

50376

1972

N° d'ordre : 341

135

50376

1972

135

THESE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES
ET TECHNIQUES DE LILLE

pour le titre de

DOCTEUR DE SPÉCIALITÉ

par

PIERRE PRUVOST



CONTRIBUTION A L'ETUDE DES ECHANGES RADIATIFS ATMOSPHERE - OCEAN CALCUL DES FLUX DANS LA MER

•

Soutenu le 27 octobre 1972 devant la Commission d'examen

Membres du Jury

M. SCHILTZ	Président
Mme LENOBLE	Rapporteur
M. BRIDOUX	Examinateur
M. HERMAN	Examinateur

DOYENS HONORAIRES De l'Ancienne Faculté des Sciences

M. H. LEFEBVRE, PARREAU

PROFESSEURS HONORAIRES des Anciennes Facultés de Droit et
Sciences Economiques, des Sciences et des Lettres

ARNOULT, Mme BEAUJEU, MM. BEGHIN, BROCHARD, CAU, CHAPPELON, CHAUDRON, CORDONNIER,
DEHEUVELS, DEHORNE, DEHORS, FAUVEL, FLEURY, P. GERMAIN, HEIM DE BALSAC, HOCQUETTE,
LAMPE DE FERIET, KOURGANOFF, LAMOTTE, LELONG, Mme LELONG, LIEBAERT, MARTINOT-LAGARDE,
MAZET, MICHEL, NORMANT, PARISELLE, PASCAL, PAUTHENIER, PEREZ, ROIG, ROSEAU, ROUBINE,
SQUELLE, WIEMAN, ZAMANSKI.

PRESIDENT de l'UNIVERSITE

DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

DEFRETIN René

Professeur de Biologie Marine,
Directeur de l'Institut de
Biologie Maritime et Régionale de
Wimereux

PROFESSEURS TITULAIRES

BACCHUS Pierre	Astronomie
BEAUFILS Jean-Pierre	Chimie Générale
BECART Maurice	Physique
BIAYS Pierre	Géographie
BLOCH Vincent	Psychophysiologie
BONNEMAN Pierre	Chimie et Physico-Chimie Industrielle
BONTE Antoine	Géologie Appliquée
BOUGHON Pierre	Mathématiques
BOURIQUET Robert	Biologie Végétale
CAPET Marcel-Francis	Institut de Préparation aux Affaires
CELET Paul	Géologie
CONSTANT Eugène	Physique Industrielle-Electronique
CORSIN Pierre	Paléobotanique
DECUYPER Marcel	Mathématiques Générales
DEFRETIN René	Biologie Marine
DELATTRE Charles	Géologie Générale
DURCHON Maurice	Zoologie Générale et Appliquée
FAURE Robert	Mécanique
FOURET René	Physique
GABILLARD Robert	Radio-Electricité-Electronique
GEHU Jean-Marie	Institut Agricole
GLACET Charles	Chimie Organique
GONTIER Gérard	Mécanique
GUILLAUME Jean	Biologie Végétale
HEUBEL Joseph	Chimie Minérale
JOLY Robert	Biologie (Amiens)
LENOBLE Jacqueline	Physique Expérimentale
LOMBARD Jacques	Sociologie

PROFESSEURS TITULAIRES (suite)

M. MONTARIOL Frédéric	Chimie Appliquée
M. MONTREUIL Jean	Chimie Biologique
M. POUZET Pierre	Informatique
Me SCHWARTZ Marie-Hélène	Analyse Supérieure
M. TILLIEU Jacques	Physique Théorique
M. TRIDOT Gabriel	Chimie
M. VAILLANT Jean	Mathématiques
M. VIDAL Pierre	Automatique
M. VIVIER Emile	Biologie Animale
M. WERTHEIMER Raymond	Physique
M. ZEYTOUNIAN Radyadour	Mathématiques

PROFESSEURS A TITRE PERSONNEL

M. BOUISSET Simon	Physiologie Animale
M. DELHAYE Michel	Chimie
M. FLATRES Pierre	Géographie
M. LEBRUN André	Electronique
M. LINDER Robert	Botanique
M. LUCQUIN Michel	Chimie Physique
M. PARREAU Michel	Mathématiques Appliquées
M. PRUDHOMME Rémy	Droit et Sciences Economiques
M. SCHILTZ René	Physique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

M. BELLET Jean	Physique
M. BILLARD Jean	Physique
M. BODARD Marcel	Botanique
M. BOILLET Pierre	Physique
M. DERCOURT Jean-Michel	Géologie
M. DEVRAINNE Pierre	Chimie Minérale
M. GOUDMAND Pierre	Chimie Physique
M. GRUSON Laurent	Mathématiques
M. GUILBAULT Pierre	Biologie
M. LACOSTE Louis	Biologie
M. LANDAIS Jean	Chimie
M. LEHMANN Daniel	Mathématiques
M. LOUCHEUX Claude	Chimie
M. MAES Serge	Physique
M ^{le} MARQUET Simone	Mathématiques
M. MONTEL Marc	Physique
M. PANET Marius	I.E.E.A.
M. PROUVOST Jean	Minéralogie

MAITRES DE CONFERENCES (et chargés de fonctions)

M. ADAM Michel	Economie Politique
M. ANDRE Charles	Sciences Economiques
M. ANGRAND Jean-Pierre	Géographie
M. ANTOINE Philippe	Mathématiques
M. AUBIN Thierry	Mathématiques
M. BART André	Biologie
M. BEGUIN Paul	Mécanique des Fluides
M. BKOUCHE Rudolphe	Mathématiques
M. BOILLY Bénoni	Biologie
M. BONNEMAIN Jean-Louis	Biologie Végétale

MAITRES DE CONFERENCES (et chargés de fonctions) suite

M. BONNOT Ernest	Biologie Végétale
M. BOSCOQ Denis	Mathématiques
M. BRIDOUX Michel	Chimie
M. BRUYELLE Pierre	Géographie et Aménagement Spatial
M. CAPURON Alfred	Biologie Animale
M. CARREZ Christian	I.E.E.A.
M. CORDONNIER Vincent	Informatique
M. CORTOIS Jean	Physique
M. COULON Jean	I.E.E.A.
M. DEBOURSE Jean-Pierre	Sciences Economiques et Sociales
M. DEBRABANT Pierre	Sciences Appliquées
M. DELAUNAY Jean-Claude	Sciences Economiques et Sociales
M. DOUKHAN Jean-Claude	Physique
M. DRIEUX Baudouin	I.E.E.A.
M. DYMENT Arthur	Mathématiques
M. ESCAIG Bertrand	Physique
M. FONTAINE Jacques	Génie Electrique
M. FROELICH Daniel	Sciences Appliquées
M. GAMBLIN André	Géographie
M. GOBLOT Rémi	Mathématiques
M. GOSSELIN Gabriel	Sociologie
M. GRANELLE Jean-Jacques	Sciences Economiques
M. GUILLAUME Henri	Sciences Economiques et Sociales
M. HERMAN Maurice	Physique
M. JOURNEL Gérard	Sciences Appliquées
M ^{lle} KOSMANN Yvette	Mathématiques
M. KREMBEL Jean	Chimie
M. LABLACHE COMBIER Alain	Chimie
M. LAURENT François	Automatique
M. LAVAGNE Pierre	Sciences Economiques et Sociales
M ^{lle} LEGRAND Denise	Mathématiques
M ^{lle} LEGRAND Solange	Mathématiques
M ^e LEHMANN Josiane	Mathématiques
M. LENTACKER Firmin	Géographie et Aménagement Spatial
M. LEROY Yves	Electronique
M. LHENAFF René	Géographie
M. LOCQUENEUX Robert	Physique
M. LOUAGE Francis	Sciences Appliquées
M ^e MAILLET Monique	Sciences Economiques
M. MAIZIERES Christian	I.E.E.A.
M. MALAUSSENA Jean-Louis	Sciences Economiques et Sociales
M. MERIAUX Emile	Sciences de la Terre
M. MESSELYN Jean	Physique
M. MIGEON Michel	Chimie (Sciences Appliquées)
M. PAQUET Jacques	Sciences Appliquées
M. PARSY Fernand	Mathématiques
M. PECQUE Marcel	Chimie
M. PERROT Pierre	Chimie
M. PERTUZON Emile	Biologie
M. PONSOLLE Louis	Chimie (Valenciennes)
M. POVY Jean-Claude	Sciences Appliquées
M. RACZY Ladislas	Physique
M ^e RENVERSEZ Françoise	Sciences Economiques et Sociales
M. ROUSSEAU Jean-Paul	Physiologie Animale
M. ROY Jean-Claude	Biologie
M. SALMER Georges	Radio Electricité Electronique

MAITRES DE CONFERENCES (et chargés de fonctions) (Suite)

M. SEGUIER Guy
M. SIMON Michel
M. SLIWA Henri
M. SMET Pierre
M. SOMME Jean
M^{le} SPIK Geneviève
M. TOULOTTE Jean-Marc
M. TREANTON Jean-René
M. VANDORPÉ Bernard
M. VILETTE Michel
M. WATERLOT Michel
M^e ZINN JUSTIN Nicole

Electronique
Psychologie
Chimie
Physique
Géographie
Chimie Biologique
Sciences Appliquées
Sciences Economiques et Sociales
Chimie Physique
Génie Mécanique
Géologie
Mathématiques

A mes parents
A ma fiancée.

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Optique Atmosphérique de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, sous la direction de Madame LENOBLE, Professeur. Je tiens à lui exprimer ici mes sentiments de profonde reconnaissance pour les constants encouragements et les précieux conseils qu'elle m'a donnés.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur SCHILTZ qui a bien voulu me faire l'honneur de présider le jury, Monsieur BRIDOUX et Monsieur HERMAN d'avoir accepté d'en faire partie.

Je remercie l'ensemble du personnel du laboratoire de calcul numérique pour l'aide qu'il m'a apportée en particulier Monsieur COLSON et Monsieur GONZALES. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma sincère amitié.

Je tiens enfin à remercier tous mes collègues du laboratoire en particulier Monsieur FOUQUART et Monsieur LECOMTE pour leur amicale collaboration.

INTRODUCTION

Le mécanisme de transfert de chaleur dans la couche superficielle des océans est encore mal connu en partie à cause des difficultés expérimentales pour obtenir des mesures de températures dans cette région et en partie à cause des problèmes théoriques posés.

Dans ce travail nous nous proposons de faire une étude dans diverses conditions météorologiques des échanges de rayonnement au niveau de la mer et en profondeur. Ces échanges comprennent l'absorption du rayonnement solaire qui est surtout importante dans les premiers centimètres et l'absorption du rayonnement infrarouge qui ne concerne qu'une pellicule de surface de 10 ou 20 microns. Nous étudierons ensuite le bilan radiatif dans des conditions de temps clair. On en déduira une répartition de température dans la mer en tenant compte de la turbulence. Enfin nous aborderons une étude de transmissions pour calculer à l'avenir les flux dans l'atmosphère.

Le plan du travail se présente comme suit:

I - Rayonnement infrarouge

- 1) Etude théorique
- 2) Méthode de calcul
- 3) Influence des divers facteurs
- 4) Résultats.

II - Rayonnement solaire

- 1) Problème théorique
- 2) Flux au niveau de la mer
- 3) Flux dans la mer.

III - Bilan radiatif. Equilibre conduction rayonnement

- 1) Bilan d'énergie à l'interface
- 2) Etude de la température dans l'océan.

IV - Transmissions

- 1) Quasi random model
- 2) Résultats obtenus.

CHAPITRE - I -

RAYONNEMENT INFRAROUGE

INTRODUCTION

Nous nous proposons ici d'étudier quantitativement les échanges radiatifs mer-atmosphère dans le domaine infrarouge ($\lambda > 3\mu$) où le rayonnement solaire est négligeable.

Après avoir écrit les équations régissant le transfert de rayonnement dans l'ensemble atmosphère-océan, nous nous limiterons à étudier le rayonnement dans la mer et à l'interface, en supposant connu le rayonnement arrivant du ciel. Nous envisagerons l'influence sur le flux des divers paramètres en particulier : état du ciel et température de la mer.

I - ETUDE THEORIQUE DU TRANSFERT RADIATIF DANS L'ENSEMBLE MER-ATMOSPHERE

1) Position du problème et conventions:

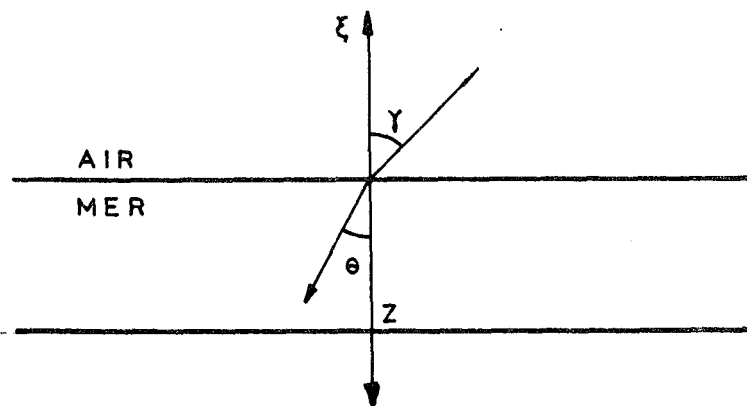
a - On considère la surface de séparation mer-atmosphère comme plane et horizontale, et les propriétés des deux milieux comme constantes dans un plan horizontal. Un point est repéré par sa profondeur z . Une direction est repérée par l'angle θ . On pose :

$$\mu = \cos \theta \text{ et } u = | \cos \theta |$$

De même dans l'air, un point est repéré par son altitude ξ et une direction par l'angle γ . On pose :

$$\rho = \cos \gamma \text{ et } r = | \cos \gamma |$$

Enfin, soit Z la profondeur de la mer.



b- Soit $N_\lambda = n_\lambda - im_\lambda$ l'indice complexe de l'eau. Son coefficient d'absorption K_λ s'écrit:

$$K_\lambda = \frac{4Im_\lambda}{\lambda} \quad (I - 1)$$

(indépendant de z car on considère une mer homogène).

Soit $R_\lambda(u)$ le coefficient de réflexion de la surface. La théorie de FRESNEL permet d'écrire $R_\lambda(u)$ sous la forme:

$$R_\lambda(u) = \left| \frac{Y - \cos \theta}{Y + N_\lambda^2 \cos \theta} \right|^2 (Y^2 \cos^2 \theta + \sin^4 \theta) \quad (I - 2)$$

en posant $Y = \sqrt{N_\lambda^2 - \sin^2 \theta}$

formule valable tant que $\theta \leq \theta_{\text{limite}}$ défini par :

$$\sin \theta_{\text{lim}} = \frac{1}{n_\lambda}$$

Pour $\theta > \theta_{\text{lim}}$ nous avons réflexion totale : $R_\lambda(u) = 1$.

Enfin, soit β_λ le coefficient d'absorption de l'air fonction de l'altitude ξ .

c - Conventions.

Nous appellerons I_λ la luminance énergétique monochromatique. D'autre part nous noterons, par commodité et ce, pour les deux milieux:

- I^+ : le rayonnement descendant.
- I^- : le rayonnement montant.

Les lettres A et M indiqueront que les grandeurs se rapporteront respectivement à l'atmosphère et à la mer.

2) Equations de transfert:

Dans l'air, la luminance énergétique du rayonnement de longueur d'onde λ se propageant dans la direction ρ à l'altitude ξ est définie par l'équation classique:

$$\rho \frac{\partial I_\lambda^A(\xi; \rho)}{\partial \xi} = -\beta_\lambda(\xi) \left[I_\lambda^A(\xi; \rho) - J_\lambda(\xi) \right] \quad (I-3)$$

De même dans la mer la luminance énergétique du rayonnement de longueur d'onde λ se propageant dans la direction μ à la profondeur z , s'écrit:

$$\mu \frac{\partial I_{\lambda}^M}{\partial z}(z; \mu) = -K_{\lambda} \left[I_{\lambda}^M(z; \mu) - n_{\lambda}^2 J_{\lambda}(z) \right] \quad (I-4)$$

où $J_{\lambda}(z$ ou $\xi)$ est la luminance du corps noir pour la longueur d'onde λ et la température $T(z$ ou $\xi)$. J est indépendant de la direction.

3) Conditions aux limites:

$$I_{\lambda}^{A+}(\xi = \infty) = 0 \quad (I-5)$$

(Le rayonnement arrivant au sommet de l'atmosphère est nul).

$$I_{\lambda}^{A-}(\xi = 0; r) = R_{\lambda}(u) I_{\lambda}^{A+}(\xi = 0; r) + \frac{1}{n_{\lambda}^2} [1 - R_{\lambda}(u)] I_{\lambda}^{M-}(\xi = 0; u) \quad (I-6)$$

Cette relation exprime que le rayonnement atmosphérique montant (à la surface) est égal à la somme de la partie réfléchie du rayonnement atmosphérique descendant et de la partie transmise du rayonnement montant de la mer.

$$I_{\lambda}^{M+}(z = 0; u) = R_{\lambda}(u) I_{\lambda}^{M-}(z = 0; u) + n_{\lambda}^2 [1 - R_{\lambda}(u)] I_{\lambda}^{A+}(\xi = 0; r) \quad (I-7)$$

L'interprétation de cette équation est analogue à la précédente. Toutefois, celle-ci se simplifie dans le cas où l'on a $\theta > \theta_{\text{limite}}$. Dans ce cas, on a:

$$I_{\lambda}^{M+}(z = 0; u) = I_{\lambda}^{M-}(z = 0; u) \quad (I-7b)$$

Enfin, on admet que le fond de la mer rayonne comme un corps noir à la température $T(Z)$.

$$I_{\lambda}^{M-}(z = Z; u) = n_{\lambda}^2 J_{\lambda}(Z) \quad (I-8)$$

En ce qui concerne l'atmosphère, nous prendrons:

$$J_{\lambda}(\infty) = 0 \quad \text{ou} \quad J_{\lambda}(\infty) = J_{\lambda}(T_S) \quad (I-9)$$

où T_S est la température des hautes couches atmosphériques (T_S étant faible, dans tous les cas et toutes choses égales par ailleurs, $J_\lambda(T_S)$ est très petit).

4) Intégration des équations de transfert:

a- L'intégration (I-4) donne immédiatement:

$$I_\lambda^{M^+}(z;u) = I_\lambda^{M^+}(0;u) \exp\left[-\frac{K_\lambda z}{u}\right] + \frac{K_\lambda n_\lambda^2}{u} \int_0^z J_\lambda(y) \exp\left[-\frac{K_\lambda(z-y)}{u}\right] dy \quad (I-10)$$

soit en intégrant par parties:

$$I_\lambda^{M^+}(z;u) = \left[I_\lambda^{M^+}(0;u) - n_\lambda^2 J_\lambda(z=0) \right] \exp\left[-\frac{K_\lambda z}{u}\right] + n_\lambda^2 J_\lambda(z) - n_\lambda^2 \int_0^z \frac{\partial J_\lambda}{\partial y}(y) \exp\left[-\frac{K_\lambda(z-y)}{u}\right] dy \quad (I-10b)$$

De la même manière, nous obtenons:

$$I_\lambda^{M^-}(z;u) = I_\lambda^{M^-}(Z;u) \exp\left[-\frac{K_\lambda(Z-z)}{u}\right] + \frac{K_\lambda n_\lambda^2}{u} \int_z^Z J_\lambda(y) \exp\left[-\frac{K_\lambda(y-z)}{u}\right] dy \quad (I-11)$$

Soit encore:

$$I_\lambda^{M^-}(z;u) = n_\lambda^2 J_\lambda(z) + n_\lambda^2 \int_z^Z \frac{\partial J_\lambda}{\partial y}(y) \exp\left[-\frac{K_\lambda(y-z)}{u}\right] dy + I_\lambda^{M^-}\left[(Z;u) - n_\lambda^2 J_\lambda(Z)\right] \exp\left[-\frac{K_\lambda(Z-z)}{u}\right] \quad (I-11b)$$

Par utilisation des conditions aux limites (I-7) et (I-8) et en remarquant que :

$$I_\lambda^{M^-}(0;u) = n_\lambda^2 J_\lambda(0) + n_\lambda^2 \int_0^Z \frac{\partial J_\lambda}{\partial y}(y) \exp\left[-\frac{K_\lambda y}{u}\right] dy \quad (I-12)$$

Les relations (I-10b) et (I-11b) s'écrivent:

$$I_\lambda^{M^+}(z;u) = n_\lambda^2 \left\{ \left[1 - R_\lambda(u) \right] \left[I_\lambda^{A^+}(0;r) - J_\lambda(z=0) \right] \exp\left[-\frac{K_\lambda z}{u}\right] \right.$$

$$\begin{aligned}
 & + R_{\lambda}(u) \int_0^Z \frac{\partial J_{\lambda}}{\partial y}(y) \exp\left[-\frac{K_{\lambda}(y+z)}{u}\right] dy \\
 & + J_{\lambda}(z) - \int_0^Z \frac{\partial J_{\lambda}}{\partial y}(y) \exp\left[-\frac{K_{\lambda}(z-y)}{u}\right] dy \} \quad (I-10 c)
 \end{aligned}$$

où $I_{\lambda}^{A+}(0; r)$ a la valeur définie plus loin par (I-13b)

$$I_{\lambda}^{M}(z; u) = n_{\lambda}^2 J_{\lambda}(z) + n_{\lambda}^2 \int_z^Z \frac{\partial J_{\lambda}}{\partial y} \exp\left[-\frac{K_{\lambda}(y-z)}{u}\right] dy \quad (I-11c)$$

b - L'intégration de (I-3) donne:

$$\begin{aligned}
 I_{\lambda}^{A+}(\xi; r) & = I_{\lambda}^{A+}(\infty; r) \exp\left[-\frac{1}{r} \int_{\xi}^{\infty} \beta_{\lambda}(\chi) d\chi\right] \\
 & + \frac{1}{r} \int_{\xi}^{\infty} \beta_{\lambda}(\chi) J_{\lambda}(\chi) \exp\left[-\frac{1}{r} \int_{\xi}^{\chi} \beta_{\lambda}(\chi') d\chi'\right] d\chi \quad (I-13)
 \end{aligned}$$

soit en intégrant par partie et avec (I-5)

$$\begin{aligned}
 I_{\lambda}^{A+}(\xi; r) & = -J_{\lambda}(\infty) t_{\lambda}(\xi, \infty, r) + J_{\lambda}(\xi) \\
 & + \int_{\xi}^{\infty} \frac{\partial J_{\lambda}}{\partial \chi}(\chi) t_{\lambda}(\xi, \chi, r) d\chi \quad (I-13b)
 \end{aligned}$$

où de manière générale on désigne par :

$$t_{\lambda}(\xi_1, \xi_2, r) = \exp\left[-\frac{1}{r} \int_{\xi_1}^{\xi_2} \beta_{\lambda}(\chi) d\chi\right] \quad (I-14)$$

la transmission de la couche comprise entre les altitudes ξ_1 et ξ_2 sous l'angle r .

De la même manière, nous obtenons:

$$\begin{aligned}
 I_{\lambda}^{A-}(\xi; r) & = I_{\lambda}^{A-}(0; r) \exp\left[-\frac{1}{r} \int_0^{\xi} \beta_{\lambda}(\chi) d\chi\right] \\
 & + \frac{1}{r} \int_0^{\xi} \beta_{\lambda}(\chi) J_{\lambda}(\chi) \exp\left[-\frac{1}{r} \int_{\chi}^{\xi} \beta_{\lambda}(\chi') d\chi'\right] d\chi \quad (I-15)
 \end{aligned}$$

Soit encore en intégrant par parties:

$$I_{\lambda}^A(\xi; r) = \left[I_{\lambda}^A(0; r) - J_{\lambda}(\xi=0) \right] t_{\lambda}(0, \xi, r) + J_{\lambda}(\xi) - \int_0^{\xi} \frac{\partial J_{\lambda}(x)}{\partial x} t_{\lambda}(x, \xi, r) dx \quad (I-15b)$$

En utilisant les expressions (I-6), et $I_{\lambda}^M(0; r)$ déduite de (I-13b), nous obtenons:

$$I_{\lambda}^A(\xi; r) = \left[1 - R_{\lambda}(u) \right] \left[\frac{1}{n_{\lambda}^2} I_{\lambda}^M(0; u) - J_{\lambda}(\xi=0) \right] t_{\lambda}(0, \xi, r) - R_{\lambda}(u) J_{\lambda}(\infty) t_{\lambda}(0, \infty, r) t_{\lambda}(0, \xi, r) + R_{\lambda}(u) \int_0^{\infty} \frac{\partial J_{\lambda}(x)}{\partial x} t_{\lambda}(0, \xi, r) t_{\lambda}(0, x, r) dx + J_{\lambda}(\xi) - \int_0^{\xi} \frac{\partial J_{\lambda}(x)}{\partial x} t_{\lambda}(0, \xi, r) t_{\lambda}(0, x, r) dx \quad (I-15c)$$

où $I_{\lambda}^M(0; u)$ est donné par (I-12).

5) Flux et échauffement radiatif:

a- Le flux radiatif monochromatique dans la mer à la profondeur z s'exprime facilement à partir des luminances:

$$F_{\lambda}^M(z) = 2\pi \int_{-1}^{+1} \mu I_{\lambda}^M(z; \mu) d\mu \quad (I-16)$$

Soit en séparant rayonnement montant et descendant:

$$F_{\lambda}^M(z) = 2\pi \int_0^{+1} \mu I_{\lambda}^{M+}(z; \mu) du - 2\pi \int_0^{+1} \mu I_{\lambda}^{M-}(z; \mu) du \quad (I-17)$$

$$F_{\lambda}^M(z) = F_{\lambda}^{M+}(z) - F_{\lambda}^{M-}(z) \quad (I-17b)$$

$F_{\lambda}^M(z)$ apparaît comme la différence entre les flux descendant et montant.

On en déduira les variations de flux:

$$h_{\lambda}(z) = \frac{\partial F_{\lambda}(z)}{\partial z} = 2\pi \int_0^{+1} u \frac{\partial I_{\lambda}^{M^+}(z,u)}{\partial z} du - 2\pi \int_0^{+1} u \frac{\partial I_{\lambda}^{M^-}(z;u)}{\partial z} du \quad (I-18)$$

avec, en utilisant (I-10b) et (I-11b):

$$\begin{aligned} \frac{\partial I_{\lambda}^{M^+}(z;u)}{\partial z} &= \frac{n_{\lambda}^2 K_{\lambda}}{u} \left\{ \left[1 - R_{\lambda}(u) \right] \left[J_{\lambda}(z=0) - I_{\lambda}^{A^+}(0;r) \right] \exp \left[-\frac{K_{\lambda} z}{u} \right] \right. \\ &\quad \left. - R_{\lambda}(u) \int_0^z \frac{\partial J_{\lambda}(\xi)}{\partial \xi} \exp \left[-\frac{K_{\lambda}(\xi+z)}{u} \right] d\xi \right. \\ &\quad \left. + \int_0^z \frac{\partial J_{\lambda}(\xi)}{\partial \xi} \exp \left[-\frac{K_{\lambda}(z-\xi)}{u} \right] d\xi \right\} \quad (I-19) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial I_{\lambda}^{M^-}(z;u)}{\partial z} = \frac{K_{\lambda} n_{\lambda}^2}{u} \int_z^Z \frac{\partial J_{\lambda}(\xi)}{\partial \xi} \exp \left[-\frac{K_{\lambda}(\xi-z)}{u} \right] d\xi \quad (I-20)$$

Des expressions analogues sont obtenues pour les flux dans l'air.

b - Enfin, le flux radiatif total à la profondeur ou l'altitude y s'écrira:

$$F(y) = \int_0^{\infty} F_{\lambda}(y) d\lambda \quad (I-21)$$

De même, la variation de flux $h(y)$ s'écrira:

$$h(y) = \frac{\partial F(y)}{\partial y} \quad (I-22)$$

$$\text{Nous en déduisons l'échauffement: } \frac{\partial T(y)}{\partial t} = -\frac{1}{\rho c} h(y) \quad (I-23)$$

où t est le temps, ρ la masse spécifique du milieu et c sa capacité calorifique.

6) Conclusion

L'ensemble des expressions ci-dessus résoud en principe complètement le problème du transfert radiatif dans l'océan et l'atmosphère. La difficulté essentielle que pose leur utilisation réside dans le choix des fonctions de transmission atmosphérique pour le calcul des flux dans l'air.

C'est pourquoi nous avons choisi d'abord d'utiliser des données expérimentales sur le rayonnement du ciel arrivant au sol comme conditions aux limites et de calculer les flux dans la mer.

Nous avons commencé un travail sur les fonctions de transmission (cf ANNEXE). Ceci nous permettra d'aborder prochainement le calcul des flux dans l'atmosphère.

II - CHOIX DES DONNEES ET METHODES DE CALCUL

1) La luminance monochromatique du corps noir à une température T s'écrit:

$$J(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{k\lambda T}\right)^{-1}} \quad (I - 24)$$

2) Modèles de ciels:

a) Nous avons envisagé quatre cas de ciel: ciel clair, ciel couvert de cirrus fins, ciel couvert de cumulus et enfin ciel couvert de nuages bas.

En ce qui concerne les trois premiers types de ciel nous avons exploité les mesures faites par OETJEN, BELL, EISNER et YOUNG à COCOA BEACH (Floride) (référence I-1). Ces mesures sont représentées par les figures I-1a à d. Les figures I-1a et I-1b représentant respectivement deux modèles de ciel à des températures $T_A = 300$ K et 281 K. La figure I-1c représente un ciel couvert de cirrus fins ($T_A=301$ K). La figure I-1d représente un ciel couvert de cumulus ($T_A=283$ K).

Quant au ciel couvert de nuages bas nous avons admis qu'il rayonnait comme un corps noir à la température de l'atmosphère. Nous avons pris $T_A= 281$ et 300 K.

b) Pour calculer les flux il nous faut examiner les variations de la luminance du ciel en fonction de la direction et de la longueur d'onde et ce, en particulier dans la zone 7,5-13,6 microns. Nous avons ainsi choisi cinq et six intervalles d'intégration sur la direction respectivement pour le ciel clair et le ciel couvert de cirrus. Ainsi dans ces intervalles on peut considérer que la variation de la luminance est quasi linéaire.

Pour $\lambda < 7,5$ et $\lambda > 13,6$ microns la luminance du ciel à la surface de la mer est sensiblement celle du corps noir pour une température égale à celle de l'atmosphère au niveau de la mer.

c) Nous avons considéré le domaine spectral 3-40 microns. En deçà et au-delà de cette zone le rayonnement du ciel est négligeable. Pour intégrer sur la longueur d'onde nous avons pris un pas d'un demi-micron. Ce pas est suffisant car il conserve dans tous les cas la définition du modèle de ciel choisi.

3) Indices de l'eau:

Dans la zone 3-40 microns nous avons utilisé les données des indices complexes de l'eau de PONTIER ET DECHAMBENOY (référence 1-2). Leurs données sont les plus détaillées.

De la donnée des indices imaginaires nous pouvons en déduire les coefficients d'absorption de l'eau par la formule (I-1) et les pouvoirs de réflexions par la formule (I-2).

4) Nous fixerons la température de l'air TA et la température de l'eau IMO à l'interface ainsi que le gradient de température dans l'eau que nous prendrons linéaire.

5) Nous calculerons les flux à diverses profondeurs. Les résultats montrent qu'il est intéressant d'examiner ce qui se passe dans une couche d'épaisseur 40 microns comme suit:

- de $z = 0$ à $z = 2,4\mu$ par pas de $0,4\mu$
- de $z = 4\mu$ à $z = 10\mu$ par pas de 2μ
- pour $z = 20, 30, 40$ microns.

