

50376  
128 N° d'ordre 57  
28

Exclus de prêt

50376  
1966  
28

UNIVERSITÉ DE LILLE

FACULTÉ DES SCIENCES

---

CENTRE DE 3<sup>e</sup> CYCLE D'OPTIQUE

THÈSE DE 3<sup>e</sup> CYCLE



Contribution à l'Étude des Echanges  
Radiatifs Océan-Atmosphère

---

Membres du Jury :	M. SCHILTZ,	Président
	M <sup>lle</sup> LENOBLE,	Examineur
	M. BOILLET,	Examineur
	M. LACOMBE,	Invité

Présentée à Lille, le            Juillet 1966

par

Pierre LECOMTE

DOYENS HONORAIRES :

MM. PRUVOST, LEFEBVRE, PARREAU.

PROFESSEURS HONORAIRES :

MM. ARNOULT, BEGHIN, CAU, CHAPELON, CHAUDRON, CORDONNIER,  
DEHAUVVELS, DEHORNE, DOLLE, FLEURY, GERMAIN, KOURGANOFF,  
LAMOTTE, LELONG, Mme LELONG, MM. MAZET, MICHEL, NORMANT,  
PARISELLE, PASCAL, PAUTHENIER, ROIG, ROSEAU, ROUBINE,  
WIEMANN, ZAI'ANSKY, KAMPE DE FERRET.

DOYEN :

Monsieur TILLIEU, Professeur de Physique

ASSESEURS :

MM. DURCHON Professeur de Zoologie  
HEUBEL Professeur de Chimie Minérale

PROFESSEURS :

MM. BACCHUS	Astronomie Calcul Numérique
BECART	Physique
BERKER	Mécanique des Fluides
BLOCH	Psychophysiologie
BONNEMAN-BEMIA	Chimie et Physico-Chimie Industrielle
BONTE	Géologie appliquée
BOUGHON	Mathématiques
BOUISSET	Physiologie animale
BOURIQUET	Botanique
CELET	Géologie
CORSIN	Paléobotanique
DECUYPER	Mathématiques
DEDEKER	Professeur associé de Mathématiques
DEFRETTIN	Biologie marine
DEHORS	Physique Industrielle
DELATRE	Géologie
DELEAU	Géologie
DELHAYE	Chimie Minérale
DESCOIBES	Calcul différentiel et intégral
FOURET	Physique
GABILLARD	Radioélectricité et Electronique
GERAIN	Chimie Générale et Chimie Organique
GLACET	Chimie
GONTIER	Mécanique des Fluides

MM	HEIM DE BALZAC	Zoologie
	HOCQUETTE	Botanique générale et appliquée
	LEBEGUE	Botanique
Mme	LEBEGUE	Physique
Mr	LEBRUN	Radioélectricité
Melle	LENOBLE	Physique
MM	LIEBART	Radioélectricité
	LINDER	Botanique
	LUCQUIN	Chimie Minérale
	MARION	Chimie
Melle	MARQUET	Mathématiques
MM	MARTINOT-LAGARDE	Mécanique des Fluides
	MAUREL	Chimie
	MENESSIER	Géologie
	MONTREUIL	Chimie Biologie
	MORIAMEZ	Physique
	PARREAU	Mathématiques
	PEREZ	Physique
	PHAM N'AU QUAN	Mécanique rationnelle et expérimentale
	POUZET	Calcul Numérique
	PROUVOST	Géologie
	SAVARD	Chimie Générale
	SCHALLER	Zoologie
	SCHILTZ	Physique
Mme	SCHWARTZ	Analyse supérieure
MM	TRIDOT	Chimie
	VIVIER	Biologie animale
	WATERLOT	Géologie et Minéralogie
	WERTHEIMER	Physique

MAITRES DE CONFERENCES :

MM	BEAUFILS	Chimie Appliquée
	BLANCHARD	Chimie Générale
	BOILLET	Physique
	BUI TRONG LIEU	Mathématiques
	CHASTRETTE	Chimie Générale
	COMBET	Mathématiques
	CONSTANT	Physique
	DERCOURT	Géologie et Minéralogie
	DEVRAINNE	Chimie Générale
Mme	DRAN	Chimie Appliquée
MM	FOATA	Mathématiques
	GAVORET	Physique
	HERZ	Mathématiques
	HUARD DE LA MARRE	Calcul Numérique
	LACOMBE	Mathématiques

MM MALES	Physique
METTETAL	Zoologie
MONTARIOL	Chimie
MOUVIER	Chimie
NGUYEN PHONG CHAU	Physique
PANET	Electromécanique
RAUZY	Mathématiques
SAADA	Physique
SEGARD	Chimie Biologique
TUDO	Chimie Minérale Appliquée
VAZART	Botanique
VAILLANT	Mathématiques
VIDAL	Physique Industrielle

---

SECRETARE GENERAL, ATTACHE PRINCIPAL : Monsieur LEGROS

ATTACHES D'ADMINISTRATION :

Messieurs COLLIGNON  
FACON  
JANS  
LEROY

-----

A MES PARENTS

A MA FEMME.

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Optique atmosphérique de la Faculté des Sciences de Lille et en collaboration avec le Laboratoire d'Océanographie Physique du Muséum d'Histoire Naturelle de Paris, sous la direction de Mademoiselle LENOBLE, Professeur. Qu'il me soit permis de lui exprimer mes sentiments de profonde reconnaissance pour les nombreux conseils et les encouragements qu'elle n'a cessé de me prodiguer.

Je remercie Monsieur le Professeur LACOMBE qui a bien voulu m'accepter dans le cadre du Centre d'Océanographie Physique du Muséum.

Je prie Monsieur le Professeur SCHILTZ qui m'a fait l'honneur de présider le jury d'accepter l'expression de ma respectueuse reconnaissance.

Monsieur BOILLET, Maître de Conférences, a accepté de juger mon travail, qu'il trouve ici l'expression de ma gratitude.

Monsieur SAINT-GUILLY, Sous directeur du Laboratoire d'Océanographie Physique du Muséum, a bien voulu me faire profiter de ses connaissances, qu'il en soit remercié.

Je ne saurais oublier le personnel technique de l'Institut, et en particulier Messieurs ROSSEELS et LASNE qui ont réalisé la partie électronique de ce travail.

pour cette longueur d'onde, un rayonnement proportionnel à celui du corps noir à la même température. Pour les températures moyennes de la mer et de l'atmosphère, le rayonnement du corps noir est pratiquement négligeable hors de la bande spectrale  $4\mu - 50\mu$ , ce qui fixe les limites spectrales du rayonnement que nous considérons sous le nom de rayonnement de grandes longueurs d'onde. Dans cette zone de l'infrarouge, l'eau est très fortement absorbante et la mer émettra vers l'atmosphère un rayonnement important, cette émission étant limitée aux couches superficielles de l'eau.

Mais inversement, la mer recevra de l'atmosphère un rayonnement infrarouge dépendant de la température et de l'état de l'atmosphère. En général, le bilan est négatif pour la mer et amènera un refroidissement radiatif.

Ce phénomène se produit évidemment de la même façon le jour et la nuit.

2) Rayonnement de courtes longueurs d'onde ( $0,3\mu - 4\mu$ ). Pendant le jour, la mer reçoit le rayonnement visible et infrarouge provenant du soleil, soit directement, soit après diffusion dans l'atmosphère terrestre. Ce rayonnement solaire est pratiquement négligeable hors de la bande spectrale  $0,3\mu - 4\mu$ , ce qui nous permet de séparer ce problème du précédent.

Le rayonnement solaire direct ou diffus est absorbé par la mer dans une couche superficielle, mais nettement plus importante que celle intervenant pour l'émission, il produit dans cette couche un échauffement radiatif.

Dans les applications météorologiques, le problème qui se pose est de connaître le transfert d'énergie radiative à l'interface air-océan.

#### TRAVAUX ANTERIEURS

Pour le rayonnement de courtes longueurs d'onde, les stations météorologiques enregistrent de façon continue le flux solaire et le flux diffus global ; l'emploi en mer des mêmes appareils ne soulève aucun problème particulier. L'étude spectrale de ce rayonnement demande un appareillage beaucoup plus complexe, mais a souvent été effectué au sol (Handbook of Geophysics, référence i - 1).

Pour le rayonnement de grandes longueurs d'onde arrivant de l'atmosphère et le bilan de rayonnement infrarouge entre le sol et l'atmosphère, les stations météorologiques effectuent également des mesures, mais beaucoup moins fréquemment et de nombreux problèmes d'appareillage se présentent encore.

Les études spectrales du rayonnement infrarouge atmosphérique sont peu nombreuses. Nous connaissons à ce jour celles de SLOAN, SHAW, WILLIAMS, (référence i - 2) et de OETJEN, BELL, EISNER, YOUNG, (référence i - 3) et de GATES (référence i - 4).

Un petit nombre de mesures a été effectué au-dessus de l'océan, à partir d'un avion. Nous connaissons les travaux de RICHARDSON, WILKINS, (référence i - 5) et de OSHIVER (référence i - 6). Ces deux auteurs ont utilisé un radiomètre de type BARNES (référence i - 7).

On conçoit facilement l'intérêt d'une étude complète effectuée à partir d'une station fixe en mer.

PROBLEME PARTICULIER DE LA TEMPERATURE DE SURFACE.

Pour comprendre le mécanisme complexe qui régit les échanges océan-atmosphère, il est nécessaire de connaître la température de surface de l'océan. Etant donné la nature de cette surface, une mesure directe de température est irréalisable, et il n'est pas certain que cette température soit la même que celle que l'on relève à l'aide d'une sonde placée à quelques centimètres au-dessous de la surface.

MONTGOMERY (référence i - 8) mentionne le premier la possibilité de l'existence d'une couche superficielle froide : "Bien que l'échauffement dû au rayonnement solaire soit supérieur au refroidissement dû au rayonnement de grandes longueurs d'onde et à l'évaporation, une fine pellicule d'eau existe souvent où ces facteurs sont prépondérants. Ceci est vrai car le rayonnement de courtes longueurs d'onde est absorbé dans plusieurs mètres d'eau tandis que l'émission du rayonnement de grandes longueurs d'onde et l'évaporation sont limités à une couche d'un mm".

Quelques auteurs ont mesuré la température de surface de la mer en utilisant un radiomètre infrarouge et en considérant qu'elle émet comme un corps noir à la température de surface.

En particulier, BALL (référence i - 9) a utilisé un actinomètre de LINKER couplé à un galvanomètre. Sur 12 mesures, il relève à 10 reprises une température de surface inférieure à la température en profondeur, ceci par temps clair et avec un léger vent. La moyenne des mesures donnant  $T_{\text{profondeur}} - T_{\text{surface}} = +0,3^{\circ}\text{C}$ .

EWING et MC ALISTER (référence i-10) ont entrepris une série de mesures à l'aide d'un radiomètre BARNES, ils ont trouvé une température de surface inférieure de  $0,6^{\circ}$  C à la température en profondeur. Cette couche froide n'est brisée que par un brassage très énergique et réapparaît quelques secondes après que le brassage ait cessé.

D'autres auteurs, dont BOURDREAU (référence i-11) ont aussi mentionné l'existence de cette couche froide, mesurée par radiomètre.

Enfin, par une méthode totalement différente, des mesures de température faite durant l'été 1965 par le Laboratoire d'Océanographie Physique du Muséum à diverses hauteurs <sup>dessus et au</sup> au-dessous de la surface semblent aussi indiquer une température de surface inférieure à la température de la masse d'eau.

#### PLAN DE CE TRAVAIL

Il a semblé intéressant d'effectuer une étude systématique de cette couche de surface. Pour ce

- 1) Un radiomètre a été construit, permettant de mesurer la température de surface à  $\frac{5}{100}$  °C près.
- 2) Une brève étude de la transmission atmosphérique a été entreprise afin d'interpréter les résultats des mesures données par l'appareil.
- 3) Une étude théorique du transfert de rayonnement infrarouge et du refroidissement radiatif correspondant a été faite.
- 4) Enfin, on a étudié l'absorption du rayonnement solaire dans la mer et l'échauffement radiatif qu'il produit.

## CHAPITRE I

### RADIOMETRE

Nous décrirons dans ce chapitre le radiomètre que nous avons construit pour mesurer le rayonnement infrarouge de la mer et nous donnerons les résultats des essais effectués.

#### PRINCIPE (figure 1-1)

Le rayonnement émis par la source à étudier (S) est comparé au rayonnement d'un corps noir de référence (CN). Un récepteur (T) détecte ces rayonnements. Un modulateur (M) (figure 1-2) constitué par un miroir tournant autour d'un axe perpendiculaire à son plan permet au récepteur de viser soit le miroir concave (C) qui focalise le rayonnement venant du corps noir, soit la source étendue que l'on se propose d'étudier.

Un diaphragme (D) (figure 1-3) placé entre le modulateur et le détecteur limite les faisceaux. Une série de diaphragmes supplémentaires éliminent le rayonnement parasite. On se fixe une ouverture  $d/D = 1/4$ , ce qui correspond pour le champ à un cône d'angle au sommet  $2\theta_0 = 14^\circ$ , et d'angle solide  $\Delta\omega = \frac{\pi d^2}{4D^2}$  stéradians ; ceci détermine l'ouverture à donner au diaphragme situé à 32 mm en avant de la thermopile ; on trouve ainsi un diamètre de 5 mm (voir figures 1-3 et 1-4). L'appareil est destiné à être placé à une hauteur ne dépassant pas 10 mètres au-dessus du niveau de l'eau. Opérant à des hauteurs faibles il n'est pas possible de focaliser le faisceau émis par la mer, si on veut éviter de

.../...

viser une surface trop réduite et d'être gêné par les perturbations locales. L'ouverture choisie correspond à une surface visée

$$\pi \frac{d^2}{4} = 4,90 \text{ m}^2 \text{ à la distance } D = 10 \text{ m.}$$

Ainsi le signal produit sur le récepteur est proportionnel à la différence entre les flux énergétiques venant du corps noir et de la source à étudier.

Les deux problèmes essentiels qui se posent pour la réalisation de l'appareil sont :

- choix d'un récepteur ayant une sensibilité assez grande et un bruit de fond assez faible.
- choix d'un corps noir fournissant un rayonnement de référence suffisamment stable.

Ce double choix est évidemment conditionné par les performances que nous attendons de l'appareil et nous allons le discuter en détail. Nous nous sommes fixés au départ de pouvoir obtenir une température de rayonnement de la source à environ  $0,01^\circ\text{C}$  près, sachant que <sup>pour</sup> la mer, il est souhaitable d'avoir cette température à mieux que  $0,1^\circ\text{C}$ .

#### EVALUATION DE L'ENERGIE A DETECTER

Avant de choisir un détecteur, il est nécessaire de connaître l'ordre de grandeur de l'énergie minimale à détecter dans les plus mauvaises conditions possibles. Nous mesurons une grandeur proportionnelle à la différence entre  $U_{cn}$  énergie radiante provenant du corps noir et  $U_s$  provenant de la source. Nous devons pouvoir détecter  $\Delta U_s$  correspondant à une variation  $\Delta T$  de température de la source.

.../...

Si on se fixe  $\Delta T = 0,01^\circ \text{C}$ , évaluons la variation d'émittance  $\Delta W$  correspondante. On assimile la mer à un corps gris pour les longueurs d'onde comprises entre 4 et 50 microns  $\Delta W = 4 \varepsilon \sigma T^3 \Delta T$  où  $\sigma$  est la constante de Stefan-Boltzmann =  $5,67 \cdot 10^{-12} \text{ W.cm}^{-2} \text{ degré}^{-4}$ ;  $\varepsilon$  est l'émissivité de l'eau = 0,98 (référence 1-1).  $T$  est la température de l'eau  $\approx 273^\circ \text{K}$ . On trouve  $\Delta W = 4,52 \cdot 10^{-6} \text{ W.cm}^2$ . L'accroissement de la radiance de l'eau dans la direction normale à sa surface sera

$$\Delta I = \frac{\Delta W}{\pi} = 1,44 \cdot 10^{-6} \text{ W.cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}.$$

En supposant que l'atmosphère ait un coefficient de transmission  $t \approx 1$  dans la région 4 - 50 microns où est concentrée la quasi-totalité du rayonnement considéré, et pour les distances considérées qui sont de l'ordre de quelques mètres, nous pouvons calculer la variation d'énergie à l'entrée de l'appareil, soit

$$\Delta \varphi = \Delta I \cdot \Delta \omega = 0,7 \cdot 10^{-7} \text{ W.cm}^{-2}.$$

L'optique de l'appareil présente un facteur de transmission  $F$  dont il est possible d'évaluer l'ordre de grandeur. Si on appelle  $R_M$  le coefficient de réflexion du miroir modulateur et  $\tau_F$  le facteur de transmission de la fenêtre de la thermopile dont la bande passante est 4 - 50 microns,  $F = R \tau_F S$ , où  $S = \frac{\int_4^{50} I_\lambda d\lambda}{\int_0^{\infty} I_\lambda d\lambda}$ .

Le modulateur est en glace polie, surfacée optiquement et recouvert d'Amplivex Infrarouge. On peut considérer que son coefficient de réflexion  $R = 0,96$ . La fenêtre est en K R S 5 (iodobromure de thallium) dont les caractéristiques sont données par MC CARTHY,

(référence 1-2). Ce matériau est peu soluble dans l'eau et la vapeur d'eau (solubilité 0,05/100). Nous avons pris  $\tau_p = 0,75$  et  $s = 0,96$  pour la température 273°K. On trouve  $F \approx 0,69$ .

Nous pouvons donc considérer que nous obtenons pour le détecteur, par unité de surface, une énergie minimum à détecter

$$\Delta U_s = \Delta \varphi \cdot F = 0,472 \cdot 10^{-17} \text{ W.cm}^{-2}.$$

### CHOIX DU DETECTEUR-AMPLIFICATEUR

Une thermopile a été choisie pour détecteur. Ce type de détecteur peut en principe déceler une variation d'énergie de l'ordre de  $10^{-9}$  Watt (référence 1-3). La surface réceptrice  $A = 3 \times 3 \text{ mm}^2$ , et à une variation de température  $\Delta T = 0,01^\circ\text{C}$ , correspondra une variation d'énergie reçue par la thermopile

$$1-1 \quad \Delta P_s = \Delta U_s A = 4 \varepsilon \sigma T^3 \Delta T \frac{\Delta W}{\tau} A R_m \tau_p \frac{\int_0^{\infty} I_\lambda d\lambda}{\int_0^{\infty} I_\lambda d\lambda},$$

$$\Delta P_s = 4,2 \cdot 10^{-9} \text{ Watt}$$

La thermopile a un facteur de réponse  $K$  exprimé en Volt.Watt<sup>-1</sup> qui varie d'un récepteur à l'autre, mais qui est de l'ordre de 2 volts. Watt<sup>-1</sup>. A une variation  $\Delta T = 0,01^\circ\text{C}$  de température de la source, correspondra une variation  $\Delta V = K \Delta P = 8,4 \times 10^{-9}$  Volt aux bornes de la thermopile.

La thermopile est branchée sur un Amplispot SEFRAM. Il s'agit d'un galvanomètre dont le spot est envoyé sur une cellule photorésistante à l'entrée d'un amplificateur différentiel. L'ensemble a un gain de  $10^4$ . Le signal sortant de l'Amplispot est enregistré par un Graphispot SEFRAM.

.../...

La précision de l'appareil pourra sans doute être améliorée par la suite lorsque l'on pourra travailler avec un amplificateur à la fréquence de 12,5 Hz dont l'étude est en cours. En effet, en travaillant avec un galvanomètre, les dérives propres de la thermopile ne sont pas négligeables durant le temps que dure une mesure.

#### LE LITE ULTIME DE SENSIBILITE DE L'APPAREIL

La limite ultime de sensibilité de l'appareil sera connue lorsqu'on aura mesuré le bruit de l'ensemble détecteur + amplificateur.

La thermopile ramène à l'entrée un bruit de fond très faible puisque sa résistance est de l'ordre de  $50 \Omega$ . On peut évaluer l'ordre de grandeur du bruit Johnson ramené par la thermopile, il est donné par  $v^2 = 4 k.T.R \Delta f$ . Dans cette formule  $v = v(t) - v_n$ , avec  $v(t)$  = voltage instantané et  $v_n$  valeur moyenne du voltage à la sortie de la thermopile ;  $k$  est la constante de Boltzmann =  $1,38 \cdot 10^{-23}$  J. degré<sup>-1</sup> ;  $T$  est la température du système  $\simeq 300^\circ\text{K}$  ;  $R$  est la résistance de la thermopile  $\simeq 50 \Omega$ , et  $\Delta f$  est la bande passante de la thermopile = 60 Hz. On trouve  $v = 7 \cdot 10^{-9}$  Volts.

On peut relever directement le bruit de fond de l'ensemble Amplispot + graphispot (figure 1-5), l'entrée de l'Amplispot étant court-circuité.

.../...

On a aussi relevé directement le bruit de l'ensemble thermopile + Amplispot + Graphisplot (figure 1-6) On voit que le bruit provient essentiellement de l'Amplispot, et il est d' l'ordre de  $2 \cdot 10^{-8}$  Volts, la comparaison au calcul fait ci-dessus montre que la plus petite variation de température de la mer que nous pouvons déceler est de l'ordre de  $\Delta T = 0,02^\circ \text{ C}$ .

### CORPS NOIR DE REFERENCE

Celui-ci se compose de deux parties : une cavité émettrice et un système qui régule la température de la cavité.

La cavité émettrice a été fournie par la firme BARNES (figure 1 - 7). On peut calculer le pouvoir émissif de ce corps noir suivant l'exemple donné par GOUFFE (référence 1-4); si  $\rho$  est le facteur de réflexion diffus du matériau dont est constituée la paroi, (figure 1-8), un flux incident unité pénétrant dans le corps noir par l'ouverture est diffusé suivant la loi de Lambert par la portion de paroi faisant face à l'ouverture. Il en ressort après 1ère diffusion  $\rho \frac{\Omega}{\pi}$  et il reste dans l'enceinte  $1 - \rho \frac{\Omega}{\pi}$  dont  $(1 - \rho)$  absorbé par la paroi et  $\rho(1 - \frac{\Omega}{\pi})$  diffusé et que l'on suppose réparti uniformément.

Le flux deux fois réfléchi qui sortira par  $\Delta$  sera  $\rho^2(1 - \frac{\Omega}{\pi}) \frac{\Delta}{S}$

et il restera dans l'enceinte  $\rho^2(1 - \frac{\Omega}{\pi})(1 - \frac{\Delta}{S})$  qui se réfléchira de nouveau. La fraction de flux trois fois réfléchi sortant par l'ouverture sera  $\rho^3(1 - \frac{\Omega}{\pi})(1 - \frac{\Delta}{S}) \frac{\Delta}{S}$ , et il sortira un flux global qui sera

$$\rho \frac{\Omega}{\pi} + \rho^2 \left(1 - \frac{\Omega}{\pi}\right) \frac{\Delta}{S} \left[1 + \rho \left(1 - \frac{\Delta}{S}\right) + \rho^2 \left(1 - \frac{\Delta}{S}\right)^2 + \dots\right]$$

$$\text{soit } \rho \frac{\Omega}{\pi} + \rho^2 \frac{\left(1 - \frac{\Omega}{\pi}\right)}{1 - \rho \left(1 - \frac{\Delta}{S}\right)} \cdot \frac{\Delta}{S}$$

Le pouvoir émissif total du corps noir est alors :

$$\epsilon_0 = 1 - \rho \frac{\Omega}{\pi} - \frac{\rho^2 \left(1 - \frac{\Omega}{\pi}\right) \cdot \frac{\Delta}{S}}{1 - \rho \left(1 - \frac{\Delta}{S}\right)} = \frac{\epsilon \left(1 + (1 - \epsilon) \left(\frac{\Delta}{S} - \frac{\Omega}{\pi}\right)\right)}{\epsilon \left(1 - \frac{\Delta}{S}\right) + \frac{\Delta}{S}}$$

en appelant  $\epsilon = 1 - \rho$ , le pouvoir émissif  $\epsilon$  du matériau qui constitue la paroi du corps noir.

Dans le cas particulier d'un cône de hauteur  $L$  et de diamètre à la base  $2r$

$$\frac{\Delta}{S} = \frac{\pi r^2}{\pi r^2 + \pi r \sqrt{r^2 + L^2}} = \frac{1}{1 + \sqrt{1 + \frac{L^2}{r^2}}}$$

dans notre cas  $L = 64,6 \text{ mm}$   $r = 7,94 \text{ mm}$ , ce qui donne  $\frac{\Delta}{S} = 0,108$  la paroi de la cavité a un pouvoir émissif supérieur à 0,8. On trouve donc  $\epsilon_0 \gg 0,992$ . Il serait possible d'augmenter le pouvoir émissif de la cavité en choisissant  $\frac{L}{r}$  très grand. Mais il serait alors difficile d'éviter les gradients de température.

Le contrôleur de température fourni avec le corps noir BARNES (figure 1-9) n'a pas donné satisfaction : trop grande sensibilité aux variations de secteur, impossibilité de régler la température à mieux que 0,5°C près, impossibilité de contrôler

la température du corps noir quand celui-ci travaille à moins de 20°C au-dessus de la température ambiante. Un autre contrôleur de température a été expérimenté, c'est une version modifiée d'un thermostat mis au point au Laboratoire des rayons X. (figure 1-10).

Une résistance de platine  $R_1(T)$ , élément sensible de la cavité émettrice est l'une des branches d'un pont de Wheatstone, cette résistance varie suivant la température de la cavité. Une résistance A O I P,  $R_2$  constitue l'autre branche du pont, elle est mise en très bon contact thermique avec la cavité. Deux autres résistances  $R$  constituent la tête du pont, elles sont serties dans un même radiateur thermique. Le réglage de température s'effectue en faisant varier  $R_2$ . La tension de déséquilibre du pont est envoyée à un système amplificateur. L'ensemble forme un système bouclé comme le montre la figure (1-10).

#### PRÉCISIONS DU CORPS NOIR

Il est impossible d'étalonner le corps noir en température absolue, ce qui nous importe d'ailleurs peu, puisque nous l'utilisons comme référence, devant fournir un rayonnement constant voisin de celui de la mer.

Par contre nous avons besoin que sa température soit maintenue constante à 0,°01 près, si nous voulons mesurer la température de la mer avec une précision du même ordre ; non seulement cette stabilité de la température doit être obtenue pendant la durée d'une expérience, mais la fidélité des réglages

doit être telle qu'on puisse d'une expérience à l'autre retrouver la même température à cette précision de 0°01.

D'autre part l'appareil enregistre la différence entre le rayonnement  $U_S$  de la source (mer) et le rayonnement  $U_{CN}$  du corps noir et l'on désire mesurer de très faibles variations  $\Delta U_S$  du rayonnement de la source. La mesure de  $\Delta U_S$  sera d'autant plus précise que  $|U_{CN} - U_S|$  sera plus petit ; c'est-à-dire que le corps noir doit fonctionner à une température aussi voisine que possible de celle de la mer. A moins de prévoir un système de refroidissement, ce que nous envisagerons peut-être ultérieurement, le corps noir ne peut pas fonctionner à des températures inférieures à la température ambiante, mais nous chercherons à pouvoir utiliser à une température aussi voisine que possible de l'ambiante.

