

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR 3ème CYCLE, SPECIALITE ELECTRONIQUE

par

Sougrati BELATTAR

Maître ès Sciences

E.E.A



LE TRAITEMENT PAR CORRELATION DES MESURES SIMULTANÉES DE FLUX THERMIQUE ET DE TEMPERATURE DE SURFACE APPLIQUÉ À L'ANALYSE DES ÉCHANGES ÉNERGETIQUES SUR LA SURFACE D'UNE PAROI EN RÉGIME VARIABLE.

Soutenue le 27 Juin 1985 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury : MM.

P. THERY
A. LEBRUN
G. MAHIEU
P. GELIN
B. DUTHOIT
D. QUENARD
J. DEMONT

Président et Rapporteur
Examineurs

Invités

B.U. LILLE 1



0 030 135919 0

A ma famille
et
à tous ceux qui me sont chers

AVANT-PROPOS

Ce travail a été effectué au sein du Laboratoire "Mesures Automatiques" du Centre de Recherche Science des Matériaux & Techniques de Construction (CRESMAT) de l'Université de Lille 1.

Monsieur le Professeur THERY m'a confié le thème de cette étude. Je tiens à lui exprimer toute ma reconnaissance pour ses orientations, ses conseils précieux et la part active qu'il a eue dans l'aboutissement de ce travail et l'honneur qu'il me fait de présider le jury de cette thèse.

Il m'est agréable de rappeler l'aide que m'a toujours prodiguée Monsieur le Professeur LEBRUN pour m'initier aux méthodes de mesure thermique en régime variable. Je suis très sensible à sa présence dans ce jury.

Je remercie également Monsieur DUTHOIT, Maître-Assistant au Département de Génie Civil de l'I.U.T. de Béthune, pour son amicale collaboration, et en particulier, pour son aide dans le traitement des mesures "in situ".

Je suis très honoré par la présence de :

- . Monsieur MAHIEU G., Professeur à l'Université de Lille I,
- . Monsieur GELIN P., Professeur à l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications de Bretagne à Brest

Je les remercie vivement d'avoir bien voulu juger cette thèse.

Je remercie également Monsieur QUENARD D. du C.S.T.B. de Grenoble et Monsieur DEMONT J. du C.E.T.E. de Lille pour avoir accepté de faire partie du Jury.

Je ne saurais oublier d'exprimer ma reconnaissance à tous mes collègues, chercheurs du Laboratoire, pour la sympathie qu'ils m'ont témoignée et particulièrement Monsieur D. LECLERCQ pour son aide amicale.

Mes sincères remerciements à Mademoiselle LARIDAN qui a dactylographié ce manuscrit.

Enfin, je remercie tout le personnel qui a assuré avec beaucoup de gentillesse l'impression de ce document.

S O M M A I R E



INTRODUCTION	1
<u>CHAPITRE I</u>	
I Analyse des échanges radiatifs et convectifs sur la surface d'une paroi opaque.....	
I - 1 - 1 Application des fluxmètres Thermiques à la caractérisation d'échanges radiatifs.....	4
I - 1 - 2 Absorption et émission de rayonnement.....	5
I - 1 - 3 corps noir et corps gris	6
I - 1 - 4 Emission du corps noir	6
I - 1 - 5 Emittance.....	7
I - 1 - 6 Loi de PLANCK	8
I - 1 - 7 Loi de STEFAN-BOLTZMAN	8
I - 1 - 8 Corps non noir	9
I - 1 - 9 Emissivité des matériaux	10
I - 1 -10 Ordre de grandeur de l'émissivité de quelques matériaux	11
I - 1 -11 Mesure de l'émissivité d'un matériau	12
I - 2 - Dispositif expérimental	14
I - 3 - 1 Echanges thermiques sur la surface d'une paroi opaque.....	17

I - 3 - 2	Paroi soumise à un rayonnement en provenance d'une source à température élevée.	20
I - 3 - 3	Dispositif expérimental.	21
I - 4 -	Perturbation sur les mécanismes de transfert par rayonnement apportée par la face d'un fluxmètre.	24

CHAPITRE II

II	Application à l'analyse des échanges thermiques dans une lame d'air en régime variable.	
II - 1 - 1	Représentation de la relation flux thermique - différence de température dans une lame d'air. (1).	28
II - 1 - 2	Caractéristiques thermiques du dispositif expérimental.	30
II - 1 - 3	Mesures de résistance en régime permanent.	32
II - 1 - 4	Régime variable.	34
II - 1 - 5	Caractéristiques des capteurs utilisé-s.	35
II - 1 - 6	Mesures de la résistance et de la capacité thermique.	36
II - 2 - 1	Lames d'air en régime permanent.	38
II - 2 - 2	Etude en régime des variations rapides.	40
II - 2 - 3	Application aux lames d'air.	44
II - 2 - 4	Application à l'analyse des résultats expérimentaux.	45

CHAPITRE III

III	Etude des relations fonctionnelles flux mesuré-température de surface et flux absorbé-température de surface.....	
III - 1 - 1	Analyse de la relation flux absorbé-température de surface en régime variable.	47
III - 1 - 2	Analyse de la relation puissance dissipée en surface-température de surface en régime variable.....	49
III - 1 - 3	Application de l'analyse par corrélation à l'analyse de la relation fonctionnelle flux absorbé-variation de température de surface.....	51
III - 1 - 4	Application de l'analyse fréquentielle à la simulation des variations en fonction du temps de $\Psi_a(t)$ et $\theta(t)$	53
III - 1 - 5	Application à l'analyse des résultats expérimentaux	56
III - 2 -	Dispositif expérimental.	57
III - 3 -	Traitement de sollicitations rapidement variables dans le temps.....	60

CHAPITRE IV

IV	Les mesures différentielles de flux et de température appliquées à la séparation des échanges par rayonnement et par convection.....	
VI - 1 - 1	Représentation des échanges thermiques par rayonnement sur la surface d'une paroi.....	64
IV - 1 - 2	Vérification expérimentale	73
IV - 1 - 3	Relation température-Flux.....	77

IV - 2	Application des mesures de flux et de température à la séparation des échanges par rayonnement des échanges par convection.....	81
IV - 2 - 1	Resultats expérimentaux.....	86
CONCLUSION.....		88

C H A P I T R E S I et II

NOTATION UTILISEE

- λ : Longueur d'onde
- ds : Elément de surface
- Ω : Angle solide
- $d\Phi$: Elément de flux rayonné
- β, γ : Angles directeurs
- \vec{e} : Direction moyenne de l'élément $d\Omega$
- L : Luminance
- M : Emmittance
- T : Température
- σ : Constante de Stefan
- α : Facteur d'absorption
- τ : Facteur de transmission
- ε : Emissivité
- Φ : Flux de conduction
- Φ_c : Flux échangé par convection
- T_a : Température d'air
- T_s : Température de surface
- hc : coefficient d'échange par convection
- Φ_r : Flux échangé par rayonnement
- T_m : Température moyenne
- T_i : Température de la paroi i
- f_{ij} : Facteur de forme (surface i - surface j)
- Φ_{i0} : Puissance émise par une source à haute température
- Φ_a : Flux absorbé

C H A P I T R E S I I I e t I V

- les variations de température sont notées : θ
 - Les variations des flux thermiques sont notées : Ψ
- $\Delta\theta$: Est la différence entre la température θ_1 de la surface de forte émissivité et la température θ_2 de la surface de faible émissivité.
- $\Delta\Psi$: Est la différence entre le flux thermique Ψ_1 mesuré par le capteur de flux de forte émissivité et le flux thermique Ψ_2 mesuré par le capteur de flux de faible émissivité.
- Sur les représentations graphiques les flux sont exprimés en $|W/m^2|$ (notation utilisée $|W|$)

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

Les travaux récents du Laboratoire de Mesures Automatiques (C.R.E.S.M.A.T.) ont montré l'intérêt des méthodes de la théorie des systèmes pour modéliser les transferts thermiques dans les parois homogènes en régime variable | 9 | , | 12 | , | 17 |. L'objectif de ce travail est d'étendre le domaine d'application des méthodes de traitement des mesures de flux et de température de surface, à l'analyse des échanges par rayonnement sur la surface d'une paroi opaque. Les lois physiques concernant l'émission, la réflexion, l'absorption et la transmission du rayonnement thermique sont rappelées dans la première partie. Ces rappels montrent l'intérêt des fluxmètres thermiques pour la mesure du flux absorbé par une paroi d'émissivité ϵ et de détecteurs thermiques de rayonnement, pour la mesure du flux thermique réfléchi et de l'émission propre de la paroi. Si l'on considère maintenant la configuration expérimentale classique d'une paroi, en contact avec le milieu fluide ambiant généralement en mouvement, il y a échange thermique par rayonnement et convection, et le fluxmètre thermique, disposé sur la paroi, fournit une information représentative des échanges par rayonnement et convection, quelque soit le détail de la configuration expérimentale étudiée. L'analyse des transferts thermiques dans une lame d'air vérifie ces considérations aussi bien en régime variable qu'en régime permanent. Pour les faibles épaisseurs, la résistance est due essentiellement à la conductivité de l'air, alors que pour les épaisseurs plus importantes, l'effet des échanges par convection n'est plus négligeable.

L'objet de la troisième partie est l'analyse des échanges dans un système beaucoup plus complexe puisqu'il

s'agit de la surface d'une paroi échangeant de l'énergie avec le milieu ambiant:

- par convection (naturelle ou forcée)
- par rayonnement avec les autres parois à températures voisines.
- par rayonnement avec des sources de température élevée.

La relation fonctionnelle flux absorbé-température de surface peut être analysée de façon simple en introduisant le concept d'admittance thermique d'entrée. Cette démarche est particulièrement fructueuse, puisqu'elle conduit naturellement à l'utilisation de la théorie des systèmes, et en particulier au traitement par corrélation pour l'analyse de la relation entre ces grandeurs dans le domaine fréquentiel. Ces méthodes de traitement sont générales et ont été appliquées à une grande diversité de configurations expérimentales.

De la même façon, nous avons pu vérifier que la température de surface était déphasée par rapport au flux thermique en provenance des sources ^{à température} élevée, ce déphasage peut être interprété à l'aide d'une modélisation dans laquelle les échanges avec le milieu ambiant sont caractérisés par une relation de proportionnalité flux échangé-élévation de température de surface.

Cette analyse montre que le flux absorbé par une paroi est représentatif des échanges par convection et rayonnement, quelque soit l'évolution considérée.

La dernière partie montre l'intérêt de la mesure différentielle des flux absorbés par des capteurs recouverts de films d'émissivités différentes pour séparer les deux

les deux types d'échanges. La mesure différentielle des flux et températures de surface permet la caractérisation des échanges avec le milieu ambiant, lorsque la température de la surface de faible émissivité ne varie pas de façon significative .

Le concept de température équivalente est introduit pour représenter les échanges en présence de rayonnement.

Pour obtenir une information représentative des variations de température équivalente, un capteur de température a été placé au centre d'une sphère noircie, de façon à ce que la température mesurée dépende à la fois de la température d'air et de la température radiante. Une bonne corrélation a été observée entre les mesures différentielles de flux et la mesure différentielle entre les écarts température équivalente-température de surface.

- I -

**ANALYSE DES ECHANGES RADIATIFS
ET CONVECTIFS SUR LA SURFACE
D'UNE PAROI OPAQUE.**

**I - 1 - 1 APPLICATION DES FLUX-METRES THERMIQUES A LA
CARACTERISATION D'ECHANGES RADIATIFS.**

Ce chapitre traite principalement des problèmes posés par la mesure des échanges thermiques par rayonnement, entre un système et des sources de rayonnement de température plus ou moins élevée. Nous considérons essentiellement, dans cette première partie, une paroi soumise à la fois à des sources énergétiques de température élevée (Lampes infrarouges) d'une part, à des sources de températures voisines (autres parois), et à des échanges par convection d'autre part.

L'expérimentation est réalisée de façon à montrer l'intérêt de mesurer le flux thermique absorbé, et de déterminer le flux incident rayonné lorsque l'on connaît le pouvoir émissif du capteur de flux.

La première partie rappelle, de manière simple, certaines propriétés radiatives des surfaces, ainsi que les lois de base régissant les phénomènes d'échange par rayonnement entre deux systèmes.

I - 1 - 2 ABSORPTION ET EMISSION DE RAYONNEMENT

La matière émet et absorbe en permanence du rayonnement électromagnétique ; le processus d'émission est lié à l'agitation moléculaire interne de la matière, génératrice de transitions radiatives pour les particules élémentaires porteuses de charges électriques. Le phénomène d'absorption du rayonnement par la matière résulte du processus inverse. L'absorption est plus ou moins sélective en longueur d'onde, suivant le milieu mis en cause. Le spectre électromagnétique est divisé en un certain nombre de régions données par le tableau de la figure (1). [19]

λ en [μm]	10^{-7}	Rayons cosmiques	10^{21}	λ en [mm]	1	Ondes ultra-courtes [3]	10^{11}	
	10^{-6} 10^{-5}	Rayons γ	10^{20}		10 10 ²		10^{10}	
	10^{-4} 10^{-3}	Rayons X	10^{19} 10^{18}	λ en [m]	1	Ondes radio	FM PO MO	10^9 10^8 10^7
	10^{-2} 10^{-1}	Ultraviolet	10^{17} 10^{16}		10 10 ²		GO	10^6
	1	Visible (0,38 à 0,76 [μm])	10^{15}	λ en [km]	1	Très basses fréquences		10^5
	10	Infrarouge Proche	10^{14}		10 10 ² 10 ³			10^4 10^3 10^2
	10^2	Infrarouge Lointain	10^{13}					
					Longueur d'onde λ	Fréquence en [Hz] f		

Fig(1)

Le domaine de longueur d'onde concerné par les radiations thermiques va de (l'ultra-violet $\lambda \simeq 0,1 \mu\text{m}$ à l'infra-rouge lointain $\lambda \simeq 1\,000 \mu\text{m}$). Cependant la plupart des applications courantes se situent dans un domaine plus étroit. [$2 \mu\text{m}$... $100 \mu\text{m}$] .

I - 1 - 3 CORPS NOIR ET CORPS GRIS

Le problème de l'émission thermique des solides est référencié à la notion de corps noir, défini comme l'objet capable d'absorber totalement tout rayonnement incident quelle que soit sa longueur d'onde ; il s'agit du corps idéal, dit radiateur parfait. L'émission spectrale du corps noir est décrite par la loi de Planck établie à partir de considérations de thermodynamique statistique.

I - 1 - 4 Emission du corps noir

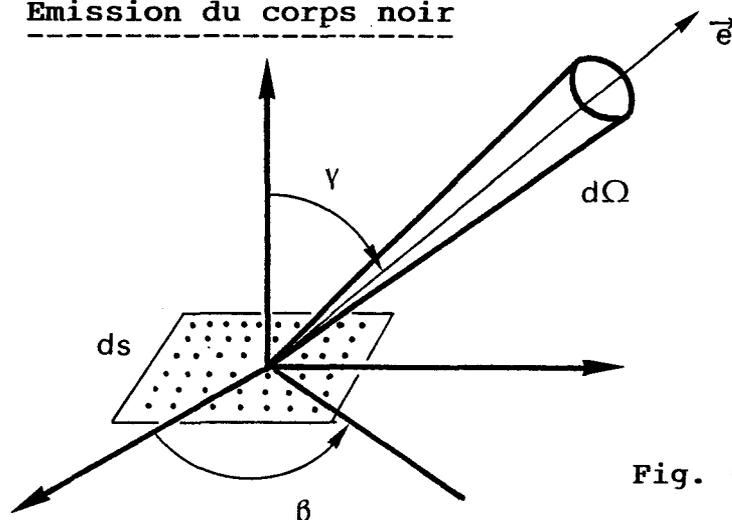


Fig. (2)

Le flux d'énergie radiative $d\Phi$ émis dans un angle solide $d\Omega$ de direction moyenne \vec{e} par un élément de surface ds est :

$$d^2\Phi = L' \cos(\gamma) \cdot d\Omega \cdot ds \quad \text{pour le rayonnement total}$$

$$d^3\Phi_\lambda = L'_\lambda \cos(\gamma) d\Omega ds d\lambda \quad \text{pour les radiations centrées}$$

sur $(\lambda, \lambda + d\lambda)$.

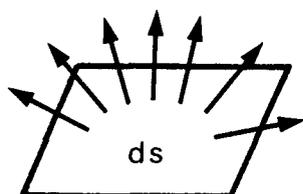
L'indice (') signifie que L dépend de la direction \vec{e} ; L' est la luminance totale, elle dépend de la température T , de

la direction moyenne $\vec{e}(\theta, \gamma)$ et de la nature physique et géométrique de la surface (et de λ pour L'_λ). Lorsque l'émission est isotrope, L et L_λ sont indépendants de \vec{e} (c'est le cas des corps noirs).

I - 1 - 5 EMITTANCE

Le flux d'énergie radiative émis par un élément ds dans toutes les directions est (émission hémisphérique)

Fig (3)



$$d\Phi = M ds \quad \text{pour le rayonnement total}$$

$$d^2\Phi = M_\lambda ds d\lambda \quad \text{pour le rayonnement centré sur } [\lambda, \lambda + d\lambda]$$

M est l'émittance totale de la surface. Elle dépend de T , de la nature physique et de l'état géométrique de la surface (et de λ pour M_λ).

I - 1 - 5' RELATION ENTRE L et M

$$\text{On a} \quad M = \int_{\Omega = 2\pi} L' \cdot \cos \gamma \cdot d\Omega$$

$$M_\lambda = \int_{\Omega = 2\pi} L'_\lambda \cdot \cos \gamma \cdot d\Omega$$

Lorsque l'émission est indépendante de la direction (émission isotrope), $L' = L$ on a :

$$M = \pi L$$

$$M_\lambda = \pi L_\lambda$$

I - 1 - 6 LOI DE PLANCK

Elle donne la luminance spectrique du corps noir.

$$L^{\circ}_{\lambda} = C_1 \cdot \frac{\lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1} \quad \text{L'indice } (^{\circ}) \text{ est relatif au corps noir.}$$

d'où l'on déduit l'émittance spectrique

$$M^{\circ}_{\lambda} = \pi L^{\circ}_{\lambda} .$$

$$\begin{aligned} \text{avec } C_1 &= 11,907 \times 10^{-17} \text{ |Wm}^2\text{/sr|} \\ C_2 &= 1,438 \times 10^{-2} \text{ |mK|} \end{aligned}$$

C'est la puissance rayonnée par unité de surface de corps noir et par unité de longueur d'onde. Suivant la gamme de longueur d'onde considérée, deux expressions approchées peuvent être utilisées :

a) Pour les Courtes "longueurs d'onde, λT est petit, on utilise l'approximation de WIEN :

$$L^{\circ}_{\lambda} = C_1 \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T}$$

b) Pour les grandes longueurs d'onde, λT est grand on utilise on utilise l'approximation de RAYLEIGH :

$$L^{\circ}_{\lambda} = \frac{C_1 T}{C_2 \lambda^4}$$

I - 1 - 7 LOI DE STEFAN BOLTZMAN

$$M^{\circ} = \sigma T^4 \quad \text{avec } \sigma = 5,68 \times 10^{-8} \text{ |W/ m}^2\text{. K}^4\text{|}$$

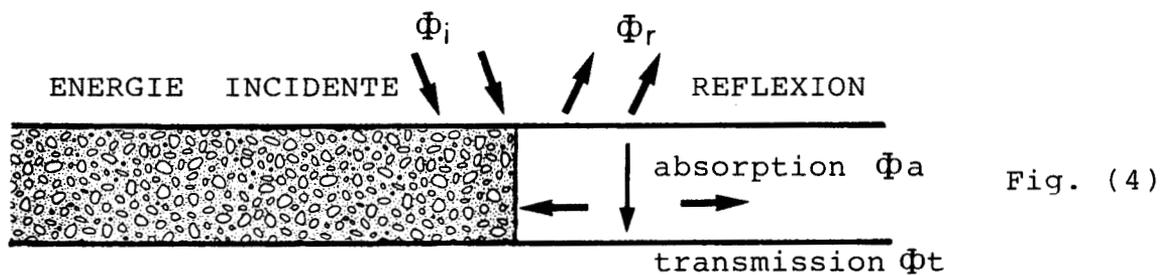
L'énergie totale émise croît selon la puissance quatrième de T, d'où l'importance du rayonnement à haute température.

I - 1 - 8 CORPS NON NOIR

L'émission d'un tel corps est donnée par référence à l'émission du corps noir : $M = \epsilon \sigma T^4$.

Les corps non-noirs n'absorbent qu'une fraction a du rayonnement incident, réfléchissant la partie ρ et transmettant la partie τ . Ces divers facteurs dépendent de la longueur d'onde.

Considérons un tel corps, soumis à un certain rayonnement incident. Lorsque l'équilibre thermodynamique de ce système est satisfait, en raison du principe de conservation, l'énergie restituée au milieu extérieur par rayonnement, réflexion, ou transmission, doit être égale à l'énergie emmagasinée par absorption. |1|



avec $a(\lambda) = \frac{\Phi_a}{\Phi_i}$: facteur d'absorption

$\rho(\lambda) = \frac{\Phi_r}{\Phi_i}$: facteur de réflexion

$\tau(\lambda) = \frac{\Phi_t}{\Phi_i}$: facteur de transmission

La conservation de l'énergie impose :

$$a(\lambda) + \rho(\lambda) + \tau(\lambda) = 1$$

LOI DE KIRCHOFF

Elle relie les facteurs d'émission et d'absorption. Pour un corps donné en équilibre thermique, pour chaque surface du corps, le facteur monochromatique d'émission $\varepsilon(\lambda)$ est égal au facteur monochromatique d'absorption $\alpha(\lambda)$

$$\varepsilon(\lambda) = \alpha(\lambda)$$

CAS PARTICULIERS

Corps opaques	$\tau(\lambda) = 0$ et	$\varepsilon(\lambda) + \rho(\lambda) = 1$
Corps brillants	$\rho(\lambda)$ grand et	$\varepsilon(\lambda)$ presque nul
Corps noirs	$\varepsilon(\lambda) = 1$	$\rho(\lambda) = \tau(\lambda) = 0$

CORPS GRIS

Une approximation, souvent faite dans les calculs de transfert de chaleur par rayonnement, est celle des surfaces grises à émission isotrope. Le seul paramètre ε suffit à caractériser les propriétés radiatives de la surface. ε a une valeur constante, quelle que soit la longueur d'onde, $\varepsilon(\lambda) = \text{constante}$, $\rho(\lambda) = \text{constante}$.

I - 1 - 9 EMISSIVITE DES MATERIAUX

L'émissivité spectrique $\varepsilon(\lambda)$ d'une surface est définie comme le rapport entre l'émittance spectrale de cette surface et l'émittance du corps noir à la même température.

$$\text{soit } \varepsilon(\lambda) = \frac{M_\lambda}{M_\lambda^0}$$

C'est une fonction qui dépend de la longueur d'onde, de la direction d'observation par rapport à la surface, et de la température de cette surface. | 8 |

I - 1 - 10 ORDRE DE GRANDEURS D'EMISSIVITE DE QUELQUES MATERIAUX

MATERIAU	TEMPERATURE EN ° C	EMISSIVITE TOTALE NORMALE
- Aluminium poli	0 100	0,03 0,05
- Cuivre poli	100	0,03
- Noir de fumée	20	0,95
- Papier blanc	20	0,93
- Bois	20	0,90
- Verre poli	20	0,94
- Peau humaine	32	0,98
- Béton	20	0,92
- Brique rouge	20	0,92
- Plâtre	20	0,91



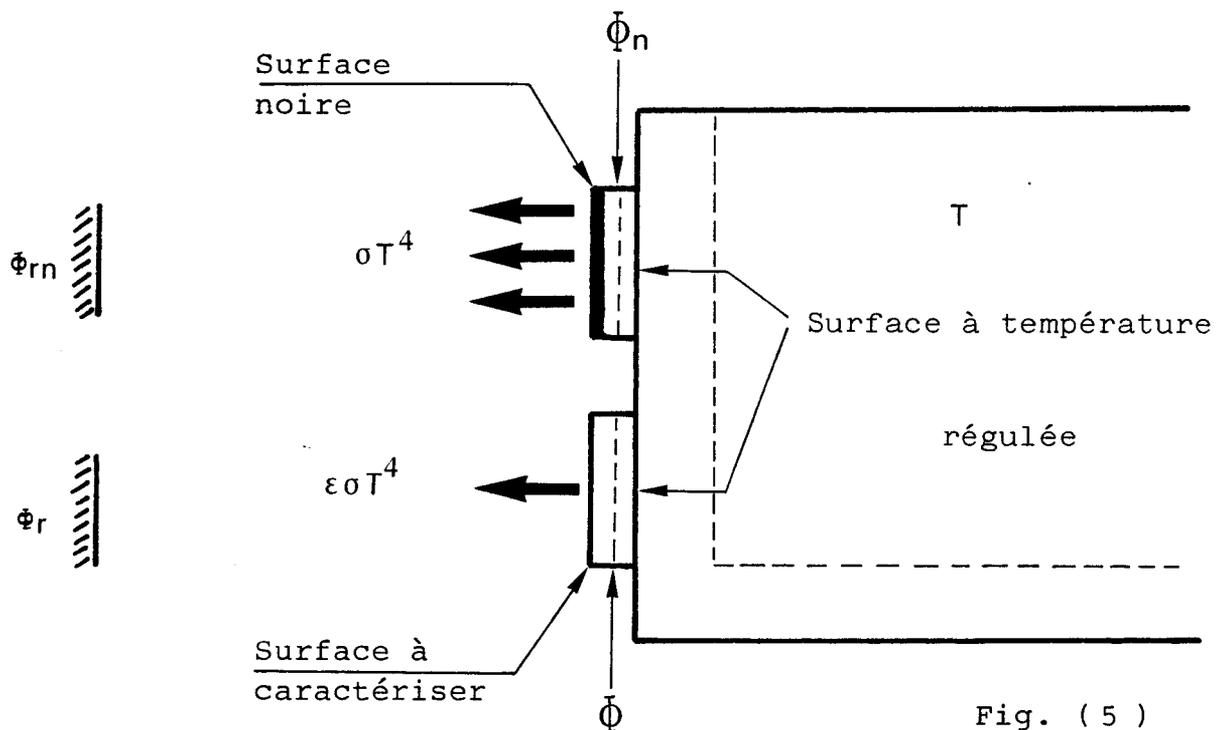
Ref 111

I - 1 -11 MESURE DE L'EMISSIVITE D'UN MATERIAU

Par définition, l'émissivité d'une surface peut être atteinte par la mesure directe du rayonnement qu'elle émet ou absorbe, comparée au rayonnement émis ou absorbé par le corps noir à la même température. Compte tenu des définitions rappelées dans la partie précédente, il y a deux façons de mesurer l'émissivité d'une surface par rapport à celle d'une surface noircie:

-évaluer le rapport des rayonnements émis par une surface noire et par la surface à caractériser. Fig(5)

-évaluer le flux thermique absorbé par ces mêmes surfaces. Fig(6)



$$\varepsilon = \frac{\Phi_r}{\Phi_{rn}} \quad \text{dans une direction} \quad , \quad \varepsilon = \frac{\dot{\Phi}_a}{\dot{\Phi}_{na}}$$

Cette relation montre l'intérêt des mesures de flux pour l'évaluation des émissivités de revêtements de faible épaisseur appliqués à l'aide d'un adhésif sur la surface

du capteur de flux thermique. La mesure de l'émissivité de films très minces (appliqués sur les surfaces des capteurs de flux) peut être réalisée à l'aide d'un cube dit de LESLIE. Une thermopile (dite de Mole) est utilisée pour mesurer les radiations réfléchies ou émises par une surface à la température T . Pour valider cette méthode de mesure, nous avons préalablement réalisé l'étalonnage en vérifiant la valeur de la constante de Stéfán, (résultat présenté en annexe).

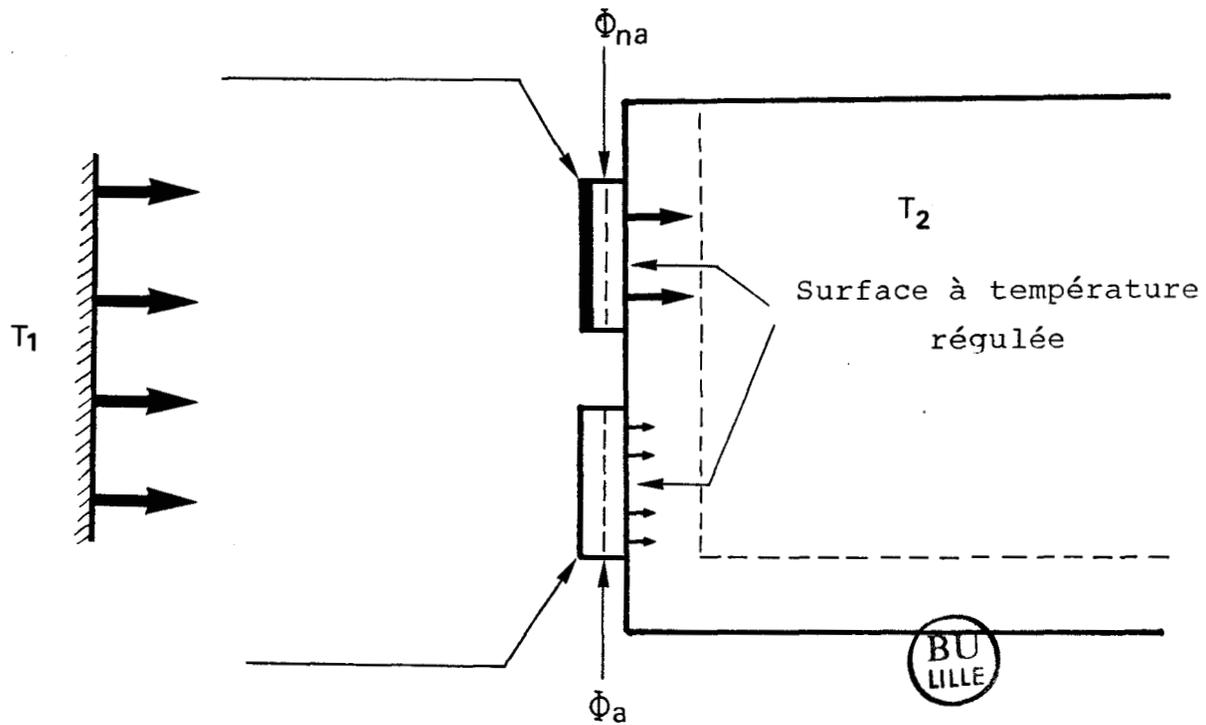


Fig. (6)

I - 2 - 1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL

La figure (7) représente le schéma de principe de l'installation expérimentale. Nous distinguons un cube (dit de LESLIE) creux, en laiton, de 25 cm. d'arête ; il est pourvu sur sa face supérieure d'une ouverture pour loger un thermomètre, et d'une autre pour maintenir un agitateur entraîné par un moteur électrique. Deux surfaces latérales sont en métal nu, l'une polie l'autre non polie. Les deux autres sont laquées, l'une en blanc, l'autre en noir. Le cube contient un élément chauffant maintenant le contenu d'eau à température constante à l'aide d'un dispositif régulateur.

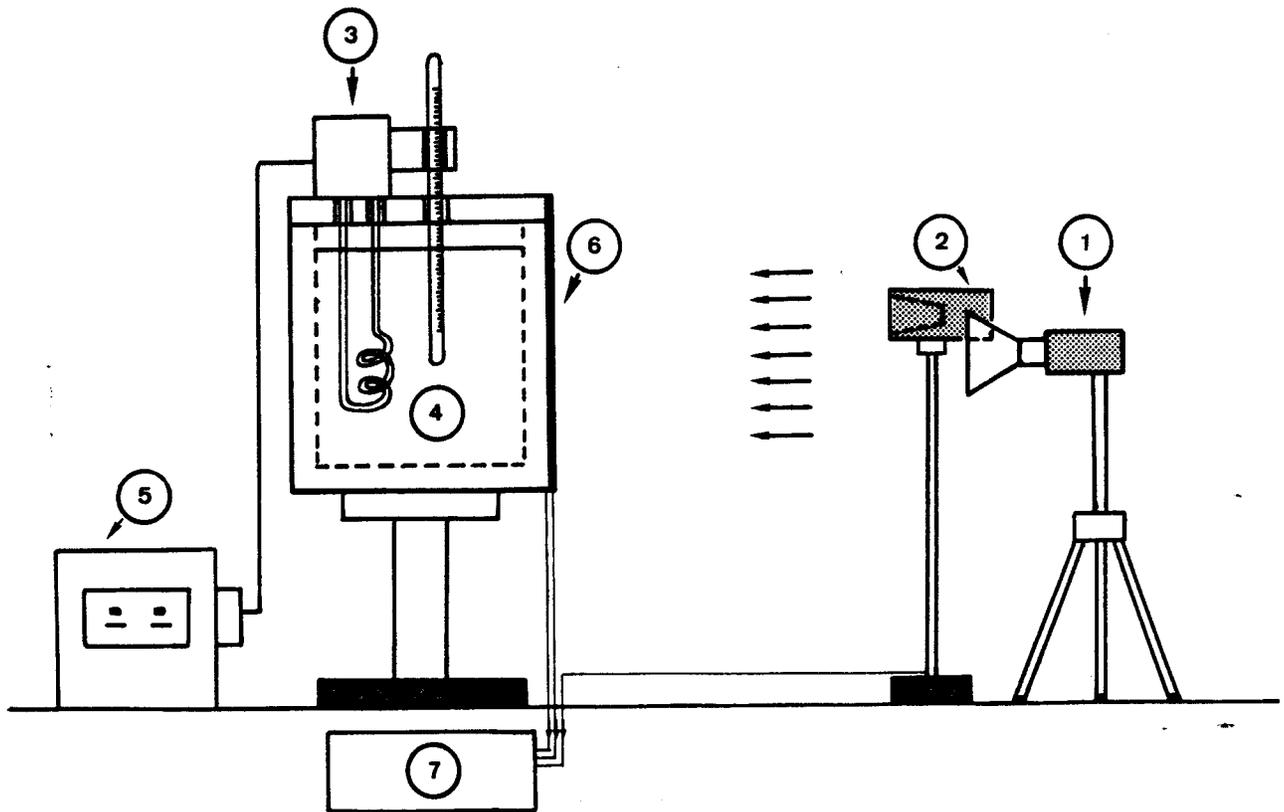
THERMOPILE

C'est un récepteur du type corps noir, susceptible de mesurer toutes les radiations émises par un corps noir dans le domaine thermique. Il renferme, sur une surface de 10 mm de diamètre, 16 thermoéléments en constantan manganine, disposés linéairement, soudés ensemble à l'argent, et passés sur leur surface interne au noir de fumée. La pile est logée dans un carter métallique au fond d'un pavillon conique ayant un angle de 22°.

CARACTERISTIQUES DE LA THERMOPILE

- sensibilité : 0, 16 $\mu\text{v}/\mu\text{w}$
- résistance interne : 10 Ω
- temps de réponse : $\approx 2 \text{ s}$

L'ensemble du dispositif expérimental est isolé du milieu extérieur afin d'éliminer les radiations "parasites" en provenance de l'extérieur et de rendre le résultat indépendant des conditions de mesure. En chauffant l'eau contenue dans le cube jusqu'à une température de 40°C, nous avons relevé en

MESURE DE L'EMISSIVITE D'UNE SURFACESCHEMA DE PRINCIPE DU DISPOSITIFEXPERIMENTAL

- ① Source de rayonnement
- ② Thermopile
- ③ Agitateur + Chauffage
- ④ Eau chaude
- ⑤ Dispositif régulateur
- ⑥ Surface traitée (Fluxmètre)
- ⑦ Table tracante

BU
LILLE

Fig. (7)

régime permanent les flux rayonnés par les quatre surfaces. La figure (8) représente le flux émis par chaque surface du cube. En se référant au rayonnement émis par la surface noire, on détermine alors l'émissivité des autres surfaces.

Fig. (8)	Surface noire	Surface blanche	Surface mate	Surface brillante
Φ émis par la surface en mw	0.516	0.5	0.226	0.06
émissivité (thermopile de Mole)	≈ 0.98	0.96	0.43	0.11

Une série de mesures identiques, faites à des températures voisines du 40°C, a donné pratiquement les mêmes valeurs des émissivités.

Cette expérience montre la possibilité de mesurer l'émissivité des films très minces, utilisés comme surface traitée des capteurs de flux en les collant soigneusement sur la face polie du cube auparavant porté à la température T ; puis on compare son rayonnement à celui de la surface noire. La mesure peut être réalisée directement sur les fluxmètres, en procédant de la même façon que pour les films très minces. Des essais sur des capteurs de flux à surface de cuivre ont donné des résultats différents suivant leur état de surface.

- fluxmètre de surface dite "brillante" : = 0,11
- fluxmètre de surface dite " oxydée" : = 0,75

Il faut remarquer que l'utilisation des fluxmètres provoque une oxydation plus ou moins importante et une élévation de leur émissivité au cours du temps.

Les considérations précédentes sont générales et peuvent être appliquées également à la mesure du flux absorbé par une surface soumise à un rayonnement.

I - 3 - 1 ECHANGES THERMIQUES SUR LA SURFACE D'UNE PAROI OPAQUE

Au niveau de la surface interne d'une paroi opaque, il y a deux types d'échanges :

- échanges par convection entre la paroi et l'air du local
- échanges par rayonnement entre la paroi et les autres parois du local, et en provenance des sources à température élevée.

Les échanges par convection sont représentés par la loi de NEWTON

$$\varphi_c = hc \cdot [T_a - T_s] \quad [W/m^2]$$

T_s température de surface

T_a température d'air.

hc coefficient de convection

φ_c densité de flux.

En ce qui concerne les échanges par rayonnement, il faut distinguer le rayonnement échangé avec les autres parois du local du rayonnement échangé avec les sources à températures plus élevées, tels les éléments chauffants. En ce qui concerne le rayonnement échangé entre parois, il est intéressant d'utiliser la notion de radiosité qui fait intervenir les différents facteurs de forme, les facteurs d'absorption et les températures de toutes les parois du local (meubles, occupants...). La plupart des parois ont, dans le domaine des températures courantes, des facteurs d'absorption élevés. Il est possible de limiter l'analyse des échanges à la transmission directe entre surfaces à températures différentes. L'utilisation de la linéarisation des écarts en température permet de représenter la densité de flux échangé par rayonnement entre la surface i et la surface s à la température T_s .

$$\Phi_{is} = a_i \cdot a_s \cdot \sigma \cdot f_{is} \cdot 4T_m^3 [T_s - T_i] \quad [W/m^2]$$

$$\sigma = 5,67 \times 10^{-8} [W/m^2 K^4] \quad (\text{constante de STEFAN})$$

T_m : température moyenne relative à l'échange

S : Surface

a_i, a_s : coefficients d'absorption

f_{is} : facteur de forme

Pour l'ensemble des parois du local, la densité de flux échangé avec la surface i est :

$$\Phi_{ray} = \sum_j a_i \cdot a_j \cdot \sigma \cdot f_{ij} \cdot 4T_m^3 [T_j - T_i]$$

$$\text{on note } hr = a_i \cdot a_j \cdot \sigma \cdot 4T_m^3$$

i indice représentatif de la paroi considérée

j indice représentatif des parois du local.

La sommation peut être simplifiée en considérant les observations suivantes:

T_m est constant dans un local .

les coefficients d'absorption des matériaux étant élevés (0,9), on peut se limiter à la sommation simple des échanges par rayonnement.

Pour $T_m = 17^\circ C$ le coefficient d'échange par rayonnement est sensiblement égal à (4,5 W/m².K).|3|

On peut également remarquer que le local constitue avec la surface étudiée une enceinte fermée. Aussi complexe que soit la géométrie des surfaces:

$$\sum_j f_{ij} = 1$$

$$\Phi_{ray} = hr \sum_j f_{ij} \cdot (T_j - T_i)$$

$\sum_j f_{ij} \cdot T_j$ est la température radiante relative à la paroi étudiée. Si cette température est notée T_{ri} , on obtient pour l'échange par rayonnement :

$$\Phi_{ri} = h_r \cdot [T_{ri} - T_i]$$

au total, les échanges par convection et rayonnement entre éléments soumis à une faible différence de température sont :

$$\Phi_i = \Phi_c + \Phi_r$$

$$\Phi_i = h_c [T_a - T_i] + h_r [T_{ri} - T_i]$$

Cette relation phénoménologique s'applique à la représentation des échanges dans une grande diversité de situations expérimentales. La circulation de l'air au voisinage de la paroi peut créer une convection forcée entre l'air et la surface. On utilisera alors la relation

$$\Phi'_c = h'_c [T_a - T_s]$$

I - 3 - 2 PAROI SOUMISE A UN RAYONNEMENT EN PROVENANCE D'UNE SOURCE A TEMPERATURE ELEVEE.

Considérons, pour simplifier, une paroi à température initialement uniforme T_0 soumise sur sa face ($x = 0$) à une source de rayonnement de température très supérieure à celle de la surface. L'air étant transparent à toutes les radiations thermiques, le flux de chaleur est en partie **absorbé par la surface** et en partie réfléchi dans l'air ambiant.

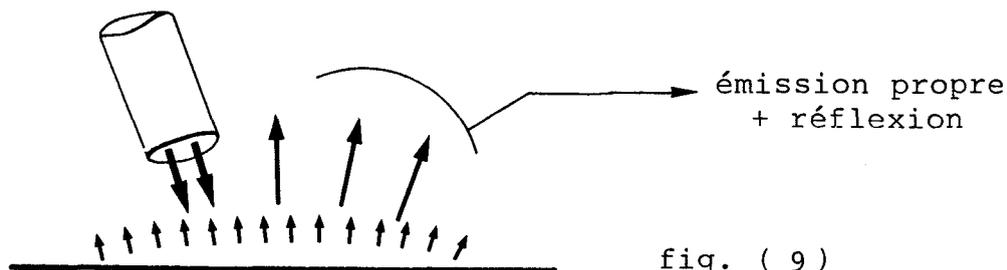
Le flux absorbé par la surface provoque une augmentation de température de surface T_s proportionnelle à son émissivité.

Pour une source de température T_1 , le flux d'énergie incident est :

$$\phi_i = \alpha \sigma [T_1^4 - T_s^4] \neq \alpha \sigma T_1^4$$

puisque $T_1 \gg T_s$

Le flux incident ϕ_i est en partie absorbé et en partie réfléchi.



Le rayonnement qui quitte une surface non noire comprend son émission propre et le rayonnement qui se réfléchit sur elle. La surface est caractérisée par son émissivité ϵ de laquelle on déduit l'absorptivité $\alpha = \epsilon$ et la réflectivité

$\rho = 1 - \alpha$. On suppose que la distribution du rayonnement émis par la surface est isotrope.

La radiosité de la surface est le flux surfacique radiatif qui quitte celle-ci dans toutes les directions. Une partie de ce flux radiatif peut être captée à l'aide d'une thermopile de Mole, sensible au rayonnement thermique.

Pour vérifier ces considérations nous avons mesuré le flux thermique entrant dans la paroi (noté Φ_a sur la courbe), le flux émis et réfléchi par la paroi (noté Φ_r). Le flux absorbé est transformé en chaleur sur la surface φ_i est évidemment égal à la somme de Φ_a et du flux échangé avec le milieu ambiant par rayonnement et convection.

I - 3 - 3 DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif expérimental est représenté par la figure (10) . La source de flux de rayonnement et la thermopile de Mole sont placées normalement à la surface de l'échantillon. A l'instant initial, l'ensemble échantillon-ambiance est en équilibre thermique ; puis, brusquement, on irradie la surface de la paroi à l'aide d'une lampe infrarouge (de 1 000 W de puissance). Le fluxmètre et la thermopile de Mole sont reliés directement à une table traçante.

La fig. (11) représente le flux absorbé par le plâtre, recouvert d'un fluxmètre thermique, dont la surface à été, soit noircie, soit recouverte d'une feuille de papier huilé ou d'une surface "cuivrée".