6) Données :

Pour calculer l'échauffement nous prendrons:

$$\rho = 1,03 \text{ g cm}^{-3}$$

$$c = 4,12 \times 0,93 = 3,8296 \text{ joule gramme}^{-1} \text{ degré}^{-1}$$

7) Intégration:

Enfin dans le calcul numérique, nous avons à calculer des intégrales du type (voir formule I-10 c et I-11 c)

$$I = \int_{\alpha}^Z \frac{\partial J_{\lambda}}{\partial y} \exp \left[\pm \frac{K_{\lambda}(y \pm x)}{u} \right] dy$$

On considère que Z est la profondeur jusque laquelle agit le gradient. Au delà on considère le cas d'une température uniforme égale à T(Z).

$$\frac{\partial J_{\lambda}}{\partial y} = a \frac{\partial J_{\lambda}}{\partial T} \quad \text{avec} \quad a = \frac{\partial T}{\partial y}$$

En prenant un gradient linéaire a est une constante.

On a encore:

$$\frac{\partial J_{\lambda}}{\partial T} = \frac{2h^2 c^2}{k \lambda^5} \frac{1}{[T(y)]^4} \frac{\exp \left(-\frac{hc}{k\lambda T} \right)}{\left[\exp \left(-\frac{hc}{k\lambda T(y)} \right) - 1 \right]^2}$$

L'intégrale I s'écrit encore:

$$I = a \int_{\alpha}^Z \frac{\partial J_{\lambda}}{\partial T} \exp \left[\pm \frac{K_{\lambda}(y \pm x)}{u} \right] dy$$

Le premier terme de l'intégrale varie très peu vis à vis de l'autre. Compte-tenu de cette remarque, pour calculer I nous avons employé une méthode d'intégration semi-analytique. Pour cela nous avons divisé l'intervalle d'intégration en n intervalles. A l'intérieur de ces intervalles nous avons considéré le premier terme constant et égal à sa valeur moyenne sur l'intervalle. Il nous restait donc à calculer l'intégrale sur le second terme. On peut ainsi écrire:

$$I = \sum_{j=1}^{n-1} \frac{1}{2} \left(\frac{\partial J_{\lambda}}{\partial T_j} + \frac{\partial J_{\lambda}}{\partial T_{j+1}} \right) \int_{u_j}^{u_{j+1}} \exp \left[\pm \frac{K_{\lambda}(y \pm x)}{u} \right] dy$$

Dans ce calcul nous avons testé n = 5, 10, 15. La convergence des résultats est rapide. Compte-tenu de la bonne précision des résultats (erreur relative $< 10^{-3}$) nous avons pris cinq intervalles. Ceci nous permet de réaliser le calcul de façon appréciable sur la calculatrice.

8) Organigramme:

L'organigramme du programme de calcul des flux est représenté sur la figure I -2.

III - INFLUENCE DE DIVERS FACTEURS

Pour un type de ciel donné nous avons étudié l'influence de divers facteurs. Nous verrons si on peut ou non les négliger afin de simplifier le calcul.

Nous étudierons l'influence:

- d'un gradient de température
- de la réflexion de l'eau
- de la variation spatiale du rayonnement du ciel

Nous indiquerons également l'ordre de grandeur des flux aux grandes profondeurs.

1°) Influence d'un gradient de température:

Nous avons envisagé l'influence de divers gradients de température linéaires dans le cas suivant: ciel clair (atmosphère à la température de 300 K) et température superficielle de la mer égale à 290K.

Dans le tableau I-1 nous avons mentionné les divers gradients avec leur profondeur d'action.

Nous constatons qu'un gradient de $10^{\circ} \text{ C cm}^{-1}$ (négatif ou positif) n'a qu'une influence minime sur le flux en surface (environ $2 \cdot 10^{-3}$ en valeur relative). Quant au refroidissement radiatif les résultats varient de 2% au plus. C'est encore peu, comme nous le verrons, si on le compare à l'influence d'autres facteurs.

Gradient de température	$F(z=0)$ ($W\ cm^{-2}$)	$\frac{\partial T}{\partial t} = z=0)$ ($^{\circ}Cs^{-1}$)
$0^{\circ}\ Ccm^{-1}$	- 0,002310	- 0,1503
$+10^{\circ}\ Ccm^{-1}$ (sur 0,1cm)	- 0,002314	- 0,1476
$-10^{\circ}\ C\ cm^{-1}$ (sur 0,1cm)	-0,002306	-0,1530
$+ 10^{\circ}\ C\ cm^{-1}$ (sur 1 cm)	- 0,002314	- 0,1476
$+ 100^{\circ}\ C\ cm^{-1}$ (sur 1 cm)	- 0,002361	- 0,1202

Tableau I -1

Si l'on tient compte de la précision des calculs (données de la luminance du ciel) et surtout de l'importance des autres paramètres on ne s'éloignera pas d'un cas réel si on prend la mer à une température constante. On peut encore comparer l'influence du gradient à celle de la température de surface. Par exemple on comparera les deux premières lignes du tableau I - 1 avec les résultats obtenus dans le tableau I -2 pour des températures de la mer égales à 289, 290, 291 K. On constate là encore le rôle minime d'un gradient de température (de valeur pourtant importante).

Enfin on a envisagé le cas d'un gradient de température énorme: $100^{\circ}\ C\ cm^{-1}$. Avec un tel gradient la variation relative de flux n'est encore que de 2,5% . L'influence sur les échauffements devient notable: 20% environ.

Examinons ce qui se passe en profondeur. L'importance du gradient croît légèrement avec la profondeur.

Par exemple à une profondeur de dix microns un gradient de $10^{\circ} \text{ C cm}^{-1}$ provoque une variation de flux de 1% environ.

TMO (K)	$F(z=0)$ (Wcm^{-2})	$\frac{\partial T}{\partial t}(z=0)$ ($^{\circ}\text{C s}^{-1}$)
289	- 0,00176	+ 0,216
290	- 0,00231	- 0,150
291	- 0,00286	- 0,520

Tableau I -2

Plus loin à une profondeur $z = 40\mu$ l'effet du gradient précédent provoque des variations relatives de flux très importantes mais qui portent sur des quantités de flux déjà négligeables: à cette profondeur les flux valent environ $2 \cdot 10^{-3}$ de ce qu'ils sont à la surface. Ces constatations sont identiques pour les échauffements dans les mêmes proportions.

Dans la suite négliger la valeur d'un gradient possible dans la mer se révélera une hypothèse très bonne. D'autre part cette étude faite dans un cas particulier donne les mêmes conclusions dans les autres cas. Il s'avère donc enfin inutile de poursuivre ce problème en envisageant d'autres gradients par exemple.

2°) Influence de la réflexion de l'eau

Nous avons fait les calculs de flux et d'échauffement d'une part en tenant compte de la réflexion, d'autre part en négligeant celle-ci. Dans le cas d'un ciel clair (atmosphère à 300 K voir figure I-1a). Nous avons fait le calcul pour quelques valeurs de la température de la mer TMO. Ses résultats obtenus sont rassemblés dans le tableau I -3 en ce qui concerne la surface de la mer.

TA = 300K	F(z=0) (Wcm ⁻²)		$\frac{\partial T}{\partial t}$ (z=0) (°C s ⁻¹)	
	R(u)=0	R(u)≠ 0	R(u)=0	R(u)≠0
275	+0,00574	+0,00534	+5,42	+5,05
290	-0,00222	-0,00231	-0,0437	-0,150
300	-0,00825	-0,00812	-4,06	-3,98
310	-0,0143	-0,0145	-8,46	-8,11

Tableau - I -3

L'influence de la réflexion se traduit selon les cas par une variation relative des flux de l'ordre de quelques pour cent jusque 10%. On constate que cette variation ne suit pas de loi précise. De manière générale la réflexion joue un rôle analogue sur les échauffements. Dans les autres cas (calculs de flux avec d'autres modèles de ciels) on arrive aux mêmes constatations.

Enfin la figure I -3 nous montre l'influence de la réflexion avec la profondeur (ciel clair TA= 300K, TM = 290K). Celle-ci diminue très rapidement avec la profondeur. Vers une profondeur de 8 à 10 microns les courbes représentatives sont pratiquement confondues.

En conclusion on peut dire que le rôle de la réflexion n'est en général pas très important mais non négligeable parfois. D'autre part son rôle s'exerce jusque une profondeur de dix microns environ. Or nous verrons justement que c'est la couche 0-10 microns qui nous intéressera au plus haut point. Pour ces raisons nous avons tenu compte de la réflexion dans nos calculs.

3°) Influence de la répartition de luminance du ciel

Dans un travail précédent (référence I-3) nous avons fait le calcul des flux en attribuant comme luminance du ciel une luminance moyenne définie par :

$$I_{\lambda}^A = \frac{1}{\pi} \int_0^1 r I_{\lambda}^A(o;r) dr \quad (I-25)$$

Nous avons refait le calcul dans le même cas c'est-à-dire avec le ciel clair obtenu par OETJEN (référence I -1) correspondant à une température atmosphérique de 300 K. Cette fois nous avons pris ce ciel réel. La figure I -4 représente les résultats obtenus dans deux cas: températures de la mer égales à 290 et 300K. Il y est tenu compte de la réflexion.

On constate que l'écart entre les résultats obtenus est très important et qu'il subsiste en profondeur. On peut expliquer ceci en examinant l'expression I - 10c de la luminance descendante. La relation I - 10 c, en considérant un gradient de température nul, devient:

$$I_{\lambda}^M(z;u) = n_{\lambda}^2 \left\{ \begin{aligned} & \left[1 - R(u) \right] \left[I_{\lambda}^{A+}(0;r) - I_{\lambda}(z=0) \right] \\ & \exp \left(- \frac{K_{\lambda} z}{u} \right) + J_{\lambda}(z) \end{aligned} \right\} \quad (I-9d)$$

D'une part on constate (voir figure I-1) que la luminance du ciel varie peu pour une direction d'observation comprise entre 0° et 60° (avec la normale) pour une longueur d'onde donnée. Dans cette même zone le pouvoir réflecteur est faible et croît très lentement (QUENEY-référence I-4). Le premier terme de I-10 est important. Pour des directions comprises entre 60 et 90°, le pouvoir réflecteur croît très vite ainsi que la luminance du ciel. La luminance descendante décroît alors rapidement. Ceci explique l'écart enregistré entre les courbes de la figure I -4.

On abandonnera donc dans la suite la notion de ciel uniforme. Les luminances du ciel prises au niveau de la mer seront fonction de la direction et de la longueur d'onde.

4°) Flux aux grandes profondeurs

Nous avons calculé les flux à de grandes profondeurs: 1, 10, 100 cm. Ceux-ci décroissent très forts et deviennent ainsi rapidement négligeables quels que soient les cas envisagés. Ceci est dû à la très forte absorption de l'eau dans l'infrarouge (figure I- 5a). Dans le cas d'un ciel clair (atmosphère et mer à 300 K) les calculs nous donnent:

- à z = 10 cm le flux vaut de l'ordre de 10^{-12} W cm⁻² et un échauffement de l'ordre de 10^{-13} °C s⁻¹.

- à z = 1 m le flux est nul et l'échauffement est de l'ordre de 10^{-35} °C s⁻¹.

Comme nous le verrons encore par la suite les résultats nous montrent qu'il faut considérer une couche peu épaisse (10 à 20 microns) à partir de la surface. Au delà les flux sont peu importants voire négligeables.

IV - RESULTATS

Nous avons calculé les flux et échauffements avec les modèles de ciels définis au § II et pour diverses températures de mer.

1°) Ciels clairs

Les figures I -6a et I-6b représentent respectivement les flux et échauffement dans le cas d'un ciel clair à 300 K et pour diverses températures de la mer (de 285 à 310 K tous les 5 degrés) en fonction de la profondeur. On note que la décroissance des flux (en valeur absolue), est très rapide: c'est pourquoi nous nous sommes limités à une profondeur de dix microns. Cette décroissance est particulièrement marquée pour des températures de la mer élevées (flux perdus par la mer importants). La courbe tracée pour $T_M = 300$ K nous donne la contribution de la fenêtre atmosphérique (7,5 - 13,6 microns). Pour des températures de la mer plus basses. La décroissance des flux se fait moins nette (voir courbe correspondant à $T_M = 290$ K). La mer étant plus froide que l'atmosphère, les échanges ne se font plus uniquement dans le sens mer- atmosphère. Hors de la fenêtre atmosphérique les échanges se font dans l'autre sens; en même temps la contribution de la fenêtre diminue. A une température de la mer voisine de 285K le flux devient un flux gagné par la mer. Toutefois vers $z = 1$ micron le flux est à nouveau un flux perdu par la mer. Celui-ci est maximum vers $z = 5$ à 6 microns puis décroît vers zéro. L'apport de flux par l'atmosphère provoque un échauffement à la surface mais qui diminue rapidement en profondeur (figure I - 6b) pour devenir ensuite un refroidissement. Pour des températures T_M plus faibles (275 -280 K) le flux est un flux gagné par la mer en surface et en profondeur d'autant plus fort que la mer est froide.

L'allure des courbes représentant les échauffements (figure I - 6b) est analogue aux courbe précédentes.

On peut faire les mêmes constatations: décroissance rapide en profondeur, d'autant plus rapide que la mer est plus chaude. Vers $T_M = 289K$ on note d'abord un échauffement à la surface et près de la surface puis un refroidissement en profondeur. Le flux quoique perdu par la mer croît momentanément en profondeur ce qui provoque un échauffement: c'est à nouveau un refroidissement quand le flux redécroit.

Nous avons fait les calculs dans le cas d'un ciel clair froid (281K) en faisant varier la température de la mer. L'allure des courbes de flux et refroidissement est tout à fait similaire (nous ne les avons pas reproduites). Outre les remarques faites précédemment on note que la contribution de la fenêtre atmosphérique est moins importante (mer et atmosphère à la même température). Nous avons reporté les résultats dans le tableau I - 4:

CIELS CLAIRS $T_A = T_M$	$F(0)$ (Wcm^{-2})	$\frac{\partial T}{\partial t} (z=0)$ $(^{\circ}C s^{-1})$
281	-0,00507	-4,64
300	-0,00812	-3,98

Tableau I - 4

b) Ciel couvert de cirrus

Pour un ciel couvert de cirrus (référence I - 1) et une atmosphère à 301K nous avons représenté les flux et échauffements radiatifs respectivement sur les figures I -7a et I -7b pour diverses températures de la mer (de 290 - à - 310 K tous les 5 degrés). On peut faire les mêmes remarques que dans les cas précédents. La contribution de la fenêtre atmosphérique est moins importante que dans le cas du ciel clair. Ce résultat est logique car les cirrus ont pour rôle alors de minimiser l'influence de l'ozone. Nous avons reproduit dans le tableau I -5 les résultats comparatifs:

CIEL	$F(0)$ (Wcm^{-2})	$\frac{\partial T}{\partial t}$ (z=0) ($^{\circ}C s^{-1}$)
CLAIR (300K)	-0,00812	-3,98
CIRRUS(301K)	-0,00537	-2,58

Tableau I -5

c) Ciel très nuageux

Nous avons reproduit sur les figures I -8 a et b les résultats relatifs à une atmosphère à 300 K. Les courbes ont la même allure que dans les cas précédents. On trouve évidemment ici que le rôle de la fenêtre atmosphérique est nul, la mer et le nuage étant deux corps noirs rayonnent à la même température.

d) Ciel couvert de cumulus

Dans ce cas le rayonnement arrivant au niveau de la mer est celui du corps noir à la température de l'atmosphère (283K) dans la zone $\lambda < 7,5$ et $\lambda > 13,6\mu$. Dans la fenêtre 7,5 -13,6 μ le nuage émet comme un corps noir à la température de la base du nuage (263K). Les figures I -9a et b représentent les résultats obtenus.

e) Conclusions

Pour les différents types de ciels (clair - cirrus - très couvert) correspondant à des températures de l'atmosphère semblables (300-301K) nous avons reproduit sur la figure I - 10 les flux en fonction de la profondeur pour des températures de la mer extrêmes envisagées (TM= 275 et 310K). Ceci nous donne une idée quantitative des flux dans des cas que l'on peut rencontrer.

Dans les mêmes cas que ci-dessus nous avons représenté sur les figures I -11 a et b respectivement les flux superficiels en fonction de la température de la mer et dans les mêmes conditions les échauffements superficiels. On constate que les courbes sont à peu près linéaires.

On remarque que quelle que soit la température de l'eau on a approximativement:

$$\begin{aligned} |F(z=0; \text{ciel clair}) - F(z=0; \text{cirrus})| &\approx 0,0025 \text{ W cm}^{-2} \\ |F(z=0; \text{ciel clair}) - F(z=0; \text{ciel couvert bas})| &\approx 0,0080 \text{ W cm}^{-2} \end{aligned}$$

V - CONCLUSION

Nous avons calculé les flux dans quelques cas (types de ciels, températures de la mer) qui nous permettent de situer la plupart des atmosphères que l'on puisse rencontrer. D'autre part nous avons pu mettre en évidence le rôle négligeable d'un fort gradient de température et le rôle non négligeable de la réflexion. On a vu l'importance de considérer la répartition spatiale de la luminance du ciel. Les résultats nous ont montré l'importance de la couche allant de la surface jusque dix microns de profondeur. Enfin on a vu dans divers cas le rôle de la fenêtre atmosphérique.

CHAPITRE -II -

RAYONNEMENT SOLAIRE

INTRODUCTION

Nous nous proposons, en un lieu de Méditerranée (latitude 42° N- longitude 6° E), d'étudier quantitativement les flux solaires dans la mer par temps clair à diverses époques. Il nous faut connaître pour cela le flux solaire direct arrivant au niveau de la mer. Des mesures ont été faites par divers auteurs dans quelques cas (exemple: MOON a mesuré le rayonnement solaire direct pour diverses masses d'air $m = 1, 2, 3, 4, 5$). Ces mesures sont inexploitable car il est alors difficile d'y faire varier les caractéristiques de l'atmosphère ainsi que la date. Nous sommes donc partis du rayonnement solaire direct arrivant au-dessus de l'atmosphère.

I - PROBLEME THEORIQUE

1) Examen des divers facteurs

a - Hors de l'atmosphère.

Nous avons besoin évidemment de connaître le spectre solaire dans la zone $0,3 - 5\mu$. Ce spectre mesuré par divers auteurs (références II.1, II.2, II.3) est bien connu. Nous utiliserons les valeurs de MOON. Celui-ci précise en effet exactement les conditions dans lesquelles il l'a obtenu: pour la distance moyenne terre-soleil R_0 et ce dans un plan perpendiculaire à la direction du soleil au-dessus de l'atmosphère (référence II.1 et figure II.1).

b - Influence de l'atmosphère:

Il importe de bien connaître le trajet dans l'atmosphère, donc la hauteur du soleil au-dessus de l'horizon. D'autre part, il faut considérer les divers facteurs physiques suivants: la diffusion Rayleigh, la diffusion par les poussières et l'absorption par les divers composants.

2) Méthode employée

Pour un trajet donné, nous avons calculé la transmission atmosphérique pour la masse d'air correspondante et ce , en monochromatique. Nous pourrions donc en déduire les flux monochromatiques au niveau de la mer puis à diverses profondeurs et enfin les flux globaux.

3) Transmissions

Nous allons d'abord calculer la hauteur du soleil puis en déduire la masse d'air avant de passer au calcul des transmissions proprement dit.

a - Hauteur du soleil - Masse d'air:

La hauteur h du soleil est calculée à partir de la relation:

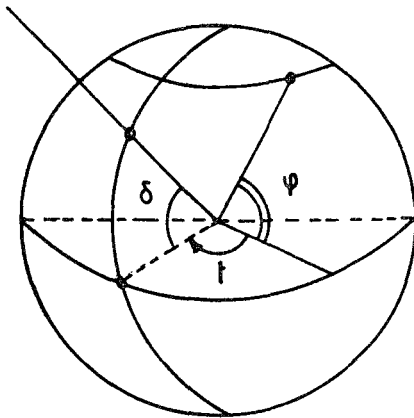
$$\sin h = \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos t \quad (\text{II.1})$$

où l'on a :

ϕ : latitude géographique (ici 42°N)

δ : déclinaison du soleil.

t : angle horaire.



On a : $t = 0$ à 12 h T.S.V.

Nous avons pris l'année 1970 pour les données de δ (référence II-4 et tableau II.1).

La masse d'air m est définie par le rapport suivant:

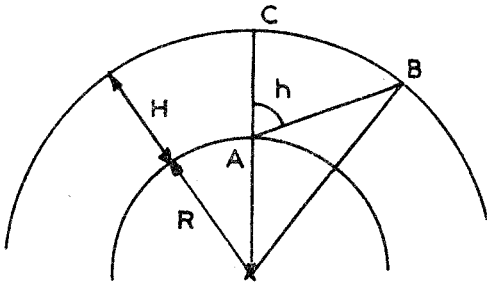
$$m = \frac{l_h}{l_z}$$

où : - l_z : longueur du trajet atmosphérique en direction du zénith.
- l_h : longueur du trajet atmosphérique pour une hauteur h du soleil.

Nous avons encore: $m = \frac{(BA)}{(CA)}$

avec R : rayon de la terre.

H : hauteur d'atmosphère réduite à une pression de une atmosphère et une température T.



Pour $T_0 = 273$ K, on a $H_0 = 7,991$ km. D'où $H = H_0 \frac{T}{273}$

En tenant compte de la courbure de la terre, nous avons:

$$m = \left[\left(\frac{R}{H} \cos h \right)^2 + \frac{2R}{H} + 1 \right]^{1/2} - \frac{R}{H} \cos h. \quad (\text{II.2})$$

Pour $h < 70^\circ$, on peut considérer que l'on a une couche parallèle. Dans ce cas, la formule (II.2) devient:

$$m = \frac{1}{\cos h} \quad (\text{II.3})$$

b) Transmissions:

Nous allons exprimer quantitativement l'influence des divers facteurs qui interviennent dans les transmissions.

α) Facteurs atmosphériques:

La diffusion Rayleigh, importante essentiellement dans les courtes longueurs d'onde interviendra dans le calcul par l'expression du coefficient d'extinction de Rayleigh (référence II.2) en fonction de la longueur d'onde λ (exprimée en microns) pour une colonne d'air verticale de section unité:

$$a_{r,\lambda} = 0,00892 \lambda^{-4,05} \quad (\text{II.4})$$

Dans l'expression de $a_{r,\lambda}$ sont incluses également les corrections de réfraction et d'anisotropie des molécules d'air.

La diffusion par les poussières est aussi non négligeable dans les courtes longueurs d'onde. Le coefficient d'extinction correspondant $a_{d,\lambda}$ est donné par la formule empirique suivante (référence II.6):

$$a_{d,\lambda} = B(2\lambda)^{-\alpha} \quad (\text{II.5})$$

où : $-\lambda$ est exprimé en microns.

$-\alpha$ est un exposant variable ($0 < \alpha < 4$). Ici nous avons pris $\alpha = 1,5$. Cela correspond à des conditions de beau temps (sans nuages ni brume).

$-B$ est le coefficient de turbidité variable en fonction de la latitude ϕ du lieu suivant la formule d'ANGSTRÖM (référence II.7):

$$B_{\phi} = 0,0924 + 0,196 \cos^2 \phi \quad (\text{II.6})$$

Nous allons examiner les différents constituants dans le domaine de longueurs d'onde $0,2 - 5\mu$. En deçà de $0,3\mu$ les radiations sont absorbées par l'azote ($\lambda \leq 0,13\mu$), à l'oxygène ($\lambda \leq 0,18\mu$) et l'ozone ($\lambda \leq 0,3\mu$). Au delà de $2,2 \mu$ le rayonnement solaire arrivant au-dessus de l'atmosphère est peu important (2%). De plus, au niveau de la mer, ce dernier est en grande partie absorbé par le gaz carbonique (bandes à $2,7 \mu - 4,3 \mu - 4,8\mu$) et par la vapeur d'eau (bande à $2,7\mu$).

Nous nous limiterons au domaine $0,2 - 2,2\mu$. Dans cette zone la vapeur d'eau et l'ozone sont les constituants influant le plus sur le rayonnement:

- ozone (bandes de HARDLEY-HUGGINS de $0,2$ à $0,35\mu$ arrêtant le rayonnement tel que $\lambda < 0,3\mu$ et aussi les bandes de CHAPPUIS de $0,45$ à $0,75\mu$ d'effet moins important).

- eau (bandes à $0,87\mu - 1,13\mu - 1,37\mu - 1,89\mu$).

Enfin, mentionnons l'oxygène qui a des bandes d'absorption à $0,69$ et $0,76 \mu$ dont le rôle est secondaire.

β) Calcul des transmissions:

La transmission monochromatique due à la diffusion Rayleigh et à la diffusion par les aérosols, pour une masse d'air m , s'écrit:

$$\tau_{d,\lambda} = \exp \left[- m (a_{r,\lambda} + a_{d,\lambda}) \right] \quad (\text{II.7})$$

La transmission due à l'oxygène s'écrira:

$$\tau_{ox,\lambda} = \exp \left[- m H_{ox} k_{ox,\lambda} \right] \quad (\text{II.8})$$

où H_{Ox} est la hauteur réduite d'oxygène contenu dans l'atmosphère. Dans le calcul de H_{Ox} nous avons supposé que la teneur de l'atmosphère en oxygène était constante et égale à 20,9%. Les coefficients $k_{Ox,\lambda}$ sont les coefficients d'absorption de l'oxygène. Nous avons utilisé les données obtenues par WATANABE et ZELIKOFF (référence II.8). Ils donnent des $k_{Ox,\lambda}$ moyens par intervalles de 20 à 50 Å.

L'absorption due à l'ozone $\tau_{Oz,\lambda}$ s'écrit:

$$\tau_{Oz,\lambda} = \exp(-u k_{Oz,\lambda}) \quad (II.9)$$

où u désigne l'épaisseur réduite d'ozone contenue dans l'atmosphère et $k_{Oz,\lambda}$ les coefficients d'absorption. Nous avons utilisé les données d'INN et TANAKA (référence II.9) dans la zone 0,3 - 0,35 μ (valeurs données tous les 10 μ) et celles de VIGROUX (référence II.10) dans la zone 0,43 - 0,76 μ (valeurs données par intervalles d'au plus 10 μ).

L'ozone est présent dans l'atmosphère en quantité variable selon l'époque. Des mesures faites (référence II.11), nous avons relevé ses variations mensuelles. Nous verrons toutefois que son influence sur les flux est peu importante.

Pour calculer les transmissions dues à l'absorption par la vapeur d'eau, nous avons utilisé la méthode de MOSKALENKO-GOLUBITSKIY (référence II.12 a et b). Cette méthode a l'avantage de donner une assez bonne précision et surtout d'être rapide. La transmission $\tau_{\omega,\lambda}$ pour une quantité de vapeur d'eau ω (en cm précipitable) à une longueur d'onde λ s'écrit:

$$\tau_{\omega,\lambda} = \exp(-\beta_{\lambda} W^*) \quad (II.10)$$

où β_{λ} est le coefficient d'absorption moyen sur un intervalle $\Delta\lambda$ ($\Delta\lambda < 0,02\mu$) par unité de masse équivalente W^* défini par :

$$W^* = \left(\omega P_e^{2k} \right)^{1/2} \quad (II.11)$$

où: - ω est la quantité d'absorbant (en cm précipitable)

- P_e est la pression effective:

$$P_e = P_a + B P_p \quad (II.12)$$

où: - P_a est la pression de l'air sec.

- $P_p = cP$ où c est la concentration en volume de la vapeur d'eau et P la pression atmosphérique.

Les coefficients B , k , ℓ ont été tabulés. Ils peuvent être constants dans un certain domaine spectral ou alors variables avec la longueur d'onde.

La transmission globale $\tau_{m,\lambda}$ à travers l'atmosphère s'écrira donc:

$$\tau_{m,\lambda} = \tau_{dm,\lambda} \tau_{oxm,\lambda} \tau_{ozm,\lambda} \tau_{wm,\lambda} \quad (II.13)$$

4) Flux au niveau de la mer

Désignons par $S_{o\lambda}$ le flux monochromatique au-dessus de l'atmosphère dans un plan perpendiculaire à la direction du soleil pour la distance moyenne terre-soleil R_o . Le flux monochromatique S_{λ}^A au niveau de la mer dans un plan parallèle au précédent s'écrira:

$$S_{\lambda}^A = \frac{\tau_{m,\lambda}}{m} \left(\frac{R_o}{R} \right)^2 S_{o\lambda} \quad (II.14)$$

où R est la distance terre-soleil à une date donnée. On en déduira facilement le flux global S^A au niveau de la mer dans un plan parallèle à la surface:

$$S^A = \frac{1}{m} \int_{0,3\mu}^{2,2\mu} S_{\lambda}^A d\lambda \quad (II.15)$$

II - FLUX AU NIVEAU DE LA MER

RESULTATS OBTENUS

1) Etat de l'atmosphère

Nous avons rassemblé, dans le tableau II-1 les données moyennes relatives à l'atmosphère au point considéré en fonction de l'époque ainsi que la déclinaison δ du soleil et la distance terre-soleil R .

MOIS	OZONE (atm-cm)	VAPEUR D'EAU (cm-precip)	T(atm.) (en °C)	δ (degrés)	R en 10^6 km
1	0,30	0,7	7°7	-23°01'	147,1
2	0,32	0,8	8°7	-17°08'	147,4
3	0,33	1,5	11°5	- 7°08'	148,3
4	0,34	2,5	14°1	+ 4°29'	149,5
5	0,34	2	17°2	+15°02'	150,8
6	0,33	3	21°1	+22°02'	151,7
7	0,31	3	23°8	+23°07'	152,1
8	0,30	3,5	23°5	+18°04'	151,9
9	0,28	2	20°8	+ 8°20'	151,0
10	0,27	2	16°2	- 3°08'	149,8
11	0,28	3	11°8	-14°23'	148,6
12	0,29	1	8°8	-21°47'	147,5

TABLEAU II -1

Nous avons pris pour T les valeurs moyennes journalières de PERPIGNAN (référence II.13). Les données de δ et R correspondent à l'année 1970. Quant à la vapeur d'eau, sa teneur varie beaucoup selon le lieu et l'époque. Nous avons mis des valeurs compte-tenu que (référence II.14):

- 0,4 < ω < 2 cm précipitables par temps froid ou sec.
- 1 < ω < 4 cm précipitables par temps chaud ou humide.

2°) Comparaisons

A cause des rapides variations du rayonnement solaire et des transmissions avec la longueur d'onde, nous avons calculé les flux monochromatiques pour toutes les longueurs d'onde de 0,2 à 2,2 microns par pas de 0,01 micron. Nous avons supposé également que la déclinaison du soleil et la distance terre-soleil ne variaient pas au cours d'une journée. En fait, la déclinaison varie d'au plus un demi-degré d'angle d'une journée à l'autre.

Nous avons reproduit (figure II.2) le flux monochromatique que nous avons calculé pour une masse d'air $m = 1$ et ce, au niveau de la mer. Nous avons comparé nos résultats avec d'autres auteurs:

MOON (référence II.1) qui a calculé les flux solaires au niveau de la mer à partir du spectre solaire au-dessus de l'atmosphère construit à partir d'observations rapportées et corrigées par JOHNSON (référence II.2) et GATES (référence II.3) qui a revu les résultats de JOHNSON. Notons d'abord que la courbe de GATES a été obtenue en considérant des intervalles spectraux $\Delta\nu$ assez grands. De 0,3 à 0,6 micron , l'accord est bon avec les résultats de GATES (même teneur en ozone: 0,35 atm-cm; pour MOON 0,28 atm-cm). Au delà de 0,6 microns, l'accord est assez bon avec les résultats de MOON (dans tous les cas on a 2 cm précipitables de vapeur d'eau).

