

50376

1978

135

N° d'ordre : 727

50376

1978

135

# THESE

*présentée à*

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES  
ET TECHNIQUES DE LILLE

*pour obtenir le titre de*

DOCTEUR DE SPECIALITÉS

*par*

*PHULPIN Thierry*

\*

## UTILISATION DE LA RADIOMETRIE INFRA ROUGE MULTI SPECTRALE POUR LA DETERMINATION DE LA TEMPERATURE DE SURFACE



Soutenu le 7-11-1978 devant la Commission d'examen

*Membres du Jury*

M <sup>me</sup> LENOBLE,	Président
M. DESCHAMPS	Rapporteur
M. BECKER	Examineur
M. HERMAN	"
M. LASBLEIZ	Membre invité



\*0300085441\*

Ce travail a été réalisé sous la direction de Monsieur DESCHAMPS au Laboratoire d'Optique Atmosphérique dirigé par Madame le Professeur LENOBLE. Que tous deux reçoivent ici l'expression de mes sentiments de vive gratitude.

Je tiens à remercier Madame LENOBLE qui a bien voulu me faire l'honneur de présider le Jury et Monsieur HERMAN qui a accepté d'y participer.

Monsieur BECKER, Professeur à l'Université de Strasbourg, et Monsieur LASBLEIZ, Directeur du Centre de Météorologie Spatiale à Lannion, ont accepté de juger mon travail témoignant ainsi de l'intérêt qu'ils portent aux travaux du Laboratoire. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma gratitude.

Le travail a été réalisé dans le cadre d'une équipe particulièrement sympathique où l'aide scientifique ou morale de chacun a été précieuse. Je tiens particulièrement à remercier Monsieur GONZALEZ pour l'assistance qu'il a apportée dans la résolution des problèmes numériques, Mademoiselle DEROO, pour la réalisation des figures et Madame THEROUX qui a accepté de taper ce travail long et dur à lire. Messieurs BAUSSARD, BONNEL, MORCLETTE et TANRE ont contribué également à des titres divers au travail réalisé et je les en remercie.

Enfin, j'adresse mes remerciements à Messieurs ROCHARD et TOURNIER du C.M.S. (Lannion) pour m'avoir aimablement accueilli à Lannion et aidé à apporter les dernières retouches à cette étude.

## SOMMAIRE

### INTRODUCTION

#### CHAPITRE I - GENERALITES p.1

I-1 - Rappels. p.1

I-2 - Formulation des termes d'erreur. p.5

I-3 - Modèles de transmission. p.13

#### CHAPITRE II - SIMULATION DES EFFETS PERTURBATEURS p.19

II-1 - Modèles de transmissions utilisés. p.19

II-2 - Modèles d'atmosphères choisis. p.23

II-3 - Simulation de l'erreur due à l'absorption atmosphérique. p.24

II-4 - Simulation de l'effet de réflexion. p.25

II-5 - Estimation statistique de la correction dans le canal  
10,5 -12,5  $\mu\text{m}$ . p.33

#### CHAPITRE III - ANALYSE MULTISPECTRALE p.44

III-1 - Formulation théorique de la température de surface  
par analyse multispectrale. p.44

III-2 - Amélioration de la méthode multispectrale. Etude des  
non-linéarités. p.46

III-3 - Critères pour l'optimisation de la mesure de température  
de surface. p.56

III-4 - Les sources d'erreurs sur les mesures. p.57

III-5 - Présentation de l'étude d'optimisation. p.58

III-6 - Optimisation du choix des canaux pour la mesure des  
températures de surface des sols. p.60

III-7 - Optimisation du choix des canaux pour la mesure des  
températures de surface des océans aux latitudes tempérées. p.68

III-8 - Traitement des données : valeurs point par point,  
valeur moyenne. p.72

III-9 - Conclusion. p.77

#### CHAPITRE IV - APPLICATION A L'EXPLOITATION DES DONNÉES FOURNIES PAR LE A.V.H.R.R. DE TIROS-N p.84

IV-1 - Caractéristiques du satellite. p.84

IV-2 - Utilisation du canal 3.7  $\mu\text{m}$ . p.86

IV-3 - Algorithme de traitement pour une mesure point par point  
de la température de surface. p.87

IV-4 - Influence de l'angle d'incidence sur l'algorithme. p.102

IV-5 - Reconnaissance de la mer et des nuages. p.106

CONCLUSION p.136

ANNEXES

BIBLIOGRAPHIE

INTRODUCTION

## INTRODUCTION

La connaissance de la température de surface de la mer et des sols est précieuse à bien des égards. Ainsi, par exemple, la détermination de la température des surfaces aide à la reconnaissance des sols lors de l'étude des ressources terrestres. La connaissance des champs de température de surface de la mer à l'échelle du globe a d'importantes applications météorologiques. Elle permet par exemple la détermination des échanges sol-atmosphère, nécessaire à la prévision du temps. A une échelle locale elle permet aussi la prévision de gels et de brouillards. Les applications océanographiques en sont également nombreuses: surveillance de rejets thermiques, pêche...

Malheureusement les observations en mer sont clairsemées (stations des îles, bouées-laboratoires, navires stationnaires....) et ne permettent que des études très localisées difficilement généralisables à l'immense étendue que constituent les océans. L'avantage des satellites est qu'ils offrent le moyen de prospecter rapidement de très grandes étendues. Ils permettent d'observer les variations de la température avec le temps et dans l'espace, d'analyser des champs continus de températures.

Mais les mesures comportent de nombreuses sources d'erreur et la comparaison des valeurs calculées par radiométrie infrarouge aux valeurs mesurées par navires en un même point et à la même époque montrent une imprécision importante. Certaines de ces sources d'erreur sont liées aux caractéristiques de l'atmosphère. L'objet de cette étude est donc d'améliorer la précision de la température de surface de la mer et de sols par radiométrie infrarouge.

Dans le chapitre I, après avoir décrit les principes de la radiométrie satellitaire, nous mettons en évidence les sources d'erreur phénoménologiques dans la restitution de la température de surface : les nuages, l'effet de réflexion de la surface et l'effet d'absorption atmosphérique.

SERGENT (1975) et DESCHAMPS (1977,1978), au Laboratoire d'Optique Atmosphérique de Lille se sont intéressés au problème de l'effet d'absorption atmosphérique entre 10.5 et 13  $\mu\text{m}$  et ont proposé des méthodes pour la restitution de la température de surface. La simulation des deux effets que nous avons réalisée au chapitre II permet d'une part de confirmer les calculs de SERGENT, d'autre part de mettre en évidence l'intérêt de la fenêtre centrée à 3.7  $\mu\text{m}$  pour la restitution de la température de surface par la méthode statistique dont les grandes lignes ont été tracées par SERGENT (1975). Cette simulation permet également de comparer l'ampleur des divers effets dans les

fenêtres atmosphériques. On reprend ensuite les résultats obtenus par DESCHAMPS pour une correction statistique sur le Proche Atlantique (DESCHAMPS et PHULPIN, 1978) en ajoutant l'effet de réflexion.

Dans le chapitre III, on développe la réflexion abordée par DESCHAMPS (1977) sur la correction multispectrale linéaire. Pour l'élaboration d'un algorithme optimal, on propose de prendre en compte l'effet de réflexion ainsi que la différence de nature de l'absorption entre 8-13  $\mu\text{m}$  et 3.7  $\mu\text{m}$ . On discute ensuite du choix optimal de deux canaux pour la mesure de la température de surface "en ressources terrestres", puis pour la mer.

Dans le chapitre IV, les résultats obtenus sont précisés, et l'on envisage le traitement des données fournies par le A.V.H.R.R. de TIROS-N. On pose également dans ce chapitre le problème de l'élimination des nuages et l'on propose notamment une méthode pour la reconnaissance des cirrus.

CHAPITRE I

GENERALITES

I - GENERALITESI-1 - RappelsI-1-1 - Emission infrarouge d'un corps à la température T

Tout corps à une température différente du zéro absolu émet un rayonnement thermique ; ce rayonnement est régi par des lois que nous rappelons brièvement.

Dans le cas d'un corps noir, c'est à dire d'un corps susceptible d'absorber toutes les radiations qu'il reçoit, ces lois précisent que le flux énergétique émis par ce corps ne dépend que de sa température T

$$W(T) = \sigma T^4 \quad (\text{W.m}^{-2})$$

où  $\sigma$  est la constante de STEFAN-BOLTZMANN

$$\sigma = 5.7 \cdot 10^{-8} \quad \text{W.m}^{-2} \text{ K}^{-4}.$$

De plus, l'intensité du rayonnement est indépendante de la direction dans laquelle ce rayonnement est émis

$$B(T) = \frac{\partial W}{\partial \omega} = \frac{\sigma T^4}{\pi}$$

La répartition spectrale de ce rayonnement ou luminance énergétique monochromatique est donnée par la formule de PLANCK.

$$B_{\lambda}(T) = \frac{\partial B}{\partial \lambda} = \frac{2h c^2}{\lambda^5 (\exp \frac{hc}{k\lambda T} - 1)} \quad (\text{W.m}^{-3} \text{ sr}^{-1}), \lambda \text{ étant la longueur d'onde}$$

ou, si  $\nu = \frac{1}{\lambda}$ ,  $\nu$  étant le nombre d'ondes

$$B_{\nu}(T) = \frac{\partial B}{\partial \nu} = \frac{2h c^2 \nu^3}{(\exp \frac{h c \nu}{kT} - 1)} \quad (\text{W.m}^{-1} \text{ sr}^{-1})$$

h est la constante de PLANCK :  $h = 6.6237 \cdot 10^{-34} \quad \text{J.S.}$

c est la célérité de la lumière :  $c = 2.99791 \cdot 10^8 \quad \text{m.s}^{-1}$

k est la constante de BOLTZMANN :  $k = 1.38024 \cdot 10^{-23} \quad \text{JK}^{-1}$

On exprime souvent  $\nu$  en  $\text{cm}^{-1}$ . On a alors :

$$B_{\nu}(T) = \frac{c_1 \nu^3}{e \frac{c_2}{T} - 1} \quad (\text{W.m}^{-1}.\text{sr}^{-1}) \quad \text{avec} \quad c_1 = 1.19061 \times 10^{-10} \quad (\text{W.m}^{-1}(\text{cm}^{-1})^3 \text{sr}^{-1})$$

$$c_2 = 1.43868 \quad (\text{cm K})$$

Les variations de ces fonctions sont décrites par les courbes de la figure 1. On remarquera que pour des températures de 200 à 300 K qui sont celles couramment rencontrées pour la mer, les sols, les nuages et l'atmosphère, quasiment toute l'émission est réalisée dans le domaine infrarouge. Nous nous intéressons donc dans cette étude au rayonnement infrarouge c'est à dire à des longueurs d'onde supérieures à  $3 \mu\text{m}$ . Mais le corps noir n'est qu'un cas purement idéal. Dans la pratique, aucun corps réel n'est capable d'absorber l'intégralité du rayonnement qu'il reçoit.

On définit l'absorptance  $\alpha_{\nu}$  d'un objet comme le rapport de l'énergie qu'il absorbe sur l'énergie absorbée par un corps noir dans les mêmes conditions.

$$\text{On a} \quad \alpha_{\nu} < 1$$

Ce qui n'est pas absorbé est réfléchi. D'où

$$\alpha_{\nu} + \rho_{\nu} = 1$$

et  $\rho_{\nu}$  est la réflectance à la fréquence  $\nu$ .

De plus, d'après les lois de KIRCHOFF, tout corps émet comme il absorbe. Il s'ensuit que chaque corps a une émittance  $\epsilon_{\nu}$  telle que

$$\epsilon_{\nu} = \alpha_{\nu} = 1 - \rho_{\nu}$$

A la fréquence  $\nu$ , la luminance du rayonnement émis par un corps gris à la température T est :

$$I_{\nu} = \epsilon_{\nu} B_{\nu}(T)$$

Ainsi la mesure du rayonnement émis par un corps, la connaissance de son émissivité permettent d'en déduire la température.

### I-1-2 - Principe de la radiométrie satellitaire

De ce qui précède, il découle qu'on peut fort bien, en théorie, mesurer à distance la température d'une surface terrestre à condition de disposer d'appareils de mesure sensibles au rayonnement émis par cette surface.

Depuis plusieurs années, les satellites météorologiques ont été pour la plupart équipés de détecteurs infrarouges. En pratique à bord du satellite, le rayonnement reçu par le radiomètre est comparé au rayonnement d'un corps noir de référence, au moyen d'un modulateur qui envoie alternativement sur un détecteur le rayonnement reçu et celui du corps noir. L'intervalle spectral sur lequel s'effectue la mesure est déterminé par un filtre placé entre le détecteur et le modulateur.

### I-1-3 - Mise en évidence des sources d'erreurs

#### a) - Erreurs instrumentales

Chaque élément de la chaîne instrumentale participe à la précision de la mesure. Mais la principale source de bruit est le détecteur. Une incertitude  $\delta I$  doit être attachée à la mesure  $I$  de l'énergie reçue. On peut considérer ce terme  $\delta I$ , comme une variable aléatoire de moyenne nulle et dont l'écart type définit le niveau de bruit couramment rencontré. On traduit couramment ce bruit en erreur en température et on écrit

$$NE_{\Delta T} = \frac{\delta I}{\left(\frac{\partial B}{\partial T}\right)_{T_0}}$$

où  $\left(\frac{\partial B}{\partial T}\right)_{T_0}$  est la dérivée de la fonction de PLANCK. Le bruit en température est donc fonction de la température et de la fréquence. Malgré les progrès de la technologie, on ne peut guère espérer avoir un bruit inférieur à 0.1 K, à 300 K.

Par ailleurs on constate souvent un défaut dans la calibration du radiomètre : une erreur sur la valeur de l'énergie émise par le corps noir de référence, due à un défaut des thermistances, engendre une erreur constante sur la mesure de l'énergie. On assiste alors à un décalage systématique des mesures par rapport aux valeurs réelles.

## b) Erreurs physiques

A ces erreurs instrumentales viennent s'ajouter des erreurs phénoménologiques :

1) L'atmosphère n'est jamais vraiment transparente. Le rayonnement est soumis par les divers constituants de la basse atmosphère aux processus d'absorption et de diffusion. Il est commode de distinguer l'influence des constituants gazeux et celle des constituants liquides ou solides (nuages, aérosols).

L'absorption moléculaire est dans le domaine infrarouge le phénomène prépondérant. Dans les fenêtres atmosphériques, zones spectrales où l'absorption est faible, que nous étudierons principalement ici, le rôle le plus important est tenu par la vapeur d'eau. Ensuite viennent le gaz carbonique puis l'ozone. L'effet de  $H_2O$  est extrêmement variable spectralement, dans le temps et dans l'espace. Dans les fenêtres atmosphériques cet effet peut varier entre 0 et 10 K (BROWER et al, 1976) alors que les effets du gaz carbonique et de l'ozone sont plus faibles et peu variables (quelques dixièmes de degrés). D'autres constituants d'importance moindre interviennent également. ( $N_2$ ,  $N_2O$ ,  $CH_4$ ,  $O_2$ ,  $CO$ , ...).

Dans le domaine infrarouge on peut négliger la diffusion moléculaire.

Au dessus de  $3 \mu m$  l'effet dû à la diffusion des aérosols est minime et peut être négligé. Par contre, dans les fenêtres atmosphériques, l'effet des aérosols est important. Il est de l'ordre de 0,1 à 1 K (MOSKALENKO, 1975, TAKASHIMA, 1976). De plus la variabilité dans l'espace et dans le temps de l'absorption des aérosols est considérable. Le cas des aérosols liquides peut s'apparenter au cas des nuages. Ceux-ci constituent également une source d'erreur bien difficile à éliminer. Lorsque une nappe de nuages se trouve dans le champ de vision instantané de l'appareil, la température mesurée est une température intermédiaire entre celle de la cible et celle des nuages. On ne peut en présence de nuages mesurer la température de la surface couverte par ces nuages.

2) Les surfaces visées ne sont pas corps noirs parfaits. Elles réfléchissent donc une partie du rayonnement provenant du ciel qui vient s'ajouter au rayonnement qu'elles émettent. De plus pour des longueurs d'onde inférieures à  $5 \mu m$ , lors de mesures diurnes, le rayonnement solaire réfléchi par la surface est une source d'erreur importante.

Dans un premier temps, nous restreindrons donc l'étude à celle d'un ciel clair. Nous simulerons l'effet d'absorption moléculaire, de sorte à chercher les domaines spectraux, où la correction atmosphérique soit minimale. Nous chercherons à éliminer cette erreur. Nous verrons ensuite comment étendre l'étude au cas des zones couvertes.

## I-2 - Formulation des termes d'erreur

### I-2-1 - Equation de transfert radiatif

Soit un élément de volume cylindrique de longueur  $ds$ , de section  $d\sigma$ , et centré au point  $M$ , soit  $I_\nu(M, \vec{s})$  la luminance énergétique au point  $M$  et à la fréquence  $\nu$  du rayonnement se propageant dans la direction  $\vec{s}$  du cylindre. L'équation générale du transfert radiatif pour un rayonnement monochromatique s'écrit sous la forme (LENOBLE, 1974) :

$$\frac{\partial I_\nu}{\partial s}(M, \vec{s}) = -K_\nu(M) \{I_\nu(M, \vec{s}) - J_\nu(M, \vec{s})\} \quad (I-1)$$

où  $K_\nu(M)$  est le coefficient d'absorption totale (ou d'extinction).  $J_\nu(M, \vec{s})$  est la fonction source au point  $M$  et représente l'énergie gagnée au point  $M$ , soit par émission de l'élément de volume  $d\sigma ds$ , soit par diffusion de cet élément de volume des rayonnements venant d'autres directions.

D'une part, dans le domaine spectral considéré, nous avons vu que le phénomène de diffusion moléculaire pouvait être négligé. D'autre part, nous avons choisi de ne pas traiter le problème des aérosols. Dans ces conditions, on peut écrire

$$K_\nu(M) = \rho(M) k_\nu \quad (I-2)$$

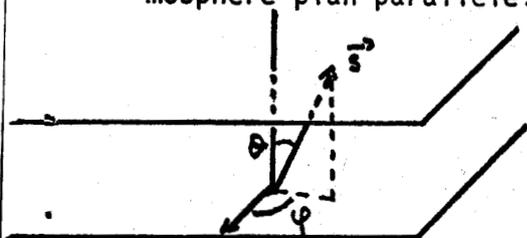
où  $k_\nu$  représente le coefficient d'absorption moléculaire du gaz considéré et  $\rho(M)$  la densité des molécules absorbantes.

Si nous supposons que la basse atmosphère (altitude < 50 km) est en équilibre thermodynamique local, nous avons

$$J_\nu(M, \vec{s}) = \frac{2h_\nu^3}{c^2 (\exp \frac{h_\nu}{kT(M)} - 1)} = B_\nu(T(M)) \quad (I-3)$$

où  $B_\nu$  est la fonction de PLANCK,  $T$  la température absolue au point  $M$ .