Il y a évidemment un maximum d'absorption pour la surface "noircie", l'absorption des autres surfaces étant proportionnelle aux émissivités des revêtements de surface;

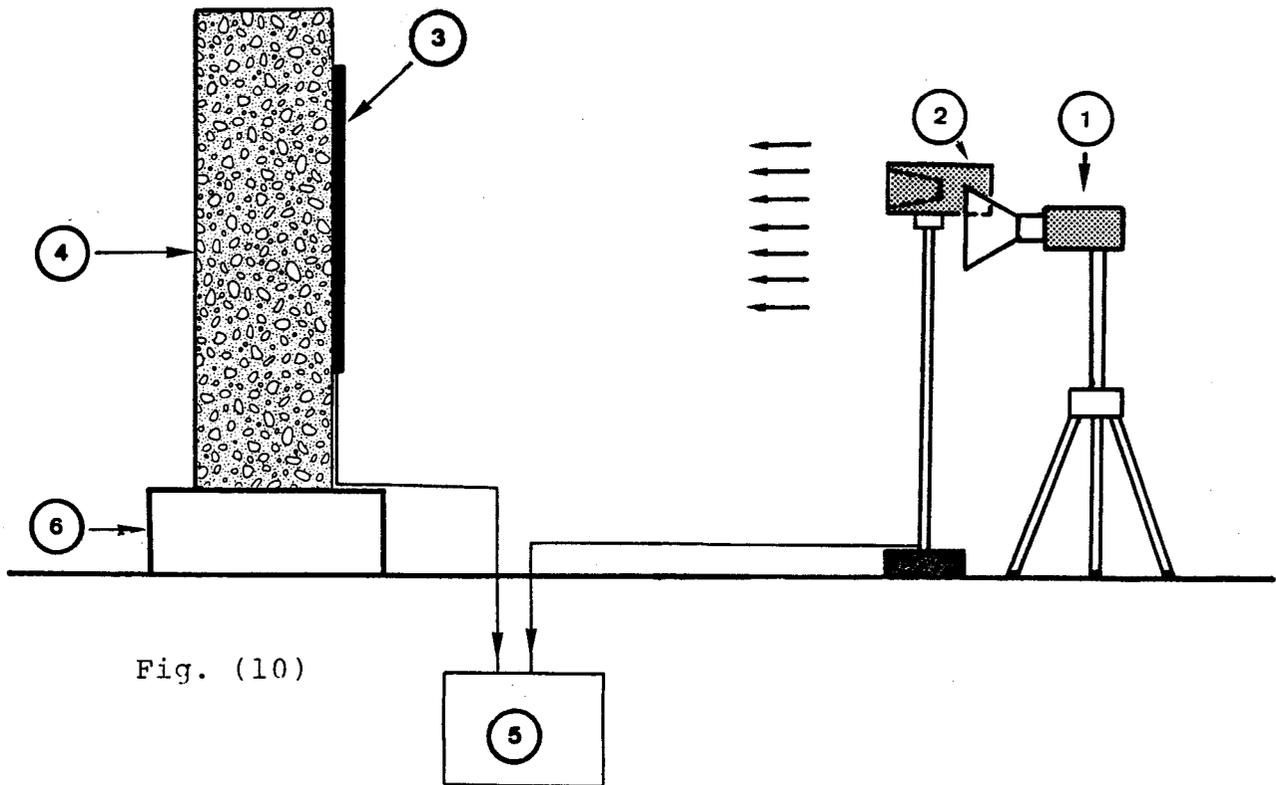
MESURE DES FLUX ABSORBE ET (REFLECHI + EMIS)EN FONCTION DU TEMPS

Fig. (10)

SCHEMA DE PRINCIPE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

- | | |
|---|-----------------------------|
| ① | Source de rayonnement |
| ② | Thermopile |
| ③ | Surface traitée (fluxmètre) |
| ④ | Echantillon |
| ⑤ | Table tracante |
| ⑥ | Support |

La variation du flux absorbé en fonction du temps est proportionnelle à l'élévation de la température de surface. Ces variations sont significatives pour la surface "noircie", et beaucoup plus faibles lorsque l'émissivité est plus faible (papier huilé, revêtement brillant).

Les courbes représentatives du flux thermique absorbé sont évidemment en relation avec les courbes représentant le flux énergétique détecté en provenance de la surface. De façon générale, les courbes, représentant en fonction du temps le flux détecté par la thermopile, peuvent être considérées comme représentatives de deux types d'échanges.

- l'émission de la surface proportionnelle à la variation de température.

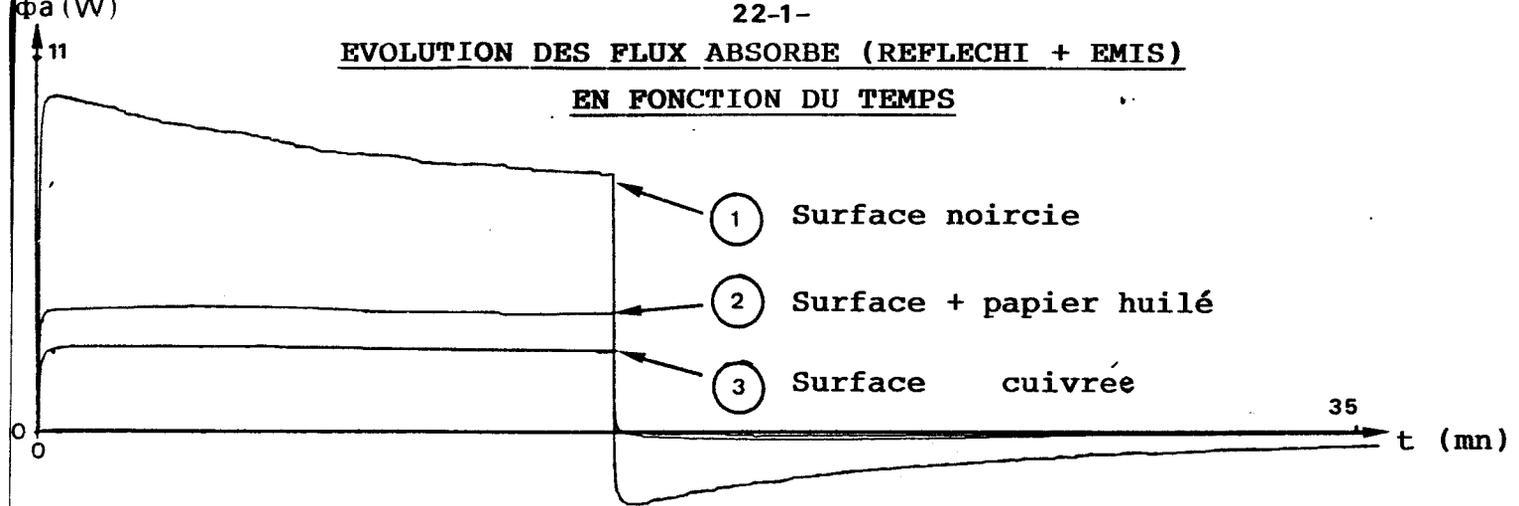
- La réflexion d'énergie.

Les flux détecté par la thermopile étant la somme du rayonnement réfléchi et de l'émission propre, seule l'émission propre subsiste lorsque l'on supprime le flux énergétique incident.

L'examen des courbes montre que le flux absorbé, lorsque la surface est soumise à un rayonnement "haute température", diminue en fonction du temps lorsque la surface du plâtre à été préalablement noircie. Cette variation en fonction du temps du flux absorbé est essentiellement due à l'élévation de la température de surface au-dessus d'une valeur de référence égale à celle du fluide ambiant. Cette remarque se justifie, puisqu'il y a inversion de la valeur mesurée du flux absorbé lorsque l'on supprime le rayonnement énergétique incident. Pour une surface recouverte d'un film d'émissivité plus faible (papier huilé ou cuivré), l'élévation de la température de surface ne modifie pas de façon appréciable la valeur du flux absorbé en fonction du temps ; elle est donc d'importance

EVOLUTION DES FLUX ABSORBE (REFLECHI + EMIS)

EN FONCTION DU TEMPS



PLATRE

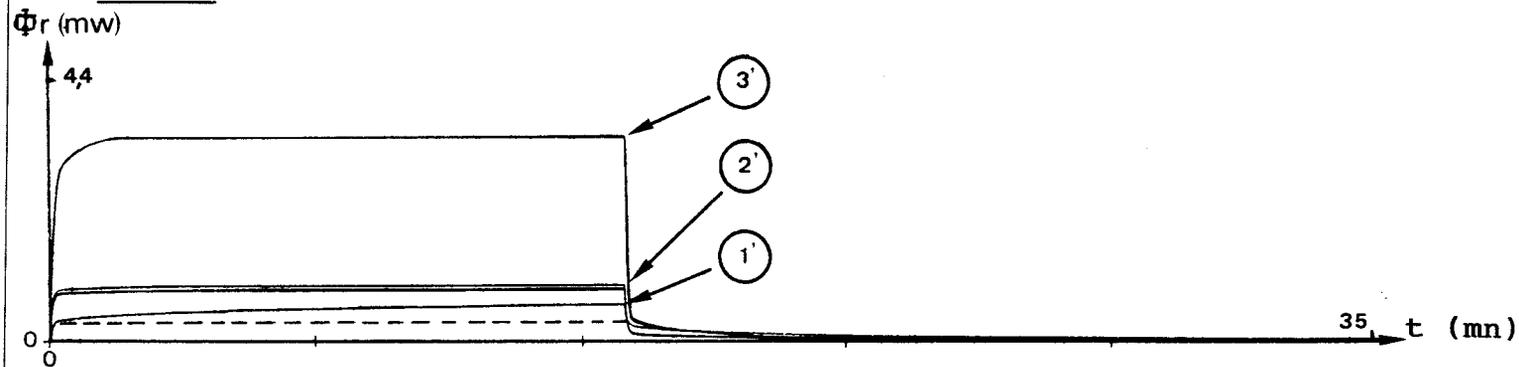


fig. (11)

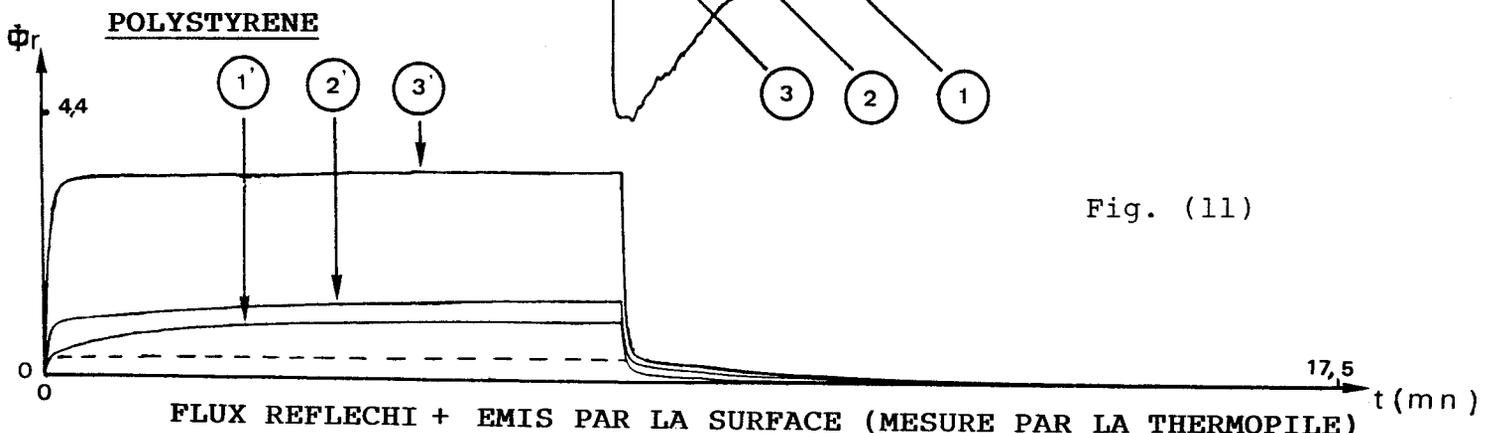
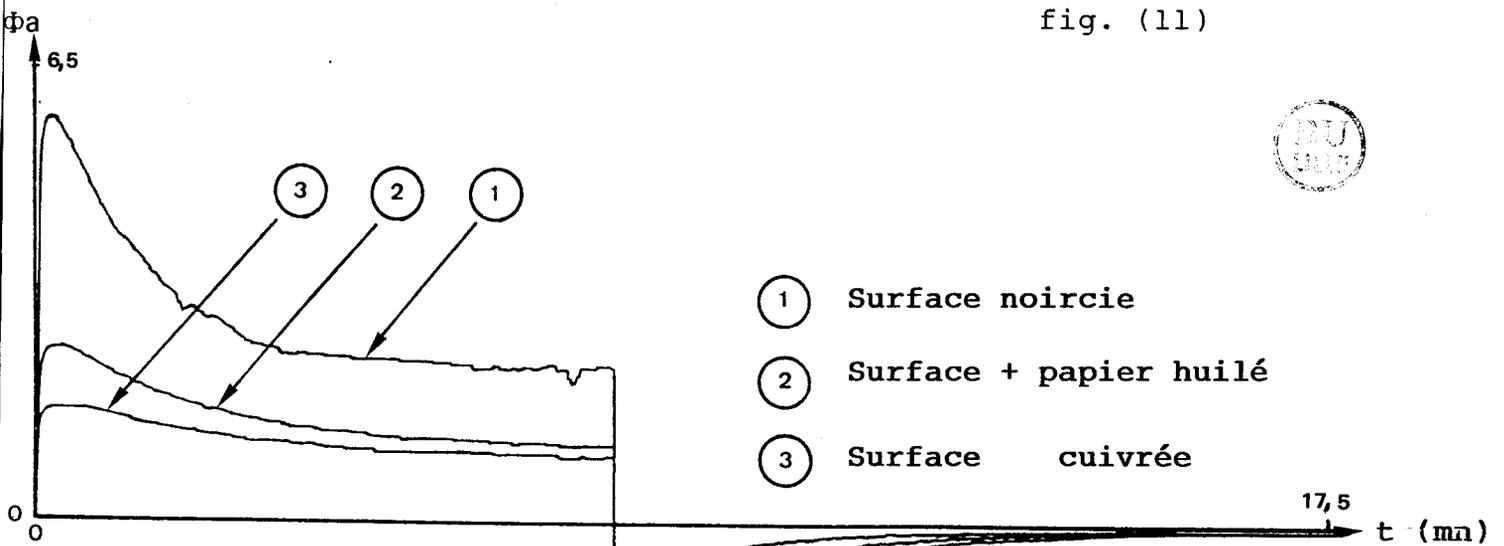


Fig. (11)

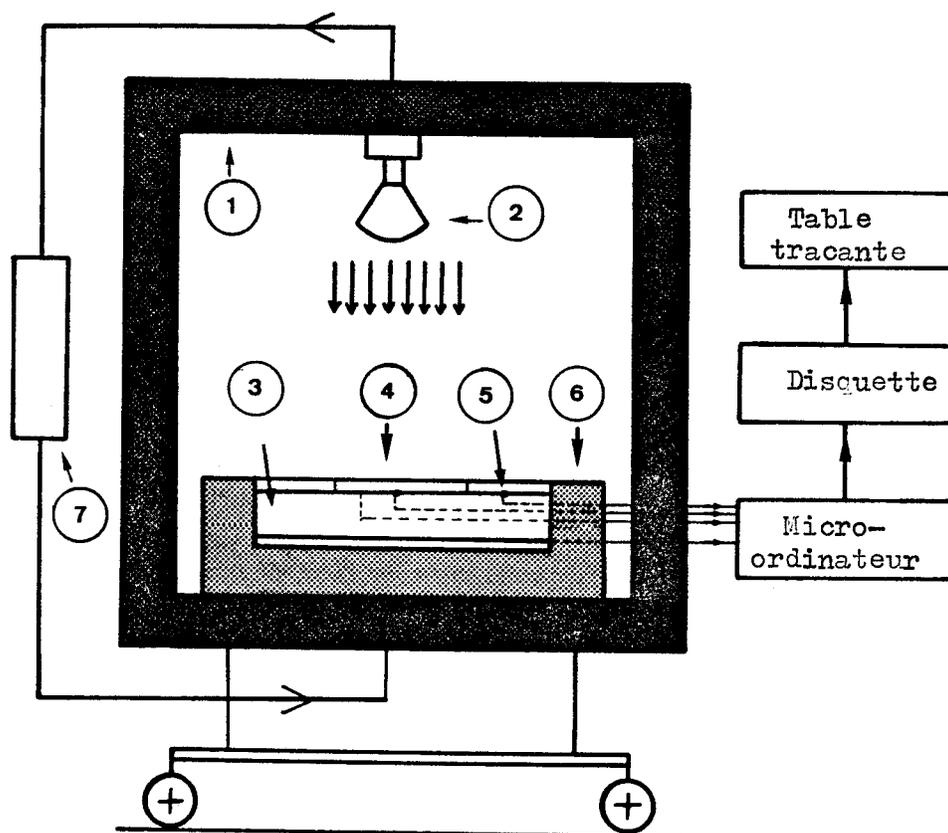
FLUX REFLECHI + EMIS PAR LA SURFACE (MESURE PAR LA THERMOPILE)

négligeable, et le flux échangé s'annule lorsque l'on supprime la puissance incidente.

Le flux détecté par la thermopile, égal à la somme du flux réfléchi et de l'émission propre de la surface, présente une variation rapide, lorsque la surface est soumise à une variation de flux incident à laquelle se superpose une variation plus lente, due à l'élévation de la température de surface. Cette émission est d'importance négligeable lorsque la surface est recouverte d'un papier "huilé" ou d'un revêtement "cuivré". Le flux énergétique réfléchi s'annule lorsque l'on supprime le flux énergétique incident, et le rayonnement détecté est alors dû à la seule émission propre de la surface.

La comparaison des courbes, représentant les rayonnements en provenance du plâtre et du capteur recouvert d'un papier huilé, tous deux soumis au même rayonnement, montre que la surface de la paroi de plâtre se comporte sensiblement comme une surface recouverte d'un papier "huilé".

Des résultats semblables ont été obtenus sur une paroi de polystyrène recouverte d'un fluxmètre thermique. Les phénomènes décrits précédemment sont amplifiés. Le flux absorbé dans la première phase diminue en fonction du temps, quelle que soit l'émissivité du film recouvrant le capteur. L'effet de l'augmentation de la température ne peut être négligé et il y a inversion du flux lorsque l'on supprime le rayonnement incident, quelle que soit la nature du revêtement de surface. Comme précédemment, le flux énergétique, détecté par la thermopile, est la superposition du flux énergétique réfléchi (à variation rapide et qui s'annule lorsque l'on supprime le flux incident) et d'une émission propre variable avec la température de surface, plus importante que dans le cas du plâtre.

PROCESSUS DE STOCKAGE-DESTOCKAGE DE CHALEURSCHEMA DE PRINCIPE DU DISPOSTIFEXPERIMENTAL

- ① Caisson climatique
- ② Lampe infra-rouge
- ③ Echantillon (Carreau de plâtre 25 X 25 cm.)
- ④ Capteur de flux
- ⑤ Thermocouple
- ⑥ Isolant
- ⑦ Système de climatisation

fig. (12)

I - 4 PERTUBATION SUR LES MECANISMES DE TRANSFERT PAR RAYONNEMENT APORTEE PAR LA FACE D'UN FLUXMETRE.

Les expériences précédentes ont permis de montrer que la température de surface d'une paroi recouverte d'un fluxmètre thermique était très différente de la température de surface avant la mise en place du capteur. Cet effet est d'importance négligeable lorsque la surface du capteur est semblable à celle de la paroi sur laquelle il est disposé. Il en résulte, lorsque les émissivités ne sont pas égales, l'apparition des différences de température sur la surface de la paroi et, de façon générale, le champ de température perturbé n'est plus monodimensionnel. En particulier, si la paroi supposée isolée sur sa face extérieure est soumise à une transformation cyclique : élévation de température, puis retour au niveau initial; le bilan des échanges avec le milieu ambiant n'est pas identiquement nul. Le fluxmètre introduit donc une erreur systématique qui peut être évaluée par un bilan énergétique sur la transformation cyclique.

Pour évaluer cette erreur systématique nous avons réalisé le montage expérimental de la figure (12). Un échantillon de plâtre, isolé sur toutes ses faces sauf une, est soumis à un rayonnement infra-rouge sur sa surface libre. La température de l'enceinte dans laquelle est disposée l'expérience est maintenue par un système de climatisation à température constante.

Dans l'expérience réalisée, la surface libre est soumise pendant une durée T_c à un flux énergétique incident de puissance Φ_{i0} en forme de créneau.

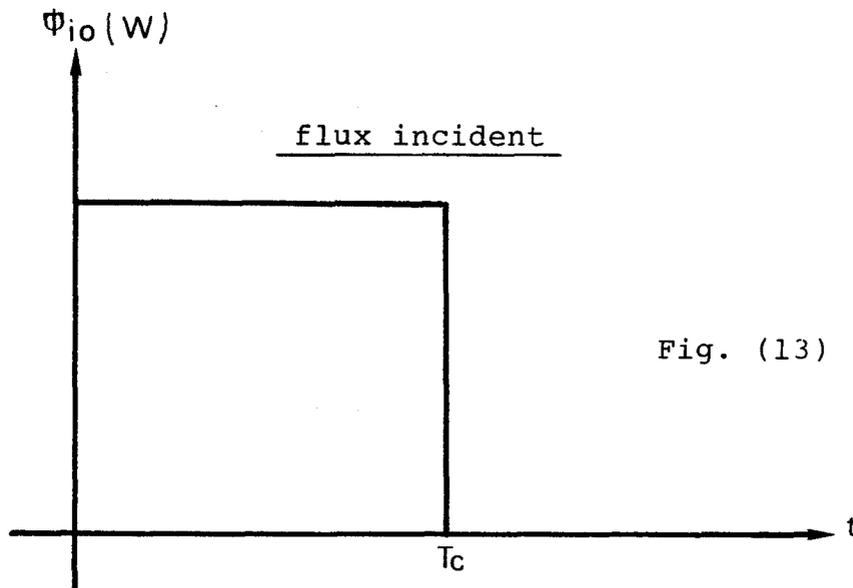


Fig. (13)

Soit Φ_{a1} , le flux absorbé par la paroi initialement en équilibre thermique entre 0 et T_c et Φ_{a2} , le flux restitué pendant la période $t > T_c$. L'échantillon étant isolé sur toutes ses faces, il y a conservation de l'énergie. Cette loi s'exprime par la relation :

$$\int_0^{T_c} \Phi_{a1} dt + \int_{T_c}^{\infty} \Phi_{a2} dt = 0$$

En pratique, la durée de l'expérience dépend de la constante de temps du système, puis de l'ambiance.

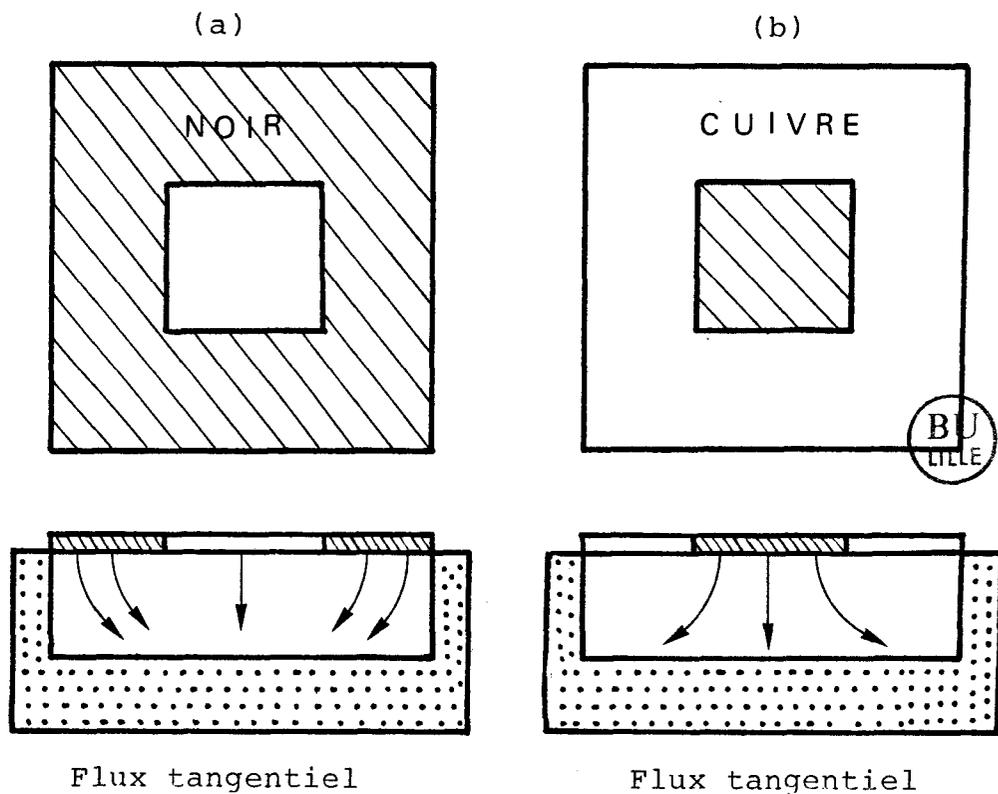
Lorsque la surface libre de l'échantillon est recouverte d'un fluxmètre de même dimension, la quantité de chaleur absorbée entre 0 et T_c est égale à la quantité de chaleur restituée lors du retour à l'équilibre. Dans ces conditions, le pourcentage d'énergie restituée défini par

$$b = \frac{\left| \int_{T_c}^{\infty} \Phi_{a2}(t) dt \right|}{\int_0^{T_c} \Phi_{a1}(t) dt} \quad \text{est égal à 1}$$

Les échanges sont monodimensionnels et la quantité de chaleur absorbée est intégralement restituée. Cette conclusion

reste valable lorsque le fluxmètre de dimension beaucoup plus faible que celle de la surface de l'échantillon est entouré "d'une garde" de même pouvoir émissif. fig. (15).

Ces conclusions ne restent pas valables lorsque les émissivités des films recouvrant les surfaces du fluxmètre et de la garde ne sont pas égales.



Fig;(14)

La figure (16) représente les variations de flux absorbé pendant les deux phases du processus pour les configurations (a) et (b). La durée de l'expérience a été choisie telle que le processus de chauffe par rayonnement ne dure que pendant $1/7$ de la durée d'observation. L'énergie est absorbée par rayonnement de façon inhomogène dans l'échantillon, et est ensuite restituée par convection lors de la phase de refroidissement. Dans ces conditions, le coefficient de restitution est égal à 77 % pour la configuration (b) et à 132 % pour la configuration (a). Cette erreur de mesure systématique est due à la déformation des lignes de flux, provoquée par la différence

EVOLUTION DU FLUX ABSORBE EN FONCTION DU TEMPS

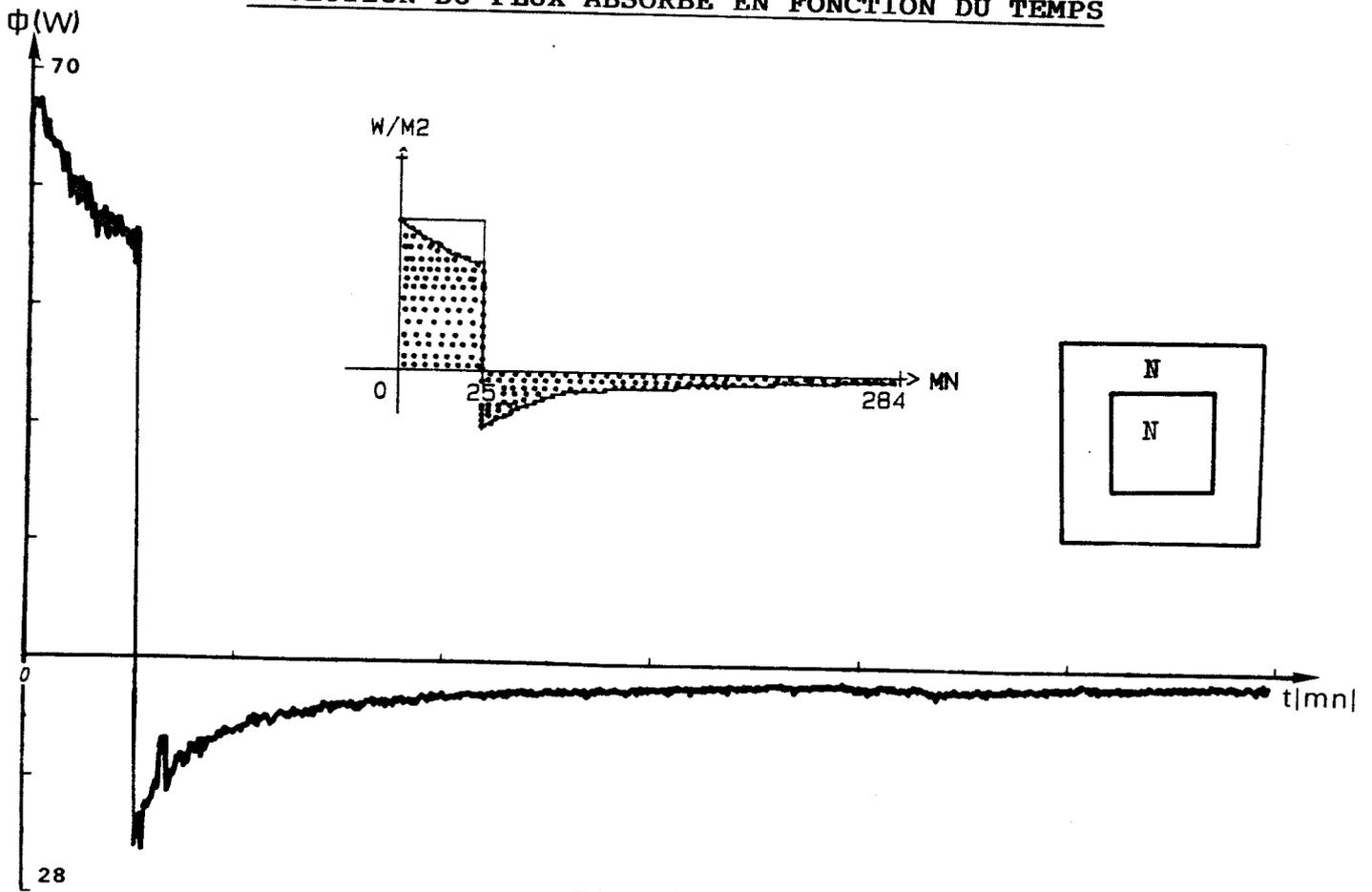


Fig. (15)

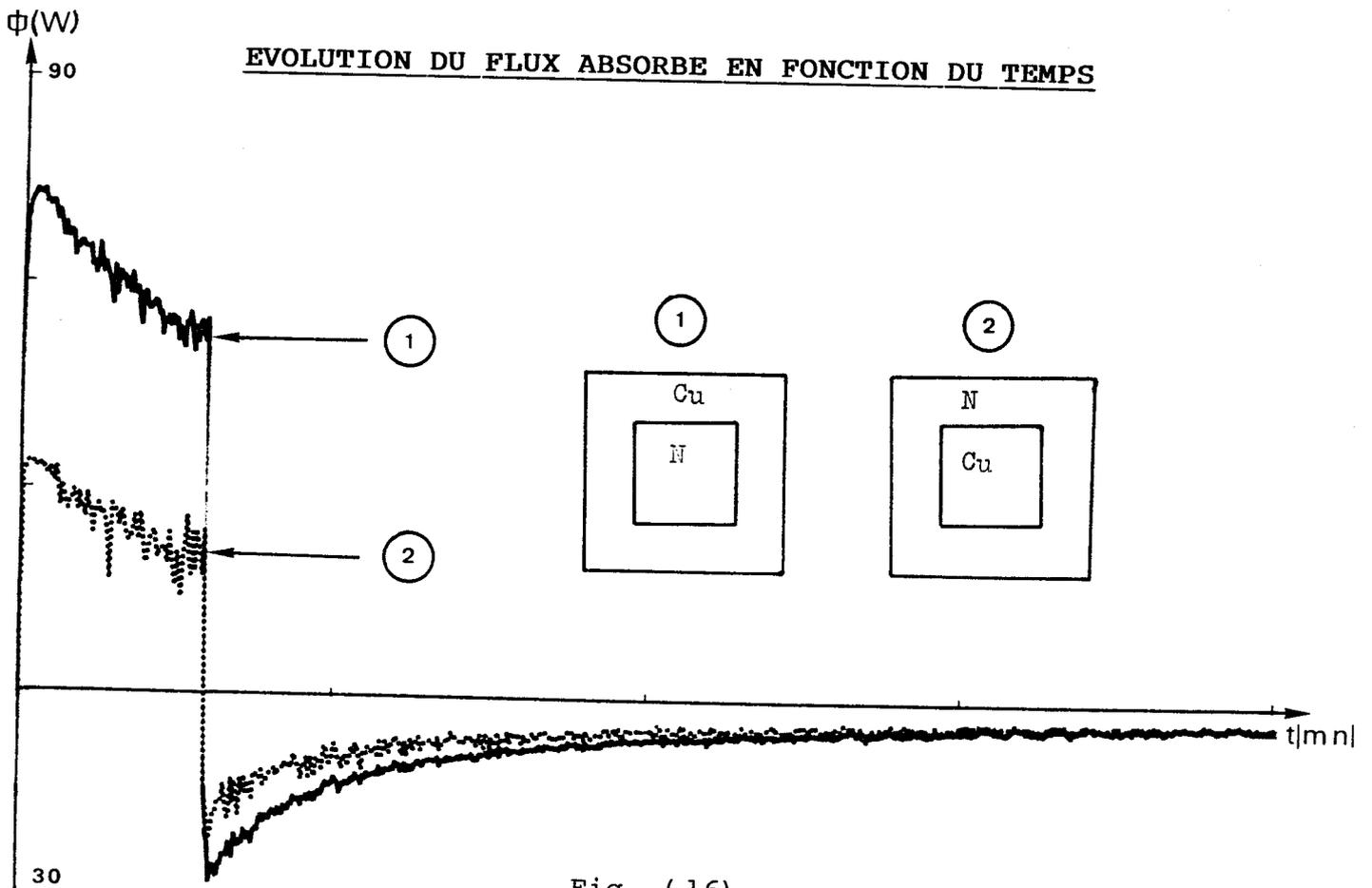


Fig. (16)

entre l'émissivité du capteur et celle de la paroi. Ce phénomène, ici très important à cause du grand écart entre les émissivités de surface, peut être réduit de façon significative dans la plupart des configurations utilisées en pratique.

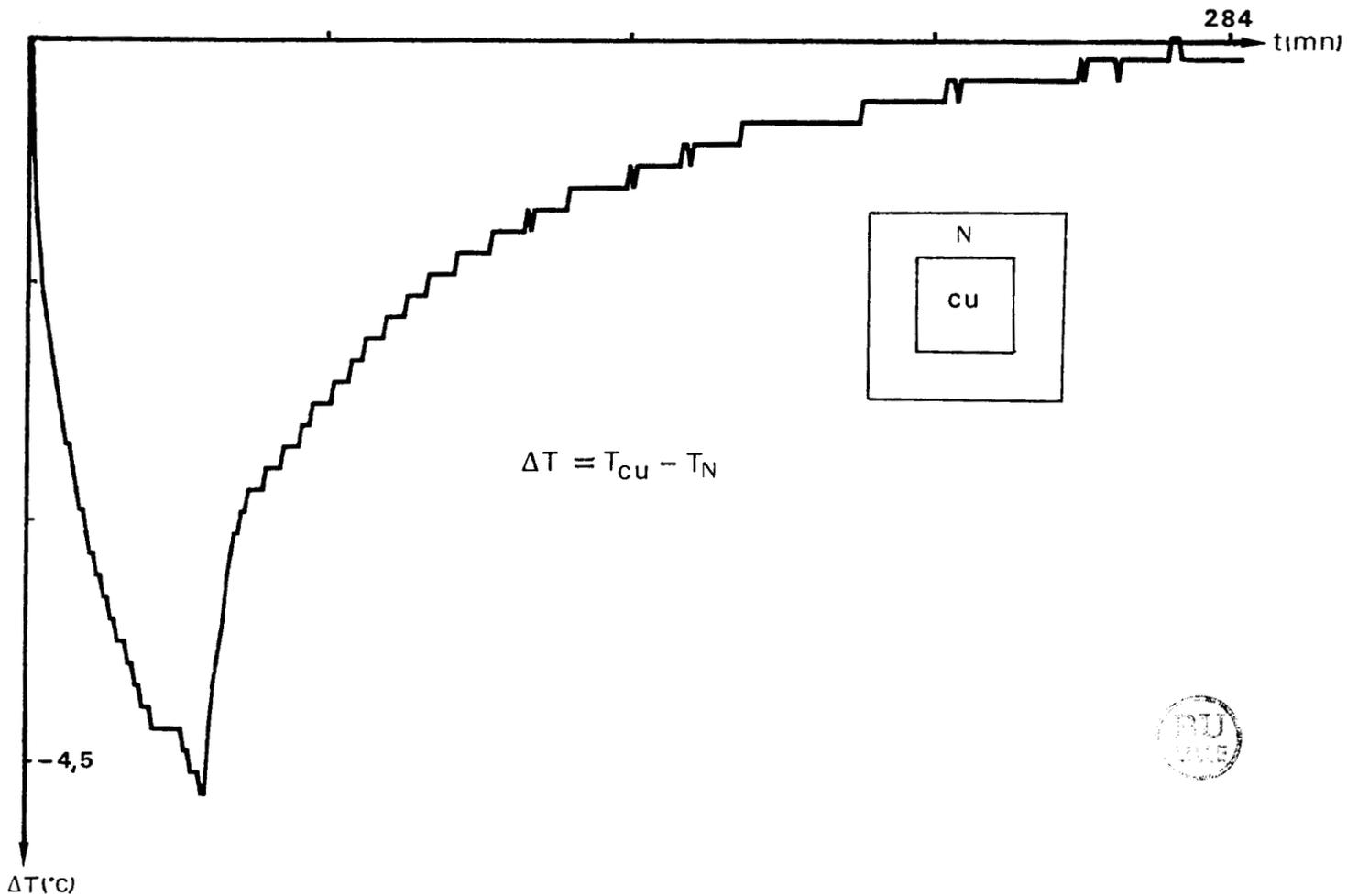


Fig. (17)

la figure (17) représente la variation en fonction du temps de la différence de température entre le dessous de la zone en cuivre et le dessous de la g arde noircie.

II

APPLICATION A L'ANALYSE
DES ECHANGES THERMIQUES DANS UNE
LAME D'AIR EN REGIME VARIABLE

II - 1 - 1 REPRESENTATION DE LA RELATION FLUX THERMIQUE - DIFFERENCE DE TEMPERATURE DANS UNE LAME D'AIR

Les relations mathématiques introduites dans la partie précédente, pour décrire les échanges par rayonnement et convection, sont très générales et s'appliquent à une grande diversité de configurations expérimentales. Elles s'appliquent en particulier à la modélisation des échanges, entre une source à basse température et une paroi, lorsque l'on connaît la répartition spatiale du rayonnement émis, la température d'air et la température radiante. De ce point de vue, il est intéressant d'analyser, dans une première partie, la modélisation des échanges monodimensionnels dans une lame d'air.

Dans une lame d'air, les échanges de chaleur entre les deux faces se réalisent suivant deux modes de transfert:

- Le rayonnement entre les deux faces.

Si ε_1 et ε_2 sont les émissivités, T_1 et T_2 les températures absolues, le flux échangé par rayonnement entre deux surfaces parallèles s'exprime par :

$$\varphi_r = \varepsilon \sigma \left[T_1^4 - T_2^4 \right] = h_r (T_1 - T_2) \quad [W/m^2]$$

$$\text{avec } \frac{1}{\varepsilon} = \frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1$$

- La convection de l'air entre les deux faces.

Les lois de la convection libre en un espace limité permettent de déterminer le coefficient h_c tel que

$$\varphi_c = h_c \cdot [T_1 - T_2] \quad [W/m^2]$$

On peut utiliser une conductivité thermique équivalente λ' , si e est la distance séparant les deux surfaces. |3|

$$\begin{aligned}\varphi &= \varphi_r + \varphi_c = \varepsilon \sigma [T_1^4 - T_2^4] + \frac{\lambda'}{e} \cdot [T_1 - T_2] \\ &= (hc + hr) (T_1 - T_2)\end{aligned}$$

$$\text{avec } hr = 4 \varepsilon \sigma T_m^3$$

En définissant la résistance thermique de la lame d'air :

$$R = \frac{1}{hc + hr}, \quad \varphi = \frac{T_1 - T_2}{R} \quad | \text{W/m}^2 |$$

Cette relation s'applique en principe aussi bien en régime variable qu'en régime permanent. Pour vérifier cette relation, nous avons réalisé le montage expérimental représenté par la figure (1).

Deux plaques échangeuses régulées aux températures T_1 et T_2 sont utilisées pour contrôler les températures de surfaces limites d'une lame d'air.

Deux fluxmètres thermiques en contact thermique avec les plaques échangeuses permettent de mesurer en temps réel les flux Φ_1 et Φ_2 traversant les plans des capteurs.

Les variations de température des plaques échangeuses sont réalisées de la manière suivante :

Dans un premier temps, les deux plaques échangeuses sont portées à une température T_0 maintenue constante à l'aide d'une circulation d'eau reliée à un bain thermostaté, puis, à un instant donné, on règle la température de l'un des deux bains thermostatés correspondant à l'une des plaques à la

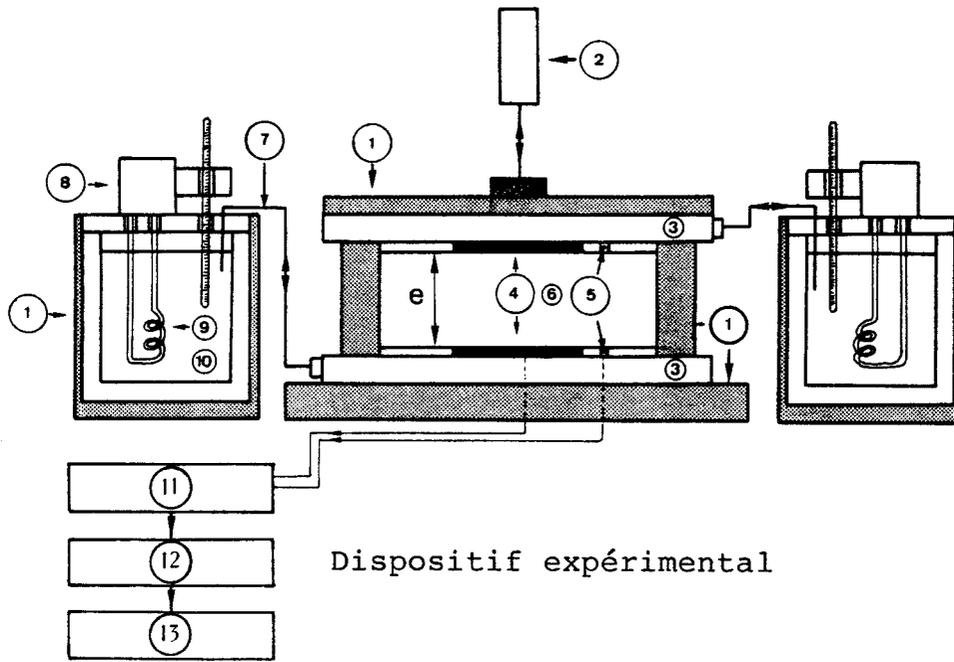
LAMES D'AIR

Fig. (1)

- ① Isolant (Polystyrène)
- ② Vérin pneumatique
- ③ Plaques échangeuses
- ④ Fluxmètres
- ⑤ Thermocouples
- ⑥ lame d'air
- ⑦ Circulation d'eau
- ⑧ Régulateur de température
- ⑨ Résistance chauffante
- ⑩ Bain thermostaté
- ⑪ Système d'acquisition
- ⑫ Microordinateur
- ⑬ Disquette



température voulue T ($T > T_0$). L'évolution de cette température est une fonction du temps dont l'équation est du type :
 $T = at + b$ avec $b = T_0$. La section droite du montage est de dimension 10 fois supérieure à l'épaisseur de la lame, ce qui justifie l'hypothèse des échanges monodimensionnels, suivant la direction perpendiculaire aux surfaces des échangeurs.

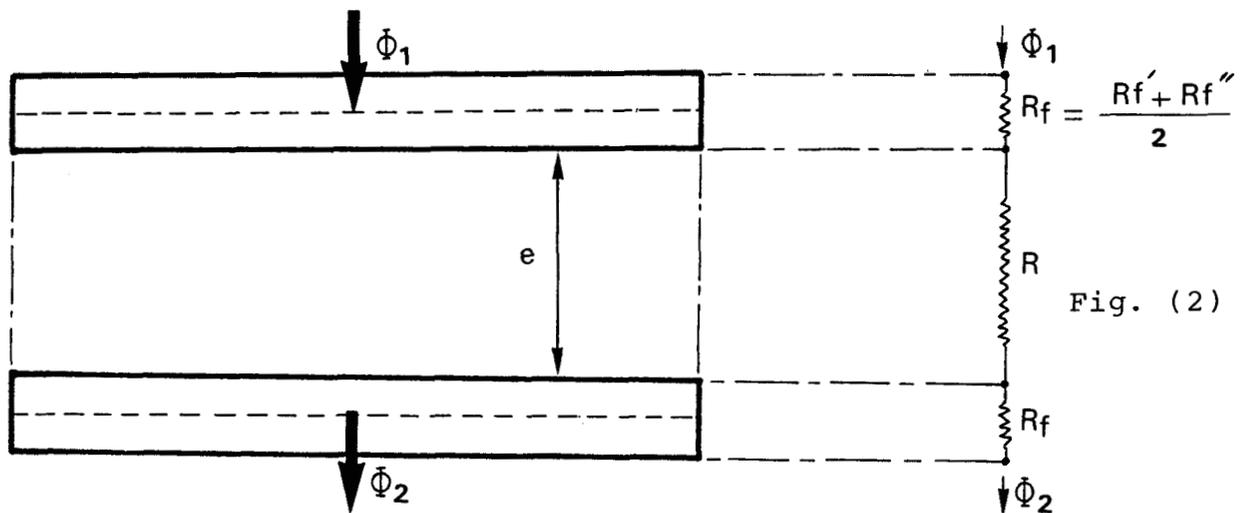
II - 1 - 2 CARACTERISTIQUES THERMIQUES DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL.