3°) Effet des divers paramètres :

- L'effet des divers paramètres est traduit sur la figure II.3. Celle-ci représente le rayonnement solaire arrivant au niveau de la mer avec, successivement diffusion Rayleigh seule, diffusion Rayleigh et diffusion par les poussières, et enfin, avec présence des composants absorbants (le 1-7-70 à 12H TSV)

- La variation de la teneur de l'atmosphère en vapeur d'eau w se répercute sur les flux de manière très importante comme le montre le tableau II.2. Les variations relatives de flux peuvent atteindre, selon les cas, jusqu'à 20 à 25 %. Son effet sur les échauffements superficiels est encore plus important.

w (cm.pr)	1-1-70		1-7-70	
	$S^A(z=0)$ (W cm ⁻²)	$\frac{\partial T}{\partial t}(z=0)$ (°C s ⁻¹)	$S^A(z=0)$ (W cm ⁻²)	$\frac{\partial T}{\partial t}(z=0)$ (°C s ⁻¹)
0	0,0316	0,0405	0,0960	0,0761
0,4	0,0271	0,0192	0,0884	0,0457
2	0,0248	0,0137	0,0835	0,0335
4	0,0236	0,0116	0,0809	0,0286

TABLEAU II.2

Nous avons également examiné l'influence de la teneur de l'atmosphère en ozone. Dans le tableau II.3, nous avons calculé les flux pour les valeurs moyenne et extrême de la quantité d'ozone u que l'on puisse avoir par 42°N de latitude et ce pour une quantité de vapeur d'eau constante $w = 3 \text{ cm} - \text{pr}$ (à 12 H T.S.V.). On constate que la zone d'absorption de l'ozone ($0,45$ à $0,75\mu$) a une influence très secondaire sur les flux et aucun effet sur les échauffements superficiels.

u (atm-cm)	1-1-70		1-7-70	
	$S^A(z=0)$ (W cm^{-2})	$\frac{\partial T}{\partial t}(z=0)$ ($^\circ\text{C s}^{-1}$)	$S^A(z=0)$ (W cm^{-2})	$\frac{\partial T}{\partial t}(z=0)$ ($^\circ\text{C s}^{-1}$)
0,28	0,02639	0,01722	0,08210	0,03062
0,31	0,02634	0,01722	0,08202	0,03062
0,34	0,02630	0,01722	0,08195	0,03062

TABLEAU II.3.

Enfin notons que les flux sont proportionnels au facteur $(R/R_0)^2$. L'influence de ce terme est peu importante quoique non négligeable (écarts maximum $\pm 3,5\%$).

4°) Résultats obtenus:

Nous avons examiné les flux au niveau de la mer dans diverses conditions à diverses époques par temps clair compte-tenu de l'état de l'atmosphère (voir tableau II.1).

La figure II.4 représente le flux journalier S_J le premier de chaque mois:

$$S_J(z=0) = \int_{1 \text{ jour}} S(z=0) dt \quad (\text{II.16})$$

Sur cette même figure, nous avons représenté la déclinaison du soleil ($\sin \delta$ en fait).

Nous avons étudié également la répartition journalière des flux en fonction de l'heure. Pour quelques mois les figures II.10a à d représentent le flux reçu par unité de surface, du lever au coucher du soleil (courbes correspondant à $z = 0$).

III - FLUX DANS LA MER:

1° Expression des flux

A partir des flux arrivant au niveau de la mer S_{λ}^A défini la formule (II.14), nous allons calculer les flux à une profondeur z .

Dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation, juste sous l'eau, le flux monochromatique S_{λ}^M s'écrit:

$$S_{\lambda}^M = \left[1 - R_{\lambda}(i) \right] \frac{\cos i}{\cos r} S_{\lambda}^A \quad (\text{II.17})$$

où: $-R_{\lambda}(i)$ désigne le pouvoir réflecteur de l'eau pour un angle d'incidence i et une longueur d'onde λ .

Nous avons: $i = \frac{\pi}{2} - h$, h étant la hauteur du soleil définie par (II-1); r est l'angle de réfraction correspondant.

Dans un plan parallèle à la surface juste sous l'eau le flux monochromatique S_{λ}^M s'écrit:

$$S_{\lambda}^M = S_{\lambda}^M \cos r \quad \text{soit encore:}$$

$$S_{\lambda}^M = \left[1 - R_{\lambda}(i) \right] \cos i S_{\lambda}^A \quad (\text{II.18})$$

Le flux monochromatique $S_{\lambda}^M(z)$ à une profondeur z s'écrira:

$$S_{\lambda}^M(z) = S_{\lambda}^M \exp \left\{ - \frac{\beta_{\lambda} z}{\mu_0} \right\} \quad (\text{II.19})$$

où: $-\beta_{\lambda}$ est le coefficient d'absorption monochromatique de l'eau.
 $-\mu_0 = \cos r$

Nous pourrions en déduire les variations de flux :

$$\frac{dS_{\lambda}^M(z)}{dz} = - \frac{\beta_{\lambda}}{\mu_0} S_{\lambda}^M(z) \quad (\text{II.20})$$

Puis les échauffements par la relation:

$$\frac{dT}{dt}(z) = - \frac{1}{\rho c} \frac{dS_{\lambda}^M(z)}{dz} \quad (\text{II.21})$$

où c et ρ représentent respectivement la capacité calorifique et la masse spécifique de l'eau de mer.

2°) Données:

Nous avons pris pour indices de l'eau ceux obtenus par IRVINE et POLLACK (référence II.15). Ces auteurs ont rassemblé les valeurs mesurées par divers auteurs qui leur semblaient les meilleures (entre 0,2 et 200 microns). On peut donc en déduire les pouvoirs réflecteurs et les coefficients d'absorption de l'eau respectivement par les formules I-1 et I-2 et ce pour chaque longueur d'onde.

Nous pouvons remarquer que pour les indices complexes de l'eau: $n_\lambda = m_\lambda - ik_\lambda$ on a toujours $k_\lambda \ll m_\lambda$ avec $1,29 \leq m_\lambda \leq 1,42$. Dans le calcul des réflexions, nous avons négligé k_λ . Son influence est négligeable quelque soit l'angle d'incidence comme le montre l'exemple dans le tableau II.4 ci-dessous. Nous avons pris: $n_\lambda = 1,307 - 0,00176 j$ (correspond à $\lambda = 1,94 \mu$). C'est l'indice pour lequel la partie imaginaire est la plus importante vis-à-vis de la partie réelle.

i	$R_\lambda(i)$ $k_\lambda = 0,00176$	$R_\lambda(i)$ $k_\lambda = 0$
0°	0,017709	0,017708
20°	0,017875	0,017875
40°	0,021513	0,021512
60°	0,054749	0,054747
80°	0,338777	0,338773

TABLEAU II.4

Enfin, la figure II.5 représente le coefficient d'absorption de l'eau.

3°) Résultats obtenus:

- L'atmosphère étant caractérisée par sa teneur en vapeur d'eau, en ozone, par sa température moyenne (voir tableau I.1), nous avons calculé dans divers cas les flux et échauffements à diverses profondeurs.

- Sur les figures II.7a à 7d, nous avons représenté les flux de la surface jusque une profondeur de 10 m à chaque heure de la journée et ce, le premier jour de chaque trimestre de l'année. On constate que quel que soient les conditions, les flux solaires sont toujours plus grands que les flux infra-rouge à une profondeur donnée. En profondeur, les flux infrarouge deviennent négligeables (vers $z = 40$ microns environ). Ils ne sont comparables aux flux solaires qu'en surface. Au contraire, les flux solaires restent encore importants en profondeur. Vers une profondeur de 50 à 60 cm, ils valent encore 50% de leur valeur à la surface.

- Les échauffements sont représentés sur les courbes II.8A-a à d dans les mêmes cas que précédemment. Ceux-ci décroissent très rapidement en profondeur. Vers une profondeur $z = 1$ cm, ceux-ci valent moins de 1% de leur valeur à la surface. Notons que les échauffements sont beaucoup moins importants que les refroidissements mais ont un effet qui se prolonge en profondeur. Ceci s'explique par une très grande différence entre l'absorption de l'eau dans le visible et le proche infrarouge d'une part, et dans l'infrarouge proprement dit d'autre part. La variation des flux solaires en profondeur s'explique de la même manière. Alors que pour les flux infrarouge tout se passait jusque une profondeur de 40 microns, ici il faut considérer les flux jusque une profondeur de quelques mètres (avec des variations importantes dans les premiers centimètres).

- Les courbes II.8B -a à d représentent les échauffements moyens correspondant aux cas précédents. Pour calculer ceux-ci nous avons déterminé pour chaque journée une heure pour laquelle les échauffements représentent les échauffements moyens sur une journée (du lever au coucher du soleil).

- Sur la figure II.9, nous avons représenté les flux solaires de la surface jusque une profondeur de dix mètres le premier de chaque mois à 12 hT.S.V. On voit évidemment que la position des courbes est fonction de la hauteur du soleil. Toutefois, l'état de l'atmosphère influence comme on l'a vu sur les flux à la surface (voir tableau II.2). La position des courbes précédentes peut donc fluctuer d'autant selon l'humidité de l'atmosphère.

- Pour quelques profondeurs ($z = 0; 0,1 \text{ m}; 1\text{m}; 10\text{m}$), nous avons représenté le flux reçu sur une journée. Les courbes illustrent encore l'importance des flux en profondeur.

- Nous avons représenté le flux reçu sur une journée le premier de chaque mois pour quelques profondeurs (figure II.11). Elles présentent un maximum vers le 20 juin (solstice d'été) et un minimum vers le 20 décembre (solstice d'hiver).

- Le flux reçu en une journée en fonction de la profondeur pour les mois de janvier, avril juillet et octobre est représenté sur les figures II.12a à d. La décroissance en profondeur est très forte jusque un mètre puis devient plus lente. L'allure des courbes est une conséquence de l'allure des variations des flux comme on l'a vu (figures II.7a à d).

IV - CONCLUSION

Nous nous sommes bâti un programme qui, à partir du rayonnement solaire au-dessus de l'atmosphère, permet le calcul des flux dans la mer à toute époque de l'année par temps clair en tenant compte des possibles changements de l'état de l'atmosphère. Ce programme est rapide sur la calculatrice. Ceci étant, à partir d'un lieu fixé ($42^\circ\text{N}-6^\circ \text{E}$), nous avons étudié sur une année les flux et échauffements dans diverses conditions à diverses époques et rendu compte de l'évolution de ceux-ci. Pour rendre cette étude plus complète, il nous faudra aussi envisager le cas de ciels couverts et donc faire intervenir la diffusion du rayonnement solaire dans divers types de nuages.

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

B I L A N R A D I A T I F - E Q U I L I B R E C O N D U C T I O N -

R A Y O N N E M E N T

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

Nous allons dans quelques cas exprimer le bilan radiatif à la surface de la mer. Nous étudierons ensuite, dans des conditions que nous préciserons, l'équilibre conduction - rayonnement. Pour cela nous envisagerons comment on peut tenir compte de la convection moyennant certaines hypothèses.

On pourra en déduire une répartition moyenne de température dans la mer.

I - B I L A N D ' E N E R G I E A L ' I N T E R F A C E

Cette étude sera faite par temps clair. Dans les chapitres précédents nous avons obtenu dans ces conditions:

- L'échange de rayonnement infrarouge $F(0)$. En général le flux est perdu par la mer ($F(0) > 0$) sauf dans le cas où l'on a une mer très froide et une atmosphère chaude ($F(0) < 0$).

- le gain de rayonnement solaire $S(0)$ dépendant de la saison, de l'état de l'atmosphère et de l'heure.

Nous considérerons le bilan moyen sur 24 heures et pour cela nous définirons un rayonnement solaire moyen $\bar{S}(0)$ sur un jour de durée $J = 24$ heures:

$$\bar{S}(0) = \frac{1}{J} \int_0^J S(0,t) dt \quad (\text{III.1})$$

Nous avons calculé $\bar{S}(0)$ et $F(0)$ pour les deux équinoxes (journées de durée moyenne) en supposant le ciel clair et $T_A = 281K$ le 21 mars, $T_A = 300K$ le 23 septembre. Nous envisagerons d'autre part pour chacun de ces jours trois températures différentes de la mer (entre 0 et $16^\circ C$ le 21 mars, entre 7 et $27^\circ C$ le 23 septembre) les flux solaires ont été calculés avec les données du tableau II-1 sauf évidemment en ce qui concerne la température de l'atmosphère et la déclinaison.

Nous avons rassemblé dans le tableau III-1 les flux et bilans radiatifs à l'interface dans les différents cas envisagés. Le flux total est

$$\bar{\phi}(o) = F(o) + \bar{S}(o) \quad (\text{III-2})$$

Date	TM (K)	F(o) (μWcm^{-2})	$\bar{S}(o)$ (μWcm^{-2})	$\bar{\phi}(o)$ ($\mu\text{W cm}^{-2}$)
21 mars	273	-3030		+13100
	281	-5070	+16100	+11000
	289	-7310		+8800
23 septembre	280	+2930		+19700
	290	-2290	+16700	+14400
	300	-8120		+8600

TABLEAU III -1

L'échange radiatif se traduit dans presque tous les cas par un gain d'énergie ($\bar{\phi}(o) > 0$) pour la mer, compensé en moyenne par l'échange de chaleur latente et sensible (qui correspondrait donc à une perte d'énergie en surface égale à $\bar{\phi}(o)$).

II - ETUDE DE LA TEMPERATURE DANS L'OCEAN

1°) Equation générale

Les échanges de chaleur dans l'océan se font essentiellement par conduction et rayonnement et provoquent des variations de température suivant la relation:

$$-\frac{\partial Q}{\partial z} - \frac{\partial \phi}{\partial z} = \rho c \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{III -3 a})$$

où nous avons : - T(t,z) : la température

- ρ : la densité de l'eau de mer

- c : capacité calorifique

- t : temps

- z : profondeur

- $\phi(z,t)$: le flux radiatif (positif s'il est gagné par la mer, négatif dans le cas contraire)

- Q(z,t): le flux de conduction

Ce dernier s'exprime par la relation:

$$Q(z,t) = -\alpha(z) \frac{dT(z,t)}{dz} \quad (\text{III-4})$$

où $\alpha(z)$ désigne la conductivité thermique de l'eau.

L'équation (III-3a) s'écrit compte-tenu de (III-4):

$$\frac{\partial}{\partial z} \alpha(z) \frac{\partial T}{\partial t}(z,t) - \frac{\partial \phi}{\partial z}(z,t) = \rho c \frac{\partial T}{\partial t}(z,t) \quad (\text{III-3b})$$

L'équation (III-3b) est une équation aux dérivées partielles du second ordre, qui accompagnée de conditions aux limites et initiales définit $T(z,t)$ quand on connaît $\phi(z,t)$ et $\alpha(z)$.

En fait sa résolution n'est sans doute possible que si on peut représenter ϕ et α par les lois simples et elle reste dans tous les cas difficiles.

Il serait néanmoins intéressant d'étudier à partir de cette équation les variations diurnes de température liées aux variations du rayonnement solaire et les variations saisonnières liées aux variations moyennes du flux (réf. III-1).

2°) Profil moyen de température

a) Discussion

Ici nous nous sommes limités au problème beaucoup plus simple du profil moyen qui s'établirait sur une période de plusieurs jours où les conditions météorologiques seraient constantes.

P. LECOMTE et J. LENOBLE (Réf. III-2) avaient précédemment envisagé ce problème pour la nuit en considérant le seul rayonnement infrarouge. En fait ce mode de raisonnement est incorrect, l'échange radiatif en grandes longueurs d'onde correspondant en général à une perte pour la mer comme l'évaporation. Il n'est donc pas possible d'envisager l'établissement d'un régime d'équilibre en l'absence d'apport d'énergie par le rayonnement solaire. Les conclusions de leur travail sont donc à rejeter et à remplacer par celles que nous présentons ici.

b) Expression des flux et températures

Le flux radiatif comprend évidemment le flux infrarouge F (constant sur une journée) et le flux solaire S (dépendant de l'heure):

$$\phi(z,t) = F(z) + S(z,t) \quad (\text{III-5})$$

Le flux moyen $\bar{\phi}(z)$ s'écrira:

$$\bar{\phi}(z) = F(z) + \bar{S}(z) \quad (\text{III-6})$$

où $\bar{S}(z)$ est défini par une formule analogue à (III-1).

De même nous prendrons une température moyenne $\bar{T}(z)$ définie par :

$$\bar{T}(z) = \frac{1}{J} \int_0^J T(z,t) dt \quad (\text{III-7})$$

D'autre part nous nous placerons dans le cas où l'équilibre sera établi. Nous aurons donc:

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = 0 \quad (\text{III-8})$$

Compte-tenu de (III-6) et (III-8) l'équation (III-3b) se réduit à une simple équation différentielle du second ordre:

$$\frac{d}{dz} \alpha(z) \frac{d\bar{T}}{dz}(z) - \frac{d\bar{\phi}}{dz}(z) = 0 \quad (\text{III-3c})$$

c) Conductibilité thermique de l'eau

On connaît bien la conductibilité thermique de l'eau calme (conductibilité moléculaire). Des mesures de celle-ci ont été faites par différents auteurs (réf. III-3-4-5-6) pour diverses températures. En fait la conductibilité varie peu en fonction de la température en égard aux écarts que nous considérerons (réf. 6). Nous prendrons donc pour α la valeur suivante (pour 20°C):

$$\alpha = 5,6 \cdot 10^{-3} \text{ W cm}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$$

En mer la turbulence intervient pour modifier les échanges thermiques et on peut considérer que son effet revient à une augmentation variable suivant les cas du coefficient de conductibilité thermique de l'eau. En fait la conductibilité de l'eau dans la mer est mal connue. Mais il semble raisonnable (et nos résultats le confirmeront) de considérer que dans une couche de quelques millimètres en surface la conductibilité est moléculaire avec un coefficient α_1 , ayant la valeur indiquée ci-dessus, tandis qu'au-dessous la " conductibilité turbulente" est caractérisé par un coefficient α_2 de l'ordre de 100 à 1000 fois.

d) Intégration de l'équation III-3c

Dans chacune des couches où l'on a α constant l'équation (III-3c) devient:

$$\frac{d^2 \bar{T}}{dz^2} - \frac{d\bar{\phi}}{dz} = 0 \quad (\text{III-3d})$$

Nous avons vu que les flux décroissent vite avec la profondeur. Les conditions aux limites s'écriront:

$$z \rightarrow \infty \Rightarrow \bar{\phi} \rightarrow 0 \text{ et } \bar{T} \text{ devient constant.}$$

a) 1 seule couche

L'intégration de (III-3d) d'une profondeur z à $z = \infty$ donne compte-tenu des conditions aux limites ci-dessus:

$$\frac{d\bar{T}(z)}{dz} = \frac{\bar{\phi}(z)}{\alpha} \quad (\text{III-9})$$

En particulier le gradient de surface commandé par l'évaporation s'écrira:

$$\left[\frac{d\bar{T}}{dz}(z) \right]_{z=0} = \frac{\bar{\phi}(0)}{\alpha} \quad (\text{III-9a})$$

Intégrons maintenant (III-9) de $z=0$ à une profondeur z :

$$\bar{T}(z) - \bar{T}(0) = \frac{1}{\alpha} \int_0^z \bar{\phi}(z) dz \quad (\text{III-10})$$

a) Cas de deux couches

A des profondeurs z telles que $0 \leq z \leq z_1$ nous aurons $\alpha = \alpha_1$ et $\alpha = \alpha_2$ pour $z > z_1$.

Pour $z > z_1$ l'intégration de (III-3d) donne:

$$\frac{d\bar{T}_2(z)}{dz} = \frac{\bar{\phi}(z)}{\alpha_2} \quad (\text{III-11})$$

L'intégration de III-3d de z à z_1 donne:

$$\frac{d\bar{T}_1(z)}{dz} - \left[\frac{d\bar{T}_1(z)}{dz} \right]_{z=z_1} = \frac{\bar{\phi}(z) - \bar{\phi}(z_1)}{\alpha_1} \quad (\text{III-12})$$

A la limite des deux couches exprimons la continuité des flux de conduction:

$$\alpha_1 \left[\frac{d\bar{T}_1}{dz}(z) \right]_{z=z_1} = \alpha_2 \left[\frac{d\bar{T}_2}{dz}(z) \right]_{z=z_1} \quad (\text{III-13})$$

L'équation (III-12) devient compte-tenu de (III-13):

$$\frac{d\bar{T}_1}{dz}(z) - \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \left[\frac{d\bar{T}_2}{dz}(z) \right]_{z=z_1} = \frac{\bar{\phi}(z) - \bar{\phi}(z_1)}{\alpha_1} \quad (\text{III-14})$$

soit en tenant compte de (III-11):

$$\frac{d\bar{T}_1}{dz} = \frac{\bar{\phi}(z)}{\alpha_1} \quad (\text{III-15})$$

L'intégration des relations (III-11) et (III-15) nous donne successivement:

- pour $z < z_1$:

$$\bar{T}_1(z) - \bar{T}_1(0) = \frac{1}{\alpha_1} \int_0^z \bar{\phi}(z) dz \quad (\text{III-16})$$

- pour $z > z_1$:

$$\bar{T}_2(z) - \bar{T}_1(0) = \frac{1}{\alpha_1} \int_0^{z_1} \bar{\phi}(z) dz + \frac{1}{\alpha_2} \int_{z_1}^z \bar{\phi}(z) dz \quad (\text{III-17})$$

Ces deux relations montrent que l'on a continuité de température entre les deux couches:

$$\bar{T}_1(z_1) = \bar{T}_2(z_1)$$

3°) Résultats

On peut comparer facilement sur les équations (III-9), (III-11) et (III-15) l'effet du rayonnement infrarouge et du rayonnement solaire.

Pour le rayonnement infrarouge nous avons un gradient $\frac{dT}{dz} < 0$ limité à une couche de quelques dizaines de microns. Il en résulte un écart de température entre le fond et la surface très petit et négatif:

$$\Delta T_{\infty} = T(\infty) - T(0) \approx -0,5 \text{ à } -1.10^{-3} \text{ } ^{\circ}\text{C}$$

(voir courbe figure III -1: cas du ciel clair à TA = 281K).

Le gradient de température dû au rayonnement solaire (positif) est sensible par contre sur une centaine de mètres. Comme on a :

$$\bar{S}(z) > |F(z)|$$

le gradient résultant sera positif, ce qui donnera :

$$\Delta T = T(\infty) - T(0) > 0$$

Cela correspond à un refroidissement de surface comme observé expérimentalement.

a) Cas d'une seule couche

Nous avons envisagé le calcul dans le cas suivant: 23 septembre TA=300K. Nous avons pris TM=TA. La figure III-2 représente sur une profondeur z = 100 microns les ΔT dus au rayonnement infrarouge et solaire. En pointillé on a représenté le ΔT résultant. Nous avons relevé quelques valeurs particulières :

$$T(z = 1 \text{ mm}) - T(z = 0) = 0,278^{\circ}\text{C}$$

$$T(z = 1 \text{ cm}) - T(z = 0) = 2,48^{\circ}\text{C}$$

$$T(z = \infty) - T(z = 0) \approx 1760^{\circ}\text{C}$$

Cette dernière valeur obtenue est évidemment impossible. Ceci nous prouve si besoin était qu'il est nécessaire de tenir compte de la turbulence et donc d'envisager le cas de deux couches. Dans les autres cas on trouve des résultats analogues.

b) Cas des deux couches

Nous avons fait le calcul au moment des équinoxes dans des conditions qui sont décrites au § I. Dans la mer nous avons considéré :

- une première couche où $\alpha = \alpha_1$. L'épaisseur de cette couche a été prise égale à $z_1 = 0,1$ puis 1 cm.

- une deuxième couche où $\alpha = \alpha_2$. Nous avons pris les valeurs suivantes : $\alpha_2 = 100\alpha_1, 500\alpha_1, 1000\alpha_1$.

Nous allons d'abord examiner comment varie avec la profondeur l'écart de température

$$\Delta T(z) = \bar{T}(z) - \bar{T}(0)$$

C'est ce que représente la figure III-3 dans le cas $z_1 = 1$ cm pour diverses valeurs de α_2 le 21 mars. Sur la figure III - 4 nous avons représenté en fonction de la profondeur le $\Delta T(z)$ en considérant $z_1 = 0,1$ cm puis $z_1 = 1$ cm avec $\alpha_2 = 100\alpha_1$. Ces résultats montrent que l'écart de température atteint une limite vers une profondeur de l'ordre de 100 m et d'autant plus vite que α_2 est plus grand et z_1 plus petit. La connaissance de l'épaisseur de la première couche et du coefficient de conduction turbulente est importante pour calculer l'écart $\Delta T(z)$ comme nous le verrons encore ci-après.

Dans le tableau III -2 nous avons rassemblé les valeurs de $\Delta T(z)$ pour les valeurs de z indiquées et ce pour $\alpha_2 = 100\alpha_1$ aux équinoxes et pour $T_M = T_A$.

z (m)	$T(z)$ en °C 21 mars	$T(z)$ en °C 23 septembre
0,01	0,29	0,30
0,1	0,45	0,47
1	1,51	1,60
10	6,57	7,07
∞	16,5	17,9

TABLEAU III -2

Ces résultats nous donnent une idée des variations des ΔT avec les conditions de rayonnement. Ces variations semblent relativement peu importantes surtout par rapport à l'effet de la turbulence que nous allons voir.

Nous allons examiner maintenant pour diverses profondeurs et ce à une date donnée (21 mars pour $T_M = 281K$) l'influence de la turbulence et de l'épaisseur de la première couche. Les résultats sont reportés dans le tableau III-3.

z (m)	T(z) en °C					
	$\alpha_2 = 100\alpha_1$		$\alpha_2 = 500\alpha_1$		$\alpha_2 = 1000\alpha_1$	
	$z_1=0,1\text{cm}$	$z_1=1\text{cm}$	$z_1=0,1\text{cm}$	$z_1=1\text{cm}$	$z_1=0,1\text{cm}$	$z_1=1\text{cm}$
0,01	0,29	2,37	0,27	2,37	0,27	2,37
0,1	0,45	2,53	0,30	2,40	0,28	2,39
1	1,51	3,59	0,51	2,61	0,39	2,49
10	6,57	8,65	1,53	3,63	0,90	3,00
∞	16,5	18,6	3,5	5,6	1,9	4,0

tableau III-3

Ces résultats illustrent dans d'autres cas particulier l'effet de la turbulence en profondeur et l'importance de l'épaisseur de la première couche.

III - CONCLUSION

Après avoir calculé le bilan radiatif pour quelques cas de temps clair, nous avons cherché le profil moyen de température qui s'établirait dans la mer sous l'effet du rayonnement et de la conduction. Les études expérimentales (réf. III-8) ont montré l'existence par temps clair d'une différence de température de l'ordre de quelques dixièmes de degré entre la surface et la masse d'eau vers une profondeur de quelques dizaines de centimètres. Ce refroidissement de surface semble bien s'expliquer par l'équilibre rayonnement conduction en supposant l'existence d'une couche d'eau non turbulente ayant une épaisseur de l'ordre du millimètre au-dessus d'une masse turbulente dont la conductibilité thermique est de 500 à 1000 fois supérieure à celle de l'eau calme.

ANNEXE
TRANSMISSIONS

INTRODUCTION

Une bonne connaissance des fonctions de transmissions est nécessaire pour obtenir un modèle de ciel (répartition spatiale et spectrale du rayonnement) selon l'état de l'atmosphère : température de l'air, humidité. Par la suite ceci nous permettra de calculer correctement les flux dans l'atmosphère à diverses altitudes (voir ch. II). Dans ce but nous avons commencé une étude des transmissions en utilisant le "Quasi Random Model" de WYATT, STULL et PLASS (référence IV-1) pour la bande 15μ CO_2 . Nous donnerons ensuite une comparaison avec les résultats obtenus par la méthode empirique de COLUBITSKIY et MOSKALENKO (référence II-12a) dans les mêmes cas.

I - QUASI-RANDOM MODEL:

1) Principe

Soit un intervalle spectral $\Delta\nu$ sur lequel nous calculerons les transmissions. Nous connaissons les positions des différentes raies de l'intervalle ainsi que leur intensité. Nous utiliserons les tables de DRAYSON et YOUNG (référence IV-2) pour la bande $15\mu\text{CO}_2$.

On subdivise l'intervalle $\Delta\nu$ en n intervalles égaux δ_k de largeur δ . Les raies d'un intervalle δ_k seront considérées comme réparties au hasard dans l'intervalle. Dans chaque intervalle il existe encore beaucoup de raies d'intensités S très variables (de 10^{-8} à $10 \text{ cm}^{-1} (\text{atm cm})^{-1}$ par exemple). On subdivise alors les raies de δ_k en sous groupes i suivant leur intensité de la manière suivante: toutes les raies telles que $1 < S < 10$ appartiennent au sous-groupe S_1 de δ_k , toutes les raies telles que $10^{-1} < S < 1$ appartiennent au sous-groupe S_2 de δ_k , etc... Dans chaque sous-groupe S_i de δ_k on calcule l'intensité moyenne \bar{S}_i . Si dans δ_k il existe n_i raies d'intensités telles qu'elles appartiennent au sous-groupe i on aura:

$$\bar{S}_i = \frac{1}{n_i} \sum_{r=1}^{n_i} S_r \quad (\text{IV-1})$$

Ainsi un intervalle δ_k se trouve représenté par sa fréquence centrale, les intensités moyennes $\bar{S}_1, \bar{S}_2, \dots$ et les nombres de raie de chaque sous groupe n_1, n_2, \dots . Ceci suppose donc la répartition de raies au hasard de l'intervalle δ_k .

En pratique on considérera dans un intervalle δ_k donné les cinq sous-groupes principaux d'intensité. La contribution des raies des autres sous-groupes est négligeable.

Pour un intervalle δ_k donné on calcule ensuite la transmission moyenne sur cet intervalle. Il faut pour cela non seulement tenir compte des raies appartenant à δ_k mais aussi des ailes de raies appartenant aux intervalles voisins $\dots, \delta_{k-2}, \delta_{k-1}, \delta_{k+1}, \delta_{k+2}, \dots$. Si on prend $\delta = 5 \text{ cm}^{-1}$, deux intervalles de chaque côté de δ_k suffiront.

Remarquons que plus la largeur de δ sera petite plus la précision obtenue sera satisfaisante. A la limite si $\delta = 0$ les raies seront parfaitement localisées. En prenant δ non nul l'erreur sur la localisation des raies est au plus égale à δ .

2) METHODE DE CALCUL:

La transmission moyenne en fréquence dans un intervalle δ_k où il y a n_k raies situées aux fréquences ν_i ($i=1, 2, \dots, n_k$) s'écrit:

$$T_k(\nu) = \frac{1}{\delta} \int_{\delta_k} \prod_{i=1}^{i=n_k} \exp(-S_i u b(\nu, \nu_i)) d\nu_i \quad (\text{IV-2})$$

où nous avons : - S_i : intensité de la $i^{\text{ème}}$ raie à la fréquence ν_i
 - u : quantité d'absorbant
 - $b(\nu, \nu_i)$: forme de la raie
 - ν : fréquence du centre de l'intervalle

En tenant compte du classement des intensités en sous-groupes la transmission s'écrit:

$$T_k(\nu) = \prod_{i=1}^5 \left\{ \frac{1}{\delta} \int_{\delta_k} \exp(-\bar{S}_i u b(\nu, \nu_i)) d\nu_i \right\}^{n_i} \quad (\text{IV-3})$$

où le nombre total des raies de δ_k est :

$$n_k = \sum_{i=1}^5 n_i$$

Pour une raie de LORENTZ on a :

$$b(\nu, \nu_i) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1}{(\nu - \nu_i)^2 + \alpha^2} \quad (\text{IV -4})$$

où α est la demi-largeur de la raie.