En outre, nous considérerons que nous sommes en présence d'une atmosphère plan parallèle. La fonction source étant isotrope, les phénomènes sont de révolution autour de la verticale et la direction  $s$  peut être repérée uniquement par l'angle  $\Theta$  avec la verticale.



On a :

$$ds \cos\theta = dz \tag{I-4}$$

Des équations précédentes, on tire une nouvelle expression de l'équation de transfert

$$\cos\theta \frac{\partial I_\nu}{\partial z} (z, \cos\theta) = -\rho(z) k_\nu(z) (I_\nu(z, \cos\theta) - B_\nu(T(z))) \tag{I-5}$$

### I-2-2 - Intégration de l'équation de transfert

Dans l'équation (5) nous pouvons séparer le rayonnement montant  $I_\nu(z, \cos\theta > 0)$ , soit  $I_\nu^+$ , du rayonnement descendant  $I_\nu(z, \cos\theta < 0)$ , soit  $I_\nu^-$ .  
Posons

$$\mu = |\cos\theta| \tag{I-6}$$

Nous avons alors

$$\mu \frac{\partial I_\nu^+}{\partial z} (z, \mu) = -\rho(z) k_\nu(z) (I_\nu^+(z, \mu) - B_\nu(T(z))) \tag{I-7}$$

$$\mu \frac{\partial I_\nu^-}{\partial z} (z, \mu) = \rho(z) k_\nu(z) (I_\nu^-(z, \mu) - B_\nu(T(z))) \tag{I-8}$$

Soit  $\tau_\nu(z, Z)$  l'épaisseur optique de la couche comprise entre les niveaux d'altitude  $z$  et  $Z$

$$\tau_\nu(z, Z) = \int_z^Z \rho(z) k_\nu(z) dz \tag{I-9}$$

et

$$d\tau_v(z, Z) = \rho(z) k_v(z) dz \quad (I-10)$$

Avec (10), les équations (7) et (8) deviennent

$$\mu \frac{\partial I_v^+}{\partial \tau_v}(z, \mu) = - \{I_v^+(z, \mu) - B_v(T(z))\} \quad (I-11)$$

$$\mu \frac{\partial I_v^-}{\partial \tau_v}(z, \mu) = \{I_v^-(z, \mu) - B_v(T(z))\} \quad (I-12)$$

Ces équations s'intègrent alors de manière classique et si  $I_v^+(0)$  et  $I_v^-(0)$  représentent les conditions limites

$$I_v^+(z, \mu) = I_v^+(0) t_v(z, 0; \mu) + \int_0^z B_v(T(x)) \frac{\partial t_v}{\partial x}(z, x; \mu) dx, \quad (I-13)$$

avec

$$t_v(z_1, z_2; \mu) = \exp \left\{ - \frac{1}{\mu} \tau_v(z_1, z_2) \right\} = \exp \left\{ - \frac{1}{\mu} \int_{z_1}^{z_2} \rho(z) k_v(z) dz \right\} \quad (I-14)$$

qui représente la transmission de la couche  $(z_1, z_2)$ .

Le premier terme de la somme représente le rayonnement issu du ciel et transmis par l'atmosphère jusqu'au niveau  $z$ , le second exprime le rayonnement émis par l'atmosphère.

On a de même

$$I_v^-(z, \mu) = I_v^-(\infty) t_v(z, \infty; \mu) - \int_z^\infty B_v(T(x)) \frac{\partial t_v}{\partial x}(z, x; \mu) dx \quad (I-15)$$

Les équations (I-13) et (I-15) s'écrivent de façon plus simple

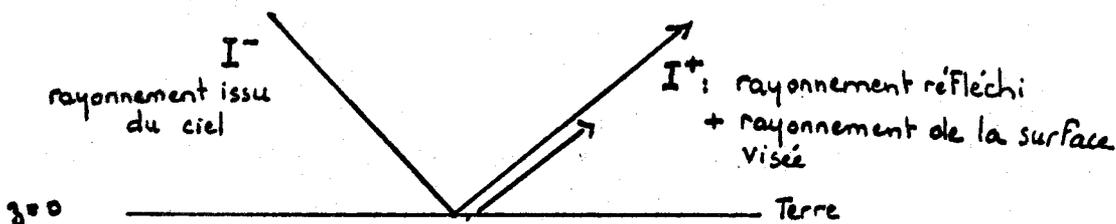
$$I_v^+(z, \mu) = I_v^+(0) t_v(z, 0; \mu) + \int_0^1 t_v(z, 0; \mu) B_v(T(x)) dt_v(z, x; \mu) \quad (I-16)$$

$$I_v^-(z, \mu) = I_v^-(\infty) t_v(z, \infty; \mu) - \int_1^{\infty} t_v(z, \infty; \mu) B_v(T(x)) dt_v(z, x; \mu) \quad (I-17)$$

I-2-3 - Application à l'étude des surfaces terrestres

a) - "Mise en place" des équations

Le détecteur se trouve à une altitude qu'on peut considérer comme infinie. Soit  $I_{\nu}^{+}(\infty, \mu)$  la luminance du rayonnement ascendant à la fréquence  $\nu$  et sous l'incidence  $\theta$  (telle que  $\cos\theta = \mu$ ) parvenant au détecteur. Soit  $I_{\nu}^{-}(0, \mu)$  la luminance du rayonnement descendant parvenant au niveau de la terre ( $z=0$ ).



Supposons l'atmosphère claire. En l'absence de nuages, la luminance  $I_{\nu}^{+}(0)$  est la luminance du rayonnement émis par la cible ajoutée au rayonnement descendant réfléchi par la surface visée.

Soient  $\epsilon_{\nu}(\mu), r_{\nu}(\mu)$  respectivement l'émittance et la réflectance de la surface visée sous l'angle  $\theta$ ,  $T_0$  sa température.

Nous avons

$$I_{\nu}^{+}(0) = \epsilon_{\nu}(\mu) B_{\nu}(T_0) + r_{\nu}(\mu) I_{\nu}^{-}(0, \mu) \quad (I-18)$$

Or nous avons vu que

$$\epsilon_{\nu} = 1 - r_{\nu} \quad (I-19)$$

L'équation (I-16) devient donc

$$I_{\nu}^{+} = I_{\nu}^{+}(\infty, \mu) = \{B_{\nu}(T_0) + r_{\nu}(\mu) (I_{\nu}^{-}(0, \mu) - B_{\nu}(T_0))\} t_{\nu}(\infty, 0; \mu) + \int_{t_{\nu}(\infty, 0; \mu)}^1 B_{\nu}(T(x)) dt_{\nu}(z, x; \mu), \quad (I-20)$$

avec

$$I_{\nu}^{-}(0, \mu) = - \int_1^{t_{\nu}(0, \infty, \mu)} B_{\nu}(T(x)) dt_{\nu}(0, x; \mu) \quad (I-21)$$

car  $I_{\nu}^{-}(\infty)$  est nulle.

Le cas échéant, on ajoutera à l'expression de  $I_v^+$  un terme  $I_s t_v(\infty, 0; \mu)$  où  $I_s$  est associée au rayonnement solaire réfléchi par la surface visée.

b) - Formulation des termes d'erreur

Posons maintenant

$$t_v(\infty, x; \mu) = t_{v1}(x) \quad (I-22)$$

$$t_v(0, x; \mu) = t_{v2}(x) \quad (I-23)$$

On a bien sûr

$$t_{v1}(0) = t_{v2}(z) = t_v \quad (I-24)$$

Avec (I-22), (I-23), (I-24) et I-18), l'équation (I-21) s'écrit

$$I_v^+ = B_v(T_0) t_v + \int_{t_v}^1 B_v(T(x)) dt_{v1}(x) - r_v t_v \{B_v(T_0)\} + \int_1^{t_v} B_v(T(x)) dt_{v2}(x) \quad (I-25)$$

Or 
$$t_v = 1 - \int_{t_v}^1 dt_{v1}(x) \quad (I-26)$$

d'où

$$I_v^+ = B_v(T_0) - \int_{t_v}^1 \{B_v(T_0) - B_v(T(x))\} dt_{v1}(x) - r_v t_v \{B_v(T_0) - \int_{t_v}^1 B_v(T(x)) dt_{v2}(x)\} \quad (I-27)$$

qu'on écrira

$$I_v^+ = B_v(T_0) - \Delta I_{v1} - \Delta I_{v2} \quad (I-28)$$

avec

$$\Delta I_{v1} = \int_{t_v}^1 \{B_v(T_0) - B_v(T(x))\} dt_{v1}(x) \quad (I-29)$$

$$\Delta I_{v2} = t_v r_v \{B_v(T_0) - \int_{t_v}^1 B_v(T(x)) dt_{v2}(x)\} \quad (I-30)$$

Ainsi la luminance mesurée se présente comme la somme de trois termes :

-  $B_v(T_0)$  est la luminance qu'émettrait la cible, si elle se comportait comme un corps noir.

-  $\Delta I_{v1}$  est un terme correctif qui traduit l'effet d'absorption de l'atmosphère.

-  $\Delta I_{v2}$  exprime l'effet sur la mesure dû à l'émissivité et à la réflectivité de la surface considérée.

$\Delta I_{v2}$  représente donc l'erreur qu'on ferait sur l'émission de la cible en considérant celle-ci comme un corps noir.

Comme nous cherchons la température d'une surface il est courant d'exprimer ces termes correctifs sous la forme de température.

Le détecteur du satellite reçoit l'énergie  $I_v^+$  et cette luminance est ensuite comparée au rayonnement d'un corps noir de référence. On a :

$$I_v^+ = B_v(T_r) \quad (I-31)$$

où  $T_r$  est appelée : température radiométrique.

Par conséquent :

$$B_v(T_0) - B_v(T_r) = \Delta I_{v1} + \Delta I_{v2} \quad (I-32)$$

En développant  $B_v(T_0)$  au premier ordre, on obtient

$$B_v(T_0) - B_v(T_r) = (T_0 - T_r) \left( \frac{\partial B_v}{\partial T} \right)_{T_0} = \Delta I_{v1} + \Delta I_{v2} \quad (I-33)$$

et par conséquent

$$\Delta T = \Delta T_1 + \Delta T_2 = T_0 - T_r = \frac{\Delta I_{v1}}{\left( \frac{\partial B_v}{\partial T} \right)_{T_0}} + \frac{\Delta I_{v2}}{\left( \frac{\partial B_v}{\partial T} \right)_{T_0}} \quad (I-34)$$

Si  $T_r$  est la température mesurée par le radiomètre, on a

$$T_0 = T_r + \Delta T_1 + \Delta T_2 \quad (I-35)$$

avec

$$\Delta T_1 = \frac{\Delta I_{v1}}{\left( \frac{\partial B_v}{\partial T} \right)_{T_0}} \quad \text{qui représente la correction atmosphérique} \quad (I-36)$$

c'est à dire l'erreur due à l'absorption de l'atmosphère.

et

$$\Delta T_2 = \frac{\Delta I_{\nu 2}}{\left(\frac{\partial B}{\partial T}\right)_{T_0}} \quad \text{qui représente l'erreur due à l'émissivité} \quad (I-37)$$

Nous allons par la suite simuler ces deux types d'erreur et chercher les domaines spectraux où ces corrections soient minimales, et la température radiométrique très voisine de la température réelle de la mer. Dans ces intervalles spectraux il apparaît tout à fait justifié de négliger les termes d'ordre supérieur à 1 dans le développement de  $B_{\nu}$ .

Les expressions précédentes sont les formulations d'erreurs dans un cas monochromatique. En réalité, on ne peut considérer une fréquence isolée, et les mesures sont effectuées sur un intervalle  $\Delta\nu$ . Cet intervalle est déterminé par un filtre.

Soit  $f(\nu)$  la fonction représentative du filtre, les corrections s'écrivent

$$\Delta T_1 = \frac{\int_{\Delta\nu} f(\nu) \Delta I_1(\nu) d\nu}{\int_{\Delta\nu} f(\nu) \left(\frac{\partial B_{\nu}}{\partial T}\right)_{T_0} d\nu} \quad (I-38)$$

$$\Delta T_2 = \frac{\int_{\Delta\nu} f(\nu) \Delta I_2(\nu) d\nu}{\int_{\Delta\nu} f(\nu) \left(\frac{\partial B_{\nu}}{\partial T}\right) d\nu} \quad (I-39)$$

Or

$$\left(\frac{\partial B_{\nu}}{\partial T}\right)_{T_0} = \frac{B_{\nu}(T_0) \psi_{\nu}(T_0)}{T_0} \quad (I-40)$$

et

$$\psi_{\nu}(T_0) = \frac{\frac{h_c \nu}{k T_0}}{1 - \exp\left(-\frac{h_c \nu}{k T_0}\right)} = \frac{C_2 \nu}{T_0 \left(1 - e^{-\frac{C_2 \nu}{T_0}}\right)} \quad (I-41)$$

Finalement, on obtient pour les corrections atmosphériques sur l'intervalle  $\Delta\nu$

$$\Delta T_1 = \frac{T_0 \int_{\Delta\nu} f(\nu) \int_t^1 \{B_{\nu}(T_0) - B_{\nu}(T(x))\} dt_{\nu 1}(x) d\nu}{\int_{\Delta\nu} f(\nu) B_{\nu}(T_0) \psi_{\nu}(T_0) d\nu} \quad (I-42)$$

$$\Delta T_2 = \frac{T_0 \int_{\Delta\nu} f(\nu) t_\nu r_\nu \{B_\nu(T_0) - \int_{t_\nu}^1 B_\nu(T(x)) dt_{\nu 2}(x)\}}{\int_{\Delta\nu} f(\nu) B_\nu(T_0) \psi_\nu(T_0) d\nu} \quad (I-43)$$

c)- Effet de l'atmosphère sur le contraste thermique

Soient deux points A et B, aux températures  $T_A^0$  et  $T_B^0$  et  $T_A^1$ ,  $T_B^1$  les températures radiométriques mesurées de ces points. Ces deux points sont considérés comme suffisamment voisins de sorte que l'état de l'atmosphère est invariant et par conséquent ait le même effet.

Nous avons à la fréquence  $\nu$ :

$$T_A^0 - T_A^1 = \frac{1}{\left(\frac{\partial B_\nu}{\partial T}\right)_{T_A^0}} \int_{t_\nu}^1 \{B_\nu(T_A^0) - B_\nu(T)\} dt + \frac{1}{\left(\frac{\partial B_\nu}{\partial T}\right)_{T_A^0}} t_\nu r_\nu \{B(T_A^0) - \int_{t_\nu}^1 B_\nu(T) dt\} \quad (I-44)$$

Du fait de la continuité du milieu, le contraste est faible et on peut écrire

$$T_A^0 = T_B^0 + \epsilon$$

puis développer  $B_\nu$  au premier ordre. Il vient

$$T_A^0 - T_A^1 = \frac{1}{\left(\frac{\partial B_\nu}{\partial T}\right)_{T_A^0}} \int_{t_\nu}^1 \{B_\nu(T_B^0) - B_\nu(T) + \epsilon \left(\frac{\partial B_\nu}{\partial T}\right)_{T_A^0}\} dt + \frac{1}{\left(\frac{\partial B_\nu}{\partial T}\right)_{T_A^0}} t_\nu r_\nu \{B(T_B^0) + \epsilon \left(\frac{\partial B_\nu}{\partial T}\right)_{T_A^0} - \int_{t_\nu}^1 B_\nu(T) dt\} \quad (I-45)$$

d'où

$$T_A^0 - T_A^1 = (T_B^0 - T_B^1) + \epsilon(1-t_\nu) + t_\nu r_\nu \epsilon \quad (I-46)$$

soit finalement

$$T_A^0 - T_A^1 = (T_B^0 - T_B^1) + (T_A^0 - T_B^0) (1-t_\nu + t_\nu r_\nu) \quad (I-47)$$

on a par conséquent

$$T_B^1 - T_A^1 = (T_B^0 - T_A^0) t_\nu (1-r_\nu) \quad (I-48)$$

On voit que le contraste thermique entre deux points voisins, pour un même état d'atmosphère, est dégradé par l'absorption de celle-ci. La connaissance de la valeur de la transparence atmosphérique permet d'évaluer la perte de contraste entre deux points voisins ayant des températures différentes. Inversement la connaissance des températures de surface permettrait donc de connaître la transparence globale de l'atmosphère sur une zone.

### I-3 - Modèles de transmission

#### I-3-1 - Transmission monochromatique

Pour simuler les corrections formulées précédemment, il est nécessaire de connaître les fonctions de transmission des divers composants gazeux de la basse atmosphère. Nous avons vu (I-15) qu'à la fréquence  $\nu$ , la transmission entre les niveaux  $z$  et  $Z$  s'exprime sous la forme

$$t_{\nu} = \exp - \int_z^Z k_{\nu}(z) \rho(z) dz$$

$k_{\nu}$  est le coefficient d'absorption du gaz absorbant de densité  $\rho(z)$ .

Les variations de  $k_{\nu}$  avec la fréquence se traduisent par des raies spectrales. Dans le domaine infrarouge ces raies sont associées à des transitions de vibration-rotation. Ces raies ne sont jamais infiniment fines. Elles ont toujours, une certaine largeur due à différentes causes telles que durée de l'absorption, effet de pression dû aux collisions avec les molécules environnantes, effet Doppler.

Dans la basse atmosphère où l'effet des collisions est prépondérant (LENOBLE, 1974), les raies sont décrites par la forme de LORENTZ :

$$k(\nu, T(z), P(z)) = \frac{S(T(z))}{\pi} \frac{\alpha(T(z), P(z))}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha(T(z), P(z))^2}$$

où  $S$  est l'intensité de la raie :

$$S = \int_{\text{raie}} k(\nu) d\nu$$

et  $\alpha$  sa demi largeur définie par

$$k(\nu_0 + \alpha) = \frac{1}{2} k(\nu_0)$$

On a

$$\alpha(T(z), P(z)) = \alpha_0 \left( \frac{P(z)}{P_0} \right) \left( \frac{T_0}{T(z)} \right)^{1/2}$$

où  $P(z)$  et  $T(z)$  sont la pression et la température à l'altitude  $z$ .

De plus,  $S$  est aussi fonction de  $T$  (FOUQUART 1973, GOODY 1964, PENNER 1959). Dans un milieu donné, la transmission varie donc avec la densité des molécules absorbantes, la pression et la température. Les variations de la transmission avec la fréquence sont très complexes du fait de la superposition des raies.

Pour un mélange gazeux, la transmission totale est le produit des transmissions dues à chaque gaz.

Dans les régions spectrales particulièrement transparentes qu'on appelle fenêtres atmosphériques, c'est-à-dire les intervalles 3.5-4.0  $\mu\text{m}$  et 8-13  $\mu\text{m}$ , outre l'absorption due aux raies des divers constituants on observe un continuum d'absorption. On a un continuum de l'azote entre 3.5 et 4.5  $\mu\text{m}$  et un continuum d'absorption par la vapeur d'eau dans les fenêtres 8-13  $\mu\text{m}$  et 3.5-4.0  $\mu\text{m}$ . La collision des molécules  $\text{N}_2$  entre elles serait la cause du continuum d'absorption entre 3.5 et 4.5  $\mu\text{m}$  (BOSOMWORTH et GUSH, 1965).