Ce sont ces caractéristiques que nous avons testées. A cet effet, une thermistance CTN de valeur nominale  $1000 \Omega$  à  $20^\circ C$  est mise en contact thermique avec le corps noir. Cette thermistance est une branche d'un pont de Wheastone dont les autres branches sont des résistances AOIP de  $1000 \Omega$  et de coefficient de température  $2 \cdot 10^{-2} \Omega ^\circ C^{-1}$ . Le coefficient de température de la CTN est de l'ordre de  $25 \Omega ^\circ C^{-1}$ . Le rapport des coefficients de température CTN/résistance étalon =  $\frac{25}{2 \cdot 10^{-2}} \approx 1200$ . On peut considérer que la seule résistance variable en fonction de la température dans le pont de Wheastone est la CTN. Cette CTN est soumise à une tension de 1 Volt, elle dissipe une puissance  $P = \frac{V^2}{R} \approx 1 \text{ mW}$ .

Comme le contact thermique CTN-corps noir n'est pas parfait, on ne peut pas considérer que la capacité thermique de l'ensemble est infinie, la CTN s'échauffe et sa température propre est légèrement différente de la température du corps noir. L'analyse du phénomène est complexe car il est difficile d'évaluer la résistance thermique du contact CTN-corps noir. Il est donc impossible de faire un étalonnage absolu de la température du corps noir. Cependant, si on constate que l'ensemble thermistance + corps noir est stabilisé à  $\frac{x}{100}$ , on peut à priori dire que le corps noir est stabilisé au plus mal à  $\frac{x}{100}$ .

Les essais ont montré que le taux de stabilité donné par  $\frac{\Delta T_{CN}}{\Delta T_{ambiante}}$  est de  $\frac{4}{100}$  pour le corps noir travaillant à 2 ou 3°C au-dessus de la température ambiante. La stabilité de l'appareil est égale au  $\frac{1}{100}$  °C pour une fluctuation de secteur de l'ordre de  $\frac{5}{100}$ .

Les essais du corps noir se sont poursuivis pendant deux mois, et les performances n'ont jamais été mises en défaut.

#### DIERS ESSAIS (figure 1-11)

Des essais ont été effectués en prenant comme source, un Bac d'eau très fortement agitée et dont la température est relevée à l'aide d'un thermomètre au  $\frac{1}{100}$  °C. Quand le radiomètre vise la surface d'eau à température  $T_s$  <sup>(l'énergie reçue)</sup> par la thermopile sera

$$1.2 P_s = A \frac{\Delta W}{\tau} \left[ \sigma T_s^4 (1 - R_s) R_M + \epsilon_e \sigma T_e^4 R_M R_s + \sigma T_M^4 (1 - R_M) \right]$$

.../...

où  $R_s = 0,02$  est le coefficient de réflexion de la surface du liquide,  $R_M$  le coefficient de réflexion du miroir modulateur,  $T_e$  est la température de l'écran,  $T_M$  est la température du modulateur,  $\epsilon_e$  est l'émissivité de l'écran, la fenêtre de K R S 5 n'a pas été mise pendant les essais. L'énergie reçue par la thermopile quand le détecteur vise le corps noir est

$$1-3 \quad P_{CN} = A \frac{\Delta \omega}{\pi} \left[ \epsilon_0 \sigma T_{CN}^4 R_c + \sigma T_c^4 (1 - R_c) \right]$$

avec  $\epsilon_0$ , émissivité du corps noir,  $T_{CN}$  est la température de ce dernier,  $R_c$  est le coefficient de réflexion du miroir concave et  $T_c$  est la température de celui-ci.

On mesure donc une déviation de l'enregistreur  $D_1 = \frac{P_s - P_{CN}}{K}$  où  $K$  exprimé en  $W.cm^{-1}$  est le facteur de réponse de l'ensemble thermopile + Amplispot + Graphispot.

Si le bac d'eau est maintenant porté à la température  $T'_s$ , l'énergie reçue par la thermopile sera  $P'_s$ , ce qui entraînera une déviation  $D'_1$  sur le graphispot. On pourra écrire  $P_s - P'_s = K(D_1 - D'_1)$  soit

$$1-4 \quad K(D_1 - D'_1) = A \frac{\Delta \omega}{\pi} \sigma R_M (1 - R_s) (T_s^4 - T_s'^4)$$

ce qui s'écrit

$$1-5 \quad T_s^4 - T_s'^4 = B(D_1 - D'_1)$$

$$1-6 \quad \text{soit} \quad T_s^4 = B(D_1 - D'_1) + T_s'^4$$

En posant 
$$B = \frac{K \pi}{A \Delta \omega \sigma R_M (1 - R_s)}$$

.../...

Remarquons que B ne dépend que des caractéristiques de l'appareil, mais il peut varier dans le temps, car  $R_M$  et K dépendent de l'état de la surface des miroirs et des fenêtres.

Pour une faible variation de température autour de  $T_s$ , on peut écrire  $T_s' = T_s + \Delta T$ . Dans ce cas, la formule (1-5) deviendra  $T_s'^4 - T_s'^4 \simeq 4T_s'^3 \Delta T$ , et en définitive,

$$1-7 \quad \Delta T = \frac{B}{4T_s^3} D \quad \text{avec} \quad D = D_1' - D_1$$

Cette approximation se justifie en tabulant les valeurs de  $T^4$  pour des intervalles de  $5^\circ\text{C}$ . On constate qu'à  $\frac{3}{1000}$  près, on peut employer la formule approchée, si T est de l'ordre de  $300^\circ\text{K}$ .

Au cours des essais, on a fait varier la température  $T_s$  de la cuve d'eau, et tracé la courbe D fonction de  $\Delta T_s$  (figure 1-12). Comme prévu d'après la formule (1-7) les points s'alignent sur une droite. Au cours d'une série d'essais, la dispersion des points autour de la droite traduit une précision de  $0,05^\circ\text{C}$  environ.

Par contre d'un jour à l'autre la dispersion est nettement plus grande (de  $0,2^\circ\text{C}$  environ) et nous avons cherché les causes d'erreurs qui peuvent expliquer cette relative infidélité des résultats, ainsi que les moyens d'y remédier.

Nous avons supposé que l'écran était maintenu à la même température durant toute l'expérience, en fait ceci est impossible. Evaluons la perturbation causée par un changement  $\Delta T_e$  de température de l'écran, et voyons à quelle variation de tempé-  
 ..../...

re de source  $\Delta T_s$  ce changement  $\Delta T_e$  est équivalent.

$$4\sigma T_s^3 \Delta T_s (1 - R_s) R_M = 4\varepsilon_e T_e \Delta T_e R_M R_s$$

On suppose  $T_s \approx T_e$ ,  $\varepsilon_e$  est de l'ordre de 0,7,  $R_M = 0,96$   
et  $R_s = 0,02$ .

$$\Delta T_e \approx \Delta T_s \frac{(1 - R_s)}{\varepsilon_e R_s}$$

Comme l'écran est à la température ambiante, une variation de température ambiante de  $1^\circ\text{C}$  correspond à une erreur de  $\frac{4}{100}^\circ\text{C}$ .

Mais la plus grande cause d'erreur provient sans doute du taux d'humidité très élevé de l'air ambiant. En effet, une couche invisible de buée déposée sur les miroirs et épaisse seulement de 5 microns fausse entièrement les résultats puisque l'absorption moyenne de cette couche est de l'ordre de 0,5 (référence 1-1).

Cette remarque est aussi valable pour la fenêtre de la thermopile dont la réponse dépend de la transmittivité de la fenêtre. Il sera nécessaire de chauffer les miroirs et de thermostat l'enceinte pour éviter de tels ennuis. De plus l'épaisseur d'air humide entre le récepteur et le bac d'eau intervient certainement par son absorption et son émission (voir chapitre II).

### ÉLÉMENT DE L'ÉTALONNAGE

Une courbe telle que celle que nous avons obtenue au cours des essais à condition d'être suffisamment précise peut être considérée comme une courbe d'étalonnage de l'appareil permettant de déduire une température  $T_s$  en fonction d'une déviation  $D$  du galvanomètre.

Un étalonnage parfaitement correct du radiomètre exige-rait d'utiliser une source étalon qui soit un corps parfaitement noir, de dimension suffisante pour le champ du radiomètre et de température  $T_s$  connue à 0°01 près.

On peut envisager de réaliser un corps noir étalon, sur le principe utilisé pour le corps noir de référence et avec de plus grandes dimensions ; mais comme on l'a vu, il n'est pas simple de connaître exactement sa température et son émissivité.

On peut également envisager comme nous l'avons fait dans les essais de prendre comme corps noir étalon la surface d'un liquide fortement absorbant (eau ou huile) et bien stabilisé en température. On peut espérer qu'une bonne agitation et l'emploi comparatif de divers liquides, doivent permettre de s'affranchir dans l'étalonnage du phénomène de refroidissement de surface mentionné dans l'introduction. Il reste néanmoins là un problème délicat que nous n'avons pas encore eu le temps d'aborder.

#### CONCLUSION DES ESSAIS

L'appareil permet dans son état actuel de déceler des variations de température de 0,05°C, mais ne présente pas une fidélité suffisante. Il semble qu'en thermostatant l'enceinte du radiomètre avec une précision de l'ordre de 1°C et légèrement au-dessus de la température ambiante, on puisse éliminer les causes essentielles d'erreur.

.../...

Par contre l'erreur due à l'absorption de l'air entre la source et le radiomètre, n'est pas de nature instrumentale, mais liée au phénomène physique lui-même. Elle risque d'être importante pour les mesures faites en mer et nous la discuterons en détail dans le prochain chapitre.

Notons encore pour les mesures en mer que l'écran recouvrant le bac pendant nos essais sera remplacé par le ciel et qu'il faudra sans doute apporter aux mesures une légère correction pour tenir compte de ce rayonnement du ciel réfléchi.

CHAPITRE II

ÉTUDE DE LA TRANSMISSION ATMOSPHERIQUE

---

Comme nous l'avons noté, l'effet de la couche d'air humide située entre la mer et le radiomètre peut perturber les mesures, et nous allons chercher à évaluer l'erreur qui peut être ainsi introduite.

PROBLEME POSE

L'atmosphère absorbe le rayonnement infrarouge dans la gamme de longueurs d'onde 1 à 50 microns. Si pour la longueur d'onde  $\lambda$ , et dans la direction  $\theta$ , la luminance énergétique émise par la source à l'altitude 0 est  $I_\lambda(\theta)$ , l'appareil à l'altitude  $Z$  recevra en fait la luminance

$$2-1 \quad I'_\lambda(\theta) = I_\lambda(\theta) \tau_\lambda(0, Z, \theta) + \frac{1}{\cos \theta} \int_0^Z b_\lambda(z) J_\lambda(T(z)) \tau_\lambda(z, Z, \theta) dz$$

$$2-2 \quad I'_\lambda(\theta) = I_\lambda(\theta) \tau_\lambda(0, Z, \theta) + \int_0^Z J_\lambda(T(z)) \frac{\partial \tau_\lambda(z, Z, \theta)}{\partial z} dz$$

$$2-3 \quad \text{avec } \tau_\lambda(z_1, z_2, \theta) = \exp\left(\frac{-1}{\cos \theta} \int_{z_1}^{z_2} b_\lambda(z) dz\right)$$

$\tau_\lambda(z_1, z_2, \theta)$  est la transmission de l'atmosphère sur le trajet  $z_1, z_2$  et pour la direction  $\theta$  considérée,  $J_\lambda(T(z))$  est la luminance du corps noir à la température  $T(z)$  qui ne dépend pas de la direction  $\theta$  considérée,  $b_\lambda$  est le coefficient d'absorption de l'atmosphère.

.../...

Nous allons nous placer dans le cas particulier du rayonnement venant de la mer reçu par notre radiomètre, c'est-à-dire pour un trajet atmosphérique très court, de l'ordre de 10 mètres et pour un angle d'ouverture de l'appareil  $\Delta\omega$  défini au chapitre I.

Le flux reçu par l'appareil sera

$$2.4 \varphi' = A \int_1^{50} \int_{\Delta\omega} I'_\lambda(\theta) \cos\theta \cdot d\omega \cdot d\lambda$$

au lieu de

$$2.5 \varphi = A \int_1^{50} \int_{\Delta\omega} I_\lambda(\theta) \cos\theta \cdot d\omega \cdot d\lambda$$

reçu en l'absence d'atmosphère absorbante.

Commençons par définir une transmission moyenne pour l'ouverture de l'appareil :

~~$$t_\lambda(z_1, z_2) = \frac{1}{\Delta\omega} \int_{\Delta\omega} T_\lambda(z_1, z_2, \theta) \cos\theta \cdot d\omega.$$~~

$$2.6 \quad t_\lambda(z_1, z_2) = \frac{2\pi \int_0^{\theta_0} T_\lambda(z_1, z_2, \theta) \cos\theta \cdot \sin\theta \cdot d\theta}{2\pi \int_0^{\theta_0} \cos\theta \cdot \sin\theta \cdot d\theta}$$

nous ferons la simplification, comme  $\theta_0$  est faible, que

$$2.7 \quad t_\lambda(z_1, z_2) \approx T_\lambda(z_1, z_2, \frac{2\theta_0}{3})$$

.../...

D'autre part, sur un trajet atmosphérique court, nous pourrions supposer la température  $T$  et la pression  $P$  constante en 1ère approximation. Avec ces approximations la formule (2-2) peut s'écrire pour toutes les directions

$$2-8 \quad I'_\lambda = I_\lambda t_\lambda(0, z) + \int_0^z J_\lambda(T) \frac{\partial t_\lambda(z, z)}{\partial z} dz,$$

soit

$$2-9 \quad I'_\lambda = I_\lambda t_\lambda(0, z) + (1 - t_\lambda(0, z)) J_\lambda(T)$$

Remarquons qu'on peut écrire  $t_\lambda = 1 - \varepsilon_\lambda$ ,  $\varepsilon_\lambda$  étant le facteur d'émission de la couche représentant une transmission  $t_\lambda$ .

Soit

$$2-10 \quad I'_\lambda = I_\lambda t_\lambda(0, z) + \varepsilon_\lambda(0, z) J_\lambda(T)$$

Cette expression donne le rayonnement monochromatique transmis *et émis* par une couche isothermique d'atmosphère.

Il reste maintenant à intégrer ceci sur les longueurs d'ondes. Suivant le procédé habituel, nous nous limiterons à des intervalles de longueur d'onde assez faibles pour pouvoir considérer dans ces intervalles  $J_\lambda(T)$  qui varie lentement avec  $\lambda$  comme constant. Au contraire,  $t_\lambda$  varie très rapidement dans les spectres de bandes des gaz atmosphériques et nous devons définir une valeur moyenne  $\bar{t}_\lambda$  dans chaque intervalle  $\Delta \lambda$  considéré. Nous utiliserons pour cela les abaques données par ELSASSER et établies à partir de résultats expérimentaux (référence 2 -1).

Nous obtiendrons alors dans chaque intervalle considéré une valeur moyenne

$$I'_\lambda = I_\lambda \bar{\epsilon}_\lambda(0, Z) + J_\lambda(T) \bar{\epsilon}_\lambda(0, Z)$$

$$= J_\lambda(T_0) \bar{\epsilon}_\lambda(0, Z) + J_\lambda(T) \bar{\epsilon}_\lambda(0, Z)$$

si nous admettons que le rayonnement de la mer est sensiblement celui d'un corps noir à  $T_0$  degré.

#### CALCUL DE $\bar{\epsilon}_\lambda$ POUR UN $\Delta\lambda$ DONNÉ

Des mesures ont été faites dans les Laboratoires de l'Université J. HOPKINS et du département de Physique de l'Université de l'OHIO.

Pour un gaz donné, on mesure la transmission  $t(u)$  en fonction de la quantité d'absorbant  $u$  dans un intervalle de fréquence  $\Delta\nu$  donné. Cet intervalle est étroit, mais suffisamment large pour contenir un grand nombre de raies ;  $\Delta\nu$  est de l'ordre de  $20 \text{ cm}^{-1}$ . Cette mesure est effectuée pour un grand nombre d'intervalles spectraux, et on trouve que les courbes  $t$  fonction de  $\log u$  ont sensiblement la même forme lorsqu'on passe de  $t_1(u)$  pour  $\Delta\nu_1$  ; à  $t_2(u)$  pour  $\Delta\nu_2$  et peuvent être superposées par une translation parallèle à l'axe des abscisses. ELSSASSER adopte alors une courbe standard de transmission  $t(u) = f(\log u + \log L)$  pour tous les intervalles  $\Delta\nu$  de la bande considérée et trace d'autre part la courbe  $\log L = \bar{f}(\nu)$ . De ces deux courbes, il est facile de déduire la courbe  $\bar{t}(u) = \bar{f}(\nu)$  pour toute valeur donnée de  $u$ ,  $t$  étant une transmission moyenne dans un intervalle  $\Delta\nu$  autour de la fréquence  $\nu$ .

PRINCIPAUX ABSORBANTS

Pour un trajet très court de l'ordre de 10 mètres, dans la basse atmosphère les seuls absorbants à considérer sont  $\text{CO}_2$  et  $\text{H}_2\text{O}$ .

Le taux de gaz carbonique est variable suivant le lieu, mais on peut considérer que la concentration moyenne de gaz carbonique est de 0,033 % en volume, soit ici pour 10 m d'air  $6,5 \cdot 10^{-4} \text{ g.cm}^{-2}$ .

Le taux de vapeur d'eau dépend de la température. On donne en figure (2-1), la masse de vapeur d'eau dans une atmosphère saturée en fonction de la température. Nous prendrons comme valeur moyenne 10 grammes de vapeur d'eau par mètre cube d'air, ce qui donne une épaisseur réduite d'eau de  $10^{-2} \text{ cm}$  pour 10 m d'air.

ETUDE DE L'ABSORPTION PAR LE GAZ CARBONIQUE

Dans les deux paragraphes suivants, on a utilisé les résultats donnés par ELSSASSER (référence 2-1). On ne considèrera que l'absorption due à la bande 15 microns  $\nu_2$ . La figure (2-2) donne les courbes  $1-t(u)$  en fonction de  $\nu$  pour diverses quantités de  $\text{CO}_2$ . On en déduit une absorption moyenne de l'ordre de  $\frac{7}{100}$  entre  $690$  et  $625 \text{ cm}^{-1}$ , soit entre  $14,50$  et  $16 \mu$ , pour 10 mètres d'air.

Nous prenons donc

$$\begin{aligned} \overline{E}_\lambda(\text{CO}_2) &= 0,93 \text{ pour } 14,50 \mu < \lambda < 16 \mu. \\ \overline{E}_\lambda(\text{CO}_2) &= 1 \text{ pour } \lambda < 14,50 \mu \\ & \lambda > 16 \mu. \end{aligned}$$

ETUDE DE L'ABSORPTION PAR LA VAPEUR D'EAU

On ne considèrera que la bande 6,3 microns, bande de vibration  $\nu_2$ , et le spectre de rotation pour  $\lambda > 20$  microns. La figure (2-3)

donne la courbe  $I-t(u)$  dans la bande  $6,3\mu$  et la figure (2-4) dans la bande de rotation, pour diverses quantités de  $H_2O$ .

On prendra pour la couche atmosphérique considérée ( $u=10^{-2}$  cm), une absorption moyenne de  $0,80$  entre  $1820$  et  $1380$   $cm^{-1}$ , soit entre  $5,50$  et  $7,25\mu$ , une absorption de  $0,3$  entre  $606$  et  $400$   $cm^{-1}$ , soit entre  $18,50$  et  $25\mu$ , et une absorption de  $0,80$  entre  $400$  et  $200$   $cm^{-1}$ , c'est-à-dire entre  $25$  et  $50\mu$ .

Nous prenons donc

$$\begin{aligned} 2-14 \bar{E}_\lambda(H_2O) &= 0,2 && \text{pour } 5,50\mu < \lambda < 7,25\mu \\ &= 0,7 && \text{pour } 18,50\mu < \lambda < 25\mu \\ &= 0,2 && \text{pour } 25\mu < \lambda < 50\mu. \end{aligned}$$

### INFLUENCE DE L'ABSORPTION

Nous allons évaluer le rapport  $x$  du flux réellement reçu par l'appareil à celui qui serait reçu en l'absence d'atmosphère :

$$2-15 \quad x = \frac{\psi'}{\psi} = \frac{\int_1^{50} I'_\lambda d\lambda}{\int_1^{50} I_\lambda d\lambda}, \text{ soit avec (2-12)}$$

$$2-16 \quad x = \frac{\int_1^{50} (J_\lambda(T_0) \bar{E}_\lambda(0,z) + J_\lambda(T) \cdot \bar{E}_\lambda(0,z)) d\lambda}{\int_1^{50} J_\lambda(T_0) d\lambda}$$

.../...

Nous utiliserons les données précédentes, en divisant le spectre en un certain nombre d'intervalles  $\Delta\lambda$ , dans lesquels nous avons évalué  $\overline{E}_\lambda(\alpha, z)$  et  $\overline{E}_\lambda(0, z)$ , ces données sont rassemblées dans le tableau ci-dessous :

ABSORBANT	$\Delta\lambda$ micron	$\overline{E}_\lambda(0, 10m)$	$\overline{E}_\lambda(0, 10 m)$
H <sub>2</sub> O	1 - 5,50	1	0
	5,50 - 7,25	0,2	0,8
	7,25 - 14,50	1	0
CO <sub>2</sub>	14,50 - 16	0,93	0,07
	16 - 18,50	1	0
H <sub>2</sub> O	18,50 - 25	0,7	0,3
H <sub>2</sub> O	25 - 50	0,2	0,8

Le rapport s'écrit alors

$$2-17 \quad x = \sum_i \overline{E}_{\lambda_i} R_{\lambda_i}(T_0) + \overline{E}_{\lambda_i} \frac{T^4}{T_0^4} R_{\lambda_i}(T),$$

En posant

$$2-18 \quad R_{\lambda_i}(T_0) = \frac{\int_{\Delta\lambda_i} J_\lambda(T_0) d\lambda}{\int_{50} J_\lambda(T_0) d\lambda} \quad \text{et} \quad R_{\lambda_i}(T) = \frac{\int_{\Delta\lambda_i} J_\lambda(T) d\lambda}{\int_{50} J_\lambda(T) d\lambda}$$

On a évalué  $x$  pour  $T_0 = 280$  K et pour deux valeurs de  $T$ , 273 et 300 K.

$\Delta\lambda$	$\mu$	$R_{\lambda_i}(273)$	$R_{\lambda_i}(280)$	$R_{\lambda_i}(300)$
0	5,50	0,0130	0,0154	0,0239
5,50	7,25	0,0511	0,0566	0,0728
7,25	14,50	0,4090	0,4195	0,04437
14,50	16	0,0710	0,0702	0,0674
16	18,50	0,0958	0,0939	0,0879
18,50	25	0,1571	0,1519	0,1379
25	50	0,1634	0,1555	0,1353

On trouve

$$\sum_{\lambda_i} \epsilon_{\lambda_i} R_{\lambda_i}(T_0) = 0,743$$

$$\epsilon_{\lambda_i} \times \frac{T_0^4}{T^4} R_{\lambda_i}(T) = 0,202 \quad \text{pour } T = 273^\circ\text{K}$$

$$= 0,280 \quad \text{pour } T = 300^\circ\text{K}$$

En définitive

$$x = 0,945 \quad \text{pour } T = 273^\circ\text{K}$$

$$x = 1,023 \quad \text{pour } T = 300 \text{ K}$$

$$x = 1 \quad \text{pour } T = T_0$$

L'effet de l'absorption atmosphérique sur le flux reçu par le radiomètre négligeable quand l'air est à la même température que la mer, atteint rapidement quelques % quand l'écart de température entre la mer l'atmosphère augmente.

Si on veut utiliser la mesure de rayonnement pour déterminer la température de surface  $T_0$  de la mer, on obtiendra au lieu de  $T_0$ , une température fictive  $T' = T_0 + \Delta T$ , que l'on pourra corriger au moyen du coefficient  $x$

$$\frac{T_0^4}{T'^4} = x, \quad \text{soit}$$

$$\Delta T_0 \approx \frac{x-1}{4} T_0$$

En définitive, pour une température de source  $T_0 = 7^\circ\text{C}$ , à la température ambiante de  $0^\circ\text{C}$ , l'appareil détectera une température apparente de source  $T' = 3,15^\circ\text{C}$ , et à la température ambiante de  $27^\circ\text{C}$ , l'appareil détectera une température apparente de source  $T' = 8,60^\circ\text{C}$ . Remarquons que l'erreur sera proportionnellement plus faible pour  $T > T_0$  que pour  $T < T_0$ .

.../...

Le calcul que nous avons effectué est très approché, mais l'examen des courbes de transmission montre que la variation de la concentration de gaz absorbants a un effet assez faible sur la transmission et l'ordre de grandeur de la correction obtenue est certainement valable.

Mais la valeur importante obtenue pour cette correction montre qu'il est indispensable de l'évaluer avec une grande précision, si l'on veut travailler à des distances de l'ordre de quelques mètres au-dessus de la mer. Il faudra pour cela reprendre les calculs en divisant le spectre en intervalles  $\Delta \lambda$  beaucoup plus petits, tenir compte exactement de la quantité d'absorbant, de la variation spectrale de  $t(u)$ , de l'effet du gradient de la température, et peut être de l'absorption dans les bandes faibles. Sans doute serait-il avantageux d'ajouter au radiomètre un filtre limitant le rayonnement à la bande 8 - 18  $\mu$ , ce qui éliminerait l'effet perturbateur dû aux plus fortes bandes de  $H_2O$ ; l'énergie reçue serait réduite de moitié environ ce qui est parfaitement acceptable.

Notons encore à propos de l'importance de cet effet atmosphérique.

- 1) que même sur de très faibles trajets, il doit rester sensible, et qu'il semble très plausible d'expliquer par des variations de l'humidité et de la température de l'air, la dispersion de quelques 0,1 degrés trouvée dans nos premiers essais.
- 2) que dans les mesures faites à haute altitude à partir d'un avion, même en filtrant le rayonnement pour se limiter à des zones de moindre absorption, l'effet atmosphérique doit être appréciable et pourrait expliquer les dispersions enregistrées par certains auteurs

Dans ces divers cas, le problème devra être repris d'une façon très précise.

TRANSFERT DU RAYONNEMENT INFRAROUGE

Nous allons maintenant aborder l'étude théorique des échanges radiatifs qui se produisent de jour et de nuit entre l'océan et l'atmosphère par rayonnement de grandes longueurs d'onde.