L'expression IV -4 , est symétrique en ν et ν_i .

La transmission moyenne calculée à une fréquence ν fixée de l'intervalle pour toutes les positions possibles de la raie dans l'intervalle (donc de ν_i) est donc identique à la transmission moyenne de n'importe quel point de l'intervalle pour une raie fixée à une fréquence déterminée de l'intervalle.

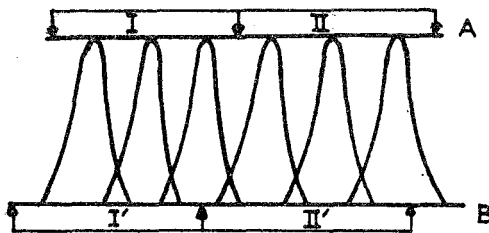
En tenant compte des ailes de raies des intervalles voisins de δ_k la transmission à la fréquence ν de δ_k s'écrit :

$$T(\nu) = \prod_{j=1}^{\infty} T_j(\nu) \quad (\text{IV -5})$$

où $T_j(\nu)$ est la transmission à la fréquence ν des n_j raies de l'intervalle δ_j .

Il reste à corriger l'erreur artificiellement introduite lorsqu'on a divisé l'intervalle $\Delta\nu$ en sous-intervalles

Considérons par exemple le cas de figure ci-contre :



six raies de même intensité régulièrement espacées dans un intervalle de 10cm^{-1} . Les transmissions calculées au centre de chacun des intervalles de 5cm^{-1} doivent être égales.

Cependant l'origine à partir de laquelle on a construit le réseau d'intervalles δ est arbitraire par rapport à la localisation des raies. On peut donc rencontrer le cas du réseau A ou celui du réseau B. Dans A les transmissions dans I et II sont égales. Dans B les transmissions dans I' et II' sont différentes. Cette erreur est sans importance si l'on calcule la transmission moyenne sur un intervalle Δ plus grand.

Pour corriger le modèle il suffit ici de construire deux réseaux décalés de $\delta/2$ l'un par rapport à l'autre. La transmission à une fréquence ν_n sera moyennée sur les deux réseaux. Nous aurons:

$$\bar{T}(\nu_n) = \frac{1}{3} \left[T(\nu_n - \frac{\delta}{2}) + T(\nu_n) + T(\nu_n + \frac{\delta}{2}) \right] \quad (IV-6)$$

3°) EXPRESSION DES TRANSMISSIONS:

a) Transmission directe:

La demi-largeur de raie α est constante sur l'intervalle $\Delta\nu$, pour une pression et une température donnée. Elle varie en fonction de la pression P et de la température T suivant la loi (référence IV-3):

$$\alpha = \alpha_0 \frac{P}{P_0} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2} \quad (IV-7)$$

avec $\alpha_0 = 0,064 \text{ cm}^{-1}$

Considérons l'intervalle δ des fréquences comprises entre ν_0 et $\nu_0 + \delta$.

On pose:

$$\xi_{ki} = \frac{S_{ki} u}{\Pi \alpha} \quad (IV-8)$$

où S_{ki} désigne l'intensité de la $i^{\text{ème}}$ raie dans l'intervalle δ_k . Pour une raie de Lorentz la transmission $T_k(\nu)$ s'écrira compte-tenu de IV-4:

$$T_{ki}(\nu) = \frac{1}{\delta} \int_{\delta_k} \exp \left(- \frac{S_{ki} u \alpha}{\Pi \{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha^2\}} \right) d\nu_k \quad (IV-9)$$

On pose

$$y = \nu_k - \nu_0 - \frac{\delta}{2} ; \quad z = \nu - \nu_0 - \frac{\delta}{2}$$

$$\rho = \frac{2\alpha}{\delta} ; \quad \eta = \frac{2y}{\delta} ; \quad \varepsilon = \frac{2z}{\delta} \quad (IV-10)$$

On calcule ensuite la transmission moyenne à la fréquence ν fixe dans l'intervalle δ pour toutes les positions de la raie ν_k dans l'intervalle δ_k . Avec les changements de variables IV-10 la formule IV-9 devient

$$T_{ki}(\nu) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \exp \left(- \frac{\rho^2 \xi_{ki}}{(\varepsilon - \eta)^2 + \rho^2} \right) d\eta \quad (IV-11a)$$

Au centre de l'intervalle δ_k nous avons:

$$v = v_0 + \frac{\delta}{2} \quad (\text{IV -12})$$

Ceci entraîne compte-tenu de IV-9 : $z = 0$ donc $\varepsilon = 0$.

La transmission calculée au centre de l'intervalle devient compte-tenu de IV-11 avec la remarque IV-12:

$$T_{ki}(v) = \int_0^1 \exp \left(- \frac{\rho^2 \xi_{ki}}{\eta^2 + \rho^2} \right) d\eta \quad (\text{IV-11b})$$

Suivant l'ordre de grandeur de ξ_{ki} on peut envisager un développement en série de IV-11b (référence IV-1), ou un calcul direct par intégration numérique:

Les résultats montrent que:

- pour $\xi_{ki} > 0,5$:

On peut calculer l'intégrale de la formule IV-11b en utilisant une bonne méthode d'intégration (voir résultats).

- pour $\xi_{ki} \leq 0,5$:

WYATT, STULL et PLASS ont montré qu'on peut utiliser un développement en série de IV-11b. Celui-ci s'écrit

$$T_{ki}(v) = 1 - \rho \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \xi_{ki}^{n+1}}{(n+1)!} F_n \quad (\text{IV-11c})$$

avec F_n défini par la relation de récurrence:

$$F_n = \frac{\rho^{2n-1}}{2n(1+\rho^2)^n} + \left(1 - \frac{1}{2n} \right) F_{n-1} \quad (\text{IV-13})$$

et $F_0 = \text{Arctg} \left(\frac{1}{\rho} \right)$

b) Contribution des ailes :

Pour une raie centrée hors de l'intervalle on peut faire l'approximation:

$$\alpha^2 \ll (v - v_k)^2 \quad (\text{IV-14})$$

c'est-à-dire compte-tenu des changements de variables IV-10:

$\rho^2 \ll (\varepsilon - \delta)^2$. La transmission due aux raies d'un intervalle extérieur à l'intervalle δ_k s'écrira compte-tenu de IV-11a et de la condition IV-14:

$$T_{ki}(v) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \exp \left(- \frac{\rho^2 \xi_{ki}}{(\varepsilon - \eta)^2} \right) d\eta \quad (\text{IV-15})$$

Dans le cas particulier du gaz carbonique une modification de la forme de Lorentz a été proposée par BENEDICT pour permettre une bonne coïncidence des résultats théoriques. Celle-ci a pour effet de diminuer plus rapidement l'absorption dans les ailes de la raie.

Ce profil s'écrit:

$$b(\nu, \nu_i) = \frac{\alpha}{\Pi} \frac{1}{(\nu - \nu_i)^2 + \alpha^2} \quad \text{pour } |\nu - \nu_i| < d \quad (\text{IV-16a})$$

$$b(\nu, \nu_i) = \frac{A\alpha \exp(-a|\nu - \nu_i|^b)}{\Pi \{ (\nu - \nu_i)^2 + \alpha^2 \}} \quad \text{pour } |\nu - \nu_i| \geq d \quad (\text{IV-16b})$$

où l'on a : $a = 0,0675$

$$b = 0,7$$

et A une constante qui rend les deux profils équivalents pour :

$$|\nu - \nu_i| = d = 2,5 \text{ cm}^{-1}.$$

Avec ce profil la contribution des raies centrées dans l'intervalle δ_k ne change pas. Par contre celle des raies centrées hors de l'intervalle devient , au lieu de IV-9 et compte-tenu de IV-16b:

$$T'_{ki}(\nu) = \frac{1}{\delta} \int_{\delta_k} \exp\left(-\frac{A S_{ki} \alpha \exp(-a|\nu - \nu_k|^b)}{\Pi \{ (\nu - \nu_k)^2 + \alpha^2 \}}\right) d\nu_k \quad (\text{IV-17a})$$

soit avec les changements de variables IV-10 et la condition IV-14:

$$T'_{ki}(\nu) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \exp\left(-\frac{A\xi_{ki} \rho^2 \exp\left\{-a\left(\frac{\delta}{2}\right)^b |\epsilon - \eta|^b\right\}}{(\epsilon - \eta)^2}\right) d\eta \quad (\text{IV-17b})$$

Si l'on considère toutes les raies au centre de leur intervalle, il faut supposer : $\eta = 0$. La contribution des ailes s'écrit donc finalement compte-tenu de IV-17b:

$$T'_{ki}(\nu) = \exp\left\{-A\xi_{ki} \rho^2 \exp\left[-a\left(\frac{\delta}{2}\right)^b |\epsilon|^b\right] / \epsilon^2\right\} \quad (\text{IV-17c})$$

II) RESULTATS

1) Organigramme:

L'organigramme du programme de calcul est représenté par la figure IV-1. D'abord les données (intensités des raies et leurs fréquences) sont enregistrées sur bande magnétique .

Un premier programme est destiné à bâtir les deux réseaux I et II décalés de $2,5 \text{ cm}^{-1}$. Dans ces intervalles, il faut compter les raies puis calculer leur intensité moyenne et ce pour une classe donnée. Ces résultats sont à nouveau stockés pour le calcul proprement dit.

Le calcul des intégrales par la méthode de SIMPSON avec 20 points permet une précision relative meilleure que 10^{-3} (réf.IV-4) Dans le cas $\rho < 0,5$; le développement en série limité à dix termes suffit très largement la série étant très rapidement convergente.

Quant à la contribution des ailes nous avons considéré les raies de deux intervalles de chaque côté de l'intervalle δ_k considéré. Au-delà la contribution est négligeable.

2) Résultats:

Nous avons fait le calcul pour la bande $15\mu\text{CO}_2$ ($505-862 \text{ cm}^{-2}$) en prenant des intervalles spectraux de 5 cm^{-1} . Des calculs ont été faits dans les cas suivants:

- température : $T = 250, 275, 300\text{K}$
- pressions: variables de $0,01$ à 1 atm
- quantité d'absorbants : variables de $0,01$ à 1000 atm-cm .

La figure IV-2 représente par exemple les résultats obtenus pour diverses quantités d'absorbant ($u = 0,01 - 0,1 - 1, 10 - 100 - 240 - 1000 \text{ atm-cm}$) à $p = 1 \text{ atm}$ et $T = 300\text{K}$.

La figure IV-3 représente dans un cas ($P = 1 \text{ atm}$, $u = 1 \text{ atm-cm}$) l'influence de la température sur les transmissions. Les courbes sont faite pour $T = 250, 275, 300\text{K}$. Celle-ci a peu d'importance au centre de la bande. Sur les ailes de la bande son importance est non négligeable.

Enfin sur un intervalle spectral donné (ici $610-615 \text{ cm}^{-1}$) nous avons examiné l'influence de la pression pour diverses quantités d'absorbants (figure IV-4) et ce à $T = 300\text{K}$

3°) Discussion :

Nous avons représenté sur la figure IV-2 dans les mêmes cas les résultats obtenus par la méthode empirique de MOSKALENKO (référence II-(2a). Les résultats semblent concorder quant aux ordres de grandeur. Monochromatiquement les différences entre les résultats obtenus par les deux méthodes sont assez importantes.

Le modèle de WYATT-STULL et PLASS est certainement le modèle qui donne les résultats les meilleurs. C'est lui qui en effet représente le mieux l'absorption par les gaz atmosphériques: intervalles de 5 cm^{-1} où l'on tient compte de toutes les raies. L'inconvénient de cette méthode est d'être très lourde pour être utilisée dans des programmes de calcul de flux.

III - CONCLUSION

Le modèle de Wyatt et Plass donne des résultats très satisfaisants compte-tenu des approximations faites, et surtout en comparaison de méthodes empiriques. On pourra envisager son utilisation en sachant que la durée des calculs sera assez longue.

C O N C L U S I O N

Ce travail nous a permis d'abord d'exprimer quantitativement les flux infrarouge dans la mer pour divers types de ciel et ce en partant de résultats expérimentaux. D'autre part nous avons donné une méthode et calculé les flux solaires dans la mer par ciel clair et ce à toute époque de l'année. Enfin une étude du bilan radiatif et de la conduction nous a permis en tenant compte de la turbulence de donner quelques valeurs de répartition de température dans la mer.

Il serait intéressant de généraliser cette étude en calculant les flux dans l'atmosphère à diverses altitudes. Pour cela il nous faut poursuivre l'étude commencée sur les transmissions de manière à obtenir un modèle de transmission précis et maniable pour tous les composants absorbants de l'atmosphère.

REFERENCES

CHAPITRE I :

- 1 - OETJEN R.A., BELL E.E., EISNER L, YOUNG J: Spectral Radiance of sky, and terrain at wavelengths between 1 and 20 microns. J.O.S.A. Vol 50 p.1308-1320 , 1960
- 2 - PONTIER-DESCHAMBENOV: Détermination des constantes optiques de l'eau liquide entre 1 et 40 microns. Annales de géophysique - Tome 22 p. 633-641, 1966
- 3 - P. PRUVOST : Rapport de D.E.A. - Université des Sciences et Techniques de Lille, 1970
- 4 - P. QUENEY: Détermination du pouvoir émissif d'une nappe d'eau en équilibre. Annales de géophysique. Tome 22, p.628, 1966.

CHAPITRE II :

- 1 - MOON P: Handbook of Geophysics, The Mac Millan Company New York, Ch. 16 p. 16.14, 1960
- 2 - JOHNSON F.S.: Private Communication, Lockheed Aircraft Corporation , Sunnyvale, California.
- 3 - GATES, D.M.: Science, 151, n°3710, p.523, 1966
- 4 - GAUTHIERS-VILLARS: Annuaire 1970 du Bureau des longitudes, p.30.
- 5 - STRUTT J.W. (Lord RAYLEIGH), Scientific Papers, 1, n°9, 10,74 (1881 - 1887)
- 6 - ROBINSON, N : Solar Radiation, Elsevier Publishing Company, CH. IV, p.113, 1966.
- 7 - ANGSTRÖM A: Geografiska Annaler 11, 156, 1929.

- 8 - WATANABE K. , M.ZELIKOFF, and E.C.V. INN : Absorption Coefficients of several atmospheric gases, Geophysical Research Papers , n° 21 , AFCRC, 1953
- 9 - INN, E.C.V. and TANAKA : Comparaison of recently recorded ozone absorption coefficients in the visible and ultraviolet regions, Conference on ozone, Armour Research Foundation, Dec. 1956
- 10- VIGROUX E, Contribution à l'étude expérimentale de l'absorption de l'ozone, Annales de Physique, 8: 709, 1953.
- 11 - IGY : Instruction Manual of ozone measurements, Annals of IGY, Pergamon London , V (1957)
- 12 - a) B.M. GOLUBITSKII and N.I. MOSKALENKO: Spectral transmission functions in the H₂O and CO₂ bands, IZVESTIYA: Atmospheric and Oceanic Physics, vol. 4, Nb 3, p. 194, March 1968.
- b) N.I. MOSKALENKO: The spectral transmission functions in the bands of the water-vapor, O₃, N₂O and N₂ atmospheric components . IZVESTIYA : Atmospheric and oceanic physics, Vol. 5, Nb 11, p. 678, November 1969.
- 13 - Voir référence 4 : Tableau I p. 377
- 14 - Voir référence 6: ch.IV - tableau 4.3 p. 155.
- 15 - IRVINE, W.M. POLLACK, J.B. Infrared optical properties of water of ice spheres, Icarus 8, p. 324, 1968

CHAPITRE III -

- 1 - PIVOVAROV A.A.: The daily temperature cycle in the sea and atmosphere boundary layers, IZVESTIYA : Atmospheric and oceanic physics, Vol. 4 Nb 1, p. 55 January 1968.
- 2 - P. LECOMTE : Thèse de 3e cycle, Faculté des Sciences et Techniques de Lille, juillet 1966.
- P. LECOMTE et J. LENOBLE : Cahiers océanographiques 18, 497, 1966

- 3 - CHAUSSIN, HILLY, BARRALIS : " Chaleur et thermodynamique, DUNOD, CH. 12, p.194, 1969
- 4 - BRUN : Thermodynamique des machines à fluide compressible, J et R SENNAC éditeurs, p. 172, 159
- 5 - L. WEILL : Eléments des échanges thermiques, GAUTHIER VILLARS, p.26, 1965.
- 6 - P. FLEURY et J.P. MATHIEU: Chaleur, thermodynamique, états de la matière, Eyrolles ch.4, p. 102, 1968.
- 7 - Techniques de l'ingénieur : J3: Génie chimique - transfert de chaleur - transfert de matière
Imprimerie Strasbourgeoise, p.J2312, 5, 1971
- 8 - P. LECOMTE, PY. DESCHAMPS, J.C. VANHOUTTE : Dépouillement des mesures de température de surface de l'océan faites à bord de la bouée laboratoire - Rapport à paraître 1972.

IV - ANNEXE :

- 1 - P.J. WYATT, V.R. STULL, G.N. PLASS : "Quasi Random Model of Band Absorption" , J.O.S.A. Vol. 52 p.1209 -1218 , 1962
- 2 - S.R. DRAYSON and C. YOUNG : The frequencies and intensities of carbon dioxide absorption lines between 12 and 18 microns. University of Michigan, College of Engineering, Technical Report 08133 -1-T 1967
- 3 - Y. FOUQUART : Thèse de 3e cycle - Université des Sciences et Techniques de Lille 1970
- 4 - ANGOT: Compléments de mathématiques § 10 - 5 - 5
Edition de la revue d'optique (édit. 1965)

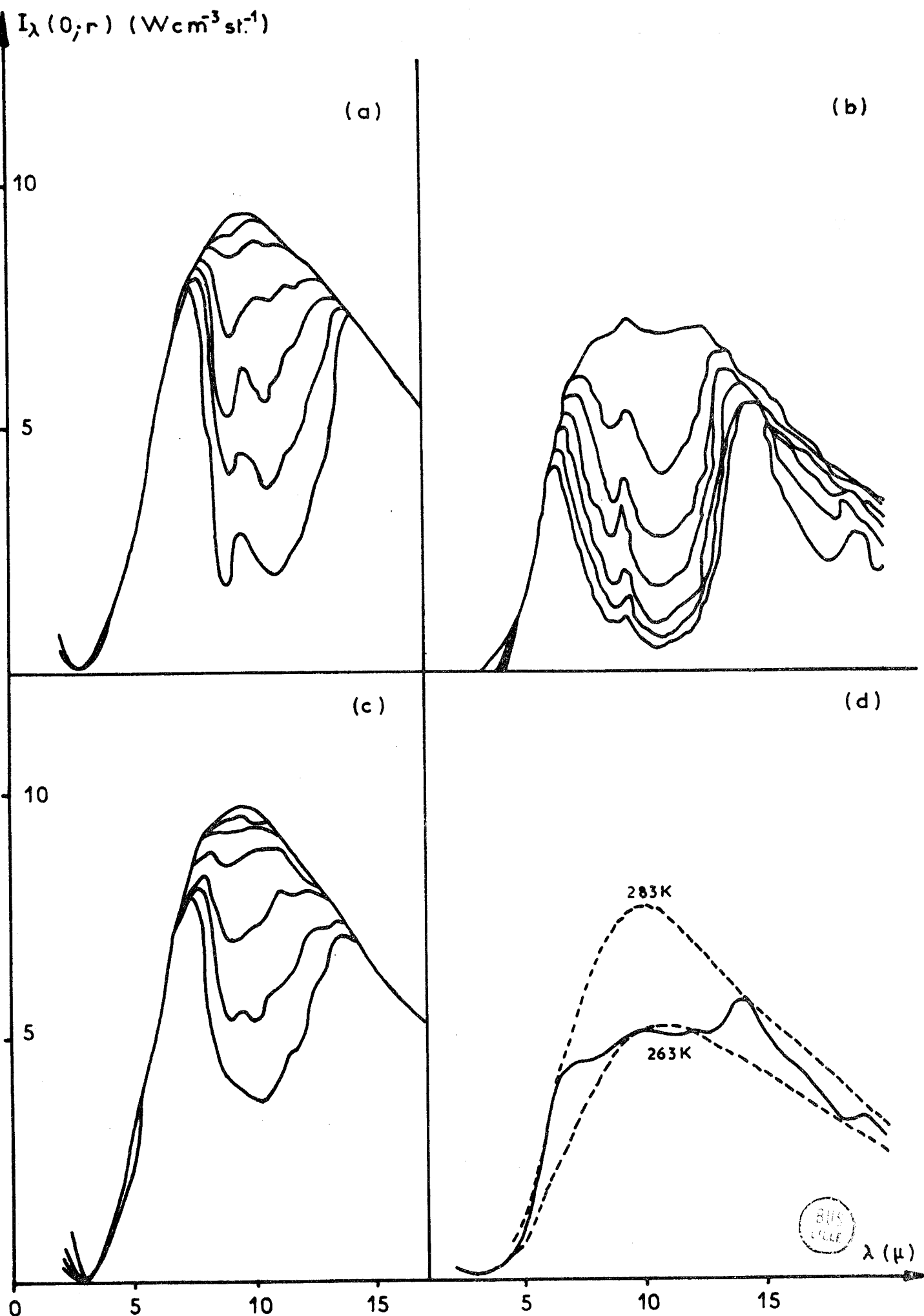


Fig: I.1.-

Organigramme
Flux Infrarouge

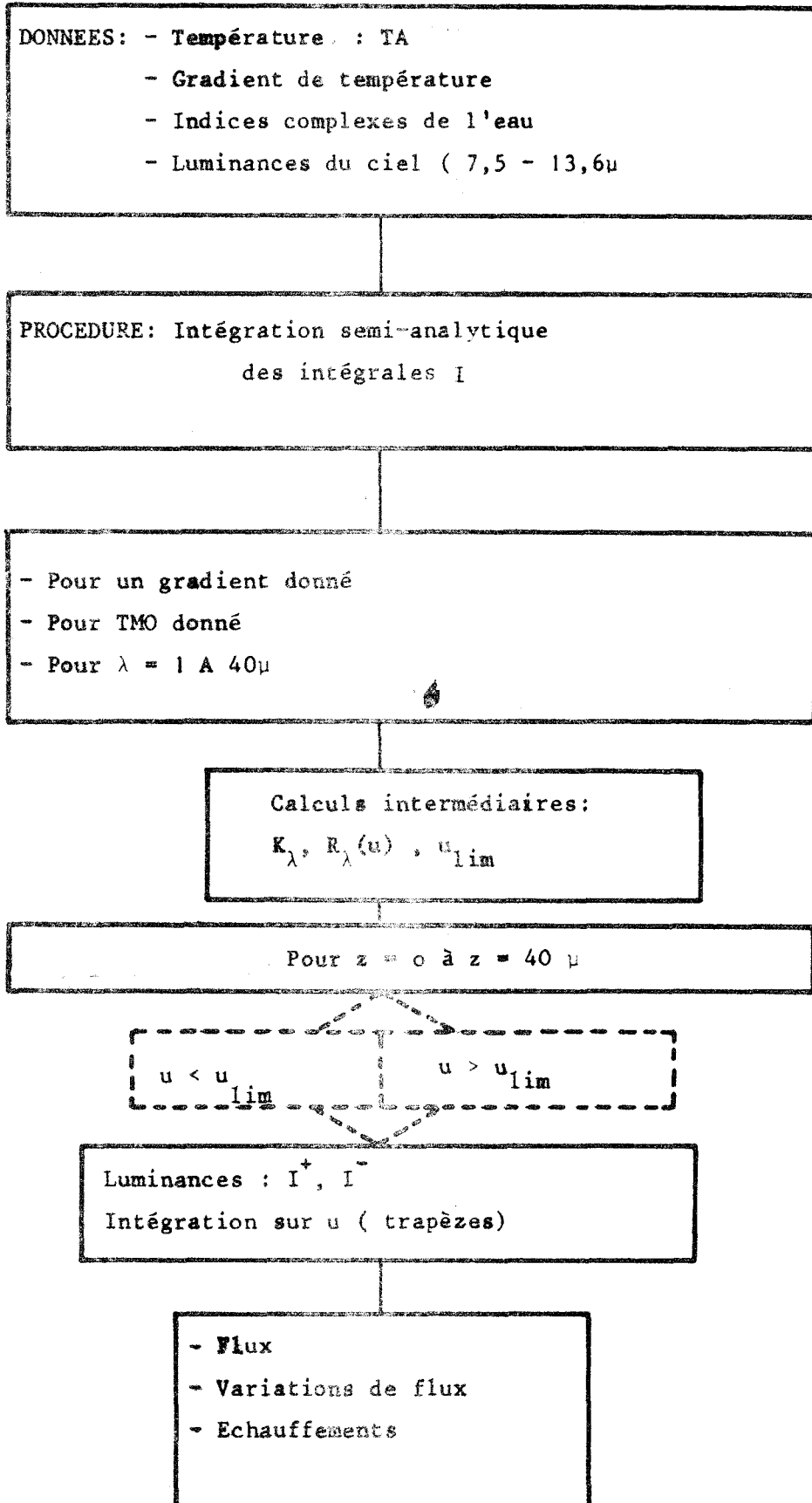


Fig. I -2

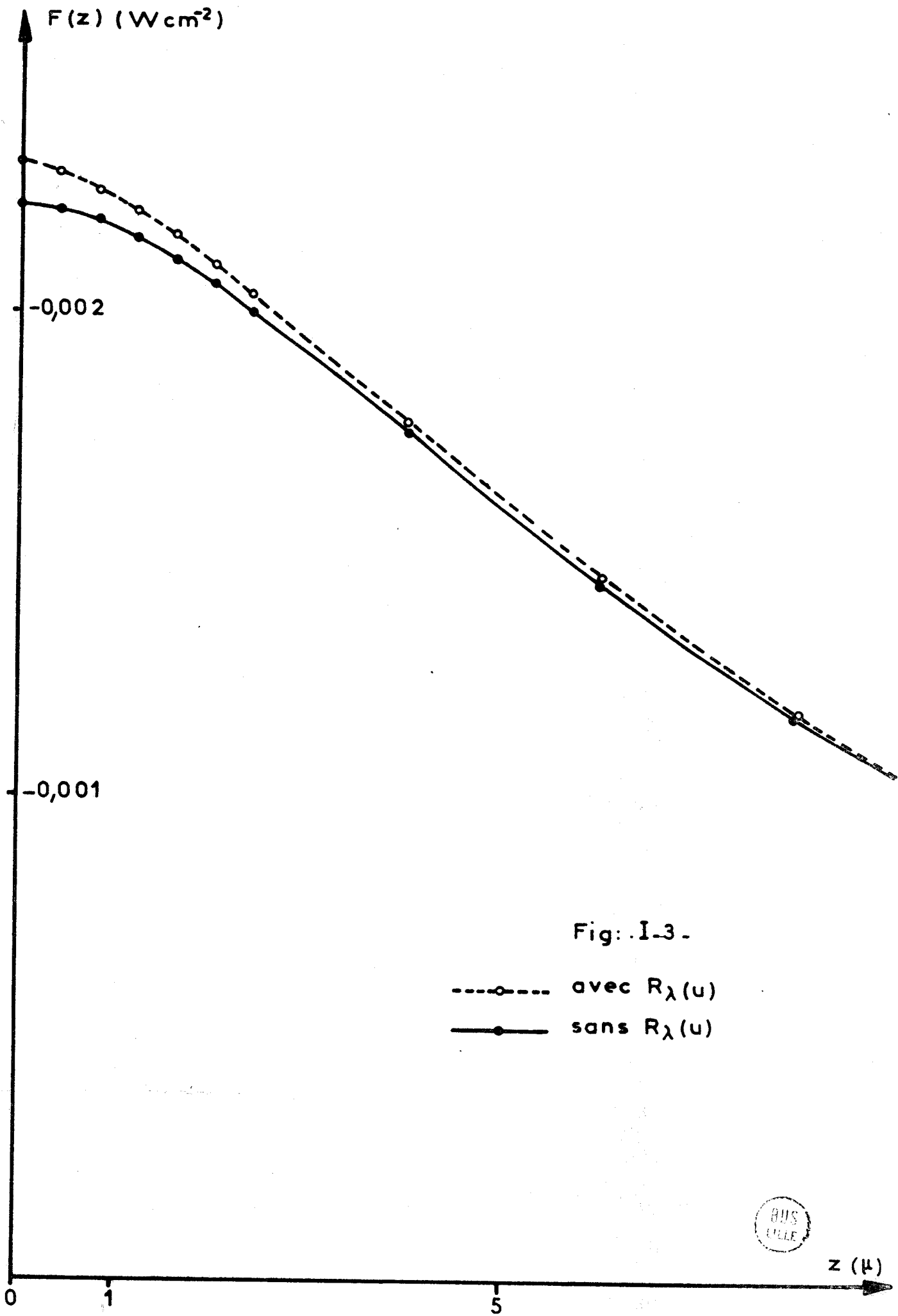


Fig: .I-3-

---○--- avec $R_\lambda(u)$
—●— sans $R_\lambda(u)$



z (μ)