Par contre le mécanisme d'absorption du continuum de la vapeur d'eau n'a trouvé encore aucune explication physique satisfaisante.

Une suggestion originale d'ELSASSER (1942) est que ce phénomène est dû à l'accumulation des ailes des fortes raies éloignées de chaque côté des fenêtres. Ceci conduirait à un coefficient d'absorption proportionnel à la pression totale car l'élargissement des raies est dû aux collisions des diverses molécules. En fait, BIGNELL (1970), BURCH et GRYVNAK (1970) ont mis en évidence en laboratoire un coefficient d'absorption dans le continuum proportionnel à la pression partielle de la vapeur d'eau. Ce phénomène a été appelé absorption de type e et sa présence a été confirmée par la suite. Selon certains (BIGNELL 1970, GRASSL 1973) cette absorption serait due à la présence de molécules dimères de la vapeur d'eau  $(\text{H}_2\text{O})_2$ . Mais l'existence physique de molécules dimères de la vapeur d'eau n'a à ce jour pas été démontrée. On avance aussi pour explication les collisions des molécules  $\text{H}_2\text{O}$ , entre elles (auto élargissement). On considère généralement que la transmission du continuum de la vapeur d'eau s'écrit

$$t_v = t_{vS} \times t_{vN}$$

où  $t_{vS}$  traduit l'absorption de type e et  $t_{vN}$  l'atténuation due aux collisions des molécules  $H_2O$  avec les molécules de  $N_2$ .

La caractéristique essentielle du continuum d'absorption est que le coefficient d'absorption contrairement au cas des raies est une fonction monotone de la fréquence sur un large intervalle. Il est donc facile d'intégrer l'absorption sur un intervalle  $\Delta\nu$ .

### I-3-2 - Intégration sur une bande spectrale

Les quelques lignes qui précèdent concernent des transmissions monochromatiques. Or dans la pratique, il est impossible de mesurer ce rayonnement à une fréquence isolée. On mesure l'énergie sur un intervalle spectral  $\Delta\nu$  et la transmission vaut alors

$$t_{\Delta\nu} = \int_{\Delta\nu} t(\nu) d\nu$$

Dans le cas d'un continuum d'absorption, l'intégration ne pose pas de problème. En ce qui concerne l'absorption due aux raies d'un constituant gazeux, du fait de la superposition des raies, la structure des spectres est très complexe. Il est donc impossible de connaître la transmission par extrapolation de quelques valeurs connues.

Donc, le problème consiste à trouver une méthode susceptible de fournir la transmission sur un intervalle spectral donné. Il y a quatre manières d'obtenir les valeurs de la transmission :

- des mesures directes sur le trajet considéré ;
- des mesures en laboratoire lors d'une simulation ;
- la méthode "line by line", fondée sur la connaissance des paramètres de raies, qui consiste à intégrer numériquement la transmission sur l'intervalle spectral. Cette méthode requiert un temps de calcul très important sur un gros ordinateur et n'est donc pas utilisable pour les applications qui nous intéressent ;
- la méthode du modèle de bande, qui consiste à simuler l'absorption de la bande considérée par une forme mathématique, dont les paramètres sont déterminés soit de façon empirique (GOLUBITSKY et MOSKALENKO (1968), SMITH (1969), MAC CLATCHEY et al (1971) soit par des calculs fondés sur la connaissance des paramètres des raies (GOODY, 1964). Cette méthode souple est la mieux

adaptée à nos besoins. Les grandes lignes de cette méthode ainsi que quelques modèles sont décrits ici.

### 1-3-3 - Le modèle de bande

La construction d'un modèle de bande nécessite de disposer d'un tableau de raies dont les paramètres sont connus ou d'effectuer certaines hypothèses sur la répartition des raies. Ainsi le modèle d'ELSASSER (1942) suppose un ensemble de raies de LORENTZ identiques également espacées. Ce modèle convient particulièrement bien aux bandes d'absorption qui ont une structure régulière comme celles du  $\text{CO}_2$ . Le modèle statistique de GOODY (1952) suppose que la bande est composée de raies ayant une distribution d'intensité exponentielle et un espacement entre raies aléatoire. Les raies sont des raies de LORENTZ. Ce modèle convient bien aux bandes d' $\text{H}_2\text{O}$  et de  $\text{O}_3$ .

Dans un milieu homogène, à la pression  $P$  et pour un trajet optique d'épaisseur  $\Delta L$ , la transmission moyenne peut se mettre sous la forme très générale

$$t_{\Delta\nu}(\nu) = f(k_\nu, \Delta L, P)$$

Des expressions analytiques exactes ont été obtenues pour la plupart des modèles de bande. Toutefois, ces expressions sont souvent lourdes à utiliser. A fin de comparaison, on utilise des approximations simples correspondant à des conditions limites (PLASS, 1958) :

- l'approximation des raies faibles, valable lorsque l'absorption au centre des raies est faible (en général pour de fortes pressions et de faibles contenus d'absorbant) ;
- l'approximation des raies fortes, qui est applicable, lorsque les raies sont complètement saturées.

Si on effectue l'approximation des raies fortes pour divers modèles de bande, on obtient :

- pour ELSASSER (1942)

$$t_{\Delta\nu}(\nu) = 1 - \text{erf} (k_\nu \Delta L P)^{1/2}$$

où  $k_\nu$  est un coefficient d'absorption moyen qui est calculé, grâce à des mesures en laboratoire.

- pour GOODY (1964)

$$t_{\Delta\nu}(\nu) = \exp \{ (k'_\nu \Delta L P)^{1/2} \}$$

- KING généralise ces résultats et exprime  $t_{\Delta\nu}$  sous la forme (KING, 1959)

$$t_{\Delta\nu}(\nu) = f(k''_\nu \Delta L P^n)$$

où  $n$  vaut 0 dans le cas des raies faibles, et 1 dans le cas des raies fortes. MAC CLATCHEY et al (1971) ont repris cette expression générale et calculé  $n$  à partir de mesures de transmission en laboratoire. Ils ont obtenu pour la vapeur d'eau  $n = 0.9$ , pour le gaz carbonique  $n = 0.75$ , pour l'ozone  $n = 0.4$  et simultanément déterminé les fonctions  $f$  correspondantes. Notons que les calculs de modèles de bande suppose le plus souvent une atmosphère homogène. Il convient donc d'exprimer les inhomogénéités en température rencontrées dans la basse atmosphère. Pour traduire ces inhomogénéités, on a souvent recours à l'approximation d'échelle. Celle-ci consiste à ramener le calcul de la transmission sur un trajet inhomogène dont la quantité d'absorbant est  $W$ , au calcul de la transmission sur un trajet homogène avec un contenu en absorbant  $W_e$  tel que :

$$\int k_\nu(z) \rho(z) dz = k_{\nu e} \int \rho(z) \left( \frac{P(z)}{P_0} \right)^n \left( \frac{T_0}{T(z)} \right)^{n/2} dz = k_e W_e$$

CHAPITRE II

SIMULATION DES EFFETS PERTURBATEURS

## II - SIMULATION DES EFFETS PERTURBATEURS.

La simulation des effets perturbateurs dans la détermination de la température de surface nécessite, en premier lieu, le choix d'un modèle de transmission. Elle nécessite également la connaissance de températures de surface, des profils verticaux de températures, de profils des densités de gaz absorbants, en bref de certains modèles d'atmosphère. La simulation permet alors de rechercher des intervalles spectraux où les effets soient minimaux, de comparer ces effets, d'envisager une méthode statistique de correction.

### II-1 - Modèle de transmissions utilisé

Pour le calcul des fonctions de transmissions, nous avons choisi d'utiliser la plus récente version du programme élaboré par l'A.F.C.R.L. : le LOWTRAN 3B (SELBY et MAC CLATCHEY (1975), SELBY et al (1976)). Ce programme qui a connu plusieurs évolutions (MAC CLATCHEY et al (1971), SELBY et MAC CLATCHEY (1975), SELBY et al (1976) permet le calcul des fonctions de transmission tous les  $5 \text{ cm}^{-1}$  de  $0.25$  à  $28.5 \text{ }\mu\text{m}$ . Les valeurs sont dégradées sur des intervalles de  $20 \text{ cm}^{-1}$ , ce qui constitue une résolution tout à fait suffisante pour les applications qui nous intéressent : étude dans les fenêtres atmosphériques, radiomètres à larges bandes. Un des principaux intérêts présentés par ce programme est que les valeurs des transmissions tiennent compte de l'absorption des divers constituants atmosphériques : absorption par les raies de  $\text{H}_2\text{O}$ , de  $\text{CO}_2$  et de  $\text{O}_3$ , absorption du continuum de  $\text{H}_2\text{O}$ , de  $\text{N}_2$  et extinction par les aérosols.

#### II-1-1 - Fonction de transmission pour l'absorption due aux raies de $\text{H}_2\text{O}$ , de $\text{CO}_2$ , de $\text{O}_3$

Pour une couche dont le contenu en absorbant est  $\Delta L$ , à la pression  $P$ , à la température  $T$ , MAC CLATCHEY et al (1971) proposent d'écrire les transmissions sous la forme

$t_{\Delta v}(\nu) = f(C(\nu) W_e)$  où  $C(\nu)$  est un coefficient d'absorption uniquement fonction de la fréquence et  $W_e$  une quantité équivalente d'absorbant définie par :

$$W_e = \Delta L \left\{ \frac{P}{P_0} \sqrt{\frac{T_0}{T}} \right\}^n ; \quad (\text{II-1})$$

$t_{\Delta v}(\nu)$  est considérée comme une fonction du produit  $C(\nu) \Delta L P^n$  et l'on reconnaît là l'approximation d'échelle qui permet le calcul de la transmission sur un trajet inhomogène.

Des valeurs expérimentales et des calculs monochromatiques de la transmission dégradés à une résolution de  $20 \text{ cm}^{-1}$ , permettent le calcul de  $n$ . MAC CLATCHEY et al (1971) donnent, pour  $n$ , les valeurs suivantes :

$n = 0,9$  dans le cas de la vapeur d'eau

$n = 0,4$  pour l'ozone

$n = 0,75$  pour le gaz carbonique.

Pour chaque constituant,  $t_{\Delta\nu}(\nu)$  a été exprimée en fonction de  $\Delta L P^n$ . Ceci a permis la détermination graphique de la fonction  $f$ , puis le calcul de  $C(\nu)$ . Il apparaît que les fonctions  $f$  pour  $\text{H}_2\text{O}$  et  $\text{CO}_2$  sont identiques. Les valeurs de ces fonctions ont été tabulées et une procédure d'extrapolation logarithmique permet le calcul de la transmission sur un intervalle de  $20 \text{ cm}^{-1}$  à partir d'une valeur quelconque du contenu en absorbant et d'une valeur de la fréquence  $\nu$  multiple de  $5 \text{ cm}^{-1}$ .

#### II-1-2 - Fonction de transmission pour l'absorption due au continuum.

##### a) Continuum de $\text{H}_2\text{O}$ entre 8 et 14 $\mu\text{m}$

Dans la version LOWTRAN 3B, SELBY et al (1976) exprime la transmission sous la forme

$$t = \exp - k_{\nu} \omega L \quad (\text{II-3})$$

où  $\omega$  définit la quantité de vapeur d'eau par unité de longueur et où  $L$  est la longueur du trajet atmosphérique (en km).  $k_{\nu}$  est défini par :

$$k_{\nu} = C_S \left\{ e + \frac{C_N}{C_S} (p-e) \right\} \quad (\text{II-4})$$

Les quantités  $e$  et  $p$  désignent respectivement la pression de vapeur d'eau et la pression totale .

Les coefficients  $C_S$  et  $C_N$  sont appelés coefficient d'auto-élargissement et coefficient d'élargissement par l'azote. ROBERTS et al (1976) donnent une expression empirique pour le calcul du coefficient  $C_S$  :

$$C_S(\nu, 296) = 4.18 + 5578 \exp \left\{ 7.87 \cdot 10^{-3} \nu \right\} \quad (\text{II-5})$$

pour  $\nu$  exprimé en  $\text{cm}^{-1}$  et  $C_S$  en  $\text{g}^{-1} \text{cm}^2 \text{atm}^{-1}$  si  $\omega L$  est en  $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ .

La dépendance avec la température est paramétrée sous la forme (ROBERTS et al, 1976) :

$$C_S(\nu, T) = C_S(\nu, 296) \exp \left\{ 1800 \left[ \frac{1}{T} - \frac{1}{296} \right] \right\} \quad (\text{II-6})$$

Ces mêmes auteurs donnent, pour le rapport  $C_N/C_S$  la valeur 0,002 calculée empiriquement à 296 K. Du fait du manque de données,  $C_N$  est considéré comme constant et on a finalement :

$$k_V(T) = C_S(\nu, 296) \left\{ e \exp \left[ 6,08 \left( \frac{296}{T} - 1 \right) \right] + 0,002(p-e) \right\} \quad (\text{II-8})$$

où  $p$  et  $e$  sont exprimées en atmosphères.

Les calculs de  $e$  et  $\omega$  sont développés en annexe.

b) Continuum de  $H_2O$  entre 3,5 et 4,2  $\mu m$ .

La formulation de la transmission et du coefficient d'absorption reste identique à celle exprimée précédemment.

BURCH (1971) donne des valeurs empiriques du coefficient  $C_S$  en fonction de la fréquence. Les variations de  $C_S$  avec la température ont été mises en évidence par BURCH et al (1971). Les mesures, confirmées par WHITE et al (1975), conduisent à une expression du type :

$$C_S(\nu, T) = C_S(\nu, 296) \exp \left[ 4,56 \left( \frac{296}{T} - 1 \right) \right] \quad (\text{II-9})$$

On reprend ici la valeur de 0,12 calculée pour le rapport  $C_N/C_S$ . En l'absence de mesures complémentaires, on considère que ce rapport varie avec  $T$  comme  $C_S$ . On a finalement

$$k_V(T) = C_S(\nu, 296) \left\{ e + 0,12(p-e) \right\} \exp \left[ 4,56 \left( \frac{296}{T} - 1 \right) \right] \quad (\text{II-10})$$

avec  $p$  et  $e$  en atmosphères.

c) Continuum de  $N_2$

L'expression de la fonction de transmission introduite dans LOWTRAN est déduite des études de REDDY et CHO (1965) et SHAPIRO et GUSH (1966). La transmission d'une couche ( $z_1, z_2$ ) s'écrit sous la forme d'une simple exponentielle :

$$t_V = \exp - k_V W_e \quad (\text{II-11}) \quad \text{où } W_e \text{ est défini par :}$$

$$W_e = 0,8 \int_{z_1}^{z_2} \left( \frac{P(z)}{P_0} \right)^2 \left( \frac{T_0}{T(z)} \right)^{3/2} dz \quad (\text{II-12})$$

en (cm-atm)<sub>STP</sub>

II-1-3 - Structure du programme LOWTRAN 3B.

Le programme LOWTRAN 3B se décompose de la façon suivante :

a) choix d'un modèle d'atmosphère.

Six modèles d'atmosphères sont proposés : (Tropical 15°N, Midlatitude Summer 45°N, Midlatitude Winter 45°N, Subarctic Summer 60°N, Subarctic Winter 60°N, US Standard atmosphère). Ces modèles couramment utilisés sont décrits dans le Handbook of Geophysics (VALLEY, 1965).

Il est possible d'introduire un septième modèle constitué de données de radiosondages. Les modèles initiaux proposés sont constitués de 34 niveaux où sont définis pression, température et densité de chaque gaz constituant. Quatre modèles d'aérosols sont également proposés et une procédure d'extrapolation permet d'étendre les possibilités de simulation.

b) Choix de l'incidence, des niveaux de mesure.

Le programme prend en considération l'effet de réfraction et la sphéricité de la terre pour les trajets d'incidence oblique. Il permet de calculer la transmission pour des trajets horizontaux, pour des trajets obliques entre deux altitudes  $z_1$ ,  $z_2$ , pour des trajets obliques entre  $z$  et l'infini. Seul ce dernier cas nous intéresse et nous allons limiter l'exposé à ce cas.

c) Calcul des quantités d'absorbant.

Un type d'atmosphère étant choisi, la première étape du programme consiste à calculer à chaque niveau la quantité correspondant à la densité équivalente d'absorbant. Pour les gaz  $H_2O$ ,  $CO_2$  et  $O_3$ , on a au niveau I :

$$EH(I) = \rho(I) \left\{ \frac{P(I)}{P_0} \sqrt{\frac{T_0}{T(I)}} \right\}^n \quad (\text{en } g \text{ cm}^{-2} \text{ km}^{-1}) \quad (\text{II-13})$$

pour le continuum de  $N_2$  :

$$EH(I) = 0,8 \left\{ \left( \frac{P(I)}{P(0)} \right)^2 \left( \frac{T_0}{T(I)} \right)^{3/2} \right\} \quad (\text{II-14})$$

pour les continuum de  $H_2O$ , EH est défini par :

$$EH(I) = \rho(I) \times k_v(T(I)) \quad (\text{II-15})$$

On suppose ensuite que la quantité EH varie exponentiellement entre deux niveaux et on intègre sur les couches. On obtient ainsi, pour chaque absorbant, des quantités W auxquelles on applique les fonctions de trans-

missions définies précédemment. On calcule ainsi les transmissions entre le niveau choisi et l'infini.

Il a fallu, bien sur, modifier légèrement ce programme de sorte à l'adapter à notre problème: le calcul des corrections atmosphériques. Les modifications introduites permettent de calculer les transmissions entre l'altitude du satellite( $\infty$ ) et chaque niveau, et de même entre le niveau du sol ( $z=0$ ) et chaque niveau. On a également ajouté un sous-programme de calcul pour l'introduction de données de radiosondages dont nous disposions. Ces modifications sont décrites plus explicitement en annexe. Le programme de calcul ainsi modifié a été appelé PHLOW3B.

## II-2 - Modèles d'atmosphère choisis

Les modèles d'atmosphère inclus dans le programme LOWTRAN 3B permettent de donner une idée des effets rencontrés à l'échelle de la planète.

Afin d'élargir l'échantillon, nous avons introduit une variabilité de la température de surface de  $\pm 5$  K par rapport à la valeur donnée. Nous disposons ainsi de dix huit modèles pour l'ensemble du globe. Toutefois, ces modèles présentent l'inconvénient d'être des modèles d'atmosphères continentales. Or les sols n'ont pas l'inertie thermique de la mer. Les températures de surface varient vite, les profils diffèrent. Il était nécessaire, pour cette simulation, d'introduire des atmosphères de type océanique nous avons utilisé, pour modèles, les atmosphères décrites par les moyennes mensuelles des radiosondages effectués au point K ( $45^\circ\text{N} - 16^\circ\text{W}$ ) pendant les années 70 et 71, mises à notre disposition par la Météorologie Nationale.

Cette statistique nous donne les valeurs des moyennes mensuelles des paramètres P, T, R (pression, température, rapport de mélange) à différents niveaux et les valeurs des températures moyennes mensuelles de la surface de la mer.