ÉQUATION DE TRANSFERT DU RAYONNEMENT INFRAROUGE (Figure 3-1)

Nous considérons la mer comme une couche plan-parallèle, où un point est repéré par sa profondeur  $z$ , et une direction par l'angle  $\theta$  avec la verticale descendante. Posons  $\mu = \cos \theta$ ,  $u = |\cos \theta|$ . Soit  $K_\lambda$  le coefficient d'absorption de l'eau de mer, et  $R_\lambda$  le facteur de réflexion de la surface pour la longueur d'onde  $\lambda$ . La température  $T(z)$  est fonction de la profondeur  $z$ . La luminance énergétique du rayonnement de longueur d'onde  $\lambda$  se propageant dans la direction  $\mu$  à la profondeur  $z$  est définie par l'équation de transfert classique (référence 3-1).

$$(3-1) \quad \mu \frac{\partial I_\lambda(z, \mu)}{\partial z} = -K_\lambda [I_\lambda(z, \mu) - J_\lambda(z)]$$

où  $J_\lambda(z)$  est la luminance énergétique du corps noir pour la longueur d'onde  $\lambda$  et la température  $T(z)$ .  $J_\lambda(z)$  est indépendant de la direction  $\mu$ . Pour des raisons de commodité, nous

considérons séparément le rayonnement se propageant vers le haut  $I_\lambda^-$  et le rayonnement descendant  $I_\lambda^+$ , et l'équation (3-1) devient

.../...

$$u \frac{\partial I_{\lambda}^{+}(z, u)}{\partial z} = -K_{\lambda} [I_{\lambda}^{+}(z, u) - J_{\lambda}(z)]$$

3.2.b

$$u \frac{\partial I_{\lambda}^{-}(z, u)}{\partial z} = +K_{\lambda} [I_{\lambda}^{-}(z, u) - J_{\lambda}(z)]$$

Comme conditions aux limites, nous admettrons que la mer reçoit en surface le rayonnement du ciel de luminance  $I_{\lambda}^c$  indépendante de la direction, que le facteur de réflexion  $R_{\lambda}$  est également indépendant de la direction, et que le fond est noir, sans discontinuité de température entre le sol et l'eau, soit

3.3.a

$$I_{\lambda}^{+}(0, u) = (1 - R_{\lambda}) I_{\lambda}^c + R_{\lambda} I_{\lambda}^{-}(0, u)$$

3.3.b

$$I_{\lambda}^{-}(\tau, u) = J_{\lambda}(\tau)$$

### SOLUTION DE L'EQUATION DE TRANSFERT ET CALCUL DU FLUX

Si on résout le système (3-2-a) et (3-2-b), on aura

3.4.a

$$I_{\lambda}^{+}(z, u) = I_{\lambda}^{+}(0, u) \cdot \exp \frac{-K_{\lambda} z}{u} + \frac{K_{\lambda}}{u} \int_0^z J_{\lambda}(\beta) \cdot \exp \frac{-K_{\lambda}(z-\beta)}{u} d\beta$$

3.4.b

$$I_{\lambda}^{-}(z, u) = I_{\lambda}^{-}(\tau, u) \cdot \exp \frac{-K_{\lambda}(\tau-z)}{u} + \frac{K_{\lambda}}{u} \int_z^{\tau} J_{\lambda}(\beta) \cdot \exp \frac{-K_{\lambda}(\beta-z)}{u} d\beta \dots / \dots$$

La signification physique de ces formules est évidente : la luminance reçue à la profondeur  $z$  et dans la direction  $u$  est la luminance des couches limites, atténuées lors du trajet, plus la contribution de chaque couche infinitésimale atténuée lors du trajet. On intègre par parties chaque 2ème terme du 2ème nombre, et on trouve

$$3.5.a \quad I_{\lambda}^{+}(z, u) = (I_{\lambda}^{+}(0, u) - J_{\lambda}(0)) \cdot \exp \frac{-K_{\lambda} z}{u} + J_{\lambda}(z) - \int_0^z \frac{\partial J_{\lambda}(\xi)}{\partial \xi} \cdot \exp \frac{-K_{\lambda}(z-\xi)}{u} d\xi$$

$$3.5.b \quad I_{\lambda}^{-}(z, u) = (I_{\lambda}^{-}(\tau, u) - J_{\lambda}(\tau)) \cdot \exp \frac{-K_{\lambda}(\tau-z)}{u} + J_{\lambda}(z) + \int_z^{\tau} \frac{\partial J_{\lambda}(\xi)}{\partial \xi} \cdot \exp \frac{-K_{\lambda}(\xi-z)}{u} d\xi.$$

En introduisant les conditions aux limites (3-3-a) et

(3-3-b), on aura

$$3.6.a \quad I_{\lambda}^{+}(z, u) = (1 - R_{\lambda}) (I_{\lambda}^{c} - J_{\lambda}(0)) \cdot \exp \frac{-K_{\lambda} z}{u} + J_{\lambda}(z) + R_{\lambda} \int_0^{\tau} \frac{\partial J_{\lambda}(\xi)}{\partial \xi} \cdot \exp \frac{-K_{\lambda}(z+\xi)}{u} d\xi$$

$$- \int_0^z \frac{\partial J_{\lambda}(\xi)}{\partial \xi} \cdot \exp \frac{-K_{\lambda}(z-\xi)}{u} d\xi$$

$$3.6.b \quad I_{\lambda}^{-}(z, u) = J_{\lambda}(z) + \int_z^{\tau} \frac{\partial J_{\lambda}(\xi)}{\partial \xi} \cdot \exp \frac{-K_{\lambda}(\xi-z)}{u} d\xi \dots/\dots$$

Le flux radiatif monochromatique à la profondeur  $z$   
s'exprime facilement à partir des luminances

$$F_{\lambda}(z) = 2\pi \int_{-1}^{+1} \mu I_{\lambda}(z, \mu) d\mu$$

$$\begin{aligned} 3.7 \quad F_{\lambda}(z) &= 2\pi \int_0^{+1} \mu I_{\lambda}^{+}(z, \mu) d\mu - 2\pi \int_0^{+1} \mu I_{\lambda}^{-}(z, \mu) d\mu \\ &= F_{\lambda}^{+}(z) - F_{\lambda}^{-}(z) . \end{aligned}$$

On calcule les flux monochromatiques à partir de (3-6-a)

et (3-6-b) et de (3-7). On trouve

$$\begin{aligned} 3.8.a \quad F_{\lambda}^{+}(z) &= 2\pi(1-R_{\lambda})(I_{\lambda}^c - J_{\lambda}(0)) \cdot E_3(K_{\lambda}z) + \pi J_{\lambda}(z) \\ &+ 2\pi R_{\lambda} \int_0^{\tau} \frac{\partial J_{\lambda}(\zeta)}{\partial \zeta} \cdot E_3(K_{\lambda}(z+\zeta)) d\zeta \end{aligned}$$

$$- 2\pi \int_0^z \frac{\partial J_{\lambda}(\zeta)}{\partial \zeta} \cdot E_3(K_{\lambda}(z-\zeta)) d\zeta$$

$$3.8.b \quad F_{\lambda}^{-}(z) = \pi J_{\lambda}(z) + 2\pi \int_z^{\tau} \frac{\partial J_{\lambda}(\zeta)}{\partial \zeta} E_3(K_{\lambda}(\zeta-z)) d\zeta$$

la fonction  $E_n(a)$  étant définie à partir de

$$E_n(a) = \int_1^{\infty} \exp(-ax) \cdot x^{-n} \cdot dx .$$

.../...

Remarquons qu'avec notre convention, le flux sera compté positif s'il correspond à un excès de rayonnement descendant et négatif pour un rayonnement montant.

$$\begin{aligned}
 3-9 \quad F_{\lambda}(z) = & 2\pi \left[ (1-R_{\lambda})(I_{\lambda}^c - J_{\lambda}(0)) E_3(K_{\lambda} z) \right. \\
 & + R_{\lambda} \int_0^{\tau} \frac{\partial J_{\lambda}(\beta)}{\partial \beta} E_3(K_{\lambda}(z+\beta)) d\beta \\
 & - \int_0^z \frac{\partial J_{\lambda}(\beta)}{\partial \beta} E_3(K_{\lambda}(z-\beta)) d\beta \\
 & \left. - \int_z^{\tau} \frac{\partial J_{\lambda}(\beta)}{\partial \beta} E_3(K_{\lambda}(\beta-z)) d\beta \right].
 \end{aligned}$$

le flux radiatif total à la profondeur  $z$  est

$$3-10 \quad F(z) = \int_0^{\infty} F_{\lambda}(z) d\lambda.$$

l'intégration étant pratiquement limitée à la bande  $4\mu - 50\mu$ .

L'échauffement ou le refroidissement radiatif à une profondeur  $z$  s'exprime en fonction de la variation du flux par

$$-11 \quad \frac{\partial T(z)}{\partial t} = -\frac{1}{\rho c} \frac{\partial F(z)}{\partial z}$$

où  $t$  est le temps,  $\rho$  la masse spécifique de l'eau de mer et  $c$  sa capacité calorifique, La variation de flux peut s'exprimer facilement à partir de (3-9) et (3-10)

.../...

$$12 \quad \frac{\partial F(z)}{\partial z} = 2\pi \int_0^{\infty} \left[ K_\lambda \left( (1-R_\lambda) (\mathcal{J}_\lambda(0) - I_\lambda^c) E_2(K_\lambda z) \right. \right. \\ \left. \left. - R_\lambda \int_0^z \frac{\partial \mathcal{J}_\lambda(\zeta)}{\partial \zeta} \cdot E_2(K_\lambda(z+\zeta)) d\zeta \right. \right. \\ \left. \left. + \int_0^z \frac{\partial \mathcal{J}_\lambda(\zeta)}{\partial \zeta} \cdot E_2(K_\lambda(z-\zeta)) d\zeta \right. \right. \\ \left. \left. - \int_z^\infty \frac{\partial \mathcal{J}_\lambda(\zeta)}{\partial \zeta} \cdot E_2(K_\lambda(\zeta-z)) d\zeta \right) \right] d\lambda.$$

où l'on a utilisé la relation  $\frac{dE_n(a)}{da} = -E_{n-1}(a)$ .

Un cas particulier intéressant est  $z = 0$ , le flux à la surface sera

3-13-a

$$F_\lambda^+(0) = 2\pi (1-R_\lambda) (I_\lambda^c - \mathcal{J}_\lambda(0)) \cdot \frac{1}{2} + \pi \mathcal{J}_\lambda(0) \\ + 2\pi R_\lambda \int_0^z \frac{\partial \mathcal{J}_\lambda(\zeta)}{\partial \zeta} \cdot E_3(K_\lambda \zeta) d\zeta$$

3-13-b

$$F_\lambda^-(0) = \pi \mathcal{J}_\lambda(0) + 2\pi \int_0^z \frac{\partial \mathcal{J}_\lambda(\zeta)}{\partial \zeta} \cdot E_3(K_\lambda \zeta) d\zeta$$

$$3-14 \quad F_\lambda(0) = 2\pi \left[ (1-R_\lambda) (I_\lambda^c - \mathcal{J}_\lambda(0)) \cdot \frac{1}{2} \right.$$

$$\left. + R_\lambda \int_0^z \frac{\partial \mathcal{J}_\lambda(\zeta)}{\partial \zeta} \cdot E_3(K_\lambda \zeta) d\zeta \right. \\ \left. - \int_0^z \frac{\partial \mathcal{J}_\lambda(\zeta)}{\partial \zeta} \cdot E_3(K_\lambda \zeta) d\zeta \right].$$

.../...

3-15-a et la variation de flux sera

$$\left[ \frac{\partial F_{\lambda}^{+}(z)}{\partial z} \right]_{z=0} = 2\pi K_{\lambda} (1 - R_{\lambda}) (J_{\lambda}(0) - I_{\lambda}^{\leftarrow}) - 2\pi R_{\lambda} K_{\lambda} \int_0^{\tau} \frac{\partial J_{\lambda}(\zeta)}{\partial \zeta} \cdot E_2(K_{\lambda} \zeta) d\zeta.$$

3-15-b

$$\left[ \frac{\partial F_{\lambda}^{-}(z)}{\partial z} \right]_{z=0} = 2\pi K_{\lambda} \int_0^{\tau} \frac{\partial J_{\lambda}(\zeta)}{\partial \zeta} E_2(K_{\lambda} \zeta) d\zeta$$

3-16

$$\left[ \frac{\partial F_{\lambda}(z)}{\partial z} \right]_{z=0} = 2\pi K_{\lambda} \left[ (1 - R_{\lambda}) (J_{\lambda}(0) - I_{\lambda}^{\leftarrow}) - R_{\lambda} \int_0^{\tau} \frac{\partial J_{\lambda}(\zeta)}{\partial \zeta} \cdot E_2(K_{\lambda} \zeta) d\zeta - \int_0^{\tau} \frac{\partial J_{\lambda}(\zeta)}{\partial \zeta} E_2(K_{\lambda} \zeta) d\zeta \right].$$

Avec le radiomètre décrit au chapitre I, on mesurera

$$3-17 \quad \varphi = \int_0^{\infty} \int_{\Delta\omega} \left[ (1 - R_{\lambda}) I_{\lambda}^{-}(0, \omega) + R_{\lambda} I_{\lambda}^{\leftarrow} \right] d\lambda \cdot d\omega \cdot A$$

soit

$$3-18 \quad \varphi = \int_0^{\infty} \int_{\Delta\omega} I_{\lambda}^{-}(0, \omega) d\lambda \cdot d\omega \approx F^{-}(0) \cdot \frac{\Delta\omega}{\pi} \cdot A$$

en négligeant la réflexion en surface.

.../...

## CHOIX DES DONNÉES

Nous avons utilisé pour le coefficient d'absorption  $K_\lambda$  de l'eau, les données de MC DONALD (figure 3-2 et référence 3-2). Dans ce premier calcul, nous avons négligé la réflexion de la surface en prenant  $R = 0$  (voir chapitre IV et figures 4-2 et 4-3).

La donnée la plus difficile à choisir est le rayonnement du ciel  $I_\lambda^c$ . Des mesures de ce rayonnement fonction de la longueur d'onde et de la direction ont été faites par OBTJEN, BELL, EISNER, YOUNG, (référence 3-3), nous utiliserons ces valeurs expérimentales. Nous avons pris ici le cas d'un ciel clair avec une température ambiante de 25°C correspondant à une observation de OBTJEN et coll à Cocoa-Beach (Floride), c'est-à-dire dans une atmosphère maritime (figure 3-3). Comme nous avons choisi la simplification d'un ciel uniforme, de la donnée expérimentale  $I_\lambda^c(\mu)$ , nous en déduisons une luminance moyenne que nous attribuerons au ciel uniforme, soit  $I_\lambda^c = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \mu I_\lambda^c(\mu) d\mu$ . La figure (3-4) montre  $I_\lambda^c$  en fonction de  $\lambda$ . Pour  $\lambda < 8\mu$  et  $\lambda > 13\mu$ , le rayonnement du ciel est sensiblement celui du corps noir à 25 °C. A titre de comparaison, on a porté sur la même figure, la luminance du corps noir pour une série de températures.

La température moyenne de la mer sera prise soit égale à la température ambiante ( $T = 25^\circ\text{C}$ ) soit un peu inférieure ( $T = 20^\circ\text{C}$ ).

Etant donné que  $K_\lambda$  et  $I_\lambda^c$  varient assez lentement avec la longueur d'onde, nous avons calculé le flux moyen dans des

.../...

intervalles de  $1\mu$  en prenant les valeurs moyennes correspondantes de  $K_\lambda$  et  $I_\lambda^c$ . Les intégrales (3-10) et (3-12) seront alors remplacées par des sommes finies portant sur des intervalles de  $1\mu$  entre 4 et  $14\mu$ ,  $2\mu$  entre 14 et  $22\mu$ ,  $4\mu$  entre 22 et  $42\mu$ .

Nous prendrons  $\rho \approx 1,03 \text{ g.cm}^{-3}$  et  $c \approx 4,18 \cdot 0,93 \text{ Joule.g}^{-1} \text{ degré}^{-1}$ .

### LOCAL DU REFROIDISSEMENT RADIATIF

Avec les données ci-dessus et partant d'une mer à température uniforme  $T = 25^\circ\text{C}$ , on a calculé le flux  $F(0)$  sortant de la mer et la variation de flux  $\frac{dF(z)}{dz}$ .

Pour une mer à température uniforme  $\frac{\partial J_\lambda(z)}{\partial z} = 0$  et les formules précédentes se simplifient et nous utiliserons finalement

$$19 \quad F(z) = \sum_{\Delta\lambda_i} \Delta\lambda_i \cdot 2\pi (I_\lambda^c - J_\lambda(0)) \cdot E_3(K_\lambda z)$$

$$20 \quad \frac{dF(z)}{dz} = \sum_{\Delta\lambda_i} \Delta\lambda_i \cdot 2\pi K_\lambda (J_\lambda(0) - I_\lambda^c) \cdot E_2(K_\lambda z)$$

On a porté dans le tableau ci-dessous pour les divers intervalles considérés les quantités  $J_\lambda(0) - I_\lambda^c$ ,  $\Delta\lambda$ ,  $K_\lambda$ ,  $F_\lambda(0)$ ,  $\left[ \frac{dJ_\lambda(0)}{dz} \right]_{z=0}$  pour  $\lambda < 8\mu$  et  $\lambda > 13\mu$ , avec les données choisies,  $J_\lambda(0) - I_\lambda^c = 0$ , et il n'y a pas d'échange radiatif.

.../...

$\Delta \lambda$	$:(J(0) - I_{\lambda}^{\infty}) \Delta \lambda :$	$K_{\lambda}$	$:F_{\lambda}(0) \cdot \Delta \lambda :$	$:\left[\frac{\partial F(z)}{\partial z} \Delta \lambda\right]_{z=0}$
microns	Watt.cm <sup>-2</sup> .sr <sup>-1</sup>	cm <sup>-1</sup>	Watt.cm <sup>-2</sup>	Watt.cm <sup>-3</sup>
8 - 9	$565 \cdot 10^{-6}$	360	$1,774 \cdot 10^{-3}$	$1,277 \cdot 10^{-6}$
9 - 10	$670 \cdot 10^{-6}$	400	$2,103 \cdot 10^{-3}$	$1,683 \cdot 10^{-6}$
10 - 11	$685 \cdot 10^{-6}$	1000	$2,150 \cdot 10^{-3}$	$4,301 \cdot 10^{-6}$
11 - 12	$595 \cdot 10^{-6}$	1900	$1,868 \cdot 10^{-3}$	$7,099 \cdot 10^{-6}$
12 - 13	$415 \cdot 10^{-6}$	2700	$1,303 \cdot 10^{-3}$	$7,036 \cdot 10^{-6}$

Le flux total de rayonnement perdu par la mer est  
 $F(0) = 0,0092 \text{ W. cm}^{-2}$ .

La variation en fonction de  $z$  de  $F(z)$  et de  $\frac{dF(z)}{dz}$ ,  
calculée par les formules (3-19) et (3-20) est portée sur les fi-  
gures (3-5) et (3-6).

De  $\frac{\partial F(z)}{\partial z}$  on a déduit par la formule (3-11) le  
refroidissement radiatif qui apparaît à partir de la température  
uniforme. Ce refroidissement est très rapide en surface

$\left[\frac{\partial T(z)}{\partial t}\right]_{z=0} = -5,1^{\circ} \text{ C. sec}^{-1}$ , mais diminue rapidement en  
fonction de  $z$  comme le montre la figure (3-7) ; il est pratiquement  
limité à une couche de l'ordre de 30  $\mu$ .

Pour voir l'effet de la température de départ de la mer,  
nous avons repris le même calcul pour une mer 20° C ; on trouve

$\left[\frac{\partial T(z)}{\partial t}\right]_{z=0} = -3,6^{\circ} \text{ C. sec}^{-1}$  avec une décroissance analogue en

profondeur.

RADIANT DE TEMPERATURE POUR L'EQUILIBRE CONDUCTION-RAYONNEMENT

La nuit, où il n'y a pas d'apport de rayonnement éclairé, le refroidissement radiatif doit être partiellement compensé par un apport de chaleur venant par conduction des couches profondes. En admettant qu'il n'existe que ces deux phénomènes, rayonnement de grande longueur d'onde et conduction, nous pouvons écrire le bilan thermique à une profondeur  $z$ .

$$\alpha \frac{\partial^2 T(z)}{\partial z^2} + \frac{\partial F(z)}{\partial z} + \rho c \frac{\partial T(z)}{\partial t} = 0,$$

où  $\alpha = 6 \cdot 10^3 \text{ W.cm}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  est la conductibilité thermique de l'eau de mer. Quand l'équilibre thermique est réalisé, c'est-à-dire quand  $\frac{\partial T(z)}{\partial t} = 0$ , on peut calculer le gradient de température de la mer par

$$\alpha \frac{\partial^2 T(z)}{\partial z^2} + \frac{\partial F(z)}{\partial z} = 0,$$

soit en admettant qu'à grande profondeur, la mer a une température uniforme et constante,

$$\frac{\partial T(z)}{\partial z} = -\frac{1}{\alpha} F(z)$$

$$T(z) = T_\infty - \frac{1}{\alpha} \int_z^\infty F(z) dz$$

$$= T_\infty - \frac{2\pi}{\alpha} \sum_{\Delta\lambda_i} \frac{\Delta\lambda_i}{K_{\lambda_i}} (\mathcal{J}_\lambda(0) - I_\lambda^c) E_4(K_{\lambda_i} z)$$

$$T_0 - T_\infty = \Delta T_0 = \frac{2\pi}{3\alpha} \sum_{\Delta\lambda_i} \frac{\Delta\lambda_i}{K_{\lambda_i}} (\mathcal{J}_\lambda(0) - I_\lambda^c) .$$

.../...

Le gradient de température est très important en surface

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial T(z)}{\partial z} &= -1,3 \text{ } ^\circ\text{C} \cdot \text{cm}^{-1} \text{ pour une mer à } 20^\circ \text{ C} \\ \frac{\partial T(z)}{\partial z} &= -1,6 \text{ } ^\circ\text{C} \cdot \text{cm}^{-1} \text{ pour une mer à } 25^\circ \text{ C.} \end{aligned} \right\}_{z=0}$$

mais il décroît très rapidement en fonction de la profondeur comme le montre la figure (3-8). Il en résulte donc une différence de température entre la surface et la masse d'eau profonde (c'est-à-dire à partir de quelques mm sous la surface) qui est très faible.

$$T(0) = T_{\infty} - 1,26 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C} \text{ pour une mer à } 20^\circ \text{ C}$$

$$T(0) = T_{\infty} - 1,53 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C} \text{ pour une mer à } 25^\circ \text{ C.}$$

Nous avons négligé dans nos calculs l'évaporation, mais les bilans globaux montrent que son effet est du même ordre de grandeur que celui du rayonnement plutôt légèrement inférieur ; l'évaporation ne modifierait donc pas d'une façon appréciable les résultats que nous avons obtenus. Il est plus vraisemblable de supposer que dans la couche superficielle très mince considérée, interviennent des phénomènes tels que la tension superficielle qui pourrait changer totalement la valeur de la conductibilité.

#### SSION DES DONNÉES CHOISIES ET CONCLUSION

Le calcul que nous avons fait se rapporte évidemment à un exemple particulier. En prenant d'autres données, on trouverait des valeurs numériques différentes, mais restant dans les mêmes ordres de grandeur. Notons que le refroidissement radiatif

.../...

est d'autant plus grand que la mer émet plus de rayonnement et en reçoit moins du ciel, c'est-à-dire que

- a) le refroidissement augmente quand la température de la mer augmente.
- b) Par le ciel clair, le refroidissement augmente quand la température et le taux d'humidité de l'atmosphère diminuent.
- c) le refroidissement est plus important par le ciel clair que par le ciel couvert.

Ce calcul montre que le phénomène de refroidissement radiatif de la surface de la mer pendant la nuit est très important mais limité à une couche superficielle extrêmement mince, ceci étant dû à la très forte absorption de l'eau dans l'infrarouge. Il ne semble donc pas possible d'expliquer une importante différence de température entre la surface et les couches plus profondes sans faire intervenir d'autres phénomènes.

ABSORPTION DU RAYONNEMENT SOLAIRE

ABSORPTION DU RAYONNEMENT SOLAIRE DIRECT

Nous allons d'abord évaluer l'absorption du faisceau solaire directement transmis dans la mer, en négligeant la diffusion, ainsi que le rayonnement reçu du ciel.

Si  $\pi S'_{0\lambda}$  est le flux solaire par unité de surface pour une longueur d'onde  $\lambda$  sur un plan perpendiculaire à la direction de propagation dans l'air au niveau de la surface, le flux solaire dans l'eau, juste sous la surface et sur un plan perpendiculaire à la direction de propagation dans l'eau sera

$$1-1 \quad \pi S_{0\lambda} = (1 - R_{\lambda}(i)) \frac{\cos i}{\cos r} \pi S'_{0\lambda}$$

avec  $R_{\lambda}(i)$ , coefficient de réflexion de l'eau pour l'angle d'incidence  $i$ ,  $r$  étant l'angle de réfraction. Le flux sur un plan horizontal à la surface et dans l'eau sera

$$1-2 \quad S_{\lambda}(0) = \pi S_{0\lambda} \cos r = (1 - R_{\lambda}(i)) \pi S'_{0\lambda} \cos i$$

le flux directement transmis sur un plan horizontal à la profondeur  $z$  sera

$$3 \quad S_{\lambda}(z) = \pi S_{0\lambda} \cdot \cos r \cdot \exp\left(\frac{-\beta_{\lambda} z}{\cos r}\right) \\ = \pi S_{0\lambda} \mu_0 \cdot \exp\left(\frac{-\beta_{\lambda} z}{\mu_0}\right)$$

où  $\beta_{\lambda}$  est le coefficient d'absorption de l'eau et où on a posé

$\mu_0 = \cos r$ . La variation de flux en fonction de la profondeur sera

$$4 \frac{d S_{\lambda}(z)}{dz} = -\beta_{\lambda} \pi S_{0\lambda} \exp\left(\frac{-\beta_{\lambda} z}{\mu_0}\right)$$

Nous avons choisi de faire le calcul de  $S_{\lambda}(z)$  pour une distance zénithale moyenne de soleil  $i = 60^{\circ}$ , ce qui avec un indice de l'eau  $n = 1,33$ , correspond à un angle  $\kappa = 40^{\circ}30'$ , soit  $\mu_0 = 0,76$ . Les valeurs moyennes de  $\pi S'_{0\lambda}$  (en  $W.cm^{-2}\mu^{-1}$ ) au niveau de la mer pour un angle d'incidence  $i = 60^{\circ}$  sont prises dans MOON, référence (4-1), et sont portées en fonction de  $\lambda$  sur la figure (4-1). Le rayonnement dans les bandes  $1,375 - 1,425\mu$  et  $1,775 - 1,925\mu$  est très faible par suite de l'absorption atmosphérique et nous le négligerons. Néanmoins, comme ces bandes correspondent à des zones de forte absorption de l'eau, il est probable que cette négligence introduit une légère erreur par défaut sur le rayonnement absorbé.

Pour le coefficient d'absorption  $\beta_{\lambda}$  exprimé en  $cm^{-1}$ , nous avons utilisé les valeurs moyennes données par TYLER et basées sur les mesures de DAWSON et HULBERT et de CURCIO et PETTY (références 4-2, 4-3 et 4-4) ; elles sont portées sur la figure (4-2).

Nous avons négligé la réflexion en surface en prenant  $R_{\lambda}(i) = 0$ . La figure (4-3) montre dans le visible et l'infrarouge la variation de  $R_{\lambda}$  en fonction de  $\lambda$  pour une incidence normale,

.../...

d'après Mc ALISTER (référence 4-5) ;  $R_{\lambda}(z)$  augmente avec l'incidence comme le montre la figure (4-4) il nous a néanmoins semblé raisonnable de négliger la réflexion dans un calcul où nous utiliserons les valeurs moyennes du rayonnement solaire, qui est largement variable d'un jour à l'autre.

Nous avons fait le calcul en divisant le spectre de 0,325 à 2,125  $\mu$  en intervalles de longueur d'onde  $\Delta\lambda = 0,050 \mu$ . En dehors de ces limites, le rayonnement solaire est pratiquement négligeable. Dans chaque intervalle  $\Delta\lambda$ , nous avons pris  $S_{0\lambda}$  et  $\beta_{\lambda}$  constants et égaux à leurs valeurs moyennes dans l'intervalle ; ces valeurs sont indiquées dans le tableau (1).

Les données de MOON correspondent à un flux total incident

$$4.5 \quad \pi S'_{0\lambda} = \sum \pi S'_{0\lambda} \Delta\lambda = 0,0740 \text{ W. cm}^{-2},$$

raisonnable au niveau de la mer, le flux hors de l'atmosphère étant de 0,1396  $\text{W. cm}^{-2}$ . Le flux total incident par unité de

surface de la mer et donc absorbé dans la mer est  $\mu_0 \sum \pi S_{0\lambda} \Delta\lambda$

$$-6 \quad = 0,0371 \text{ W. cm}^{-2} = \sum S_{\lambda}(0) \Delta\lambda$$

On a calculé suivant la formule (4-4) les fonctions

$\frac{dS_{\lambda}(z)}{dz}$  pour tous les intervalles  $\Delta\lambda$  considérés. La figure (4-5) montre la variation spectrale de  $\frac{dS_{\lambda}(z)}{dz}$  (en échelle logarithmique) pour un certain nombre de profondeurs  $z$ .