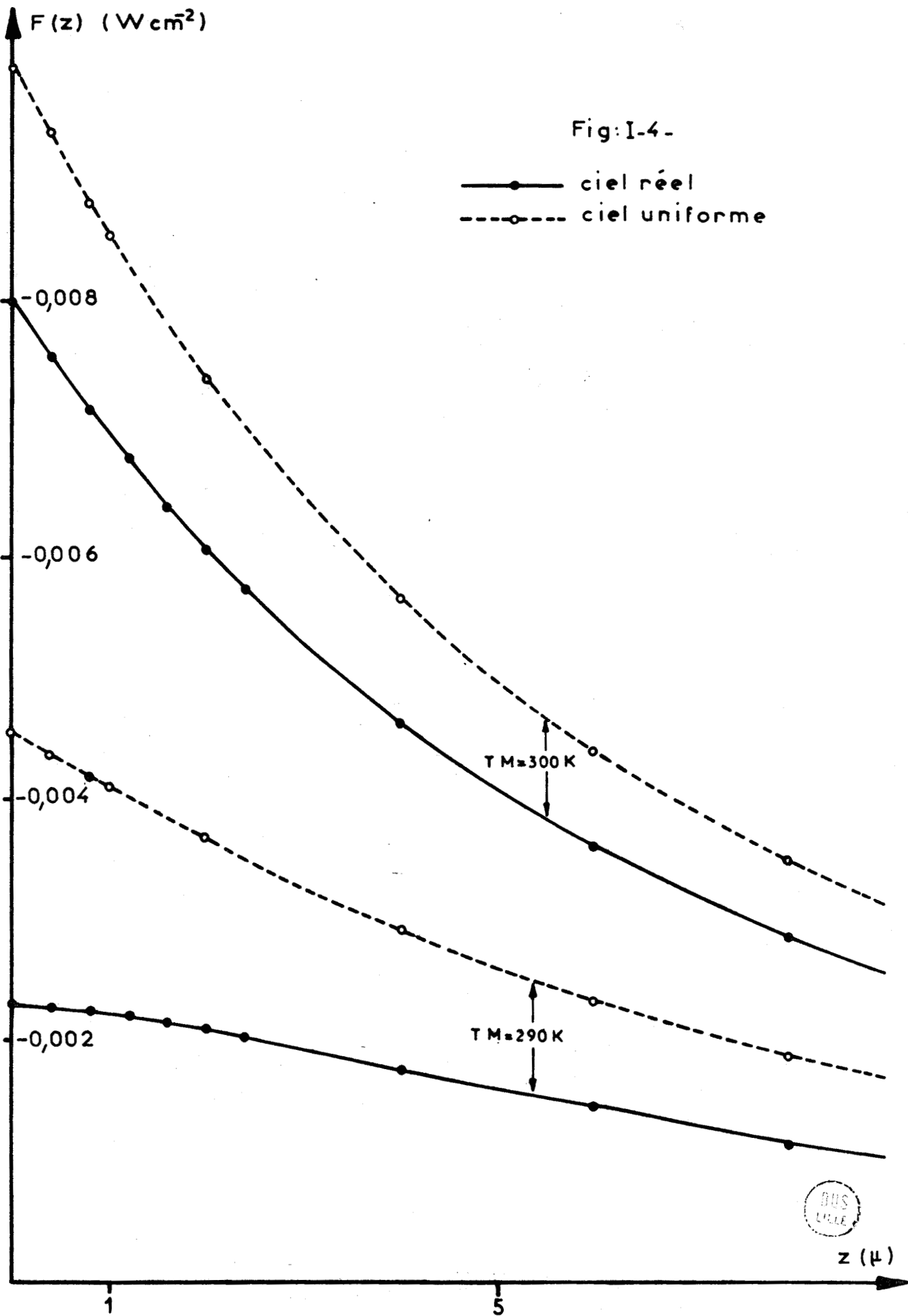


Fig: I-5

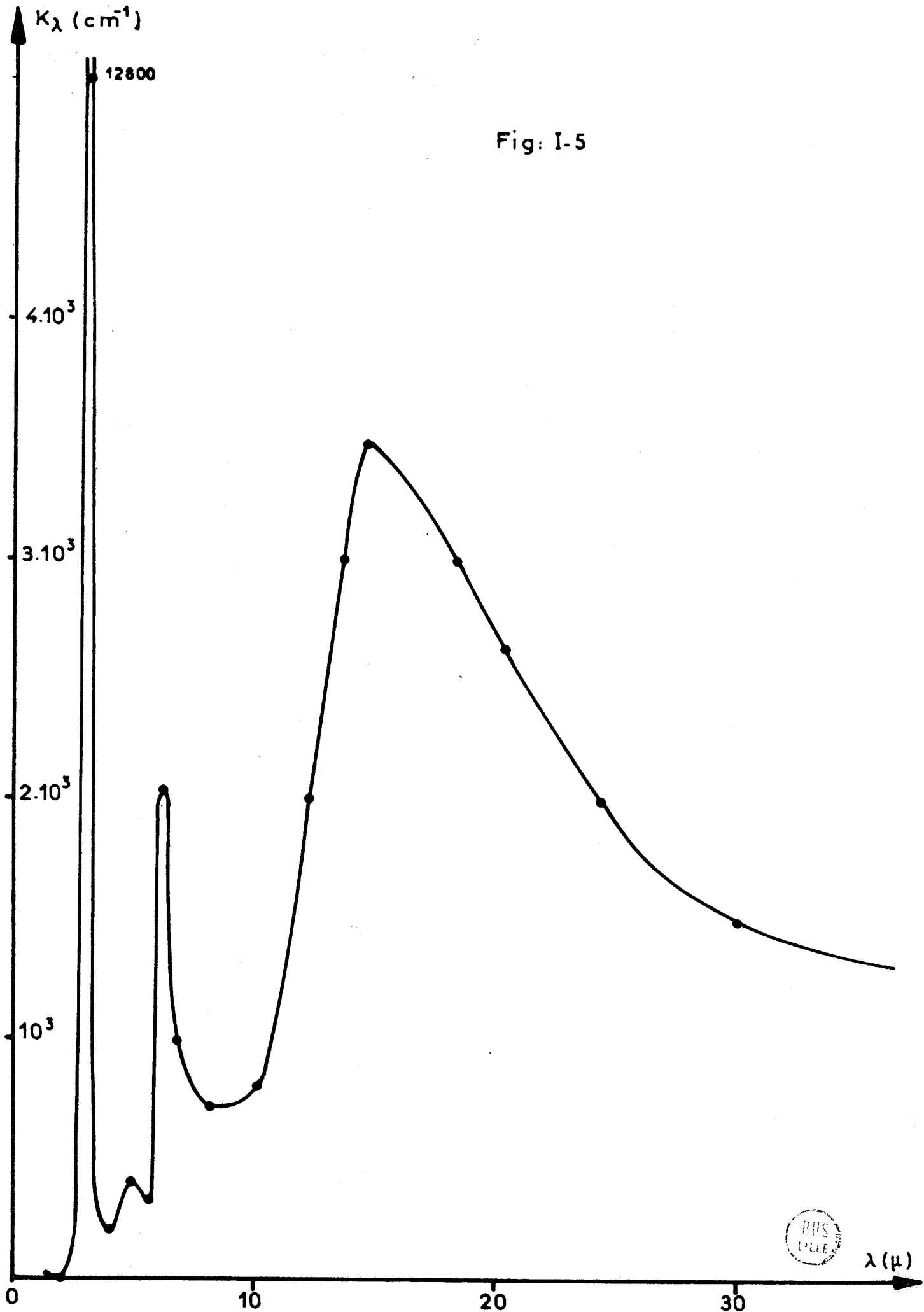
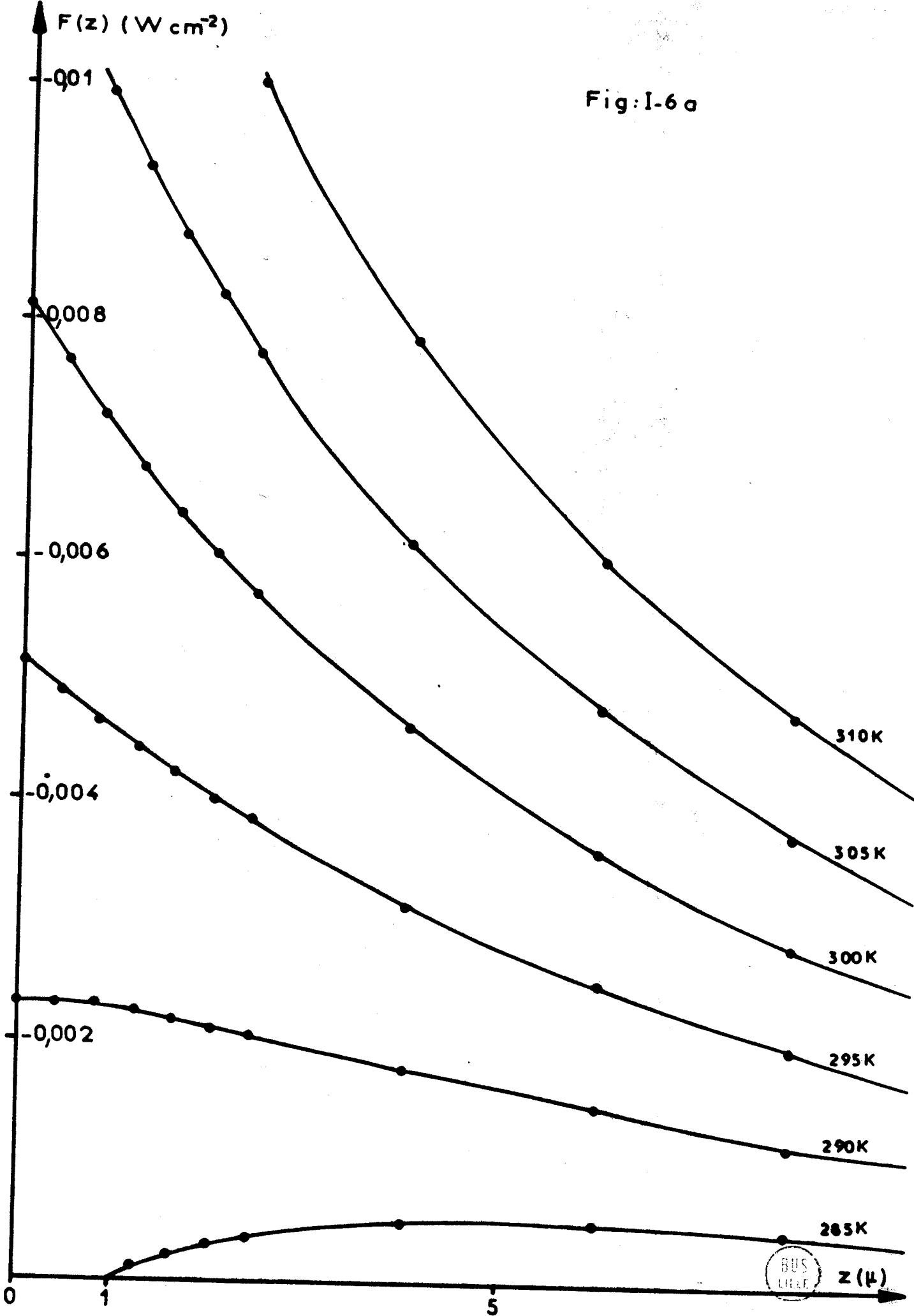


Fig: I-6 a



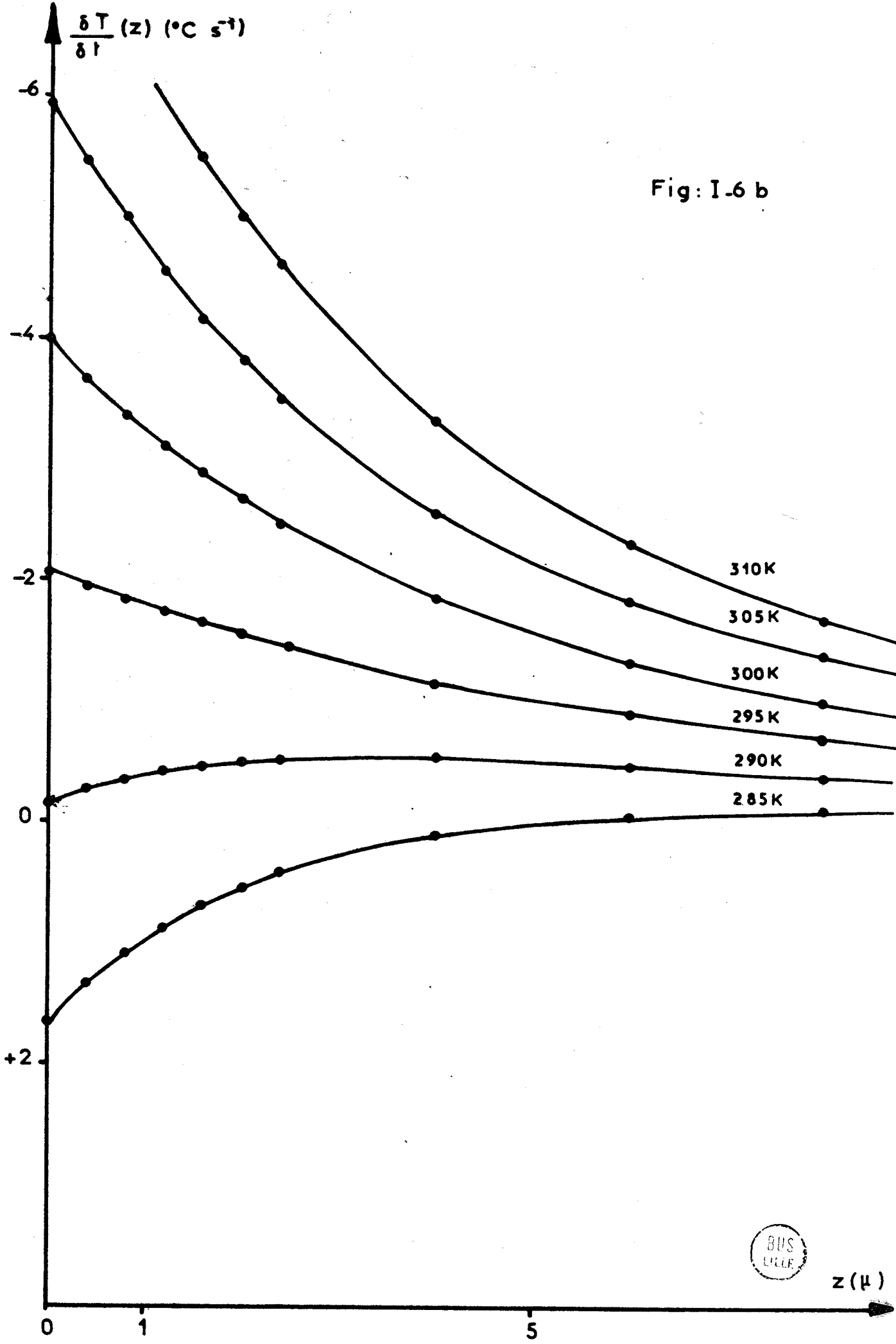


Fig: I-6 b



$z (\mu)$

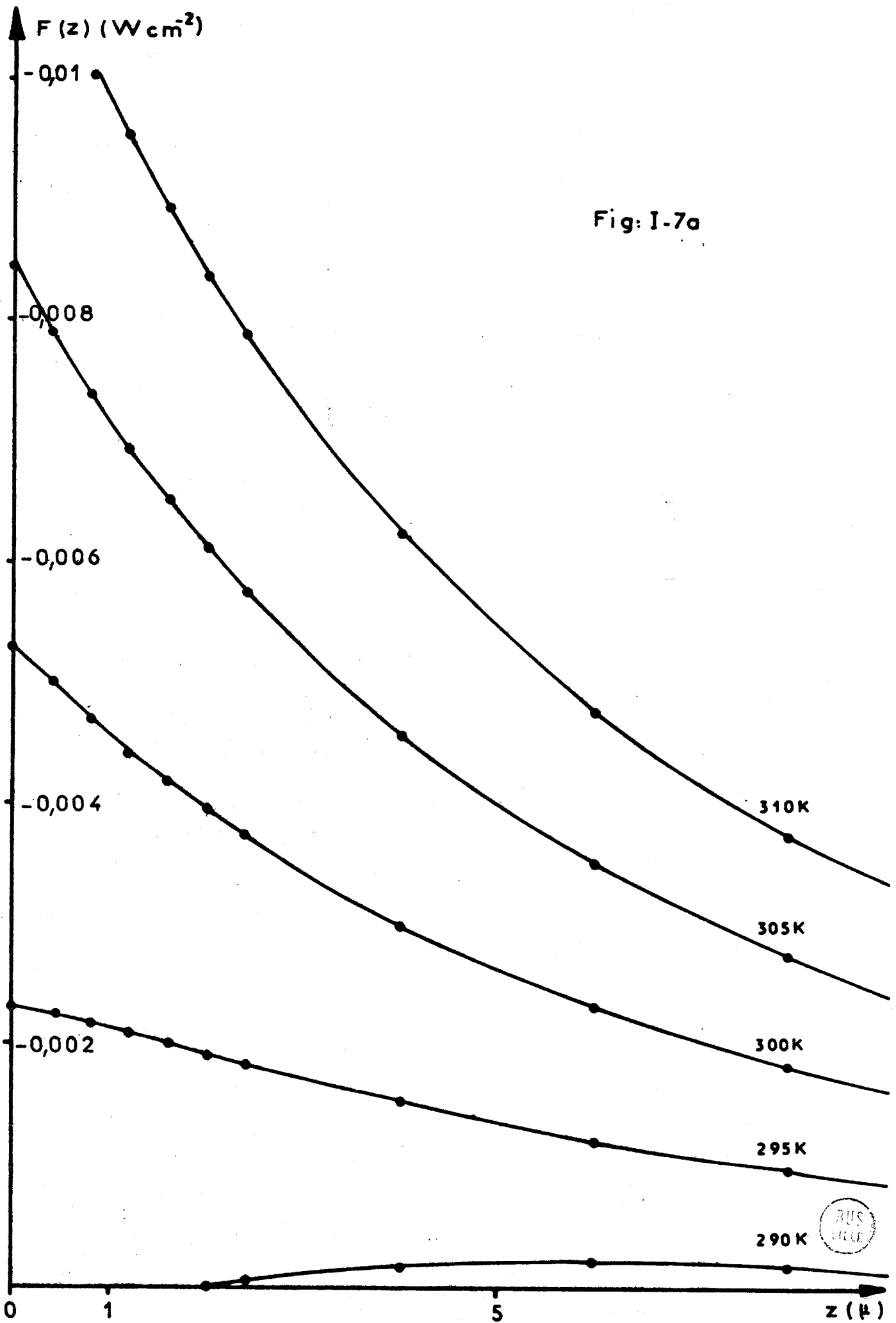


Fig: I-7a



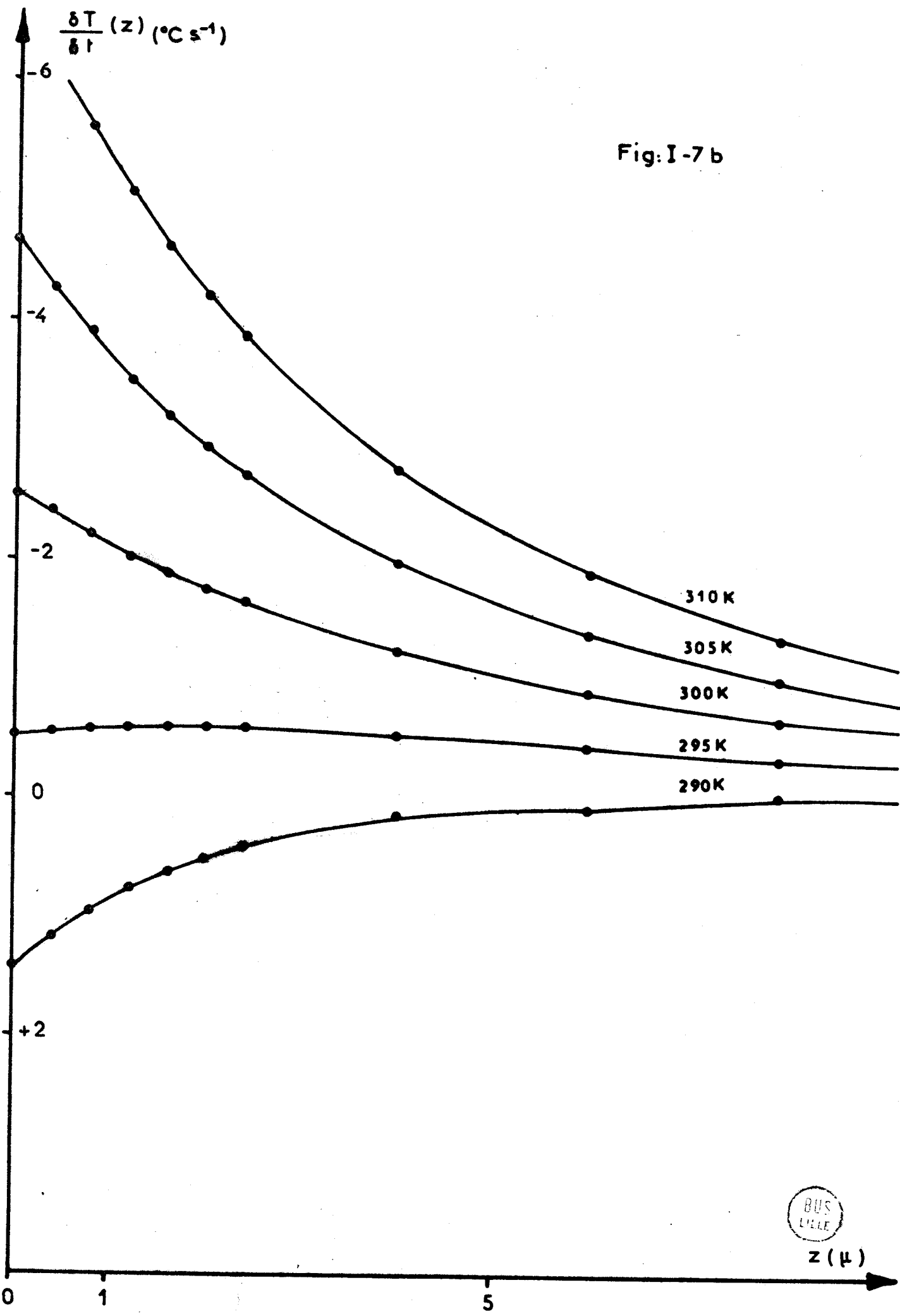
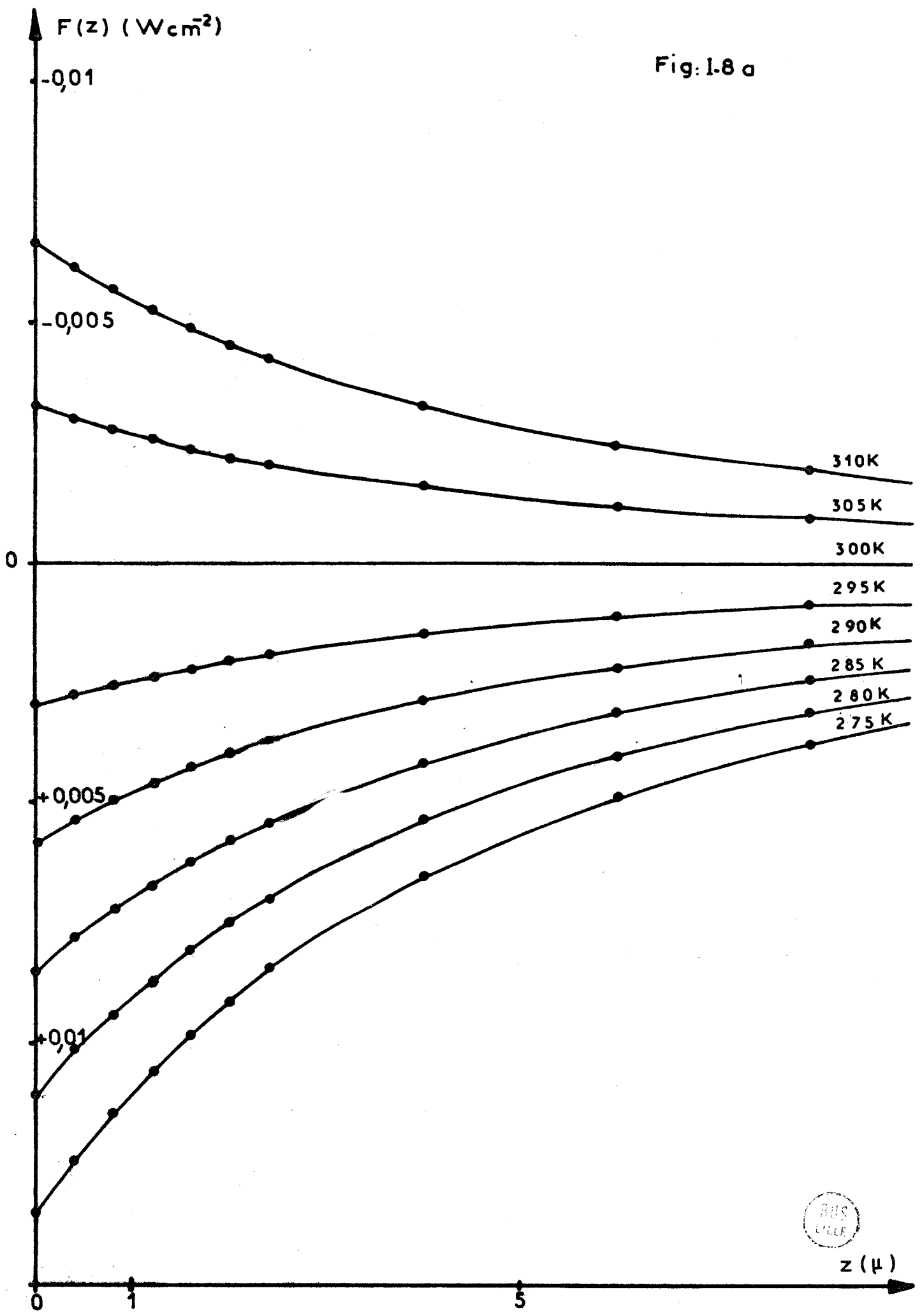


Fig: I-7 b



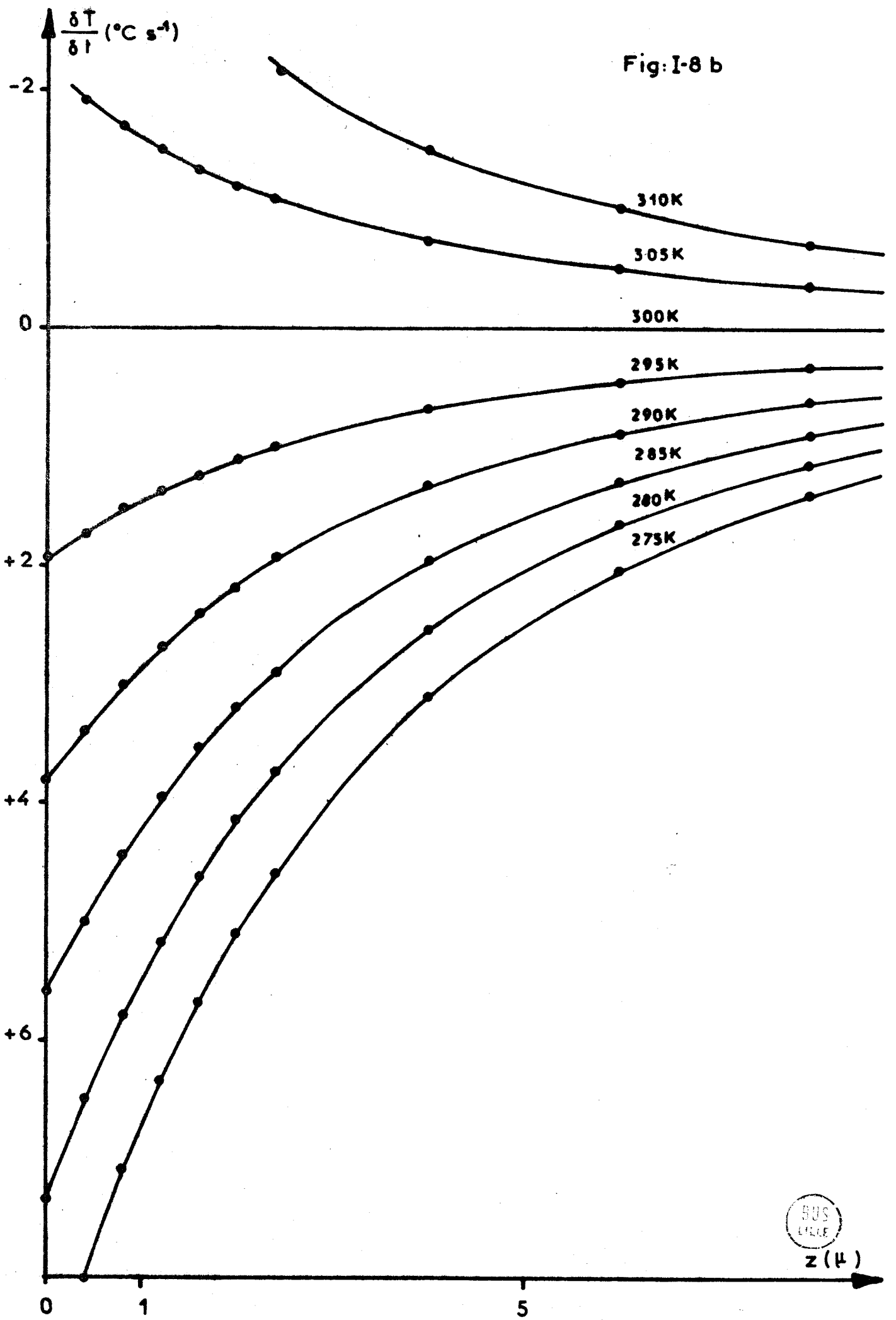
$z(\mu)$

Fig: 1.8 a



$z (\mu)$

Fig: I-8 b



$z (\mu)$

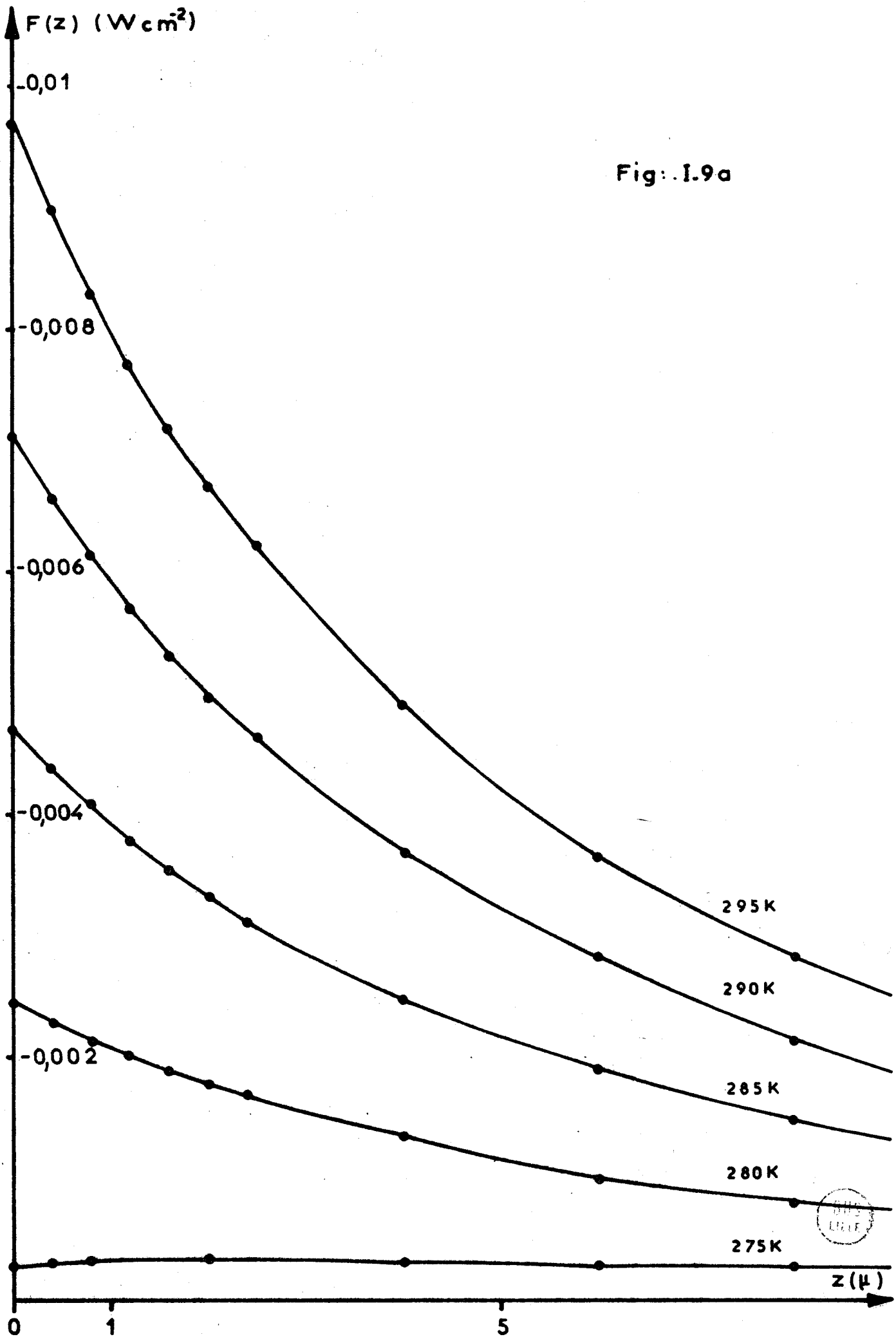
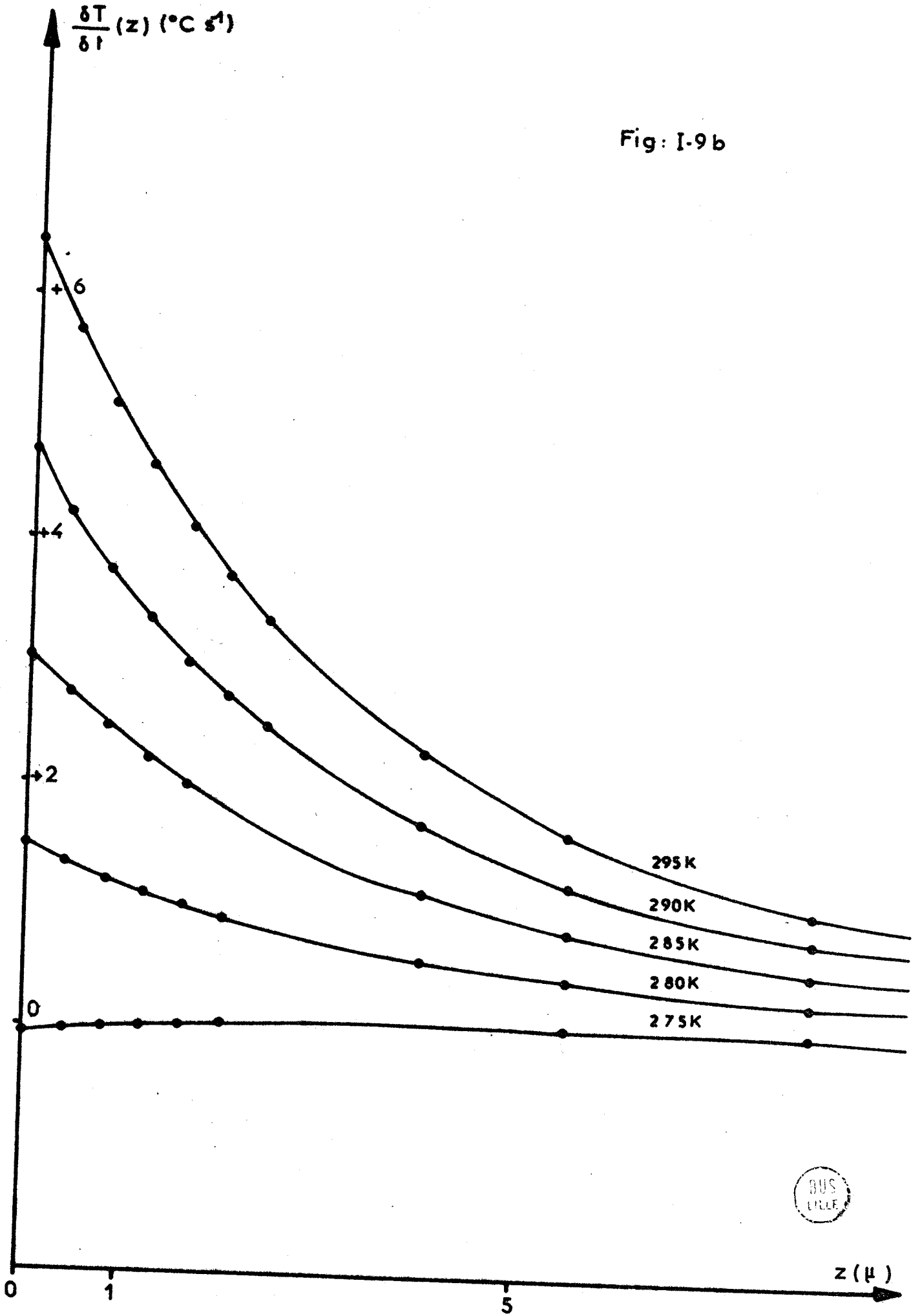