Aux valeurs moyennes  $P_i, T_i, R_i$  ( $i$  indice de niveau) correspondent des écarts quadratiques autour des valeurs moyennes mensuelles  $dP_i, dT_i, dR_i, dT_{\text{mer}}$ . Pour la mise au point d'une méthode statistique de correction (chapitre II-5), les calculs ont été faits en ajoutant et en retranchant à la valeur moyenne l'écart quadratique. Les écarts quadratiques pour le rapport de mélange et pour la température ont été pris de même signe, le rapport de mélange augmentant généralement avec la température. Dans ces modèles, l'atmosphère est divisée en 20 couches de 50 mb. Pression et température sont données au milieu de la couche et nous avons considéré la répartition des gaz comme exponentielle entre les milieux de deux couches.

Ces données ont finalement trois intérêts majeurs :

- elles permettent la mise au point d'une méthode statistique de correction,
- elles représentent des atmosphères tempérées et maritimes,
- on a un découpage plus fin de la troposphère et cela permet une meilleure simulation de l'absorption aux niveaux où l'effet atmosphérique est maximal.

### II-3 - Simulation de l'erreur due à l'absorption atmosphérique.

On a simulé, à l'aide du programme PHLOW 3B, l'effet dû à l'absorption moléculaire pour les quatre premiers types d'atmosphère cités précédemment (Tropical, Midlatitude Summer, Midlatitude Winter, Subarctic Summer) et pour une longueur d'onde variant entre 3,4 et 13  $\mu\text{m}$ . La correction atmosphérique est obtenue à partir de l'équation (I-36) et calculée sur des intervalles de 20  $\text{cm}^{-1}$ . Les résultats obtenus sont présentés par la figure (II-1).

Les zones spectrales où l'effet atmosphérique est minimum coïncident avec les zones de transparence maximum qu'on appelle fenêtres atmosphériques. Ces fenêtres se situent autour de 3,7  $\mu\text{m}$  et de 8 à 13  $\mu\text{m}$ . Il faut souligner que les valeurs obtenues correspondent à des cas moyens et que l'on rencontrera éventuellement des valeurs plus élevées pour certaines atmosphères réelles et à des incidences obliques.

Les plus faibles erreurs atmosphériques sont systématiquement obtenues dans la fenêtre 3,7  $\mu\text{m}$ . Les résultats obtenus autour de 9 et 11  $\mu\text{m}$  sont sensiblement identiques pour une atmosphère de type tropical. Par contre, l'erreur est plus faible à 11  $\mu\text{m}$  qu'à 9  $\mu\text{m}$  pour les atmosphères tempérées et subarctiques. L'analyse de l'influence des divers constituants dans les fenêtres atmosphériques explique ces résultats.

#### II-3-1 - La fenêtre 3,5 - 4 $\mu\text{m}$ .

La figure (II-2) montre la contribution des divers constituants à l'erreur atmosphérique calculée pour le modèle d'atmosphère tropicale. La comparaison des diverses courbes permet de montrer qu'entre 3,5 et 3,85  $\mu\text{m}$  ( $2840-2600 \text{ cm}^{-1}$ ), l'effet prédominant est celui de la vapeur d'eau et principalement l'absorption due aux raies. De 3,85 à 4  $\mu\text{m}$  ( $2600 - 2480 \text{ cm}^{-1}$ ), c'est l'effet du continuum de  $\text{N}_2$  et l'absorption du  $\text{CO}_2$  qui dominent. La quantité totale de gaz carbonique ou d'azote, la répartition avec l'altitude

de ces constituants varient moins avec la latitude que le contenu total en vapeur d'eau et sa répartition dans l'atmosphère. C'est pourquoi, au delà de  $3.85 \mu\text{m}$ , la variabilité de la correction atmosphérique avec la latitude est moindre qu'entre  $3.5$  et  $3.85 \mu\text{m}$ . Ceci apparaît clairement sur la figure (II-1) comme sur le tableau (II-1).

La valeur moyenne de la correction atmosphérique est dans tous les cas inférieure à  $2.2 \text{ K}$ .

#### II-3-2 - La fenêtre $8-13 \mu\text{m}$ .

Pour le modèle d'atmosphère Tropical, l'influence des principaux constituants est décrite par la figure (II-3).

Il apparaît clairement que l'intervalle  $970-1090 \text{ cm}^{-1}$  ne peut être utilisé seul pour la mesure de température de surface du fait de l'absorption de l'ozone. Entre  $790$  et  $970 \text{ cm}^{-1}$ , c'est le continuum d'absorption de la vapeur d'eau qui est responsable de la plus grande partie de la correction atmosphérique, et pour des fréquences supérieures à  $1090 \text{ cm}^{-1}$ , l'effet des raies de la vapeur d'eau redevient prépondérant. S'il est possible pour une atmosphère tropicale de comparer les effets entre  $8-9 \mu\text{m}$  et  $10,5-12,5 \mu\text{m}$ , il n'en est pas de même pour des atmosphères moins humides. En effet, pour un contenu en vapeur d'eau plus faible, la contribution due aux raies diminue moins vite que celle du continuum. C'est la raison pour laquelle l'effet atmosphérique à  $10,5-12,5 \mu\text{m}$  est plus faible qu'à  $7,9 \mu\text{m}$  dans le cas des atmosphères Midlatitude Winter et Subarctic Summer (cf. figure (II-1))

Pour les fréquences inférieures à  $790 \text{ cm}^{-1}$  et supérieures à  $1200 \text{ cm}^{-1}$  on constate un effet important des ailes des raies des fortes bandes d'absorption du  $\text{CO}_2$  et de  $\text{H}_2\text{O}$ .

L'effet minimal est obtenu pour  $\nu = 930 \text{ cm}^{-1}$ .  $10,75 \mu\text{m}$

#### II-4 - Simulation de l'effet de réflexion.

L'analyse des effets d'absorption fait apparaître la nécessité d'utiliser les fenêtres atmosphériques pour minimiser l'erreur sur la mesure des températures de surface. Nous nous sommes donc contentés ici de chercher l'ampleur des effets de réflexion des surfaces terrestres dans les zones spectrales qui seront utilisées pour une telle exploitation. Notre étude porte sur les intervalles  $2480-2840 \text{ cm}^{-1}$  et  $770-1250 \text{ cm}^{-1}$ .

La réflexion des sols est difficilement modélisable. Comme dans l'infrarouge leur réflectance est faible, on considère souvent les sols comme des corps noirs.

$\lambda(\mu\text{m})$	Types d'atmosphère					
	Tropical	Midlatitude Summer	Midlatitude Winter	Subarctic Summer	Subarctic Winter	U.S. Standard
3.94	2.154	1.834	1.359	1.774	0.888	1.845
3.70	2.097	1.485	0.600	1.362	0.173	1.204

**TABLEAU (II-1) - Valeurs calculées pour la correction due à l'effet d'absorption (en degrés k) pour différents types d'atmosphères, à  $\lambda = 3.94 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 3.70 \mu\text{m}$ .**



Par contre, on sait fort bien modéliser la réflexion de la mer. Il est donc possible de calculer la contribution de l'effet de réflexion des surfaces marines dans l'énergie reçue par un capteur.

L'énergie réfléchie provient de deux sources : le rayonnement émis par l'atmosphère et le rayonnement solaire. On traitera tout d'abord le cas où la luminance parvenant à la surface de l'eau est réduite à l'émission thermique de l'atmosphère. C'est le cas pour toutes les mesures réalisées de nuit et pour les mesures de jour effectuées dans la fenêtre 8-13  $\mu\text{m}$ . En effet, pour des longueurs d'onde supérieures à 5  $\mu\text{m}$ , le flux énergétique en provenance du soleil est négligeable. Lors des mesures diurnes à 3,7  $\mu\text{m}$  le flux solaire réfléchi est encore important et perturbe la mesure de l'émission thermique de la mer. On traitera donc ce cas séparément.

#### II-4-1. - Mesures en l'absence de rayonnement solaire

Pour le calcul de l'erreur due à la luminance réfléchie par la surface de la mer, on suppose généralement qu'il s'agit d'une réflexion spéculaire sur une surface plate. En réalité, la surface de la mer n'est pas parfaitement plate puisque le vent y provoque des vagues. La luminance réfléchie provient de toutes les directions. C'est pourquoi, tant que la hauteur des vagues reste faible, on peut admettre l'hypothèse d'une surface plate. L'erreur ainsi réalisée sur la valeur de la réflectance est inférieure à 5 % pour des vitesses de vent jusqu'à 15  $\text{m s}^{-1}$  (DESCHAMPS, 1977)

Nous avons calculé ici le coefficient de réflexion théorique d'après les valeurs d'indice de l'eau fournies à 3,7  $\mu\text{m}$  par HALE et QUERRY (1973) et entre 8 et 13  $\mu\text{m}$  par PONTIER et DECHAMBENOY (1965). Pour une incidence inférieure à 45°, on considère en première approximation que ces valeurs sont indépendantes de l'angle d'incidence (STONE, 1964).

Le tableau (II-2) et la figure (II-4) montrent les variations de la réflectance avec la fréquence.

En l'absence de rayonnement solaire, l'équation (I-30) devient

$$\Delta T_2 = \frac{1}{\left(\frac{\partial B}{\partial T}\right)_{T_0}} t_v r_v \left\{ B_v(T_0) - \int_{t_v}^1 B_v(T(x) dt_{v2}(x)) \right\} \quad (\text{II-13})$$

A partir de cette équation, nous avons simulé l'effet de réflexion de nuit à 3,7  $\mu\text{m}$  et à 8-13  $\mu\text{m}$  pour les modèles d'atmosphère suivants : Tropical,

TABLEAU (II-2)

$\nu$ $\text{cm}^{-1}$	$\lambda$ $\mu\text{m}$	$r_{\lambda}$	$\nu$ $\text{cm}^{-1}$	$\lambda$ $\mu\text{m}$	$r_{\lambda}$
690	14.49	4.232	24 80	4.03	2.212
710	14.08	3.864	25 00	4.00	2.229
730	13.70	3.483	25 20	3.97	2.258
750	13.33	3.047	25 40	3.94	2.270
770	12.99	2.581	25 60	3.91	2.290
790	12.66	2.070	25 80	3.88	2.313
810	12.35	1.648	26 00	3.85	2.336
830	12.05	1.297	26 20	3.82	2.358
850	11.77	1.030	26 40	3.79	2.384
870	11.49	.842	26 60	3.76	2.415
890	11.24	.736	26 80	3.73	2.447
910	10.99	.695	27 00	3.70	2.578
930	10.75	.710	27 20	3.68	2.511
950	10.53	.766	27 40	3.65	2.544
970	10.31	.843	27 60	3.62	2.677
990	10.10	.923	27 80	3.60	2.611
1010	9.90	1.001	28 00	3.57	2.655
1030	9.71	1.074	28 20	3.55	2.799
1050	9.52	1.150	28 40	3.52	2.743
1070	9.35	1.212			
1090	9.17	1.271			
1110	9.01	1.326			
1130	8.85	1.375			
1150	8.70	1.417			
1170	8.55	1.457			
1190	8.40	1.497			
1210	8.26	1.536			
1230	8.13	1.569			
1250	8.00	1.599			



Coefficient de réflexion de Fresnel en fonction du nombre d'onde  $\nu$ ,  
de la longueur d'onde  $\lambda$ .

Midlatitude Summer et Winter, Subarctic Summer. Les figures (II-5) et (II-6) décrivent les variations de cet effet avec la fréquence. Dans la fenêtre centrée à 3,7  $\mu\text{m}$ , l'amplitude de ce terme correctif peut être considérée comme constante et égale à 0,4 K.

Entre 8 et 13  $\mu\text{m}$ , l'erreur due à la réflexion ne dépasse guère 0,6 K. mais sa variabilité est considérable du fait de l'absorption du continuum de la vapeur d'eau. Dans le cas d'une atmosphère sèche (Midlatitude Winter) les effets de réflexion et d'absorption ont un ordre de grandeur comparable. On ne peut négliger l'effet de réflexion lorsqu'on désire corriger les valeurs de température radiométrique.

II-4-2 - Mesures diurnes à 3.7  $\mu\text{m}$  (glitter)

a) Mise en équation.

Le rayonnement qui parvient à la surface n'est plus diffus. On ne peut donc plus réaliser l'approximation qui consiste à considérer une réflexion spéculaire sur une surface plate.

L'équation (I-20) qui donne la luminance reçue par le radiomètre sous l'incidence  $\theta_v$  ( $\cos \theta_v = \mu_v$ ) devient :

$$I_v = \left\{ (1 - r_v) B_v(T_0) + r_v I_v + I_{sv} t_v(\mu_v) - \int_t^1 B_v(T(x)) dt_1(x) \right. \quad \text{(II-14)}$$

Soit

$$I_v = I_{nv} + I_{sv} t_v(\mu_v) \quad \text{(II-15)}$$

où le premier terme désigne la luminance mesurée de nuit dans les mêmes conditions et  $I_{sv}$  la luminance provenant du soleil et réfléchié par la mer.

Soient  $\tilde{\rho}_v$  la réflectance équivalente de la mer ( voir définition en annexe )  
 $\mu_{sv}$  le cosinus de l'angle d'incidence du soleil  
 $E_{sv}$  le flux solaire parvenant à la surface de l'eau. On a

$$I_{sv} = \tilde{\rho}_v \frac{\mu_s E_{sv}}{\pi} \quad \text{(II-16)}$$

Si  $E_{0v}$  est le flux solaire parvenant au sommet de l'atmosphère

$$E_{sv} = E_{0v} t_v(\mu_s) \quad \text{et l'équation (II-15) devient :}$$

$$I_v = I_{nv} + \tilde{\rho}_v \frac{\mu_s E_{0v}}{\pi} t_v(\mu_v) t_v(\mu_s) \quad \text{(II-17)}$$

Soient  $T_n$  la température apparente de la mer (telle que  $B_v(T_n) = I_n$ ) et  $\Delta T_g$  l'erreur sur la mesure de la température introduite par la présence de glitter. On a

$$\Delta T_g = \frac{\tilde{\rho}_v \mu_s E_{0v}}{\pi} \frac{t_v(\mu_s) t_v(\mu_v)}{\left(\frac{\partial B_v}{\partial T}\right) T_n} \quad (\text{II-18})$$

• Cette erreur est donc fonction de la température apparente de la surface visée et de la réflectance équivalente de cette surface.

• Le tableau (II-3) présente les valeurs de  $\Delta T_g$  en fonction de  $\tilde{\rho}$  et  $T_n$ .

On a considéré le soleil au zénith et des transmissions de l'ordre de 0,8, c'est-à-dire de l'ordre de grandeur de celles que nous avons calculées lors des simulations précédentes. A  $3,7 \mu\text{m}$   $E_0$  vaut  $12 \text{ W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$  (KONDRATYEV, 1972).

On constate sur le tableau (II-3) que le glitter perturbe énormément la mesure de température. Si on peut tolérer une incertitude de 1 K sur la valeur cherchée, seules les valeurs de  $\tilde{\rho}$  inférieures à 0,005 autorisent encore une interprétation. On remarquera que l'influence du rayonnement solaire est d'autant plus forte que la température de la mer est basse. En outre, dans les régions froides, l'atmosphère est très transparente : la dégradation y sera d'autant plus forte. Pour les incidences obliques, l'effet aura tendance à diminuer.

Ces quelques lignes montrent la nécessité de restituer la contribution due au glitter pour une détermination de la température de surface lors de mesures diurnes. Une telle restitution impose d'élaborer une méthode permettant la détermination de la réflectance équivalente  $\tilde{\rho}$  à la fréquence considérée.

#### b) Correction du glitter

On peut penser obtenir  $\tilde{\rho}$  à l'aide d'un canal visible puisque dans le visible, il n'y a pas d'émission thermique et que la luminance mesurée est directement liée à l'albédo de la surface visée. Comme  $\tilde{\rho}$  est proportionnel au coefficient de réflexion de Fresnel (cf. annexe III) on aurait alors

$$\tilde{\rho}_{3,7} = \tilde{\rho}_{\text{vis}} \frac{r(3,7)}{r_{\text{vis}}} \approx 1,231 \tilde{\rho}_{\text{vis}}$$

TABLEAU (II-3)

$T_n \backslash \rho$	1	0,1	0,01	0,005	0,001
300	48	9,6	1,12	0,57	0,11
295	52	11,2	1,35	0,68	0,14
290	56	13,0	1,63	0,83	0,17
285	60	15,0	1,97	1,01	0,21
280	65	17,4	2,40	1,23	0,25
275	69	20,0	2,94	1,51	0,31

Effet du Glitter :  $\Delta T_g$  en fonction de  $T_n$  et de  $\rho$

(  $\Delta T_g$  et  $T_n$  sont exprimées en degrés K )



Supposons qu'on puisse mesurer  $\tilde{\rho}_{vis}$  avec une précision  $\Delta\tilde{\rho}$ . Dans les conditions d'approximation énoncées antérieurement, l'erreur réalisée sur la mesure de la température  $T_n$  est telle que

$$\frac{\Delta T}{\Delta\tilde{\rho}} = \frac{1}{\left(\frac{\partial B}{\partial T}\right)_{T_n}} \frac{\mu_s E_0 t(\mu_s) t(\mu_v)}{\pi} \approx \frac{2,5}{\left(\frac{\partial B}{\partial T}\right)_{T_n}}$$

soit à 285 K

$$\frac{\Delta T}{\Delta\tilde{\rho}} \approx 250$$

Ainsi si l'erreur maximale acceptable est de 1 K, on cherchera à calculer  $\tilde{\rho}_{vis}$  avec une précision meilleure que 0.004.

La question est maintenant de savoir comment obtenir  $\tilde{\rho}_{vis}$ , quelles sont les sources d'imprécision et quelle fréquence utiliser de sorte à déterminer  $\tilde{\rho}_{vis}$  avec une précision meilleure que 0.004 ?

La luminance mesurée à une fréquence du domaine visible est fonction de l'éclairement solaire parvenant à la surface de la terre, des effets atmosphériques à la fréquence considérée, de l'albédo de la surface visée.

Pour déterminer la réflectance équivalente de la mer il est nécessaire de déduire l'albedo total de la surface visée.

A la fréquence considérée, on connaît le rayonnement parvenant au sommet de l'atmosphère (KONDRATYEV, 1972).

Les effets atmosphériques sont dus à la diffusion et à l'absorption moléculaire. Or on sait fort bien restituer l'effet de la diffusion moléculaire (TANRE, 1977). En outre, si on choisit une fréquence telle que l'atmosphère soit parfaitement transparente, la mesure de la luminance permet de déduire avec une bonne précision la valeur de l'albédo total.

La restitution de la réflectance équivalente de la mer n'est cependant pas immédiate puisque dans le visible d'autres sources de rétrodiffusion peuvent intervenir : les éléments marins (écume de mer, phytoplancton...) dont l'influence à  $3,7 \mu m$  est nulle, les aérosols dont l'influence ne peut être négligée dans le visible.