On y voit nettement la très rapide absorption des radiations rouges et infrarouges, tandis que le rayonnement bleu-vert pénètre à de grandes profondeurs, mais l'énergie correspondante est extrêmement faible.

La courbe exacte de  $S_{\lambda}(z)$  doit présenter de nombreuses oscillations très serrées dues au spectre solaire et à la variation de  $\beta_{\lambda}$ . Nos courbes qui représentent des moyennes sur des intervalles assez larges  $\Delta\lambda$  ne peuvent pas rendre compte du détail du spectre, c'est pourquoi nous nous contenterons de porter ces points calculés et de les joindre par des segments de droite.

Des données de  $\frac{dS_{\lambda}(z)}{dz}$  on a déduit la variation de flux total

$$7 \quad \frac{dS(z)}{dz} = \sum_{\Delta\lambda_i} \frac{dS_{\lambda_i}(z)}{dz} \Delta\lambda_i$$

la variation de  $\frac{dS(z)}{dz}$  est montrée sur la figure (4-6) et à plus grande échelle sur la figure (4-7) pour l'intervalle 0-10 cm, où est absorbé la presque totalité de l'énergie incidente.

D'autre part, on a calculé l'énergie absorbée dans une succession de couches  $\Delta z$ , par la relation

$$8 \quad \Delta S(z) = \left( \overline{\frac{dS(z)}{dz}} \right) \Delta z, \quad \text{où } \left( \overline{\frac{dS(z)}{dz}} \right) \text{ désigne}$$

la valeur moyenne de la fonction  $\frac{dS(z)}{dz}$  dans la couche  $\Delta z$  considérée.

Ces données sont portées dans le tableau (2); l'énergie totale absorbée par la mer est  $\sum \Delta S(z) = 0,0372 \text{ W. cm}^{-2}$ ;

On retrouve bien à la précision de nos calculs l'énergie incidente  $\mu_0 \pi S_0 = 0,0371 \text{ W. cm}^{-2}$  (formule 4-6)

.../...

$\Delta \lambda$ microns	$\pi S_{\Delta \lambda}$ $10^{+4} W.cm^{-2}$	$\beta_{\lambda}$ $cm^{-1}$	$\Delta z$	$\frac{dS(z)}{dz} \Delta z$ $10^{+4} W.cm^{-2}$
0,325-0,375	6,6.1	$25 \cdot 10^{-4}$	0-1 cm	76,26
0,375-0,425	16,5.	$6 \cdot 10^{-4}$	1-2	19,15
0,425-0,475	33,0.	$2 \cdot 10^{-4}$	2-3	11,61
0,475-0,525	39,5.	$2 \cdot 10^{-4}$	3-4	8,59
0,525-0,575	38,9	$3 \cdot 10^{-4}$	4-5	6,77
0,575-0,625	38,2	$20 \cdot 10^{-4}$	5-5	5,55
0,625-0,675	38,5	$35 \cdot 10^{-4}$	6-7	4,73
0,675-0,725	33,6	$70 \cdot 10^{-4}$	7-8	4,23
0,725-0,775	27,6	$300 \cdot 10^{-4}$	8-9	3,73
0,775-0,825	28,3	$200 \cdot 10^{-4}$	9-10	3,43
0,825-0,875	27,6	$400 \cdot 10^{-4}$		
0,875-0,925	16,5	$700 \cdot 10^{-4}$	10-20 cm	23,70
0,925-0,975	13,2	0,4	20-30	15,05
0,975-1,025	20,5	0,3	30-40	10,77
1,025-1,075	18,4	0,12	40-50	8,15
1,075-1,125	10,5	0,2	50-60	6,61
1,125-1,175	6,6	0,8	60-70	5,48
1,175-1,225	12,5	1	70-80	4,57
1,225-1,275	11,2	0,9	80-90	4,05
1,275-1,325	9,2	1	90-100	3,64
1,325-1,375	2,6	3		
1,375-1,425		12	1-2 m	25,58
1,425-1,475	0,66	26	2-3	15,20
1,475-1,525	5,3	20	3-4	10,69
1,525-1,575	7,2	10	4-5	8,27
1,575-1,625	6,6	7	5-6	6,49
1,625-1,675	5,6	5	6-7	5,37
1,675-1,725	4,3	5	7-8	4,58
1,725-1,775	2,3	7	8-9	4,01
1,775-1,825		8	9-10	3,56
1,825-1,875		11		
1,875-1,925		60	10-20 m	25,00
1,925-1,975	0,66	110	20-30	13,70
1,975-2,025	0,66	65	30-40	8,40
2,025-2,075	2,	40	40-50	5,60
2,075-2,125	3	25	50-60	3,60
			60-70	2,40
			70-80	1,80
			80-90	1,30
			90-100	0,80

TABLEAU I

TABLEAU II

## EFFET DE L'ABSORPTION DU RAYONNEMENT SOLAIRE DIRECT

Comme nous l'avons fait pour le refroidissement radiatif dû au rayonnement de grande longueur d'onde, nous calculerons l'échauffement radiatif dû à l'absorption du rayonnement solaire.

$$4-9 \quad \frac{dT(z)}{dt} = - \frac{1}{\rho c} \frac{dS(z)}{dz}$$

en surface

$$\left[ \frac{dT(z)}{dt} \right]_{z=0} = 1,6 \cdot 10^{-2} \text{ } ^\circ\text{C} \cdot \text{sec}^{-1}$$

La figure (4-8) montre la décroissance de  $\frac{dT(z)}{dt}$  en fonction de  $z$ .

L'échauffement radiatif est donc beaucoup moins important en surface que le refroidissement, mais son effet se fait sentir beaucoup plus loin, dans une couche de l'ordre de 10 cm.

## COMPARAISON DE L'ECHAUFFEMENT ET DU REFROIDISSEMENT RADIATIF

Précisons un peu cette comparaison, en supposant l'équilibre radiatif réalisé en moyenne pour une journée sans nuage.

Le flux de grandes longueurs d'onde, émis pendant 24 heures est

$$10 \quad \Phi_{IR} = F(0) \cdot 3600 \cdot 24 = 7950 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2}$$

Le flux de courte longueur d'onde absorbé sera

$$\Phi_S = \int_0^T \pi \mu_0 S_0(\mu_0) dt$$

.../...

où  $\mu_0$  est une fonction de l'heure  $t$  et  $T$  est la durée totale de jour.

Très approximativement prenons

$$\Phi_s = \pi \bar{\mu}_0 S_0 (\bar{\mu}_0) \bar{T}$$

où  $\bar{\mu}_0 = 0,76$  correspond à une distance zénithale de  $60^\circ$ , cas que nous avons étudié et  $\bar{T}$  sera une durée d'ensoleillement effectif.

L'équilibre radiatif qui exige  $\Phi_{IR} = \Phi_s$  donne avec nos valeurs  $\bar{T} = 5,94 \approx 6$  heures, qui semble un ordre de grandeur raisonnable.

Pour comparer quantitativement l'échauffement et le refroidissement, dans le cas d'équilibre radiatif, nous raisonnons comme si le rayonnement solaire incident avait à chaque

instant la valeur moyenne  $\pi S_0 \frac{T}{24} \approx \pi S_0 \times \frac{1}{4}$

Nous comparerons donc le refroidissement radiatif  $\frac{dT(z)}{dt}$  calculé au chapitre III à l'échauffement  $\frac{1}{4} \frac{dT(z)}{dt}$  où  $\frac{dT(z)}{dt}$  est donné par (4-9).

La figure (4-9) montre cette comparaison ; l'emploi d'une double échelle logarithmique a été nécessaire pour représenter les deux phénomènes sur un même graphique.

BUS  
LILLE

#### EFFETS DUES A LA DIFFUSION ET AU RAYONNEMENT DU CIEL

##### 1) Effet de la diffusion sur le rayonnement solaire

L'eau de mer est un milieu diffusant caractérisé par un coefficient de diffusion  $k_\lambda$ . Cette diffusion augmente l'affaiblissement du faisceau solaire transmis et le flux solaire direct

.../...

sur un plan horizontal à la profondeur  $z$  sera donné par

$$1.13 \quad S_{\lambda}^p = \tau \tau S_{0\lambda} \mu_0 \cdot \exp\left(\frac{-K_{\lambda} z}{t'_g}\right)$$

où  $K_{\lambda} = k_{\lambda} + \beta_{\lambda}$ . Cette formule est à comparer à la formule (4-3).

La fraction du flux solaire qui est diffusé crée dans la mer un champ de rayonnement diffus caractérisé par sa luminance  $I_{\lambda}^c$ ; ce rayonnement diffus est à son tour partiellement absorbé et contribue à l'échauffement radiatif des couches qu'il traverse.

Nous allons essayer de calculer l'ordre de grandeur de la correction qu'il faudrait apporter aux calculs précédents pour tenir compte de ce phénomène de diffusion. Pour cela nous allons faire l'hypothèse simplificatrice que la diffusion de l'eau de mer est isotrope et caractériser l'importance de la diffusion par le paramètre  $\omega_{\lambda} = \frac{k_{\lambda}}{K_{\lambda}}$ .

Reprenons l'équation de transfert, appliquée au cas d'un milieu absorbant et diffusant. Cette équation (référence 4-6) s'écrit

$$14 \quad \mu \frac{\partial I_{\lambda}(z, \mu)}{K_{\lambda} \partial z} = -I_{\lambda}(z, \mu) + \frac{\omega_{\lambda}}{4\pi} \exp \frac{-K_{\lambda} z}{\mu_0} + \frac{\omega_{\lambda}}{2} \int_{-1}^{+1} I_{\lambda}(z, \mu') d\mu' d\varphi',$$

avec  $I_{\lambda}(z, \mu)$ , luminance énergétique monochromatique du rayonnement dans l'eau exprimé en Watt. cm<sup>-2</sup> . stérad<sup>-1</sup> . micron<sup>-1</sup>.

Les conditions aux limites sont :

a)  $I_{\lambda}$  reste borné pour  $z$  infini

.../...

b)  $I_\lambda(0, \mu) = 0$  pour  $\mu$  positif, que nous pouvons remplacer par deux conditions approchées

$$-15 \int_0^1 I_\lambda(0, \mu) d\mu = 0 \quad \text{et} \quad \int_0^1 \mu I_\lambda(0, \mu) d\mu = 0.$$

Nous cherchons une solution approchée par la méthode des harmoniques sphériques dans l'ordre d'approximation 4. Cette solution est de la forme (référence 4-7)

$$-16 \quad I_\lambda(z, \mu) = \sum_{n=0}^3 (2n+1) P^n(\mu) A_n(K_\lambda z) \\ = \sum_{n=0}^3 (2n+1) P^n(\mu) \left( \sum_{i=0}^2 \rho_i g^n(\nu^i) \cdot \exp(-\nu^i K_\lambda z) + h^n \exp\left(-\frac{K_\lambda z}{\mu_0}\right) \right),$$

où les  $g^n(\nu^i)$  et les  $h^n$  sont définis par des systèmes linéaires, les  $\nu^i$  sont les racines d'une équation caractéristique, les  $\rho^i$  sont les constantes d'intégration déterminées par les conditions aux limites.

En multipliant l'équation de transfert (4-14) par  $d\mu \cdot d\psi$

et en intégrant sur toutes les directions, on obtient pour le flux de rayonnement diffus

$$-17 \quad \frac{dF_\lambda^D(z)}{K_\lambda dz} = (\omega_\lambda - 1) \cdot 2\pi \int_{-1}^{+1} I_\lambda(z, \mu) d\mu + \omega_\lambda \pi S_{0\lambda} \exp\left(-\frac{K_\lambda z}{\mu_0}\right)$$

soit

$$-18 \quad \frac{dF^D(z)}{dz} = -\beta_\lambda \cdot 2\pi \int_{-1}^{+1} I_\lambda(z, \mu) d\mu + k_\lambda \pi S_{0\lambda} \cdot \exp\left(-\frac{K_\lambda z}{\mu_0}\right)$$

.../...

Le flux total sera avec notre convention de signe flux descendant positif, flux montant négatif,

$$19 F_{\lambda}^D(z) + S_{\lambda}^E(z), \text{ où } S_{\lambda}^E(z) \text{ est donné par (4-13)}$$

et la variation de flux

$$20 \frac{dF_{\lambda}^D(z)}{dz} + \frac{dS_{\lambda}^E(z)}{dz} = -\beta_{\lambda} 2\pi \int_{-1}^{+1} I_{\lambda}(z, \mu) d\mu - \beta_{\lambda} \pi S_0 \exp\left(\frac{-K_{\lambda} z}{K_0}\right)$$

avec la solution (4-16), on aura

$$21 \int_{-1}^{+1} I_{\lambda}(z, \mu) d\mu = 2 A_0(K_{\lambda} z) \quad \text{et la variation de flux sera}$$

en définitive

$$22 \frac{dF_{\lambda}^D(z)}{dz} + \frac{dS_{\lambda}^E(z)}{dz} = -\beta_{\lambda} 4\pi A_0(K_{\lambda} z) - \beta_{\lambda} \pi S_0 \exp\left(\frac{-K_{\lambda} z}{K_0}\right)$$

## 2) Effet de rayonnement du ciel

Nous avons négligé le rayonnement diffus venant du ciel, il faut en tenir compte. En effet, le soleil est la seule source lorsqu'on se place hors de l'atmosphère. Celle-ci peut être considérée comme un milieu absorbant et diffusant et le flux reçu au sol provient du soleil et de l'atmosphère.

Ce rayonnement du ciel contribue au rayonnement diffus dans la mer, en créant un flux diffus supplémentaire  $F_{\lambda}^C$  défini à partir de la luminance  $I_{\lambda}^C(z, \mu)$  par

$$23 F_{\lambda}^C = 2\pi \int_{-1}^{+1} \mu I_{\lambda}^C(z, \mu) d\mu$$

.../...

$I_\lambda^c(\mu)$  est défini par une équation analogue à (4-14) où l'on a supprimé le terme de faisceau solaire direct et avec les conditions de surface remplacées par

$$24 \quad I_\lambda^c(0, \mu) = I_\lambda^c(\mu) \quad \text{soit} \quad \int_0^1 I_\lambda^c(0, \mu) d\mu = \int_0^1 I_\lambda^c(\mu) d\mu = \overline{I_\lambda^c}$$

$$\text{et} \quad \int_0^1 \mu I_\lambda^c(0, \mu) d\mu = \int_0^1 \mu I_\lambda^c(\mu) d\mu = \frac{\overline{I_\lambda^c}}{2}$$

où  $I_\lambda^c(\mu)$  est la luminance du ciel dans la direction  $\mu$ , que nous remplaçons par sa valeur moyenne  $\overline{I_\lambda^c}$

$$25 \quad I_\lambda^c(z, \mu) = \sum_{n=0}^3 (2n+1) P_n(\mu) A_{1n}^c(K_\lambda z) \text{ sera calculé}$$

comme  $I_\lambda^c$

Finalement le flux total s'écrira

$$26 \quad W_\lambda(z) = F_\lambda^c(z) + F_\lambda^d(z) + S_\lambda^e(z) \text{ et sa variation sera}$$

$$\frac{dW_\lambda(z)}{dz} = -4\pi\beta_\lambda (A_{00}^c(K_\lambda z) + A_{01}^c(K_\lambda z)) - \beta_\lambda \pi S_{0\lambda} \exp\left(-\frac{K_\lambda z}{\mu_0}\right),$$

expression que nous comparerons à

$$\frac{dS_\lambda(z)}{dz} = -\beta_\lambda \pi S_{0\lambda} \exp\left(-\frac{\beta_\lambda z}{\mu_0}\right) \text{ obtenu en ne considé-}$$

rant que l'absorption du faisceau solaire direct.

TATS

Nous avons cherché l'ordre de grandeur de la correction à apporter

$$\rho_\lambda = \frac{dW_\lambda(z)}{dz} : \frac{dS_\lambda(z)}{dz} \quad \dots/\dots$$

Nous avons pris pour cela  $\omega_\lambda = 0,65$  pour  $\lambda = 0,5 \mu$  et  $k_\lambda$  constant dans le spectre, ce qui semble raisonnable d'après les mesures faites en mer (référence 4-7). Le tableau donne  $\omega_\lambda$  pour les divers intervalles spectraux considérés :

$\Delta \lambda$ microns	$\beta_\lambda$ cm - 1	$k_\lambda$ cm - 1	$\omega_\lambda$
0,325 - 0,375	$25 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$	0,11
0,375 - 0,425	$6 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$	0,33
0,425 - 0,475	$2 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$	0,60
0,475 - 0,525	$2 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$	0,50
0,525 - 0,575	$3 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$	0,24
0,575 - 0,625	$10 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$	0,24
0,625 - 0,675	$35 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$	0,07

On peut immédiatement prévoir que l'effet de la diffusion ne sera appréciable que dans la zone 0,325 - 0,625  $\mu$  où l'eau est relativement peu absorbante et ne jouera un rôle que pour l'échauffement (de toute façon très faible) des couches profondes.

Pour le rayonnement venant d'un ciel clair, nous avons utilisé les valeurs de flux calculées par SAKERA (référence 4-9) et qui sont données en fonction de  $\lambda$  sur la figure (4-10). Nous avons calculé le flux pour une distance zénithale du soleil de  $60^\circ$  par interpolation et nous en avons déduit  $\overline{I_\lambda^c}$  en supposant le ciel de luminance uniforme.

A titre d'exemple, nous avons effectué les calculs pour l'intervalle 0,475 - 0,525  $\mu$  où  $\omega_\lambda = 0,60$  et pour l'intervalle 0,575 - 0,625  $\mu$  où  $\omega_\lambda = 0,13$ .

On a porté sur la figure (4-12) pour l'intervalle 0,475-0,525,  $\frac{dF_{\lambda}^D(z)}{dz} + \frac{dF_{\lambda}^C(z)}{dz}$  (courbe A),  $\frac{dS_{\lambda}^e(z)}{dz}$  (courbe B),  $\frac{dW_{\lambda}(z)}{dz}$  (courbe C),  $\frac{dS_{\lambda}(z)}{dz}$  (courbe D), et  $\rho_{\lambda}$  (courbe E).

La figure (4-11) représente les mêmes résultats pour 0,575-0,625  $\mu$ .

Les courbes (E) montrent que aux faibles profondeurs, le facteur correctif  $\rho_{\lambda}$  reste assez voisin de 1, même dans la région spectrale où la diffusion est maximum, le fait qu'il soit supérieur ou inférieur à 1, ainsi que son comportement en grande profondeur (croissance ou décroissance) dépend d'une façon importante de la direction du faisceau solaire.

Il est facile de vérifier avec ces données que l'effet de la diffusion sur le flux global  $S(z)$  et sur son gradient  $\frac{dS(z)}{dz}$  est totalement négligeable. Mais ces calculs approchés ne permettent pas d'étudier le problème du très faible échauffement des couches profondes, pour lequel un calcul précis du flux devrait être repris.

## CONCLUSION

Nous avons réalisé un radiomètre permettant de mesurer la température de surface de la mer avec une précision de  $0,05^{\circ}\text{C}$ . Les performances du radiomètre pourront être améliorées en thermostatant l'enceinte et en réalisant un amplificateur actuellement à l'étude.

Les écarts de mesure sont de l'ordre de  $0,2^{\circ}\text{C}$  d'un jour à l'autre. Ceci est probablement dû à la transmission de l'atmosphère dont on a essayé d'évaluer les effets. Une étude beaucoup plus approfondie de cette transmission est envisagée. Il faudra pour cela reprendre les calculs développés au chapitre II en tenant compte du gradient de température existant aux très basses altitudes.

L'étude des échanges radiatifs infrarouges (chapitre III) montre que la température de surface plus faible que celle de la masse ne peut pas s'expliquer uniquement par les phénomènes radiatifs.

Une étude de l'absorption du rayonnement solaire dans la mer a été entreprise. Il sera possible de parfaire cette étude et de faire un bilan radiatif portant sur un temps assez long, de l'ordre d'une année.

---

BIBLIOGRAPHIE

PRODUCTION

HANDBOOK OF GEOPHYSICS. 1960 chap 16 sect 3 GAST P. R.

The Macmillan Compagny New York

SLOAN-R. SHAW J H-WILLIAMS D - J.O.S.A. 1955 vol 45 n°6 p 455.

OSTJEN R A - BELL E E - EISNER L - YOUNG J - J.O.S.A. 1960 vol 50 n°12  
p.1308.

GATES D.M. - Sciences 1961 vol 3471 p 32.

RICHARDSON W S - WILKINS C H - Deep Sea Research 1958, vol 5 p 62

OSHIVER A H - BERBERIAN GA - Geo Marine Technology 1965 vol 1 p 22.

HOLTER and all- Fundamentals of Infrared technology- 1962 The Macmillan  
Compagny, New York.

MONTGOMERY R B - Annals of the New York Academy of Sciences 1947 p 707.

BALL F K - Australian Journal of Physics 1954 vol 7 p 649.

EWING E D - MCALISTER E D - Sciences 1960 vol 4310 p 1374.

BOUDREAU R D - Office of Naval Research. Contract 2119(04)

A.M. Project 286 reference 65 151. - Texas University. Dept of Meteorology.

PITRE I

MC DONALD J E - Jl of Meteorology 1960 vol 17 p 232.

MC CARTHY D E - Applied Optics 1963 vol 2 n° 6 p 591.

SE ITH R A - JONES FE - CHASLAR R P - The detection and measurement of  
infrared radiations. 1962 Oxford Clarendon Press.

GOUFFE A - Rev Opt Théorique 1945 Vol 1-3 p 1.

.../...

CHAPITRE II

ELSASSER V M - CULBERTSON M F - Meteorological Monographs 1960 vol 4  
N° 23 p 1.

ARNULF A-BRICARD J - Acta Electronica 1961 vol 5 p 409.

CHAPITRE III

CHANDRASEKHAR S - Radiative Transfert - 1950, Oxford University Press.

MC DONALD J E - Réf (1-1)

OETJEN R A - Réf (1-3)

CHAPITRE IV

MOON P Réf (1-1)

DAWSON L H - HULBERT E C - J.O.S.A. 1934 vol 24 n° 7 p 175.

TYLER J E-PRUISENDORFER R W - The sea 1962 vol 1 Sect 4 - Editeur HILL

M N Interscience Publishers New York.

CURCIO J A - PETTY C C - J.O.S.A. 1951 Vol 41 n° 3 p 302.

MCALISTER ED - Applied Optics 1964 vol 3 n° 5 p 609

CHANDRASEKHAR S - Réf (3-1)

LENOBLE J - C.R. Acad Sciences 27 Mars 1961.

YVANOFF A - Annales de géophysique 1957 vol 13 n° 1 p 1

SEKERA Z - 1955 Final Report. Contract AF 19-122 - 239 - University  
of California Los Angeles Dept of Meteorology.

INFRAROUGE ET RADIMÈTRE

JAMIESON J A and all. - Infrared Physics and engineering. - 1963 MC  
Graw Hill Book Company New York.

DAUGUET A - La detection des radiations infrarouges et ses applications  
1964 Dunod Paris.

.../...

BIBLIOGRAPHIE DU TRANSFERT RADIATIF.

GOODY R M - Atmospheric radiations - 1964 Oxford Clarendon Press.

KONDRATIEV K YA - Radiative heat exchange in the atmosphere - 1965 Pergamon Press. Paris Gauthiers Villars.

DEA : cours de Mademoiselle LENOBLE.

BIBLIOGRAPHIE

The sea - 1962 Vol I Editeur HILL M N Interscience Publisher New York.

RADIOMETRE.

Echelle  $\frac{1}{2}$  .

En (F) , on peut adapter une  
fenêtre de K R S 5 .

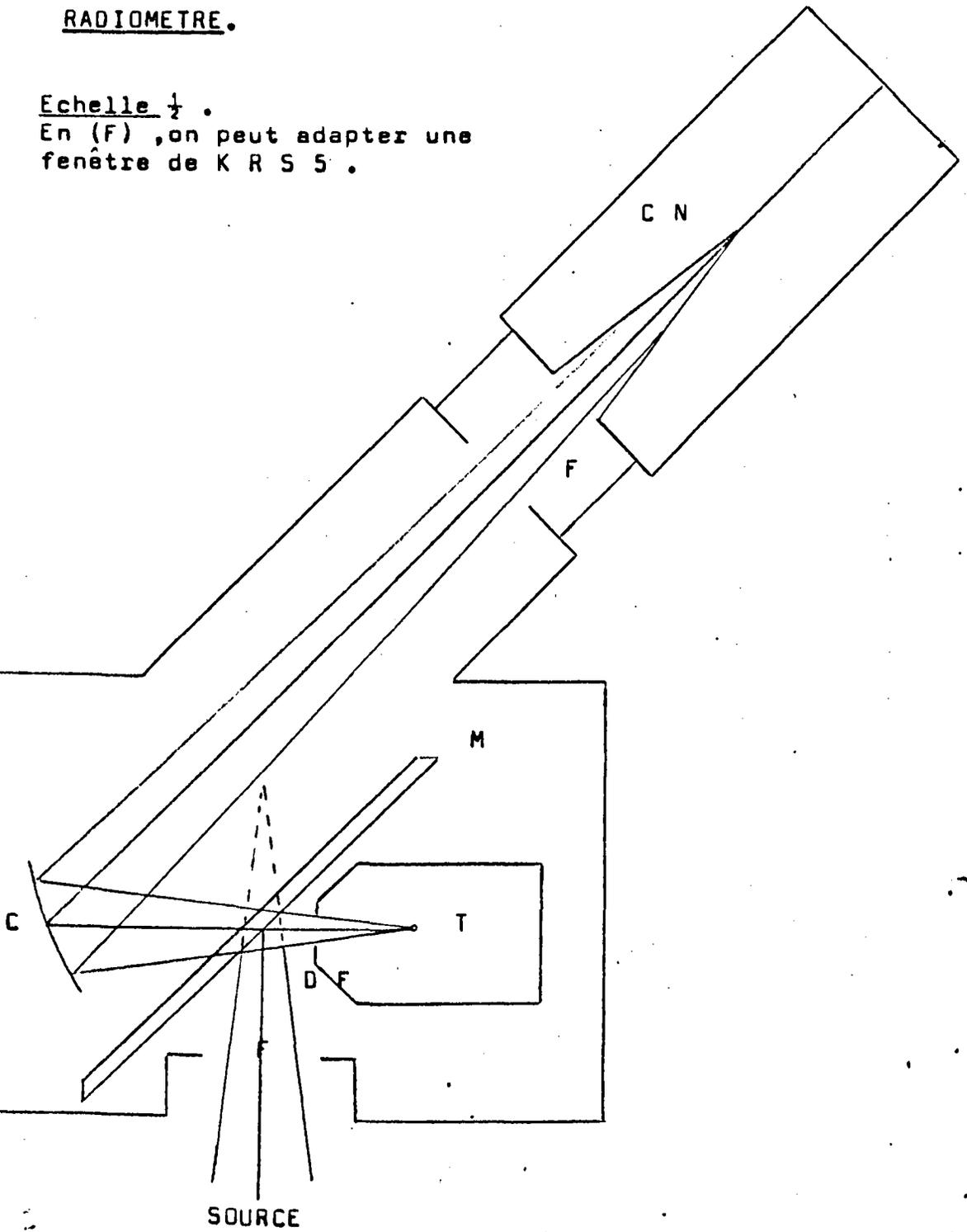
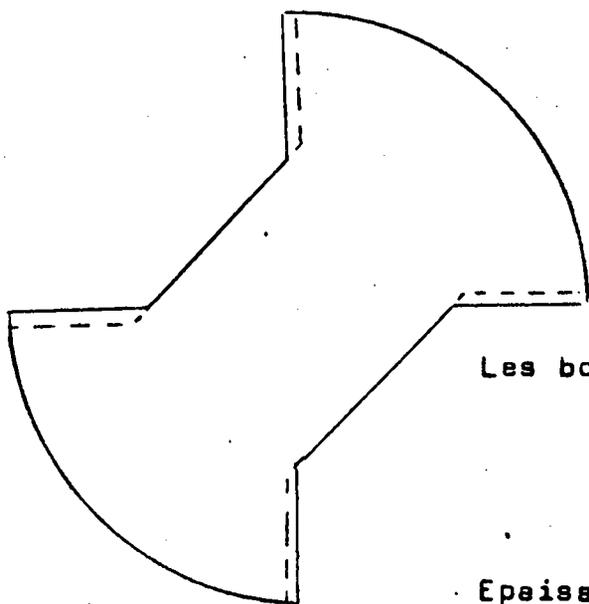


Figure I - I

MODULATEUR.