- REGIME PERMANENT

L'état thermique du système est défini par la différence de température $\Delta T = T_1 - T_2$ entre les surfaces limites de la lame d'air, et par le flux moyen :

$$\bar{\Phi} = \frac{\Phi_1 + \Phi_2}{2}$$

traversant les plans de mesure des fluxmètres.



La mesure en régime permanent fournit une information proportionnelle à $Rf' + R$; $\frac{1}{2}Rf'$, étant la résistance thermique de la partie du capteur située entre le plan de mesure et la lame d'air.

La surface active des fluxmètres est de $13 \times 13 \text{ cm}^2$, la face active du capteur est collée sur une feuille de mylar cuivrée de 0,1 mm d'épaisseur, celle en contact avec l'échantillon est recouverte d'une feuille d'aluminium autocollante du côté fluxmètre et noircie du côté échantillon, et de 0,1 mm d'épaisseur.

Pour la mesure de température, on a réalisé des thermocouples, de type nickel chrome-nickel, dont la soudure à été déposée dans une rainure réalisée dans la feuille d'aluminium, et remplie de graisse afin d'assurer un bon contact thermique.

SCHEMA DU DISPOSITIF :

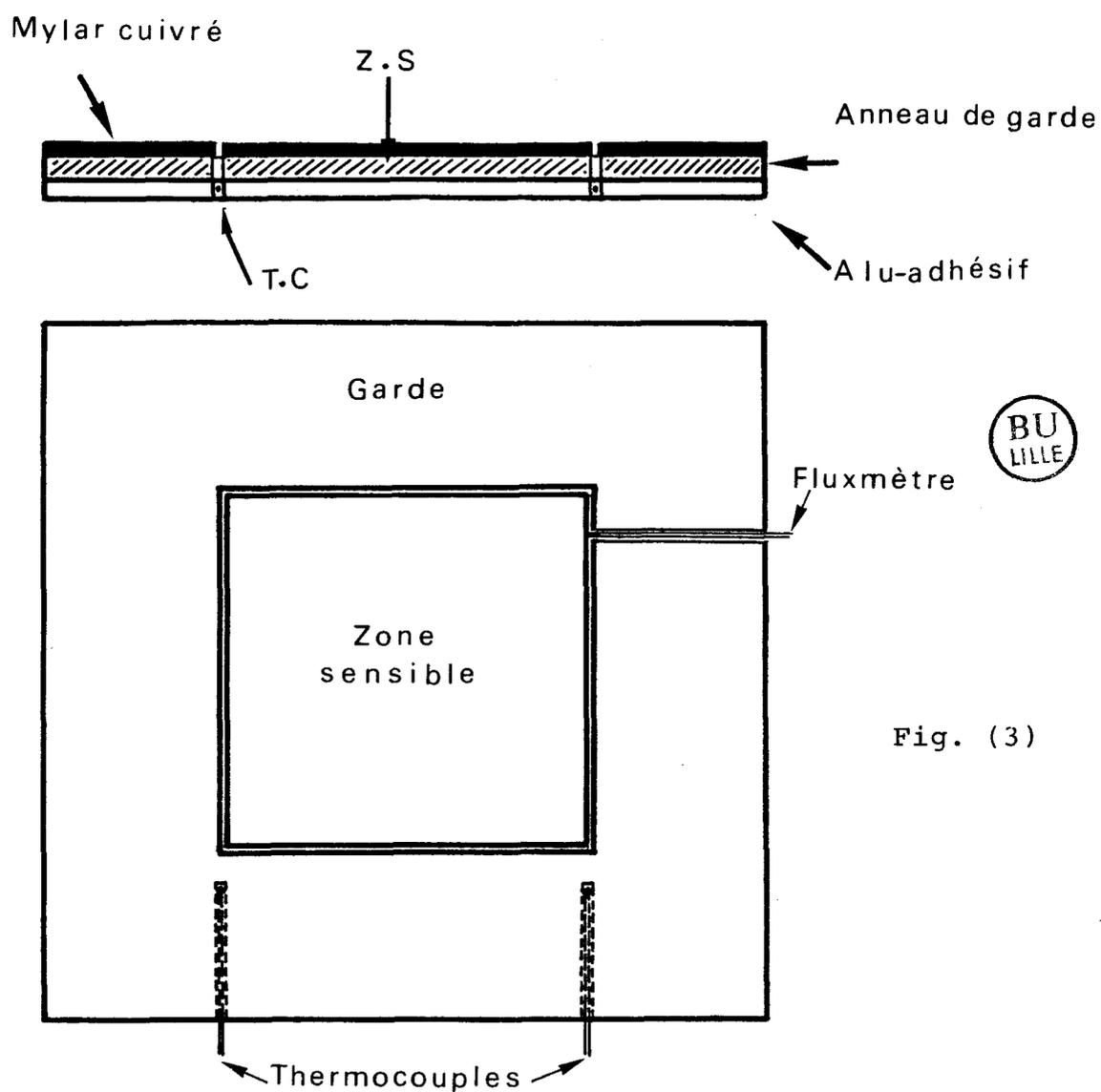
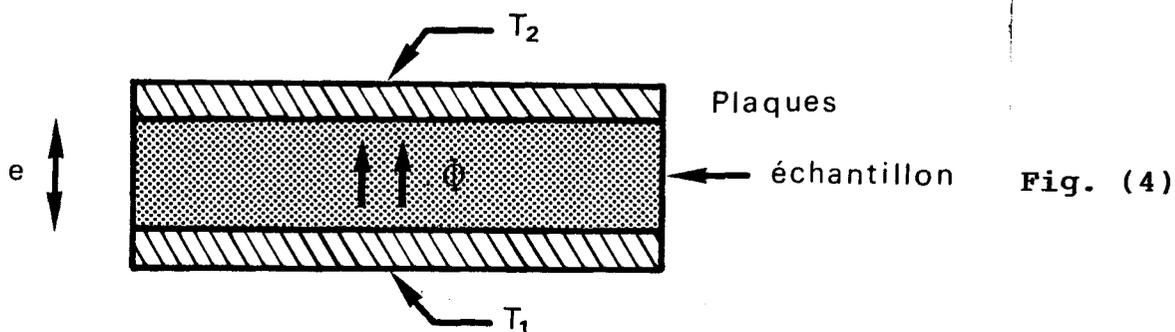


Fig. (3)

II-1-3 MESURES DE RESISTANCE EN REGIME PERMANENT

La résistance thermique d'un échantillon est définie par le rapport de la différence de température entre les surfaces de l'échantillon, sur le flux de chaleur le traversant, dans le cas d'un écoulement monodimensionnel de la chaleur.



La résistance thermique définie par $R = \frac{T_1 - T_2}{\Phi} = \frac{e}{\lambda s}$ ne représente la réalité physique que si la densité de flux est partout la même (système monodimensionnel). Pour assurer l'uniformité du champ de gradient, les dimensions latérales de l'échantillon sont au moins 10 fois supérieures à son épaisseur, et l'écoulement de la chaleur se fait du bas vers le haut. La mesure ne porte que sur une zone centrale de dimensions égales à la moitié latérale.

Les plaques chaudes sont portées à des températures T_1 et T_2 , maintenues constantes à l'aide de deux bains thermostatés dont on peut régler la température de zéro degré (0°C) jusqu'à 100°C .

Les plaques chaudes reliées aux bains thermostatés présentent une grande inertie thermique et ont l'avantage de définir deux plans bien isothermes sur les limites de l'ensemble capteur - échantillon - capteur.

METHODE DE MESURE

La méthode consiste à utiliser le montage suivant en régime permanent:

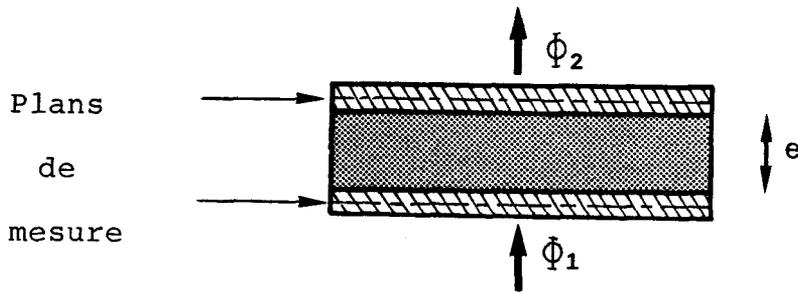
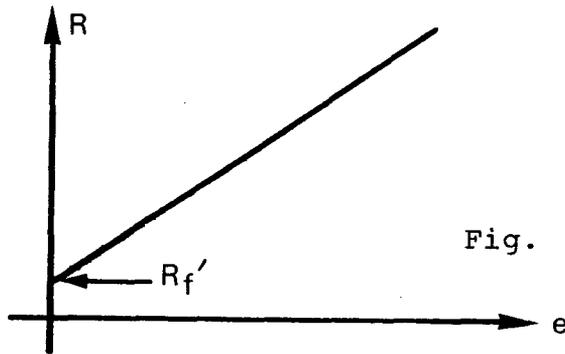


Fig. (5)

En relevant la résistance thermique mesurée, en fonction de l'épaisseur du matériau utilisé, on obtient une droite de la forme $R = ae + b$



En régime permanent la densité de flux est partout la même et est égale à Φ .

Fig. (6)

La résistance thermique est la somme de la résistance du matériau et de celle de deux demi-fluxmètres.

$$R = \frac{\Delta T}{\Phi} \quad \text{soit} \quad R = \underbrace{\frac{R_f'}{2} + \frac{R_f'}{2}}_b + \frac{e}{\lambda s}$$

$$R = b + ae$$



L'ordonnée, à l'origine, est égale à la somme de la résistance interne de deux demi-fluxmètres. La pente est proportionnelle à l'inverse de la conductivité $1/s\lambda$. On procède de la même façon en utilisant l'autre face du fluxmètre.

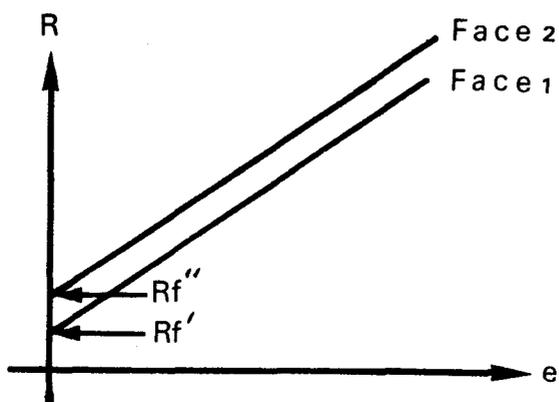


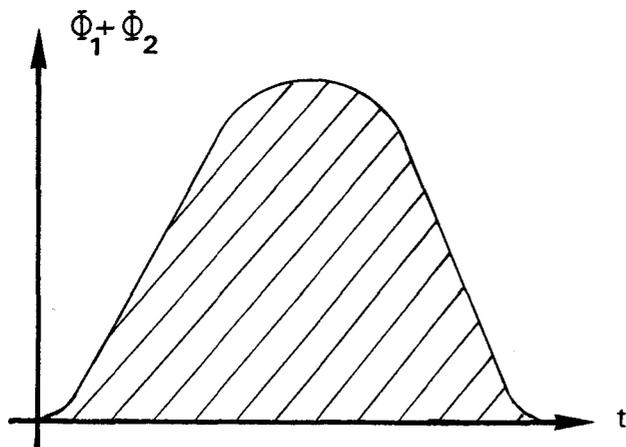
Fig. (7)

On vérifie que la pente des deux droites, relevées expérimentalement, donne une valeur de la conductivité thermique $= 0,185$, très voisine de la valeur $0,19$, mesurée par ailleurs. Voir Fig. (8).

II- 1 - 4 REGIME VARIABLE

MESURE DE LA CAPACITE THERMIQUE.

Le montage est identique au précédent (cas de la mesure de la résistance thermique) et dont le principe est le suivant : On part d'un état d'équilibre thermique de l'ensemble plaques échangeuses - échantillon (plexiglass) $\theta_1 = \theta_2 = \theta_i$. Le système étant symétrique $\Phi_1 = -\Phi_2$ à chaque instant du régime transitoire.



La figure (9) représente l'évolution du flux entre deux états d'équilibre thermique.

Fig. (9)

La quantité de chaleur échangée est :

$$Q = \int_{t_i}^{t_f} (\Phi_1 + \Phi_2) \cdot dt = 2 \cdot \int \Phi \cdot dt.$$

et, par définition, la quantité de chaleur reçue par le système est :

$$Q = C (T_f - T_i) = 2 \cdot \int \Phi \cdot dt$$

$$\text{soit } C = \frac{2}{T_f - T_i} \cdot \int \Phi \cdot dt$$

On sait que la capacité totale du système est la somme des capacités composantes et comprises entre les plans de mesures.

$$C = C_{f1} + C_{f2} + C(e) \quad C(e): \text{ Capacité de l'échantillon}$$

Comme $C(e) = \rho c s e$, il est facile de voir que la capacité de l'ensemble peut se mettre sous la forme :

$$C = a e + b$$

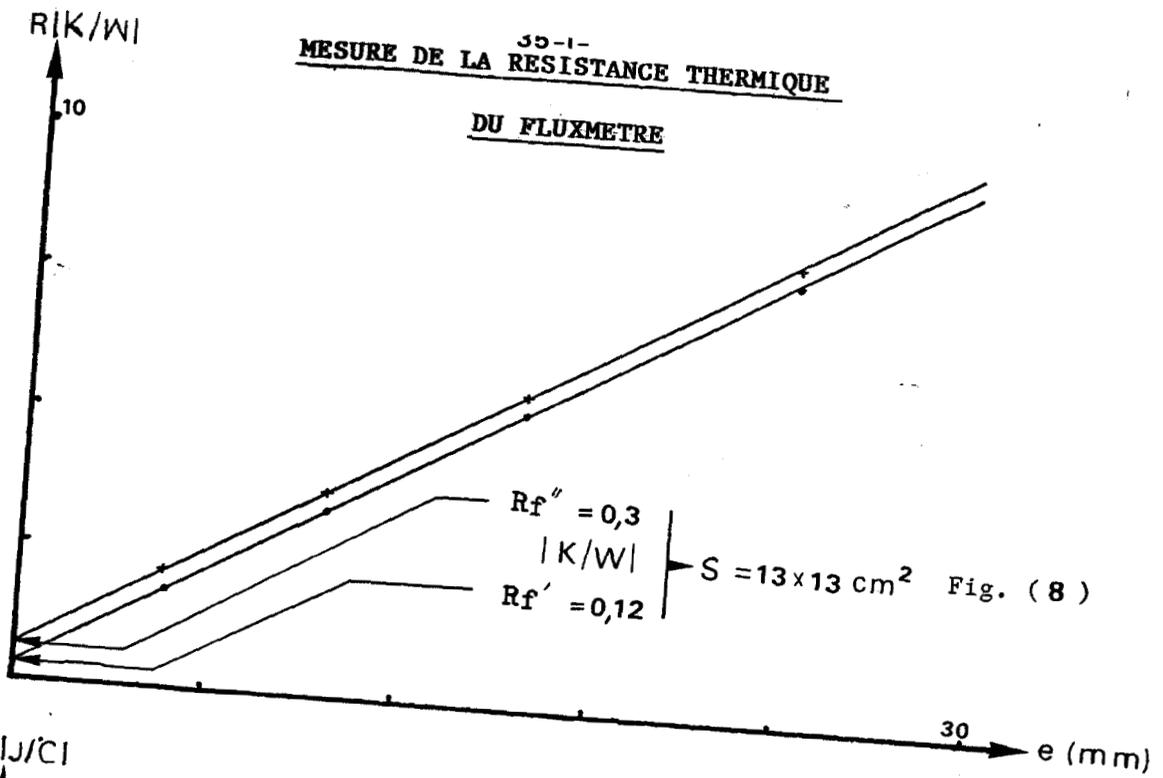
et, de la même façon, l'ordonnée à l'origine donne la capacité des fluxmètres. (Voir fig. (10)).

II - 1 - 5 CARACTERISTIQUES DES CAPTEURS UTILISES.

Dans le tableau suivant, nous avons récapitulé les caractéristiques des capteurs de flux.

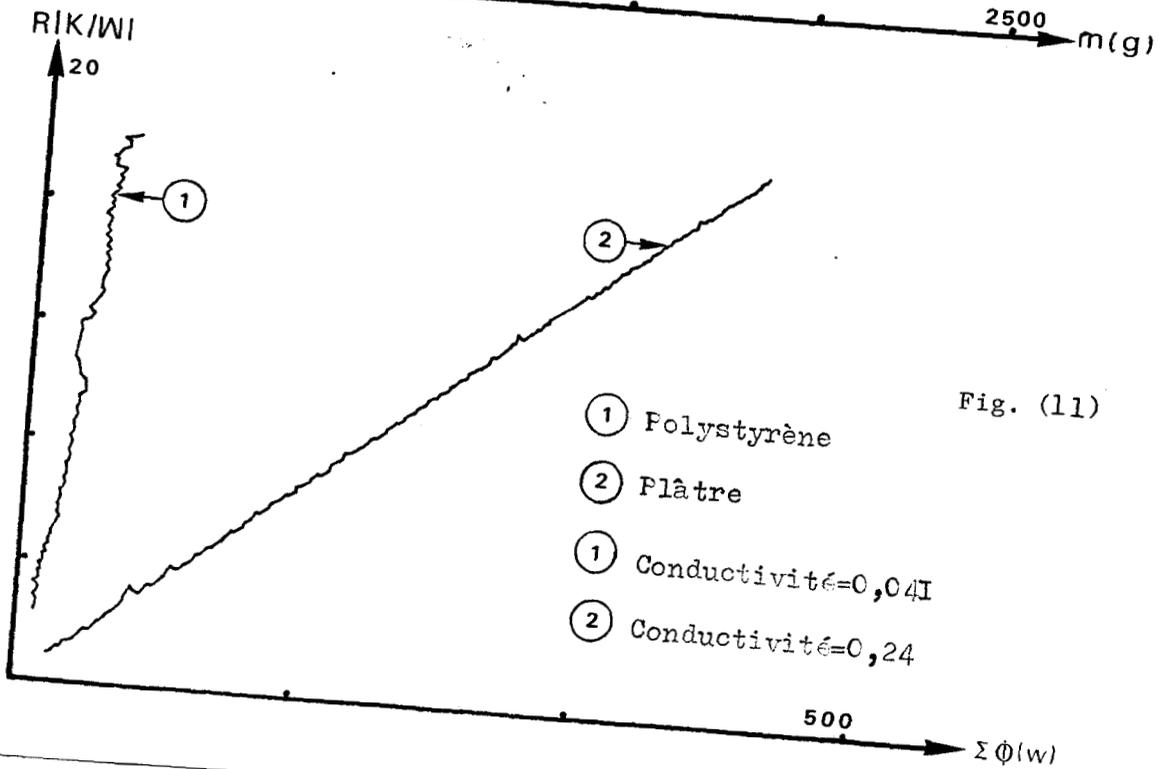
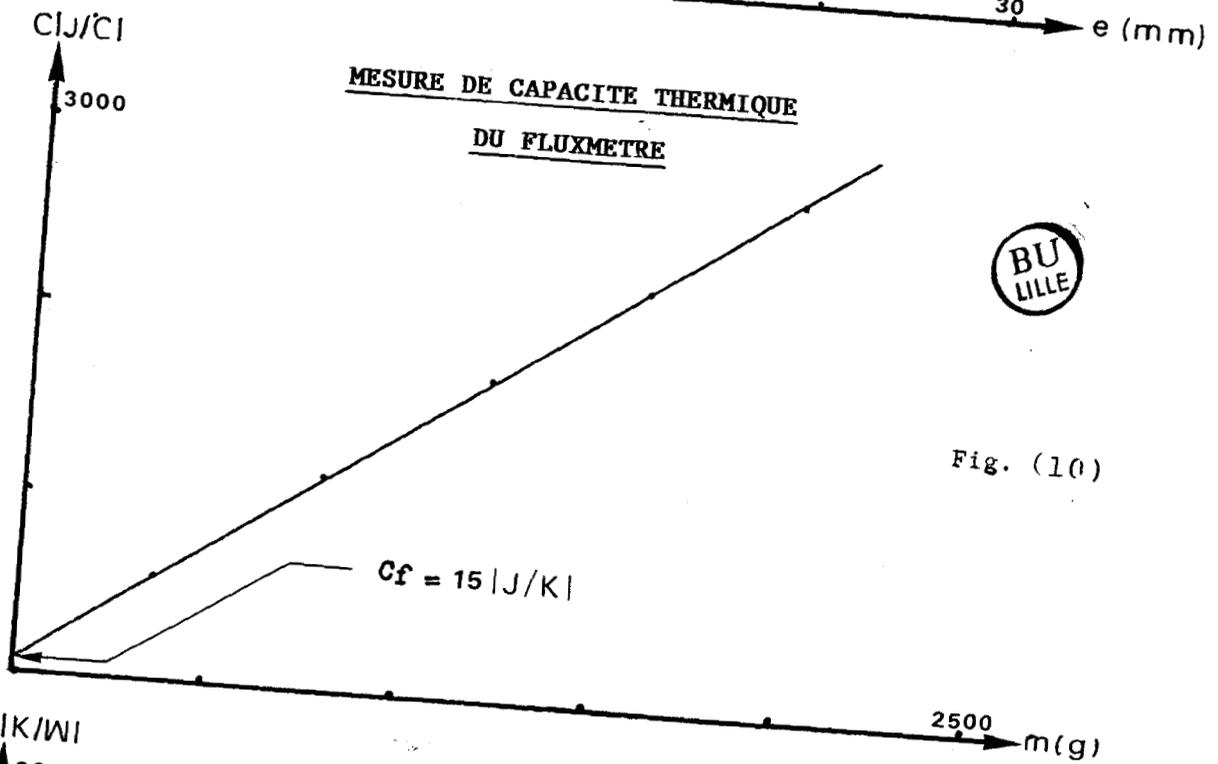
35-1-
MESURE DE LA RESISTANCE THERMIQUE

DU FLUXMETRE



MESURE DE CAPACITE THERMIQUE

DU FLUXMETRE



- ① Polystyrène
- ② Plâtre
- ① Conductivité $\epsilon = 0,04$
- ② Conductivité $\epsilon = 0,24$

FLUXMETRE	SENSIBILITE $\mu\text{V}/\text{W}$		DISSYMETRIE DES FACES	MOYENNE ADOPTEE
	FACE CUIVRE	FACE NOIRE		
FLUXMETRE (1)	570	553	< à 3 %	561
FLUXMETRE (2)	637	613	< à 4 %	625

En prenant la valeur moyenne de la sensibilité de chaque face du fluxmètre, on réduit l'erreur due à la dissymétrie de moitié.

CAPTEURS DE TEMPERATURE (THERMOCOUPLES)

Les thermocouples réalisés sont d'une taille minuscule, présentant des facilités d'être intégrés dans des interfaces d'échantillons; ils ont une sensibilité de $40 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$

II - 1 - 6 MESURES DE LA RESISTANCE ET DE LA CAPACITE THERMIQUE :

A titre d'application, nous avons mesuré la conductivité et la capacité thermique de deux échantillons que nous allons utiliser ultérieurement. Il s'agit du plâtre et du polystyrène de dimensions $25 \times 25 \times 2 \text{ cm}^3$.

MATERIAU	CONDUCTIVITE EN $\text{W}/^\circ\text{C.m}$	CAPACITE EN $\text{J}/^\circ\text{C}$
PLATRE $\rho = 1 \text{ g}/\text{cm}^3$	0,24	1 014
POLYSTYRENE $\rho = 10^{-2} \text{ g}/\text{cm}^3$	0,041	306

CONCLUSION :

A l'issue de cette étude expérimentale, nous pensons avoir réalisé des capteurs de flux et de température de bonne précision. La vérification sur des matériaux de référence (de caractéristiques connues) s'est avérée satisfaisante.

$\Delta T(^{\circ}C)$

EVOLUTION DE LA DIFFERENCE DE TEMPERATURE

AUX BORNES D'UNE LAME D'AIR

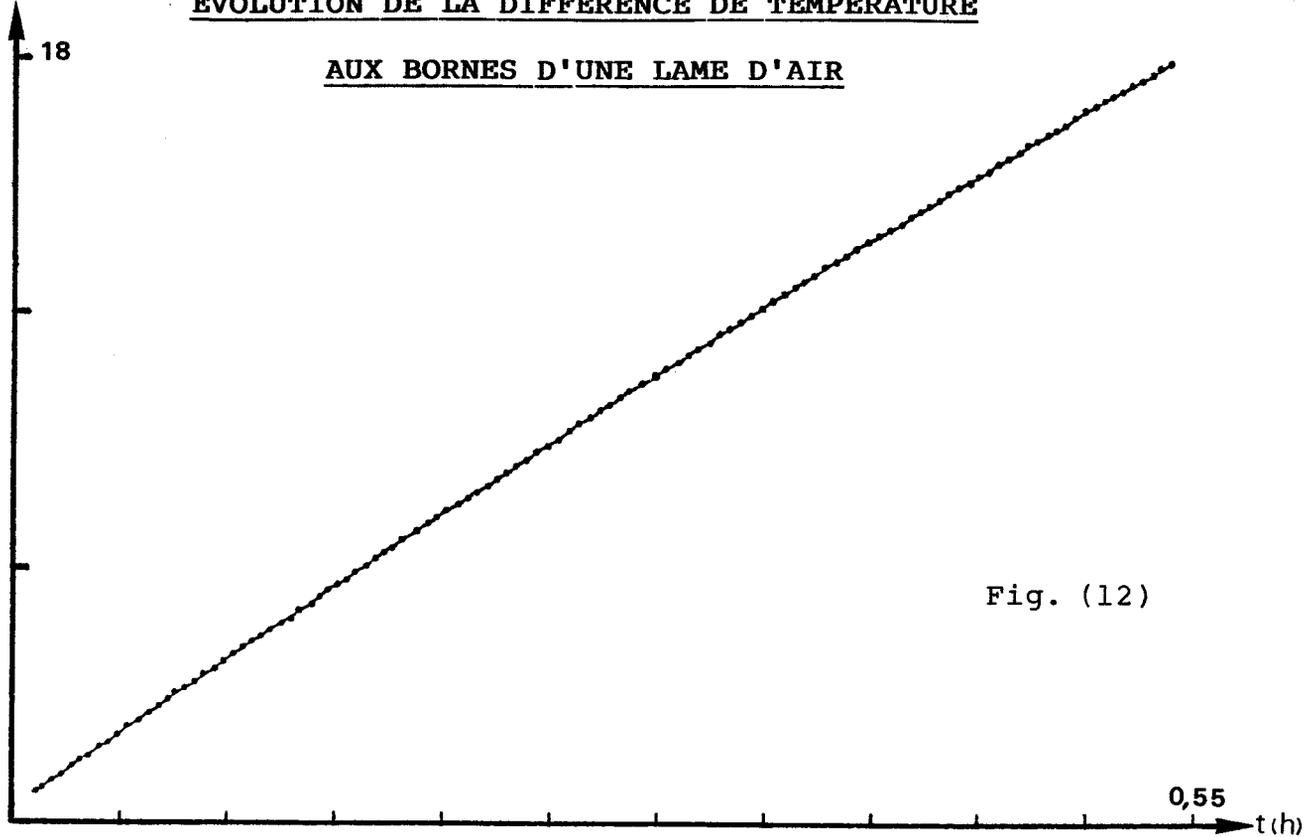


Fig. (12)

$\Phi_1, \Phi_2 (W)$

EVOLUTION DES FLUX

Φ_1 ET Φ_2

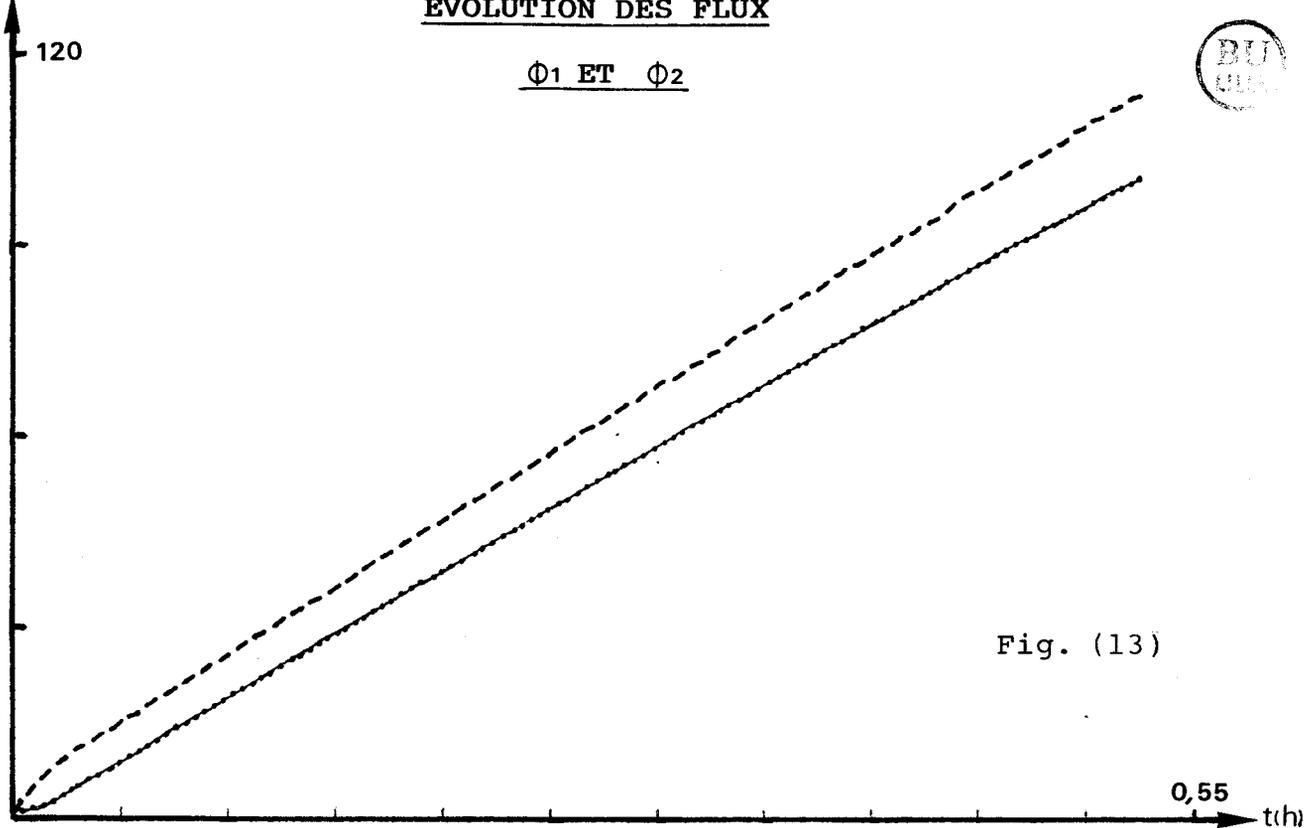


Fig. (13)

RESISTANCE THERMIQUE DE LA LAME D'AIR EN FONCTION

DE L'EPAISSEUR ($\epsilon_1 = \epsilon_2 \neq 1$)

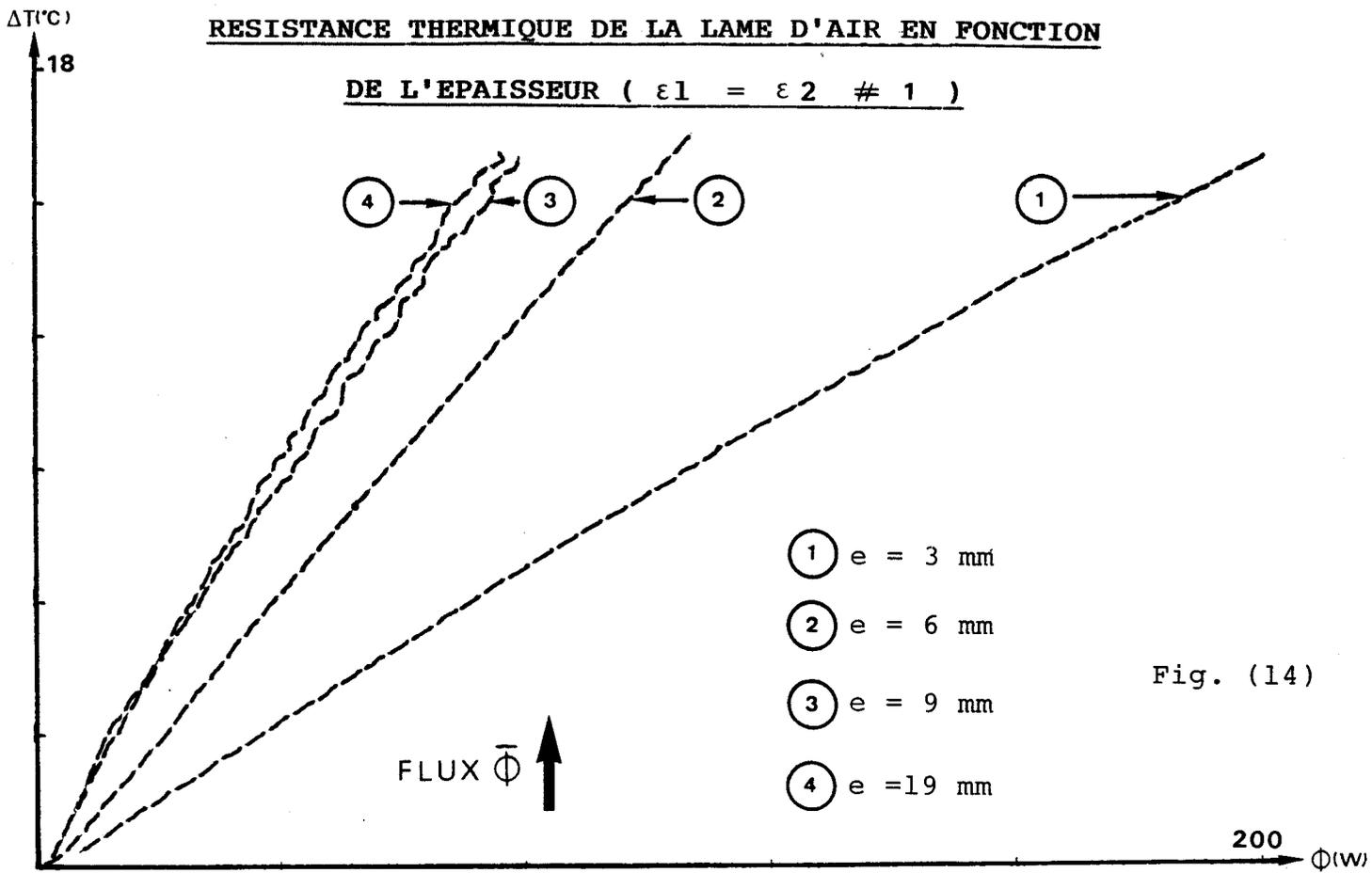


Fig. (14)

Fig. (3)

RESISTANCE THERMIQUE DE LA LAME D'AIR EN FONCTION

DE L'EPAISSEUR ($\epsilon_1 = \epsilon_2 \ll 1$)

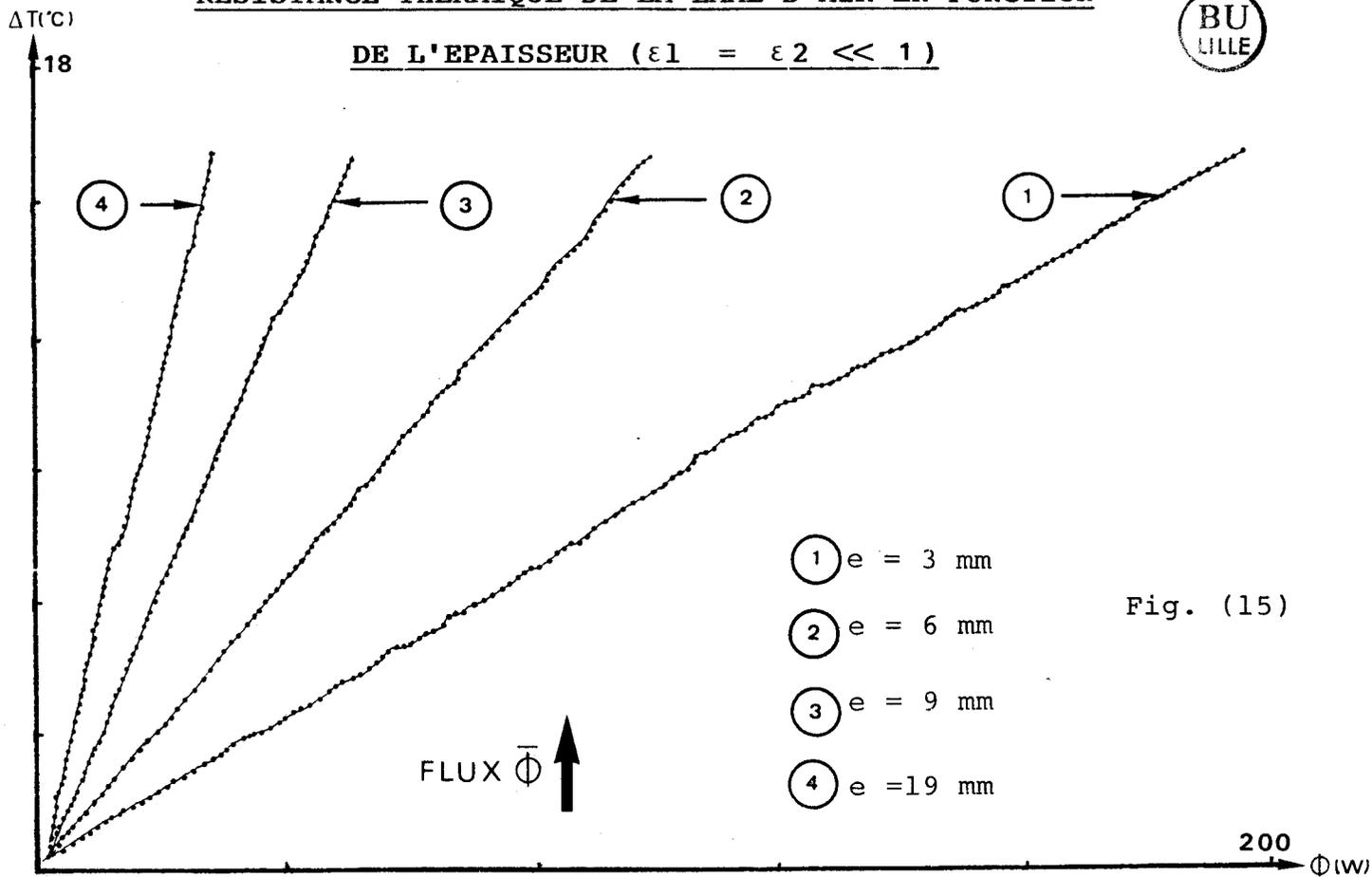


Fig. (15)

II - 2 - I. LAMES D'AIR EN REGIME PERMANENT

Compte tenu des résultats précédents, la résistance de la lame d'air est obtenue en divisant la différence de température ΔT par le flux moyen à travers les surfaces d'échange.

$$R = \Delta T / \Sigma \Phi / 2 \quad \left[\text{m}^2 \text{ K/W} \right]$$

$$\Delta T = T_1 - T_2$$

$$\Phi = \frac{\Phi_1 + \Phi_2}{2}$$

Pour chaque épaisseur de la lame d'air, la température d'une plaque échangeuse a été maintenue constante, la température de l'autre plaque varie lentement suivant une loi en forme de rampe. Pour une épaisseur de 0,3 cm et des émissivités voisines de 1, l'évolution de la différence de température ΔT et des flux Φ_1 et Φ_2 est représentée fig. (12) et (13), en fonction du temps. La sollicitation étant lentement variable en forme de rampe, le flux sortant de la plaque, dont la température varie suivant une rampe, est en avance de phase sur la variation de température; le flux inférieur, également en forme de rampe, est en retard de phase. Par contre, les variations de ΔT et de la quantité $\left(\frac{\Phi_1 + \Phi_2}{2} \right)$ ne dépendent que de $\Delta T(t)$.

Les caractéristiques $\left(\Delta T, \frac{\Phi_1 + \Phi_2}{2} \right)$ sont représentées fig (14) pour des lames d'air d'épaisseur 3, 6, 9, 20 mm, les faces en regard ayant des émissivités égales et sensiblement voisines de l'unité.

Les courbes permettent d'étudier la résistance thermique d'une lame d'air fermée en fonction de l'épaisseur. On

remarque sur ce diagramme que la résistance de la lame d'air est constante pour des valeurs de l'épaisseur supérieure à 1 cm. Lorsque les hypothèses de calcul précédentes sont vérifiées, la partie imputable du rayonnement n'est pas influencée par l'épaisseur de la lame. Par contre, pour les faibles épaisseurs, on est en conduction gazeuse et la résistance thermique augmente avec l'épaisseur. Pour les épaisseurs suffisantes, il faut tenir compte de mouvements de convection qui augmentent la conductivité apparente et compensent l'augmentation de résistance due à l'augmentation d'épaisseur. Les courbes (1) et (2) de la fig. (17) représentent la résistance thermique de lames d'air horizontales comprenant deux surfaces de forte émissivité disposées face à face. Le flux thermique correspondant à la courbe (1) est ascendant alors que la courbe (2) a été obtenue avec un flux descendant. Les deux courbes sont confondues pour des épaisseurs inférieures à 7 mm, montrant qu'il y a conduction thermique par conduction gazeuse et par rayonnement. L'épaisseur limite, pour laquelle les échanges par convection doivent être pris en considération, est voisine de 10 mm pour un flux ascendant et voisine de 40 pour un flux descendant. Les courbes, obtenues en recouvrant les surfaces en regard de films réfléchissant, font apparaître que la résistance thermique est plus importante puisque les échanges par rayonnement sont fortement diminués. Ainsi, pour 2 cm, la résistance thermique passe de $(0,2) \text{ m}^2\text{K/w}$ à $(0,8) \text{ m}^2\text{K/W}$, si les faces ont une émissivité de 0,1 au lieu de 0,9. L'augmentation est beaucoup moins importante dans la zone des faibles épaisseurs, où la pente de la caractéristique reste sensiblement égale à la pente obtenue pour une lame d'air constituée de matériaux de forte émissivité.