On choisira un canal visible tel qu'aux fréquences considérées la rétrodiffusion due aux éléments marins soit négligeable. Ainsi, tout canal situé entre  $0,65$  et  $0,70 \mu m$  répond aux conditions citées ici et permettrait une bonne détermination de la réflectance.

Mais il faut également éliminer l'influence des aérosols. Ceux-ci posent un problème délicat : leur composition (granulométrie) est très variable dans le temps et dans l'espace et par conséquent ils ont un albédo également très variable. Celui-ci peut atteindre des valeurs de l'ordre de  $0,05$ . Donc pour déduire la valeur de la réflectance de la mer avec une précision

meilleure que 0.004, il est nécessaire de connaître la contribution exacte des aérosols dans l'énergie réfléchiée à la surface de la terre. Une telle recherche dépasse un peu le cadre de notre étude. Cependant, on remarque que dans le visible l'albédo des aérosols est, en première approximation, inversement proportionnelle à la longueur d'onde. Par conséquent, la combinaison de deux canaux visibles, pourrait permettre de calculer simultanément la valeur de la réflectance de la mer et l'albédo des aérosols.

Une telle possibilité mérite sans doute d'être approfondie. Le choix des canaux éventuels pourrait être l'objet d'une étude plus détaillée.

Remarquons quand même, que malgré une bonne restitution de l'effet des aérosols on ne pourrait reconnaître la contribution du glitter en tout point. En effet, le rapport signal sur bruit des détecteurs actuels est de quelques unités (3 pour les canaux visible du AVHRR) et par conséquent les performances des détecteurs ne permettent pas d'espérer une bonne restitution que dans les zones où la réflectance est inférieure à 0.15.

En bref, tant qu'on ne sait restituer l'influence des aérosols on ne peut déterminer la contribution due au glitter. On se contentera donc de jour de déterminer les zones où l'effet du glitter est faible et peut être négligé ( $\tilde{\rho} < 0.004$ ). L'existence de telles zones reste bien sur à prouver. L'expérience AVHRR apportera la réponse à cette question. En attendant, on considèrera dans la suite de l'étude que les zones où  $\tilde{\rho} < 0.004$  existent et qu'on réalise en mesurant la température de la surface une erreur due au glitter inférieure à 1K.

#### II-5 - Estimation statistique de la correction dans le canal 10,5-12,5 $\mu\text{m}$

Du fait que les erreurs dues à l'absorption moléculaire y sont plus faibles qu'à 8-10  $\mu\text{m}$ , et que les mesures ne sont pas perturbées par la tâche de réflexion solaire on utilise couramment le canal 10,5 - 12,5  $\mu\text{m}$  pour la mesure des températures de surfaces terrestres. C'est d'un tel canal qu'étaient équipés les satellites NIMBUS 3,4,5, les satellites NOAA 1 à 5 ainsi que LANDSAT 3 (pour les ressources terrestres). C'est pourquoi il s'avère particulièrement intéressant de simuler la correction atmosphérique pour le canal 10,5 - 12,5  $\mu\text{m}$ .

a) La simulation a été faite pour l'incidence normale et pour la fonction filtre du V.H.R.R. n°1 de NOAA (fig.II-7). Nous avons calculé les effets de réflexion et d'absorption à l'aide du programme PHLOW 3B appliqué aux modèles d'atmosphères définis par les moyennes mensuelles des radiosondages effectués au point K en 1970-1971. Nous avons tenu compte des écarts quadratiques autour des valeurs moyennes, disposant ainsi de 72 atmosphères.

b) Résultats.

La figure (II-8) donne les moyennes mensuelles des corrections atmosphériques simulées : l'erreur atmosphérique passe de 2K - 2,5 K en hiver, à 3-4 K en été. La figure (II-9) donne les écarts quadratiques autour de ces moyennes mensuelles. Par le calcul, on obtient les valeurs de l'écart quadratique allant de 0,3 K en hiver à 0,6 K en été. TOURNIER (1977) a comparé les températures radiométriques du V.H.R.R. des satellites NOAA avec les observations de températures de surface à partir de navires, sur le proche Atlantique, en 1975-1976. Les erreurs moyennes mensuelles observées et les écarts quadratiques autour de ces valeurs sont comparées aux résultats simulés et représentés sur les figures (II-8) et (II-9). L'analyse des valeurs observées donne des écarts quadratiques autour des valeurs mensuelles beaucoup plus élevés que les écarts quadratiques calculés, de l'ordre de 1,5 K. Ceci s'explique par le fait que cette analyse incorpore un grand nombre d'autres causes d'erreur, dont les principales sont l'erreur sur la mesure de la température de surface par les navires et l'influence de nuages incomplètement éliminés lors du traitement des données satellitaires (TOURNIER, 1977).

A partir d'une telle étude, on peut donc avoir une idée de l'erreur atmosphérique statistique sur une zone donnée et apporter une correction empirique aux données satellitaires avec une précision absolue qui peut être estimée à mieux que 1 K sur une zone telle que le proche Atlantique. Obtenir une précision absolue supérieure sur de grandes périodes de temps est d'ailleurs actuellement quelque peu illusoire, compte tenu de la fluctuation de la calibration des radiomètres embarqués sur les satellites existants. Des statistiques de données fournies par quelques stations réparties sur le globe permettent d'envisager, une détermination de la température de surface en tout point.

On pourrait également envisager de corriger chaque jour les mesures satellitaires par un calcul des effets correcteurs à l'aide de radiosondages. Mais les stations en mer sont très rares : quelques îles, les navires stationnaires, quelques stations côtières. Une telle méthode ne peut être utilisée que dans le cas d'études locales et sur des zones restreintes. De plus, la description des paramètres dans la couche limite (0 à 2 kms) ainsi que la mesure de l'humidité en altitude sont insuffisantes. La précision obtenue sur la correction atmosphérique est alors évaluée à 0.5 K (DESCHAMPS et PHULPIN, 1978). Or, si l'on se reporte à la figure (II-9), on constate que l'écart quadratique sur la valeur moyenne mensuelle de l'erreur atmosphérique

est de 0.3 K durant les mois d'hiver. Dans bien des cas, l'utilisation d'une méthode statistique de correction est donc préférable à une mesure directe de l'effet de l'atmosphère à l'aide de radiosondages.

En conclusion, l'estimation statistique de la correction atmosphérique apporte une réponse assez satisfaisante au problème de la restitution de la température de surface. Cependant il est illusoire d'espérer une précision moyenne meilleure que 1 K. De plus, cette méthode ne permet pas d'apprécier les variations locales de la température de surface.

Nous nous sommes attachés par la suite à étudier un autre mode de correction fondé sur des mesures à plusieurs longueur d'onde : la correction multi-spectrale.

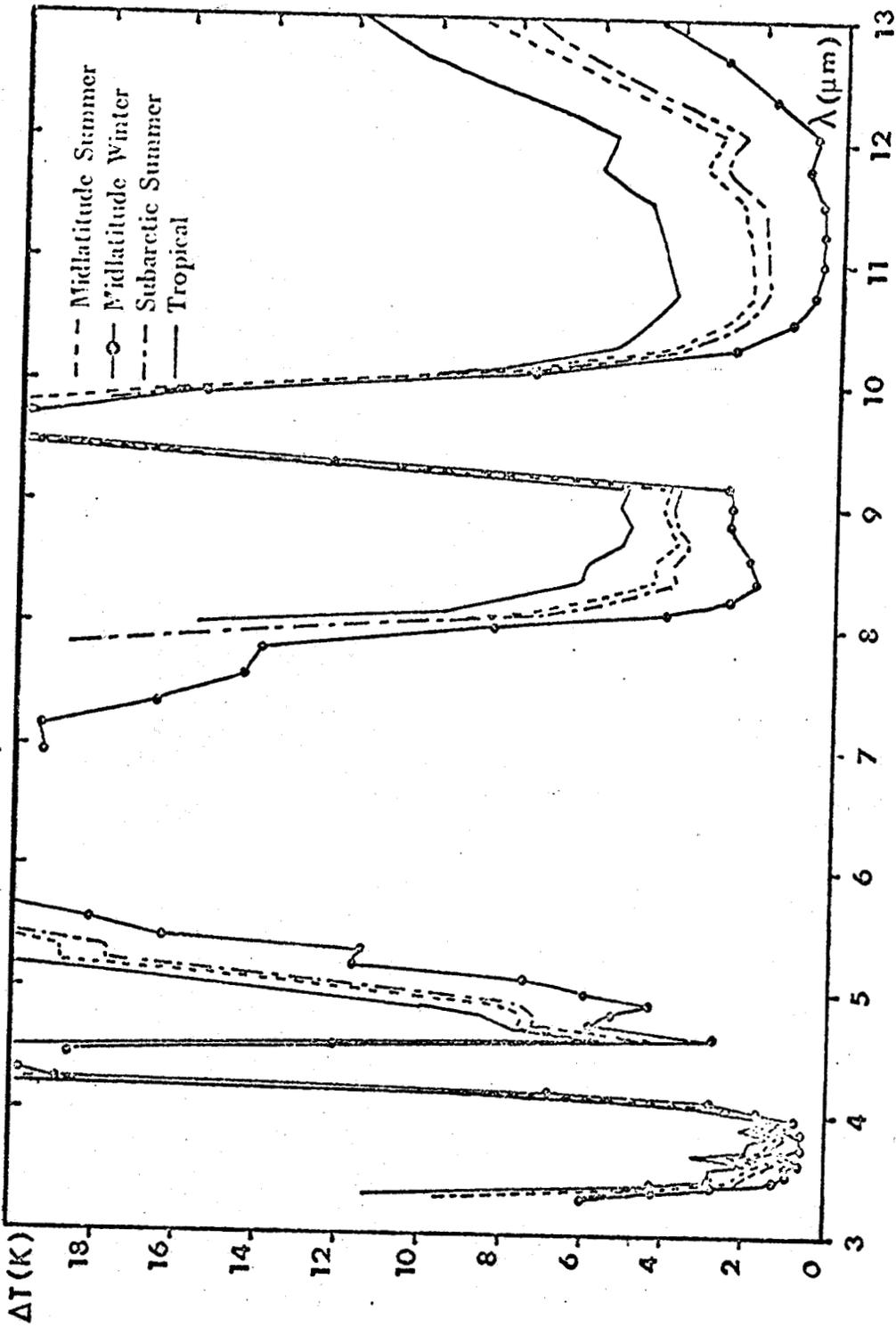


FIGURE II-1 : Variation spectrale de l'erreur atmosphérique calculée pour divers modèles d'atmosphères.



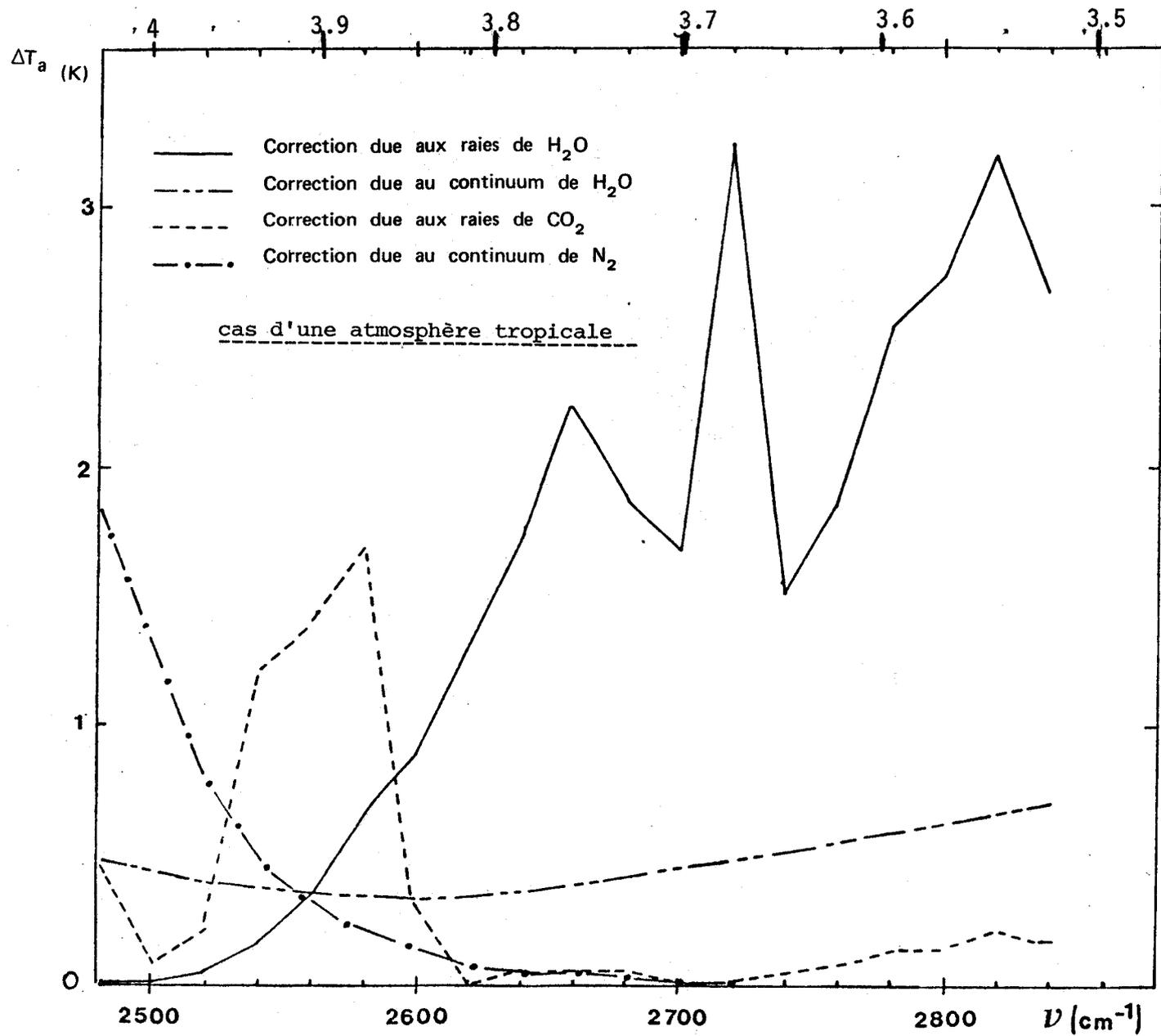
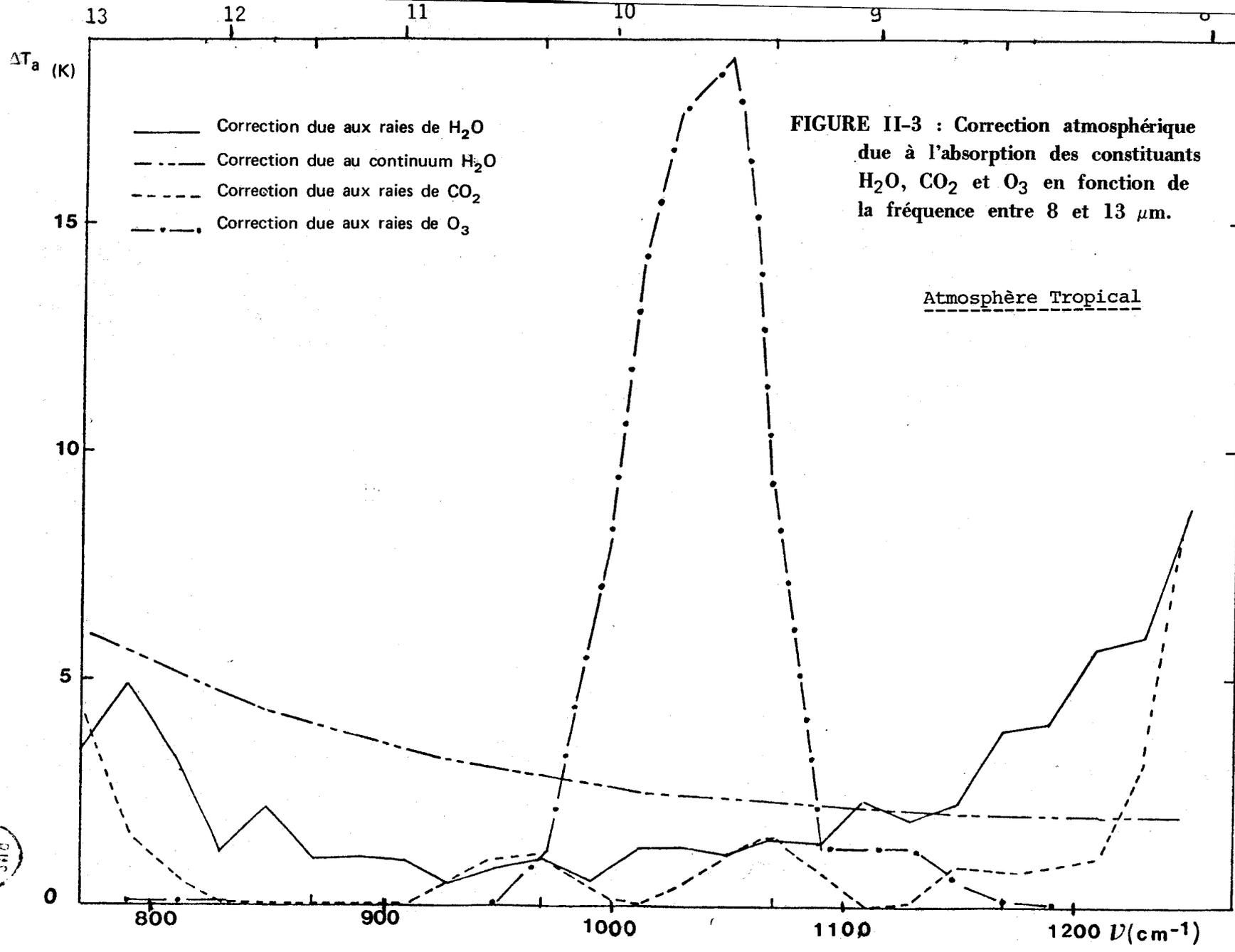


FIGURE II-2 : Correction atmosphérique due à l'absorption des divers constituants en fonction de la fréquence entre 3.5 et 4.2  $\mu m$ .