Echelle  $\frac{1}{2}$  .



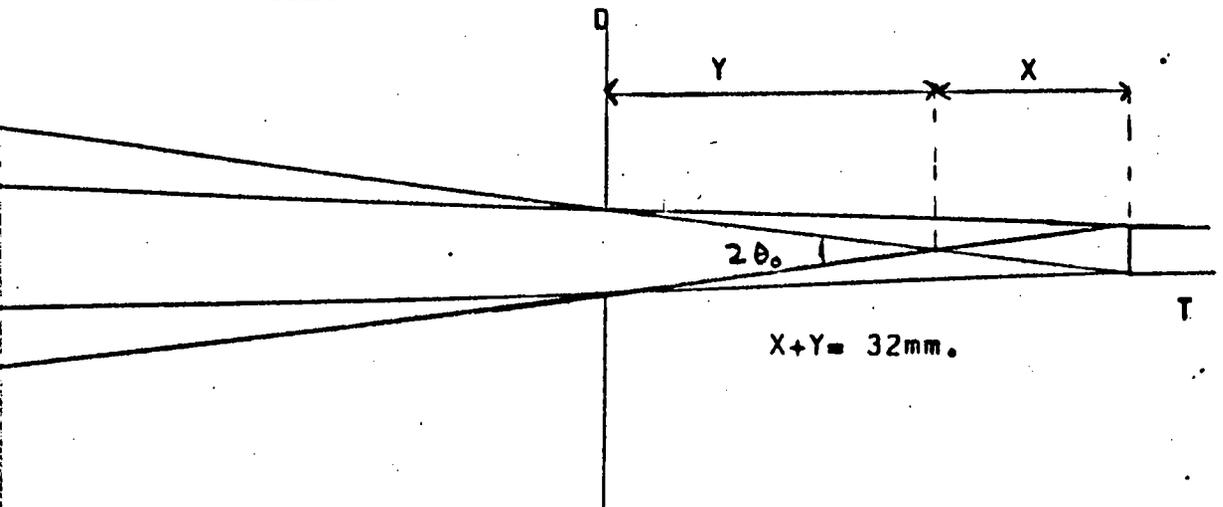
Les bords sont taillés à 45°.

Epaisseur = 4,5 mm.



Figure I - 2

DIAPHRAGMES.

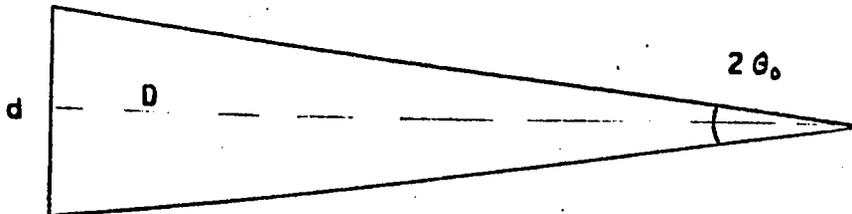


On pose  $2F = \text{diamètre du diaphragme}$   
 $L = \text{coté de la surface sensible}$

$$\begin{aligned} \text{tg } 2\theta_0 &= \frac{L}{X} & X &= 12\text{mm} \\ \text{tg } \theta_0 &= \frac{F}{Y} & 2F &= 5\text{mm}. \end{aligned}$$

Figure I - 3

CHAMP DU RADIOMETRE.



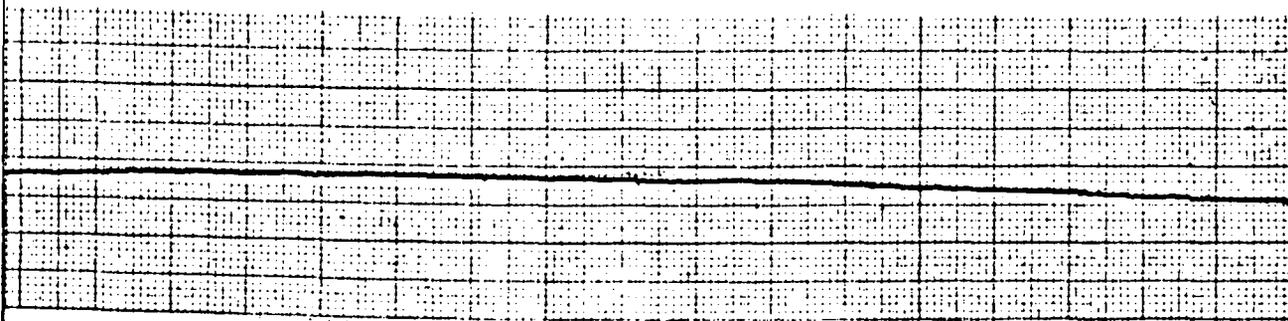
$\frac{D}{d} = \frac{1}{4}$ . Ce qui correspond à un cône  
d'angle au sommet  $2\theta_0 = 14^\circ$



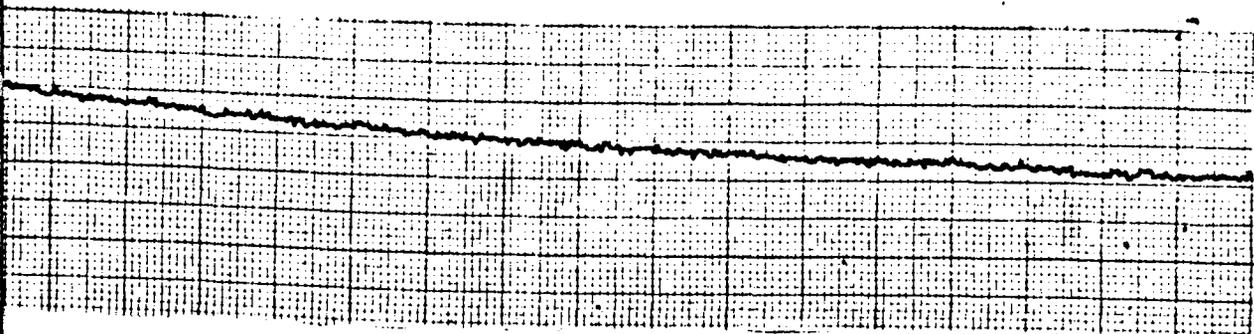
Figure I - 4

ENREGISTREMENT SUR LE GRAPHISPOT DU BRUIT DE L'AMPLISPOT,  
ENTREE COURT-CIRCUITEE.

Courbe (A), Vitesse de défilément =  $12\text{mm}\times\text{mn}^{-1}$   
Sensibilité,  $I_{\text{cm}} = 10^{-7}$  Volt.



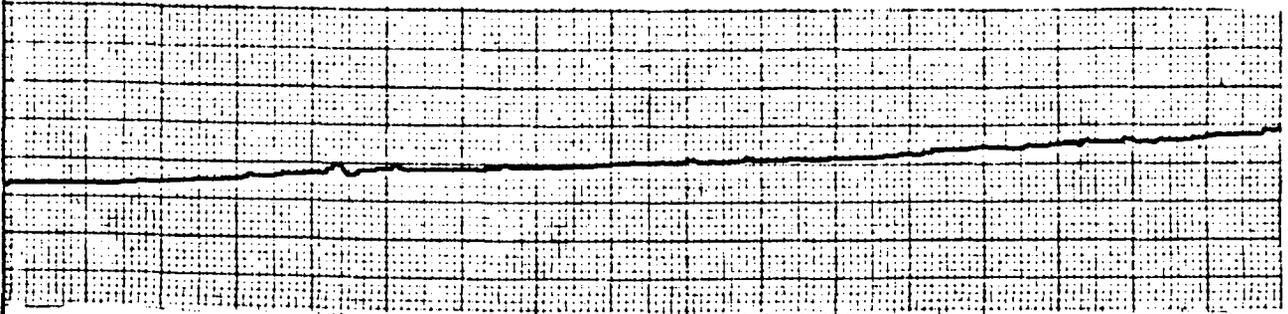
Courbe (B), Vitesse de défilément =  $12\text{mm}\times\text{mn}^{-1}$   
Sensibilité,  $I_{\text{cm}} = 0,4 \times 10^{-7}$  Volt.



BIS  
LILLE

ENREGISTREMENT SUR LE GRAPHISPOT DU BRUIT DE LA THERMOPILE  
BRANCHEE SUR L'AMPLISPOT.

Courbe (A), Vitesse de défilement =  $12\text{mm}\times\text{mn}^{-1}$   
Sensibilité,  $I_{\text{cm}} = 10^{-7}$  Volt



Courbe (B), Vitesse de défilement =  $12\text{mm}\times\text{mn}^{-1}$   
Sensibilité,  $I_{\text{cm}} = 0,4 \times 10^{-7}$  Volt



CAVITE EMETTRICE.

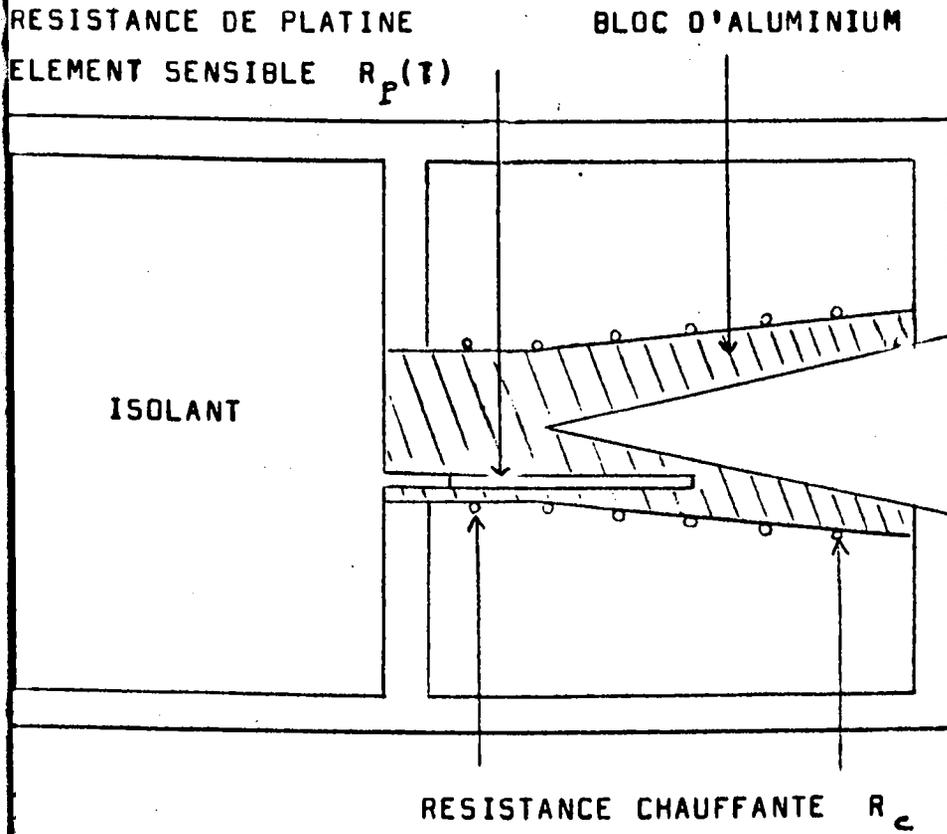


Figure I - 7

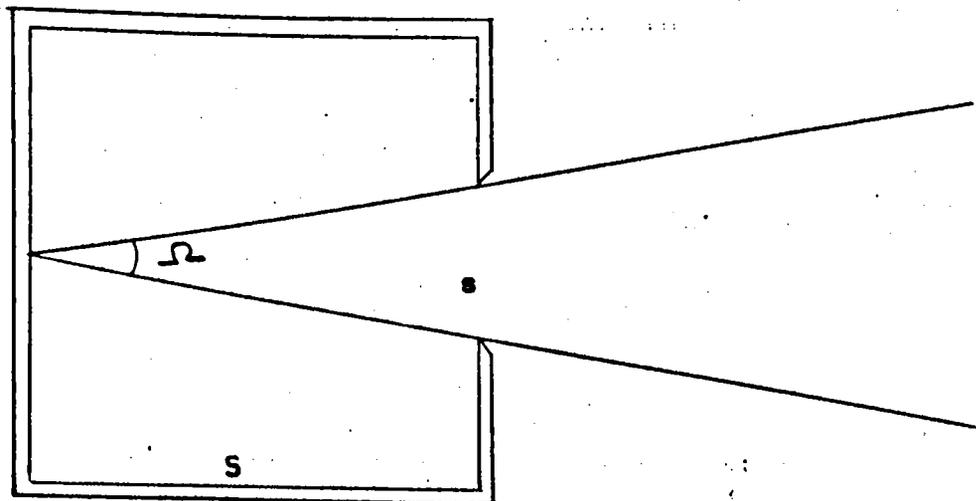


Figure I - 8

REGULATION BARNES.

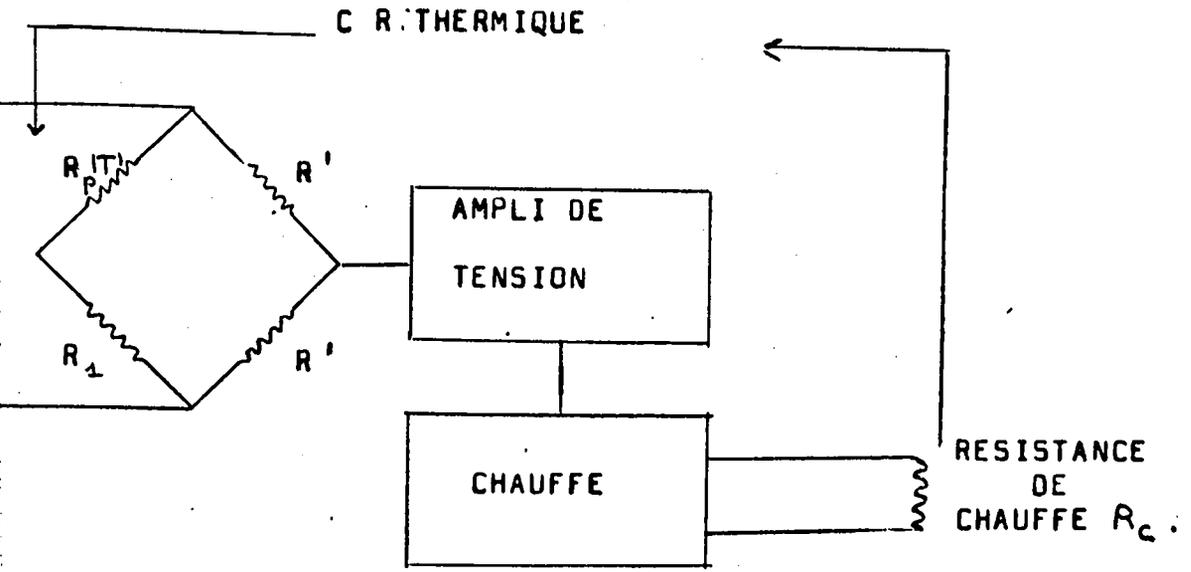


Figure I - 9

REGULATION REALISEE AU LABORATOIRE.

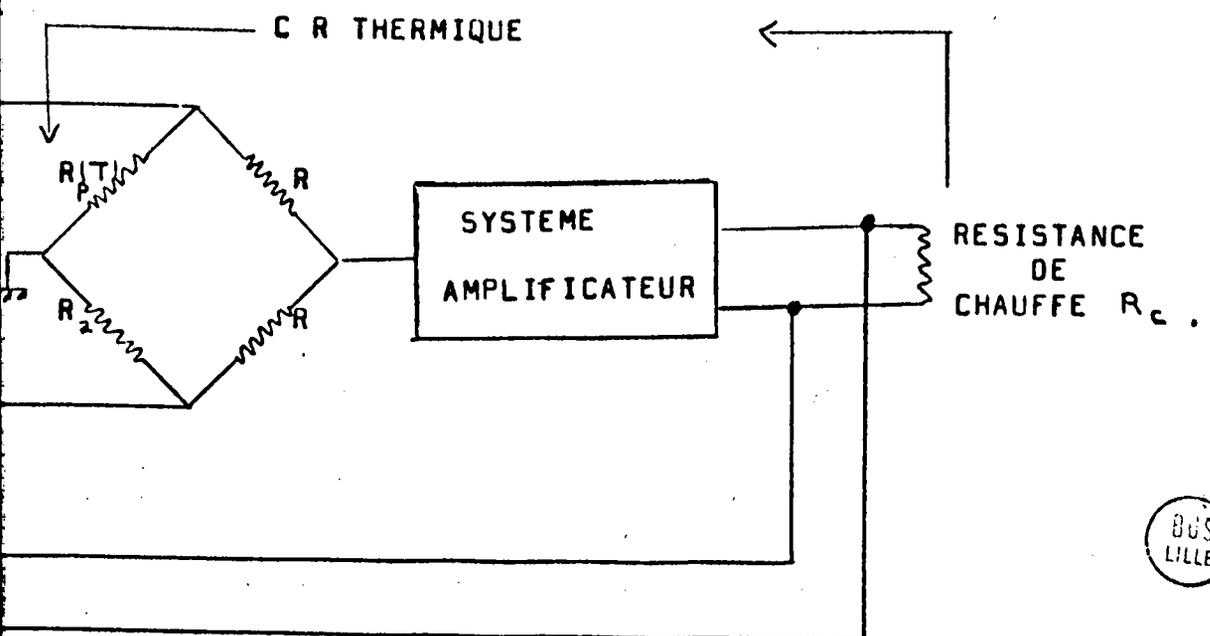
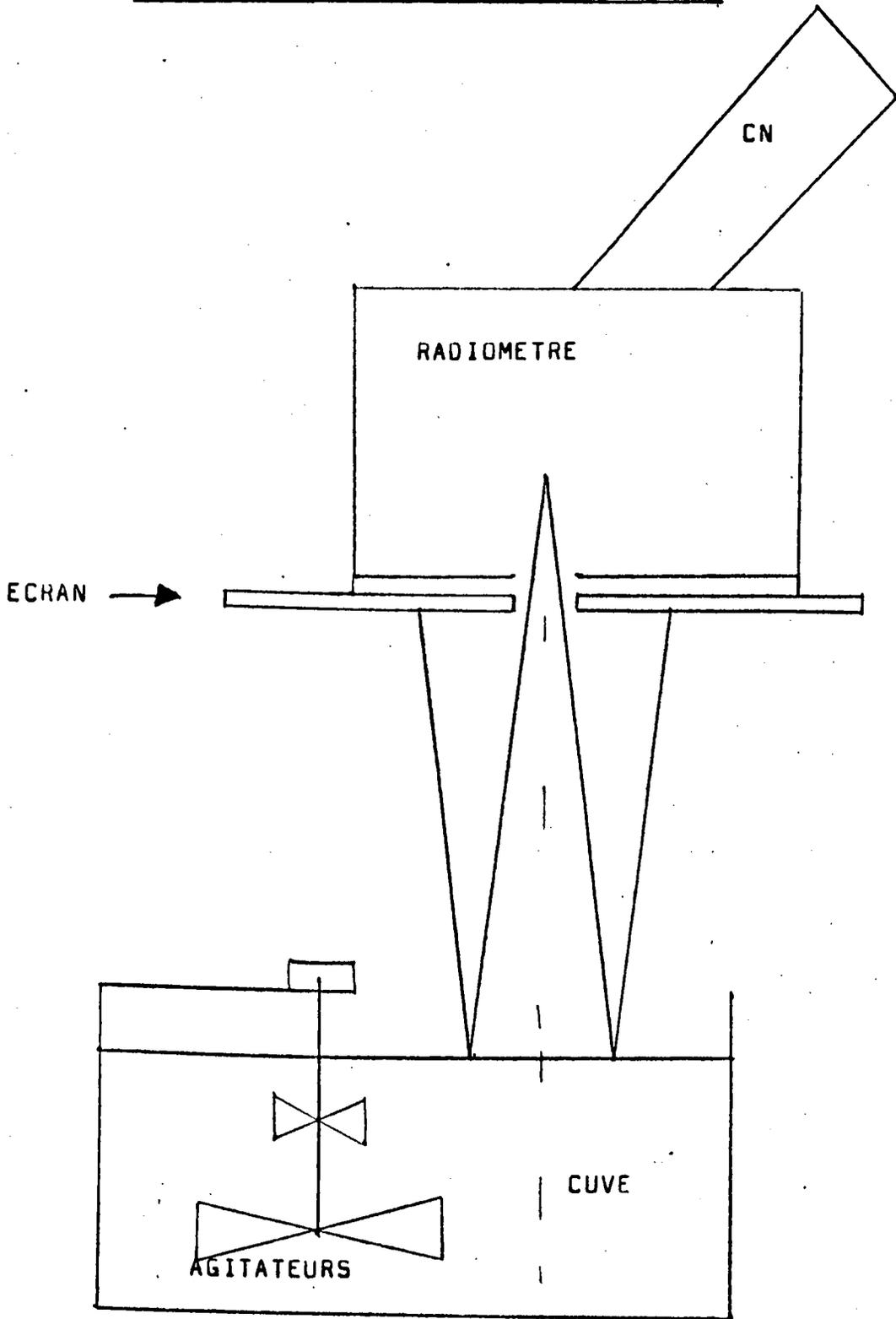


Figure I - 10

DISPOSITIF UTILISE POUR L'ETALONNAGE.



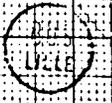
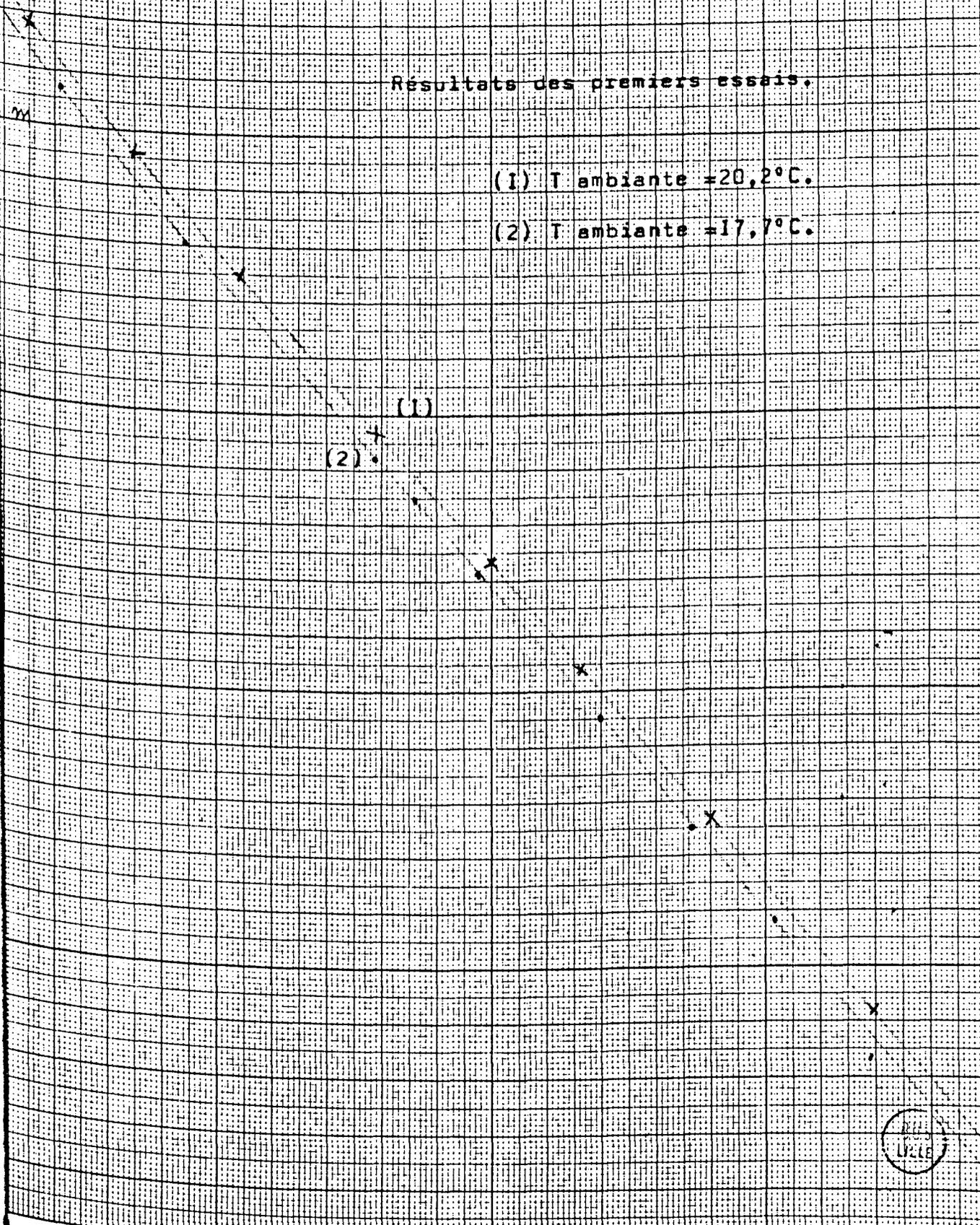
BUS  
VILLE

Figure I - II

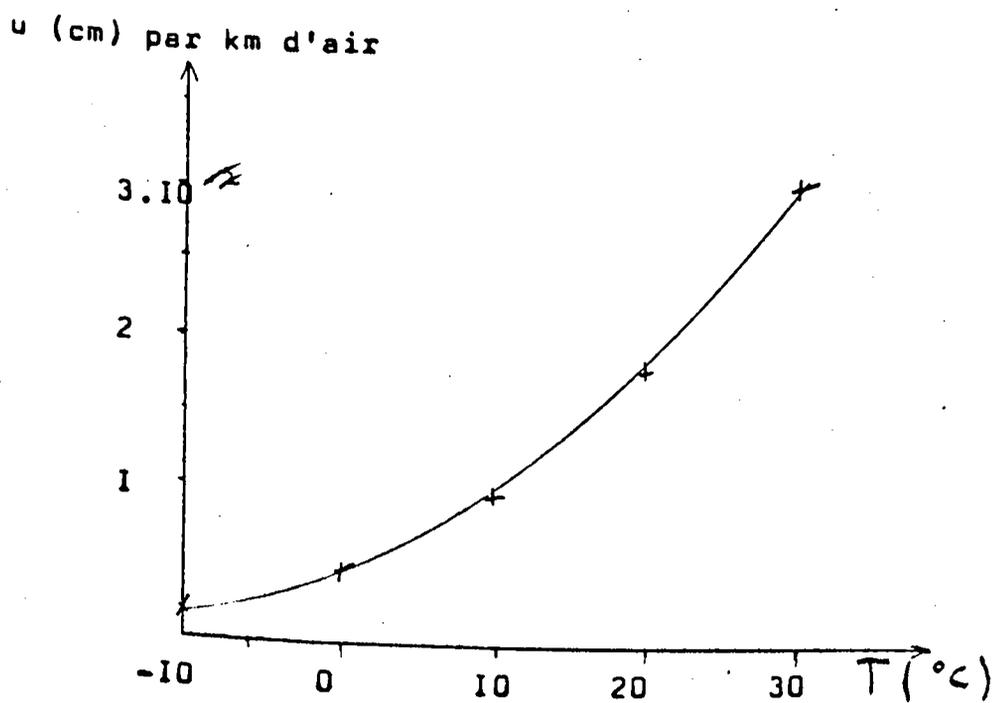
Résultats des premiers essais.

