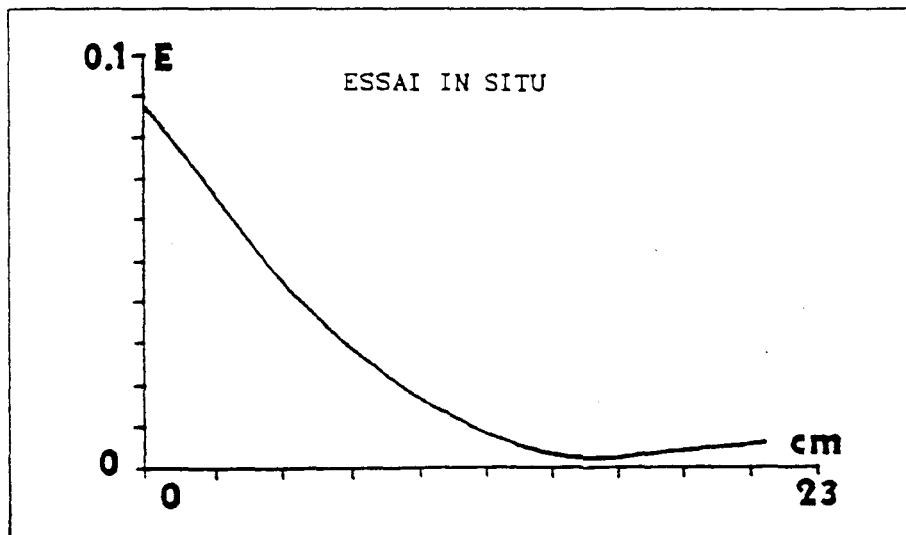
[A7-1] ESSAIS DE LABORATOIRE

La figure (A7-1) représente les résultats de localisation des défauts obtenus pour trois essais avec un défaut résistif positionné à 6 mm dans un empilement de PVC de 9mm d'épaisseur en utilisant une présentation par écart type. L'épaisseur totale du système est de 12 mm.



[A7-2] MESURES IN SITU

Présentation de l'essai de six jours par l'écart type



---

BIBLIOGRAPHIE

- [A] [1] J. FOURIER  
-Théorie analytique de la chaleur  
-Paris 1822
- [2] H. S. CARSLAW - J. C. JAEGER  
-Conduction of heat in solids  
-at the clarendon press 1959
- [3] J. P. BARDON  
-Cours de thermique  
-Université de Nantes 1983
- [4] J. GOSSE  
-Guide technique de thermique  
-Dunod 1981
- [5] J. P. BARDON  
-Transferts thermiques par conduction et rayonnement  
-Paris C.F.E 1981
- [6] F. PERROT - D. A. A. GUINTELA  
-Convection naturelles et mixte autour d'obstacles cubiques .  
application à la thermique de l'habitat  
-Rencontre S.F.T , lyon 1983
- [7] H. OIRY - B. CASSAGNE - J. P. BARDON - J. BRANOIER  
-Interprétation des grandeurs caractéristiques essentielles  
intervenant dans le comportement thermique d'un local en  
régime instationnaire.  
.....
- [8] A. ANGOT  
-Compléments de mathématiques  
-CNET , Editions de la revue d'optique , 1965
- [9] J. C. FOURES - R. JAVELAS - B. PERRIN  
-Caractéristiques thermiques de matériaux de construction  
-Revue générale de thermique n° 218 1980

- [10] WEBER. E
- Linear transient analysis
  - Volume II Wiley , 1956
- [11] D. LECLERCQ
- Caractérisation des transferts thermiques par analyse de de la réponse en fréquence
  - Thèse de troisième cycle , novembre 1982 Lille I
- [B] [12] A. DEGIOVANNI
- Conduction dans une paroi avec sources. Extension de la notion de quadripôle.
  - J.heat mass transfer vol 31 n°3 pp 553-557 1988
- [13] J.M DEVISME
- Contribution à l'étude du comportement thermique des parois multicouches du bâtiment et à la mesure des caractéristiques thermophysiques des matériaux constitutifs
  - Thèse de doctorat d'état 1980 Paris
- [14] A. DEGIOVANNI
- Systèmes multicouches : problèmes liés à l'homogénéisation des caractéristiques thermiques.
  - Revue générale de thermique
- [15] MASUCH
- Transferts de chaleur en régime variable dans les parois opaques multicouches.
  - Editions Bâtiment et travaux publics 1978
- [16] J.M. DEVISME
- Comprtement thermique des parois multicouches de bâtiment.
  - Annales I.T.B.T.P n° 398 1981
- [17] B. DUTHOIT - P. THERY
- Caractérisation d'un bicouche par traitement des évolutions thermocinétiques.
  - Entropie 92 1980
- [C] [18] P. THERY
- Fluxmètre calorifique.
  - Brevet ANVAR 1979

[19] P.THERY - B.DUTHOIT - J.PAUQUET

- Propriétés thermoélectriques des systèmes à deux couches minces superposées. Application à la mesure des flux thermiques.
- Revue phys. appl. 15 1980