RESISTANCE THERMIQUE DE LA LAME D'AIR EN FONCTION

DE L'EPAISSEUR ($\epsilon_1 = \epsilon_2 \ll 1$)

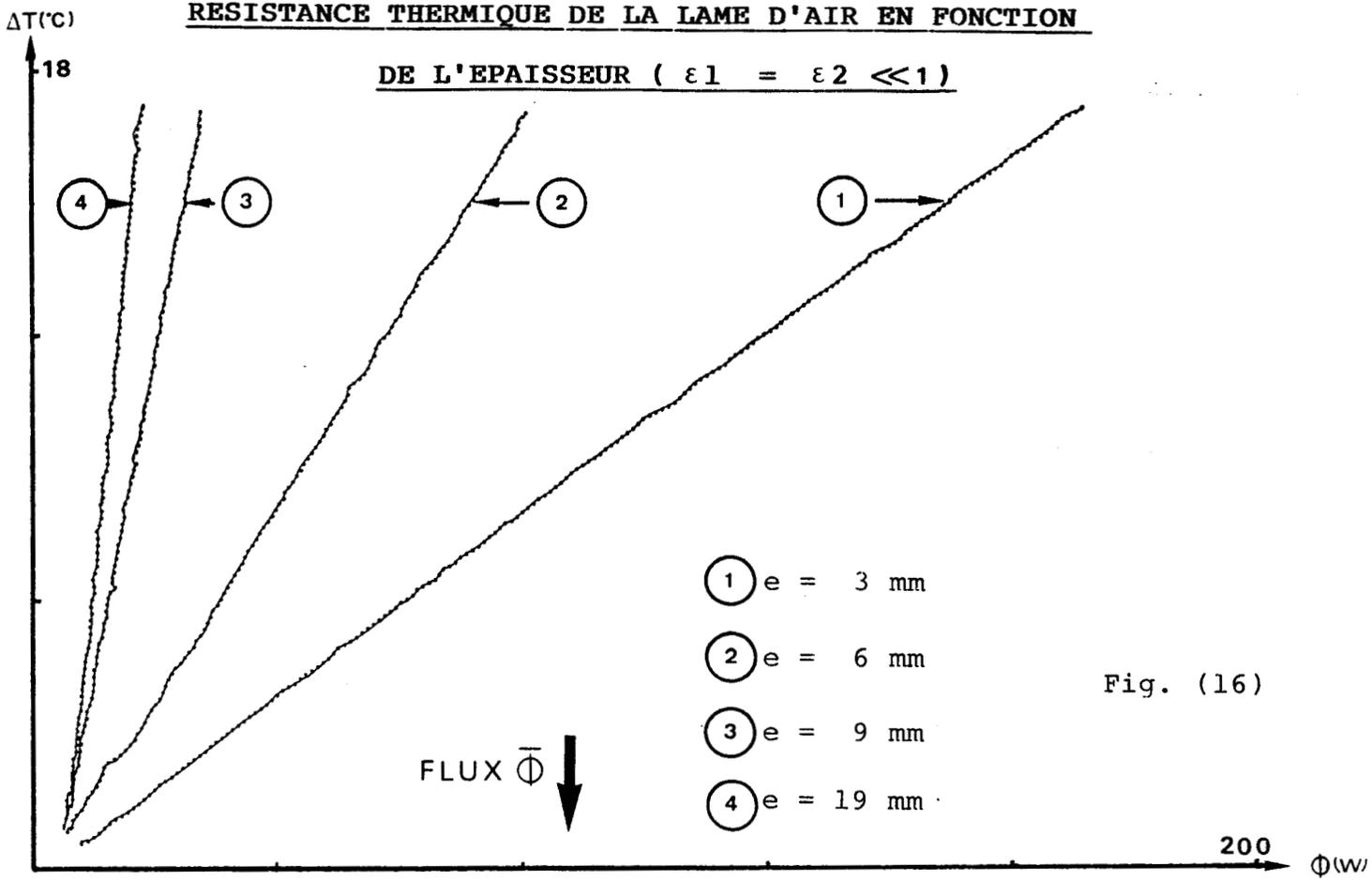


Fig. (16)

Fig. (5)

EVOLUTION DE LA RESISTANCE THERMIQUE D'UNE LAME D'AIR

EN FONCTION DE L'EPAISSEUR

BU
LILLE

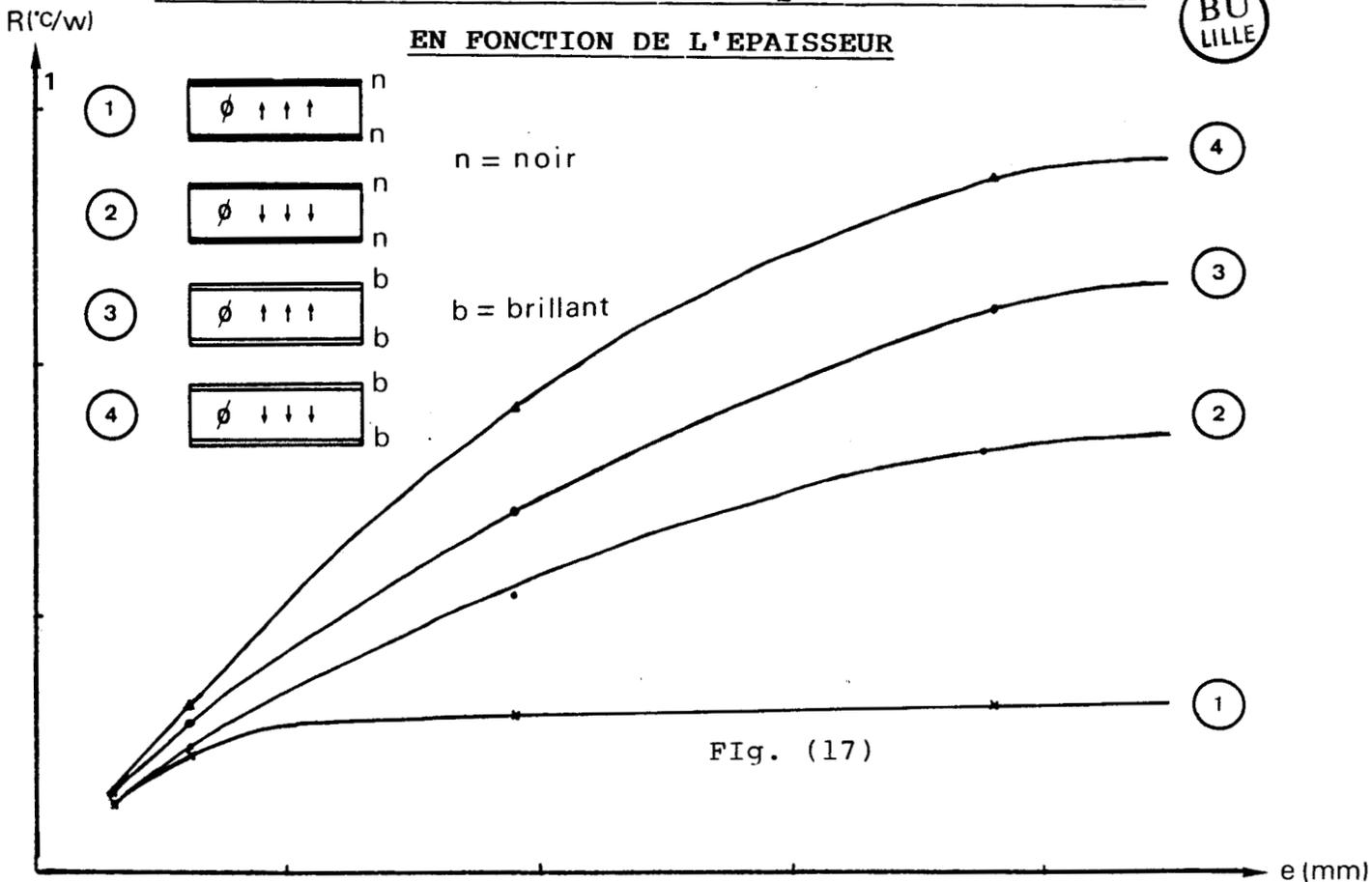


Fig. (17)

II - 2-2 ETUDE EN REGIME DE VARIATIONS RAPIDES

Les valeurs obtenues précédemment sont compatibles avec les valeurs mesurées par d'autres méthodes, et montrent que la différence de température entre les surfaces limites d'une lame d'air est proportionnelle au flux moyen traversant cette lame d'air. Compte tenu de la faible capacité thermique de l'air (assimilable à un gaz parfait) on peut supposer que la relation reliant la différence de température ΔT au flux moyen traversant une lame d'air, en régime variable, est la même qu'en régime permanent.

$$\Delta T' = R \cdot \left(\frac{\Phi_1' + \Phi_2'}{2} \right)$$

Pour vérifier cette hypothèse nous avons réalisé le montage expérimental suivant :

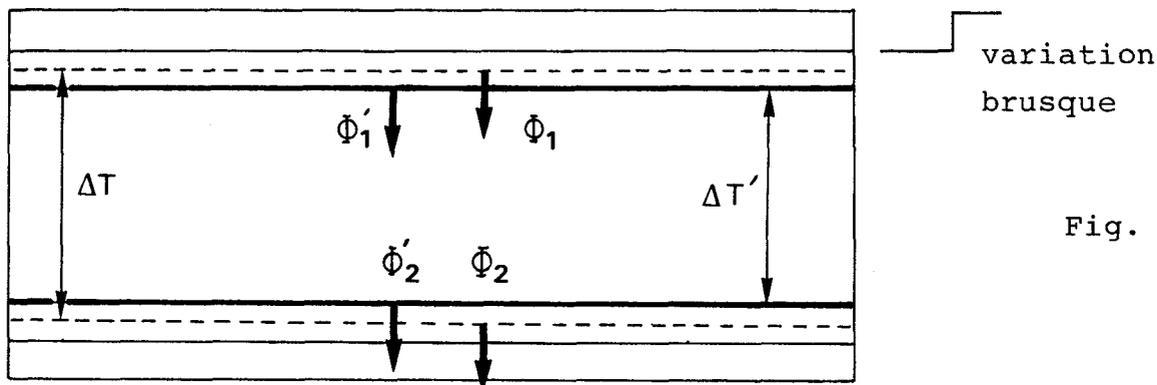


Fig. (18)

La lame d'air, localisée entre les surfaces extérieures de deux fluxmètres thermiques, est soumise à une variation brusque de température sur chaque face. En régime variable, le flux moyen, $\frac{\Phi_1' + \Phi_2'}{2}$ traversant la lame d'air, n'est pas égal au flux moyen $\frac{\Phi_1 + \Phi_2}{2}$ traversant le plan de mesure des capteurs de flux, à cause des capacités thermiques des régions comprises entre les plans de mesure fluxmétriques

et les surfaces limites de la lame d'air. Pour traiter ce problème nous avons utilisé une méthode, développée au laboratoire en 1978 (Thèse Wattiaux), pour analyser les échanges de flux entre une paroi homogène et le milieu extérieur, en tenant compte de la présence des capteurs. Suivant cette modélisation, le flux thermique moyen, $\Phi = \frac{\Phi_1 + \Phi_2}{2}$, traversant les surfaces de mesure disposées de part et d'autre d'un échantillon homogène, ne dépend que de la seule différence de température entre les plans de mesure. Pour établir les relations, nous considérons la modélisation de la configuration expérimentale suivante :

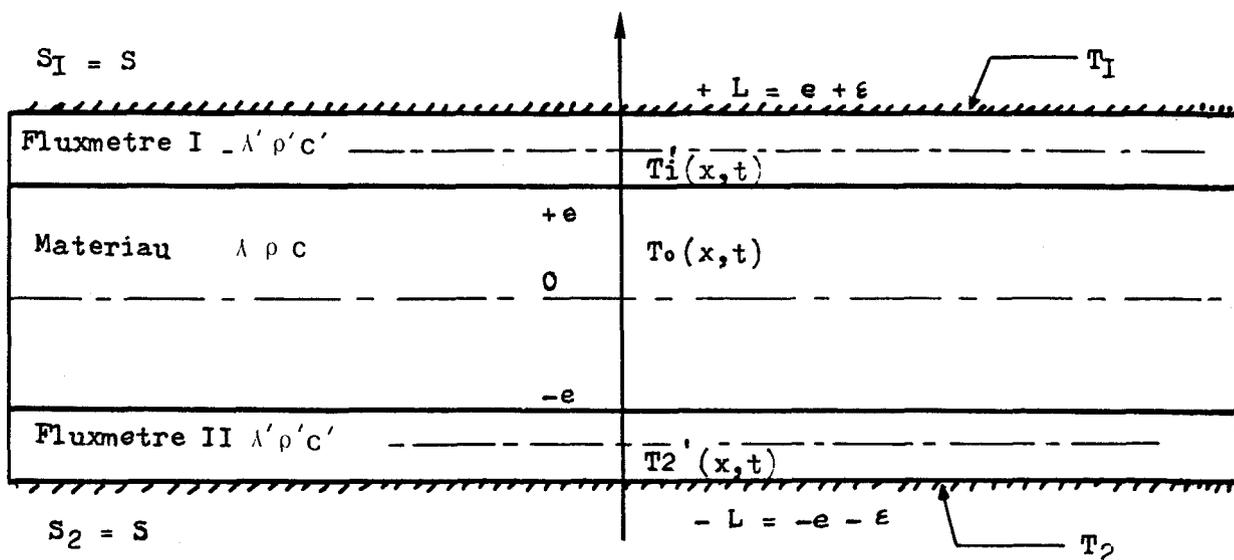


Fig. (19)

La configuration expérimentale^{est} constituée de deux fluxmètres identiques d'épaisseur ϵ , de constantes thermophysiques λ', ρ', c' , disposés de part et d'autre d'un échantillon de matériau d'épaisseur $2e$, de constantes thermophysiques λ, ρ, c .

Les fluxmètres sont assimilés à des couches homogènes, et le montage expérimental peut être modélisé par trois couches

superposées comme le représente la figure (19). Le champ de température n'est unidirectionnel que si les dimensions latérales sont grandes par rapport à l'épaisseur totale $2e$ du système.

A l'instant initial $t = t_0^-$, chaque couche est supposée isotherme.

Dans un souci de généralité, les températures initiales des couches ne sont pas supposées égales.

$$\begin{aligned} T_0' (x, t) &= T_{00} \text{ pour } -e < x < +e \\ T_1' (x, t) &= T_{01} \text{ pour } +e < x < +L \\ T_2' (x, t) &= T_{02} \text{ Pour } -L < x < -e \end{aligned}$$

A l'instant $t = t_0^+$, on applique, sur les faces externes du système, les températures :

$$\begin{aligned} \text{en } x = +L, T_1' (L, t) &= T_1 \\ \text{en } x = -L, T_2' (-L, t) &= T_2 \end{aligned}$$

Le champ de température, en chaque point du système, est obtenu par résolution de l'équation de Fourier.

En posant : $a = \frac{\lambda}{\rho c}$ et $a' = \frac{\lambda'}{\rho' c'}$, les équations respectives sont :

$$a' \frac{\delta^2 T_1' (x, t)}{\delta x^2} - \frac{\delta T_1' (x, t)}{\delta t} = 0$$

$$a \frac{\delta^2 T_{01}}{\delta x^2} (x, t) - \frac{\delta T_{01}}{\delta t} (x, t) = 0$$

$$a' \frac{2 \delta^2 T_2}{\delta x^2} (x, t) - \frac{\delta T_2'}{\delta t} (x, t) = 0$$

Etant donné la complexité du développement du calcul, pour aboutir aux expressions analytiques des températures et des flux, nous nous limitons à rappeler les expressions analytiques en fonction du temps de la relation liant la différence des températures à la somme des flux :

$$\Sigma \phi (t) = \frac{T_2 - T_1}{e/\lambda + \epsilon/\lambda'} - 2 \lambda' \cdot \sum_{k=2}^{\infty} \frac{(T_2 - T_1) \cos \sqrt{\frac{m_k}{a'}} \frac{\epsilon}{2} - (T_2 - T_{02} - T_1 + T_{01}) \frac{\lambda'}{\lambda} \sqrt{\frac{a'}{a}} \operatorname{tg} \sqrt{\frac{m_k}{a}} e \sin \sqrt{\frac{m_k}{a'}} \frac{\epsilon}{2}}{\cos \sqrt{\frac{m_k}{a'}} \epsilon \cdot \left[\frac{\epsilon}{\cos^2 \sqrt{\frac{m_k}{a'}} \epsilon} + \frac{\lambda'}{\lambda} \frac{e}{\cos^2 \sqrt{\frac{m_k}{a}} e} \right]} \times \exp(-m_k t)$$

de la même façon, la différence de température entre les surfaces limites de la lame d'air :

$$\Delta T'(t) (T_1 - T_2) \frac{e/\lambda}{e/\lambda + \epsilon/\lambda'} - 2 \sum_{k=2}^{\infty} \frac{(T_{01} - T_{02}) \sin \sqrt{\frac{m_k}{a'}} \epsilon + (T_2 - T_1 - T_{02} + T_{01}) \frac{\lambda'}{\lambda} \sqrt{\frac{a'}{a}} \operatorname{tg} \sqrt{\frac{m_k}{a}} e}{\sqrt{\frac{m_k}{a'}} \cos \sqrt{\frac{m_k}{a'}} \epsilon \cdot \left[\frac{\epsilon}{\cos^2 \sqrt{\frac{m_k}{a'}} \epsilon} + \frac{\lambda'}{\lambda} \frac{e}{\cos^2 \sqrt{\frac{m_k}{a}} e} \right]} \cdot \exp(-m_k t)$$

Le paramètre m_k , figurant dans les deux expressions, est solution de l'équation transcendante :

$$\operatorname{tg} \sqrt{m_k} \frac{\epsilon}{\sqrt{a'}} + \frac{\lambda'}{\lambda} \sqrt{\frac{a'}{a}} \cdot \operatorname{tg} \sqrt{m_k} \frac{e}{\sqrt{a}} = 0$$



II - 2-3 APPLICATION AUX LAMES D'AIR

Lorsque l'échantillon à étudier possède une capacité thermique nulle ou très négligeable, (cas d'une lame d'air supposée sans capacité), les expressions analytiques de la somme des flux et de la différence des températures deviennent :

$$\Sigma \Phi(t) = [T_1 - T_2] \left[\frac{1}{e/\lambda + \varepsilon/\lambda'} - 2\lambda' \sum_{k=2}^{\infty} \frac{\cos \sqrt{\frac{mk}{a'}} \frac{\varepsilon}{2} - \frac{\lambda'}{\lambda} \sqrt{\frac{mk}{a'}} \sin \sqrt{\frac{mk}{a'}} \frac{\varepsilon}{2}}{\left[\frac{\varepsilon}{\cos \sqrt{\frac{mk}{a'}} \varepsilon} + e \cos \sqrt{\frac{mk}{a'}} \varepsilon \right]} \right] X$$

$$\exp(-mkt) = (T_1 - T_2) \cdot U(t)$$

$$\Delta T'(t) = [T_1 - T_2] \left[\frac{e/\lambda}{e/\lambda + \varepsilon/\lambda'} - \sum_{k=2}^{\infty} \frac{\frac{\lambda'}{\lambda} \sqrt{\frac{mk}{a'}}}{\left[\frac{\varepsilon}{\cos \sqrt{\frac{mk}{a'}} \varepsilon} + \cos \sqrt{\frac{mk}{a'}} \varepsilon \right]} \right] X$$

$$\exp(-mkt) = (T_1 - T_2) \cdot U'(t)$$



$$\operatorname{tg} \sqrt{\frac{mk}{a'}} \varepsilon + \frac{\lambda'}{\lambda} \sqrt{\frac{mk}{a'}} e = 0$$

Ces relations permettent de calculer le flux moyen traversant le système multicouche, lorsque les surfaces externes sont soumises à des variations de température en échelon, fig. (20) et (21). Toute variation de température, sur les surfaces externes du système, peut être considérée comme une superposition d'échelons. La variation temporelle du flux moyen, résultant d'une sollicitation $T_1(t) - T_2(t)$ variable

$\Sigma\Phi(W)$ EVOLUTION DU FLUX MOYEN DANS LA LAME D'AIRPOUR UN ECHELON DE TEMPERATUREDANS LE PLAN DE MESURE

$$R_{\text{lame}} = 0,08 \text{ m}^2\text{K/W}$$

SimulationEVOLUTION DE LA DIFFERENCE DE TEMPERATUREAUX BORNES DE LA LAME D'AIR $\Delta T, \Delta T'(c)$

20

$$R_{\text{lame}} = 0,08 \text{ m}^2\text{K/W}$$



en fonction du temps, est obtenue par un produit de convolution

$$\Sigma \Phi (t) = \frac{d}{dt} (T1 - T2) * u (t)$$

De la même façon, la différence de température entre les surfaces limites de la lame d'air, s'obtient en fonction de la différence de température $T1 (t) - T2 (t)$ par un produit de convolution :

$$\Delta T' (t) = \frac{d}{dt} (T1 - T2) * u' (t)$$

Connaissant l'évolution de la quantité $T1 - T2$, les grandeurs : $\Sigma \Phi$ et $\Delta T'$, sont obtenues par des produits de convolution.

II -2-4 APPLICATION A L'ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Partant des expressions analytiques précédentes, les réponses indicielles : u et u' , peuvent être déterminées.

Connaissant ces réponses indicielles, il est possible de déterminer, par programmation, la réponse correspondant à tout ensemble d'échantillons représentatif de sollicitation réelle.

La figure (22) représente les réponses mesurées et simulées, correspondant à une variation du type échelon de la quantité $T1 - T2$. la valeur de la résistance de la lame d'air, utilisée dans la simulation, correspond à la valeur mesurée en régime permanent.

En résumé, pour les faibles épaisseurs, une lame d'air est assimilable à un matériau homogène classique puisque la connaissance de la résistance thermique permet, lorsque l'on

EVOLUTION DES FLUX MESURE ET

SIMULE EN FONCTION DU TEMPS

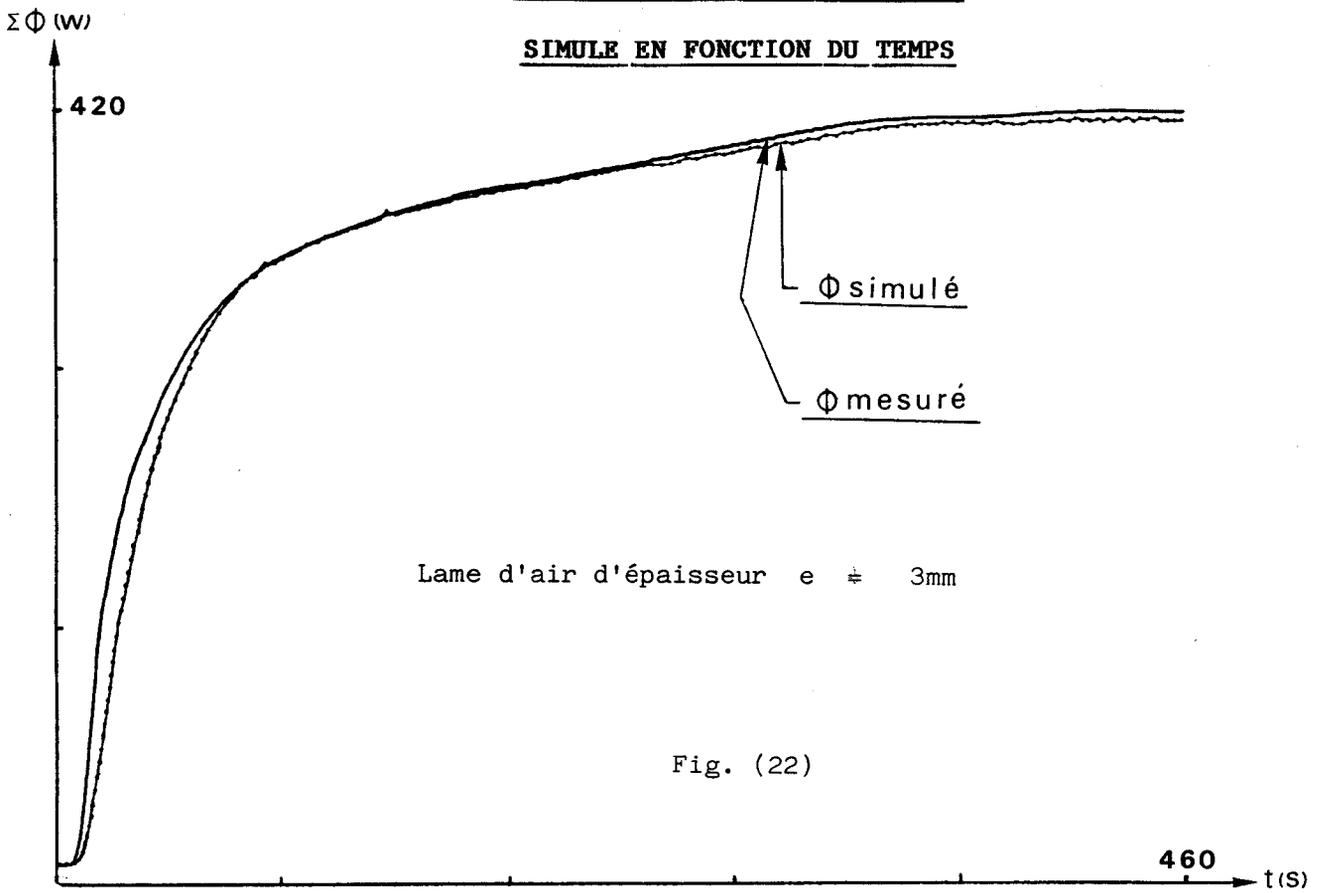


Fig. (22)

VARIATIONS DES TEMPERATURES

EN FONCTION DU TEMPS

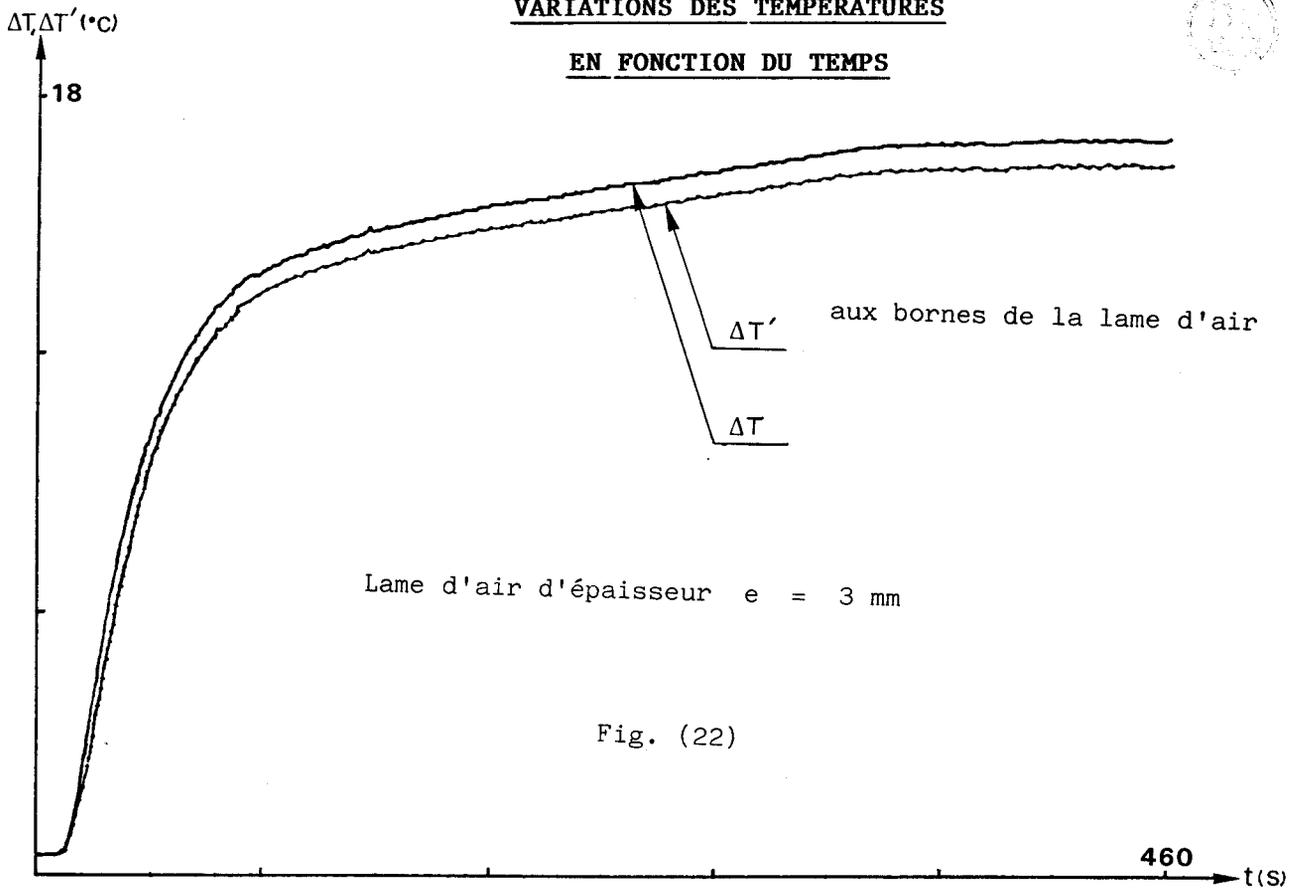


Fig. (22)

connaît les capacités des éléments situés de part et d'autre de la lame, la simulation des échanges en régime variable. Cette conclusion ne s'applique pas pour les grandes épaisseurs puisqu'il y a divergence entre réponses observée et simulée. Les échanges par convection ne permettent plus d'assimiler le système à une résistance pure.

III

ETUDE DES RELATIONS FONCTIONNELLES
FLUX MESURE-TEMPERATURE DE SURFACE ET FLUX
ABSORBE-TEMPERATURE DE SURFACE

III - 1 - 1 ANALYSE DE LA RELATION FLUX ABSORBE-TEMPERATURE
DE SURFACE EN REGIME VARIABLE

En régime variable la relation entre la densité de flux $\psi_a(t)$ absorbé par une paroi et la température de surface $\Theta(t)$ est complexe. On la représente généralement par une relation fonctionnelle entre transformée de Laplace des variations de flux et de température.

$$\tilde{\Theta}_1(p) = Z(p) \tilde{\Psi}_1(p)$$

$Z(p)$ est "l'impédance thermique d'entrée" de la paroi en régime de variations. Pour établir la valeur de la fonction complexe $Z(p)$, nous utilisons la relation matricielle reliant température et flux à l'entrée de la paroi aux quantités analogues définies dans le plan de sortie.

$$\begin{vmatrix} \tilde{\Theta}_1(p) \\ \tilde{\Psi}_1(p) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \operatorname{ch}\sqrt{\frac{p}{a}} x & \frac{1}{b\sqrt{p}} \operatorname{sh}\sqrt{\frac{p}{a}} x \\ b\sqrt{p} \operatorname{sh}\sqrt{\frac{p}{a}} x & \operatorname{ch}\sqrt{\frac{p}{a}} x \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \tilde{\Theta}_0(p) \\ \tilde{\Psi}_0(p) \end{vmatrix}$$

x étant l'épaisseur de la paroi

On pose généralement $Z_c = \frac{1}{b\sqrt{p}}$, $b : | \text{J K}^1 \text{M}^2 \text{S}^{1/2} |$

Z_c est une quantité homogène à une impédance et se mesure en $| \text{K m}^2 / \text{w} |$

Dans le cas d'un milieu dont le plan de sortie ne subit pas de variations appréciables de températures

$$\tilde{\Theta}_0(p) = 0$$

et $Z_e = \frac{\tilde{\Theta}_1}{\tilde{\Psi}_1} = \frac{1}{b\sqrt{p}} \operatorname{th} \sqrt{\frac{p}{a}} x$

Lorsque l'épaisseur est suffisamment importante pour que le milieu puisse être considéré comme étant semi-infini :

$$Z_e = \frac{\tilde{\Theta}_1}{\tilde{\Psi}_1} = \frac{1}{b\sqrt{p}} = Z_c$$

Pour que cette hypothèse soit vérifiée il faut que les variations soient rapides sur des durées faibles par rapport à la constante de temps du système.

Dans le cas où la face arrière est thermiquement isolée

$$\psi_0(p) = 0$$

$$Z_e = \frac{\tilde{\Theta}_1}{\tilde{\Psi}_1} = \frac{1}{b\sqrt{p}} / \operatorname{th} \frac{p}{a} x$$

Comme précédemment pour un milieu semi-infini

$$Z_e = \frac{1}{b\sqrt{p}} = Z_c$$

Ces relations montrent que pour des variations rapidement variable du flux $\Psi_1(t)$, la transformée des variations correspondantes de température de surface est liée à la transformée de Laplace des variations de flux par la relation fonctionnelle :

$$\tilde{\Theta}(p) = \frac{1}{b\sqrt{p}} \tilde{\Psi}(p)$$

Cette relation tout à fait générale s'applique également à l'analyse de la relation flux-température en régime sinusoïdal. Les amplitudes complexes des variations de flux et de température sont alors reliées entre elles par la relation complexe.

$$\tilde{\Theta}(j\omega) = \frac{1}{b \sqrt{j\omega}} \psi(j\omega)$$

III - 1 - 2 ANALYSE DE LA RELATION PUISSANCE DISSIPÉE EN SURFACE-TEMPÉRATURE DE SURFACE EN RÉGIME VARIABLE .

En régime variable la puissance calorifique dissipée dans le revêtement de surface d'émissivité ε se partage entre le flux absorbé et le flux échangé avec le milieu ambiant.

$$\varepsilon \psi_i(t) = \psi_a(t) + \psi_e(t)$$

Les flux ψ_a et ψ_e peuvent tous deux être exprimés en fonction de l'élévation de la température de surface $\Theta(p)$.

Compte tenu des résultats précédents, les transformées de Laplace sont liées par les relations :

$$\tilde{\psi}_a(p) = b \sqrt{p} \tilde{\Theta}(p).$$

Supposons que la relation de proportionnalité flux échangé-augmentation de température reste vraie en régime de variation.

$$\tilde{\psi}_e(p) = h \tilde{\Theta}(p).$$

$$\varepsilon \tilde{\psi}_i(p) = (h + b\sqrt{p}) \tilde{\Theta}(p)$$

La puissance $\varepsilon \psi_i(p)$ provoquerait la même variation de température dans le milieu d'effusivité équivalente be définie par la relation

$$\varepsilon \tilde{\psi}_i(p) = be\sqrt{p} \cdot \tilde{\Theta}(p)$$

Compte tenu de ces relations

$$be\sqrt{p} = h + b\sqrt{p}$$

Cette relation fonctionnelle, qui relie la transformée de Laplace des variations en fonction du temps de la puissance dissipée sur la surface et de la température de surface, est générale et valable quelque soit le type de variation considérée. En fait l'analyse dans le domaine de Laplace est complexe et le développement actuel des techniques de traitement du signal conduit plutôt à utiliser la transformée de Fourier. La méthode d'analyse consiste donc à décomposer la sollicitation en série de Fourier et à substituer à la relation :

$$\varepsilon \tilde{\psi}_i(p) = (h + b\sqrt{p}) \cdot \tilde{\Theta}(p)$$

pour chaque fréquence, la relation :

$$\varepsilon \tilde{\psi}_i(j\omega) = (h + b\sqrt{j\omega}) \cdot \tilde{\Theta}(j\omega)$$

obtenue en remplaçant p par $j\omega$.

- Tout se passe comme si la paroi avait une effusivité apparente.

$$be = \frac{h + b\sqrt{j\omega}}{\sqrt{j\omega}}$$

Ce coefficient est un nombre complexe. Les parties réelles et imaginaires sont définies.

$$be = \frac{(h + 2b\sqrt{\frac{w}{2}}) - jh}{2\sqrt{\frac{w}{2}}}$$

Introduisons un coefficient sans dimension égal au rapport du coefficient d'échange à l'admittance thermique

$$Y_r = \frac{h}{b} \sqrt{\frac{2}{w}}$$

nous obtenons alors :

$$be = \frac{b}{2} [2 + Y_r - j Y_r]$$

soit en module $|be| = b \sqrt{Y_r^2 + 2 (Y_r + 1)}$

et en phase $\angle be = - \arctg \left(\frac{Y_r}{Y_r + 2} \right)$

III - 1 - 3 APPLICATION DE L'ANALYSE PAR CORRELATION A L'ANALYSE DE LA RELATION FONCTIONNELLE FLUX ABSORBE VARIATION DE TEMPERATURE DE SURFACE.

L'utilisation de cette relation fonctionnelle est l'utilisation de la transformée de Fourier permettant en principe d'analyser la relation flux-température de surface en régime plurifréquentiel. L'utilisation directe de la relation précédente est difficile en pratique, du fait que le flux absorbé Ψ_a est la somme de signaux déterministes (en rayonnement incident par exemple) et de signaux de type bruits qui ne se prêtent pas bien à l'analyse par transformation

de Fourier. La méthode de traitement la plus simple consiste à analyser la relation entre les énergies des signaux corrélés. Introduisons donc des grandeurs énergétiques en multipliant les deux membres de l'équation : $\tilde{\Psi}_a(\omega) = b\sqrt{j\omega} \cdot \tilde{\Theta}(\omega)$ par l'expression conjuguée de la température on aura :

$$\tilde{\Psi}_a(\omega) \cdot \tilde{\Theta}^*(\omega) = [b\sqrt{j\omega}] \tilde{\Theta}(\omega) \cdot \tilde{\Theta}^*(\omega)$$

$\tilde{\Psi}_a(\omega) \cdot \tilde{\Theta}^*(\omega)$: est la transformée de Fourier de la fonction d'intercorrélation $R_{\Psi\Theta}$

$\tilde{\Theta}(\omega) \cdot \tilde{\Theta}^*(\omega)$: est la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation $R_{\Theta\Theta}$

De ce fait, la relation précédente entre flux et température de surface devient :

$$R_{\Psi_a\Theta} = h(t) * R_{\Theta\Theta}$$

avec $h(t) = F^{-1} (b\sqrt{j\omega})$

Lorsque les grandeurs $\psi_a(t)$ et $\Theta(t)$ sont périodiques et de même période, la décomposition en série de Fourier des fonctions de corrélations $R_{\Psi_a\Theta}$ et $R_{\Theta\Theta}$ a la même périodicité que celle des grandeurs initiales ψ et Θ et les relations fonctionnelles entre grandeurs simples restent valables pour la transformée de Fourier des grandeurs corrélées.

$$\text{soit } F |R_{\Psi_a\Theta}| = b \cdot \sqrt{j\omega} \cdot F |R_{\Theta\Theta}|$$

$$\left| \frac{R_{\Psi\Theta}}{R_{\Theta\Theta}} \right| = b\sqrt{\omega}$$

$$\text{et } \underline{|R_{\Psi\Theta}|} - \underline{|R_{\Theta\Theta}|} = \frac{\pi}{4}$$

Un avantage important de traitement par corrélation

est de permettre l'élimination du bruit superposé au signal déterministe utilisé pour l'analyse des systèmes. 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 $y(t)$.

La fonction d'autocorrélation de $x(t)$ s'écrit :

$$R_{xx}(\tau) = R_{yy}(\tau) + R_{bb}(\tau) + R_{by}(\tau) + R_{yb}(\tau)$$

$R_{bb}(\tau)$ tend vers 0 pour un temps $|\tau|$ dépendant de la caractéristique du bruit.

$R_{by}(\tau) = R_{yb}(\tau) = 0$, puisque le bruit et le signal ne sont pas corrélés.

$$\text{d'où } R_{xx}(\tau) = R_{yy}(\tau).$$

III - 1 - 4 APPLICATION DE L'ANALYSE FREQUENTIELLE A LA SIMULATION DES VARIATIONS EN FONCTION DU TEMPS.

de $\psi_a(t)$ et $\Theta(t)$

Dans la partie précédente nous avons montré la possibilité d'analyser les variations dans le temps de ψ_a et Θ par décomposition de la sollicitation $\varepsilon\psi_i(t)$ en composantes $\varepsilon\psi_i(\omega)$ sinusoïdales. Chaque composante du spectre permet de calculer les composantes correspondantes $\Theta(\omega)$ et $\psi_a(\omega)$.

Pour chaque composante spectrale on a la relation suivante $\varepsilon_i\psi_i(\omega) = \psi_a(\omega) + \psi_e(\omega)$ et donc :

$$\tilde{\Theta}(w) = \frac{\varepsilon_i \Psi_i(w)}{h + Y_a(w)}$$

$$\tilde{\Psi}_e(w) = \frac{h}{h + Y_a(w)} \cdot \varepsilon \Psi_i(w) = h \cdot \tilde{\Theta}(w)$$

$$\tilde{\Psi}_a(w) = \frac{Y_a(w)}{h + Y_a(w)} \cdot \varepsilon \Psi_i(w) = Y_a(w) \tilde{\Theta}(w)$$

avec h , coefficient d'échange entre la surface de la paroi et le milieu extérieur (ambiance + autres parois) et $Y_a(w)$ l'admittance de la paroi.

Le calcul de l'admittance ramenée dans le plan d'entrée du matériau permet de calculer pour chaque fréquence le spectre de la température

$$\text{soit } \Theta(w) = \varepsilon_i \Psi_i(w) \cdot Z_{er}(w)$$

$$\text{avec } Z_{er}(w) = \frac{1}{h + Y_a(w)}$$

En fait, cette méthode de calcul de la température de surface par synthèse de Fourier est limitée puisque le spectre du signal (puissance générée à l'interface) est limité dans le domaine fréquentiel lorsqu'on ne considère qu'un nombre limité de raies. La partie haute fréquence n'est pas prise en compte.

La reconstitution des signaux temporels permet la représentation de la variation des grandeurs $\Theta(t)$, $\Psi_e(t)$ et $\Psi_a(t)$ en fonction du temps.

La méthode peut être en principe appliquée quelque soit la forme des sollicitations. Par raison de simplicité

nous nous limitons à des sollicitations en forme de créneaux. Nous considérons simultanément l'effet d'une variation en créneau du flux incident ψ_i sur deux surfaces d'émissivités différentes, l'une ϵ_1 étant voisine de 1 l'autre ϵ_2 étant voisine de 0,1. La durée pendant laquelle la paroi est soumise au flux incident constant est supposée faible par rapport à la constante de temps de la paroi.

RESULTAT DE LA SIMULATION

Partant d'un état d'équilibre du système, et pour une puissance générée à l'interface paroi-air en forme de créneau de rapport cyclique $\frac{1}{2}$ et de durée totale 4 Heures pour une paroi en béton [$\varepsilon_1 \Psi_i = 300W$ pour la surfacenoire, et $\varepsilon_2 \Psi_i = 35 W$ pour la surface brillante et deux coefficients d'échange correspondant aux données expérimentales $h_1 = 25 |w/m^2K|$ et $h_2 = 11$], nous avons simulé les variations des deux températures de surfaces Θ_1 et Θ_2 , puis l'évolution des flux Ψ_{a1} , Ψ_{e1} d'une part et Ψ_{a2} , Ψ_{e2} d'autre part fig. : (1) et (2).

Sur les courbes représentant l'évolution des flux absorbés par la paroi, nous constatons une valeur de flux absorbé initialement inférieur à la valeur de consigne du signal $\varepsilon_i \Psi_i$. Cet écart est dû à la troncature du spectre de la sollicitation dans le domaine des hautes fréquences qui ne sert pas en compte dans le calcul par le système numérique de traitement.

Le même phénomène se reproduit à l'instant de suppression de la source. Les courbes de simulation représentées ne concernent que les variations de flux et de température dues aux variations du flux incident Ψ_i . pour ces variations on a égalité du flux sortant vers l'extérieur et celui restitué dans ce même milieu. Ces résultats de simulation montrent également que suivant le pouvoir émissif de la paroi, le système global n'a pas la même constante de temps, ce qui peut être interprété par les valeurs différentes du coefficient d'échange suivant que la surface est de forte ou de faible émissivité.

III - 1 - 5 APPLICATION A L'ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Suivant les résultats obtenus précédemment, les variations de température de surface sont liées de façon

VARIATION DE TEMPERATURE DE SURFACE

(SIMULATION)

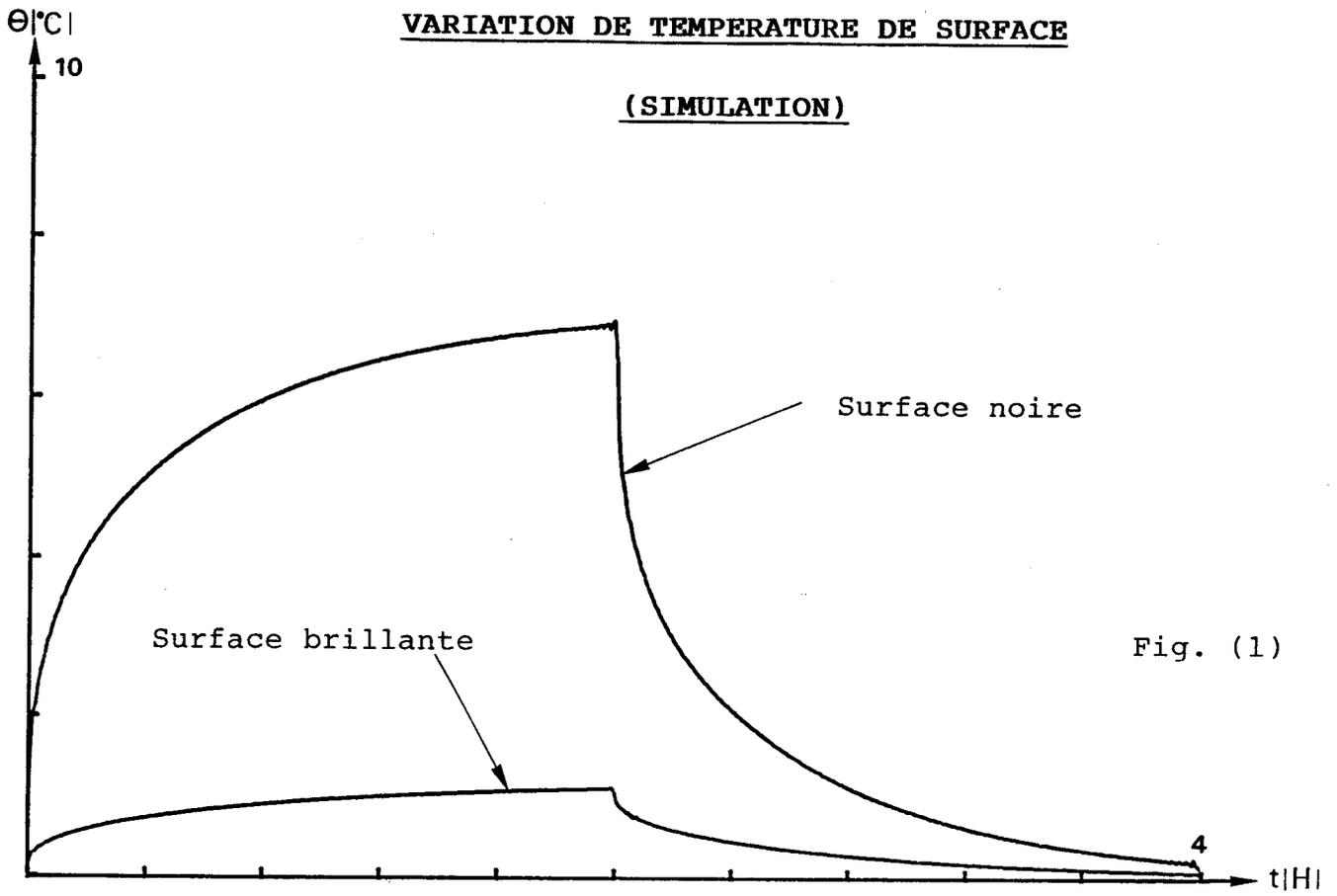


Fig. (1)

EVOLUTION DES FLUX EN FONCTION DU TEMPS

(SIMULATION)

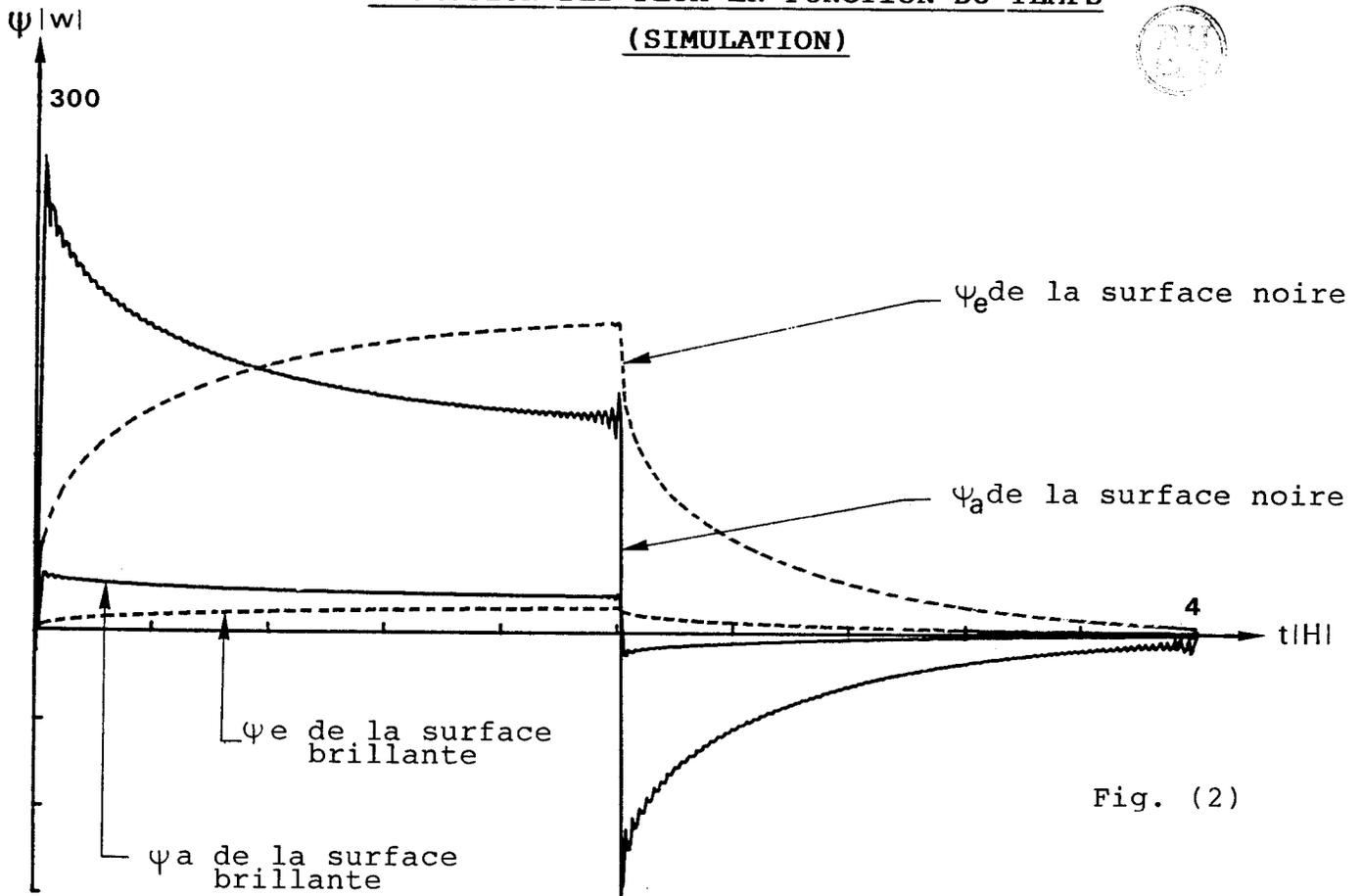


Fig. (2)

biunivoque aux variations du flux absorbé par la paroi. Ces relations ont été simulées pour un système initialement en équilibre thermique. Pour vérifier ces résultats, nous avons utilisé le dispositif expérimental suivant.