Fig: .I.9a

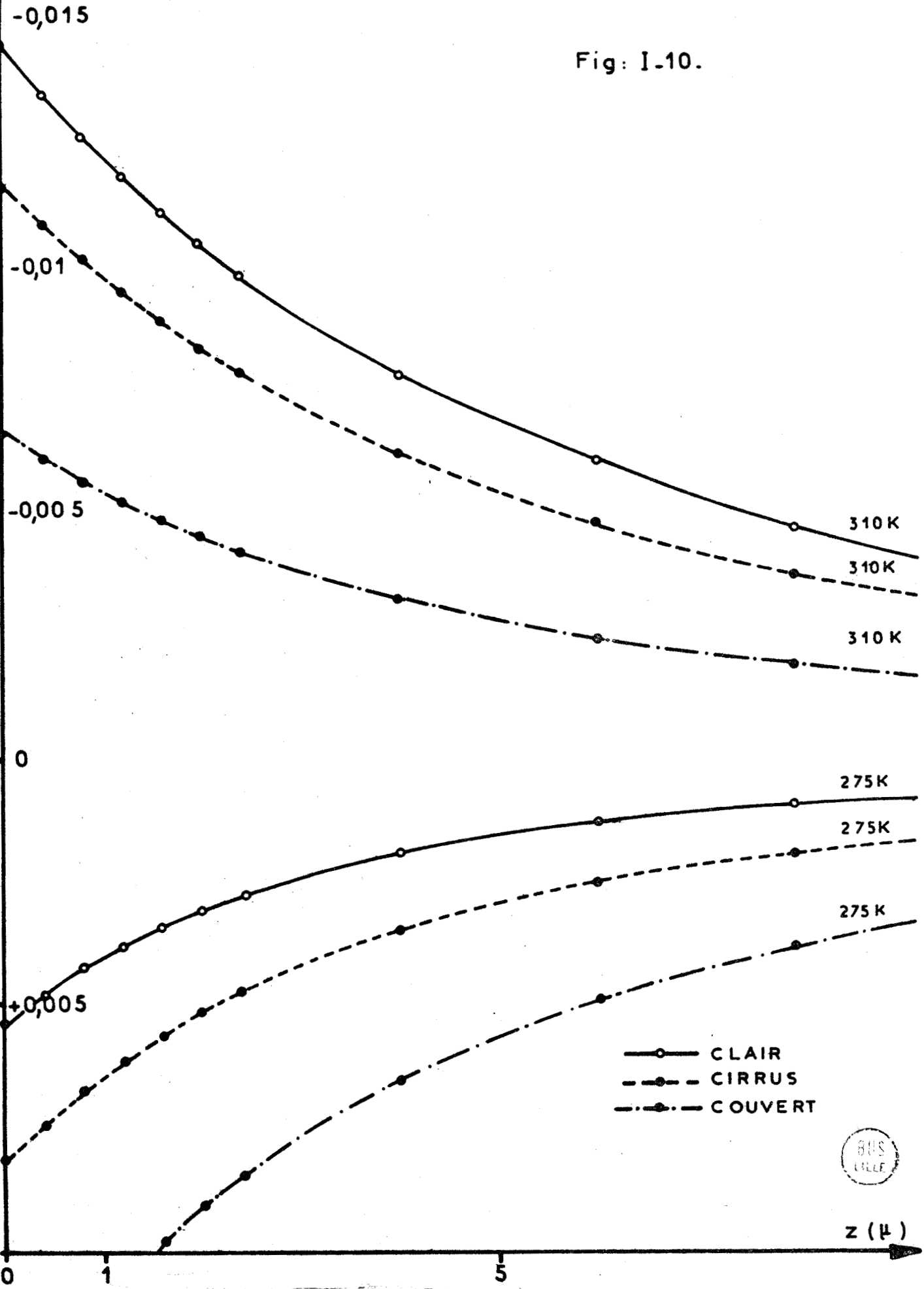


Fig: I-9 b



$F(z) (W cm^{-2})$

Fig: I-10.



$z (\mu)$

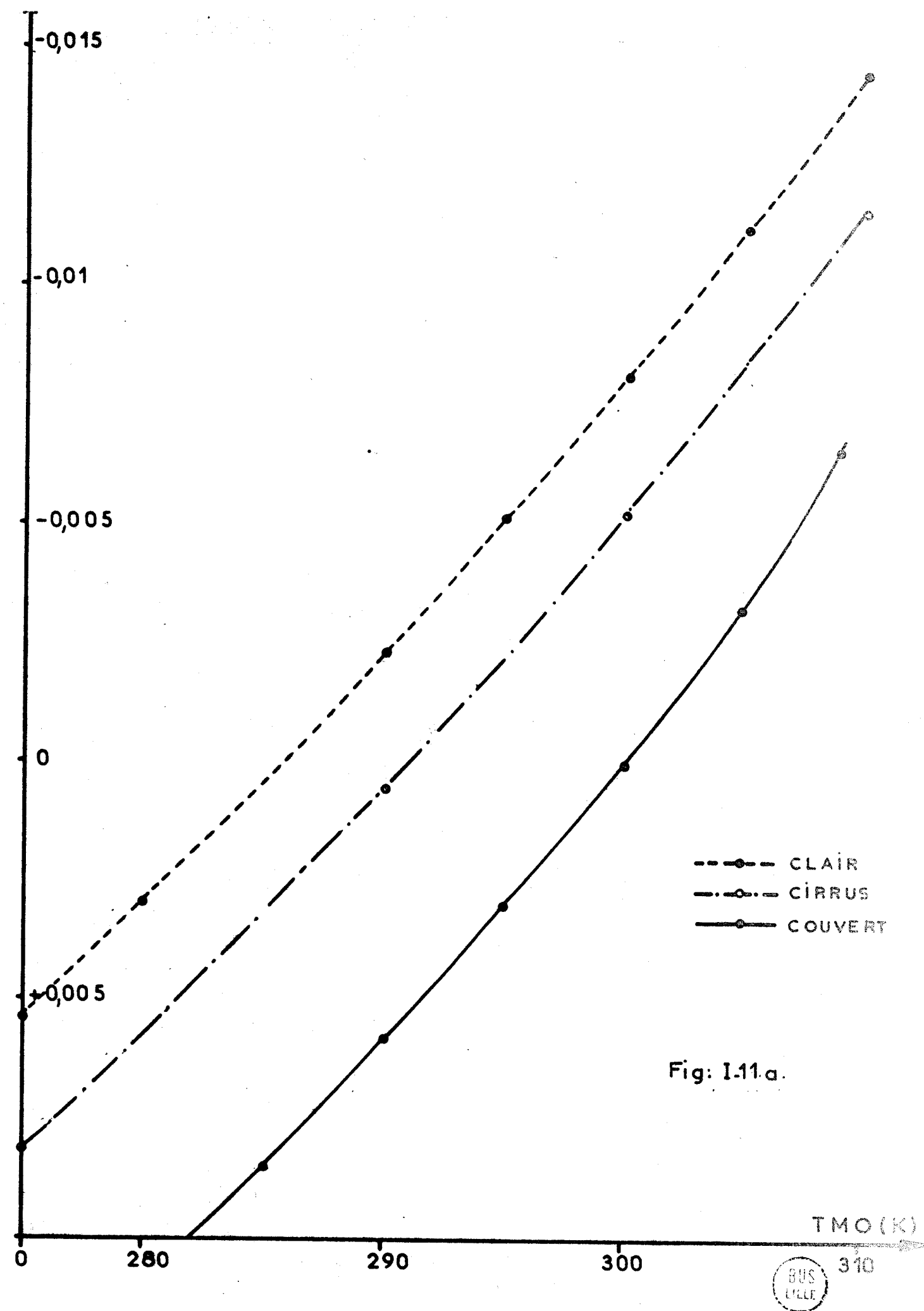


Fig: 1.11 a.



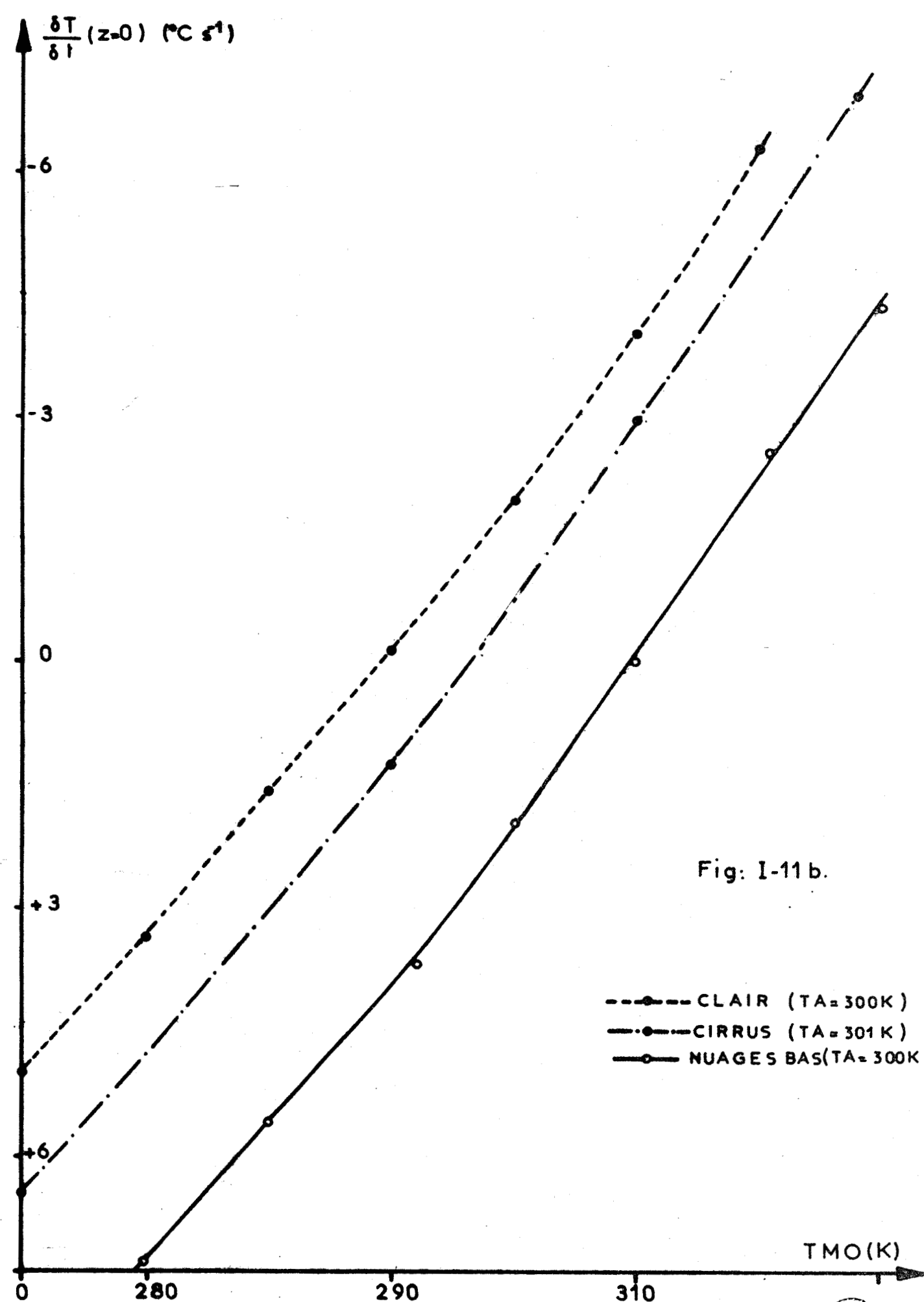


Fig: I-11 b.



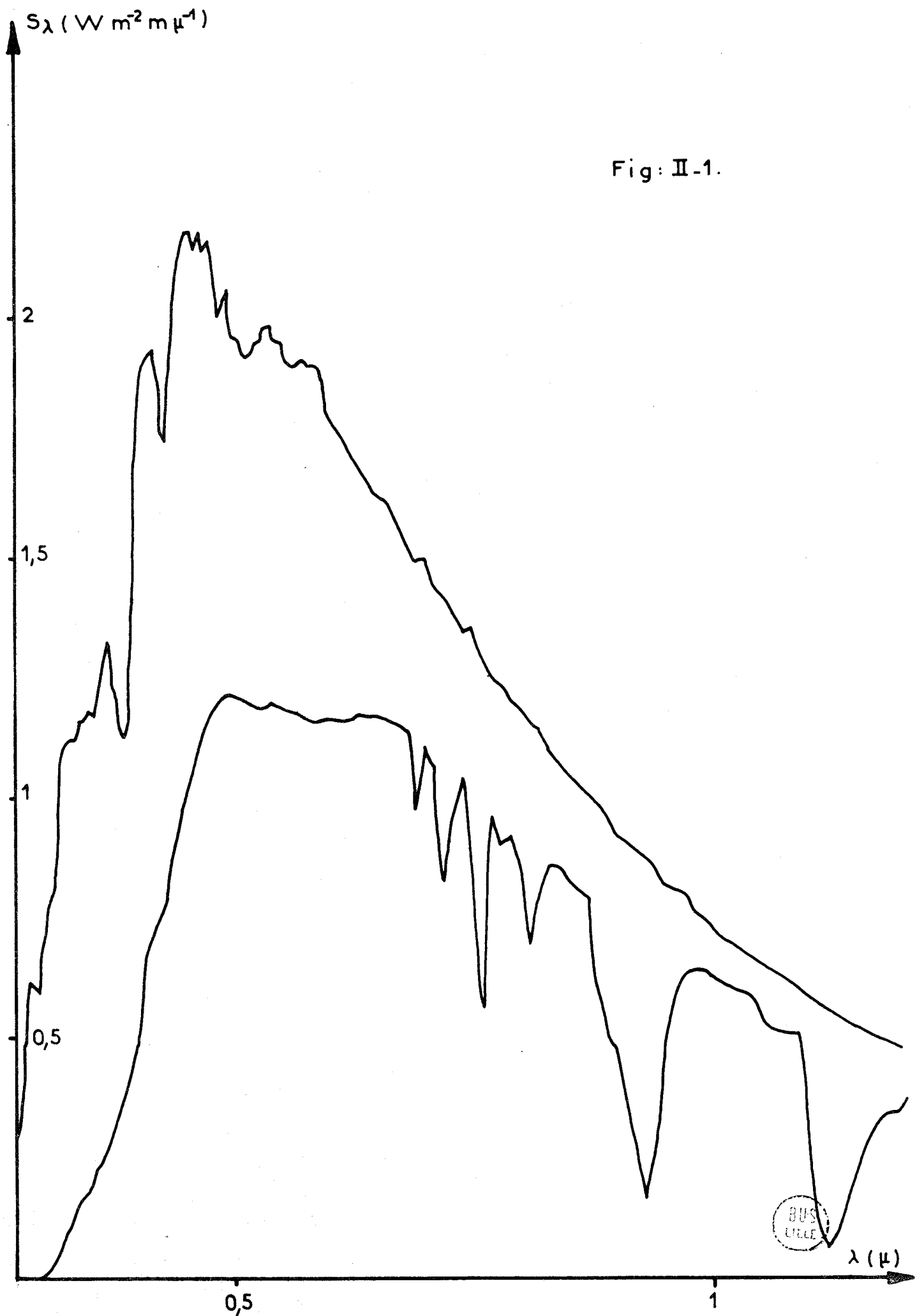


Fig: II-1.

S_λ ($W m^{-2} m\mu^{-1}$)

S_λ

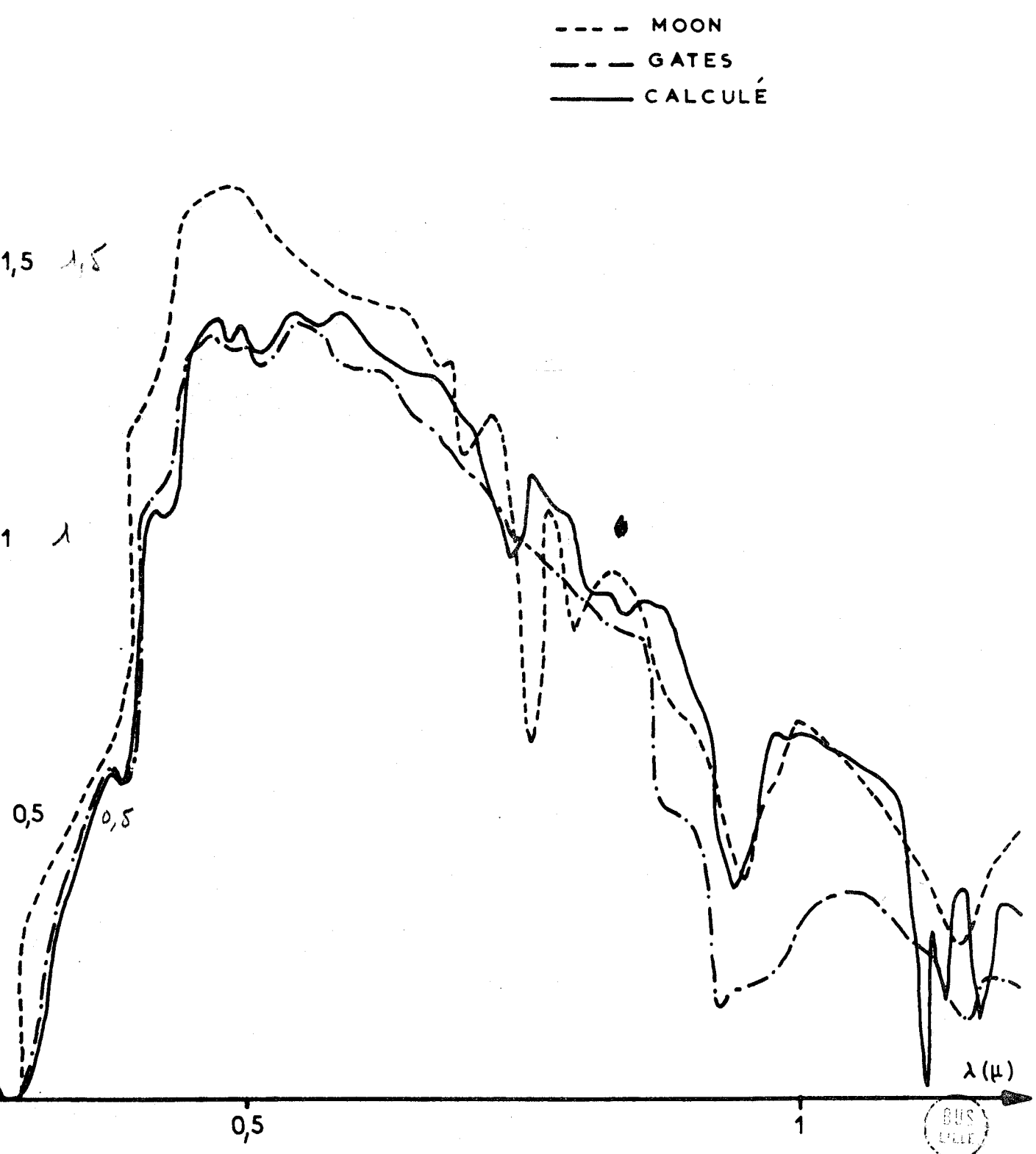


Fig: II-2-

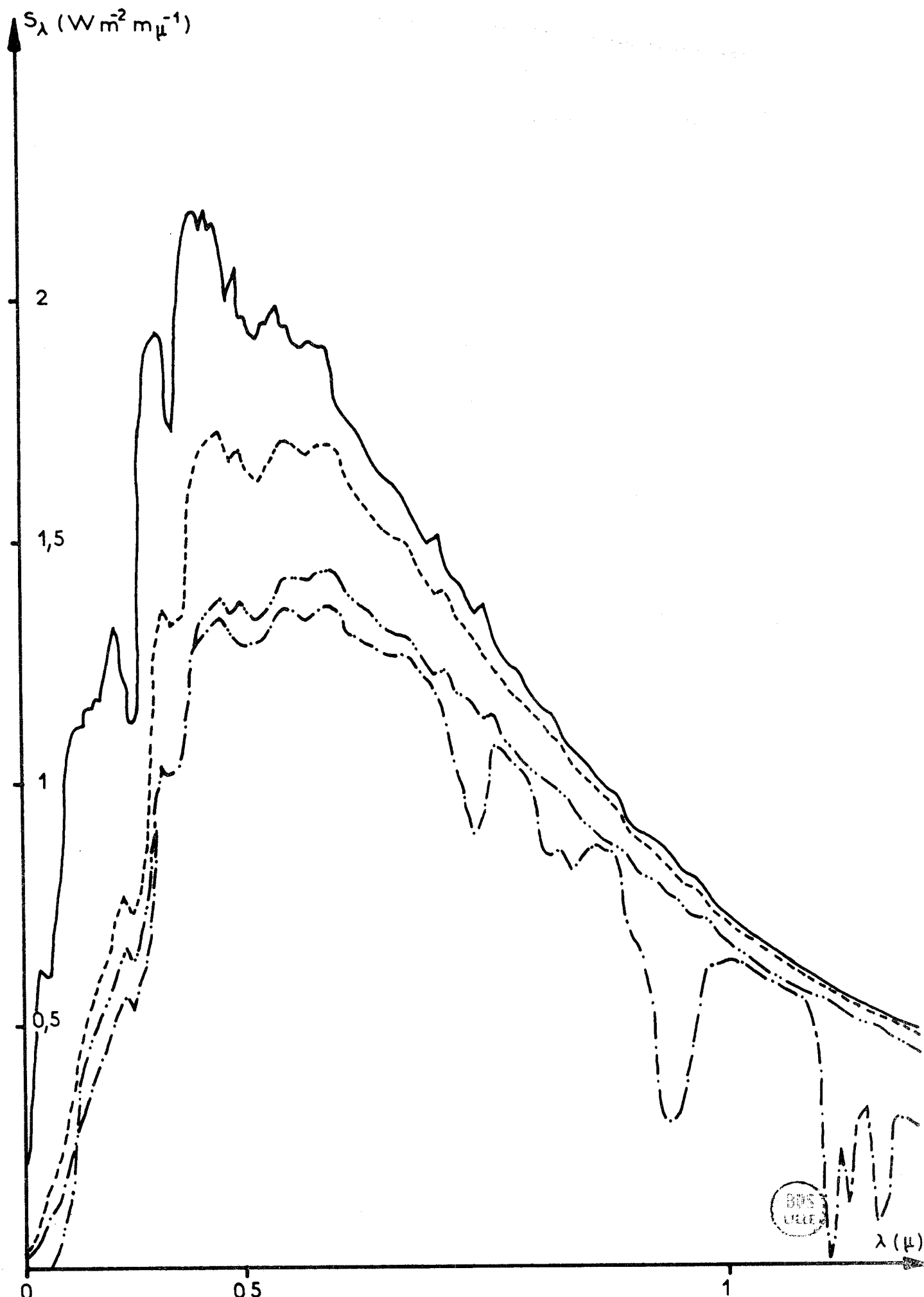
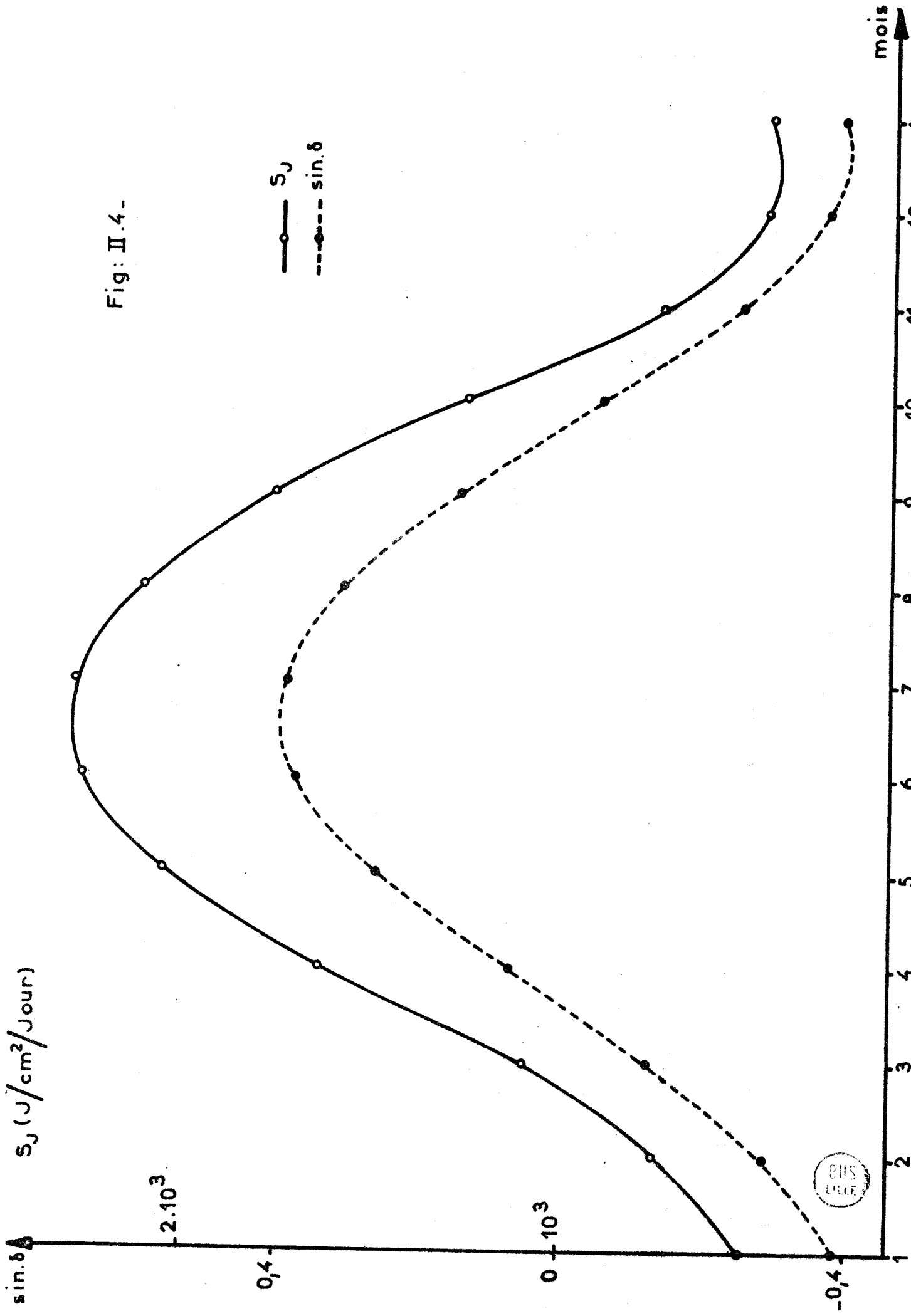


Fig. II. 3.