(1) T ambiante = 20,2°C.

(2) T ambiante = 17,7°C.

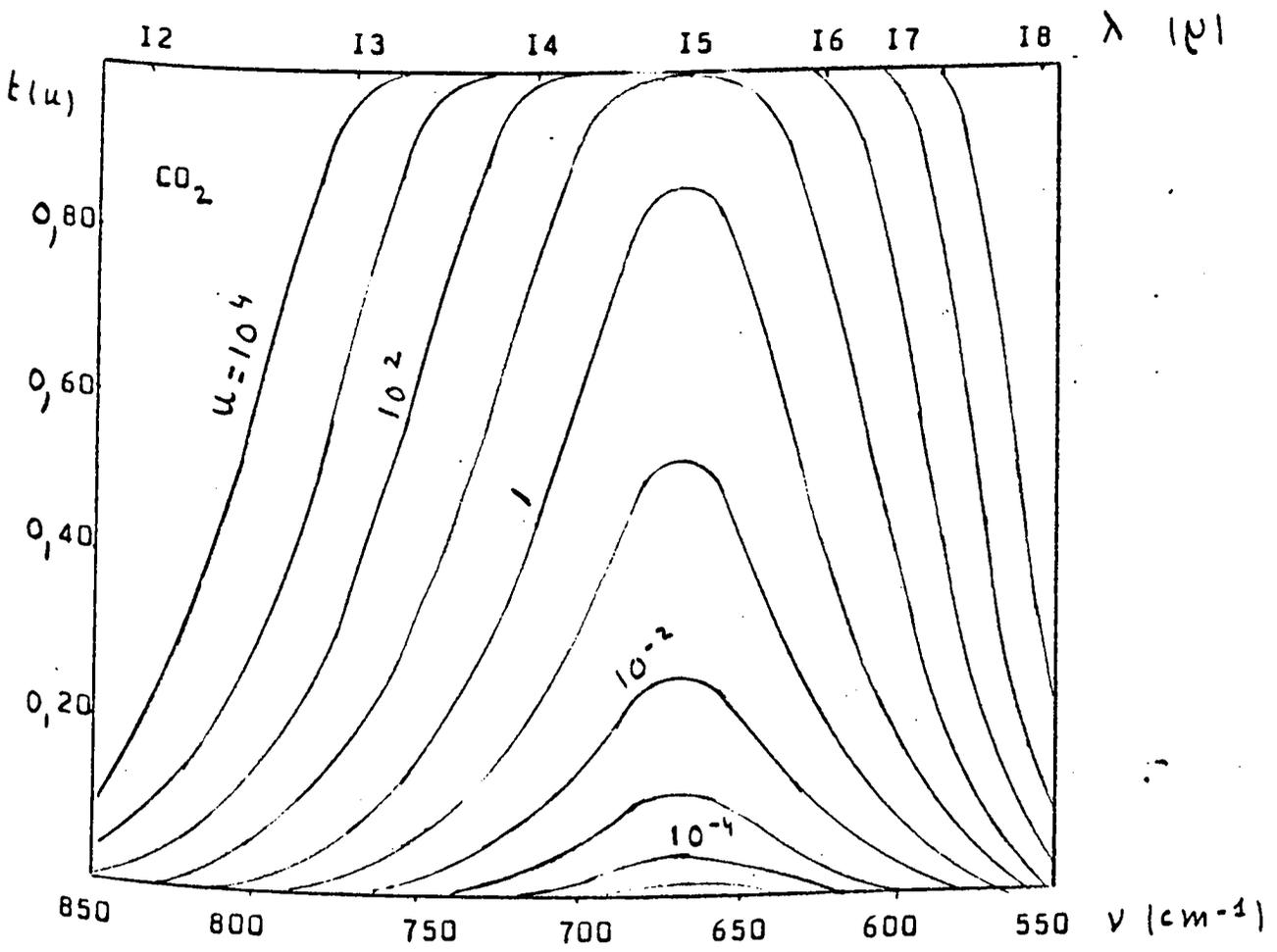


Epaisseur d'eau condensable dans une atmosphère saturée, en fonction de la température.



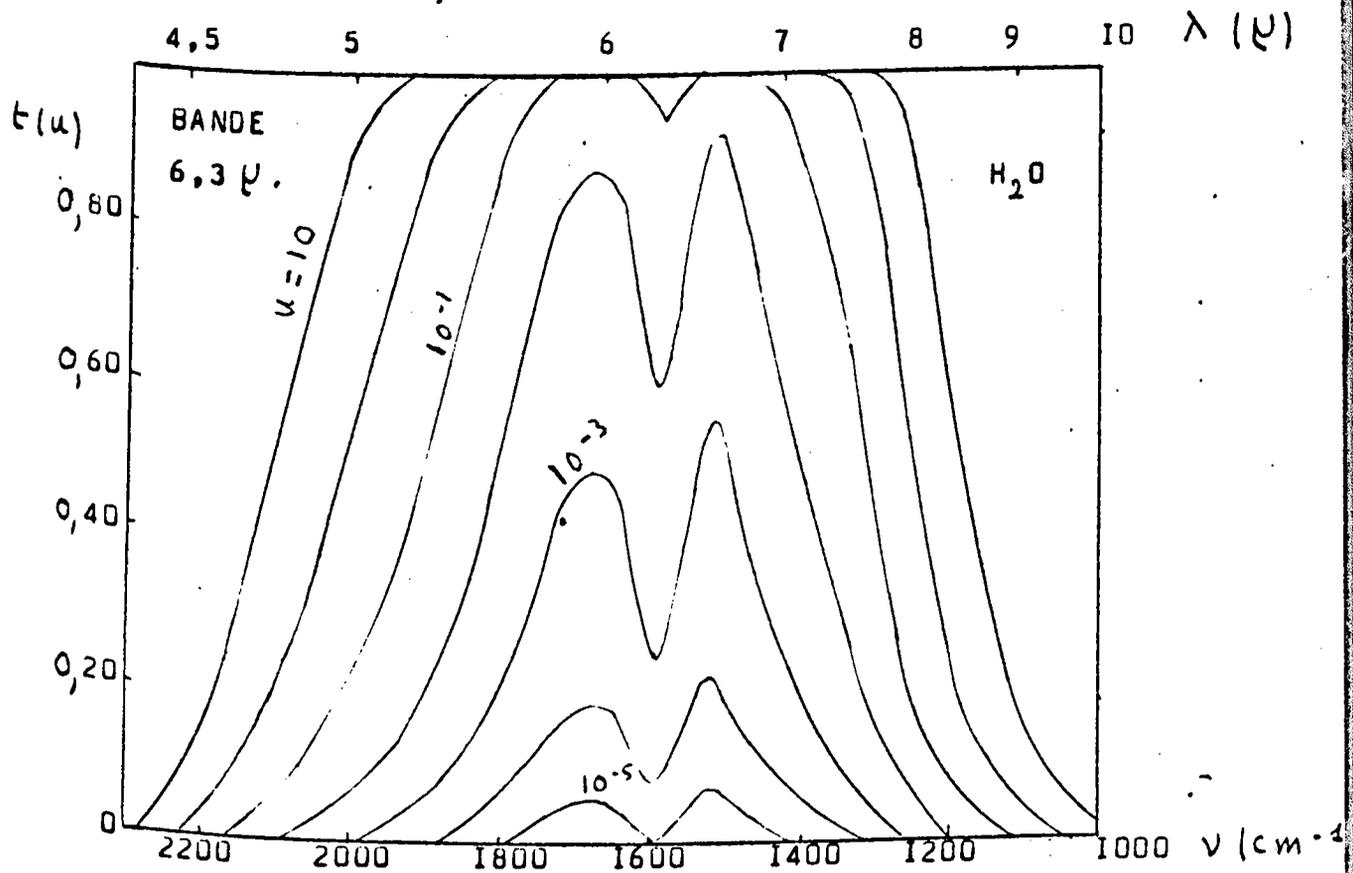
BUS  
LILLE

- Figure 2 - I

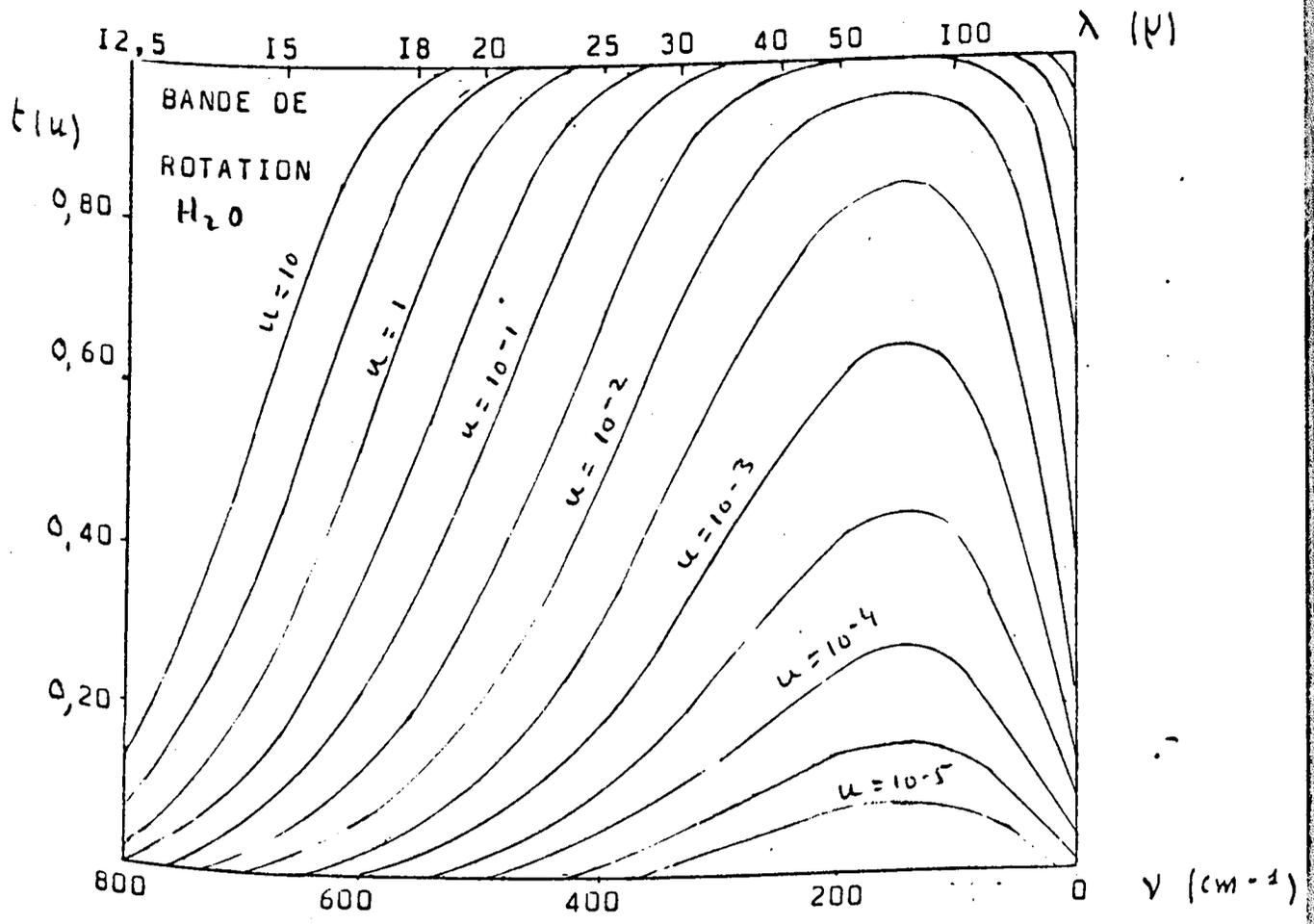


Absorption moyenne de CO<sub>2</sub> dans la bande 15 μ, d'après ELSASSER.  
 Chaque courbe correspond à une quantité  $u$  d'absorbant  
 indiquée en g·cm<sup>-2</sup>.

Figure 2 - 2



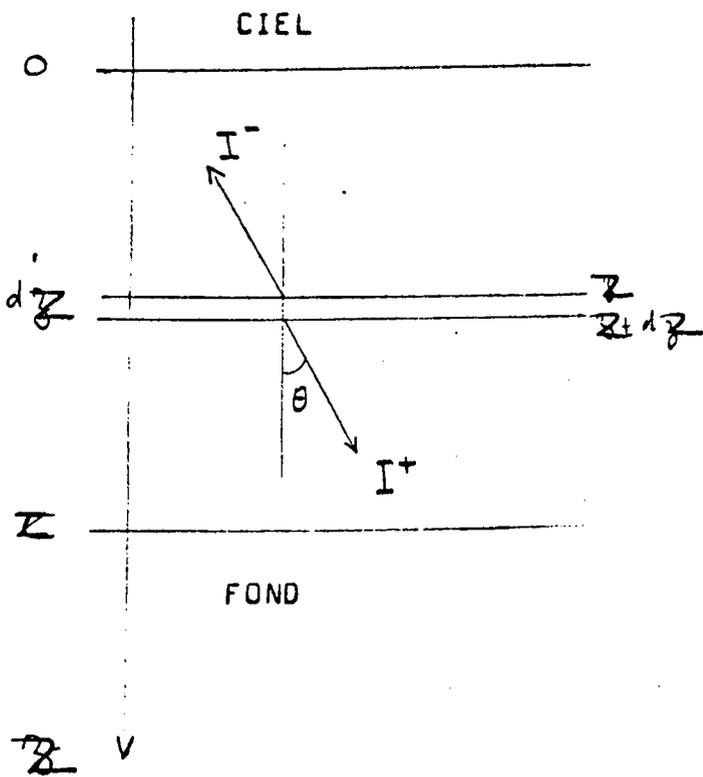
Absorption moyenne de  $H_2O$  dans la bande  $6,3 \mu$ , d'après ELSASSER. Chaque courbe correspond à une quantité  $u$  d'absorbant exprimée en cm d'eau condensable.



Absorption pour la bande de rotation.



Figure 2 - 4



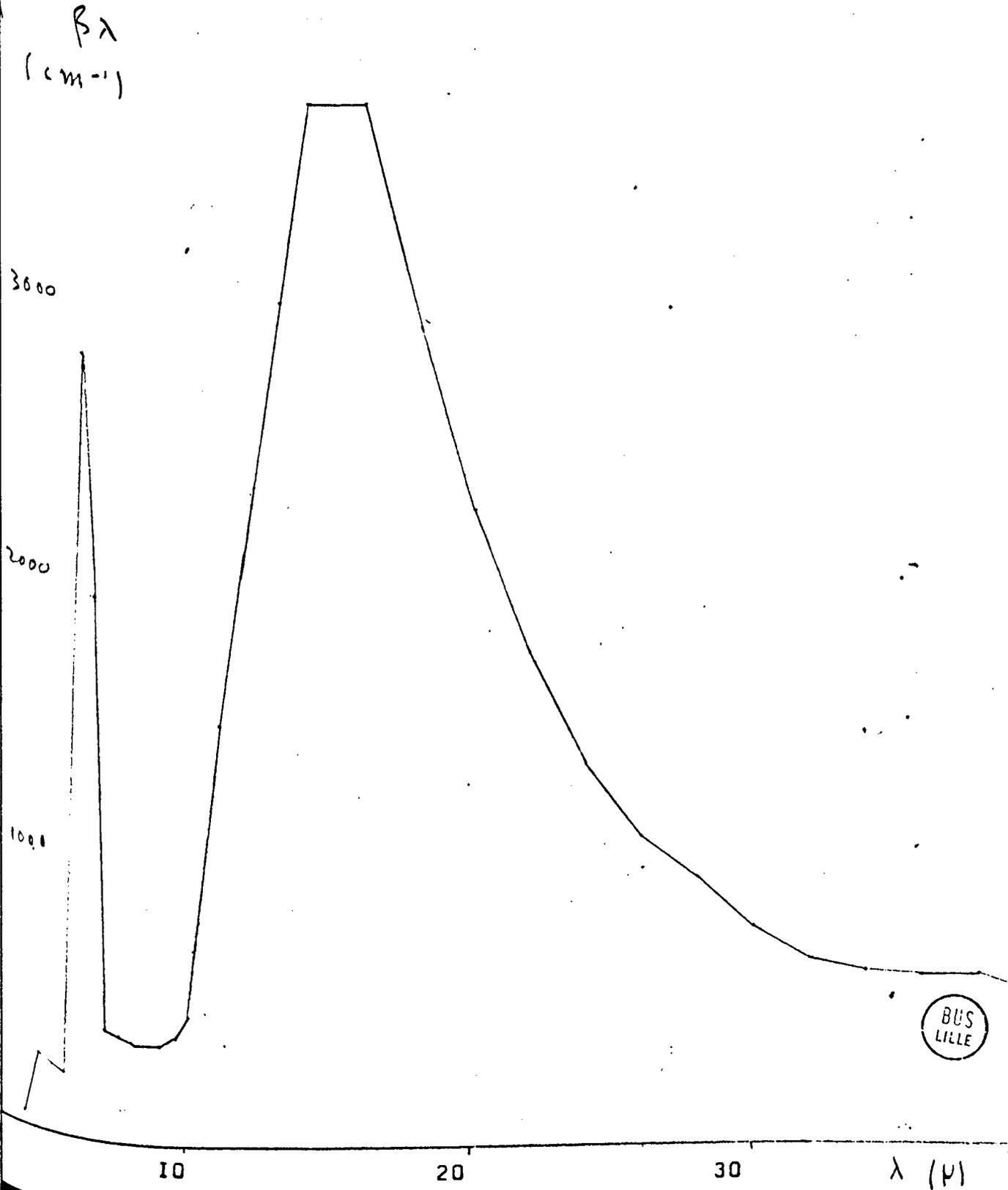
$$n = \cos \theta$$

$$u = |\cos \theta|$$



Figure 3 - I

# Coefficient d'absorption de l'eau



BUS  
LILLE

$$I_{\lambda}^c(\psi)$$

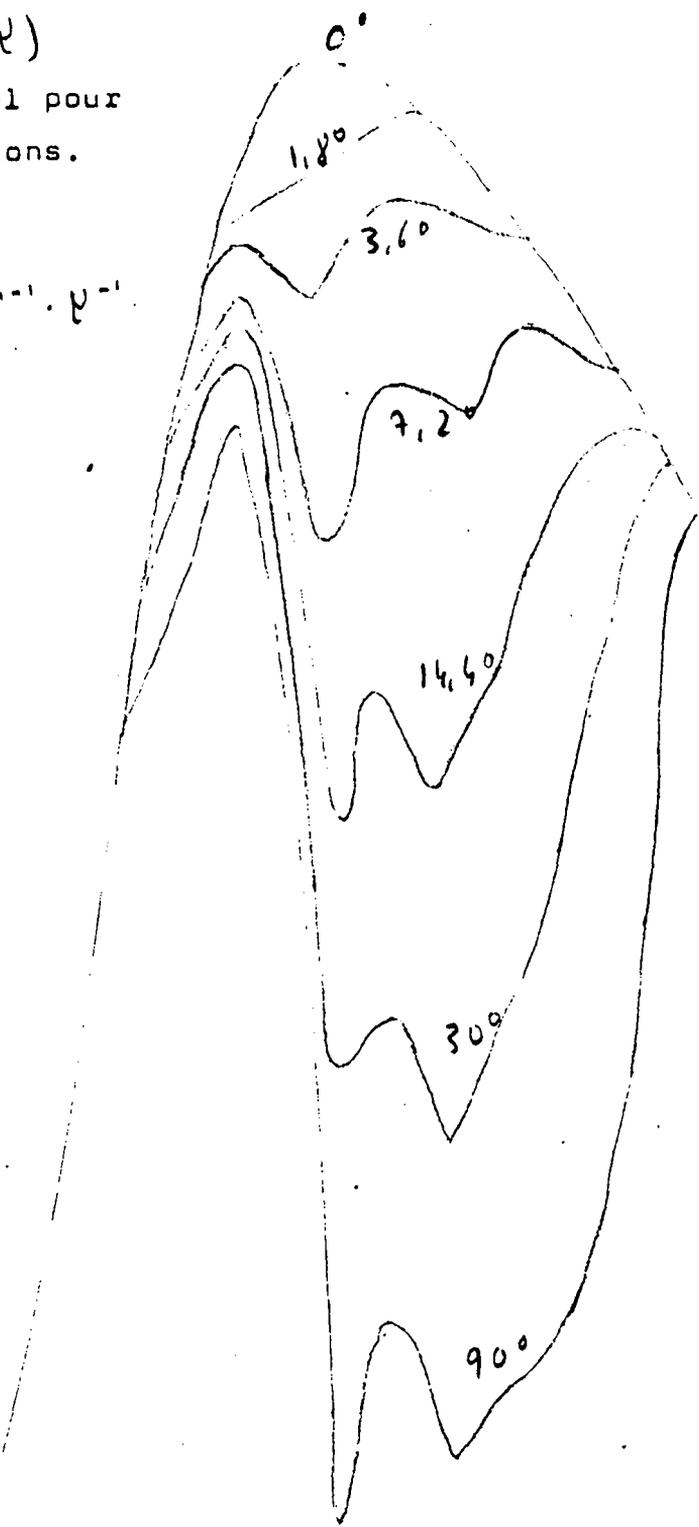
minance du ciel pour  
verses élévations.

$W \cdot cm^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot \mu^{-1}$

$6 \cdot 10^{-3}$

$4 \cdot 10^{-3}$

$2 \cdot 10^{-3}$



5

10

15

$\lambda (\mu)$



Figure 3 - 4

Luminance du ciel et du corps noir.

—  $I_{\lambda}^c$

--- Corps noir à 20°C.

-.- Corps noir à 25°C.

$W \cdot cm^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot \mu^{-1}$

$6 \cdot 10^{-3}$

$4 \cdot 10^{-3}$

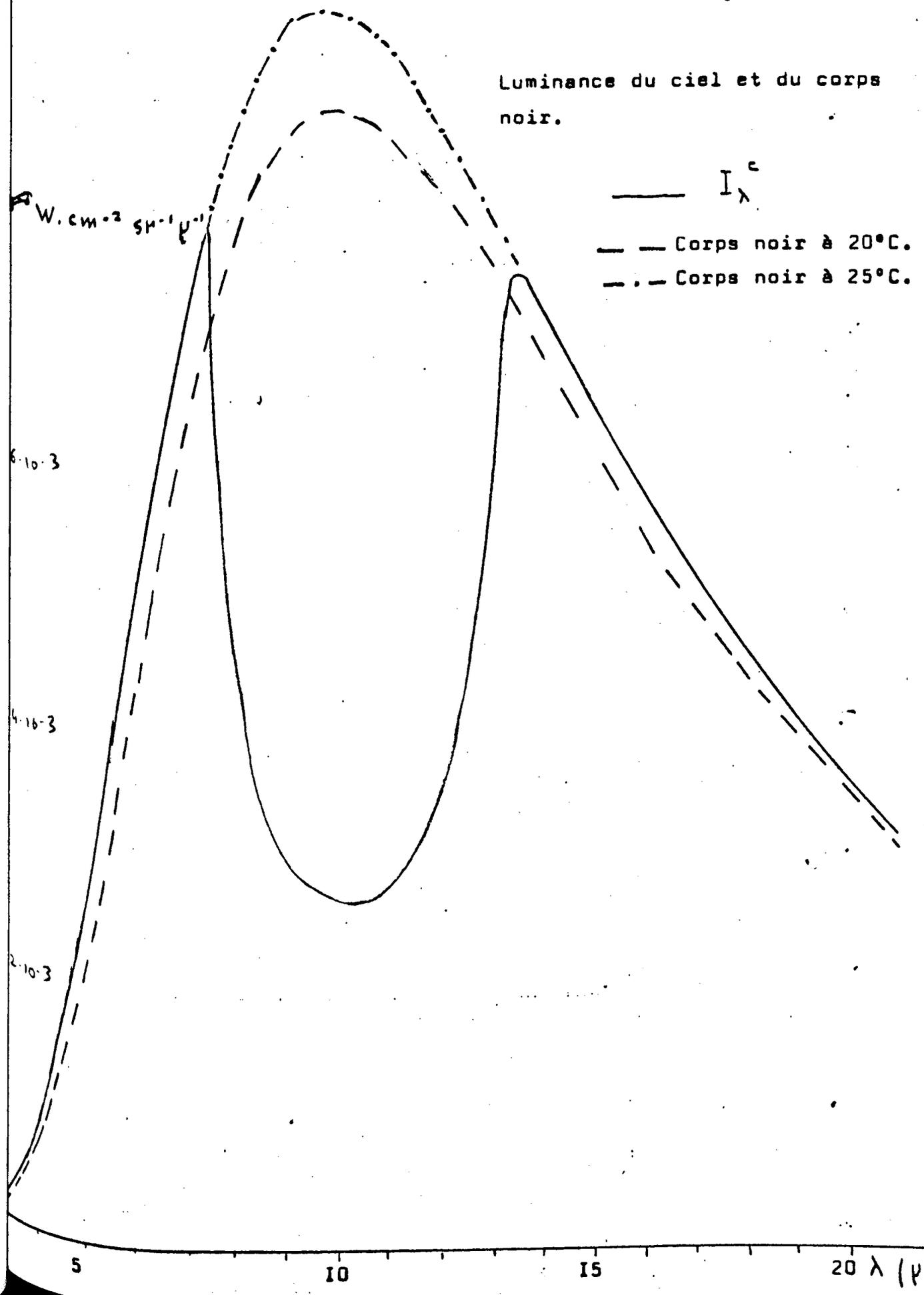
$2 \cdot 10^{-3}$

5

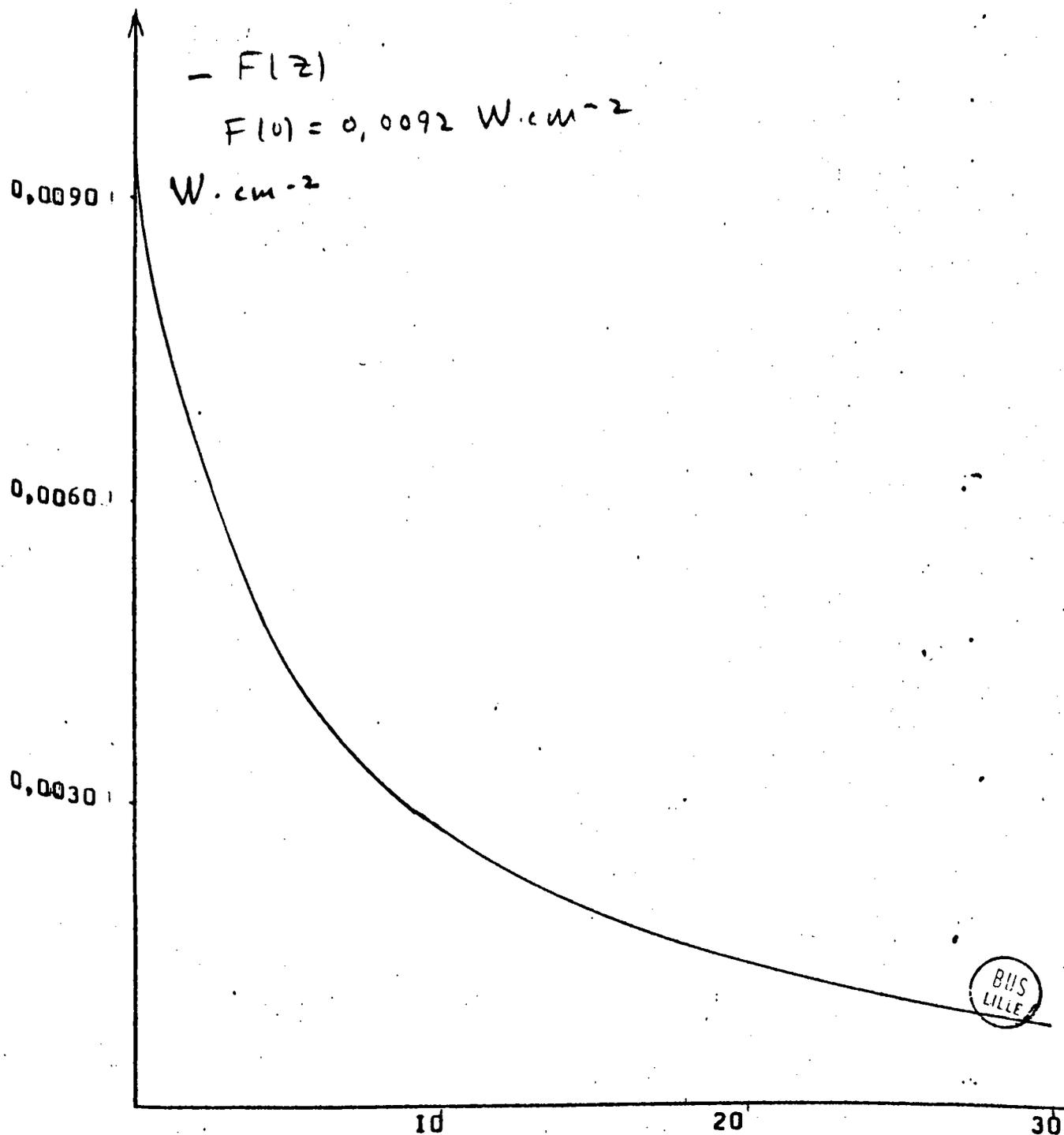
10

15

20  $\lambda$  ( $\mu$ )



Flux radiatif en fonction de  
la profondeur.



$$\frac{dF(z)}{dz}$$

20

W.cm<sup>-2</sup>.cm<sup>-1</sup>.