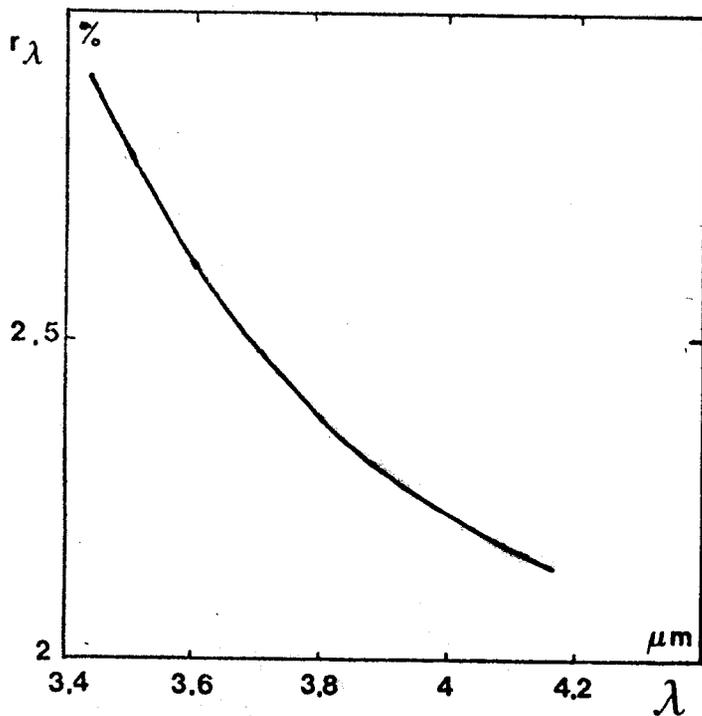
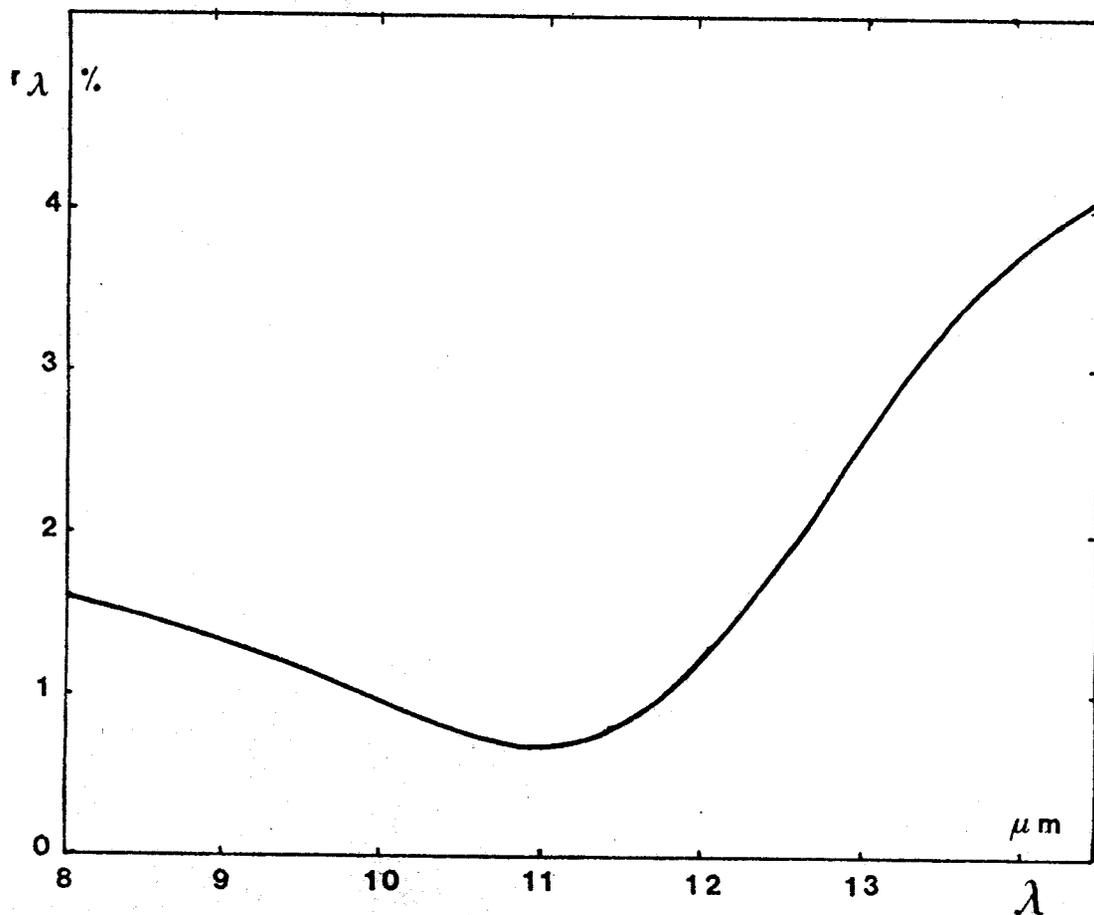


FIGURE II-4 - Variations du coefficient de réflexion en fonction de la longueur d'onde dans les fenêtres 3.5-4  $\mu\text{m}$  et 8-13  $\mu\text{m}$ .



SNS  
LILLE

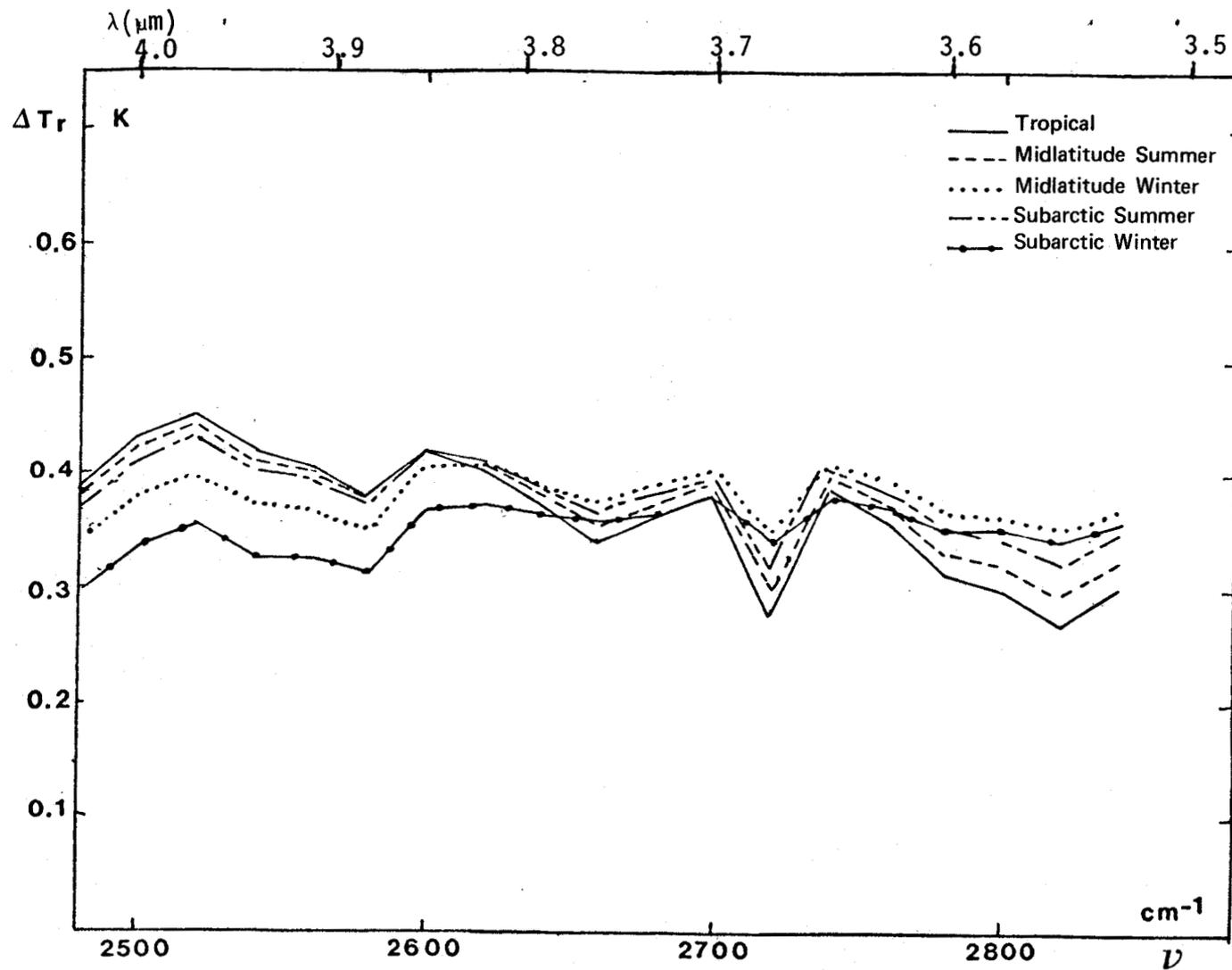


FIGURE II-5 : Variations de l'effet de réflexion avec la longueur d'onde dans la fenêtre 3.5-4  $\mu\text{m}$  pour divers types d'atmosphères.



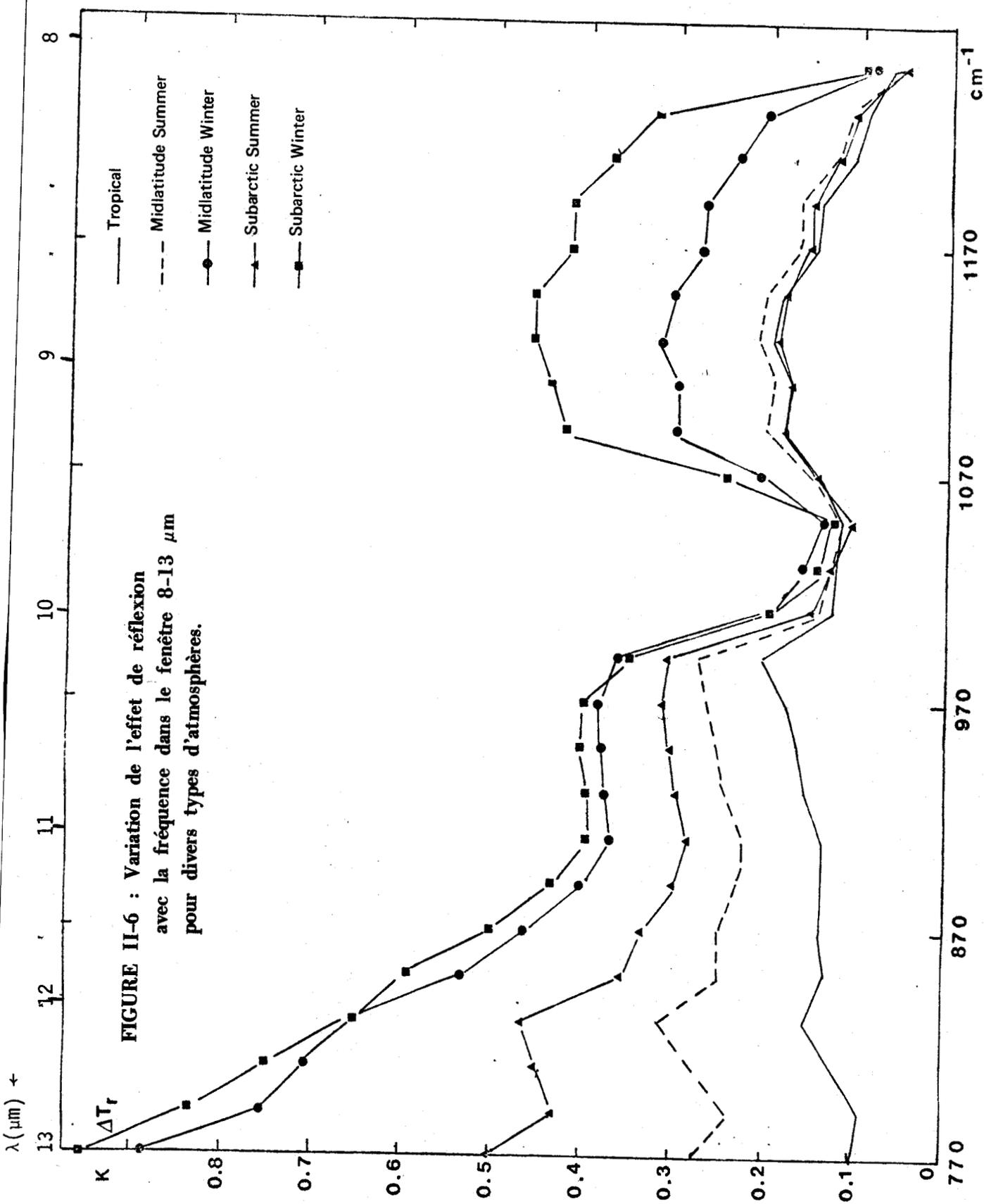


FIGURE II-6 : Variation de l'effet de réflexion avec la fréquence dans le fenêtre 8-13  $\mu\text{m}$  pour divers types d'atmosphères.



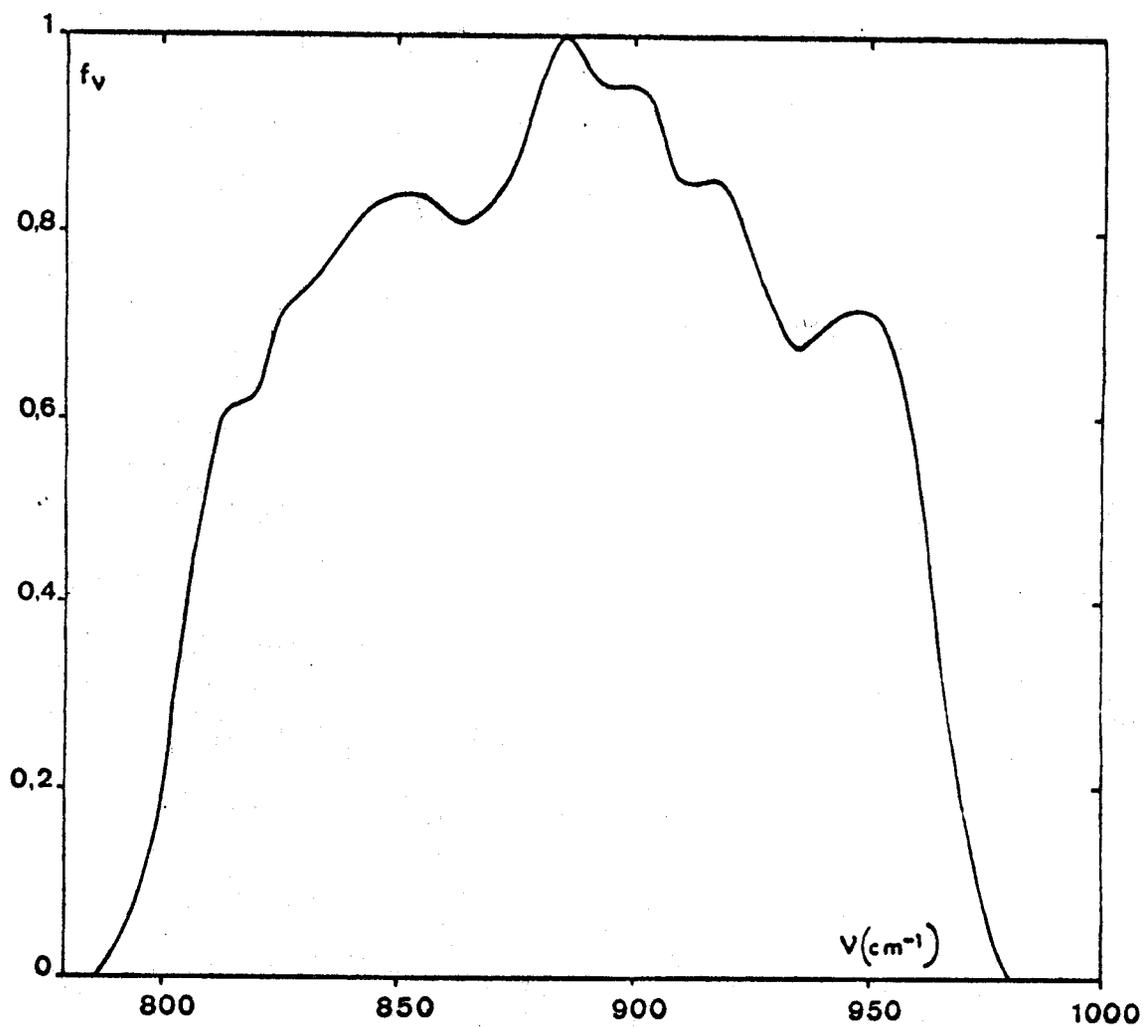
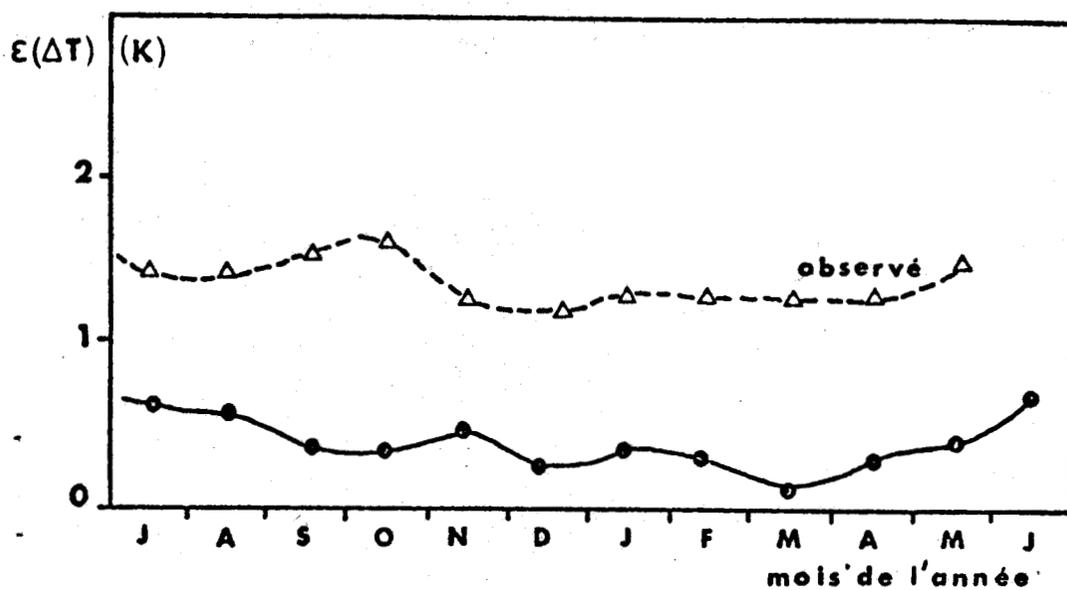
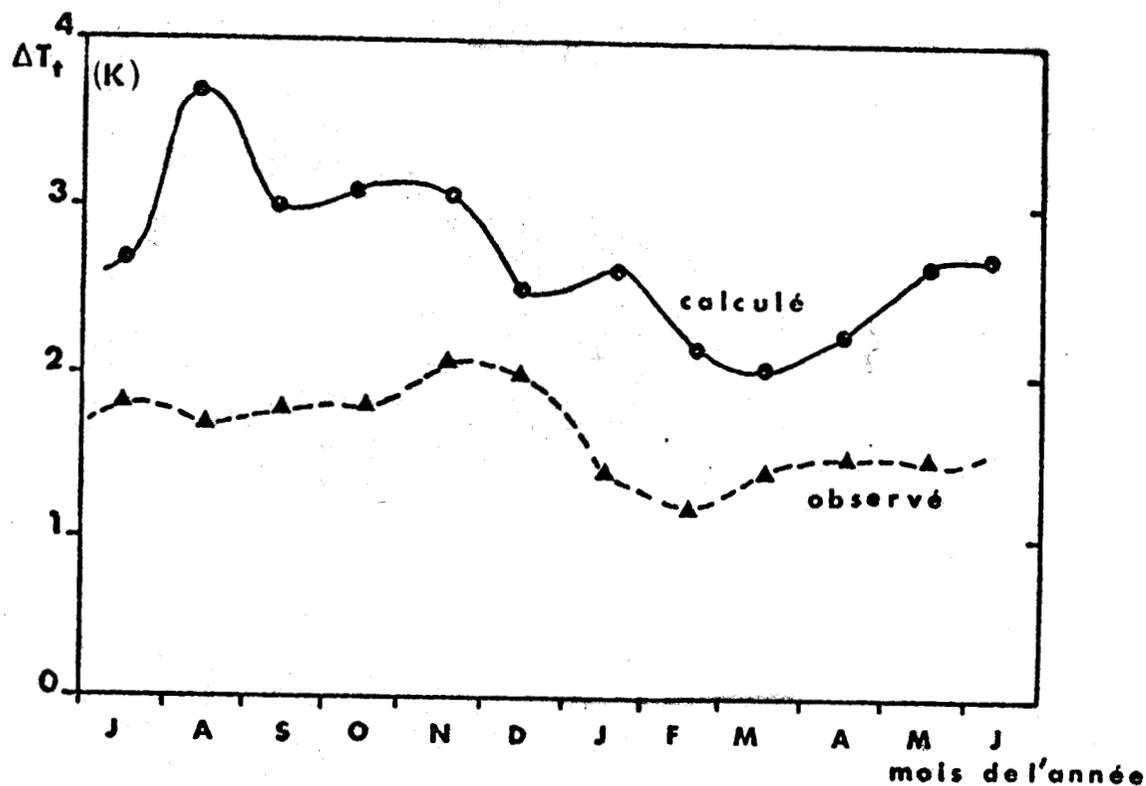


FIGURE IV - 1 : Fonction filtre utilisée (VHR n°1 du satellite NOAA 4).