Fig: II.4 -



BHS
LILLE

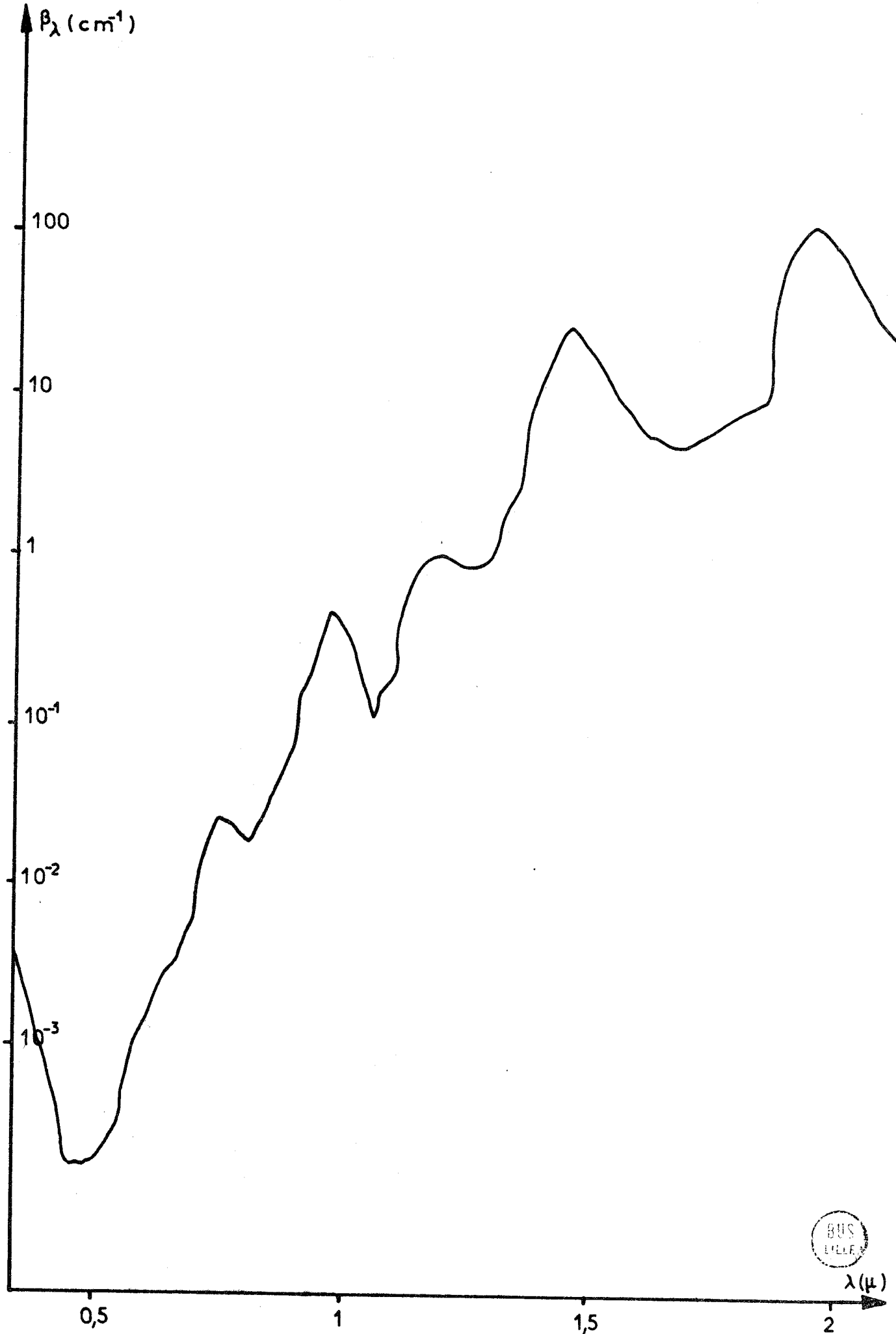


Fig: II-5-



λ (μ)

Organigramme

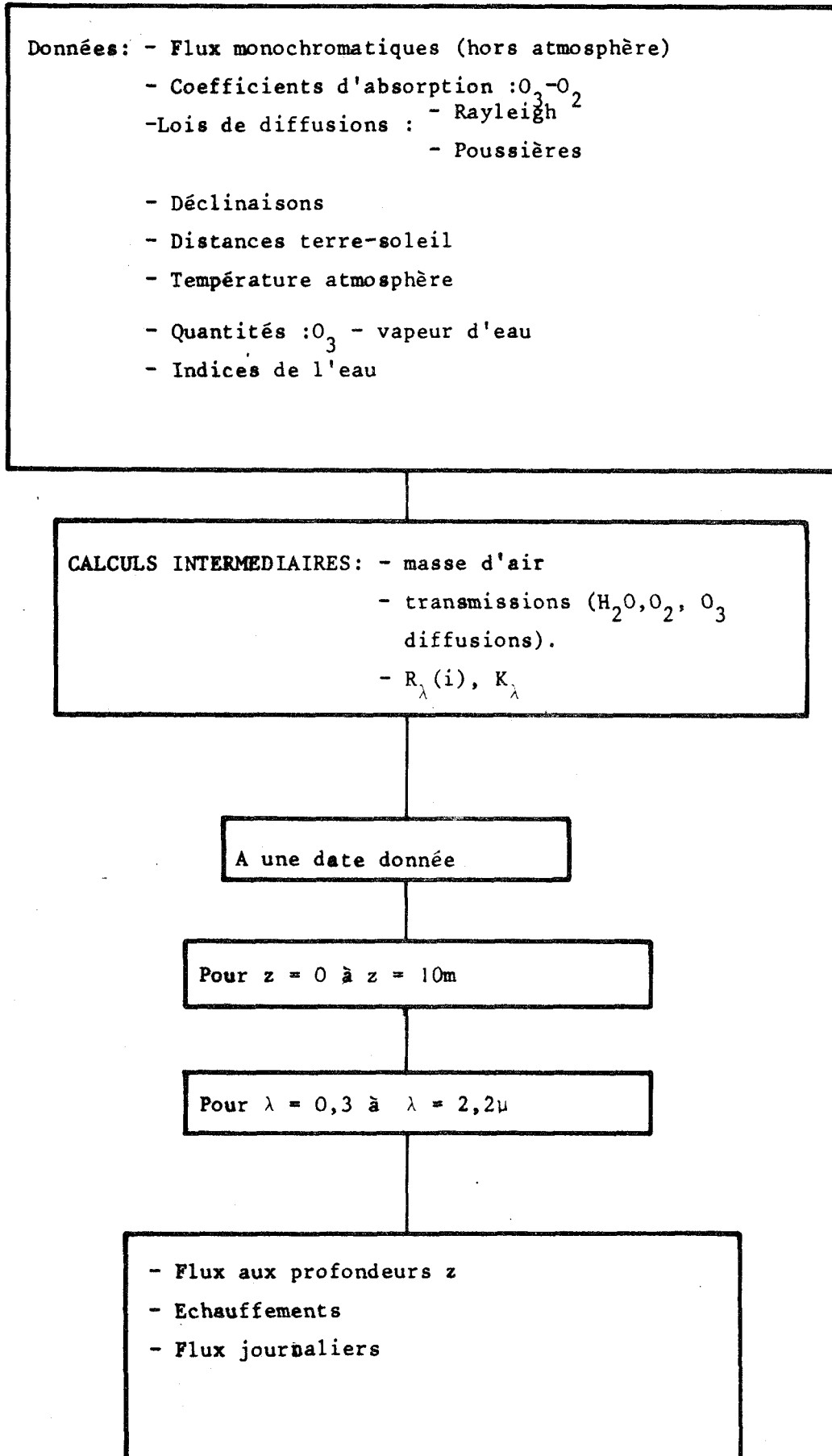
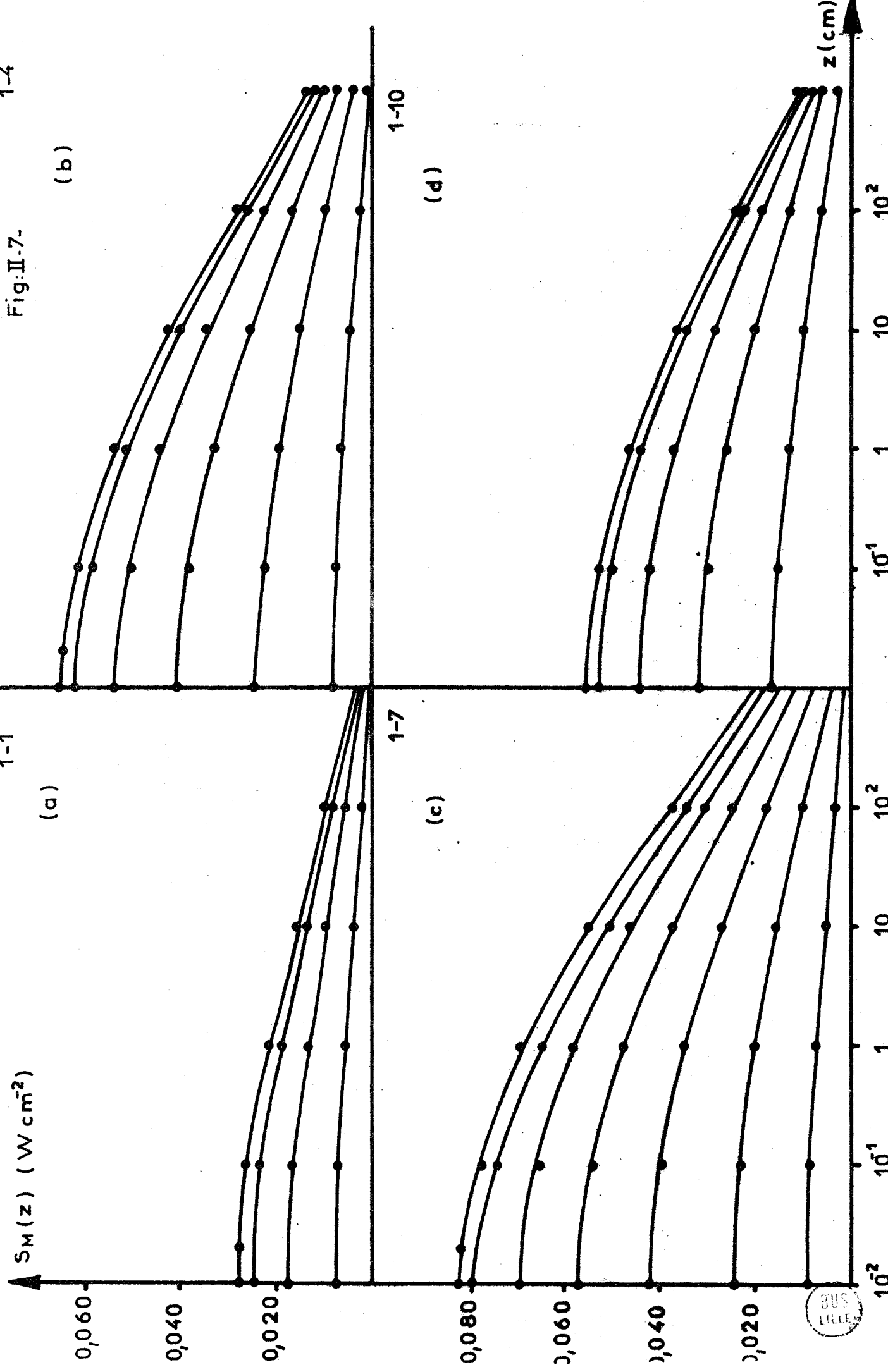


Fig:II-7-

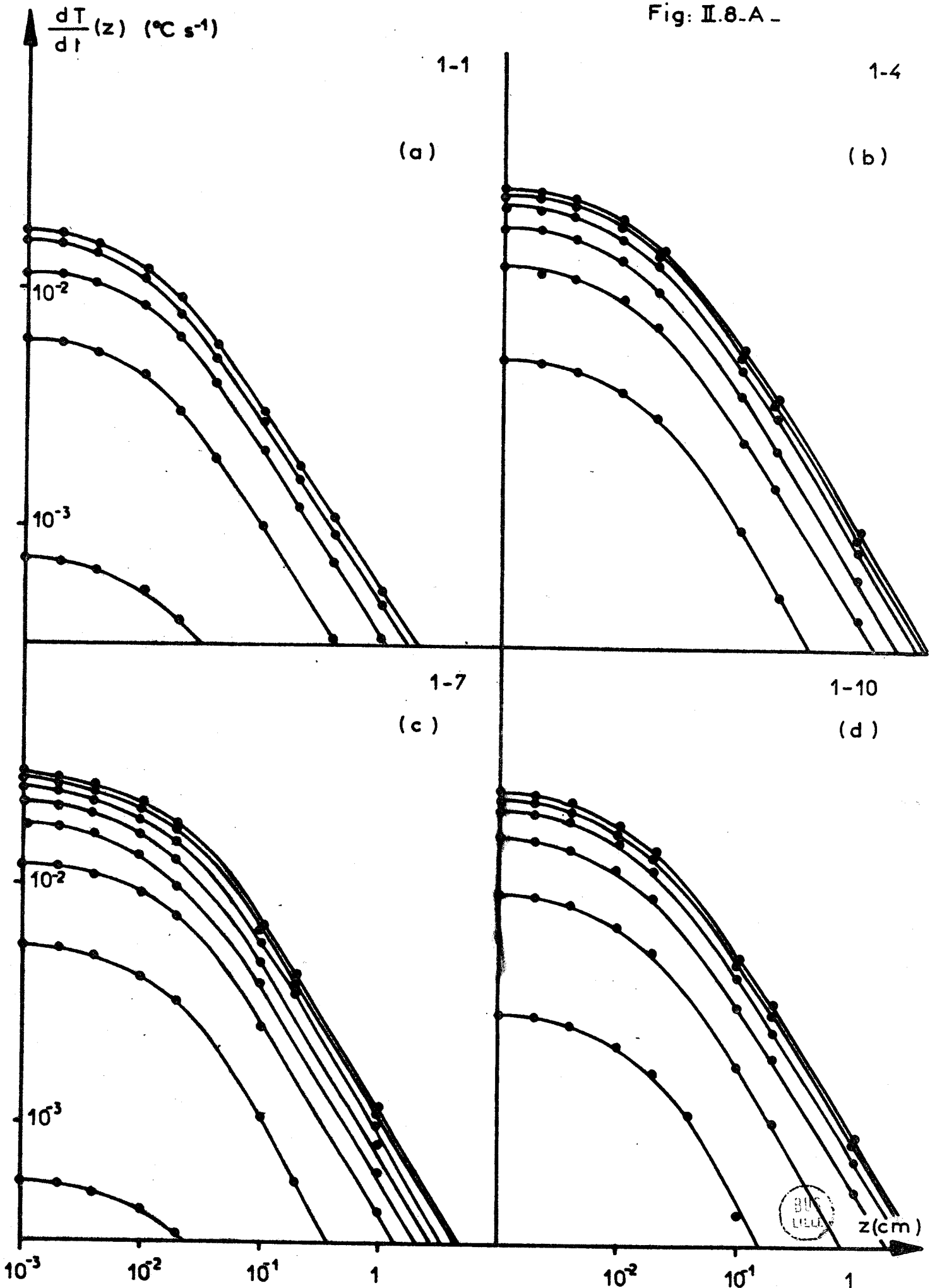
1-4

1-1



BUS
LILLE

Fig: II.8.A -



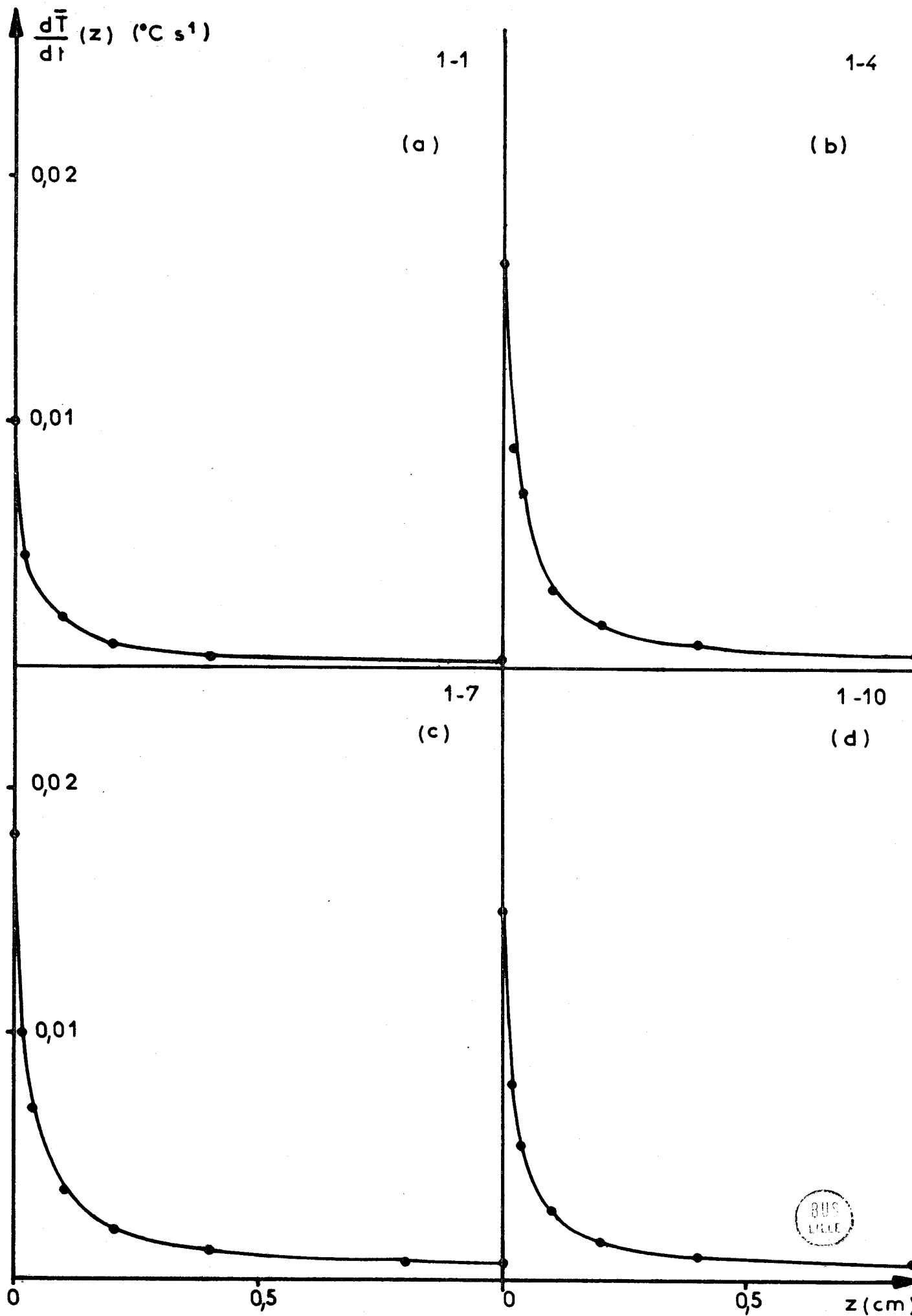
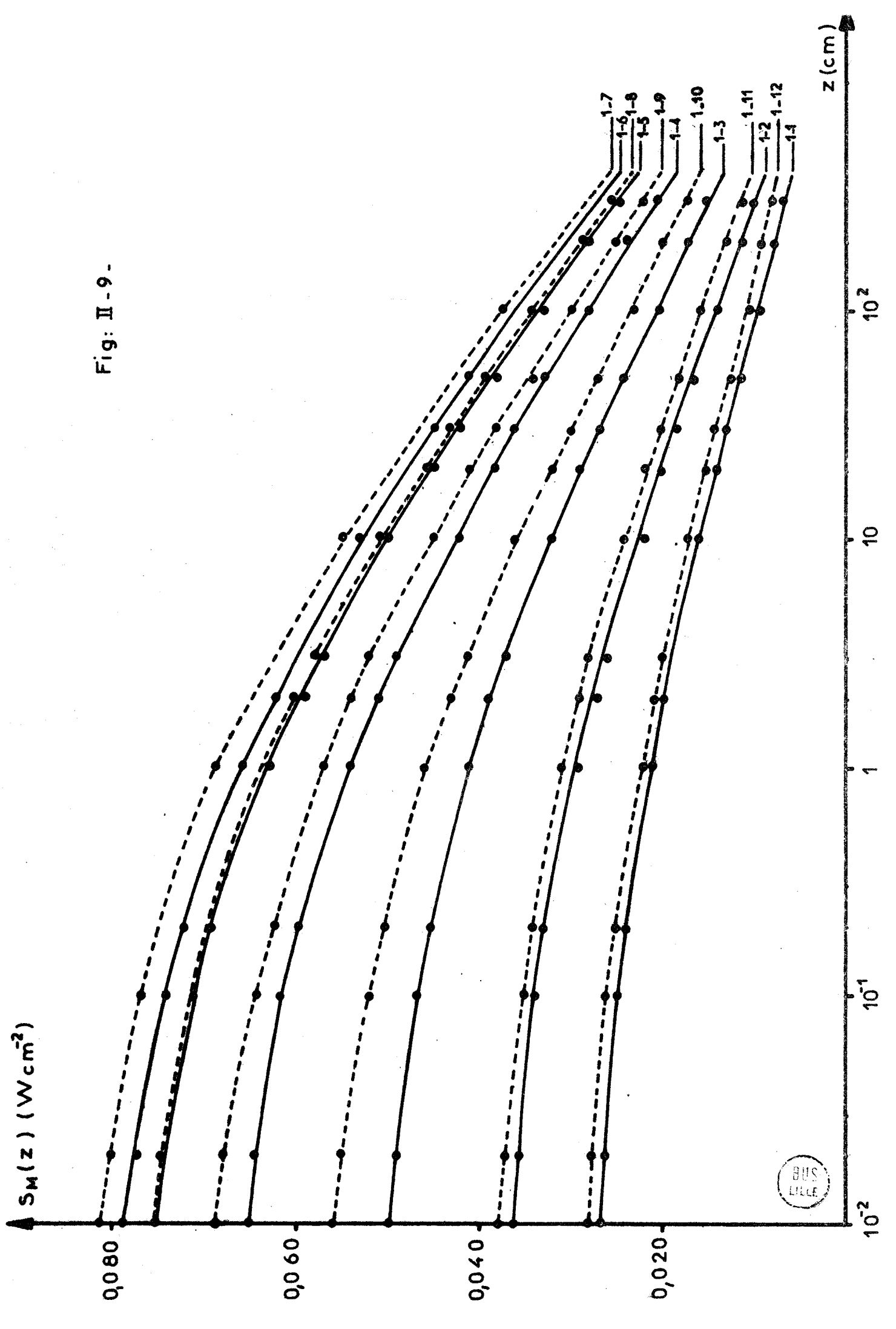