Variation du gradient de flux radiatif  
en fonction de la profondeur.

10

10

20

30

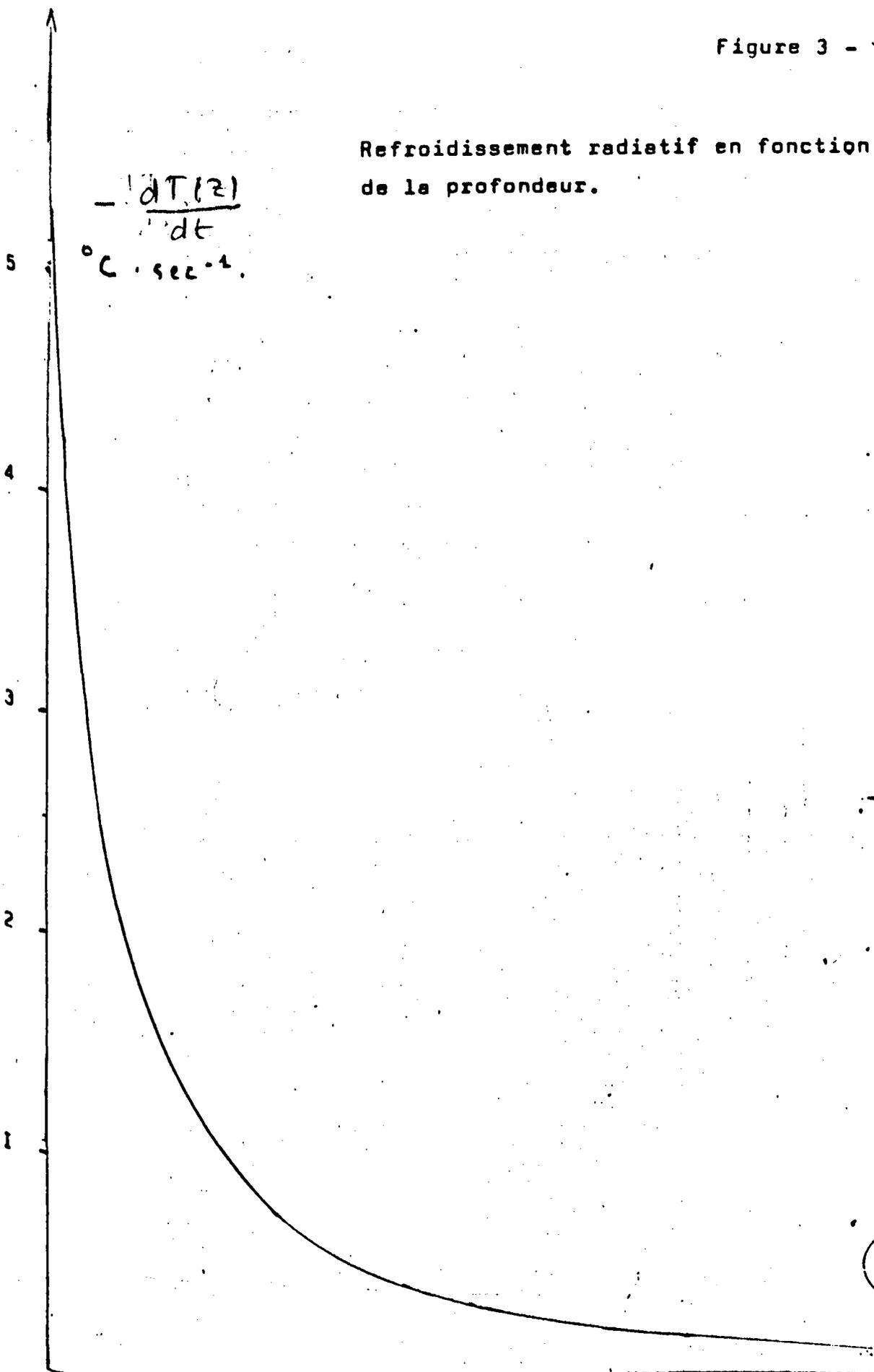
z (M)



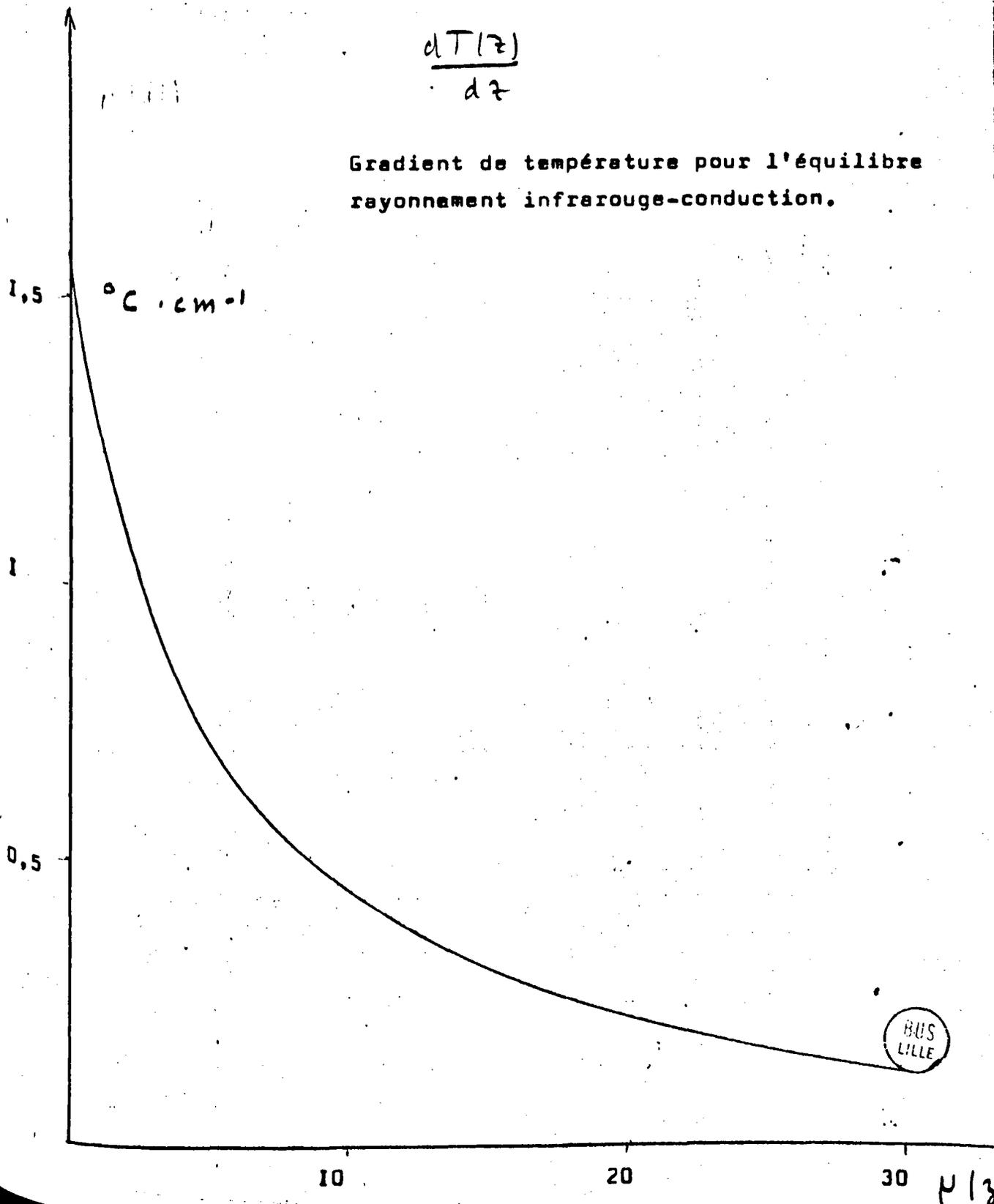
Refroidissement radiatif en fonction  
de la profondeur.

$$-\frac{dT(z)}{dt}$$

$^{\circ}\text{C} \cdot \text{sec}^{-1}$

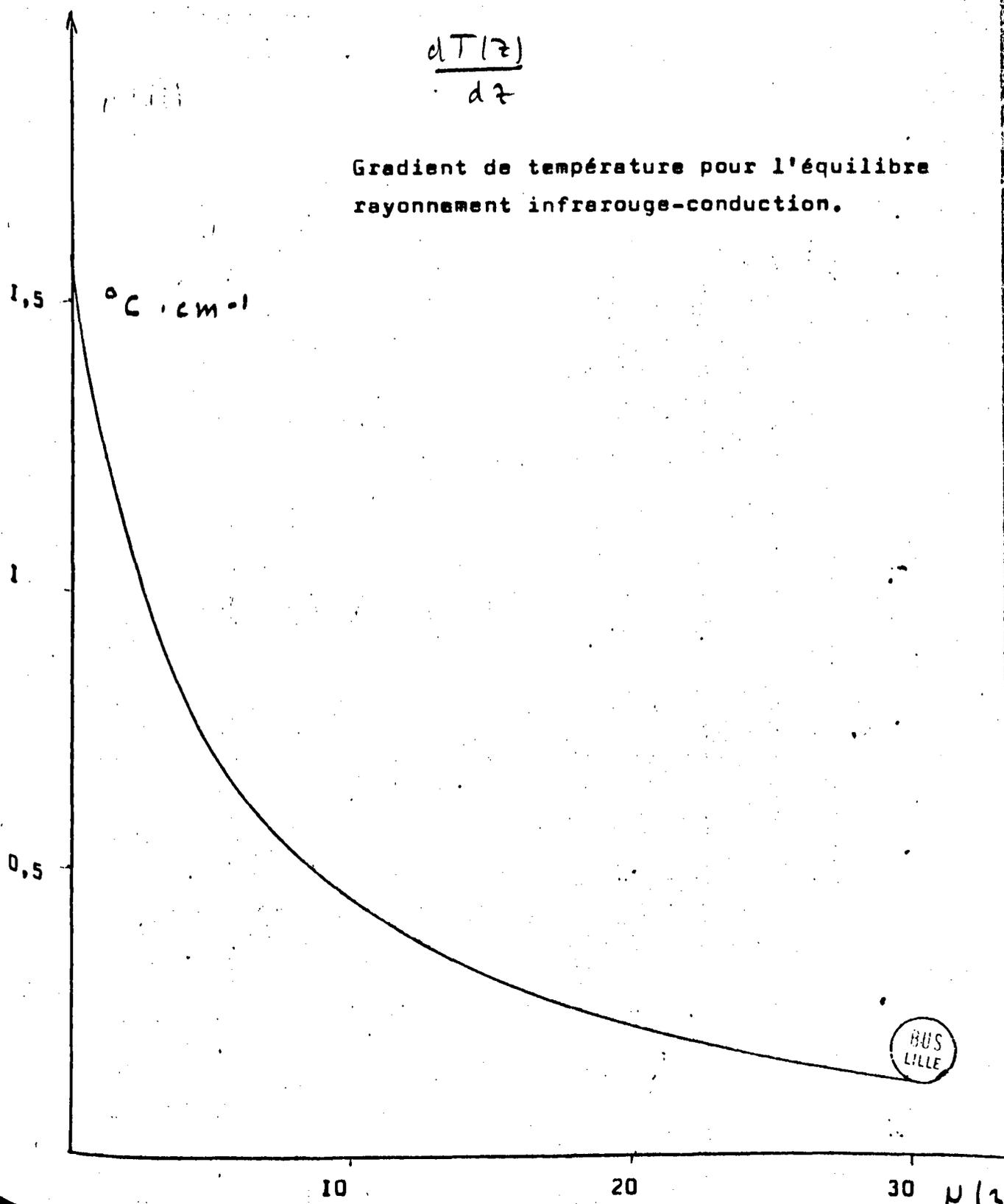


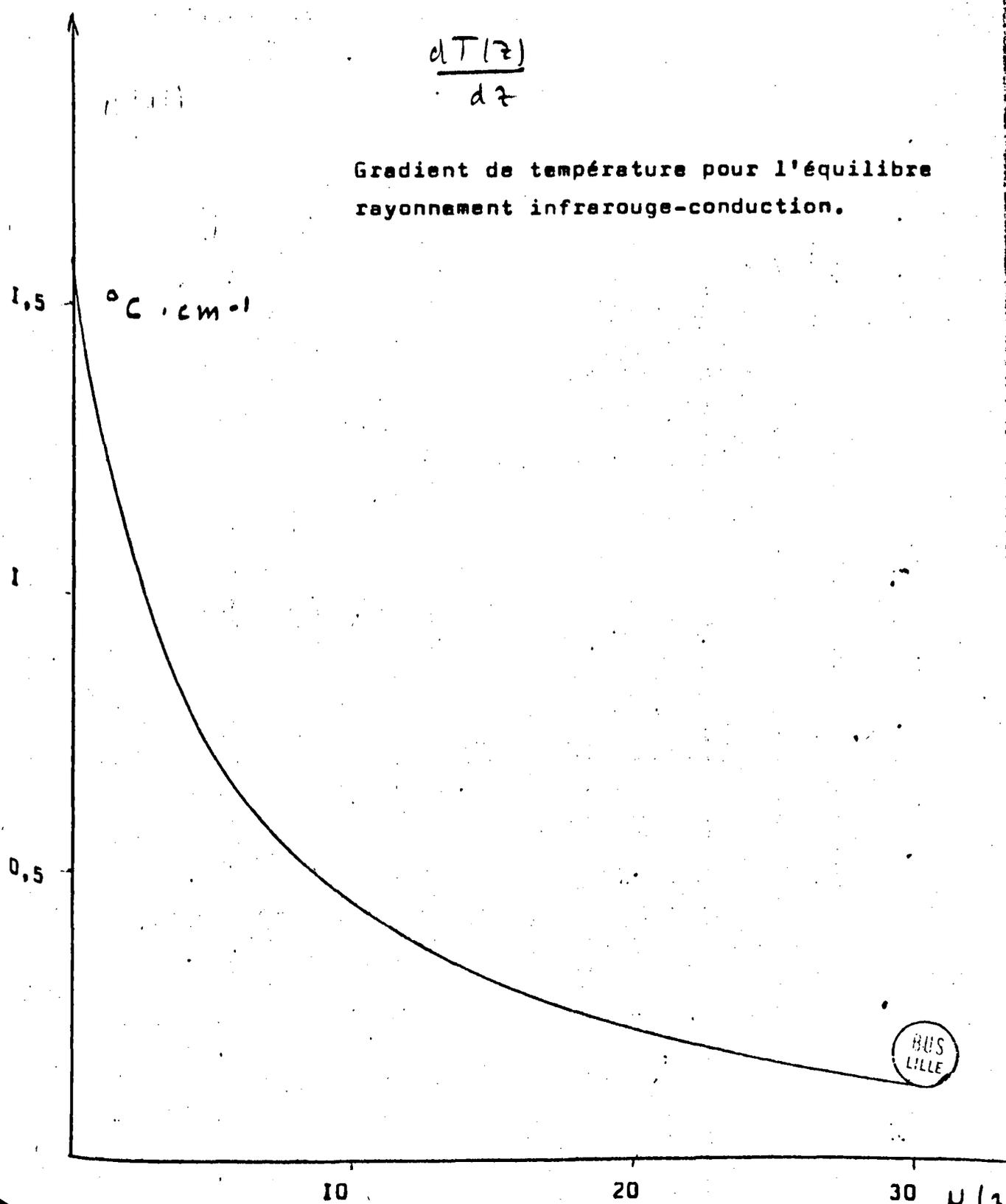
3 (K)



$$\frac{dT(z)}{dz}$$

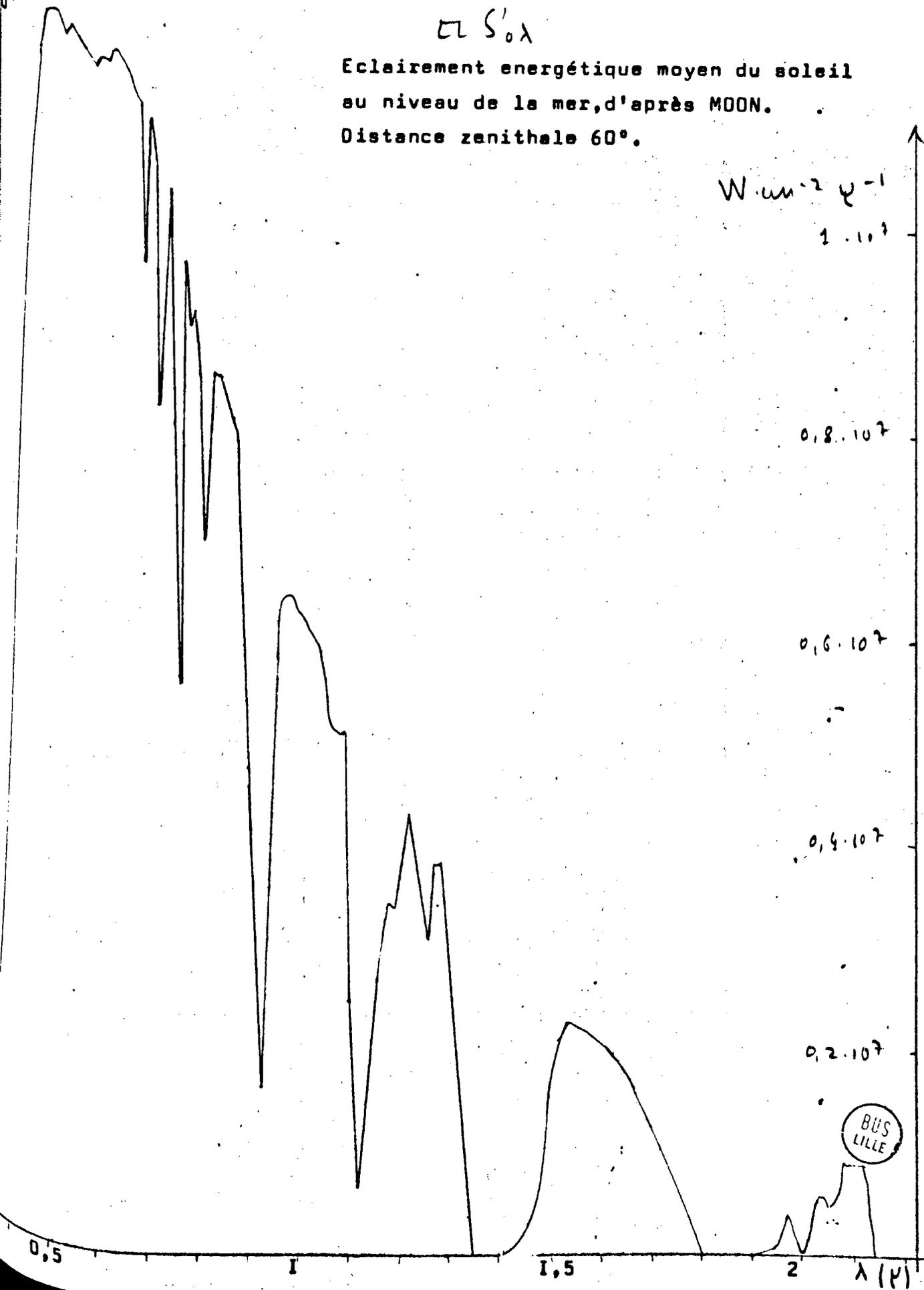
Gradient de température pour l'équilibre rayonnement infrarouge-conduction.





$$\sigma S'_{0\lambda}$$

Eclairement énergétique moyen du soleil  
au niveau de la mer, d'après MOON.  
Distance zenithale 60°.



$$E_{S_0 \lambda}$$

Eclairement énergétique moyen du soleil  
au niveau de la mer, d'après MOON.

Distance zénithale 60°.

$$W \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \mu^{-1}$$

1 · 10<sup>7</sup>

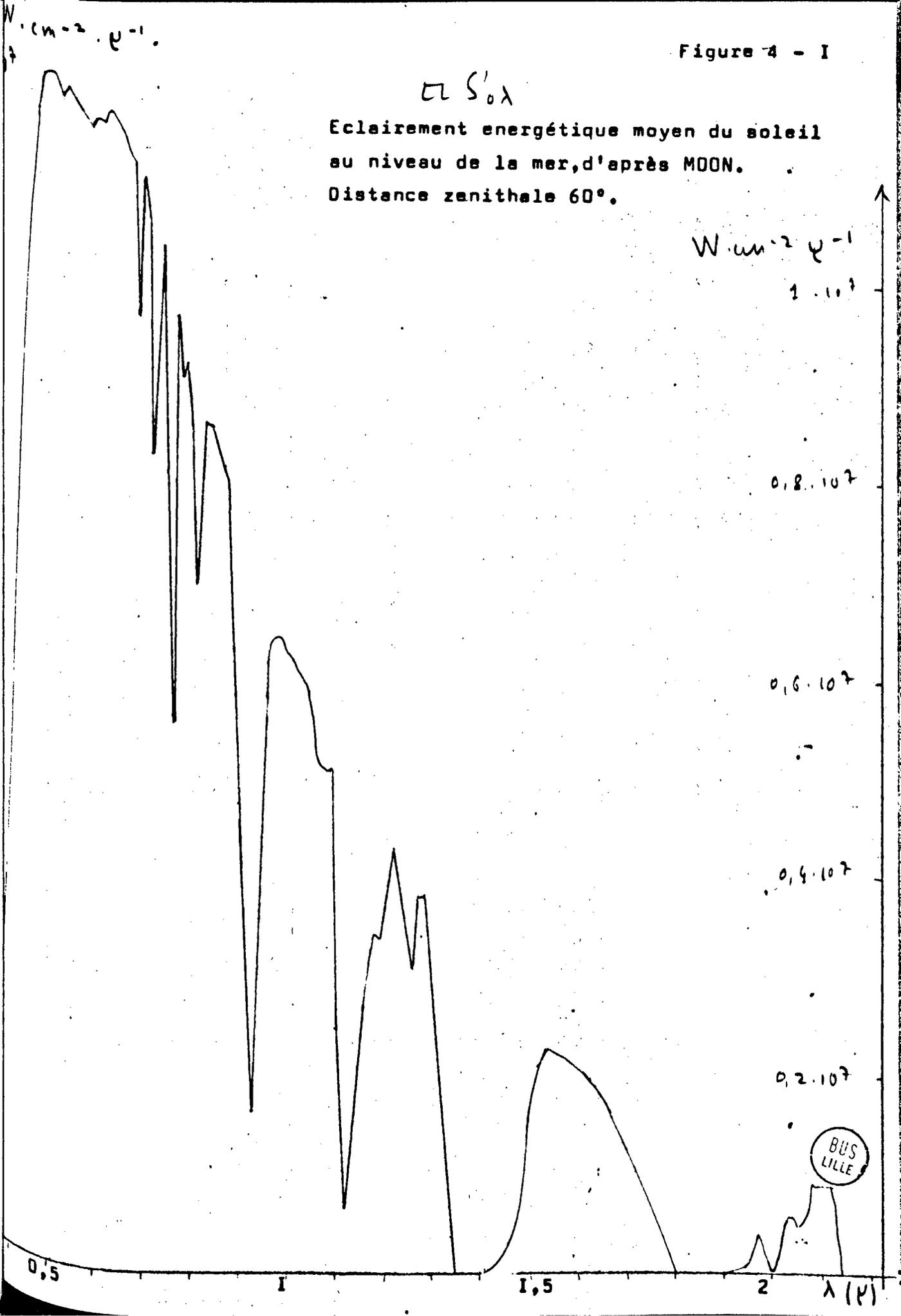
0,8 · 10<sup>7</sup>

0,6 · 10<sup>7</sup>

0,4 · 10<sup>7</sup>

0,2 · 10<sup>7</sup>

BUS  
LILLE



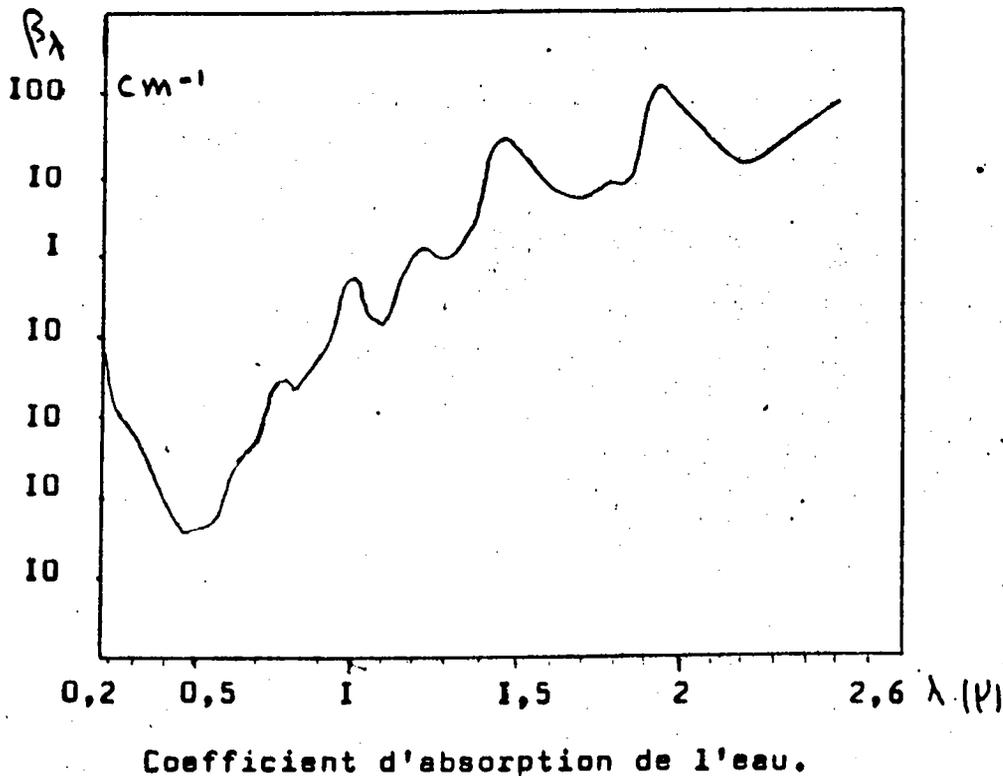


Figure 4 - 2

Variation spectrale du coefficient de réflexion de l'eau.