[20] G.RAVALITERA - M.CORNET - B.DUTHOIT - P.THERY

- Etude et description d'un nouveau thermofluxmètre permettant la mesure simultanée des flux thermiques et des variations de temp.
- Revue phys. Appl. 17 1982

[21] N.E BERRACHID

- Etude des échanges par effet peltier dans les thermocouples de surface. Application à la caractérisation de nouveaux circuits thermoélectriques.
- Thèse de docteur ingénieur 1982 Lille

[22] P.THERY - J.PAUQUET

- Thermoelectric properties of thin electroplated foils application to measurement of heat fluxes.
- J.phys. E sci instrum. 13 1980

[23] D.LECLERCQ - P.THERY

- Three dimensional thermoelectric coupling in bimetallic circuit. Application for designing new heat flow sensors.
- Workshop on heat flux measurements, Budapest april 1986

[24] J.SURUGUE

- Techniques générales du laboratoire de physique
- C.N.R.S.

[25] A.ASSAM

- La méthode des éléments finis appliquée à la modélisation de circuits thermoélectriques à électrodes plaquées.
- Thèse de doctorat juillet 1990 Lille

[D] [26] D.LECLERCQ - P.THERY

- Apparatus for simultaneous temperature and heat flux measurements under transient conditions.
- Revue sc. Instr. 54 ,374 1983

[27] L.POVY

- Identification des processus
- Dunod , 1975

[28] J. MAX

-Méthodes et techniques de traitement du signal.  
Applications aux mesures physiques  
-Masson 1977

[29] M. KUNT

-Traitement numérique des signaux  
-Dunod

[30] DESALVO

-ANSYS user's manual - volumes I II  
-Swanson analysis systems Inc. Houston 1986

[31] S. LAWRENCE - MARPLE Jr

-Digital spectral analysis with applications.  
Prentice Hall signal processing series.  
-Alan. v oppenheim , seies editor

[32] BENDAT - A. G PERSOL

-Random data : analysis and measurements procedures  
-New york Wiley 1971

[33] J. STERN - J. DE BARBEYRAC - R. POGGI

-Méthodes pratiques d'étude des fonctions aléatoires.  
-Dunod 1967

[34] E. ROUBINE

-Introduction à la théorie de la communication.  
Tome1 : signaux non aléatoire  
tome2 : signaux aléatoire  
-Masson 1979

[35] J. LIFERMANN

-Systèmes linéaires variables d'état.  
-Masson 1972

[36] E. GAVIOT

-Application des méthodes de la théorie du signal à la  
dissociation des énergies en régime variable.  
-Thèse de troisième cycle 1985 Lille

[37] B.DUTHOIT

- Les méthodes de la théorie du signal appliquées à l'étude des interactions énergétiques entre une paroi opaque et son environnement.
- Thèse d'état 1985 Lille

[38] B.DUTHOIT - D.LECLERCQ - P.THERY

- Signal an systems analysis for unsteady heat conductor problems.
- J. app. phys. 54 2 ,february 1983

[39] D.LECLERCQ - E.GAVIOT and P.THERY

- Frequency domain analysis of entropy generation through heat flow.
- J.appl.phys. 54 10 october 1983

[E] [40] ASYSTANT

- Scientific software (for data analysis ).
- Asyst.software techn,Inc Rochester New york

[41] D.LECLERCQ

- Caractérisation des transferts thermiques par analyse de la réponse en fréquence.
- Thèse de de troisième cycle 1982 Lille

[42] S.BELATTAR

- Traitement par corrélation des mesures simultanées de flux thermique et de température de surface appliqué à l'analyse des échanges énergétiques sur la surface d'une paroi en régime variable.
- Thèse de troisième cycle 1985 Lille

[43] R. A KOUGBEADJO

- Identification de la diffusivité thermique par traitement de transfert de chaleur.
- Thèse de troisième cycle 1980 Lille

[44] R. A. KOUGBEADJO - P. THERY

- Thermal diffusivity determination by cross correlating injected and transmitted heat pulse through a wall.
- J.appl. phys. 53 2875 1982

[45] J.C.MARECHAL - J.M.DEVISME

- Diffusivité thermique des matériaux de construction.  
Méthode du signal périodique.
- Annales I.T.B.T.P n° 357 1978

[F] [46] R.YEZOU - J.M.PALLIEN - G.ACHARD

- Etude de la propagation d'un signal thermique de courte durée dans un échantillon plan homogène et de grandes dimensions.  
Application à la mesure de la diffusivité thermique des matériaux de construction.
- Entropie n° 70 1976

[47] J.C CASTEL - H.HUET

- Contribution à la détermination des caractéristiques thermophysiques des matériaux du génie civil.
- Thèses de docteur ingénieur et de 3ème cycle 1978 Rennes

[48] J.M DEVISME - J.C MARECHAL - B.DUTHOIT

- Détermination de la résistance thermique d'une paroi en régime quelconque.
- Matériaux et constructions vol 15 1982

[49] BALES.E - BOMBERG.M and COURVILLE.G

- Applications of heat flux transducers
- Philadelphia : Library of congress ,ASTM 1983