Fig: II.8 B -

Fig: II - 9 -



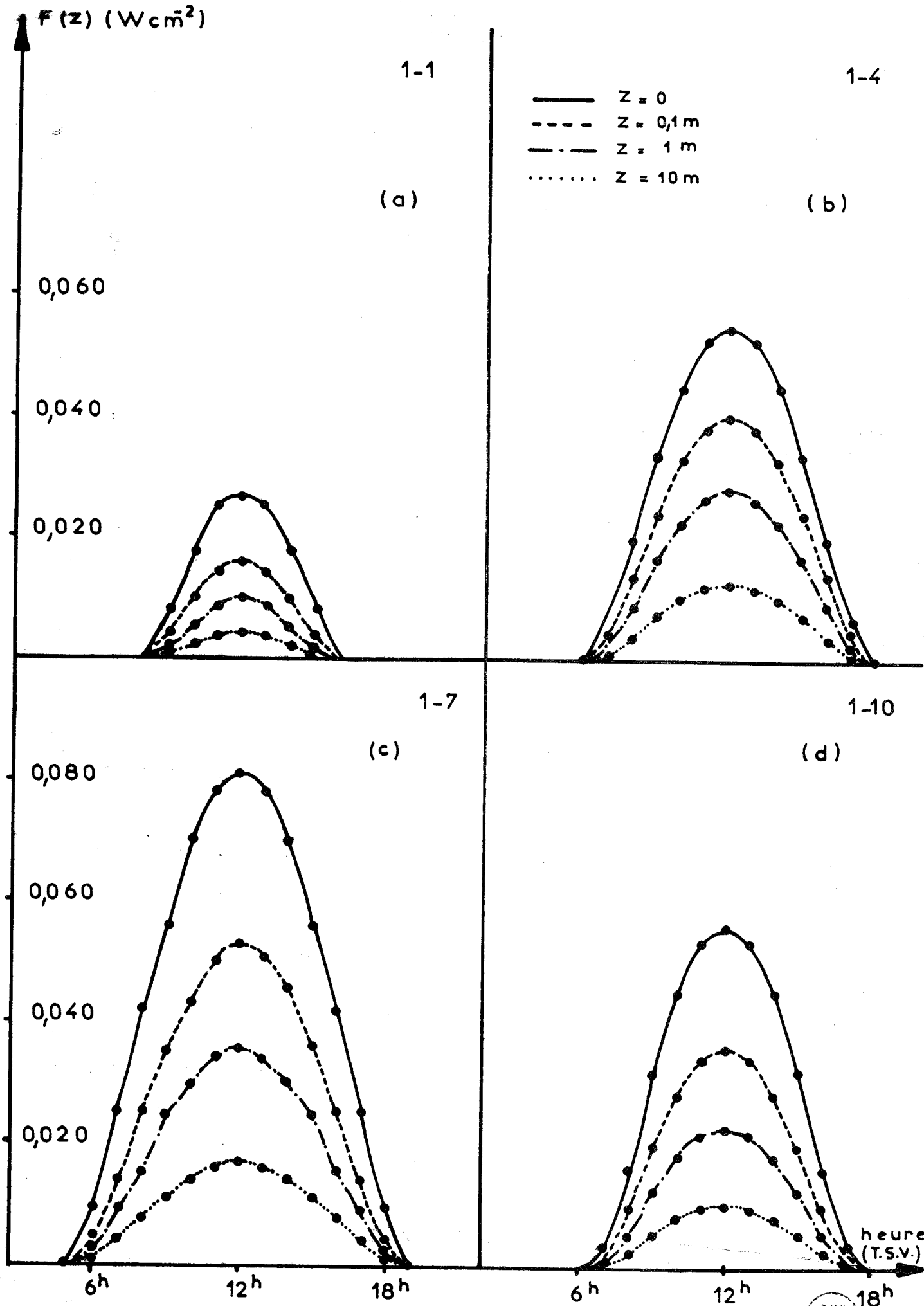


Fig: II-10-



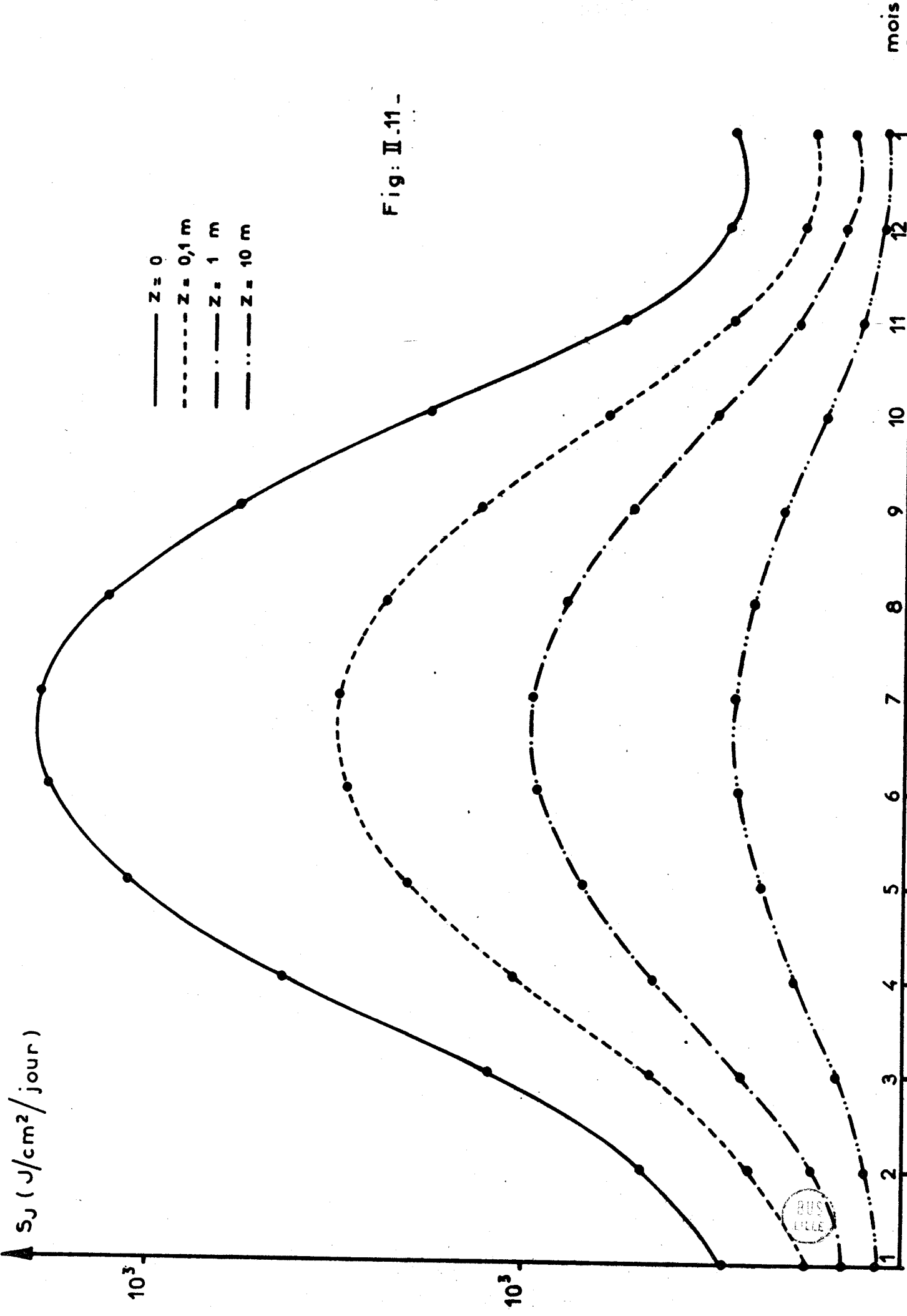


Fig: II.11 -

— $Z = 0$
 - - - $Z = 0,1$ m
 - · - $Z = 1$ m
 - · · - $Z = 10$ m

BUS LILLE

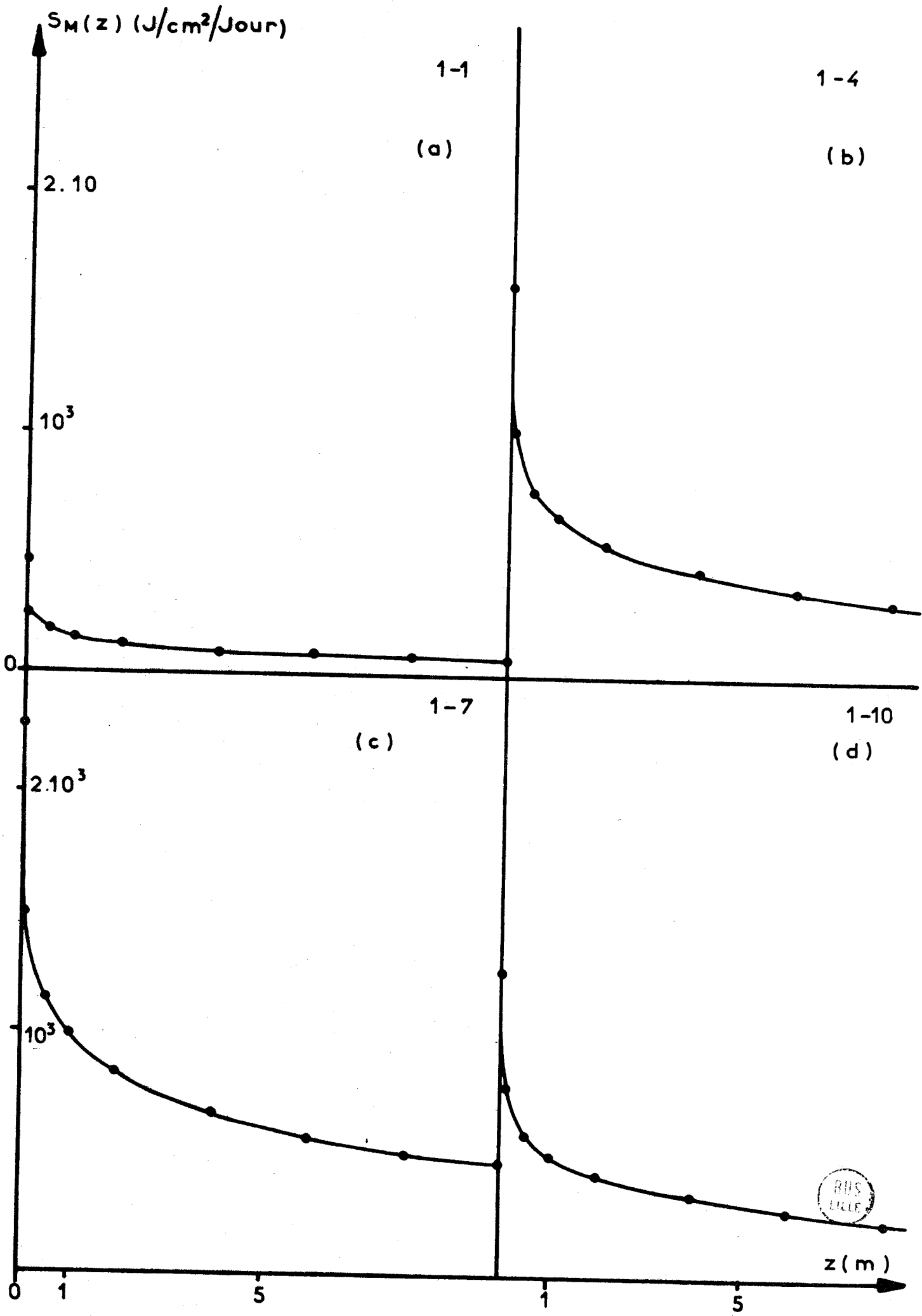


Fig: II -12 -

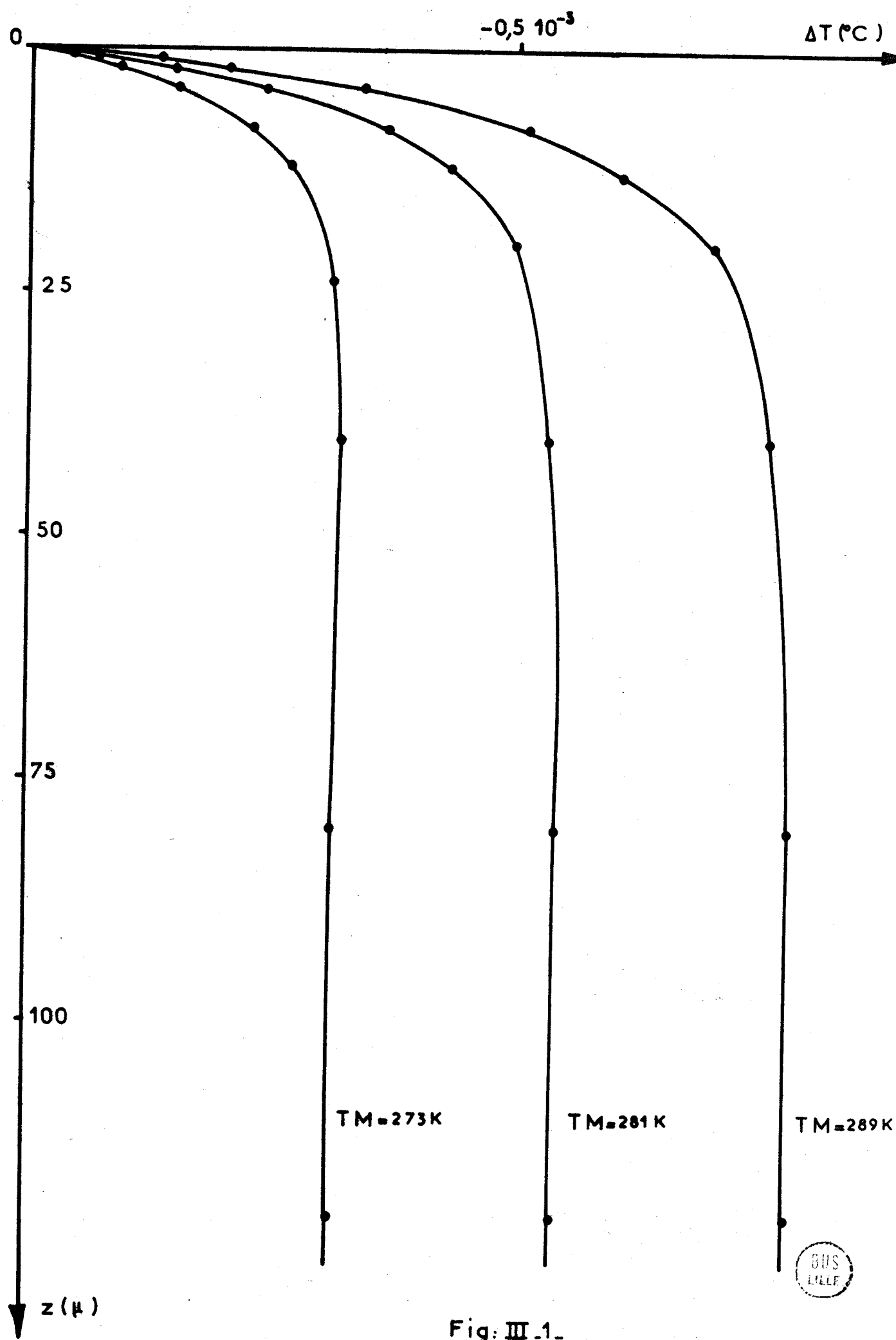


Fig: III .1.

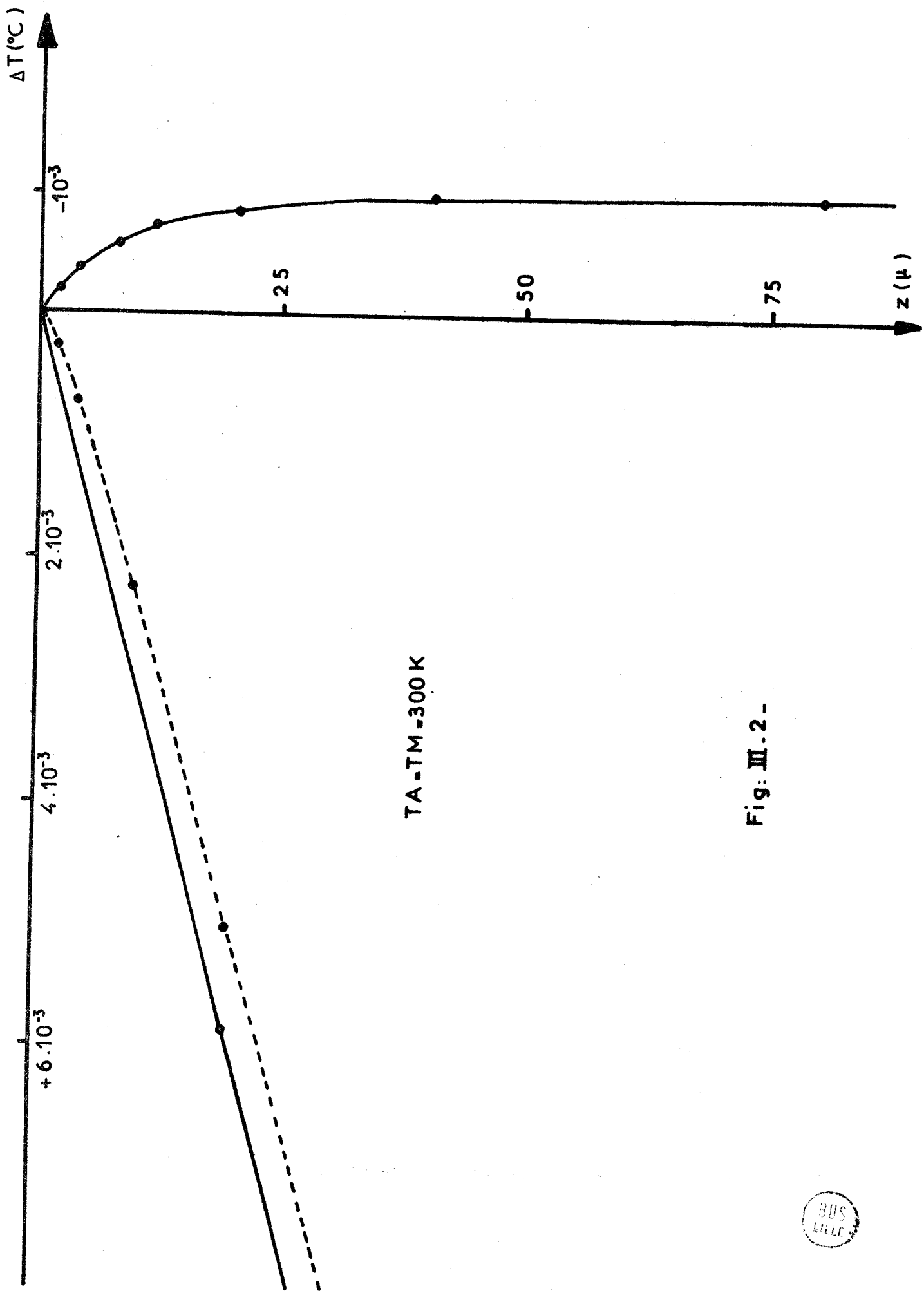


Fig. III.2 -



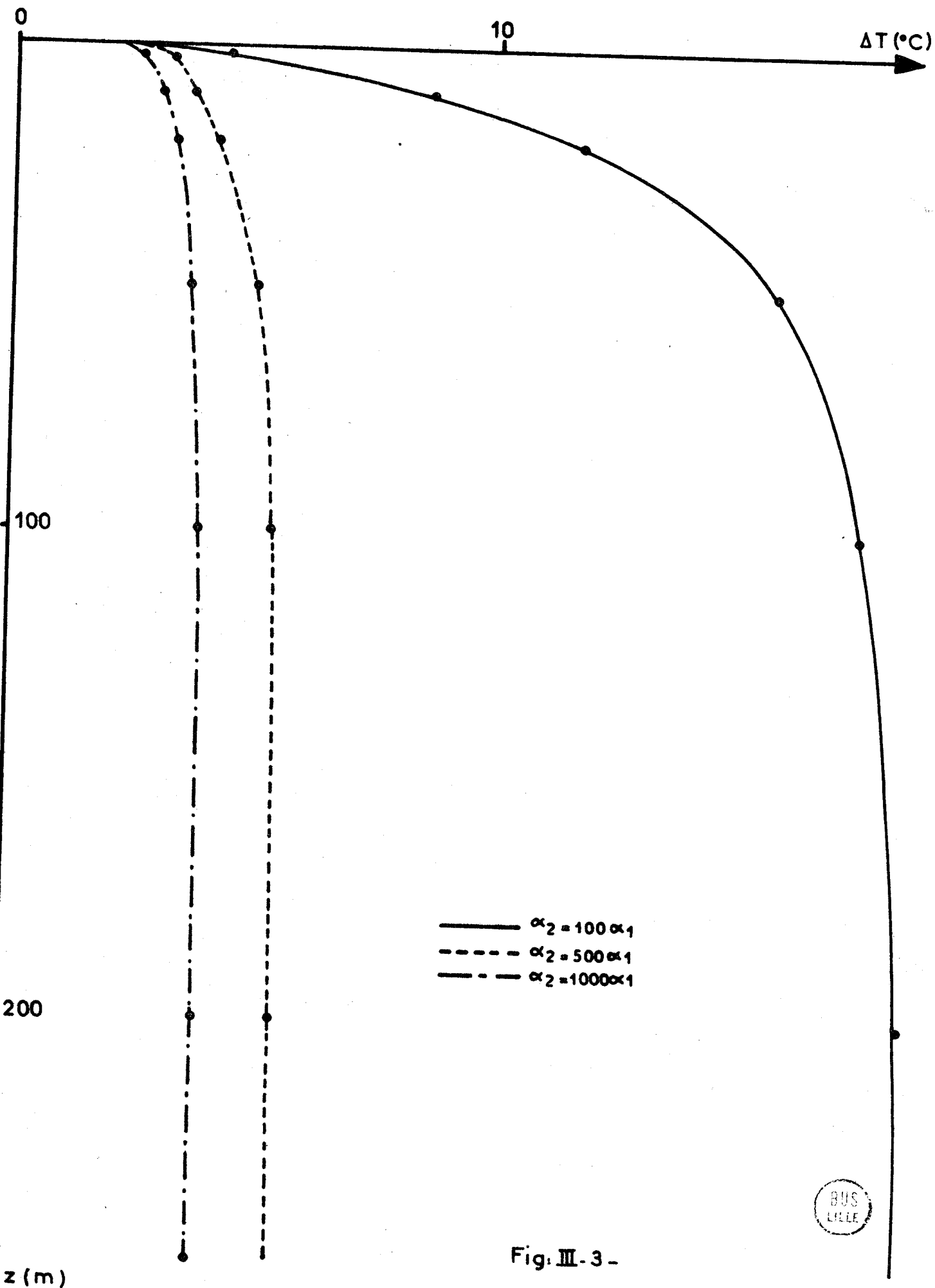


Fig. III-3 -



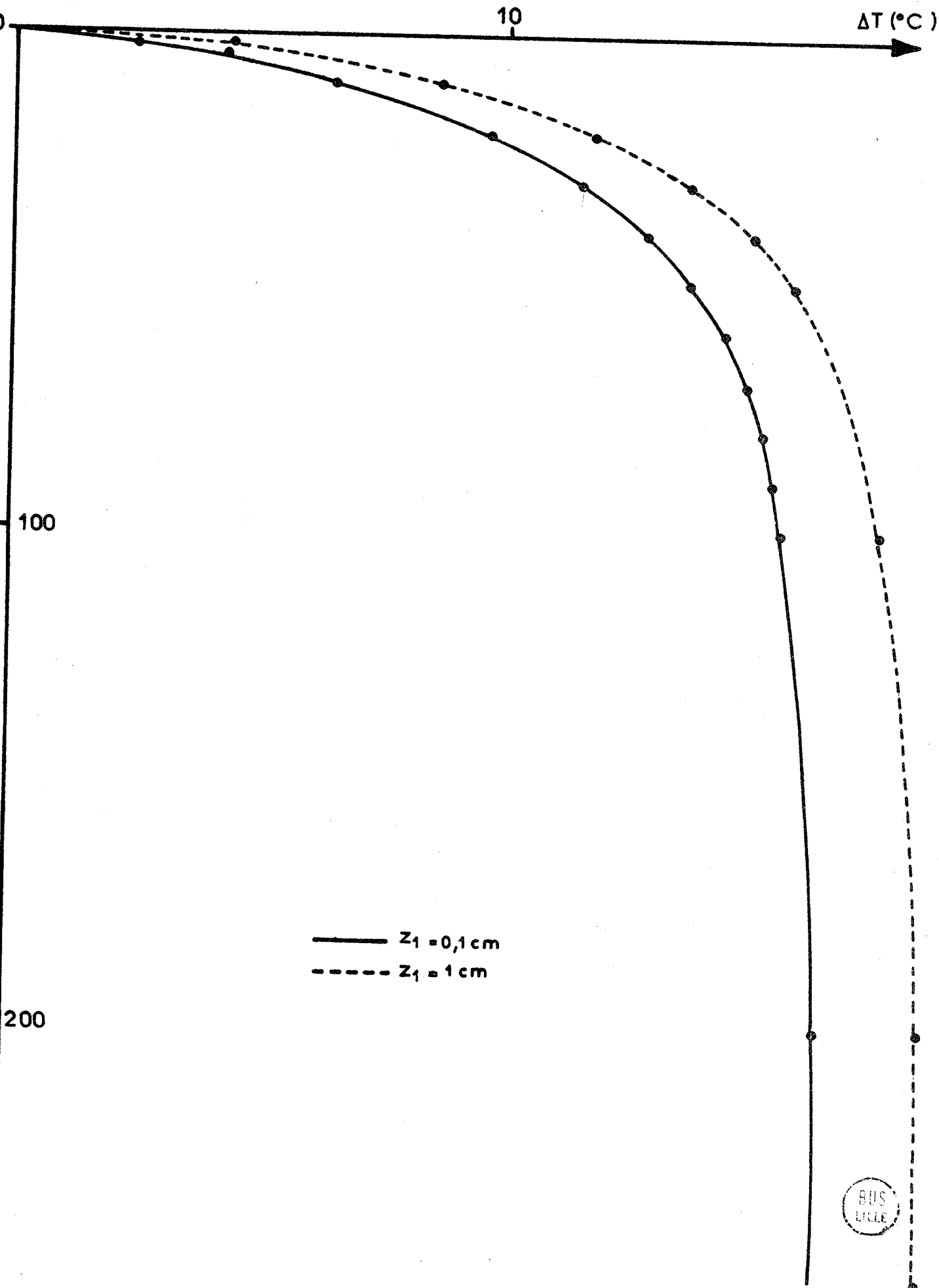


Fig: III - 4 -

ORGANIGRAMME

TRANSMISSIONS

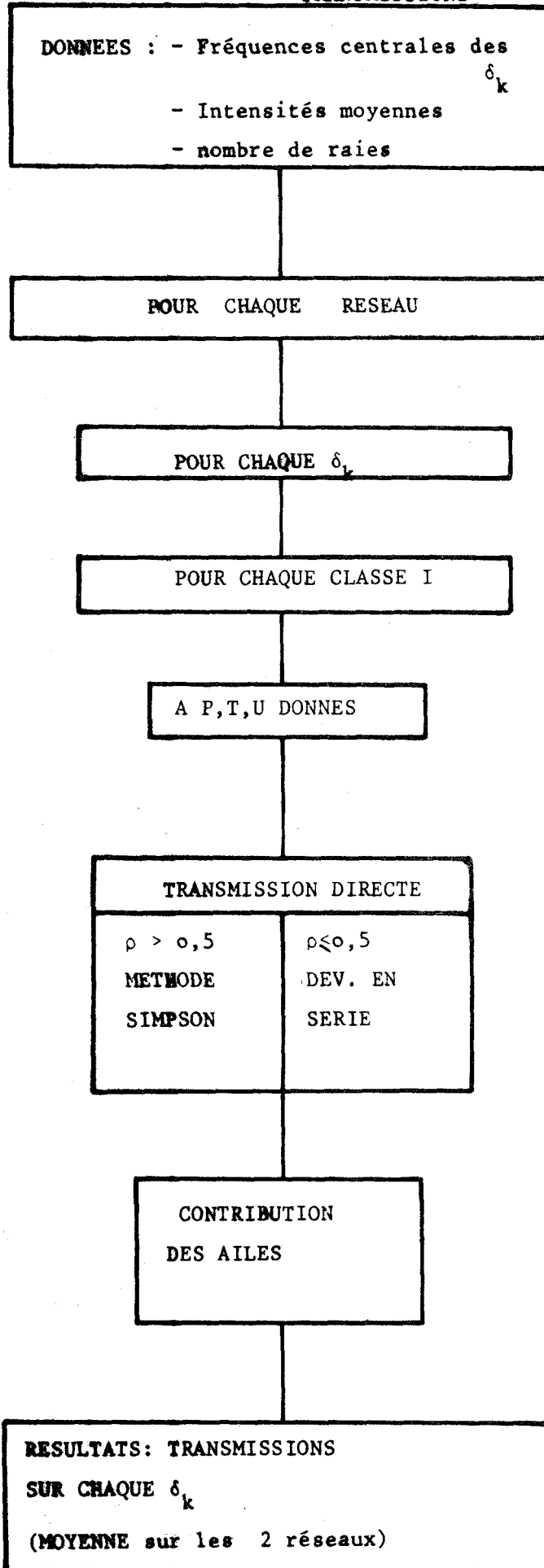


FIG: IV-1

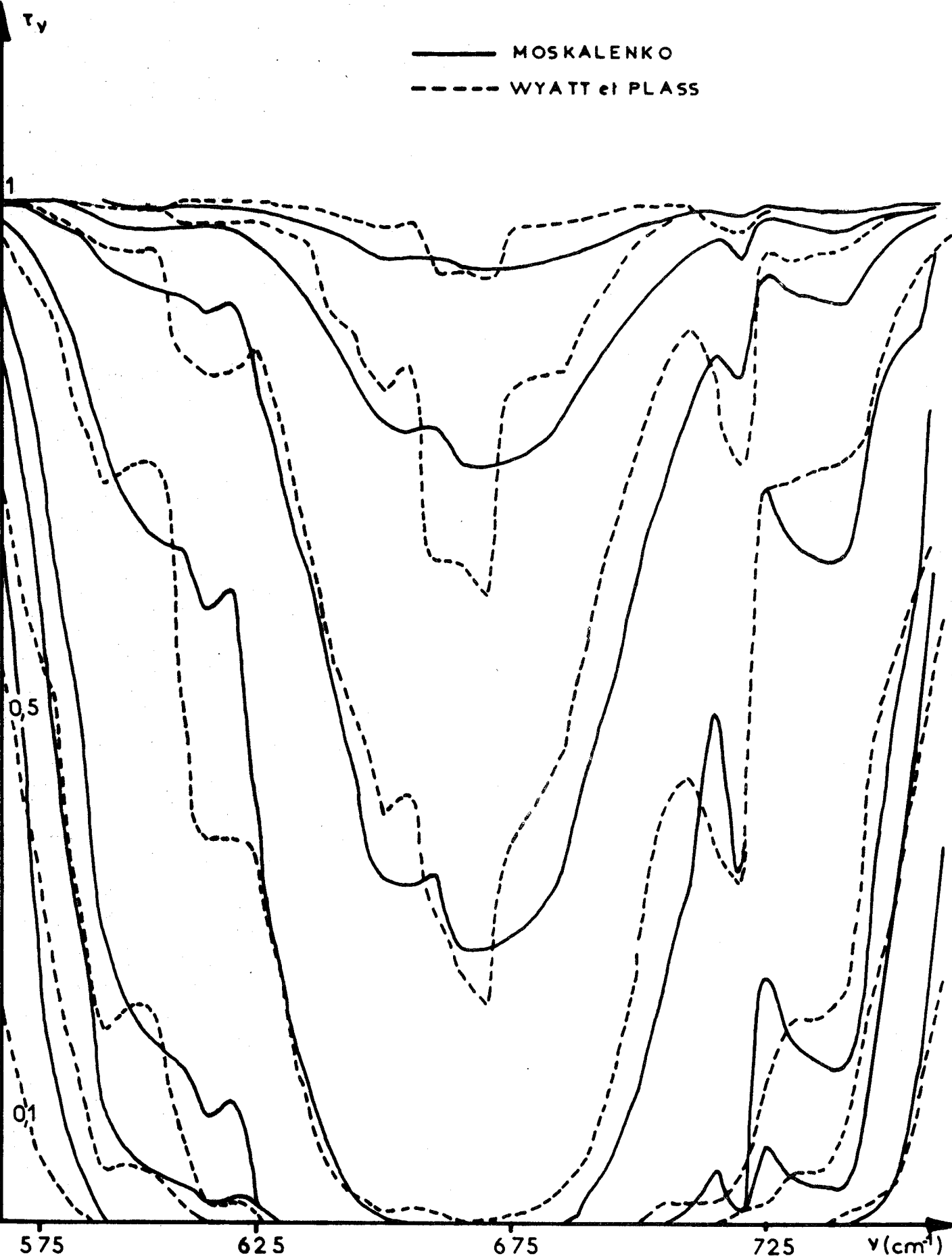


Fig: IV-2-



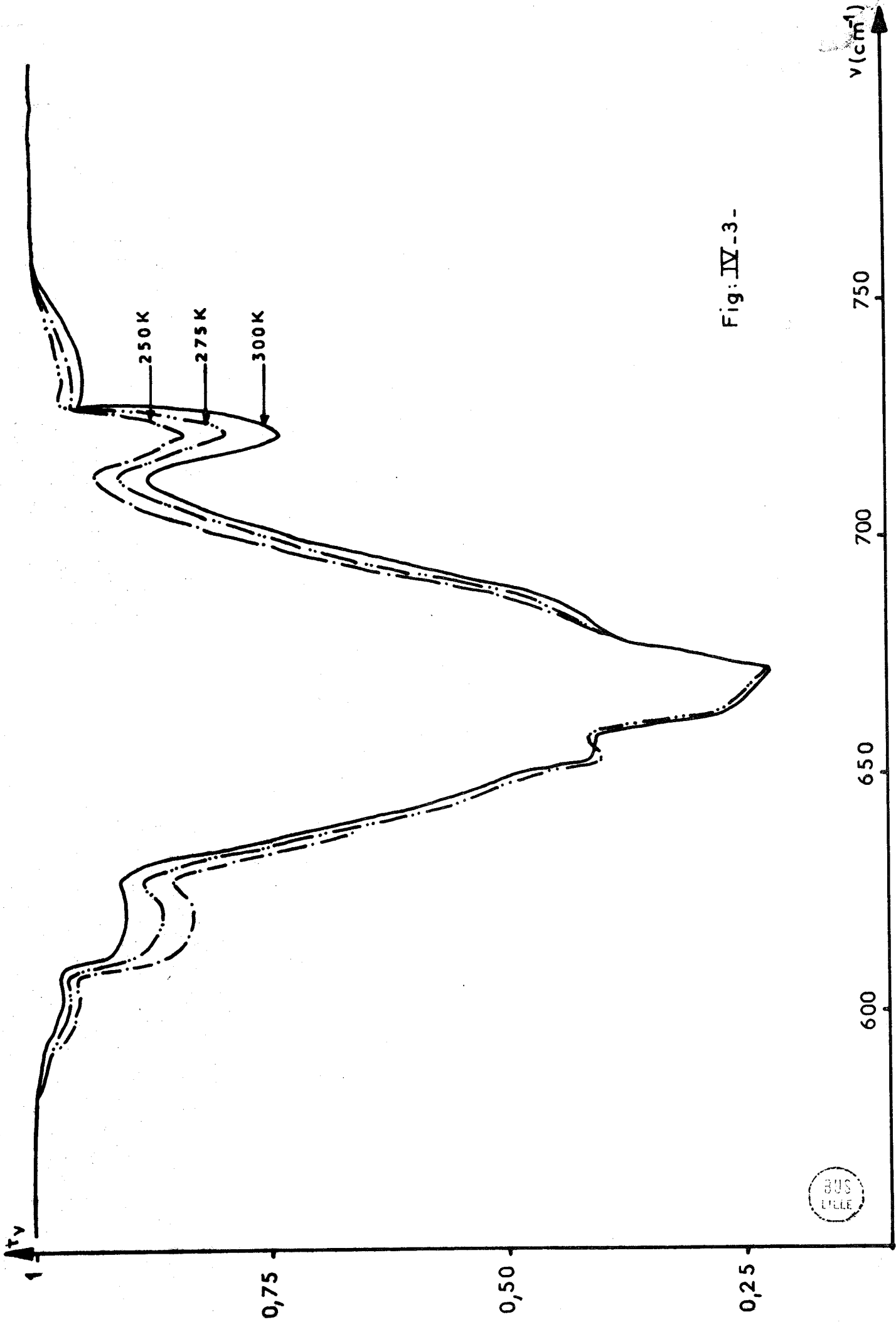


Fig: IV -3-

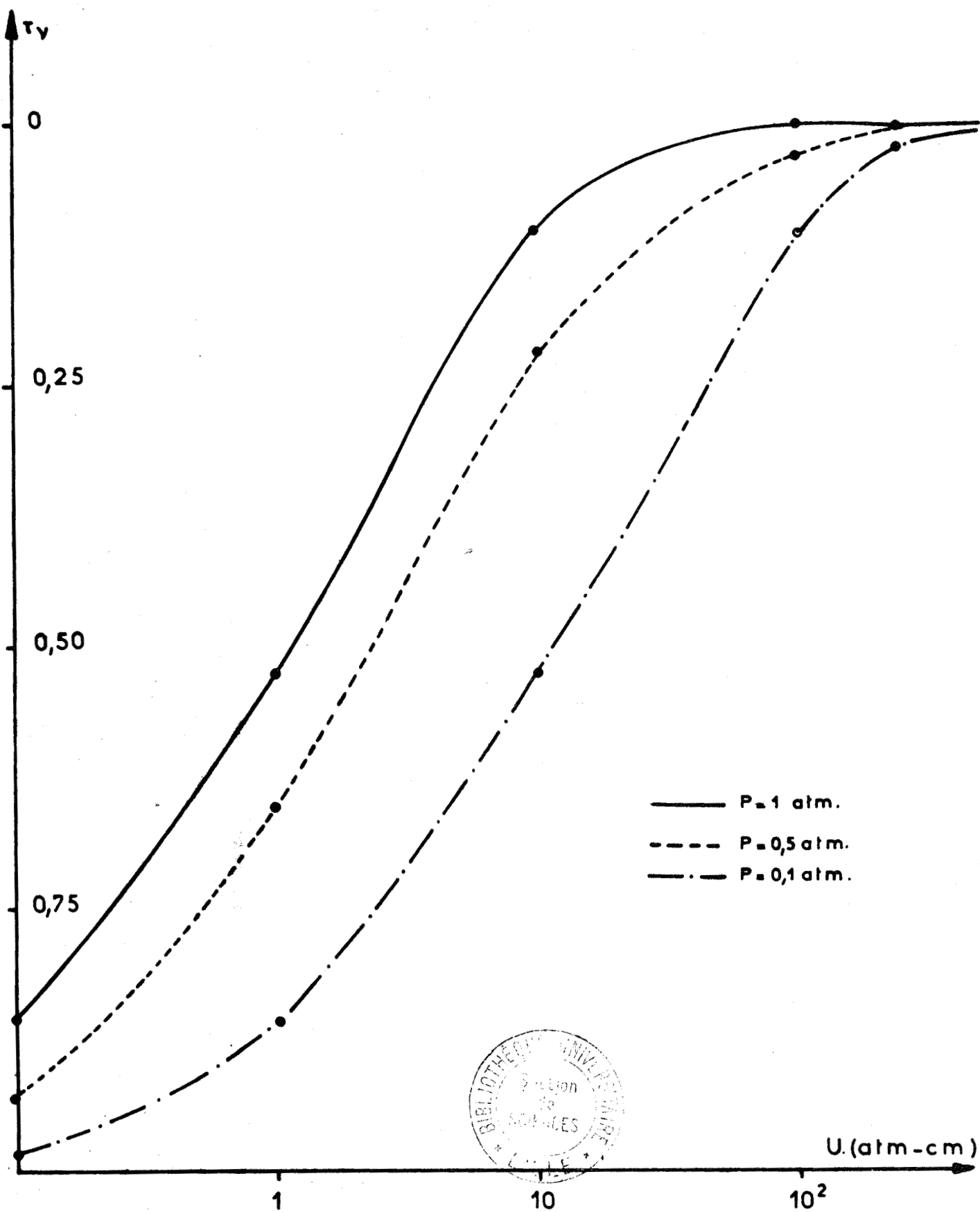


Fig. IV-4-