Variation angulaire du coefficient de réflexion de l'eau dans le visible.

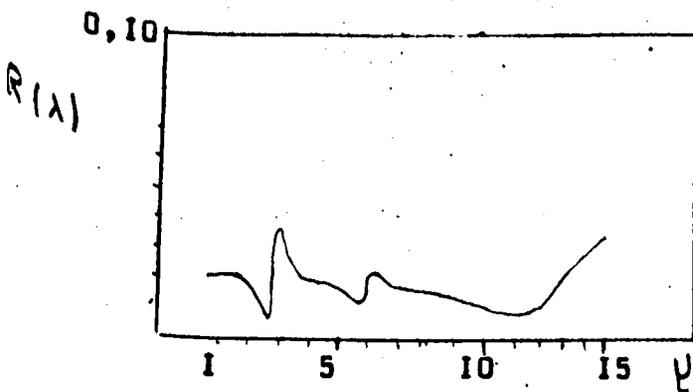


Figure 4 - 3

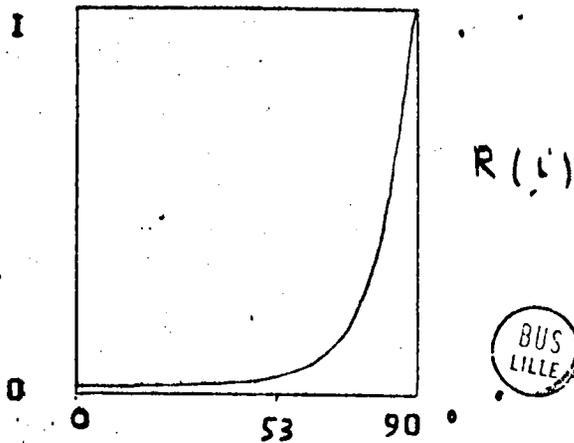


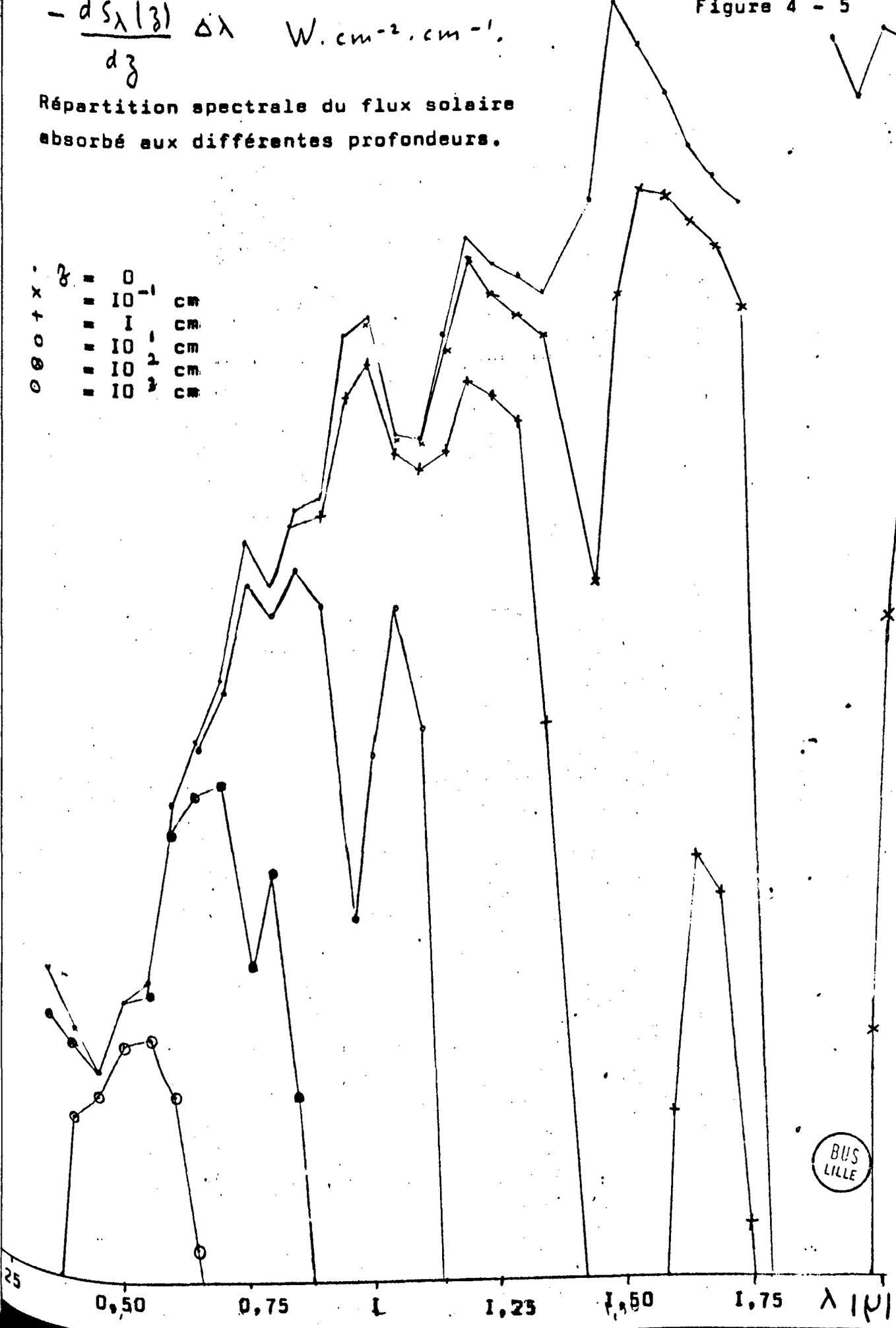
Figure 4 - 4



$$-\frac{dS_{\lambda}(\lambda)}{d\lambda} \Delta\lambda \quad W. cm^{-2}. cm^{-1}.$$

Répartition spectrale du flux solaire absorbé aux différentes profondeurs.

0 0 0 + x .  
 2  
 = 0  
 = 10<sup>-1</sup> CM  
 = 1 CM  
 = 10<sup>-1</sup> CM  
 = 10<sup>-2</sup> CM  
 = 10<sup>-3</sup> CM



$$-\frac{dS(z)}{dz}$$

Gradient du flux solaire en fonction  
de la profondeur.

W.cm<sup>-2</sup>.cm<sup>-1</sup>

10

10<sup>2</sup>

10<sup>3</sup>

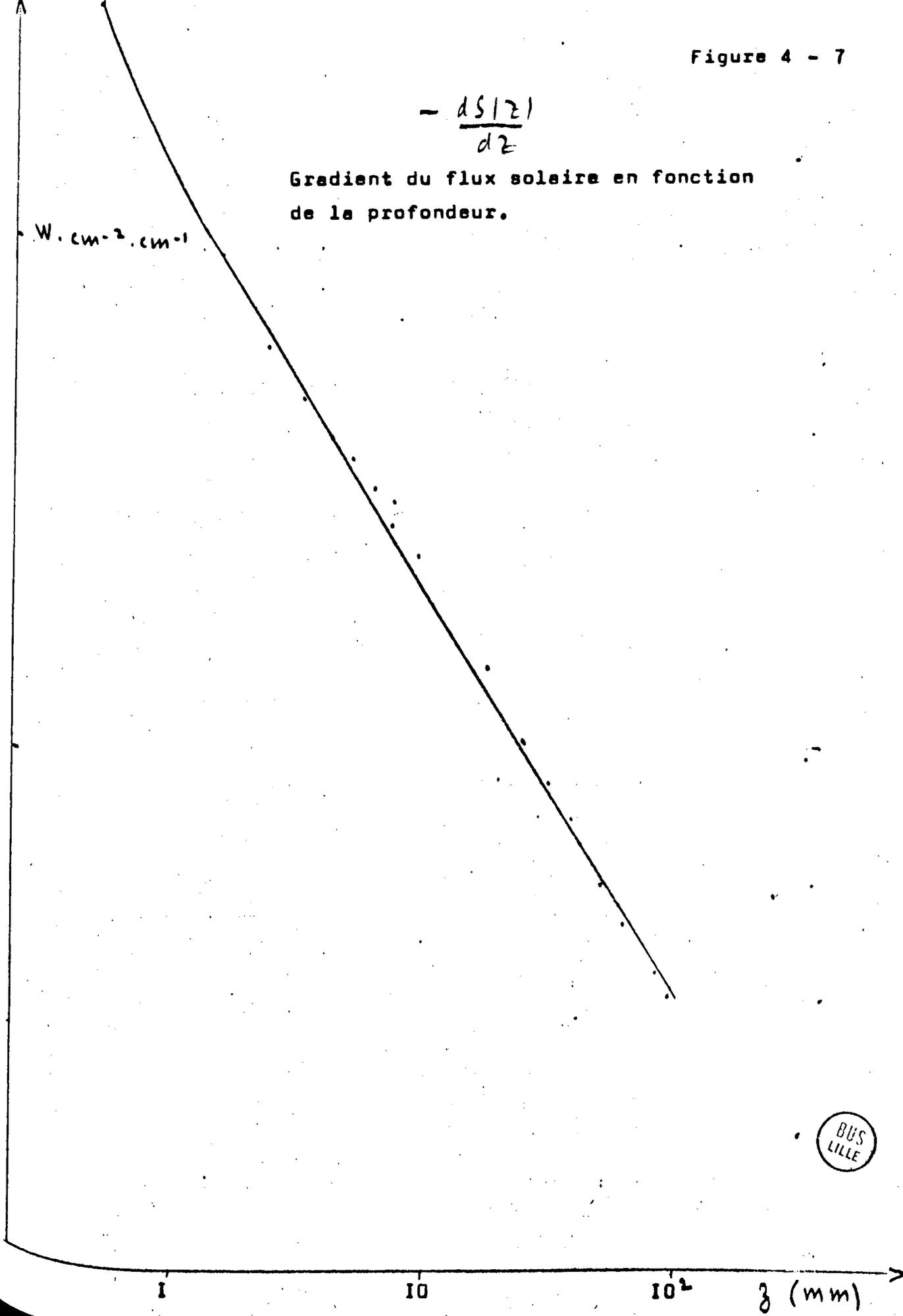
z (cm)



$$- \frac{dS(z)}{dz}$$

Gradient du flux solaire en fonction de la profondeur.

$W. cm^{-2}. cm^{-1}$



sec<sup>-1</sup>

$$\frac{dT(z)}{dt}$$

Echauffement radiatif dû au rayonnement solaire,  
en fonction de la profondeur.

$0,25 \cdot 10^{-2}$

$0,025 \cdot 10^{-2}$



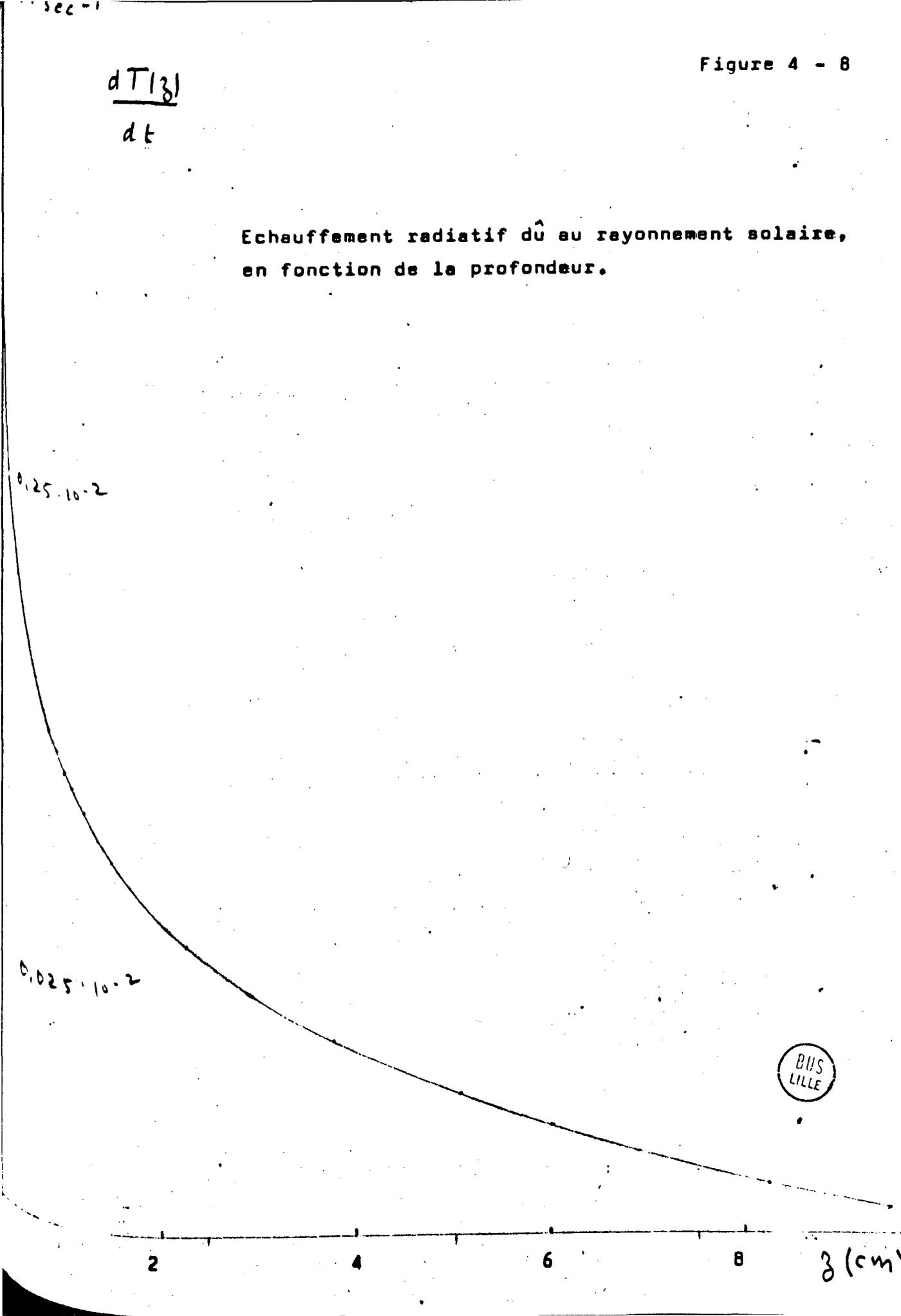
2

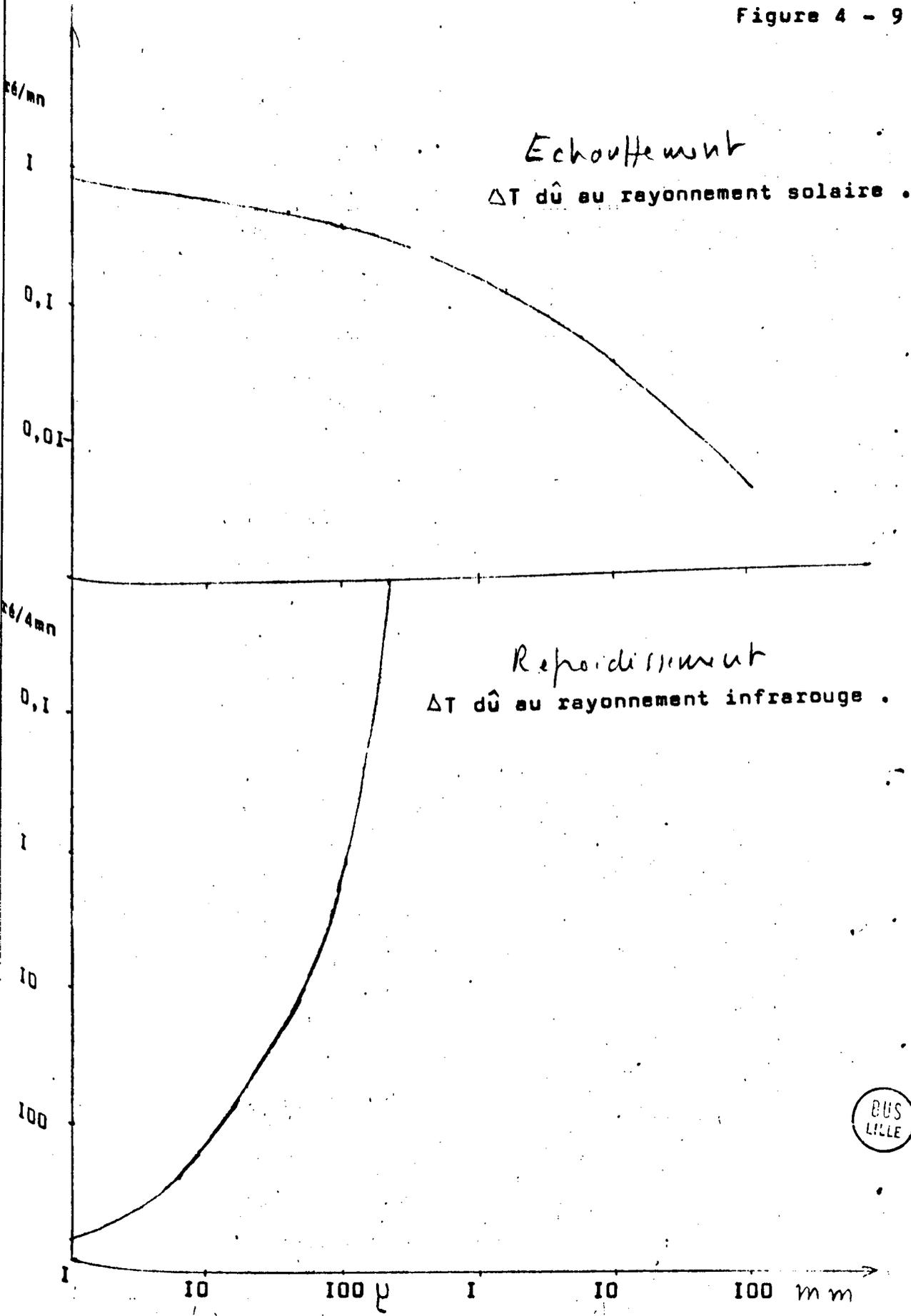
4

6

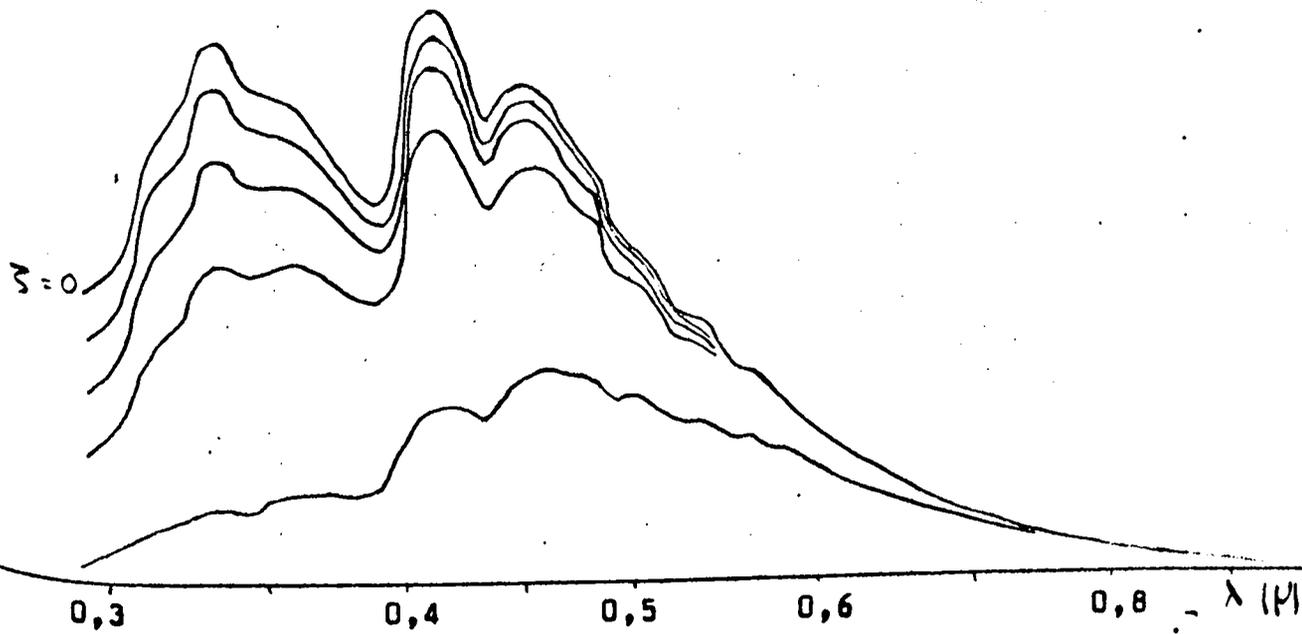
8

$z$  (cm)





$W \cdot \text{cm}^{-2} \mu^{-1}$



Flux du à un ciel clair pour différentes distances zénithales du soleil, d'après SEKERA.

- $\zeta = 0$
- $= 36,9$
- $= 53,1$
- $= 66,4$
- $= 84,3$



Figure 4 - II

Influence de la diffusion  
 $0,575\psi < \Delta\lambda < 0,125\psi$

$W \cdot \text{cm}^{-2}$

$4 \cdot 10^{-3}$

$3 \cdot 10^{-3}$

$2 \cdot 10^{-3}$

$1 \cdot 10^{-3}$

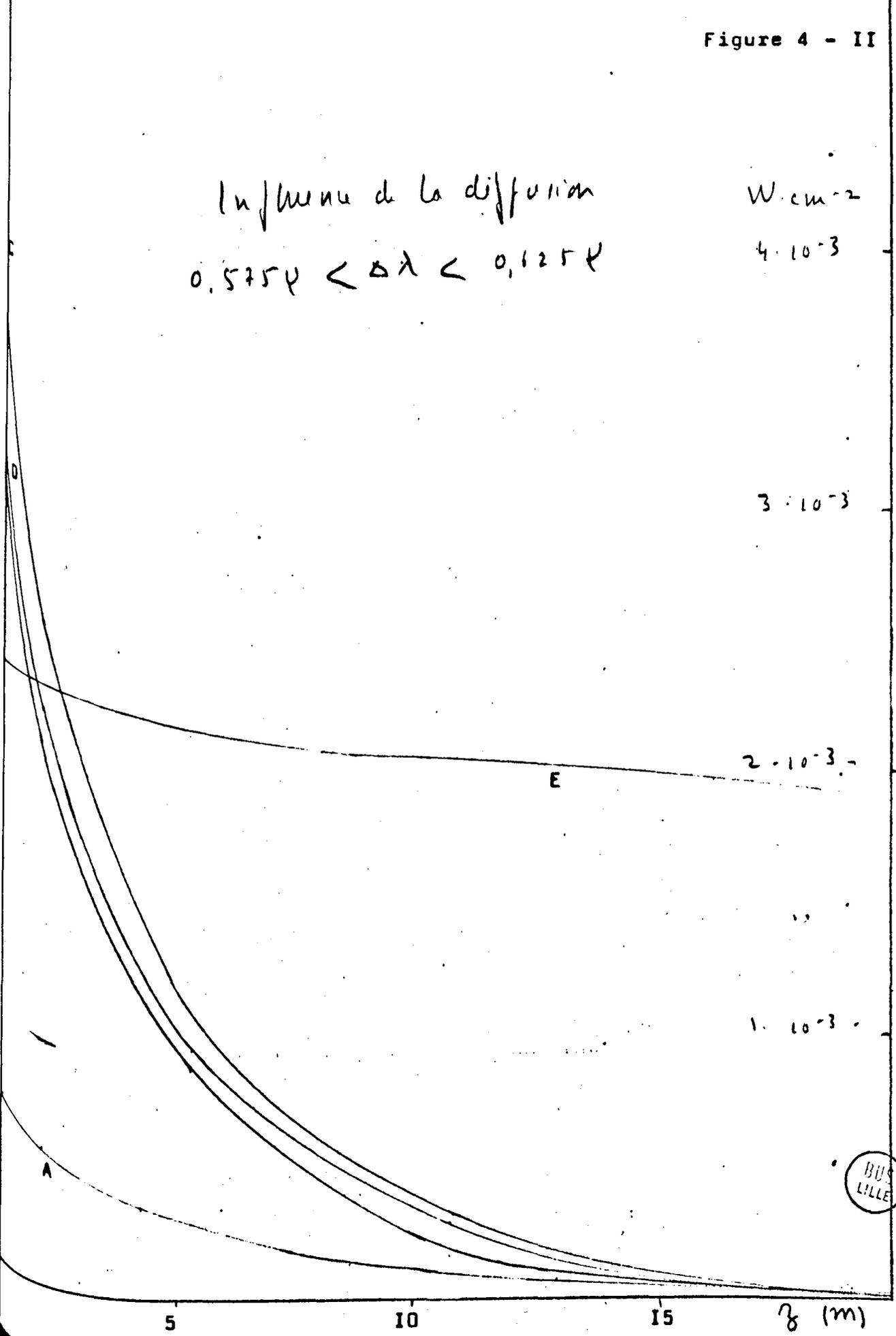


Figure 4 - 12

Influence de la diffusion

$$0,475\mu < \Delta \lambda < 0,525\mu$$

$W \cdot \text{cm}^{-2}$   
 $4 \cdot 10^{-3}$

$3 \cdot 10^{-3}$

$2 \cdot 10^{-3}$

$1 \cdot 10^{-3}$

50

100

3 (m)



INTRODUCTION

Echanges radiatifs mer-atmosphère	1
Travaux antérieurs	3
Problème particulier de la température de surface	4
Plan de ce travail	5

RADIOMETRE

Principe	6
Evaluation de l'énergie à détecter	7
Choix du détecteur - Amplification	9
Limite ultime de sensibilité de l'appareil	10
Corps noir de référence	11
Performances du corps noir	13
Premiers essais	15
Problème de l'étalonnage	18
Conclusions des essais	19

ETUDE DE LA TRANSMISSION ATMOSPHERIQUE

Problème posé	21
Calcul de $t_{\lambda}$ pour un $\Delta\lambda$ donné	24
Principaux absorbants	25
Etude de l'absorption par le gaz carbonique	25
Etude de l'absorption par la vapeur d'eau	25
Influence de l'absorption	26

.../...

<u>TRANSFERT DU RAYONNEMENT INFRAROUGE</u>	30
Equation de transfert	30
Résolution et calcul du flux	31
Choix des données	37
Calcul du refroidissement radiatif	38
Gradient de température pour l'équilibre conduction-rayonnement	40
Discussion des données. Conclusion	41
 <u>ABSORPTION DU RAYONNEMENT SOLAIRE</u>	 43
Absorption du rayonnement solaire direct	43
Echauffement dû à l'absorption du rayonnement solaire direct	48
Comparaison de l'échauffement et du refroidissement radiatif	48
Corrections dues à la diffusion et au rayonnement du ciel	49
Résultats	
 <u>CONCLUSION</u>	 56
 <u>BIBLIOGRAPHIE</u>	 57