[50] S.LASSUE - S.BELATTAR - B.DUTHOIT et P.THERY

- Les méthodes fluxmétriques appliquées à l'identification de l'effusivité d'une paroi réelle -in-situ.
- S.F.T 90 Nantes mai 1990

[51] S.BELATTAR

- Applications des mesures fluxmétriques à la régulation de confort dans un local.
- 5ème colloque Université-Industrie INSA Lyon juin 1990

[52] S.BELATTAR - B.DUTHOIT and P.THERY

- Determining the thermal admittance of a wall from in situ measurements of heat flux and surface temperature at the same location.
- Int.workshop "In-situ heat flux measurements in building"
- Special report 91 3 pp 123-142 february 1991  
Hanover New Hampshire U.S.A S.N.Flander editor



[53] B.DUTHOIT

- Application des méthodes de corrélation au traitement des mesures in-situ.
- Colloque S.F.T Toulouse 1984

[G] [54] 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

[55] BAR - COHEN.Y

- NDE of fiber - reinforced composite materials -A review.
- Materials evaluation , vol 44 1986

[56] CAWLEY.P

- The sensitivity of the mechanical impedance method of nondestructive testing.
- NDT international vol 20 1987

[57] CAWLEY.P - ADAMS.R.D

- The sensitivity of the coin-top method of NDT .
- NDT ,proceeding of the 4<sup>th</sup> european conference ,Farley J.M. Nichols R.W. editor 1987

[58] CIELO.P

- Optical techniques for industrial inspection.
- Academic press 1988

[59] ADAMS.R.D - CAWLEY.P

- A review of defect types and nondestructive testing techniques for composites and bonded joints.
- NDT International 1988

[60] CIELO.P - KRAPEZ.J.C - LAMONTAGNE.M

- Lumber moisture evaluation by a reflective cavity photothermal technique.
- Revue phys.appl.vol 23 1988

[61] WILLIAMS.J - MANSOURI.S and LEE.S

- One dimensional analysis of thermal non destructive detection of delaminations and inclusions flows.
- Br.J.NDT 113 8 1980

[62] J.C KRAPEZ

- Contribution à la caractérisation des défauts de type délaminage ou cavité par thermographie stimulée.
- Thèse de doctorat Ecole centrale 1991 Paris

[63] BELATTAR.S - HAMDOUN.A - THERY.P - DUTHOIT.B

- Thermal non destructive testing from in situ measurements of heat flow and surface temperature at the same location on a wall surface.
- Int.J.physique .E 2 mai 1991

[64] DEFER.D - BELATTAR.S - DUTHOIT.B et THERY.P

- Application des mesures fluxmétriques dans le domaine fréquentiel à l'identification de l'effusivité thermique et à la détection des défauts.
- S.F.T 91 Belfort mai 1991

[65] S.BELATTAR - A.HAMDOUN - P.THERY - B.DUTHOIT

- thermal non destructive detection of defect in multilayer wall.
- IMACS symposium MCTS 1991 Lille

[66] HENNEKE .E.G

- Imaging of mechanically induced thermal heat patterns
- Review of progress in Quantitative Nondestructive Evaluation volume 5 A , 1986

[67] HENNEKE E.G - REIFSNIDER K.L et al

- Thermography-applications to the manufacture and non destructive characterization of composites.
- Proceedings of the SPIE vol.371,Thermosense V ,1982

[68] KIRKBRIGHT.G.F - MILLER R.M

- Cross-correlation Techniques for signal Recovery in Thermal wave imaging.
- Anal.Chem vol 55 pp 502-506 ,1983

[69] SUGITANI Y - UEJIMA.A

- Depth resolved thermal wave imaging of layered samples by correlation photoacoustics
- Compte rendu du quatrième congrès International de photoacoustique de Thermique et de sciences connexes ,Quebec 1985, TuD2.1

[70] HUNG.Y.Y

- Shearography : a new optical method for strain measurement and non destructive testing.
- Optical Engineering , vol 21 , N°3 , 1982

[71] BELATTAR.S - DEFER.D - DUTHOIT.B

-Notion d'impédance thermique. Application au contrôle non destructif  
-A paraître aux annales de l'ITBTP N° juillet-août 1992

[72] LABRAKE.M.L - FRIEDMAN.W

-Evaluating quality , reliability of advanced ceramics.  
-Machine Design , N° 10 , 1986

[73] DEFER.D - BELATTAR.S - DUTHOIT.B

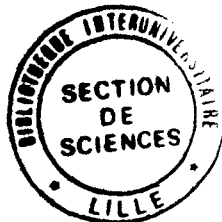
-Contrôle non destructif d'une paroi in-situ par impédance d'entrée  
-A paraître à la revue int. RILEM, 1992

[74] JONES.T.S - BERGER.H

-Application of nondestructive inspection methods to composite.  
-Materials Evaluation , vol 47 , 1989

[75] BECKESHKO N.A

-Certain pressing questions on the development of methods and  
means of thermal nondestructive inspection  
-Soviet journal of NDT (Defektoskopiya) n°12 1987



\* \* \* \* \*