III - 2 -1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif expérimental est représenté par la fig. (3) dont nous distinguons quatre blocs :

- ensemble de commande : comprenant un micro-ordinateur et un triac. Ils permettent de générer des signaux de nature différente en fonction du temps.

- ensemble d'acquisition : comprenant un micro-ordinateur, un système d'acquisition et une unité de stockage (floppy-disc)

- Sources : Lampes infrarouges et à incandescence.

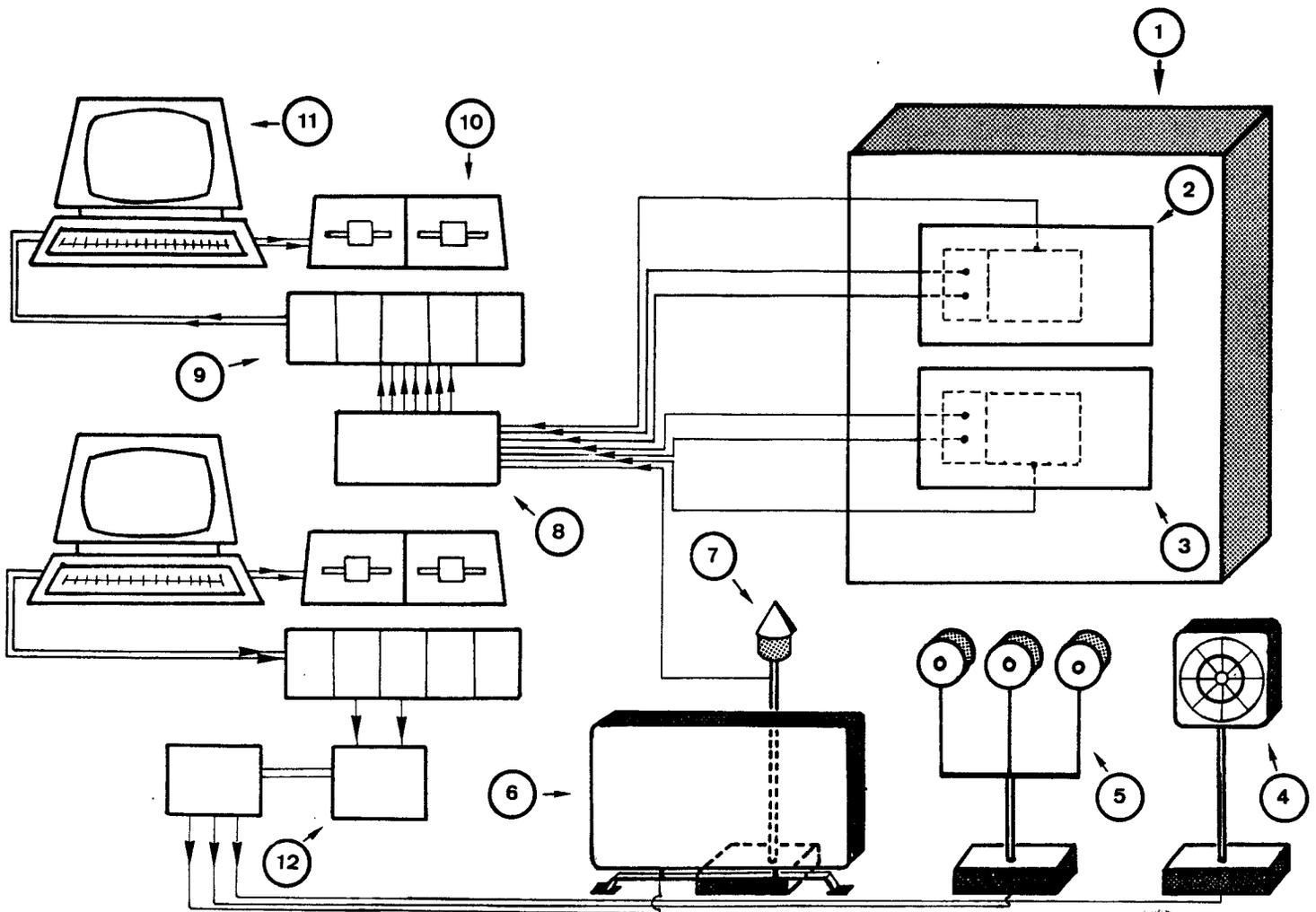
- Paroi : Les expérimentations réalisées portent sur trois matériaux le béton, le plâtre et le polystyrène.

Pour chaque matériau nous avons analysé deux configurations d'expérience différentes:

- Matériau soumis au rayonnement seul, échangeant de l'énergie avec le milieu ambiant par convection naturelle.

- Matériau soumis au rayonnement, les échanges par convection étant amplifiés par un système de ventilation.

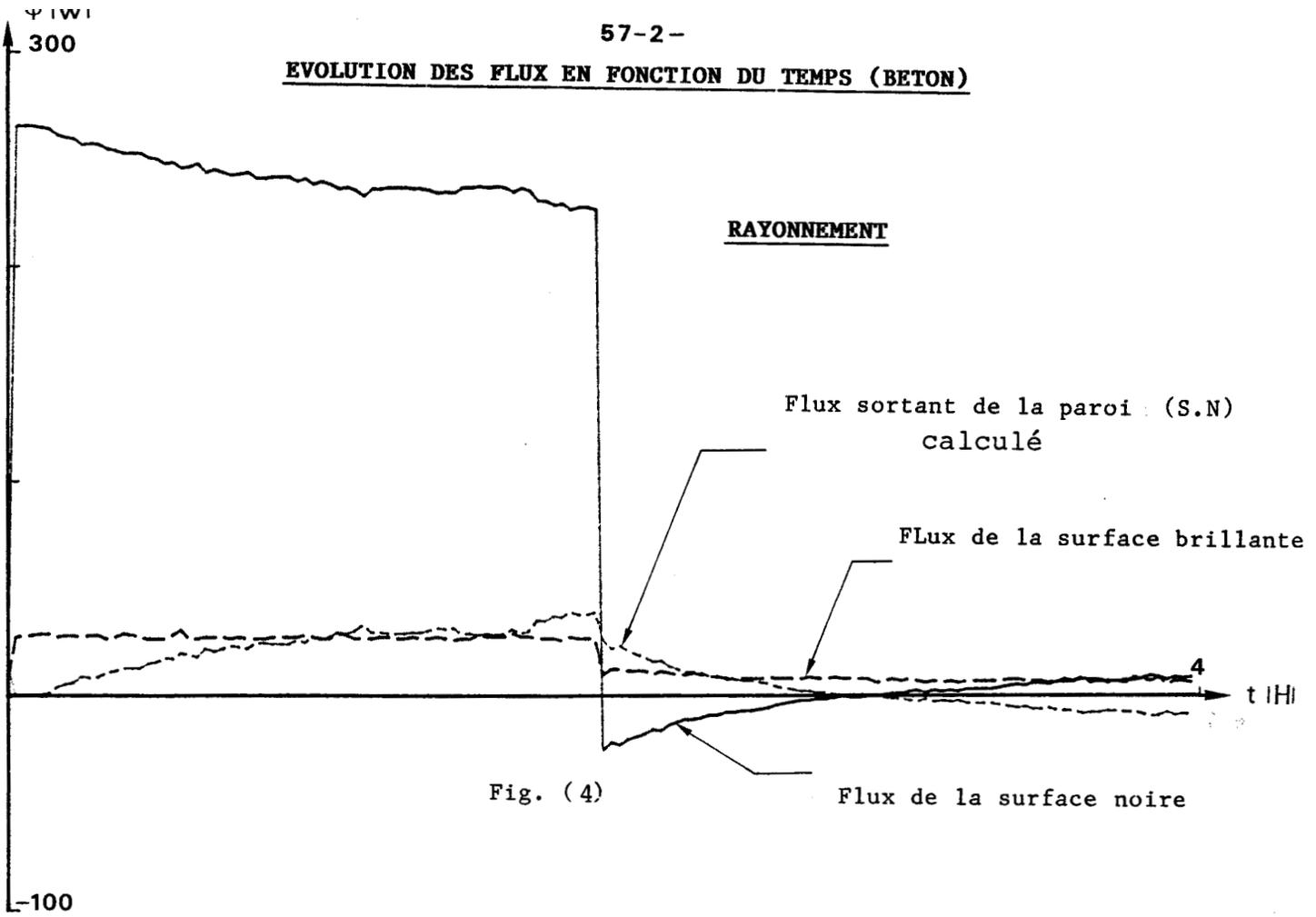
Nous avons relevé dans chaque cas les flux (fig. (4) , (5) et (6)) et les températures de surface noire et la température de l'air. fig. (7), (8) et (9).

MESURES IN SITU

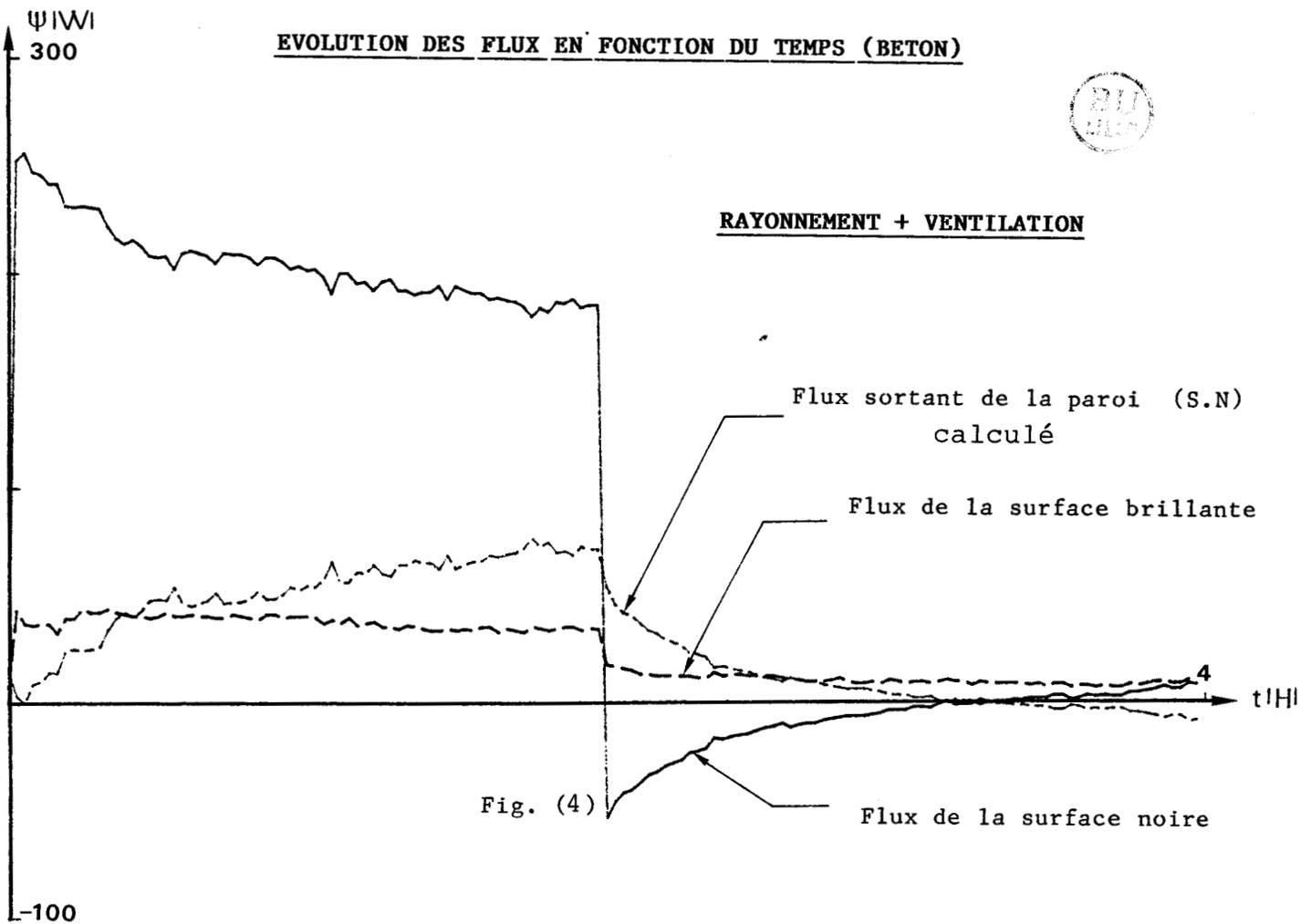
SCHEMA DE PRINCIPE DU DISPOSITIF
EXPERIMENTAL

- | | | | |
|---|------------------------|---|------------------------------|
| ① | Paroi | ⑦ | Capteur de température d'air |
| ② | Surface noire | ⑧ | Boitier de raccordement |
| ③ | Surface brillante | ⑨ | Système d'acquisition |
| ④ | Ventilateur | ⑩ | Disquette |
| ⑤ | Sources de Rayonnement | ⑪ | Microordinateur |
| ⑥ | Radiateur convectif | ⑫ | Commande de puissance |

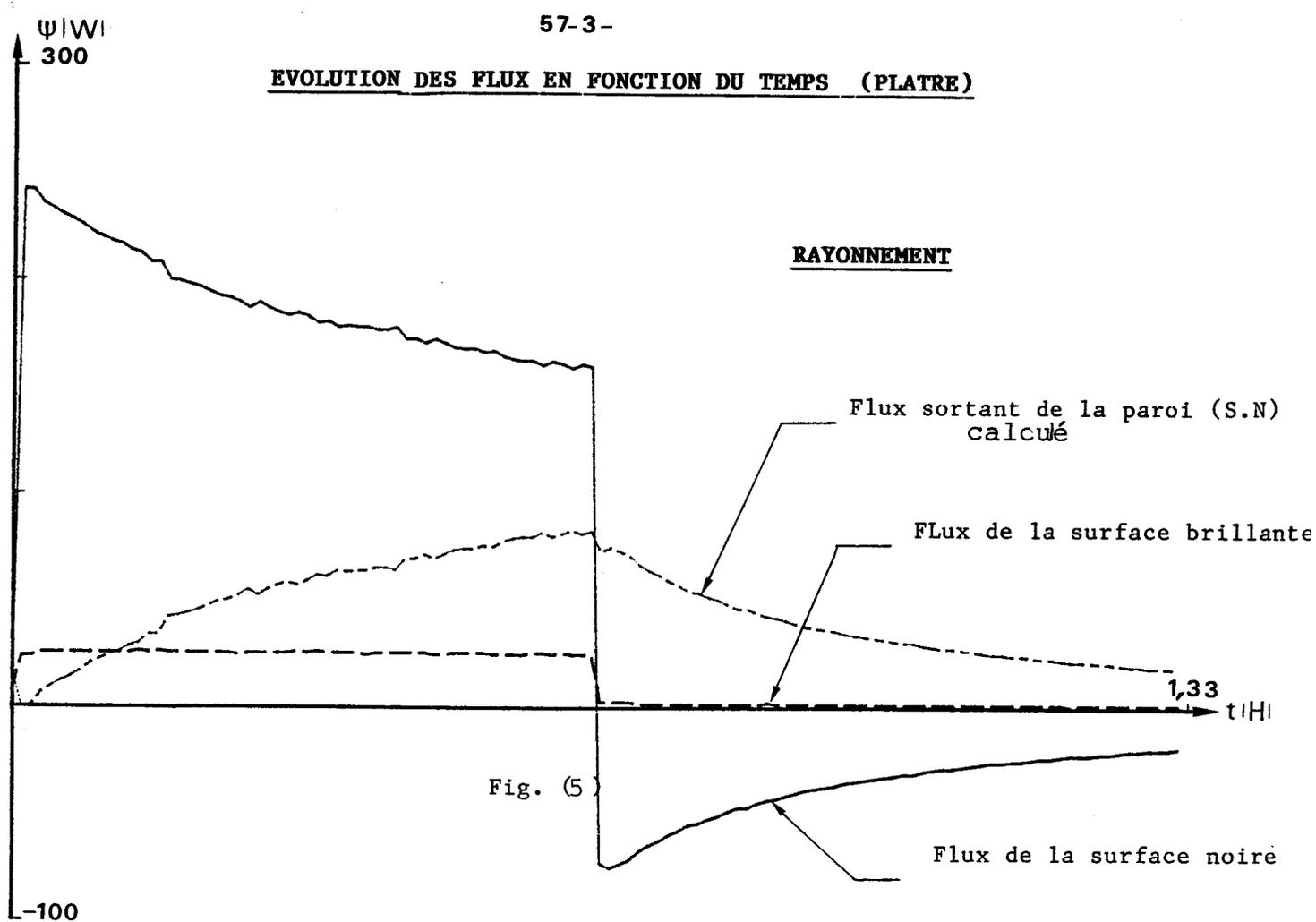
EVOLUTION DES FLUX EN FONCTION DU TEMPS (BETON)



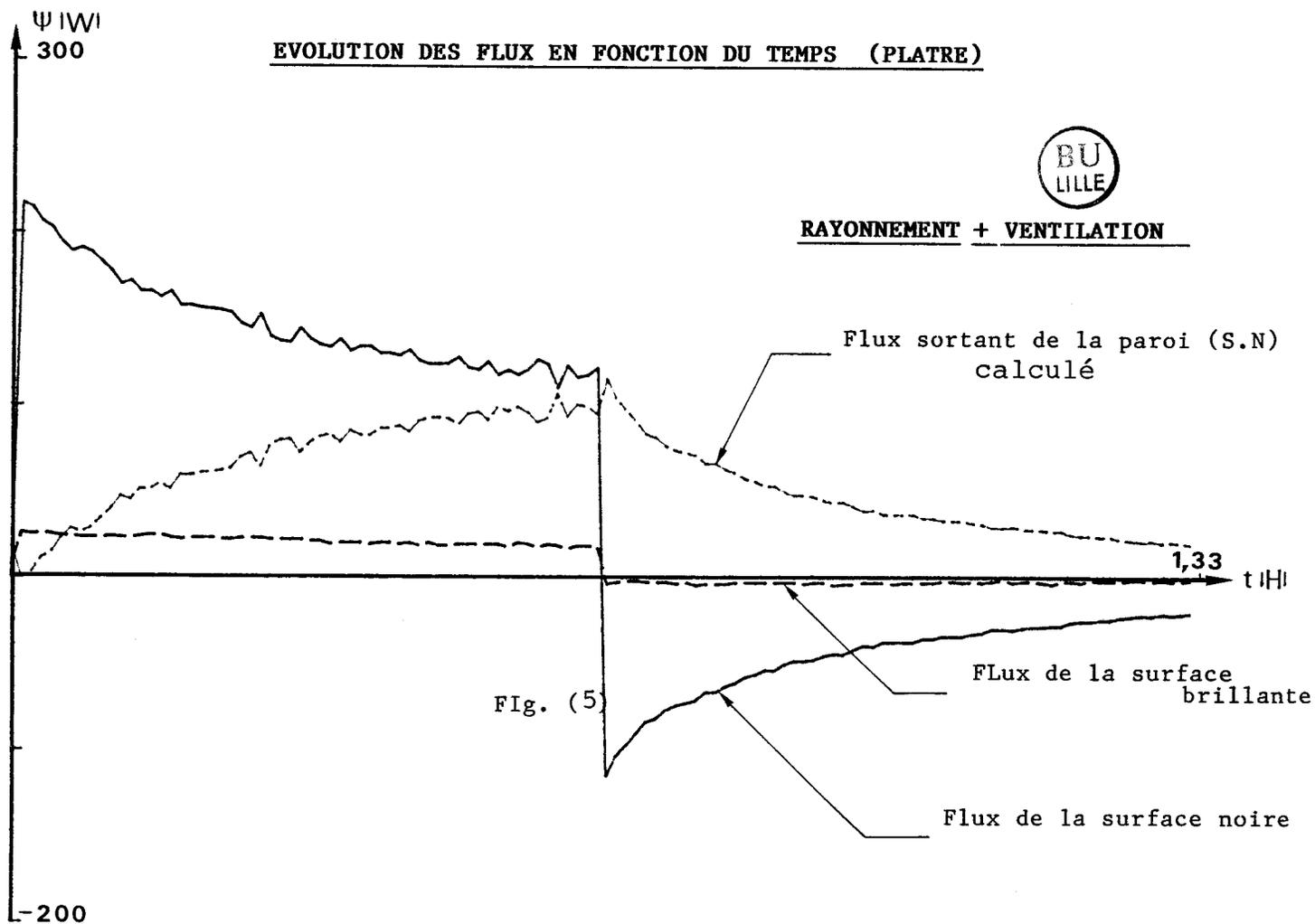
EVOLUTION DES FLUX EN FONCTION DU TEMPS (BETON)

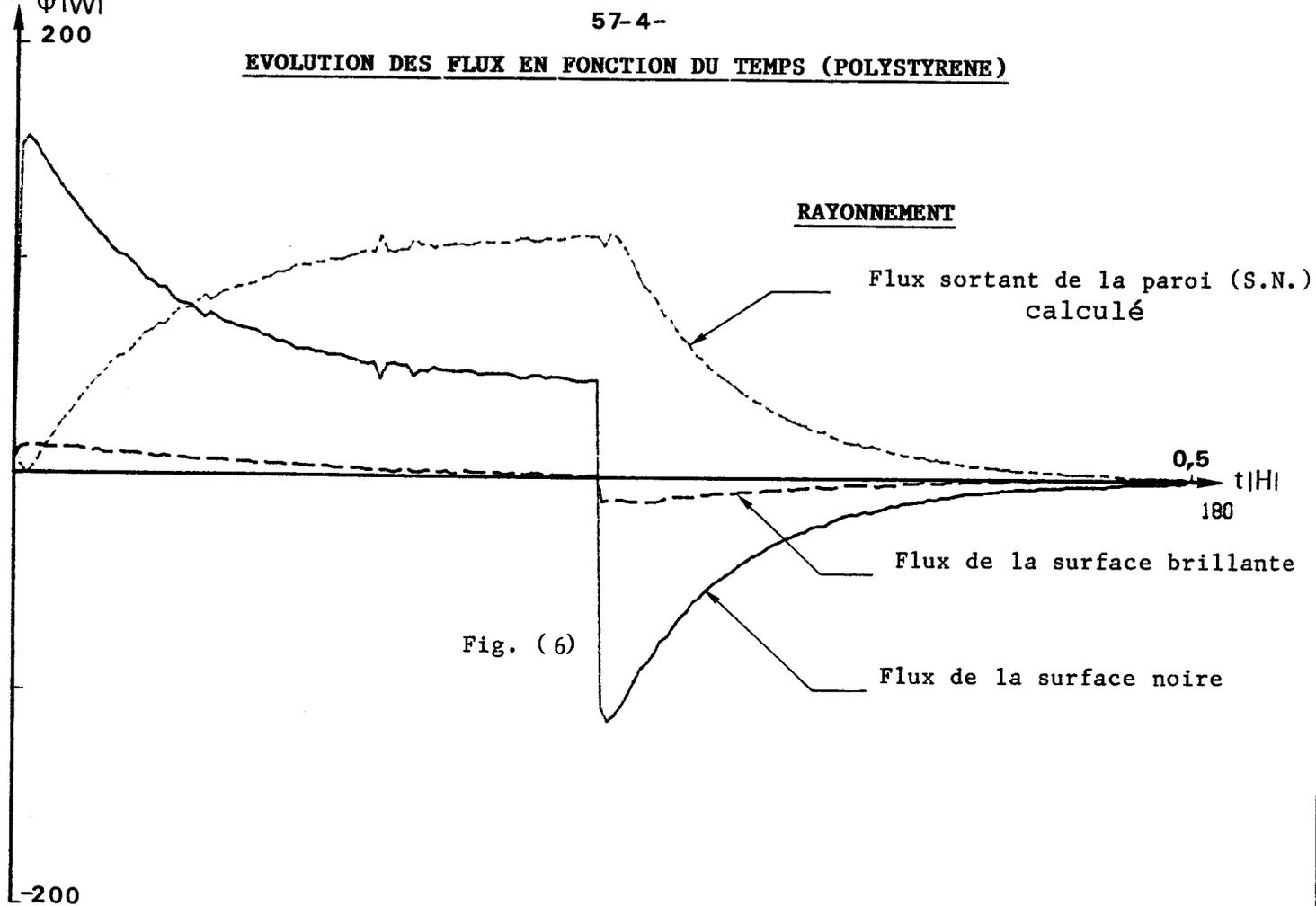


EVOLUTION DES FLUX EN FONCTION DU TEMPS (PLATRE)



EVOLUTION DES FLUX EN FONCTION DU TEMPS (PLATRE)



EVOLUTION DES FLUX EN FONCTION DU TEMPS (POLYSTYRENE)EVOLUTION DES FLUX EN FONCTION DU TEMPS (POLYSTYRENE)RAYONNEMENT + VENTILATION

0,5
t|H|

Flux sortant de la paroi (S.N.)
calculé

Flux de la surface brillante

Flux de la surface noire

Fig. (6)

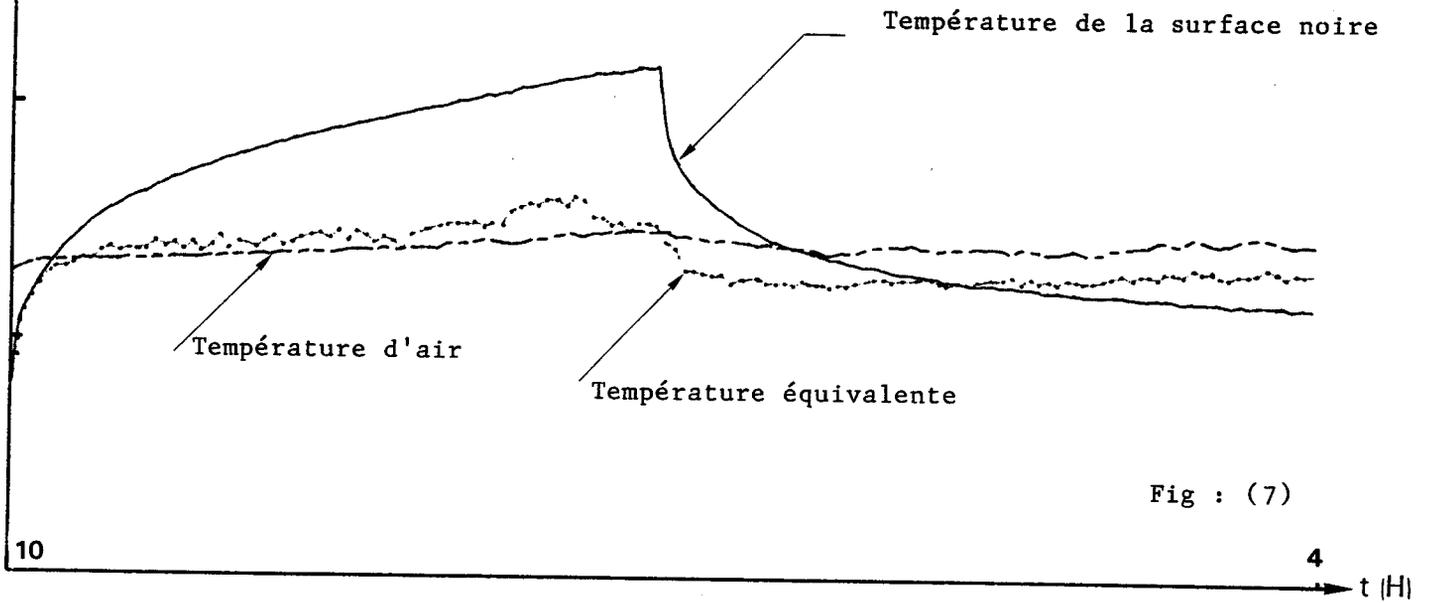
ψ|W|
200

-200

VARIATION EN FONCTION DU TEMPS DES TEMPERATURES

(BETON)

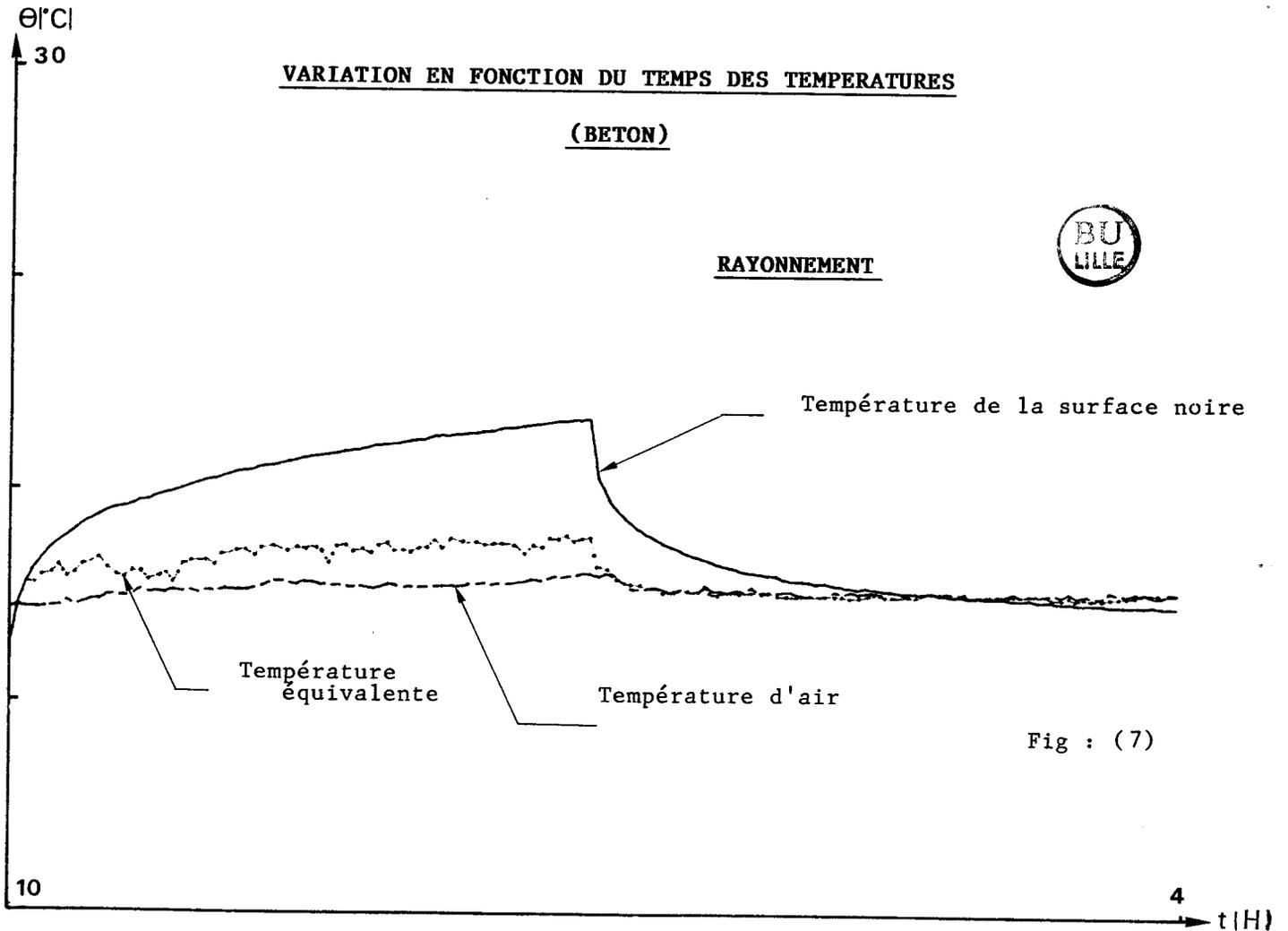
RAYONNEMENT + VENTILATION



VARIATION EN FONCTION DU TEMPS DES TEMPERATURES

(BETON)

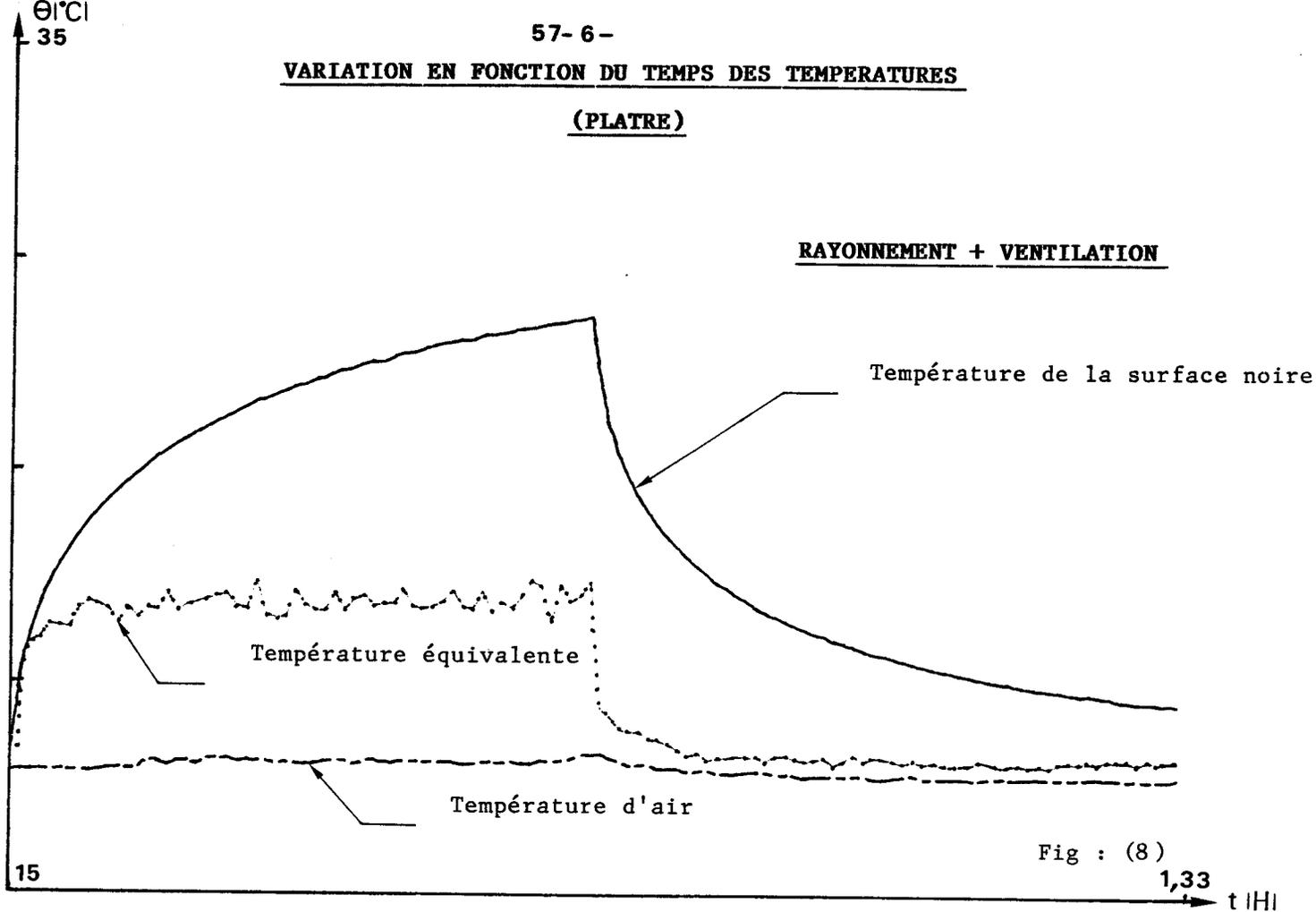
RAYONNEMENT



VARIATION EN FONCTION DU TEMPS DES TEMPERATURES

(PLATRE)

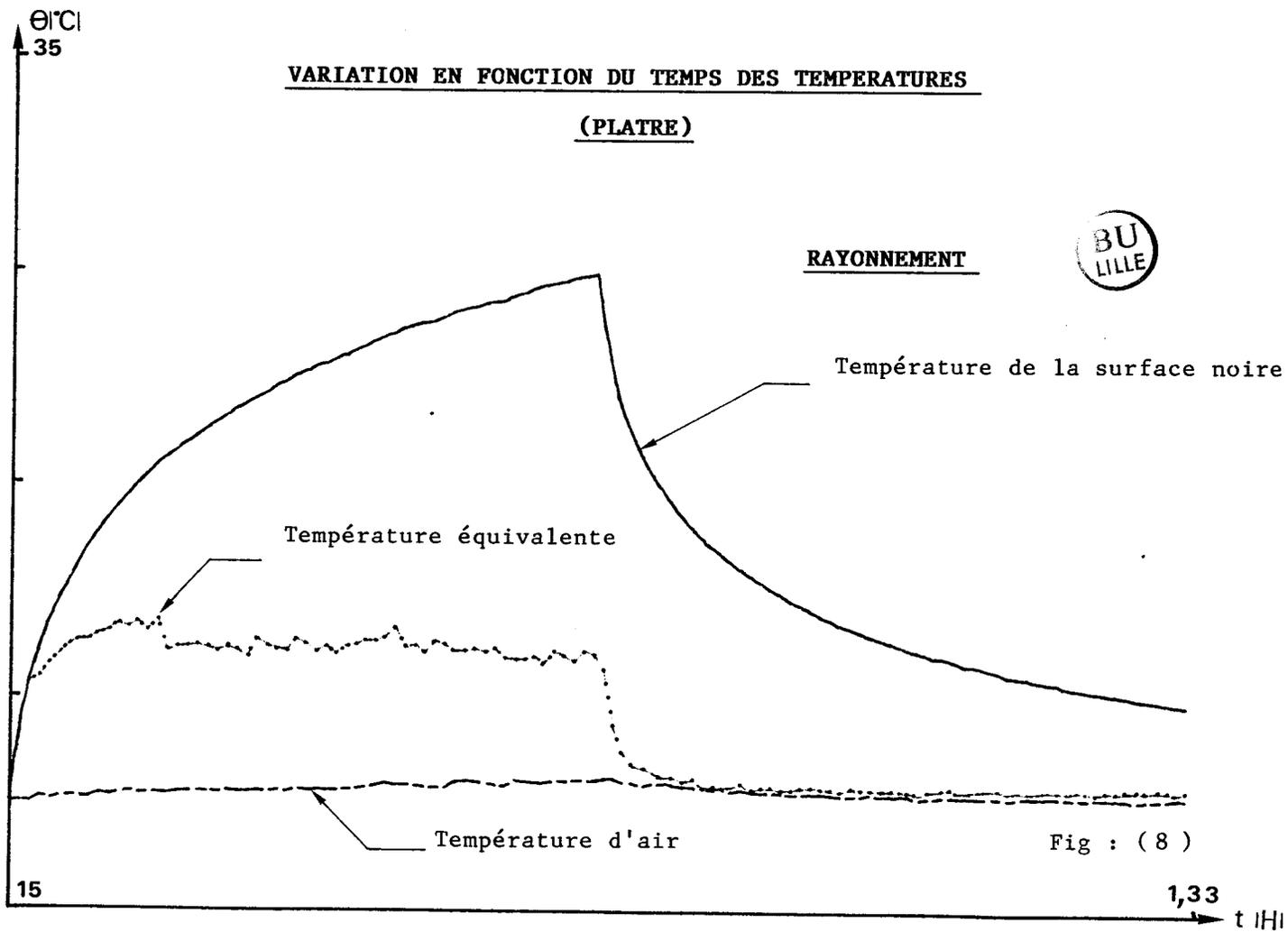
RAYONNEMENT + VENTILATION



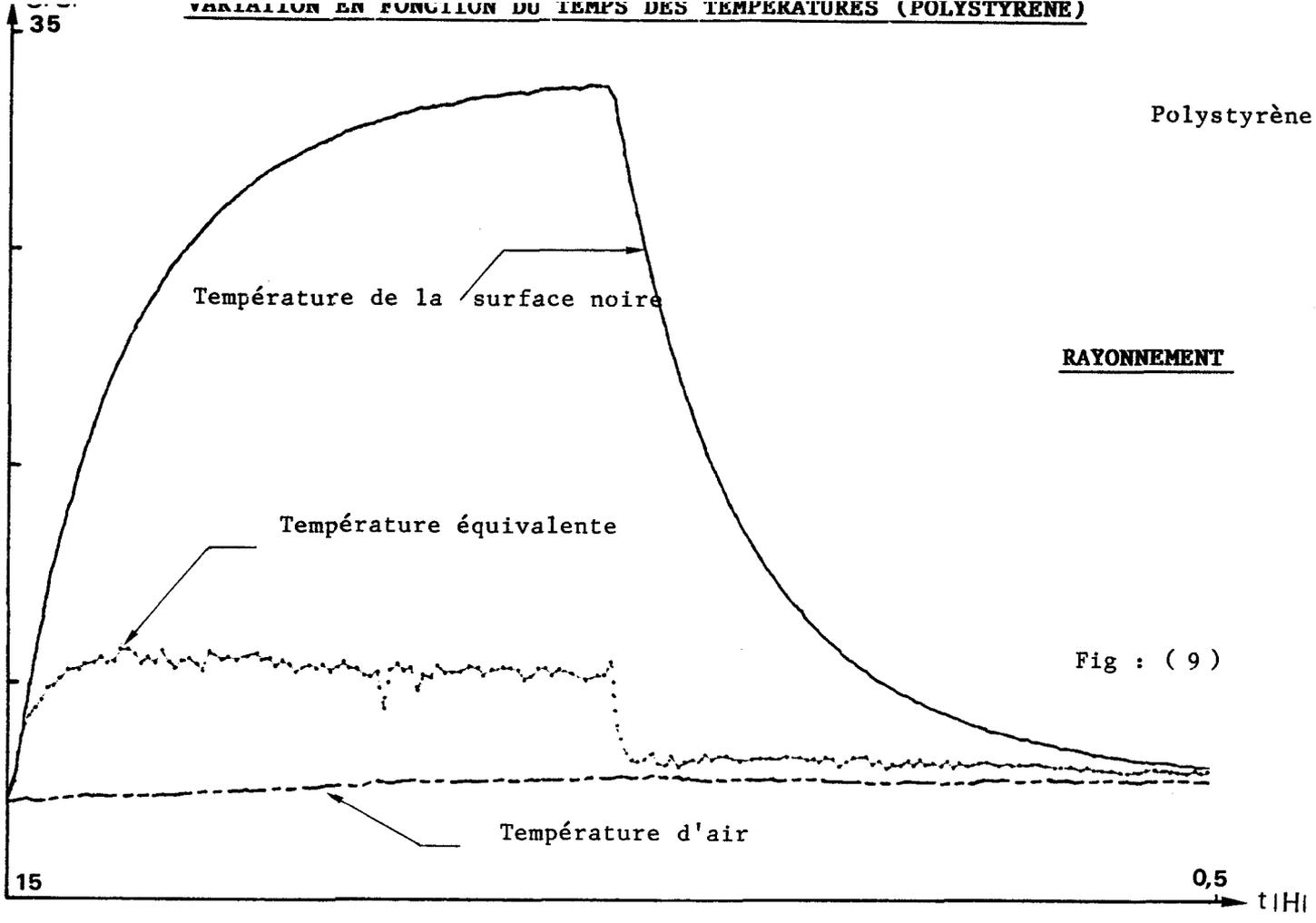
VARIATION EN FONCTION DU TEMPS DES TEMPERATURES