FIGURES (II-8) et (II-9) - Valeur moyenne de l'erreur et écart quadratique autour de cette valeur moyenne  
 —●— calculée à partir de radiosondages au point K en 70-71.

--▲-- déduits des observations du VHRR de NOAA 5 sur l'Atlantique Nord de juillet 75 à mai 76.

(d'après TOURNIER, 1977)



CHAPITRE III

ANALYSE MULTISPECTRALE

### III - ANALYSE MULTISPECTRALE

#### III-1 - Formulation théorique de la température de surface par analyse multi-spectrale

C'est ANDING et KAUTH (1970), qui les premiers ont proposé l'idée d'utiliser deux canaux pour la mesure des températures des surfaces terrestres. La méthode repose sur l'utilisation de mesures radiométriques effectuées à des longueurs d'onde pour lesquelles les valeurs du coefficient d'absorption de l'eau sont différentes. C'est une méthode de séparation des variables, dont nous rappelons en quelques lignes les fondements.

Dans un premier temps, l'effet de réflexion est ignoré et on considère que ;

- a) - l'absorption n'est due qu'à un seul constituant ou à plusieurs constituants qui ont une même répartition avec l'altitude ;
- b) - la fonction de transmission peut se mettre sous la forme :

$$t_v(z, Z; \mu) = \exp - k_v \frac{W(z, Z)}{\mu} \quad (\text{III-1})$$

où  $W(z, Z)$  désigne un contenu en vapeur d'eau équivalent au contenu réel entre  $z$  et  $Z$  et  $k_v$  le coefficient d'absorption indépendant des divers paramètres atmosphériques. C'est l'approximation d'échelle, utilisée par ailleurs dans le programme LOWTRAN.

- c) - l'absorption dans les fenêtres atmosphériques est faible et par conséquent on peut écrire :

$$t_v(z, Z; \mu) \approx 1 - \frac{k_v W(z, Z)}{\mu} \quad (\text{III-2})$$

- d) - enfin toute l'absorption a lieu dans les basses couches de la troposphère à une température proche de la température de surface.

Reprenons alors l'équation (I-36) élaborée précédemment, qui donne la valeur de l'effet d'absorption

$$\Delta T^1 = \frac{1}{\left(\frac{\partial B}{\partial T}\right)_{T_0}} \int_0^{W_0} \{B_v(T_0) - B_v(T(W))\} \frac{\partial t_{v1}}{\partial W} dW \quad (\text{III-3})$$

où  $W_0$  désigne le contenu total en vapeur d'eau.

L'hypothèse (d) permet d'écrire :

$$B_v(T(W)) \approx B_v(T_0) + (T(W) - T_0) \left(\frac{\partial B}{\partial T}\right)_T \quad (\text{III-4})$$

et en utilisant (b) et (c), il vient alors :

$$\Delta T^1 = k_v \int_0^{W_0} (T_0 - T(W)) dW \quad (\text{III-5})$$

En intégrant, on obtient

$$\Delta T^1 = k_v f(W, T_0) \quad (\text{III-6})$$

Par conséquent, si on dispose de deux mesures à fréquences  $\nu_1$  et  $\nu_2$ , telles que la correction s'exprime pareillement, on a

$$\Delta T_{\nu_1}^1 = k_{\nu_1} f(W_0, T_0)$$

$$\Delta T_{\nu_2}^1 = k_{\nu_2} f(W_0, T_0)$$

et par conséquent

$$\frac{\Delta T_{\nu_1}^1}{k_{\nu_1}} = \frac{\Delta T_{\nu_2}^1}{k_{\nu_2}} \quad (\text{III-7})$$

Lorsqu'on ignore l'effet de réflexion, on a bien sur  $\Delta T_{\nu_1}^1 = T_0 - T_{\nu_1}^1$  où  $T_{\nu_1}^1$  désigne la température radiométrique mesurée. De même  $\Delta T_{\nu_2}^1 = T_0 - T_{\nu_2}^1$  et on tire donc

$$T_0 = \frac{k_{\nu_2}}{k_{\nu_2} - k_{\nu_1}} T_{\nu_1}^1 - \frac{k_{\nu_1}}{k_{\nu_2} - k_{\nu_1}} T_{\nu_2}^1 \quad (\text{III-8})$$

Dans le cas idéal schématisé par les hypothèses énoncées ci-dessus, la mesure de températures à deux longueurs d'onde permet de déduire par une expression linéaire la température de surface réelle. Mais ces approximations ne sont jamais vraiment réalisées. Il est nécessaire de considérer l'influence d'autres absorbants tels que le  $\text{CO}_2$  ou  $\text{O}_3$  ainsi que l'effet de réflexion de la surface visée. De plus, l'éloignement entre les fréquences choisies  $\nu_1$  et  $\nu_2$ , ou une différence dans les mécanismes d'absorption sont susceptibles d'entraîner une non linéarité dans l'équation (III-8). En première approximation, on estimera que l'influence de ces termes peut être traduite par un terme constant. La température de surface est alors donnée par une expression du type

$$T_0 = a_0 + a_1 T_1 + a_2 T_2 \quad (\text{III-9})$$

En réalité, une telle formulation ne rend compte qu'imparfaitement des phénomènes rencontrés. Nous allons voir comment la modifier de façon à en améliorer la précision.

### III-2 - Amélioration de la méthode multispectrale - Etude des non linéarités

Pour l'élaboration de la méthode, nous avons été conduits à simplifier les équations qui traduisent les effets perturbateurs. Nous revenons ici sur chaque hypothèse avancée précédemment et recherchons un algorithme mieux adapté aux phénomènes rencontrés.

#### III-2-1 - Prise en compte de l'effet de réflexion en l'absence de glitter

Dans les exposés ci-dessus, nous n'avons considéré que l'effet d'absorption de l'atmosphère. En toute rigueur, il conviendrait de considérer l'effet de réflexion de la surface visée au moins en ce qui concerne la mer.

On a en réalité

$$T_0 = T_v^1 + \Delta T_v^1 + \Delta T_v^2 \text{ où } \Delta T_v^2 \text{ est donnée par l'équation (I-37)}$$

$$\Delta T_v^2 = \frac{r_v t_v}{\left(\frac{\partial B}{\partial T}\right)_{T_0}} \left\{ B_v(T_0) - \int_{t_v}^1 B_v(T(x)) dt_{v_2}(x) \right\}$$

C'est à dire que  $\Delta T_v^2$  dépend également de l'état de l'atmosphère et par conséquent doit être pris en compte dans l'élaboration de l'algorithme.

Dans cette équation  $t_{v_2}$  est défini par :

$$t_{v_2}(x) = t_v(0, x; \mu)$$

et l'hypothèse (b) permet d'écrire :

$$t_{v_2}(x) = \exp - k_v(W_0 - W(x)) \tag{III-10}$$

Avec (c) :

$$t_{v_2}(x) = 1 - k_v W_0 + k_v W(x) \quad (\text{III-11})$$

d'où finalement :

$$\Delta T_v^2 = \frac{r_v t_v}{\left(\frac{\partial B}{\partial T}\right)_{T_0}} \left\{ B_v(T_0) - k_v \int_0^{W_0} B_v(T(x)) dW(x) \right\} \quad (\text{III-12})$$

Le développement de la fonction de PLANCK au 1er ordre permet d'écrire :

$$\Delta T_v^2 = \frac{r_v t_v}{\left(\frac{\partial B}{\partial T}\right)_{T_0}} \left\{ B_v(T_0) - k_v W_0 B_v(T_0) + k_v \left(\frac{\partial B}{\partial T}\right)_{T_0} \int_0^{W_0} (T_0 - T(x)) dW(x) \right\} \quad (\text{III-13})$$

Nous avons vu précédemment que  $\left(\frac{\partial B}{\partial T}\right)_{T_0} = \frac{B_v(T_0)\psi_v(T_0)}{T_0}$ , et il vient

$$\Delta T_v^2 = r_v t_v \left\{ \frac{T_0(1-k_v W_0)}{\psi_v(T_0)} + k_v \int_0^{W_0} (T_0 - T(x)) dW(x) \right\} \quad (\text{III-14})$$

On a en outre :

$$t_v \approx 1 - k_v W_0 \quad \text{et} \quad \int_0^{W_0} (T_0 - T(x)) dW(x) = f(W_0, T_0)$$

d'où :

$$\Delta T_v^2 = r_v (1 - k_v W_0)^2 \frac{T_0}{\psi_v(T_0)} + r_v (1 - k_v W_0) k_v f(W_0, T_0) \quad (\text{III-15})$$

et finalement :

$$\begin{aligned} \Delta T_v^2 = & \frac{r_v T_0}{\psi_v(T_0)} + \left\{ r_v k_v f(W_0, T_0) - 2r_v \frac{k_v W_0 T_0}{\psi_v(T_0)} \right\} \\ & + r_v \left\{ k_v^2 W_0^2 \frac{T_0}{\psi_v(T_0)} - k_v^2 W_0 f(W_0, T_0) \right\} \end{aligned} \quad (\text{III-16})$$

où on fait apparaître ainsi successivement un terme constant puis les termes du 1er et 2e ordre en  $W_0$ . En fait, la simulation réalisée au cours du chapitre II a permis de constater qu'aux fréquences considérées l'amplitude de l'effet de réflexion est faible et peu variable. Le terme constant du développement donne sensiblement la valeur moyenne de cet effet; c'est pourquoi, en première

approximation on estimera qu'il suffit d'intégrer cette erreur dans un terme constant et que  $T_0$  s'écrit :  $T_0 = a_0 + a_1 T_1 + a_2 T_2$ . Pour une prise en considération plus rigoureuse de l'effet de réflexion, les termes du 1er ordre en  $W_0$  modifieront légèrement les coefficients  $a_1$  et  $a_2$ .

### III-2-2 - Problème de la non linéarité

Les hypothèses (c) et (d) permettent de linéariser le problème. Mais lorsqu'on exprime  $T_0$  à partir de deux températures radiométriques  $T_1$  et  $T_2$ , il subsiste un terme d'erreur  $\epsilon$  qui résulte de ces hypothèses simplificatrices. Il convient ici de voir si ce terme est important et surtout comment le réduire ou l'éliminer. Reprenons donc ces hypothèses.

#### a) - Non linéarité de la fonction de PLANCK

Dans l'élaboration de la méthode multispectrale, nous avons supposé que l'absorption avait lieu dans les basses couches de la troposphère, où la température ambiante est voisine de la température de la mer. Cette hypothèse permet de limiter le développement de la fonction de PLANCK aux termes d'ordre 1. En toute rigueur, il convient d'introduire des termes de développement supérieur qui permettent de mieux rendre compte du phénomène d'absorption dans les couches supérieures. Développons la fonction de PLANCK au 2e ordre, on a :

$$B_\nu(T) \approx B_\nu(T_0) + (T-T_0) \left( \frac{\partial B}{\partial T} \right)_{T_0} + \frac{1}{2} (T-T_0)^2 \left( \frac{\partial^2 B}{\partial T^2} \right)_{T_0} + \epsilon (T-T_0)^2 \quad (\text{III-17})$$

avec

$$\left( \frac{\partial B}{\partial T} \right)_{T_0} = \frac{B_\nu(T_0) \psi_\nu(T_0)}{T_0} \quad (\text{III-18})$$

et

$$\left( \frac{\partial^2 B}{\partial T^2} \right)_{T_0} = \frac{B_\nu(T_0) \psi_\nu(T_0)}{T_0^2} (\chi_\nu(T_0) - 2) \quad (\text{III-19})$$

où

$$\chi_\nu(T_0) = \psi_\nu(T_0) \left( 1 + e^{-\frac{C_2 \nu}{T}} \right) \quad (\text{III-20})$$

Le tableau suivant donne les variations des fonctions  $\psi_\nu$  et  $\chi_\nu$  avec  $\nu$  et T.

fonction	T \ $\nu$	2700 cm <sup>-1</sup>	770 cm <sup>-1</sup>	830 cm <sup>-1</sup>	930 cm <sup>-1</sup>	1150 cm <sup>-1</sup>	1250 cm <sup>-1</sup>
		$\psi_\nu$	300 K	12,948	3,787	4,056	4,512
	290 K	13,395	3,906	4,186	4,660	5,724	6,214
	280 K	13,873	4,034	4,325	4,819	5,925	6,433
$\chi_\nu$	300 K	12,948	3,881	4,132	4,564	5,560	6,024
	290 K	13,395	3,991	4,254	4,706	5,743	6,226
	280 K	13,873	4,111	4,386	4,860	5,941	6,444

On constate dans ce tableau que les fonctions  $\psi_\nu$  et  $\chi_\nu$  diffèrent peu l'une de l'autre pour des valeurs de la fréquence choisies dans les fenêtres atmosphériques. A une fréquence donnée ces fonctions varient peu avec la température et peuvent être considérées comme constantes.

Etudions maintenant l'influence du terme d'ordre deux sur l'algorithme de détermination de température de surface: Nous avons vu, comment, prendre en compte l'effet de réflexion et désormais nous nous limiterons à l'étude du terme d'erreur provoquée par l'absorption atmosphérique. On a :

$$\Delta T_\nu \approx \frac{1}{\left(\frac{\partial B}{\partial T}\right)_{T_0}} \int_1^{t_\nu} \left\{ (T(x)-T_0) \left(\frac{\partial B}{\partial T}\right)_{T_0} + \frac{1}{2} (T(x)-T_0)^2 \left(\frac{\partial^2 B}{\partial T^2}\right)_{T_0} \right\} dt_{\nu_1}(x) \quad (III-21)$$

d'où :

$$\Delta T_\nu \approx T_0 \int_1^{t_\nu} \left[ \frac{(T(x)-T_0)}{T_0} + \frac{1}{2} \frac{(T(x)-T_0)^2}{T_0^2} (\chi_\nu(T_0) - 2) \right] dt_{\nu_1}(x) \quad (III-22)$$

Considérons la transmission sous la forme d'une exponentielle qu'on peut développer au premier ordre, il vient finalement :

$$\Delta T_\nu \approx -k_\nu T_0 \int_0^{W_0} \frac{T(W)-T_0}{T_0} dW + \frac{(-k_\nu)}{2} T_0 \int_0^{W_0} \left( \frac{T(W)-T_0}{T_0} \right)^2 (\chi_\nu(T_0) - 2) dW \quad (III-23)$$

et avec l'altitude  $x$  pour variable

$$\Delta T_v = -k_v \int_0^\infty \frac{T(x)-T_0}{T_0} \rho(x) dx - \frac{k_v}{2} (x_v(T_0)-2) \int_0^\infty \left( \frac{T(x)-T_0}{T_0} \right)^2 \rho(x) dx \quad (\text{III-24})$$

Nous avons vu que pour une fréquence donnée la fonction  $x_v$  varie peu avec la température et peut être considérée comme constante. Finalement, le terme de second ordre du développement de la fonction de PLANCK introduit un terme où l'on peut séparer une fonction de la fréquence et une nouvelle fonction des variables atmosphériques.  $\Delta T_v$  se met donc sous la forme

$$\Delta T_v = k_v f(W_0, T_0) - k_v \left( \frac{x_v(T_0)-2}{2} \right) g(W_0, T_0) \quad (\text{III-25})$$

On remarque que le terme introduit minimise l'effet des hautes couches de la troposphère. Un calcul rapide permet de montrer que pour une atmosphère tropicale la contribution du terme de second ordre à la valeur de la correction atmosphérique est de l'ordre de 8 % à 13  $\mu\text{m}$  et de 30 % à 3.7  $\mu\text{m}$ . L'erreur effectuée en linéarisant la fonction de PLANCK ne change donc guère l'algorithme lorsqu'on choisit deux fréquences dans la fenêtre atmosphérique 8-13  $\mu\text{m}$ .

Pour prendre en compte la non-linéarité introduite par le terme de second ordre de la fonction de PLANCK, on peut envisager plusieurs solutions.

Dans l'équation qui donne  $\Delta T_v$ , on a deux inconnues liées aux caractéristiques de l'atmosphère. Trois équations sont nécessaires pour éliminer ces inconnues et par conséquent une combinaison linéaire de trois canaux permet de prendre en compte la non linéarité de la fonction de PLANCK. C'est là bien sur la solution la plus générale.

Mais si on choisit deux canaux centrés à deux fréquences  $\nu_1$  et  $\nu_2$  proches l'un de l'autre, alors  $x_{\nu_1}$  diffère peu de  $x_{\nu_2}$ ; si par ailleurs  $k_{\nu_1}$  est différent de  $k_{\nu_2}$ , deux canaux suffisent alors pour prendre en compte la non linéarité.