(PLATRE)

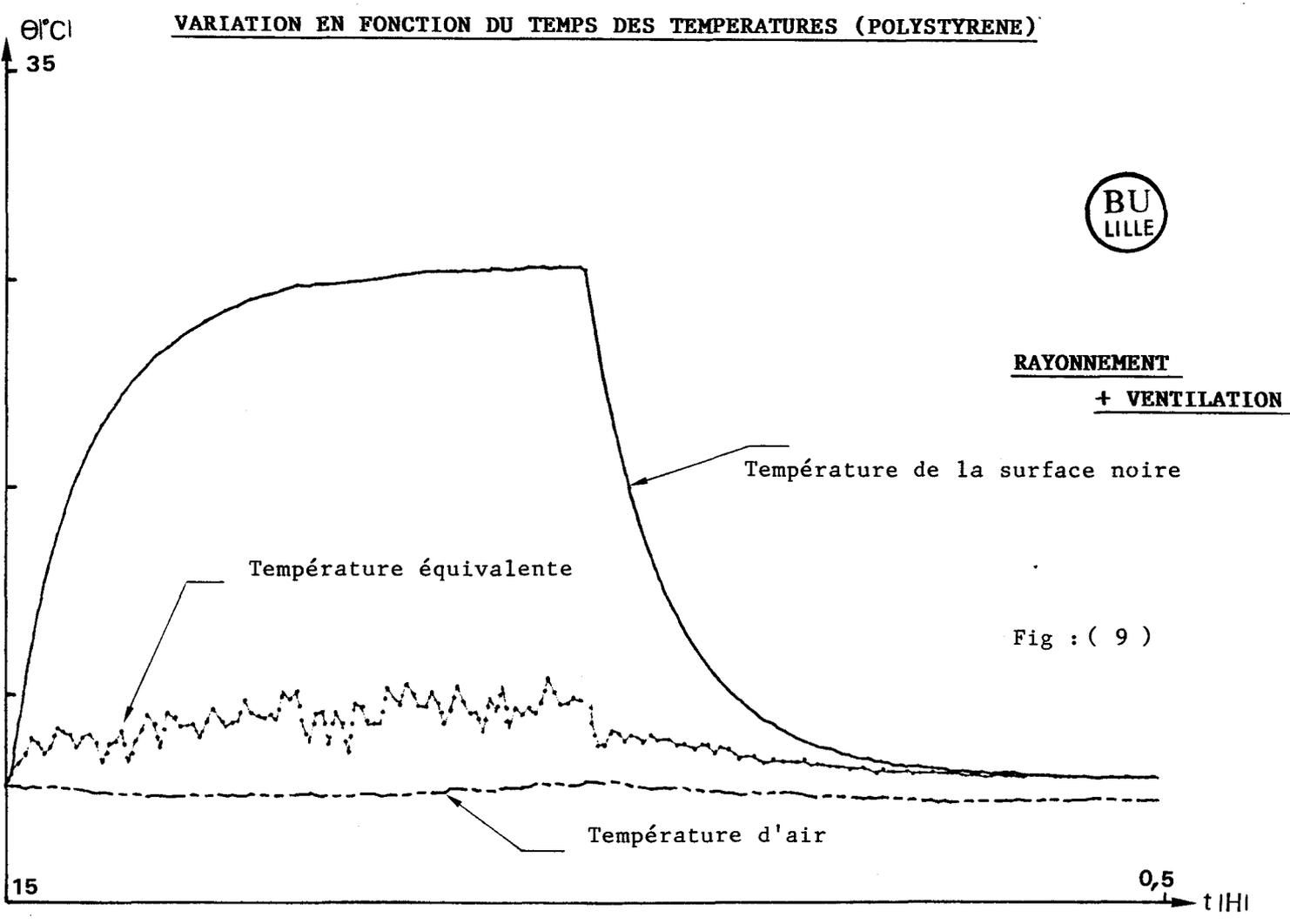
RAYONNEMENT



VARIATION EN FONCTION DU TEMPS DES TEMPERATURES (POLYSTYRENE)



VARIATION EN FONCTION DU TEMPS DES TEMPERATURES (POLYSTYRENE)



EVOLUTION EN FONCTION DU TEMPSDES FLUX

(BETON)

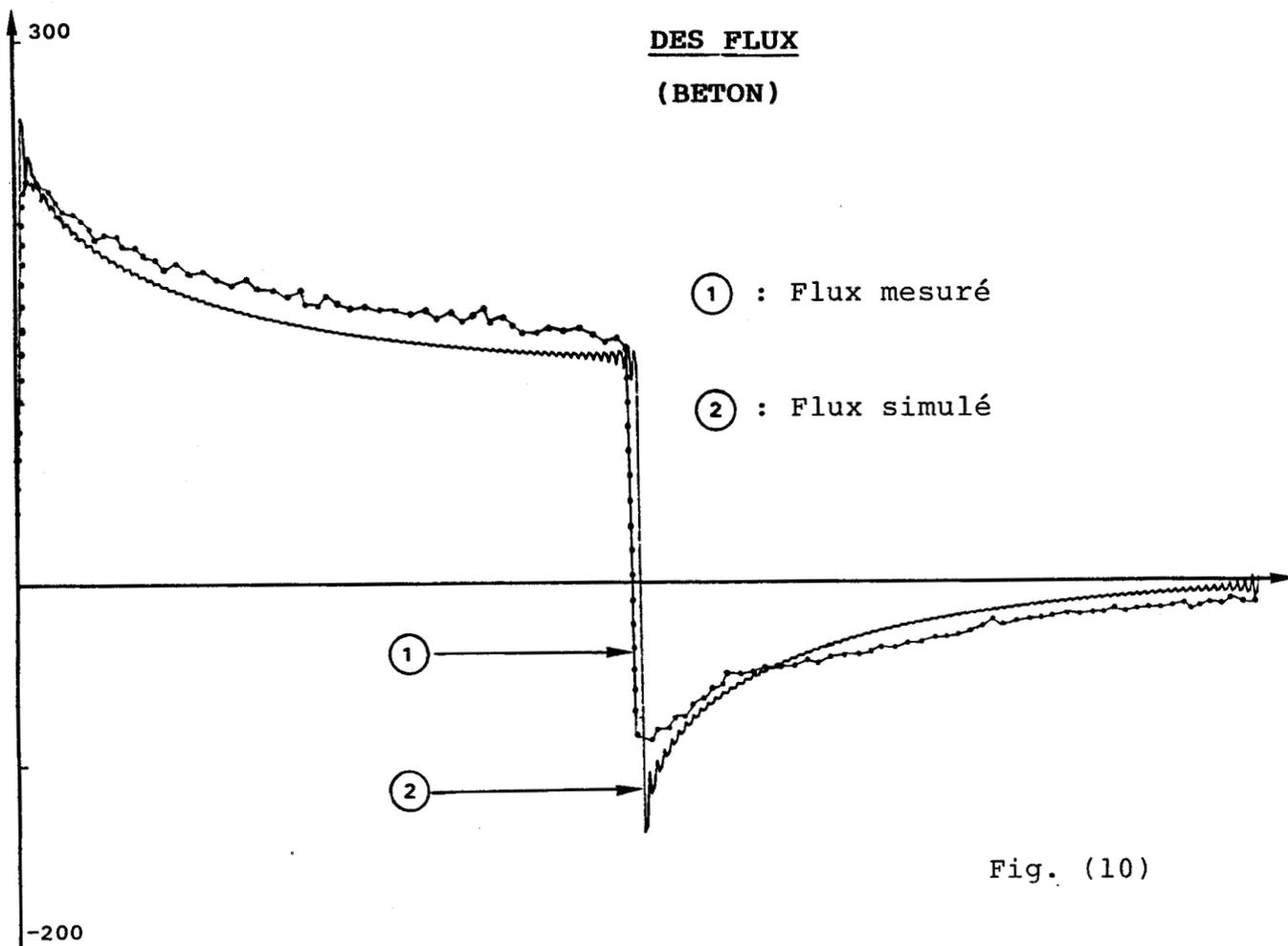


Fig. (10)

La température de l'air est relevée à l'aide d'un capteur disposé dans un cylindre réflecteur des radiations thermiques.

Les courbes relevées expérimentalement sont semblables à celles de la modélisation théorique, qui suppose les variations de flux échangé Ψ_e et de température de surface liées par un coefficient constant (égal à h). La valeur de ce coefficient peut être élevée en augmentant l'importance des échanges par convection. On constate que l'augmentation des échanges convectifs provoque toujours une diminution du flux absorbé et une augmentation des échanges avec l'extérieur.

- En ce qui concerne les températures d'une manière générale, il n'y a pas de variations significatives de la température sous le film de faible émissivité; aussi les températures ont-elles été mesurées par rapport à cette température de référence. Au cours de toutes les expériences réalisées, la température d'air se maintient à un niveau constant par rapport à la température de référence. Les échanges par rayonnement-convection ont donc la même importance au cours de l'expérience. Pour analyser les flux thermiques on introduit dans la littérature une température, dite équivalence, dépendant à la fois de la température d'air, de la température radiante et des flux en provenance des sources à haute température. La définition mathématique sera précisée dans la dernière partie de notre travail.

III -3 TRAITEMENT DE SOLLICITATIONS RAPIDEMENT VARIABLES

DANS LE TEMPS.

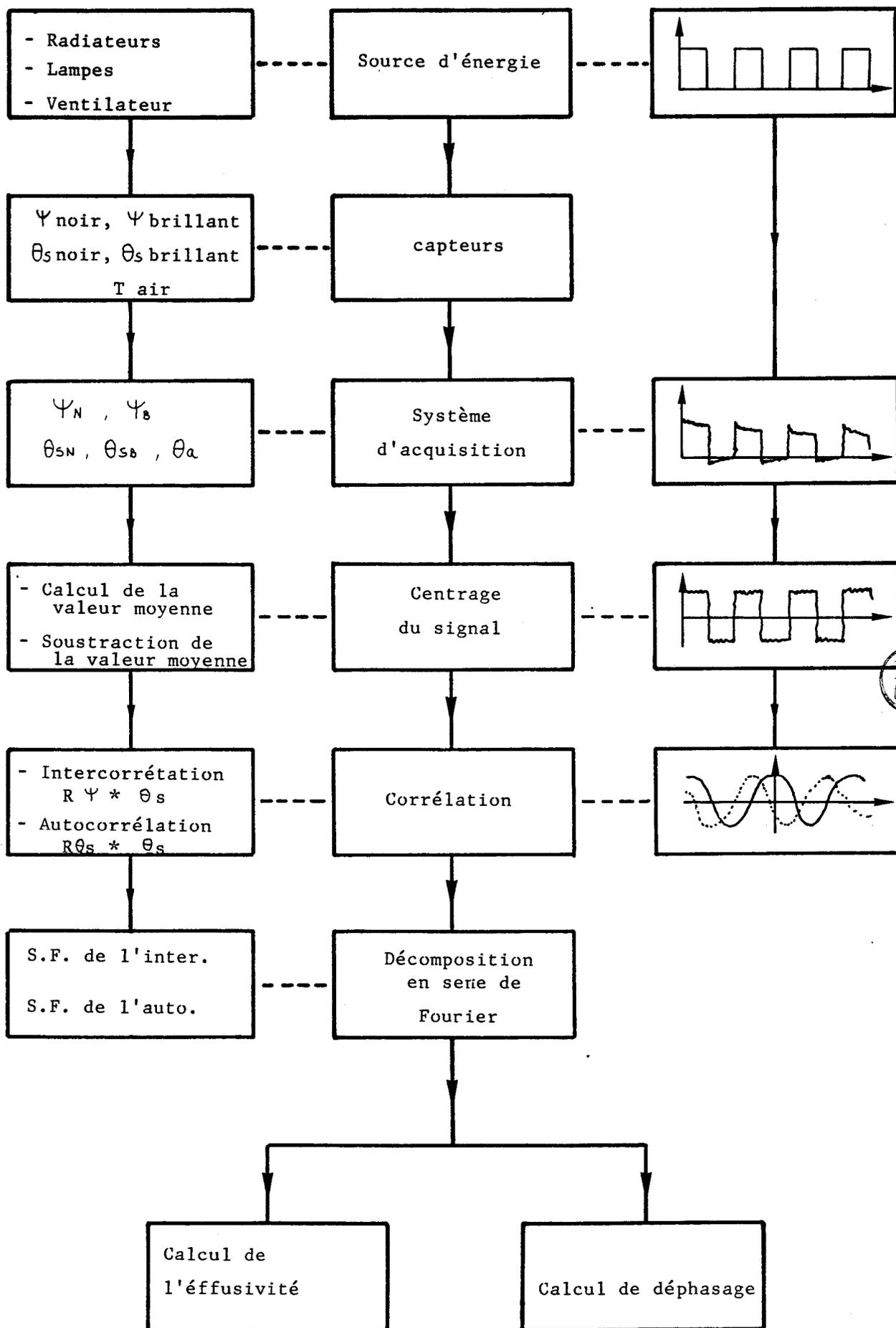
L'étude précédente a porté sur des sollicitations à partir d'un état d'équilibre et après lesquelles il y avait retour à l'état d'équilibre initial. Dans ces conditions, nous avons à traiter les relations entre les écarts des flux et températures, par rapport à leur valeur initiale, et l'analyse par fonction de transfert est parfaitement adaptée à ce genre de problème. L'analyse des échanges provoqués par les fluctuations rapidement variables dans le temps est beaucoup plus complexe puisque la ^{température de} surface ne revient généralement pas à son état d'équilibre initial. Les figures (11) et (12) représentent respectivement les variations en fonction du temps du flux absorbé et de la température de surface, lorsqu'elle est soumise à des variations en créneaux répétitifs du flux incident ψ_i .

La fréquence fondamentale du phénomène répétitif est telle que l'épaisseur de pénétration des "ondes thermiques" dans le matériau reste très inférieure à l'épaisseur de la paroi soumise au rayonnement.

Les enregistrements peuvent être considérés comme la superposition d'une valeur moyenne variable dans le temps et de fluctuations autour de la valeur moyenne. L'analyse par fonction de transfert étant applicable à l'analyse des variations de flux et de température autour de l'équilibre, nous avons retranché la courbe représentant la variation en fonction du temps de la valeur moyenne, de façon à centrer les variations de flux et de température. Les signaux centrés représentés fig. (13) et (14) sont fortement bruités et ne peuvent être traités directement. Pour analyser les relations fonctionnelles entre ces signaux nous utilisons le traitement par corrélation. Les corrélogrammes sont représentés fig (15) et montrent que la fonction d'intercorrélation température

SCHEMA SYNOPTIQUE DE L'ENSEMBLE DU

TRAITEMENT



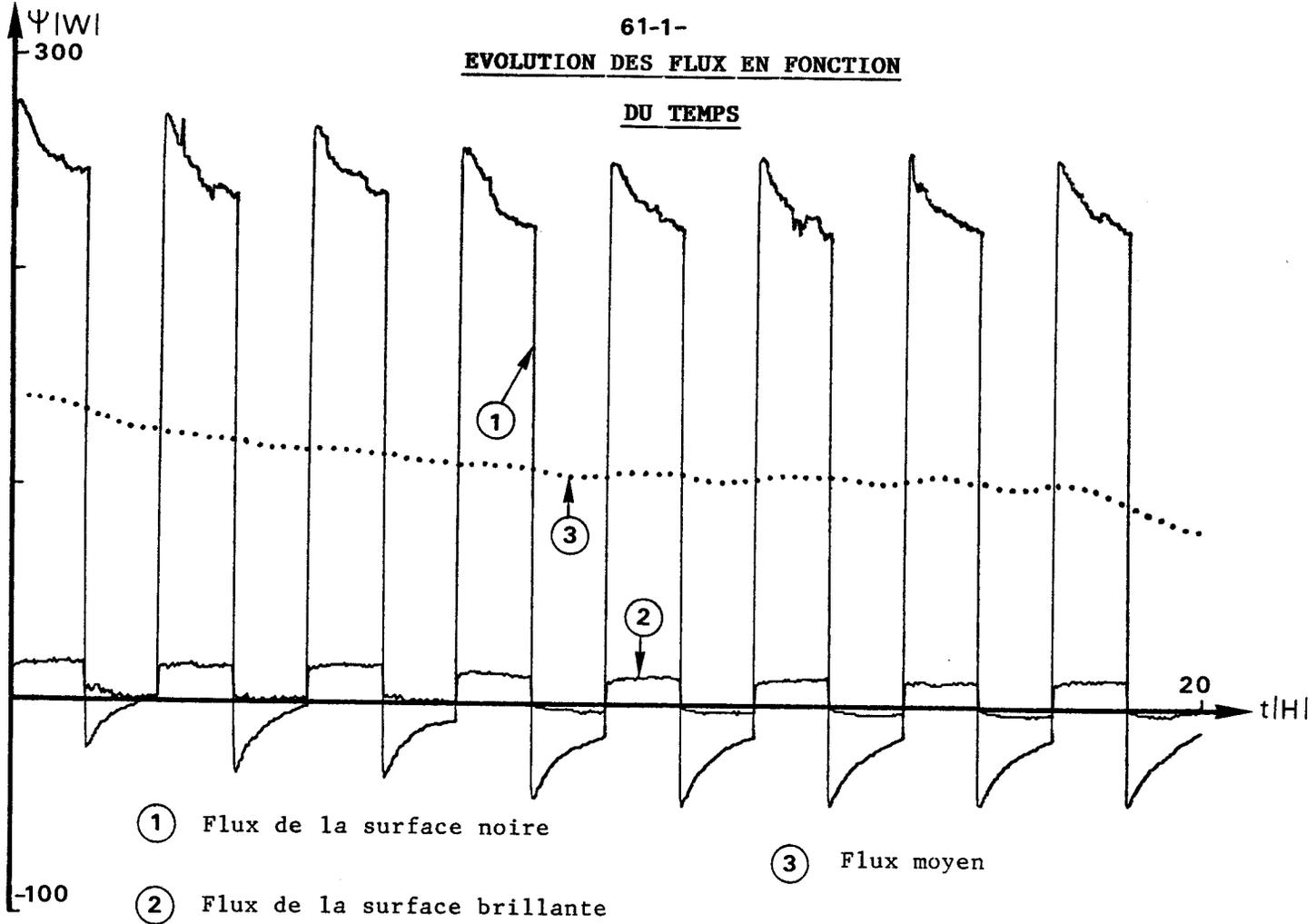
EVOLUTION DES FLUX EN FONCTIONDU TEMPS

Fig. (11)

VARIATION DES TEMPERATURES DE
SURFACE EN FONCTION DU TEMPS

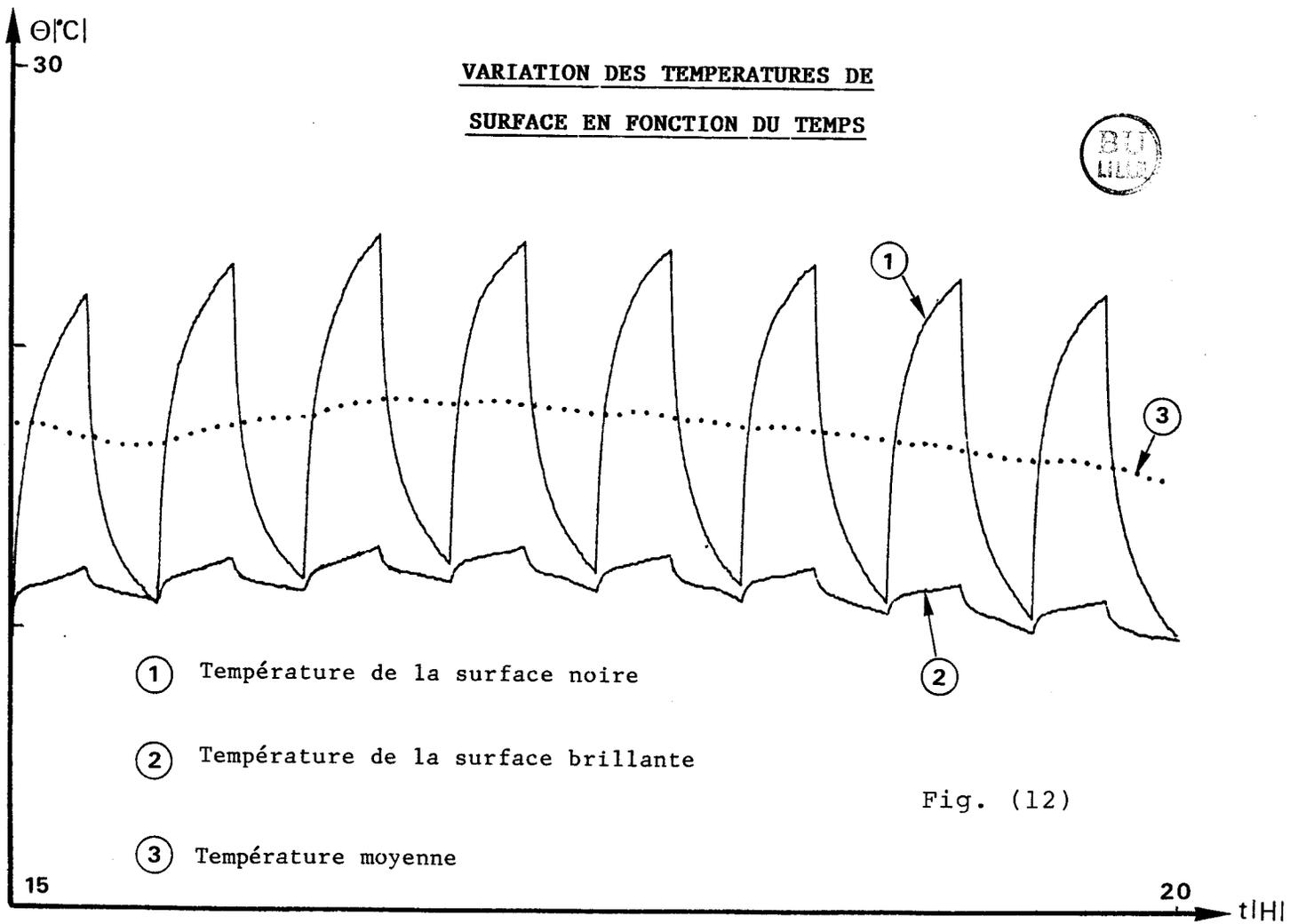


Fig. (12)

61-2-

FLUX THERMIQUE CENTRE

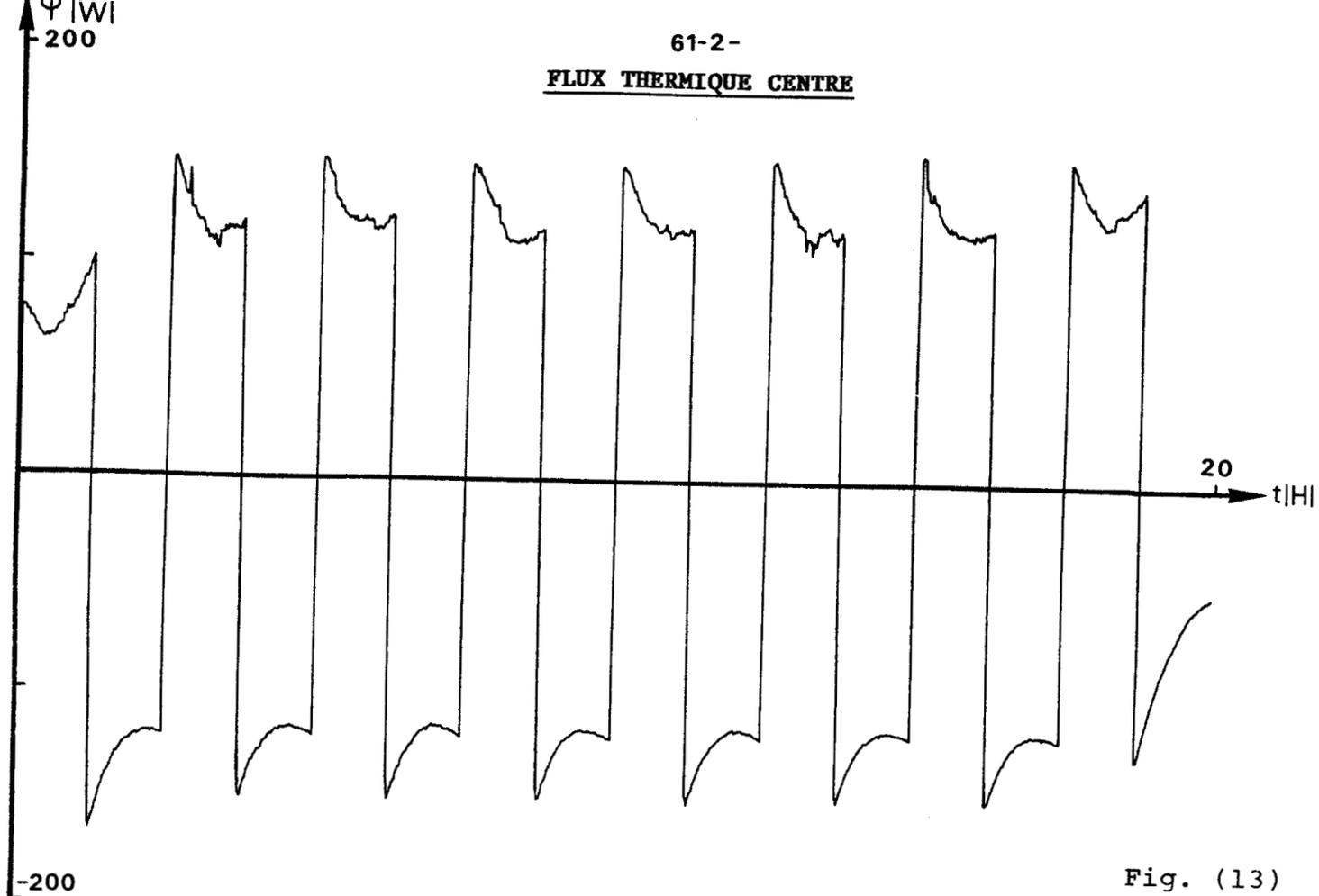


Fig. (13)

TEMPERATURE DE SURFACE CENTREE

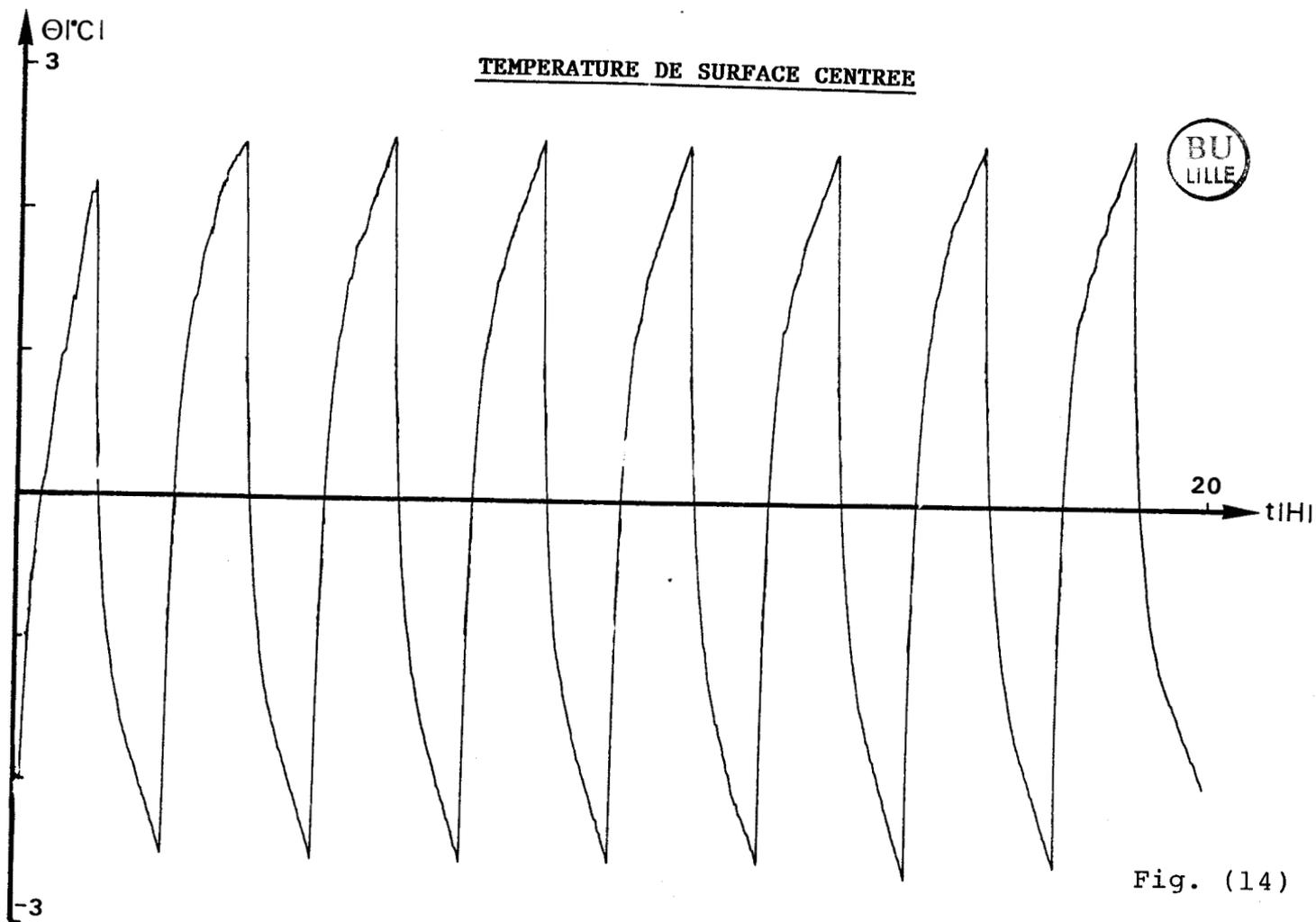


Fig. (14)

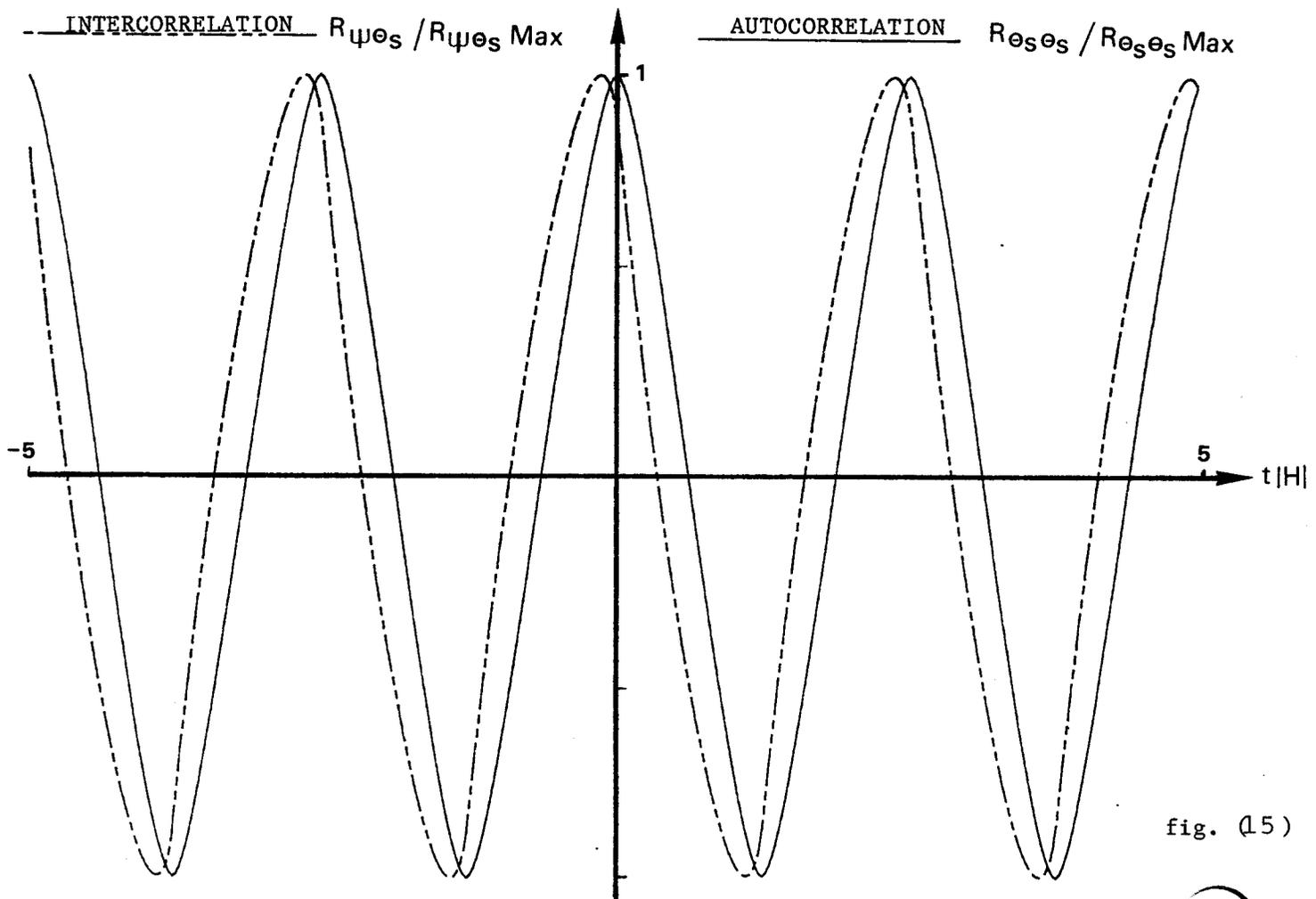
FONCTION DE CORRELATIONS

fig. (15)

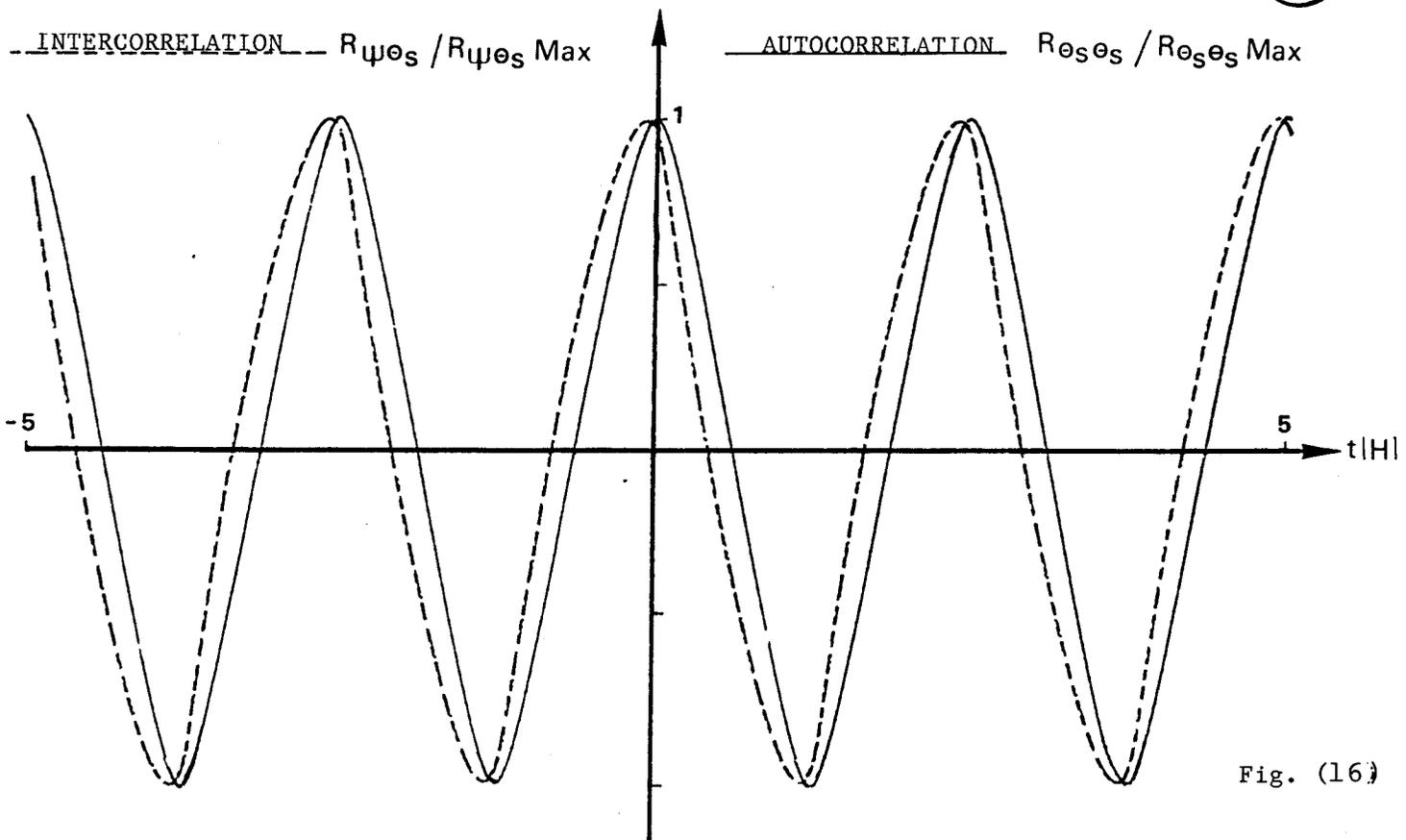


Fig. (16)

de surface-flux absorbé est déphasée de 45° par rapport à la fonction d'autocorrélation; les variations de la température de surface ont sensiblement la forme d'une oscillation périodique de période 2 H 30. Dans ces conditions, l'amplitude de la fonction de transfert flux absorbé-variation de température de surface est égale à $b\sqrt{w}$, et le déphasage entre ces mêmes grandeurs est égal à $\frac{\pi}{4}$. Les fonctions de corrélation sont liées par la même relation à condition de prendre pour b la valeur $1\ 900 < b < 2\ 100$ qui correspond bien à l'effusivité du Béton.

Ce résultat montre l'intérêt du lissage des signaux et du centrage des signaux naturels avant traitement.

-du traitement par corrélation pour l'analyse de la relation fréquentielle entre variations de flux et de température de surface;

-L'analyse par corrélation peut également être appliquée à l'analyse du flux incident-température de surface, liés par la fonction de transfert $h/\sqrt{jw} + b$. Les fonctions de corrélation sont représentées fig. (16)

Nous avons vu que l'effusivité équivalente est définie par :

$$|be| = b \sqrt{Y_r^2 + 2 \cdot (Y_r + 1)}$$

$$\underline{be} = -\text{Arctg} \left(\frac{Y_r}{Y_r + 2} \right)$$

$$\text{avec } Y_r = \frac{h}{b} \sqrt{\frac{2}{w}}$$

Le déphasage qui existe entre le flux incident et la température de surface est défini par :

$$\delta = \frac{\pi}{4} - \text{Arctg} \left(\frac{Y_r}{Y_r + 2} \right)$$

ce déphasage ne dépend que du paramètre Y_r .

si $Y_r \longrightarrow 0$ (la paroi absorbe totalement le flux incident)

$$\delta \longrightarrow \frac{\pi}{4}$$

si $Y_r \longrightarrow \infty$ (la paroi n'absorbe pas de flux)

$$\delta \longrightarrow 0$$

l'ensemble des résultats est récapitulé dans le tableau suivant.

CONDITIONS	$b_{\text{expéri}}$	MOD (be)		Y_r	h
		CALCUL	EXPERIMENTAL		
RAYONNEMENT	2 000	3 310	3 250	0,32	12
RAYONNEMENT + CONVECTION FORCEE	1 986	3 870	3 960	0,66	12

Les résultats obtenus confirment d'une part la modélisation proposée, et d'autre part justifient la relation de proportionnalité caractérisée par un coefficient h dont l'estimation sera traitée dans la prochaine partie.

Cette modélisation représente une seconde méthode possible pour calculer le coefficient d'échange global lorsque l'on connaît l'effusivité de la paroi à étudier. Elle n'est valable que lorsque la paroi considérée est soumise à des sources de rayonnement à haute température.

IV

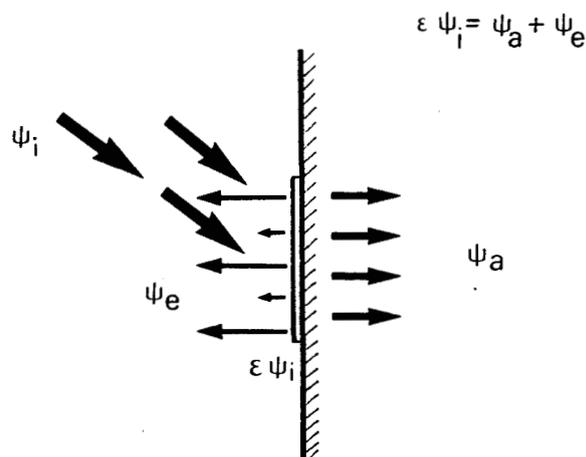
LES MESURES DIFFERENTIELLES DE FLUX ET DE TEMPERATURE
APPLIQUEES A LA SEPARATION DES ECHANGES PAR
RAYONNEMENTS ET PAR CONVECTION

IV - 1 - 1 REPRESENTATION DES ECHANGES PAR RAYONNEMENT SUR
LA SURFACE D'UNE PAROI.

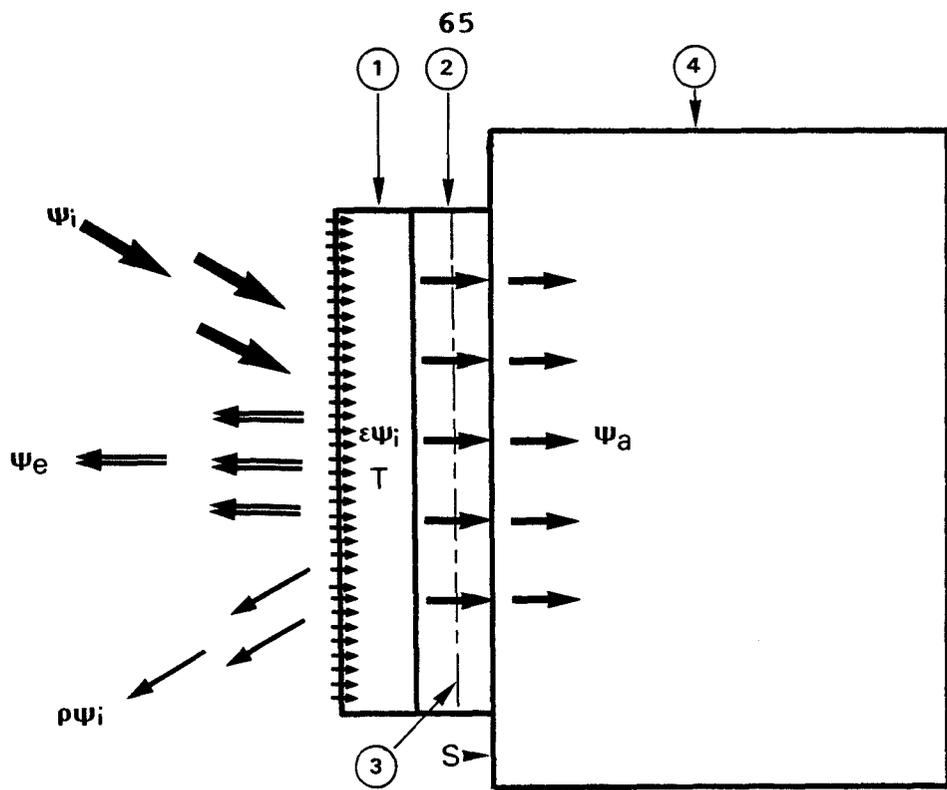
Dans la partie précédente nous avons montré la possibilité de représenter les échanges thermiques entre deux surfaces séparées par un milieu fluide. Dans cette partie, nous généralisons, en étudiant la configuration dans laquelle une seule surface reçoit de l'énergie.

- en provenance de l'air ambiant par convection
- en provenance de sources à haute température
- en provenance des parois à températures sensiblement égales.

Soit ψ_i la densité de flux incidente, en provenance des sources à température élevée. L'air étant transparent à toutes les radiations thermiques, le rayonnement incident est absorbé par la surface de la paroi proportionnellement à son émissivité, et il y a élévation de la température de surface. L'élévation de température de surface θ_s résulte d'un équilibre entre le flux absorbé ψ_a et le flux échangé avec l'air ambiant ψ_e par rayonnement et convection.



Fig|1|



Fig|2|

- ① : Revêtement du fluxmètre (corps noir)
- ② : Fluxmètre thermique
- ③ : Zone de mesure
- ④ : Paroi



ψ_i : Flux incident sur la surface S d'émissivité ϵ

$\epsilon\psi_i$: Flux absorbé par le revêtement

$\rho\psi_i$: Flux réfléchi par le revêtement

avec $\psi_i = \epsilon\psi_i + \rho\psi_i$

La quantité $\epsilon\psi_i$ absorbée par le revêtement élève sa température T et donne naissance à deux flux de chaleur de sens opposés ψ_a et ψ_e

avec $\epsilon\psi_i = \psi_a + \psi_e$

ψ_a : Flux absorbé par la paroi et mesuré par le fluxmètre; c'est un flux de conduction.

ψ_e : Flux échangé avec le milieu extérieur par rayonnement et convection.

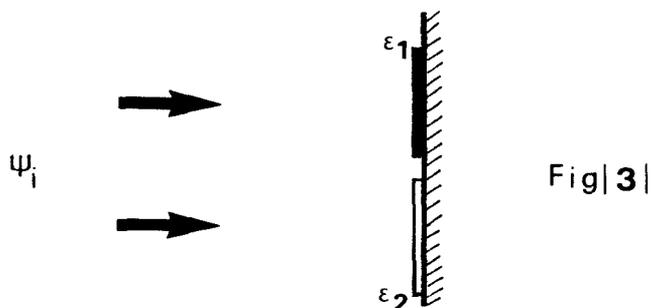
ψ_c : Flux échangé par convection avec l'ambiance.

N.B. : Dans toute l'étude qui suivra le flux de chaleur noté ψ_a , est entrant dans la paroi et mesuré par le fluxmètre.

flux absorbé = flux mesuré

En supposant qu'il y a proportionnalité entre le flux et l'élévation de température par rapport à la température θ_i initiale prise comme référence : $\psi_e = h (\theta_s - \theta_i)$.

Pour distinguer clairement les échanges par rayonnement des échanges par convection, considérons simultanément les densités de flux absorbées par la même paroi recouverte de film d'émissivité ϵ_1 et ϵ_2 .



Compte tenu de la différence entre les pouvoirs émissifs ϵ_1 et ϵ_2 , les puissances calorifiques $\epsilon_1 \psi_i$ et $\epsilon_2 \psi_i$, apparaissant au niveau des surfaces, prennent des valeurs différentes. Il en est de même des températures de surface θ_{s1} et θ_{s2} des parois d'émissivité ϵ_1 et ϵ_2 . Il en résulte un déséquilibre

- entre les flux ψ_{e1} et ψ_{e2} échangés avec le milieu ambiant
- entre les flux ψ_{a1} et ψ_{a2} absorbés par la paroi.

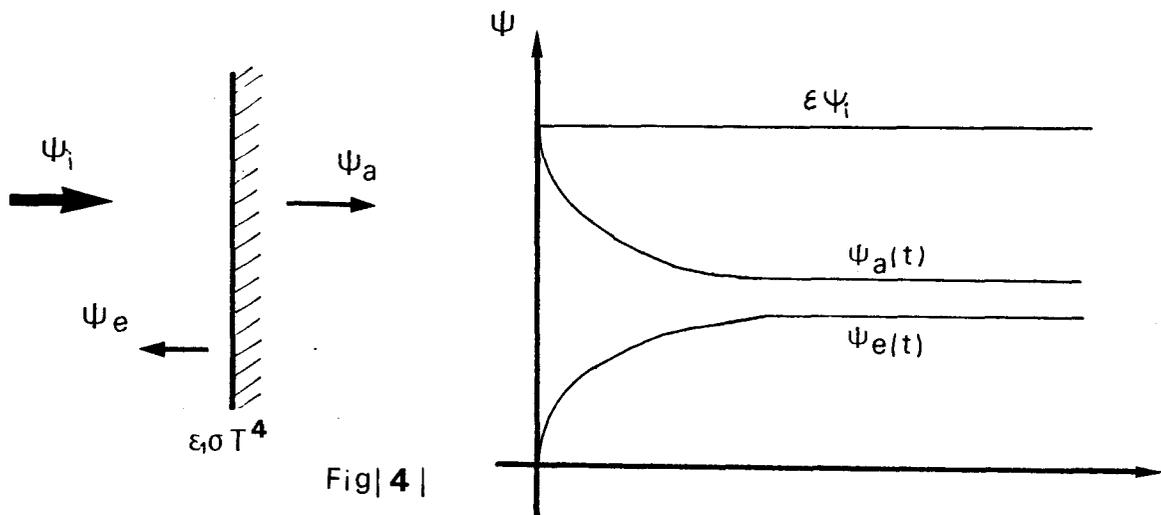
Les mesures présentées dans cette partie caractérisent les évolutions de ψ_{a1} , ψ_{a2} et θ_{s1} , θ_{s2} en fonction du temps, puisque les flux échangés ψ_{e1} et ψ_{e2} ne sont pas accessibles à la mesure. Dans les expériences réalisées, les puissances calorifiques $\epsilon_1 \psi_i$ et $\epsilon_2 \psi_i$, générées sur les surfaces d'émissivité ϵ_1 et ϵ_2 , ont des valeurs indépendantes des niveaux de température θ_{s1} et θ_{s2} . On peut donc considérer que la répartition de la puissance entre les flux absorbés et le flux échangé est fonction des variations temporelles des températures de surface.

Si nous considérons la surface notée 1 par exemple,

on peut considérer que, sous l'action du rayonnement haute température, il y a génération d'une densité de puissance thermique $\varepsilon_1 \cdot \sigma \cdot T_1^4$ d'amplitude indépendante du temps.

A l'instant initial, la surface est en équilibre avec le milieu environnant et la puissance $\varepsilon_1 \cdot \sigma \cdot T_1^4$ est totalement absorbée par la paroi soumise au rayonnement.

Cette absorption d'énergie thermique provoque une élévation de la température de surface et des échanges (convectifs et radiatifs) avec le milieu environnant.



Fig| 4 |

Compte tenu de cette modélisation des échanges

$$\begin{aligned} \psi_a(t) &= \varepsilon \psi_i - \psi_e(t) \\ &= \varepsilon \psi_i - hc (\Theta_s - \Theta_a) - hr (\Theta_s - \Theta_r) \end{aligned}$$

Considérons maintenant les flux absorbés par les surfaces d'émissivité ε_1 et ε_2 .

La surface de forte émissivité, qui absorbe la presque totalité du rayonnement incident, subit de fortes variations de température de surface, alors que la surface de faible émissivité, qui n'en absorbe qu'une faible partie, ne subit pas de

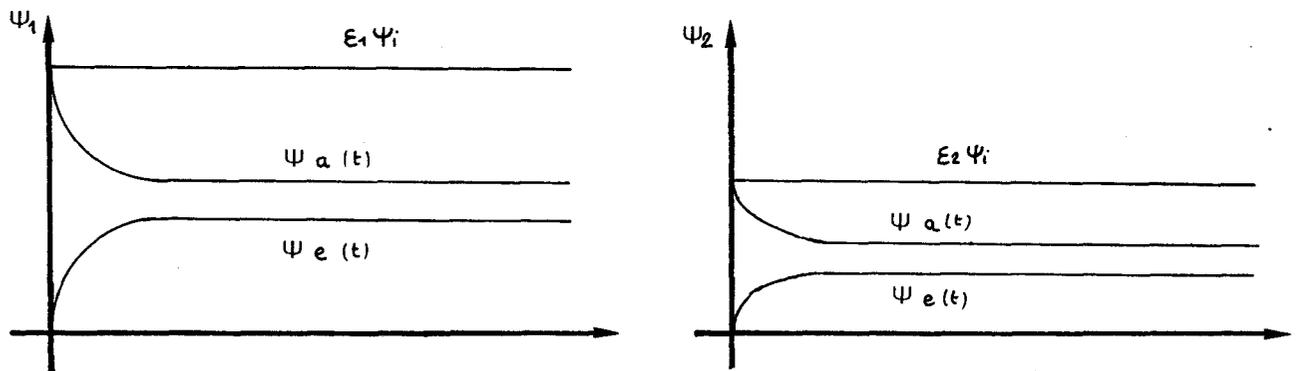
variations appréciables de température.

Compte tenu des schémas précédents, nous aurons pour la surface notée 1 :

$$\psi_{1a} = \varepsilon_1 \cdot \sigma \cdot T^4 - hc (\theta_1 - \theta_a) - hr_1 (\theta_1 - \theta_r)$$

de la même façon pour la surface notée 2

$$\psi_{2a} = \varepsilon_2 \cdot \sigma \cdot T^4 - hc (\theta_2 - \theta_a) - hr_2 (\theta_2 - \theta_r)$$



Fig|5|

A l'instant initial, les deux surfaces notées 1 et 2 étant en équilibre thermique avec le milieu environnant, les échanges par convection et rayonnement sont nuls.

$$\psi_{1e}(t) = \psi_{2e}(t) = 0$$

Il en résulte, compte tenu des relations précédentes, pour les flux absorbés :

$$\psi_{1a}(t = 0^+) = \varepsilon_1 \psi_i$$

$$\psi_{2a}(t = 0^+) = \varepsilon_2 \psi_i$$

Le rapport des flux absorbés à l'instant 0⁺ est égal au rapport des émissivités des surfaces.

$$\frac{\psi_{1a}}{\psi_{2a}} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}$$

Cette relation n'est évidemment plus valable pour $t > 0^+$ puisque, à chaque instant,

$$\psi_{1a}(t) = \varepsilon_1 \psi_i - \psi_{e1} \quad \text{et} \quad \psi_{2a}(t) = \varepsilon_2 \psi_i - \psi_{e2}$$

Les flux absorbés sont, à chaque instant, égaux à la différence entre la puissance thermique générée sur la surface et le flux échangé avec le milieu ambiant, à la fois par convection et rayonnement. En particulier, lorsque $\psi_a = 0$, il y a équilibre entre apport et échange par rayonnement et convection. Toute modification de la puissance thermique modifie le flux absorbé par la paroi. En particulier, si les puissances P_{s1} et P_{s2} sont annulées brusquement, il y a inversion des flux absorbés qui deviennent égaux à ψ_{e1} et ψ_{e2} .

$$\psi_{a1} = -\psi_{e1} \quad , \quad \psi_{a2} = -\psi_{e2}$$

Pour éliminer l'influence des propriétés de la source de rayonnement, il est intéressant d'exprimer la différence des flux absorbés en fonction de la différence des températures de surface. Il suffit pour cela de transformer les relations précédentes sous la forme :

$$\begin{aligned} \psi_{1a} &= \varepsilon_1 - hc (\theta_1 - \theta_a) - hr_1 (\theta_1 - \theta_r) \\ \psi_{2a} &= \varepsilon_2 - hc (\theta_2 - \theta_a) - hr_1 (\theta_2 - \theta_r) + \\ &hr_1 (\theta_2 - \theta_r) - hr_2 (\theta_2 - \theta_r) \end{aligned}$$

soit en effectuant la différence:

$$\Delta \psi_a = \Delta \varepsilon \psi_i - hc (\theta_1 - \theta_2) - hr_1 (\theta_1 - \theta_2) + hr (\theta_2 - \theta_r)$$

$$\text{avec } \Delta \psi = \psi_{1a} - \psi_{2a}$$

$$\Delta \varepsilon = \varepsilon_1 - \varepsilon_2$$

$$\Delta hr = hr_1 - hr_2$$

$$\text{soit en posant } h_1 = hc + hr_1$$

h_1 coefficient d'échange de la paroi notée 1

$$\Delta \psi_a = \Delta \varepsilon \psi_i - h_1 (\theta_1 - \theta_2) + \Delta h_r (\theta_2 - \theta_r)$$

Lorsque la surface notée 2 est recouverte d'un revêtement de faible émissivité

$$\Delta h_r = h_{r1} - h_{r2} \approx h_{r1}$$

puisque $h_{r1} \gg h_{r2}$

Dans ces conditions

$$\Delta \psi_a = \Delta \varepsilon \psi_i - h_1 (\theta_1 - \theta_2) + h_{r1} (\theta_2 - \theta_r) \quad [1]$$

La différence des flux absorbés dépend :

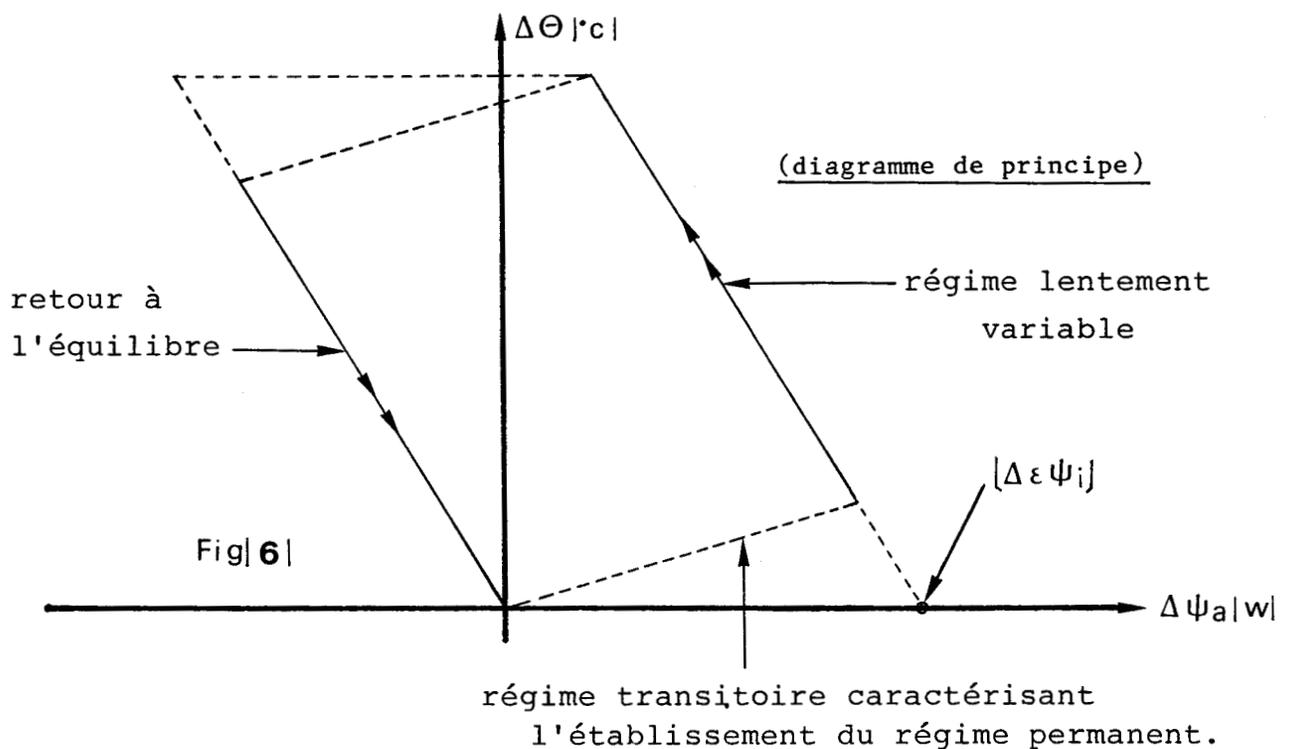
- de la différence des températures de surface $\theta_1 - \theta_2$
- de l'écart entre la température de surface de faible émissivité et la température radiante θ_r
- du flux incident ψ_i .

L'examen de la relation précédente montre que la quantité $\Delta \psi_a$ est proportionnelle à $(\theta_1 - \theta_2)$ et $(\theta_2 - \theta_r)$. θ_r , pouvant être considérée comme une valeur de référence, $\Delta \psi_a$ dépend en général de deux variables $\theta_1 - \theta_2$ et θ_2 . Ces variables ne sont généralement pas indépendantes, notamment en régime lentement variable (ou quasi-stationnaire) lorsque les températures θ_1 et θ_2 sont proportionnelles au flux ψ_{a1} et ψ_{a2} . Dans ces conditions, on peut considérer que $(\theta_2 - \theta_r)$ est lié à $\theta_1 - \theta_2$ par un coefficient de proportionnalité, et exprimer la relation (1) sous forme plus simple.

$$\Delta \psi_a = \Delta \varepsilon \psi_i - h' (\theta_1 - \theta_2)$$

h' étant un coefficient introduit pour représenter les échanges en régime lentement variable. il peut donc être appliqué à l'analyse des régimes asymptotiques.

- Lorsque l'on établit un flux de valeur constante dans une paroi semi-infinie.
- Lorsque l'on analyse le retour à l'équilibre thermique initial (solicitation en créneau) ;



Dans la phase d'établissement du régime de flux constant :

$$\Delta\Psi_a = \Delta\varepsilon\Psi_i - h' (\Theta_1 - \Theta_2)$$

Par contre, dans la phase de retour à l'équilibre initial

$$\Delta\Psi_a = -h' . (\Theta_1 - \Theta_2)$$

Le coefficient de proportionnalité h' tend évidemment vers h_1 , lorsque la température de la surface de faible émissivité ne subit pas de variations appréciables. Pour illustrer ces considérations, nous avons tracé pour les évolutions simulées précédemment (établissement d'un flux de valeur constante puis retour à l'état d'équilibre) |Fig| 1 |et| 2 |du chap III|

Le diagramme représentant les variations de la différence des températures en fonction de la différence des flux |Fig| 8 |montre clairement que dans la phase lentement variable où il y a établissement du flux thermique on a :

$$\Delta \Psi_a = \Delta \varepsilon \Psi_i - h' \Delta \Theta$$

puisque l'abscisse à l'origine de la courbe correspond à la différence entre les puissances calorifiques dissipées sur les deux surfaces d'émissivité ε_1 et ε_2 .

par contre, dans la phase de retour à l'équilibre initial :

$$\Delta \Psi_a = - h' \Delta \Theta$$

REPRESENTATION

$\Delta\theta = f(\Delta\psi)$
(BETON)

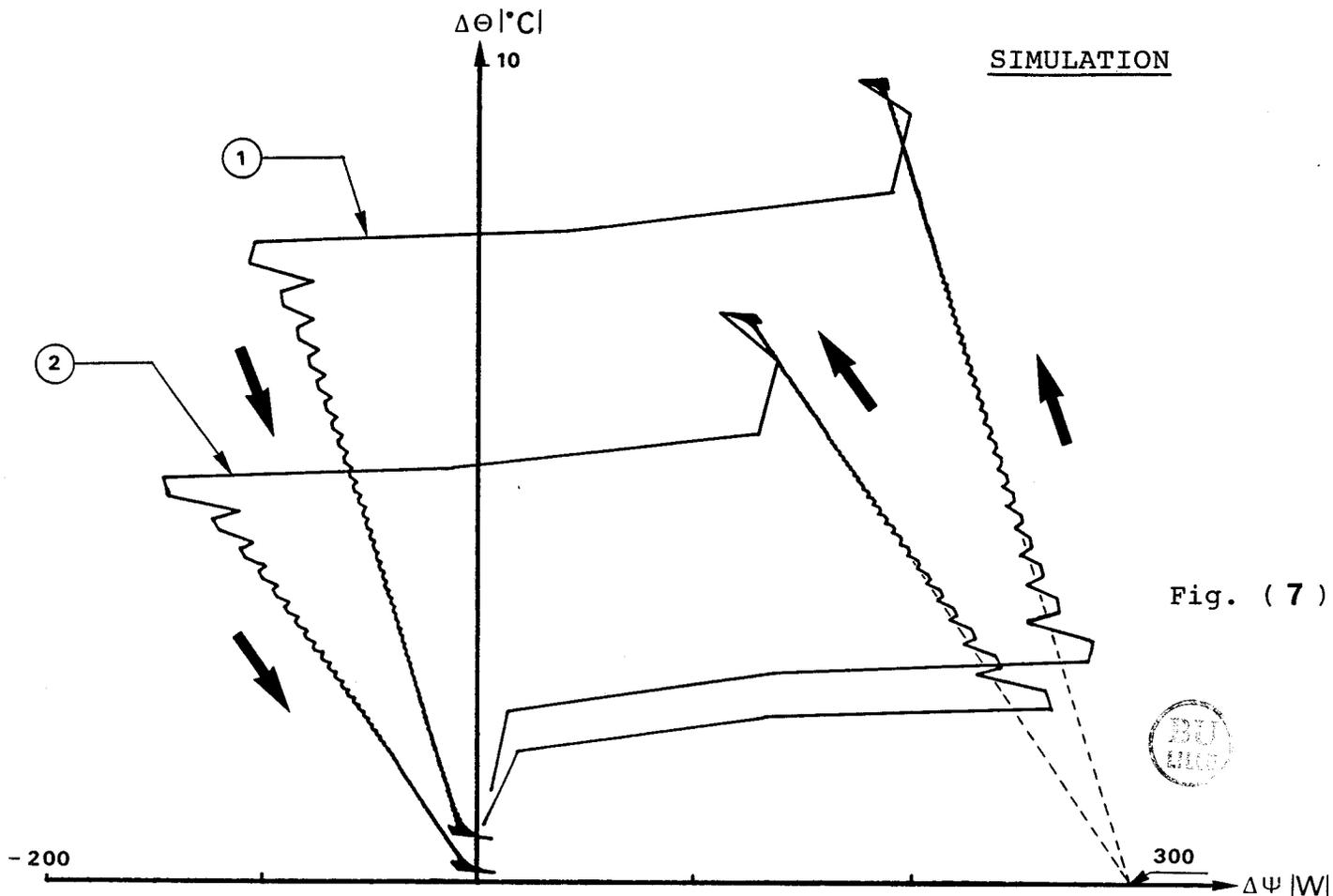


Fig. (7)



- | | | | | | |
|-----------|---|---|-----------|---|---|
| ① Surface | ① | $\epsilon_1 = 1, \epsilon_1 \psi_i = 300 \text{ W}$ | ② Surface | ① | $\epsilon_1 = 1, \psi_i = 300$ |
| | ② | $\epsilon_2 = 0, \epsilon_2 \psi_i = 0$ | | ② | $\epsilon_2 = 0, \epsilon_2 \psi_i = 0$ |
| | | $\Delta \epsilon \psi_i = 300 \text{ W}$ | | | $\Delta \epsilon \psi_i = 300$ |
| | | $h = 11 mK^{-1}w $ | | | $h = 25 mK^{-1}w $ |

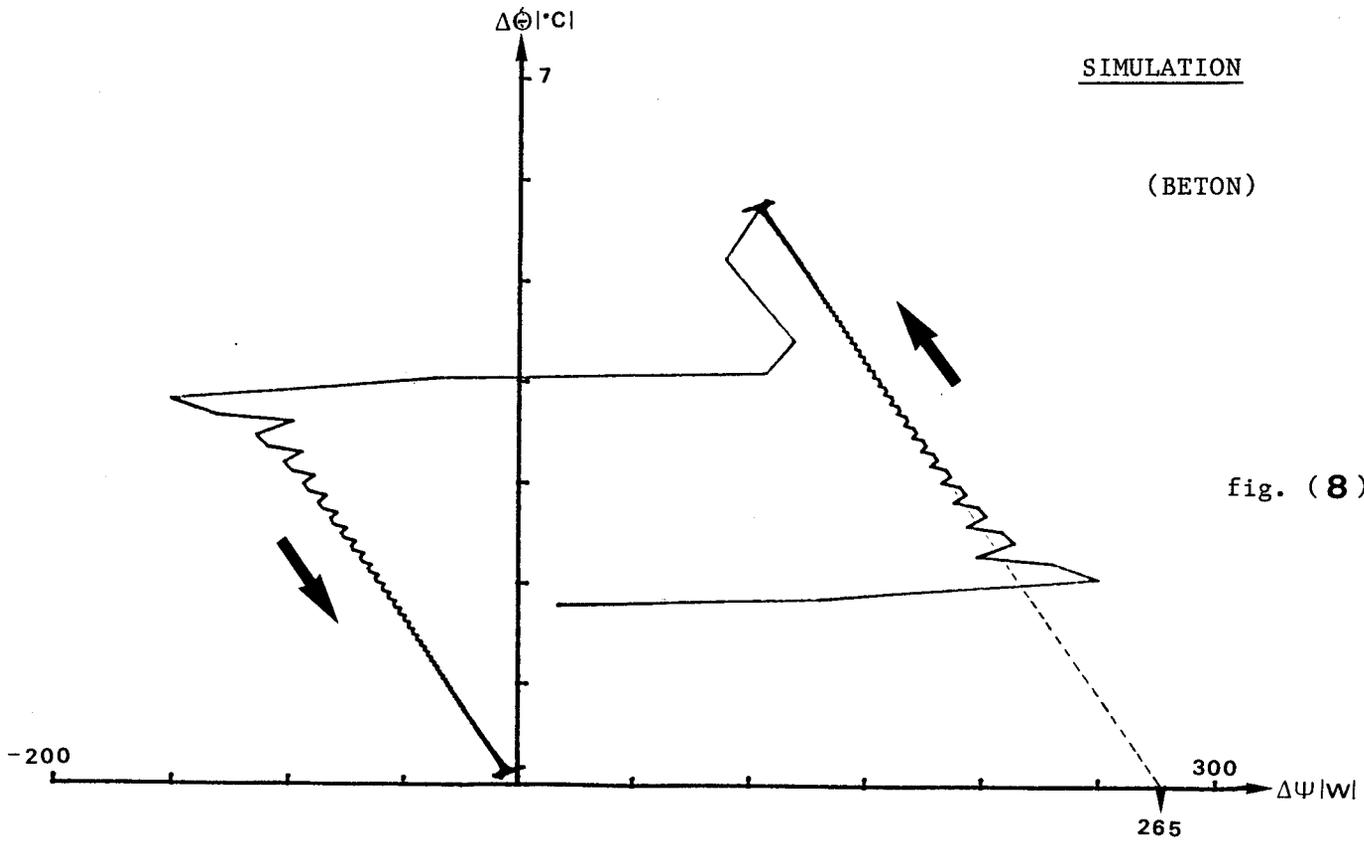


fig. (8)

IV - 1 - 2 VERIFICATION EXPERIMENTALE

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Les surfaces d'émissivité contrastée ont été réalisées en collant des films, noir et brillant, très minces dont les capacités et résistances thermiques sont très négligeables sur les capteurs de flux disposés sur diverses parois. Pour chaque mesure de température nous avons disposé deux thermocouples en série afin d'augmenter la sensibilité des capteurs.

On a choisi comme température de référence celle de la surface brillante, en effet cette dernière est relativement stable. Les autres températures sont mesurées en différentielles par rapport à la température de référence. Pour obtenir des mesures précises, à l'état initial (en l'absence de l'excitation) nous avons relevé les valeurs des flux et des températures dans les cas suivants :

- a) les deux fluxmètres sont noircis
- b) les deux fluxmètres couverts de revêtements brillants
- c) les deux fluxmètres cuivrés.

On a procédé de la même façon en présence du rayonnement puis de radiateurs. Dans chaque configuration, les valeurs relevées de flux et de température étaient identiques. Les lampes utilisées comme sources ont une puissance totale de 500 w et un large spectre de radiations.

La paroi est soumise au rayonnement pendant deux heures et revient à l'équilibre thermique par échange avec le milieu ambiant (convection + rayonnement). Pour une paroi en béton, la variation de la température de surface du revêtement "brillant", d'amplitude limitée inférieure à deux degrés pendant toute l'expérience et cette température, a été prise comme

référence. Par rapport à cette référence, les variations de la température d'air sont tout à fait négligeables. Par contre les variations de température sous le revêtement noir (absorbant le rayonnement) sont beaucoup plus importantes et atteignent 5°C pendant la période de chauffage. Les flux absorbés sont représentés sur la figure (4).|Chap-III-|

Le dispositif expérimental est représenté par la fig. | 3-III-| dont nous distinguons quatre blocs :

- ensemble de commande : comprenant un micro-ordinateur et un triac . Ils permettent de générer des signaux de nature différente en fonction du temps.

- ensemble d'acquisition : comprenant un microordinateur, un système d'acquisition et une unité de stockage (Flopy-disque)

- Sources : Lampes infrarouges et à incandescence.

- Paroi : Béton, plâtre ou polystyrene.

Les expérimentations réalisées portent sur trois matériaux: le béton, le plâtre et le polystyrene.

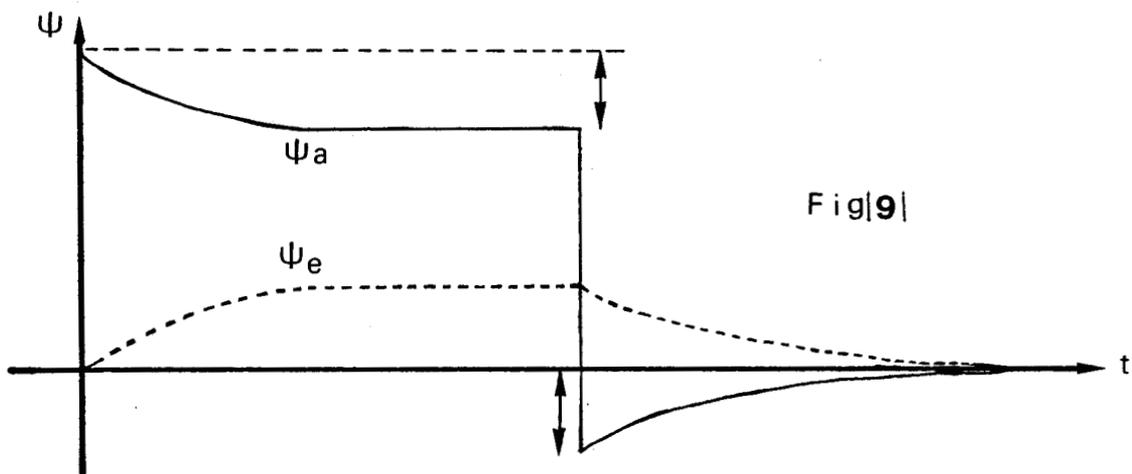
Pour chaque matériau nous avons analysé deux configurations d'expérience différente

- matériau soumis au rayonnement seul

- matériau soumis au rayonnement combiné à la ventilation.

Nous avons relevé dans chaque cas le flux et la température de la surface noire |chapitre III| et la température d'air. Les résultats sont représentés par les figures | 4 | | 5 | | 6 | | 7 | | 8 | et | 9 | .

On a porté sur chaque graphe le flux sortant de la paroi, ^{celui} absorbé par la surface noire, et celui absorbé par la surface brillante, notés respectivement ψ_{e1} , ψ_{a1} , et ψ_{a2} .



Pour $0 < t \leq \frac{T}{2}$ la chaleur générée à la surface se répartit entre la paroi et le milieu environnant.

$$\psi_a(t) = \psi_0 - \psi_e(t)$$

et pour $\frac{T}{2} < t < T$ le rayonnement est supprimé, la puissance incidente sur la surface est nulle, et la relation précédente devient :

$$\psi_a(t) = -\psi_e(t) \quad (\psi_0 = 0)$$

Le flux $\psi_a(t)$ s'inverse, la paroi destocke une partie de la chaleur qu'elle a absorbée, telle inversion de $\psi_a(t)$ est cohérente avec la continuité du flux $\psi_e(t)$ qui va vers l'extérieur, c'est la décharge du milieu capacitif dans le milieu purement résistif.

On peut écrire

$$|\psi_0 - \psi_a(\frac{T^-}{2})| = |\psi_e(\frac{T^-}{2})|$$

et

$$|\psi_a(\frac{T^+}{2})| = |\psi_e(\frac{T^+}{2})|$$

Le flux $\psi_e(t)$ ne s'inverse jamais si à l'instant initial on a équilibre thermique entre la paroi et le monde environnant.

Nous constatons que dans le cas du béton, il y a une inversion de $\psi_e(t)$, car à l'instant initial la paroi était soumise à un flux entrant.

CALCUL DES EMISSIVITES

A l'instant $t = 0^+$, la surface noire absorbe la quantité $\psi_{01} = \varepsilon_1 P$ et la surface brillante la quantité $\psi_{02} = \varepsilon_2 P$. Cependant les deux surfaces ont la même température. Le rapport des deux flux est défini par :

$$\frac{\psi_{02}}{\psi_{01}} = \frac{\varepsilon_2 P}{\varepsilon_1 P} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$$

Pour la surface noire on peut considérer que $\varepsilon_1 \approx 1$ alors

$$\frac{\psi_{02}}{\psi_{01}} = \varepsilon_2$$

Le tableau suivant récapitule l'ensemble des résultats de la mesure de ε_2 .

	BETON		PLATRE		POLYSTYRENE	
	RAY.	RAY. + CONV.	RAY.	RAY. + CONV.	RAY.	RAY. + CONV.
ε_2	0,089	0,09	0,09	0,091	0,088	0,09

Pour chaque échantillon nous avons considéré deux configurations expérimentales différentes :

- La surface est soumise au rayonnement seul
- La surface est soumise au rayonnement + la convection forcée (à l'aide d'un ventilateur placé au voisinage de la surface).

Les valeurs obtenues de ε_2 sont compatibles avec les valeurs de la littérature pour des surfaces brillantes.

IV - 1-3 RELATION TEMPERATURE-FLUX

A partir de l'enregistrement, en fonction du temps des flux absorbés par chacune des surfaces de forte et de faible émissivité, et pour l'ensemble des configurations décrites précédemment Fig|4||5||6||Chap-III-| nous avons calculé la différence des flux absorbés.

$$\Delta \Psi_a = \Psi_{a1} - \Psi_{a2}$$

(qui est une grandeur liée à l'apport énergétique purement radiatif en supposant que les échanges par convection entre l'ambiance et les deux surfaces sont les mêmes).

De la même façon, à partir des enregistrements en fonction du temps des températures de surface Fig|7||8||9||Chap-III-| nous avons calculé la grandeur différentielle $\Delta \theta = \theta_1 - \theta_2$ qui est liée à la différence d'absorption des surfaces de forte et de faible émissivité pour le même matériau.

Pour l'ensemble des configurations nous avons relevé la caractéristique ou courbe liant les grandeurs

différentielles $\Delta\psi_a$ et $\Delta\theta$ en régime lentement variable.

$$\text{soit } \Delta\psi = f(\Delta\theta)$$

C'est une fonction du temps caractérisée par deux phases dans le cas d'une transformation cyclique du type créneau.

-Les caractéristiques $\Delta\theta = f(\Delta\psi)$ des figures (10), (11) et (12) ont été tracées à partir des résultats expérimentaux. Sur chaque caractéristique on distingue nettement:

- Le régime transitoire caractérisant l'établissement du flux incident dans lequel $\Delta\psi$ varie brusquement.
- l'établissement de l'écart de température
- La suppression du flux incident
- L'annulation de l'écart de température

Ces courbes qui peuvent être paramétrées en fonction du temps montrent qu'il y a relation de proportionnalité entre $\Delta\psi$ et $\Delta\theta$.

- Lors de l'établissement du régime permanent
- Lors du retour à l'équilibre initial

Dans ces deux phases dites lentement variables la caractéristique est représentée par les équations:

$$\Delta\psi_a = \Delta\varepsilon\psi_i - h'(\theta_1 - \theta_2)$$

pour la phase d'établissement du régime permanent

$$\Delta\psi_a = -h'(\theta_1 - \theta_2)$$

pour la phase du retour à l'équilibre.

Le coefficient de proportionnalité h' a été

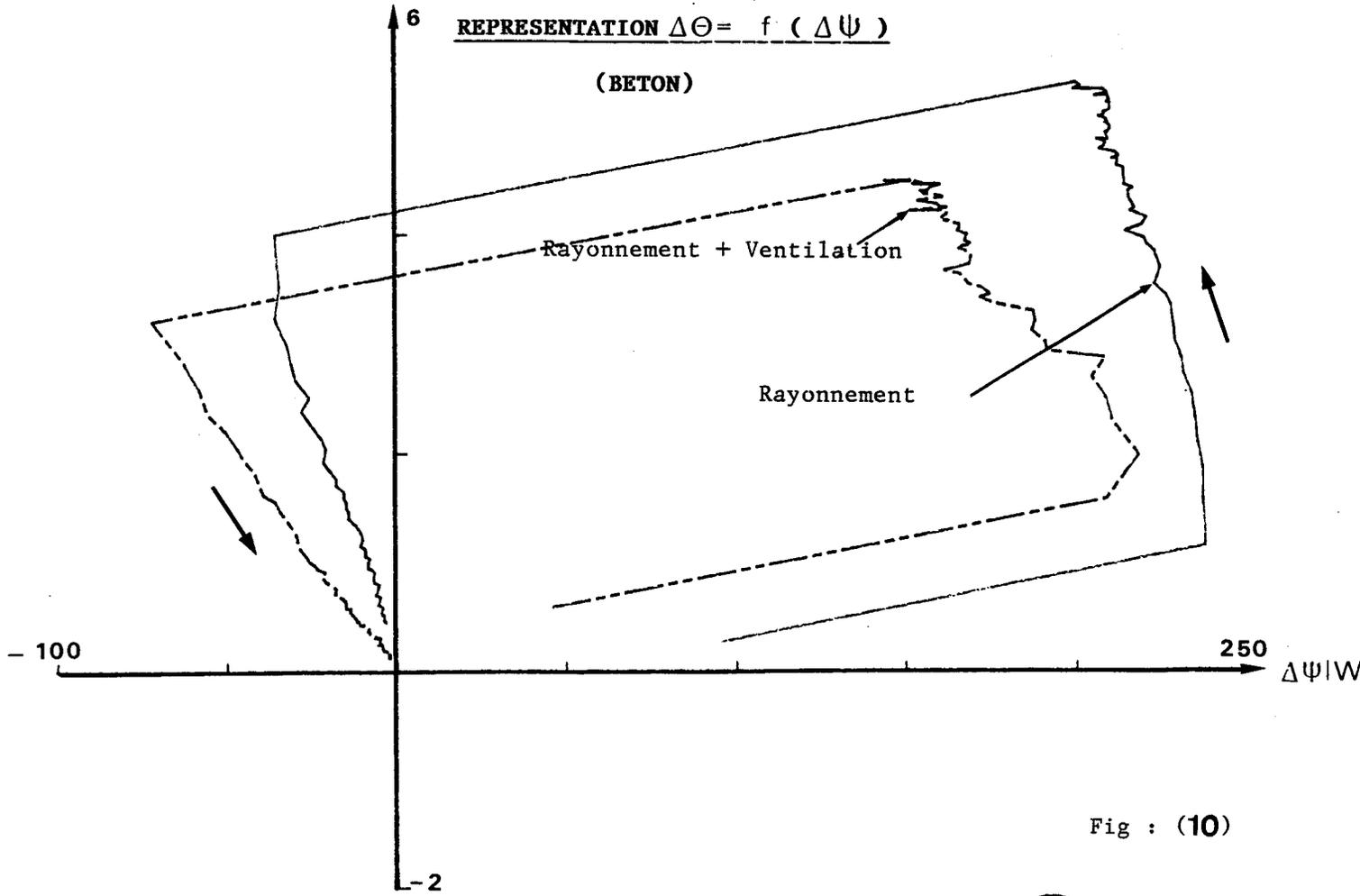


Fig : (10)

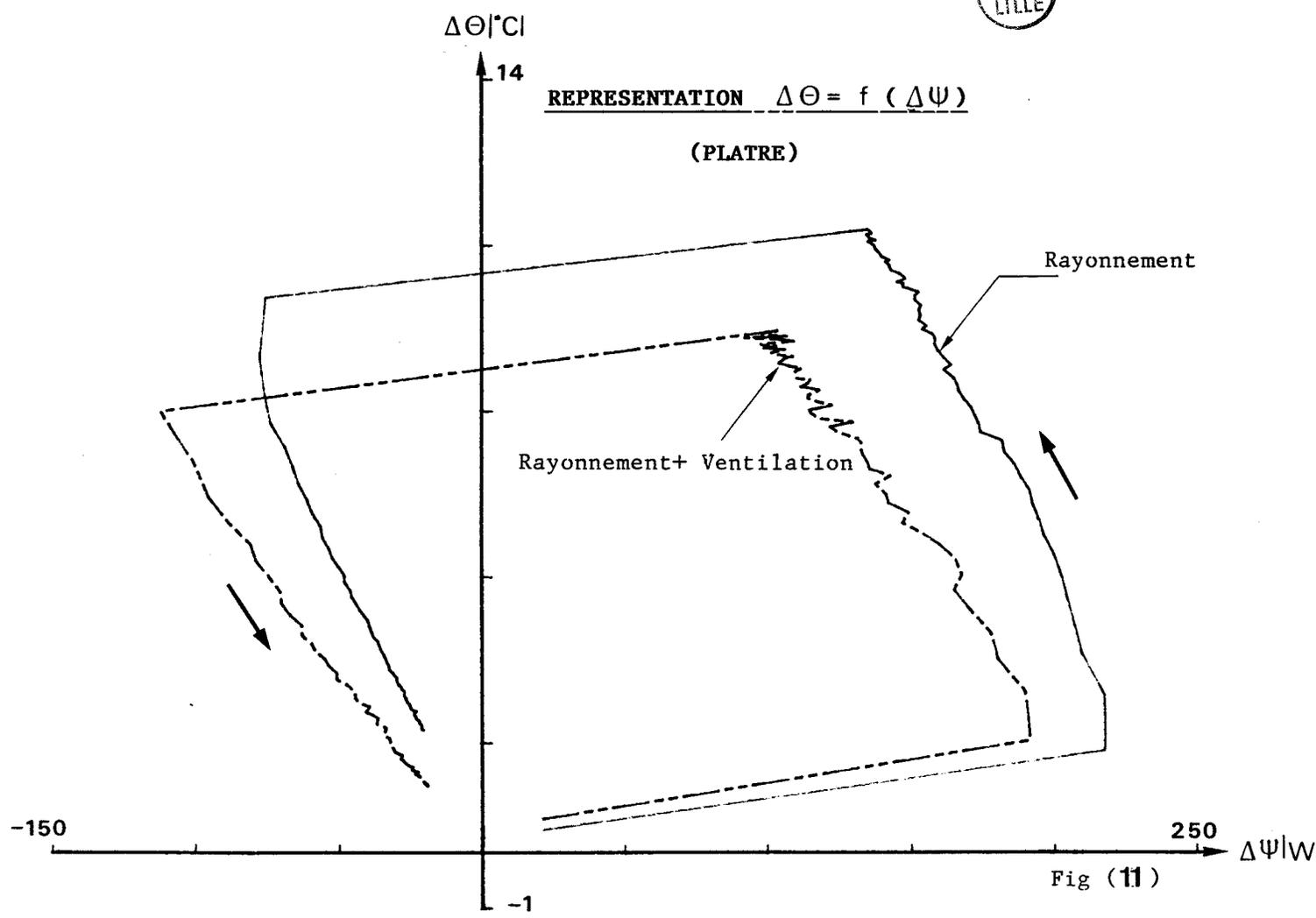


Fig (11)

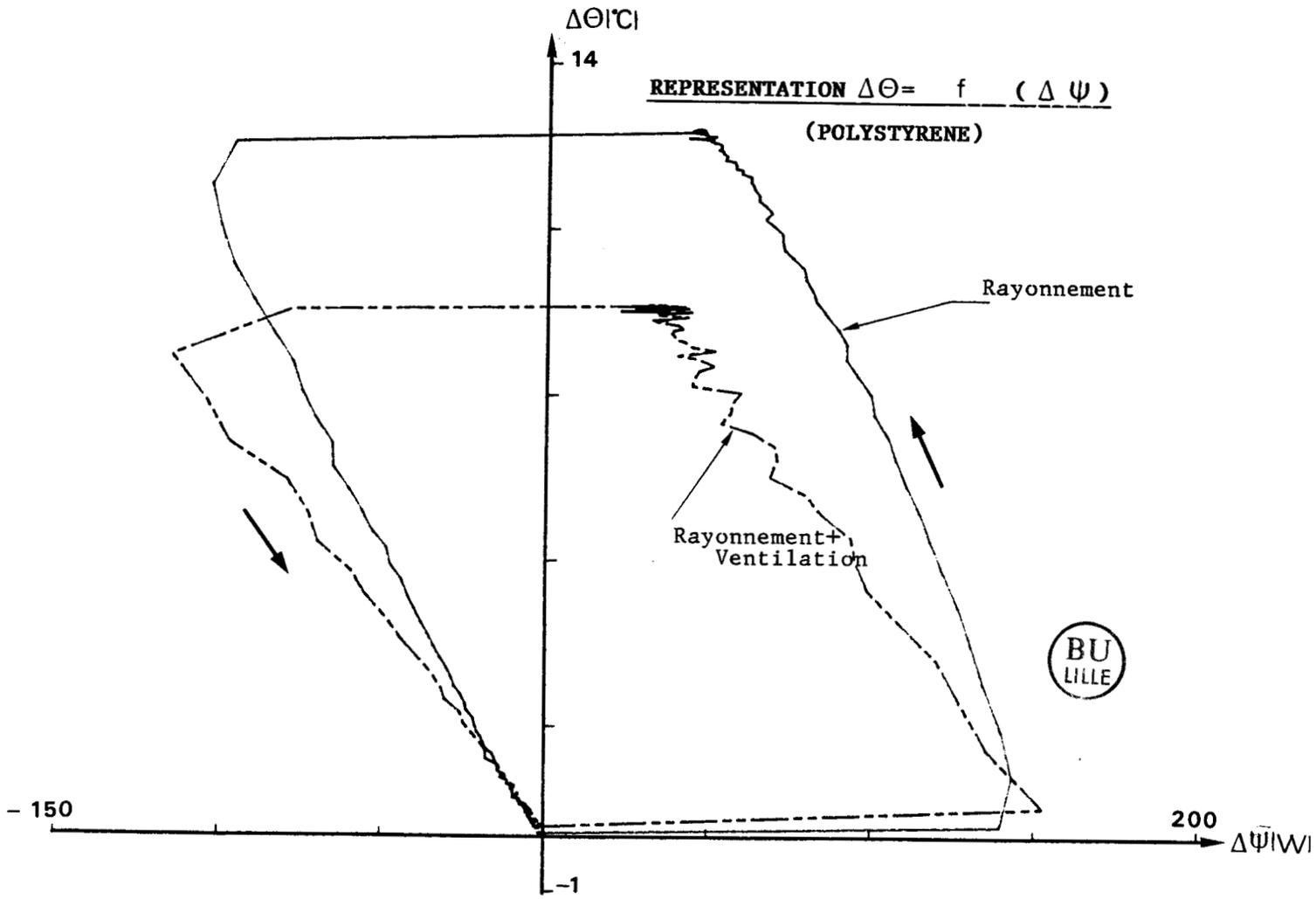


Fig : (12)

calculé pour chacune des courbes représentées ci-dessus.

Le tableau suivant récapitule l'ensemble des résultats de la mesure de h' .

CONFIGURATION	BETON		PLATRE		POLYSTYRENE	
	RAY.	RAY. + CONV.	RAY.	RAY. + CONV.	RAY.	RAY. + CONV.
$h' \quad w/m^2 \text{ K} $	11,63	25,47	9,28	15,18	8,24	13
$R'e \quad m^2K/w $	0,085	0,039	0,11	0,066	0,12	0,07

A partir des résultats du tableau, nous constatons que dans des conditions expérimentales pratiquement identiques, la valeur de proportionnalité varie d'un matériau à l'autre, et dans les deux configurations. Cet effet est dû à des variations différentes de la température de surface du revêtement de faible émissivité.

L'effet de la ventilation apparaît, à deux niveaux, sur la valeur du flux ψ_a et donc sur celle de ψ_e puisque

$$\psi_a + \psi_e = \varepsilon \psi_i$$

Puis sur les fluctuations rapides autour d'une valeur moyenne.

Les effets peuvent être interprétés :

- par une augmentation du coefficient d'échange hc donc une plus grande part des échanges par convection.

- Une diminution des échanges par rayonnement, puisque les variations de température de surface sont de plus faible amplitude .

IV - 2 APPLICATION DES MESURES DE FLUX ET DE TEMPERATURE
A LA SEPARATION DES ECHANGES PAR RAYONNEMENT
DES ECHANGES PAR CONVECTION

Dans la partie précédente nous avons analysé la relation flux thermiques (mesurés par des capteurs recouverts de films d'émissivité ϵ_1 et ϵ_2 différentes) - températures de surfaces correspondantes. Cette façon de procéder permet d'analyser la relation entre flux et température de surface et permet dans certains cas la mesure du coefficient d'échange.

Une autre représentation des échanges par rayonnement et convection est introduite dans la littérature.

Le concept de température équivalente ^{est introduit} pour exprimer simplement le flux thermique mesuré par une surface soumise à des échanges par rayonnement et convection.

$$\psi = hc [\Theta_a - \Theta_s] + hr [\Theta_r - \Theta_s] + \epsilon \psi_i$$

Θ_r : température radiante

Θ_a : température d'air

Θ_s : température de surface

ψ_i : flux en provenance des sources à température élevée.

Le flux ψ peut s'écrire de façon condensée suivant la relation $\psi = h [\Theta_e - \Theta_s]$

avec $h = hc + hr$ coefficient d'échange

$$\text{et } \Theta_e = \frac{hc \Theta_a + hr \Theta_r + \epsilon \psi_i}{hc + hr}$$

température équivalente permettant de représenter le flux total échangé.

La température équivalente intérieure est déterminée à partir du bilan des quantités de chaleur qui se manifeste à l'intérieur du local. On peut citer notamment :

- Les apports produits par les appareils électriques fonctionnant dans le local
- Les apports produits par les occupants
- Les apports dus au renouvellement d'air
- Les apports dus au flux d'insolation reçu par les parois vitrées
- Les apports de chaud ou de froid émis par les appareils de chauffage ou de conditionnement.

La température équivalente est une fonction de plusieurs variables, généralement indépendantes, représentatives des divers types d'échanges: température d'air, température radiante, flux en provenance des sources à température élevée. Elle dépend également des propriétés physiques de la paroi soumise à des échanges par rayonnement.

Pour la paroi réfléchissante, les coefficients h_c et ϵ ont des valeurs très faibles et la température équivalente est sensiblement égale à la température d'air.

Par contre, pour la paroi de forte émissivité, il faut prendre en compte les échanges par rayonnement et la température équivalente prend une valeur très supérieure à la température d'air.

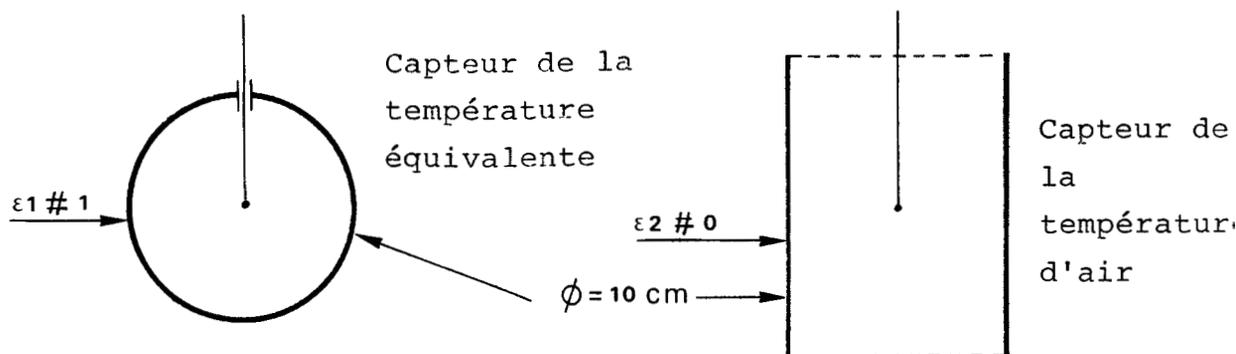
L'intérêt de la température équivalente est la possibilité de mesurer h . Un capteur classique de température mesure la température de la sonde thermométrique si l'on néglige l'effet des fils de connexion. La difficulté pratique

est de relier la valeur mesurée à l'état thermique de l'environnement. De façon générale, la sonde thermométrique échange de la chaleur par rayonnement et par convection, et la température mesurée est proportionnelle à la fois à la température d'air et à la température radiante. Nous écrivons de façon générale :

$$\Theta_m = a \Theta_a + b \Theta_r$$

avec $a > b$ lorsque l'on utilise une sonde de petites dimensions, puisque dans ce cas particulier le coefficient d'échange hc prend une valeur importante.

En modifiant la conception d'une sonde de température classique, il est possible d'obtenir une information représentative des variations de température équivalente. Pour ce faire la sonde de température est placée à l'intérieur d'une enveloppe sphérique ou cylindrique recouverte d'un revêtement non réfléchissant fig. (13).



Fig|13|

Dans ces conditions, il y a échange par convection et rayonnement avec le milieu ambiant et la température de l'enveloppe sphérique résulte des échanges par rayonnement-convection.

A l'équilibre thermique la sonde de température est en équilibre avec l'enveloppe. Il en résulte que la valeur de la température mesurée est représentative des échanges par convection et rayonnement, donc de la température équivalente.

Partant de ces considérations, nous avons réalisé un capteur de la température d'air en plaçant une sonde de température au centre d'une enveloppe cylindrique de faible émissivité; Compte tenu de la nature du revêtement, la température mesurée est sensiblement égale à la température d'air.

De la même façon, le flux mesuré par le capteur recouvert du film de faible émissivité peut être exprimé par la relation:

$$\psi_1 = h[\theta_{e1} - \theta_{s1}]$$

Compte tenu de la faible valeur de l'émissivité du revêtement

- Le coefficient d'échange à une valeur sensiblement égale au coefficient représentatif des échanges par convection.
- La température équivalente est sensiblement égale à la température d'air.

La mesure simultanée du flux ψ_1 de la température d'air $\theta_a = \theta_{e1}$ et de la température de surface θ_{s1} permet donc la mesure du coefficient h_c par traitement des variations de flux et de température.

De la même façon, nous avons réalisé un capteur de température équivalente en disposant une sonde de température au centre d'une sphère de rayon 10 cm. recouverte

d'un revêtement non réfléchissant. Compte tenu du mode de réalisation, le capteur mesure une température Θ_{e2} représentative des échanges par convection et rayonnement.

De la même façon que précédemment le flux ψ_2 peut être exprimé en fonction de Θ_{e2} par la relation

$$\psi_2 = h [\Theta_{e2} - \Theta_{s2}]$$

avec $h = h_c + h_r$

Θ_{s2} température de la surface de forte émissivité.

Le traitement des variations du flux et des températures Θ_{e2} et Θ_{s2} permet de calculer le coefficient h .

IV - 2 - 1 RESULTATS EXPERIMENTAUX

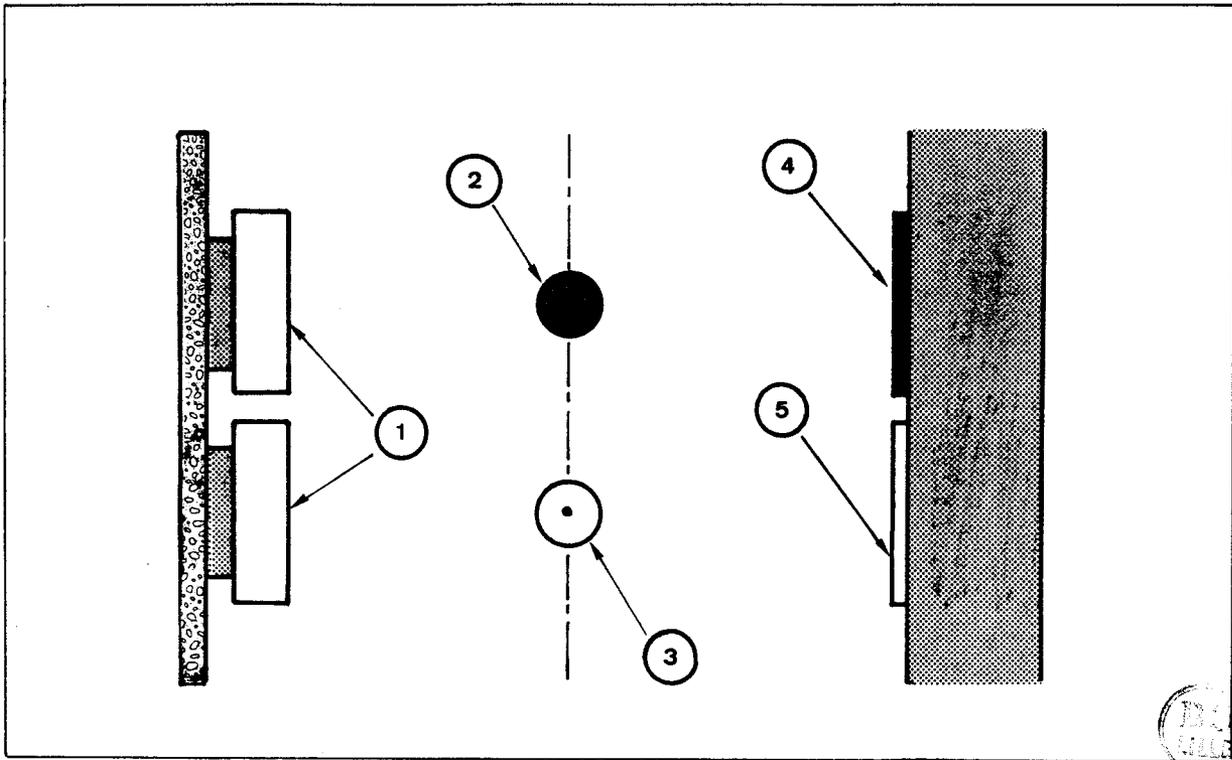
Le dispositif expérimental est représenté par la fig. (14) dont nous distinguons essentiellement :

- deux panneaux rayonnants à basse température de puissance totale 2 000 W.
- deux capteurs de flux de forte et de faible émissivité.
- deux capteurs de température de surface de forte et de faible émissivité.
- un capteur de la température d'air et un capteur de la température équivalente.

L'ensemble du dispositif est placé dans un local de 80 m³ de volume et de 120 m² de surface de parois.

Afin de découpler d'une manière plus ou moins importante les différents phénomènes d'échange à l'intérieur du local, nous avons enregistré d'une part, le flux, la température de la surface de faible émissivité et la température d'air, puis le flux, la température de la surface de forte émissivité et la température équivalente, d'autre part, pour des cycles de chauffage et de refroidissement de durée totale T_t et de période T fig. (15), (16) et (17) La fig. (18) représente l'évolution en fonction du temps des coefficients d'échanges par convection et par (convection + rayonnement). [$T_t = 3,5 |H|$, $T = 0,63 |H|$]

Les pics observés sur l'enregistrement du coefficient d'échange total au début de chaque cycle de chauffage



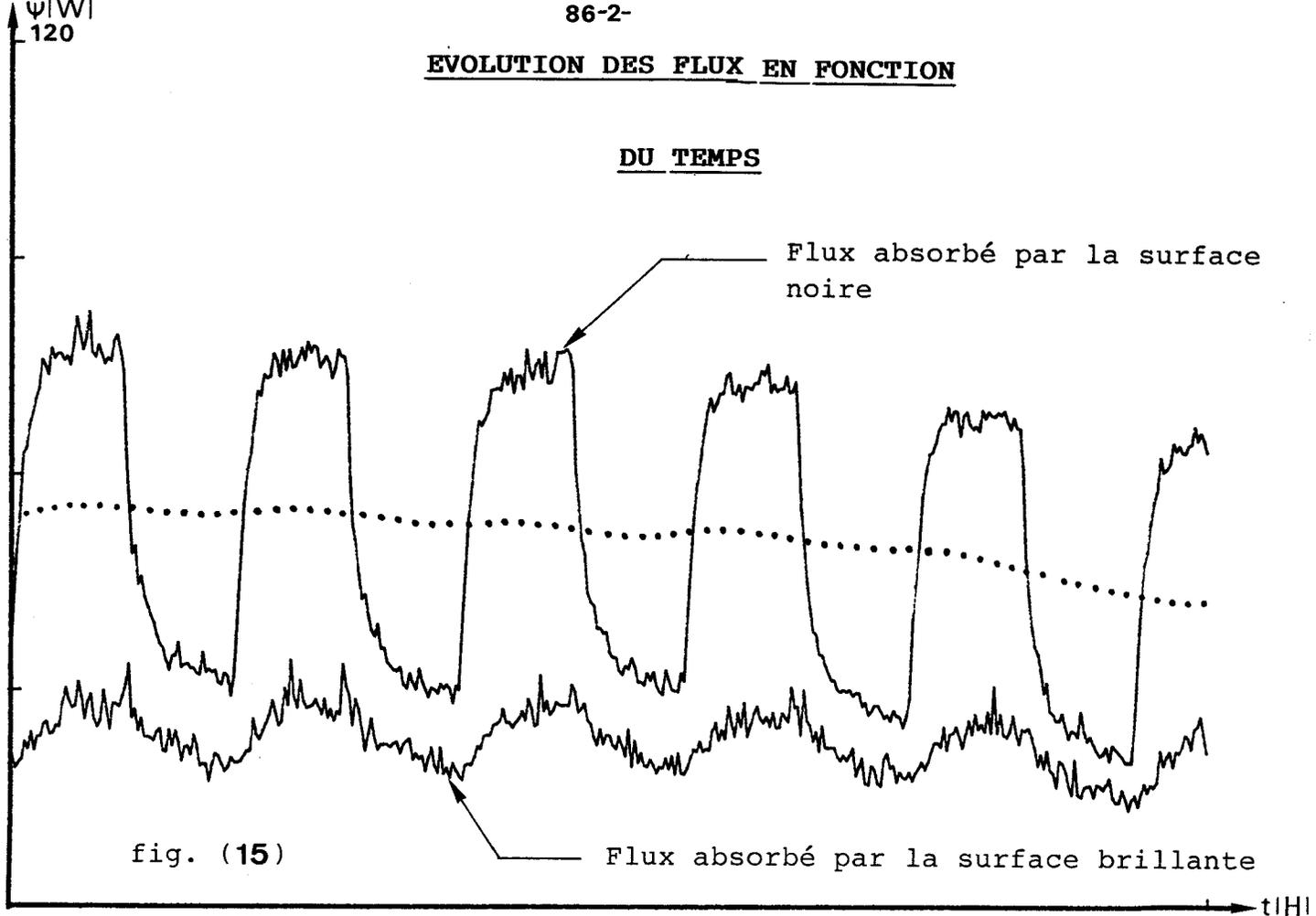
SCHEMA DE PRINCIPE DU DISPOSITIF
EXPERIMENTAL

- ① Panneaux rayonnants à basse température
(Puissance totale = 2 000W)
- ② Thermomètre résultant
- ③ Capteur de la température d'air
- ④ Capteur de flux noirci
- ⑤ Capteur de flux brillant.

Fig. (14)

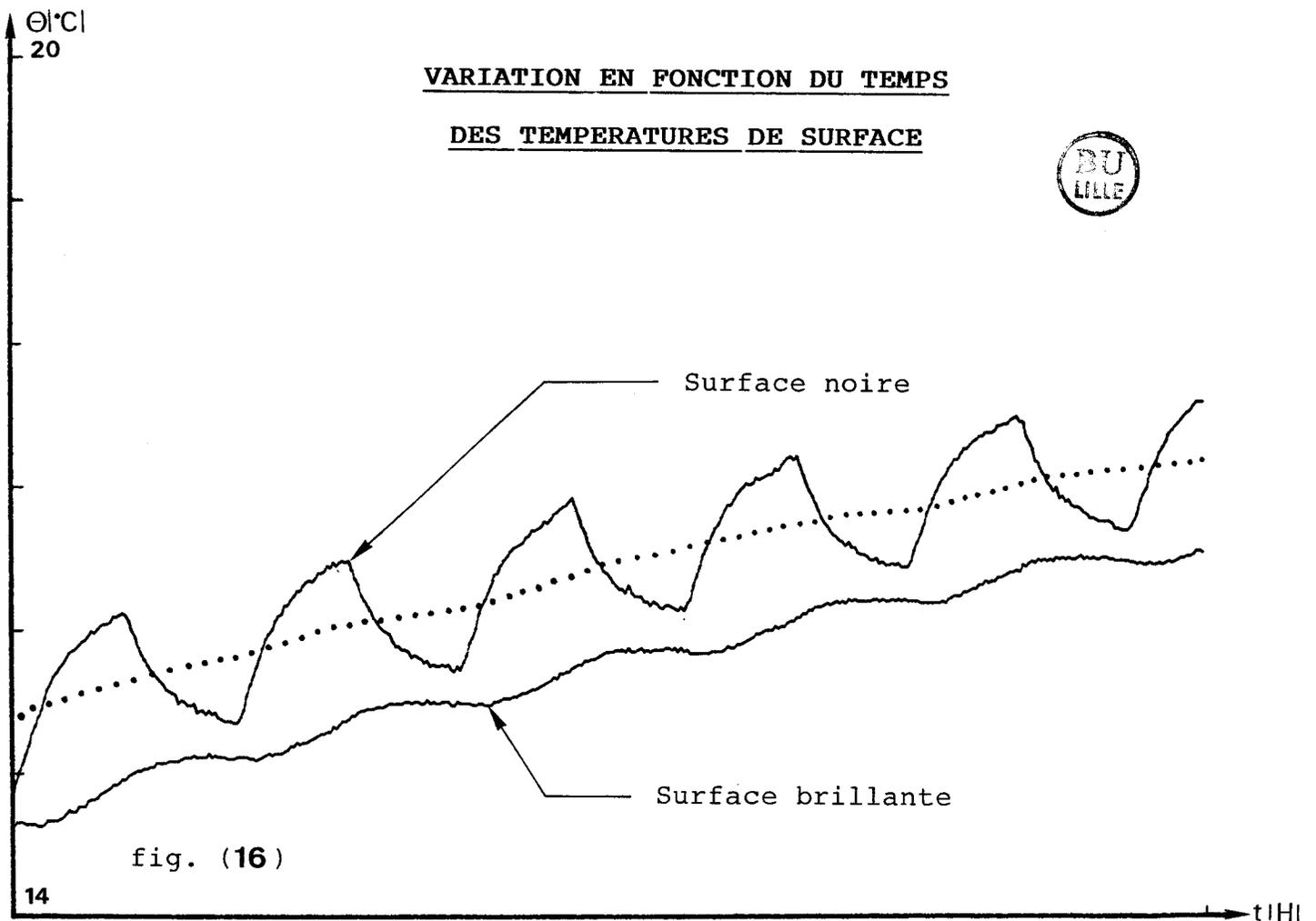
EVOLUTION DES FLUX EN FONCTION

DU TEMPS



VARIATION EN FONCTION DU TEMPS

DES TEMPERATURES DE SURFACE



VARIATION DES TEMPERATURES

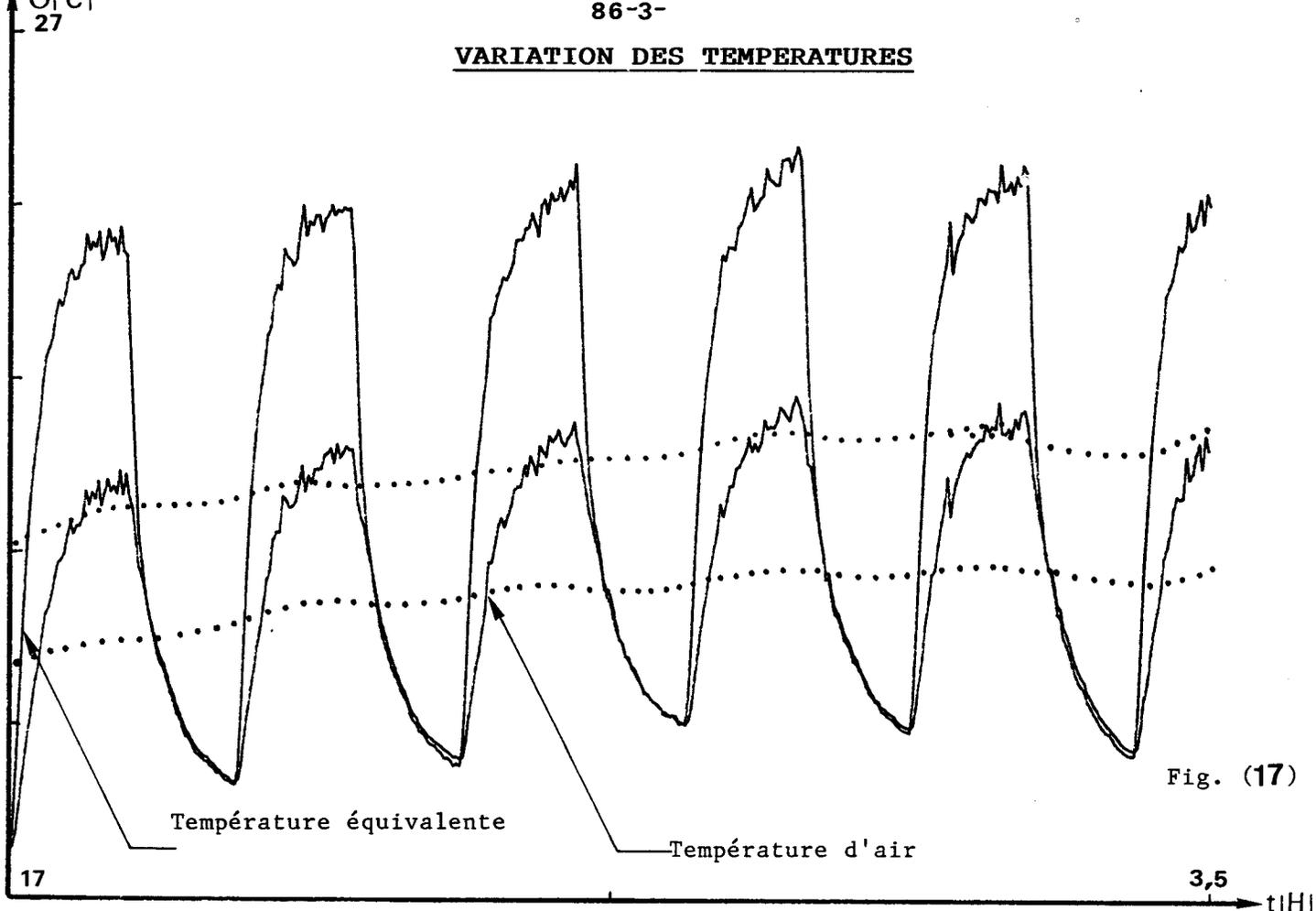


Fig. (17)

$h | w / m^2 K |$

COEFFICIENTS D'ECHANGES

① = $\psi_1 / \theta_e - \theta_{s1} = h \# 11 | w / m^2 K |$

② = $\psi_2 / \theta_a - \theta_{s2} = h_c \# 5 | w / m^2 K |$

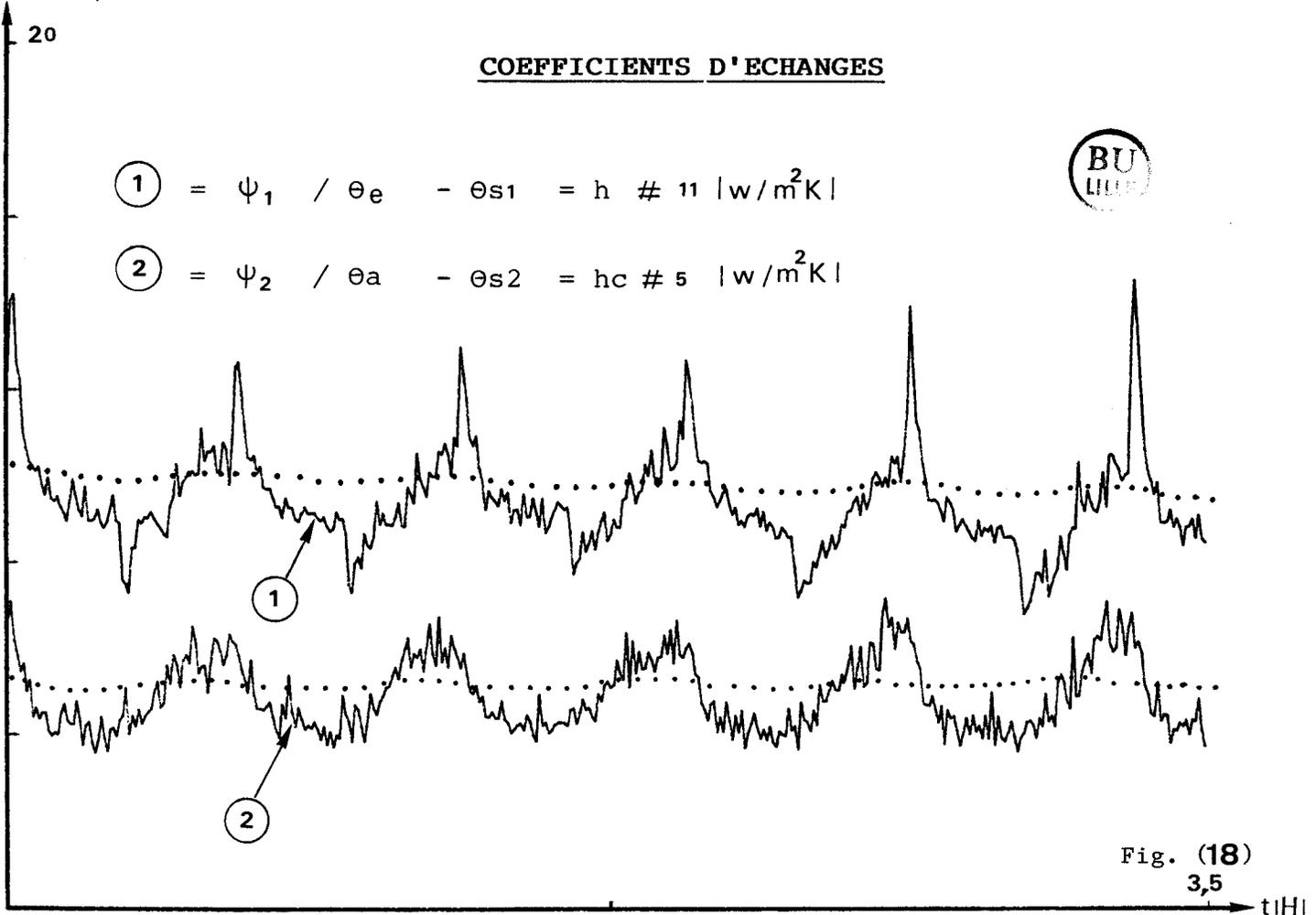


Fig. (18)

3,5

sont dus au phénomène instantané du rayonnement.

Pour les deux coefficients d'échange enregistrés leur valeur moyenne est sensiblement constante.

C O N C L U S I O N

L'étude développée concerne essentiellement les mesures simultanées de flux thermique et de température, pour la caractérisation des échanges thermiques par convection et rayonnement entre une surface et le milieu environnant.

La méthode d'analyse est générale et s'applique à une grande diversité de configurations expérimentales.

L'étude des échanges dans les lames d'air a permis de vérifier la relation fonctionnelle liant flux et température en régime variable, compte tenu de la capacité des fluxmètres.

L'analyse des échanges sur la surface d'une paroi opaque en régime variable a permis de montrer que flux mesuré et variations de température de surface étaient liés par une fonction de transfert. Ce résultat est particulièrement important puisqu'il permet l'application des méthodes de traitement du signal, et en particulier des méthodes de corrélation au traitement des mesures thermiques. Les résultats expérimentaux ont pu être modélisés, en supposant que les variations de température de surface étaient proportionnelles aux variations de flux thermique échangé par convection et rayonnement avec le milieu ambiant.

Le développement de l'étude montre que les échanges par rayonnement peuvent être au moins en partie dissociés des échanges par convection par des mesures différentielles de flux et de température de surface en utilisant des capteurs recouverts de films d'émissivités différentes. L'analyse des évolutions en régime lentement variable permet d'évaluer le coefficient d'échange avec le milieu

ambiant lorsque la température sous le film de faible émissivité ne varie pas de façon significative.

La dernière partie montre l'intérêt de la mesure simultanée de la température d'air et de la température équivalente. Le traitement de l'ensemble des informatifs flux et température permet d'évaluer l'ensemble des paramètres introduit pour caractériser les échanges en surface;

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

(1) G. GAUSSORGUES

"La thermographie infrarouge"
Technique et documentation

(2) J.F. SACADURA

"Initiation aux transferts thermiques"
Technique et documentation

(3) G. PROCHER, D. HERNOT

"Thermique Appliquée au bâtiments"
Les éditions Parisiennes C.F.P.

(4) C. BRUNJAIL

"Journée d'études : la mesure des flux thermiques
(1981)"
I.U.T. de Saint-Nazaire

(5) J. HAX

"Méthodes et Techniques de traitement du signal et
applications aux mesures physiques"
MASSON

(6) A. GOUFFE

"Transmission de la chaleur par rayonnement,
cahier 1"
GAUTIER VILLARS

(7) C. BORY

"Les échanges de chaleur par convection"
BORDAS

(8) J.C. CHARRIER , J.A. HAVRICIC

"Possibilités d'utilisation des méthodes thermiques
à des fins d'essais non destructifs en génie civil"
RAPPORT de recherche LPC n° 113

(9) F. WATTIAU

"Contribution à l'étude théorique et expérimentale
des échanges thermiques en régime transitoire dans
les matériaux de construction"
Thèse de 3ème cycle, Lille 1, 1978

(10) J. BRAU

"Modélisation thermique des bâtiments"
Thèse de Docteur-es Sciences, Lyon
1980

(11) D. LECLERCQ, E. GAVIOT and P. THERY

"Frequency domain analysis of entropy génération
through heat flow"
J. Appl. Phys. 54 (10), October 1983

(12) B. DUTHOIS, D. LECLERCQ and P. THERY

"Signal and systems analysis for unsteady heat
conduction problems"
J. Appl. Phys. 54 (2), February 1983

(13) S. BELATTAR

"Réalisation d'un générateur de température de surface. Application aux mesures superficielles de température"

Mémoire D.E.A. Juin 1983

(14) AGA Thermovision 780

Opérating Manuel

(15) F. KREITH

"Transmission de la chaleur et thermodynamique"

MASSON

(16) A. FARZA

"Application du bilan d'entropie à la caractérisation des pertes par conduction thermique en régime variable"

Thèse de 3ème cycle, Juillet 1981,
LILLE 1

(17) D. LECLERCQ

"Caractérisation des transferts thermiques par analyse de la réponse en fréquence"

Thèse de 3ème cycle, Novembre 1982,
LILLE 1

(18) R.A. KOUGBEADJO

"Identification de la diffusivité thermique par traitement du transfert de chaleur à travers une paroi homogène en régimes impulsionnel et pseudo-aléatoire."

Application des méthodes de corrélation en
thermocinétique"

Thèse de 3ème cycle Janvier 1981, LILLE

(19) J.P. BARDON

"Transfert thermique par rayonnement et par
conduction"

ECOLE D'ETE

(20) ROBERT SIEGEL, John R. HOWELL

"Thermal Radiation Heat Transfer"

Mc Graw-Hill Book Compagny

A N N E X E

A N N E X E

ÉTENDUE GEOMETRIQUE D'UN FAISCEAU

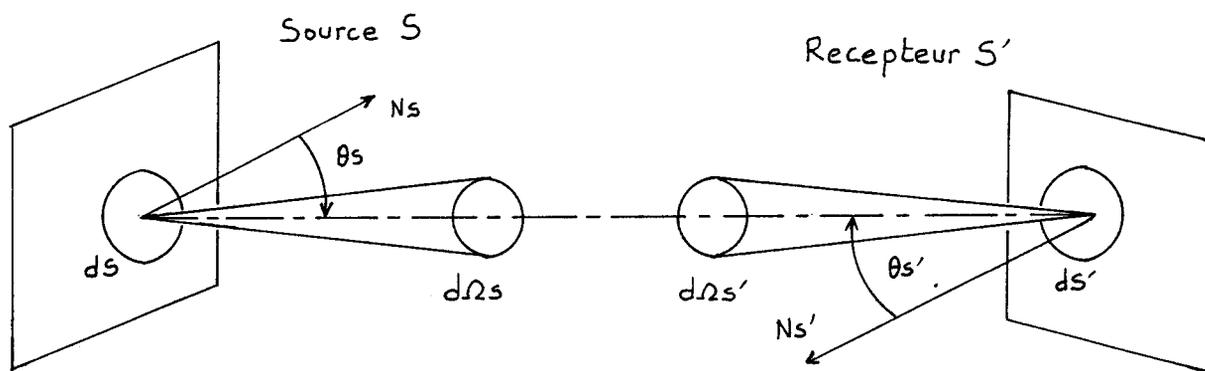
Soit une source S et un récepteur S' séparés par une distance d . Considérons les éléments de surfaces dS relatif à la source, et dS' relatif au récepteur.

Si $d\Omega_s$ est l'angle solide sous lequel on voit dS' depuis dS et $d\Omega_{s'}$ d'angle solide sous lequel on voit dS depuis dS'

$$d\Omega_s = \frac{dS' \cdot \cos \theta_{s'}}{d^2}$$

$$d\Omega_{s'} = \frac{dS \cdot \cos \theta_s}{d^2}$$

θ_s et $\theta_{s'}$ étant les angles entre la direction $dS - dS'$ et les normales N_s et $N_{s'}$ respectives à dS et dS'



L'étendue géométrique du pinceau sous-tendu par dS et dS' est définie par

$$d^2 G = dS \cdot d\Omega_s \cdot \cos \theta_s = dS' \cdot d\Omega_{s'} \cdot \cos \theta_{s'}$$

$$d^2 G = \frac{dS \cdot dS' \cos \theta_s \cos \theta_{s'}}{d^2}$$

Si au voisinage de la direction de propagation $dS - dS'$, la densité spatiale du flux $d^2 \Phi_\lambda$ transporté par le pinceau d'étendue géométrique $d^2 G$ est donné par

$$d^2 \Phi_\lambda = L_\lambda \frac{ds \cos \theta_s \cdot dS' \cos \theta_{s'}}{d^2}$$

L_λ : luminance monochromatique de la source dans la direction $ds - dS'$ pour la longueur d'onde considérée.

CALCUL DE LA CONSTANTE DE STEFAN

Pour la surface noire du cube on peut écrire

$$d^2 \Phi = L^\circ \frac{ds \cos \theta_s \cdot dS' \cos \theta_{s'}}{d^2}$$

La thermopile de Mole est placée perpendiculairement à la surface de la source.

$$\begin{aligned} \text{donc } \cos \theta_s &= \cos \theta_{s'} = 1 \\ \text{soit } d^2 \Phi &= L^\circ \frac{dS \cdot dS'}{d^2} \end{aligned}$$

$$S : \text{Surface émettrice (cube)} = (22,5)^2 \text{ |cm}^2\text{|}$$

$$S' : \text{Surface réceptrice (thermopile)} = \left(\frac{\pi \times 2,52}{4} \right) \text{ |cm}^2\text{|}$$

d : distance émetteur - récepteur

$$\Phi = \frac{S S' \cdot L}{d^2}$$

$$L = \frac{\Phi d^2}{S S'}$$

$S S' L$ est la pente de la droite $\Phi = f \left(\frac{1}{d^2} \right)$

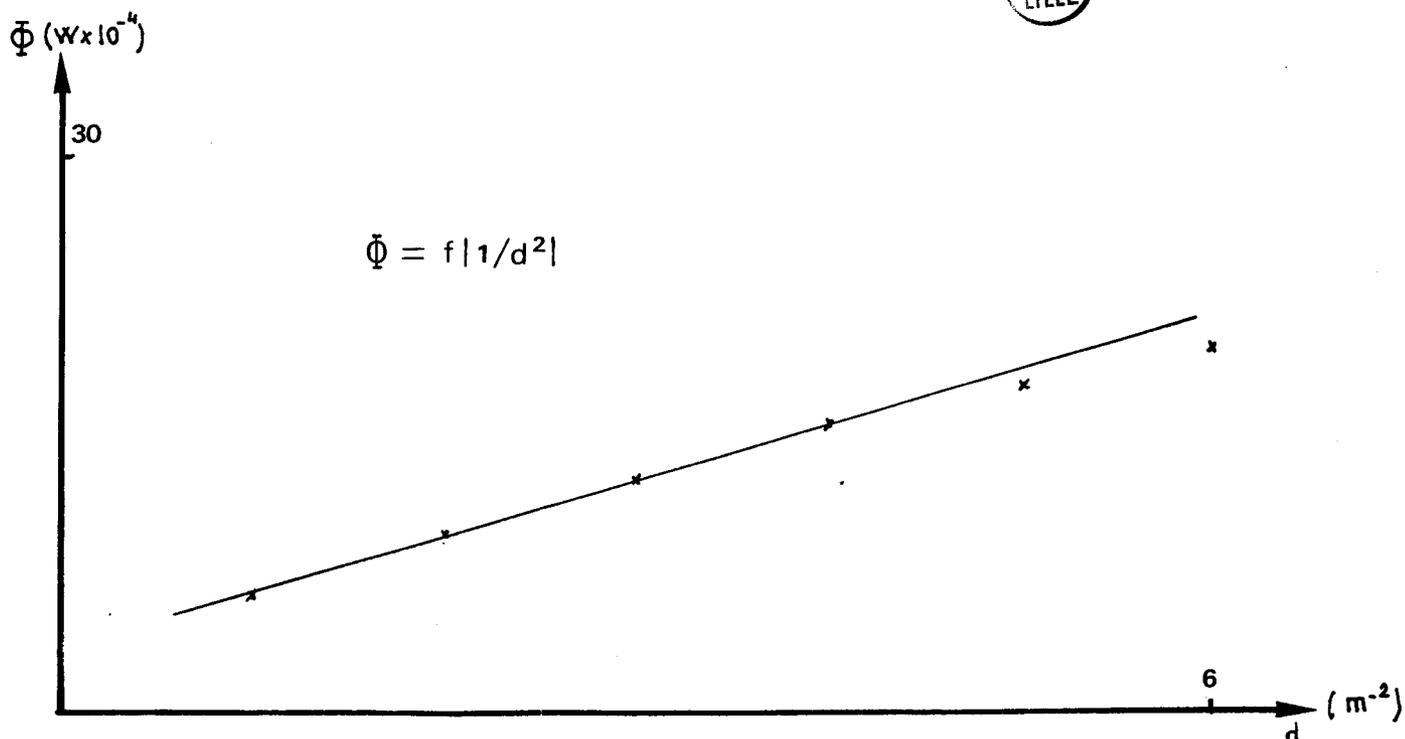
or $M = \pi L$

Loi de Stéfán $M = \sigma (T^4 - T_0^4)$

$$\sigma = \frac{M}{T^4 - T_0^4}$$

$$\sigma_{th} = 5,66 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2$$

$$\sigma_{mes} = 4,98 \times 10^{-8} \text{ "}$$



ANNEXE

NOTION DE CORRELATION

- FONCTION D'AUTOCORRELATION

Soit un signal déterministe ou aléatoire $x(t)$, sa fonction d'autocorrélation est définie par la relation :

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

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 τ .

La fonction d'autocorrélation est une fonction paire dont le maximum est situé à l'origine.

FONCTION D'INTERCORRELATION

Soit deux signaux déterministes ou aléatoires $x(t)$ et $y(t)$, leur fonction d'intercorrélacion est définie par la relation :

$$R_{yx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T y(t)x(t-\tau) dt = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t)y(t+\tau) dt \quad (24)$$

La fonction d'intercorrélacion exprime la dépendance statistique entre deux phénomènes, quand $R_{xy}(t) = 0$ les

deux processus $x(t)$ et $y(t)$ ne sont plus corrélés.
L'abscisse du maximum de la fonction correspond au "retard" moyen introduit par le système.

IDENTIFICATION DES SYSTEMES LINEAIRES

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 :

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

passé bande idéal centré sur la fréquence f_0 et de largeur f , on recueille à la sortie une puissance moyenne $P(f_0, f)$ que l'on peut écrire si df est petit

$$\frac{dP(f)}{df} \Big|_{f=f_0} df = G_x(f_0) df$$

$G_x(f)$ est la densité spectrale de puissance du signal $x(t)$, la puissance moyenne s'écrit :

$$P_x(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} g_x(f) df = R_{xx}(0)$$

Selon l'équation de Wiener Kinchine, la densité spectrale est la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation.

$$G_x(f) = F(R_{xx}(\tau))$$

Par analogie, la transformée de Fourier de la fonction d'intercorrélation est appelée interspectre de puissance

$$G_{yx}(f) = F(R_{yx}(\tau))$$

$G_{yx}(f)$ représente la puissance d'interaction en fonction de la fréquence.

REMARQUE

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 $R(\tau, \infty)$.

Cependant, dans le cas particulier d'un phénomène aléatoire stationnaire dont les propriétés statistiques sont invariables par déplacement de l'origine du 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 :

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

La sortie du système est reliée à l'entrée par une intégrale de convolution

$$y(t) = \int_0^{\infty} h(u) x(t - u) du$$

En remplaçant y (t) la fonction de corrélation R_{xy} (t)

$$R_{xy}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_0^T x(t) \int_0^\infty h(u) x(t+\tau-u) du dt$$

En interchangeant l'ordre des intégrations on obtient :

$$R_{xy}(\tau) = \int_0^\infty h(u) \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t)x(t+\tau-u) dt du$$

La fonction entre crochets et la fonction d'autocorrélation du signal d'entrée x (t) donc

$$R_{yx}(\tau) = \int_0^\infty h(u) \cdot R_{xx}(\tau-u) du$$

soit

(25)

$$R_{yx}(\tau) = h(\tau) \otimes R_{xx}(\tau)$$

L'équation de Wiener Hopf exprime la fonction d'inter-corrélation comme la sortie d'un système de réponse impulsionnelle h (τ) soumis à une excitation d'entrée R_{xx} (τ).

Cette relation est de forme analogue à la relation reliant le signal d'entrée 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 :

$$R_{yx} (z) = h (z)$$