Enfin, en remarquant que dans la fenêtre atmosphérique 8-13  $\mu\text{m}$ , l'effet de non linéarité est faible, et en prenant à 3.7  $\mu\text{m}$  la valeur moyenne de l'effet de non linéarité, on peut écrire :

$$\text{à } 3.7 \mu\text{m} \quad \Delta T_1 = k_1 f(W_0, T_0) + k_1 \left( \frac{x_1-2}{2} \right) \overline{g(W_0, T_0)}$$

et entre 8 et 13  $\mu\text{m}$   $\Delta T_2 = k_2 f(W_0, T_0)$

De telles hypothèses permettent de tirer

$$T_0 = k_1 \left( \frac{x_1 - 2}{2} \right) \frac{1}{g(W_0, T_0)} + \frac{k_2 T_1}{k_2 - k_1} - \frac{k_1 T_2}{k_2 - k_1}$$

Une telle solution apparemment moins satisfaisante permet cependant d'absorber partiellement la non-linéarité et doit être retenue.

b) - Décroissance exponentielle de la transmission

Il est une autre approximation qui linéarise le problème. C'est celle qui conduit à écrire que la transmission peut se mettre sous la forme :

$$t_v = 1 - k_v W$$

On peut en fait envisager de garder pour  $t_v$  une forme exponentielle. On raisonne alors couramment à l'aide de la variable pression et si l'on se situe à une fréquence où l'absorption est due à des raies, on peut écrire

$$t_{v1} = \exp - k_v W(p)$$

En utilisant la variable  $p$ , on a

$$\Delta T_v = \left( \frac{\partial B}{\partial T} \right)_{T_0} \int_0^{p_0} \{ B_v(T_0) - B_v(T(p)) \} \frac{dt_{v1}}{dp} dp \quad (\text{III-26})$$

On peut simuler de façon assez réaliste les profils de température et d'humidité dans la troposphère en écrivant :

$$\frac{W}{W_0} = \left( \frac{p}{p_0} \right)^\lambda \quad \text{où } \lambda \text{ vaut } 4 \quad (\text{III-27})$$

et

$$\frac{T(p)}{T_0} = \left( \frac{p}{p_0} \right)^\beta \quad \text{avec } \beta = 0.1875 \quad (\text{III-28})$$

Reprenons alors le développement (III-24) ; en intégrant l'expression de  $\Delta T_v$ , on tire (DESCHAMPS, 1977)

$$\Delta T_v = T_0 \sum_0^\infty C_n (k_v W_0)^{n+1} \quad (\text{III-29})$$

avec

$$C_n = (-1)^n \frac{\beta \{ (n+1)\lambda + (4 - x_v)\beta \}}{\{ (n+1)\lambda + \beta \} \{ (n+1)\lambda + 2\beta \}} \quad (\text{III-30})$$

Le tableau (III-2) donne les coefficients  $C_n$  pour l'absorption due aux raies de la vapeur d'eau à 3,7  $\mu\text{m}$  et à 13  $\mu\text{m}$ .

Tableau (III-2)

	13 $\mu\text{m}$	3.7 $\mu\text{m}$
$C_0$	0.03927	0.02367
$C_1$	- 0.01071	- 0.00865
$C_2$	0.00245	+ 0.00214
$C_3$	- 0.00047	- 0.00042

On constate que pour  $k_v W_0 = 1$  il faut quatre termes du développement pour obtenir une précision de 1 % à 13  $\mu\text{m}$  et 2 % à 3,7  $\mu\text{m}$  sur la valeur de  $\Delta T_v$ . L'effet de non linéarité, représente alors respectivement 25 et 30 %. Finalement les erreurs dues à la linéarisation de la fonction de PLANCK et de la fonction de transmission sont importantes et doivent être prises en compte. Elles peuvent être absorbées par un terme constant mais la meilleure solution consiste sans doute en l'utilisation d'un système multicanal. En effet, nous avons

$$\Delta T_v = C_0(\nu) k_v T_0 W_0 + C_1(\nu) k_v^2 W_0^2 T_0 + C_2 k_v^3 W_0^3 T_0 \dots \dots \quad (\text{III-31})$$

où les coefficients  $C_0$  varient en fonction de  $\nu$ . En limitant le développement à deux termes on améliore déjà sensiblement la précision de  $\Delta T$  et on a alors

$$\Delta T_v \approx C_0(\nu) k_v T_0 W_0 + C_1(\nu) k_v^2 W_0^2 T_0 \quad (\text{III-32})$$

Cette équation est analogue à l'équation (III-25) obtenue plus haut. En conséquence, si on dispose de trois canaux où la correction s'exprime ainsi, alors comme dans le cas précédent, la combinaison linéaire de ces trois canaux fournit la température de surface et corrige la non-linéarité de la fonction de transmission.

Remarquons que cette solution suppose qu'on puisse écrire dans chaque canal la transmission sous la même forme  $t_v = \exp - k_v W(p)$ , ce qui est le cas

lorsqu'on combine des canaux où l'absorption est due aux raies.

Que devient maintenant le terme correctif et quelle est l'influence des non linéarités lorsque l'absorption est due au continuum ?

### III-2-3 - Absorption du continuum et absorption par les raies

Nous avons vu que dans la fenêtre 8-13  $\mu\text{m}$ , une grande partie de l'absorption est due au continuum. On peut envisager de coupler plusieurs canaux dans cette fenêtre atmosphérique. Que devient alors l'expression de la correction compte tenu des non linéarités étudiées ci-dessus ?

a) Couplage de canaux où l'absorption est due au continuum de la vapeur d'eau.

La fonction de transmission pour le continuum est donnée par

$$t_v = t_{vS} t_{vN}$$

et c'est la transmission due aux dimères  $t_{vS}$  qui est prépondérante. On a au niveau  $x$

$$t_v(x) \approx t_{vS}(x) \approx \exp \left\{ -k_{vS} \int_0^x e(z) dW(z) \right\}$$

où  $e$  désigne la tension de vapeur d'eau au niveau  $z$ .  $e$  est directement liée au contenu en vapeur d'eau  $W(x)$  et on réalise une bonne approximation en écrivant :

$$\int_0^x e(z) dW(z) \approx CW^2(x) \quad \text{où } C \text{ est une constante.}$$

Il vient alors

$$t_v(x) \approx \exp - k_{vS} W^2(x)$$

Posons

$$W^*(x) = W^2(x)$$

On a finalement

$$t(x) \approx \exp - k_v^* W^*(x)$$

et pour la prise en compte des non linéarités, on est ramené à l'étude précédente. On a finalement

$$\Delta T_v = T_0 \sum_0^{\infty} C'_n (k_v W_0^2)^{n+1} \quad \text{avec } C'_n = \frac{C_n}{2}$$

L'influence des termes de non linéarité est donc la même dans le cas d'une absorption due au continuum de la vapeur d'eau et dans le cas d'une absorption due aux raies. Ainsi deux termes du développement suffisent pour fournir  $\Delta T_v$  avec une bonne précision et par conséquent avec trois canaux situés dans le continuum on détermine la température de surface en tenant compte des non linéarités. Mais le plus souvent on est amené à choisir des intervalles où l'absorption est régie par des lois différentes. On introduit alors une non linéarité supplémentaire.

b) Couplage de canaux tels que la nature de l'absorption soit différente dans chaque canal.

On peut coupler un canal où l'absorption est due au continuum avec un canal où l'absorption est due aux raies. D'après ce que nous venons de voir, dans le premier canal, la correction est donnée par

$$\Delta T_{v_1} = C'_0(\nu_1) k_{\nu_1} W_0^2 T_0 + C'_1(\nu_1) k_{\nu_1}^2 W_0^4 T_0 + \dots \quad (\text{III-33})$$

dans le second par

$$\Delta T_{v_2} = C_0(\nu_2) k_{\nu_2} W_0 T_0 + C_1(\nu_2) k_{\nu_2}^2 W_0^2 T_0 + \dots \quad (\text{III-34})$$

Dans un premier temps négligeons les termes d'ordre supérieur à 1 dus à la non linéarité de la fonction de PLANCK et à la forme exponentielle de la transmission. On a

$$\Delta T_1 = C'_0(\nu_1) k_{\nu_1} W_0^2 T_0 \quad (\text{III-35})$$

$$\Delta T_2 = C_0(\nu_2) k_{\nu_2} W_0 T_0 \quad (\text{III-36})$$

On élimine aisément  $W_0$  entre les équations et on tire la relation

$$\Delta T_1 = A \frac{\Delta T_2^2}{T_0} \quad , \quad (\text{III-37})$$

où

$$A = \frac{C'_0 k_{\nu_1}}{(C_0 k_{\nu_2})^2} \quad (\text{III-38})$$

$T_0$  est alors donné par l'équation du deuxième degré

$$T_0^2(1-A) + T_0(2A T_2 - T_1) - A T_2^2 = 0 \quad (\text{III-39})$$

et finalement on obtient  $T_0$  sous la forme

$$T_0 = f(T_1, T_2) \pm \sqrt{g(T_1, T_2)} \pm \epsilon \quad (\text{III-40})$$

Cette équation définit l'allure générale de la courbe liant les corrections dans chaque canal et le terme  $\epsilon$  traduit les non-linéarités introduites par le développement de la fonction de PLANCK et l'allure exponentielle de la transmission.

Pour deux canaux où l'absorption est régie par des lois différentes, il apparaît donc plus rigoureux d'exprimer la température de surface suivant la formulation (III-40).

#### III-2-4 - Discussion

La méthode multispectrale permet la prise en compte de l'effet atmosphérique et de l'effet de la réflexion. Ainsi la combinaison linéaire des températures radiométriques mesurées dans deux canaux permet un calcul approché de ces effets correcteurs. Dans le cas où l'on dispose de deux canaux tels que l'absorption soit de nature différente dans chacun de ces canaux, une détermination de la température de surface grâce à une expression non linéaire est sans doute plus précise. On pourra améliorer la détermination des effets correcteurs grâce à la combinaison de trois canaux, où l'absorption est de même nature, ainsi que l'ont suggéré PRABAKHARA et al (1974).

Toutes ces considérations répondent à un souci d'optimisation uniquement théorique de l'algorithme à mettre en place pour la détermination de la température de surface.

Dans la pratique en effet chaque mesure est affectée d'une erreur dont la valeur est liée au choix de la fréquence à laquelle est effectuée cette mesure. La température de surface est fonction de la valeur de l'erreur sur chaque mesure et donc du choix des canaux. Finalement il est nécessaire d'é-

laborer un critère permettant de déterminer le nombre optimal de canaux et le meilleur choix de fréquences en tenant compte de l'erreur attachée à chaque mesure.

### III-3 - Critère pour l'optimisation de la mesure de température de surface

Le critère qui permet d'optimiser le choix de l'algorithme ou le choix des canaux est lié à la recherche d'une plus grande précision sur la mesure de la température de surface. Or la précision finale dépend d'une part de la précision de l'algorithme choisi, c'est à dire d'une bonne prise en compte des termes de non linéarité, d'autre part des erreurs attachées à chaque mesure, erreurs dues au bruit instrumental et pour les canaux centrés à une longueur d'onde inférieure à 5  $\mu\text{m}$ , et de jour, au terme de glitter. Ce bruit est en effet amplifié par l'algorithme utilisé. Ainsi, lorsqu'on utilise une combinaison linéaire de trois canaux on a

$$T_0 = a_0 + a_1 T_1 + a_2 T_2 + a_3 T_3 \pm \sigma$$

où  $\sigma$  est le terme de précision de l'algorithme ; la précision  $T_0$  sur la mesure vaut

$$\delta T_0 = |a_1| \Delta_1 + |a_2| \Delta_2 + |a_3| \Delta_3 + \sigma$$

où les  $\Delta_1$ ,  $\Delta_2$ ,  $\Delta_3$  sont les termes d'erreur sur chaque mesure.

La minimisation de  $\delta T_0$  constitue le critère d'optimisation théorique pour la détermination des températures de surface. Certes l'utilisation de plusieurs canaux permet de diminuer  $\sigma$ , mais elle est susceptible d'entraîner une amplification du bruit et donc une dégradation de la précision. L'optimisation du calcul de la température de surface impose la recherche d'un compromis entre la combinaison d'un grand nombre de canaux permettant de prendre en compte les non-linéarités mais amplifiant le bruit et la combinaison linéaire d'un faible nombre de canaux donnant plus grossièrement la température de surface. Par ailleurs, il est évident que des contraintes techniques ou financières en ce qui concerne le scanner (limitation du choix des canaux) ou l'interprétation des mesures (problèmes de stockage, temps calcul) peuvent intervenir et sont susceptibles de modifier le choix fixé par le critère théorique d'optimisation.

Avant de déterminer une méthode optimale de mesure, il convient de détailler les sources d'imprécision.

### III-4 - Les sources d'erreur sur les mesures

L'incertitude systématique sur les mesures est une source d'erreur pour le calcul des températures de surface. Nous détaillons ici la nature et l'origine des sources d'imprécision.

#### III-4-1 - Le bruit instrumental : $NE\delta T$

Nous avons vu au cours du premier chapitre quelles pouvaient être les causes. Le bruit instrumental est lié à la largeur de l'intervalle spectral utilisé : pour un détecteur donné, plus l'intervalle est large, plus le bruit est faible. La résolution spatiale de l'appareil intervient également : l'amélioration de cette résolution entraîne une dégradation du bruit. La télédétection des ressources terrestres qui demande une bonne résolution spatiale (de l'ordre de la dizaine de mètres) nécessitera donc l'utilisation de bandes de fréquence assez larges pour minimiser le bruit. Nous avons vu également que le bruit varie en fonction de la température et de la fréquence. Le tableau ci-après rappelle l'échelle de correspondance des bruits entre les canaux à 3.7  $\mu\text{m}$  et 11  $\mu\text{m}$  et la figure (III-1) traduit les variations de ce bruit à 3.7  $\mu\text{m}$ .

$\lambda$ $\mu\text{m}$ \ T	300 K	294 K	291 K	288 K	279 K	273 K
3.7 $\mu\text{m}$	.10 K	.125 K	.142 K	.158 K	.231 K	.301 K
11 $\mu\text{m}$	.10 K	.104 K	.107 K	.110 K	.118 K	.125 K

Variations du  $NE\delta T$  avec la température pour  $NE\delta T = 0.1 \text{ K}$  à 300 K.

Pour un même type de détecteur, deux canaux de même largeur, dans la fenêtre 8-13  $\mu\text{m}$ , auront des performances pratiquement identiques, quelque soient la fréquence où ils sont centrés et la température de la cible. Si pour un canal dans la fenêtre 8 - 13  $\mu\text{m}$ , le bruit est quasiment constant, il n'en est pas de même lorsqu'on considère un canal centré à 3.7  $\mu\text{m}$ . Le bruit varie considérablement et par la suite il faudra tenir compte de ces variations.

### III-4-2 - Erreur sur la valeur de l'énergie solaire réfléchie

(glitter) ( $\lambda < 5 \mu\text{m}$ )

Au cours du chapitre II, nous avons vu que pour des longueurs d'onde inférieures à  $5 \mu\text{m}$ , les mesures diurnes sont perturbées par la réflexion du rayonnement solaire. Certes, on peut imaginer de restituer la contribution du "glitter" à l'aide de plusieurs canaux visibles ; néanmoins il semble difficile d'obtenir la température radiométrique de jour à  $3.7 \mu\text{m}$  avec une précision meilleure que 1 K. Cette incertitude est notée  $\delta\text{TES}$ . De nuit, on a bien sur  $\delta\text{TES} = 0$ .

Finalement chaque température radiométrique est affectée d'une erreur possible  $\Delta$ , telle que

$$\Delta = NE\delta T(T_0) \quad \text{pour } \lambda > 5 \mu\text{m}$$

$$\Delta = NE\delta T(T_0) + \delta\text{TES} \quad \text{pour } \lambda < 5 \mu\text{m}$$

Lors d'une correction multispectrale, le bruit total  $\Delta$  est amplifié du fait des coefficients de l'expression mathématique considérée. De ce fait l'importance du bruit est déterminante pour l'optimisation de la mesure de surface. La connaissance des sources d'erreur permet d'envisager la détermination du choix optimal de canaux pour la mesure de la température de surface.

### III-5 - Présentation de l'étude d'optimisation

#### III-5-1 - Distinction entre les océans et les surfaces continentales

Dans la suite de cet exposé, il conviendra de préciser la nature de la surface visée : surface terrestre ou surface marine. En effet, nous avons vu plus haut qu'une différence essentielle apparaissait au niveau des équations : on ne peut connaître la contribution du rayonnement provenant du ciel réfléchi sur une surface terrestre. Ceci interviendra bien sûr au niveau de l'algorithme optimal recherché. Mais il y a plus important. Les océans constituent le volant thermique de la terre : tout au long de l'année et quelque soit la latitude, la température maximale ne dépasse pas 300 K et la température minimale n'est guère inférieure à 270 K. De plus sauf en des points très localisés (correspondant en général à des phénomènes très côtiers) les

variations de température ne sont sensibles qu'à l'échelle de la dizaine de kilomètres. Ces conditions permettent le choix de canaux étroits et faiblement bruités. Au contraire pour les sols, l'échelle globale de température est beaucoup plus étendue (de 200 à 320 K), et l'échelle de variation est de l'ordre de la dizaine de mètres. C'est pourquoi, les satellites de ressources terrestres sont équipés de radiomètres de très bonne résolution spatiale. Les canaux utilisés sont donc plus larges et l'erreur atmosphérique est alors plus importante que lors des visées océanographiques. L'optimisation de la mesure de température de surface nécessite d'envisager des modes de traitement particuliers. Ceci est l'objet de l'étude développée dans le (§ III-6).

### III-5-2 - Méthode utilisée

La méthode de recherche d'un algorithme optimal est la même dans le cas des surfaces marines et dans le cas des surfaces continentales.

Les coefficients qui interviennent dans le calcul de la température de surface par analyse multispectrale sont indépendants des divers paramètres atmosphériques. Ils ne sont que des fonctions de fréquences choisies. Pour un couple (ou un triplet) de fréquences choisies on peut donc à l'aide de calculs statistiques déterminer les coefficients qui permettent le calcul de la température de surface.

La méthode est la suivante. On dispose d'un échantillon d'atmosphères. Pour chaque fréquence et pour chaque modèle d'atmosphère donné on calcule la température radiométrique; puis on sélectionne deux fréquences. On a pour chaque modèle d'atmosphère un triplet constitué par la température de surface donnée par le modèle, les températures radiométriques à chaque fréquence.

Un calcul de régression sur l'ensemble des modèles permet de déterminer les coefficients de la forme linéaire associés au couple de fréquence choisi. L'écart quadratique résiduel atteste de la validité de l'approximation linéaire. Ce terme qui traduit l'effet des non linéarités donne la précision de l'algorithme.

Connaissant la précision  $\epsilon$  de chaque combinaison ainsi que les coefficients associés à chaque couple de fréquence, diverses hypothèses de bruit permettent le calcul de  $\delta T_0$  et la comparaison des diverses combinaisons.

On obtiendrait de même le choix optimal de trois fréquences pour le calcul de la température de surface. Mais nous nous sommes limités ici à l'étude des combinaisons bicanales et à la comparaison avec la méthode statistique. Toutefois les conclusions de cette étude permettent d'entrevoir les choix optimal pour trois fréquences et dans le chapitre IV on compare les résultats

obtenus en combinant trois canaux judicieusement choisis aux performances obtenues à l'aide de deux canaux. En outre, nous n'avons pas cherché ici à améliorer les résultats en recherchant des formulations non linéaires. On peut penser cependant que l'utilisation d'une formulation non linéaire ne modifierait guère le choix optimal des canaux proposé ici.

### III-6 - Optimisation du choix des canaux pour la mesure des températures de surface des sols

La publication ci-après discute du choix optimal des canaux d'un radiomètre pour la détermination des températures de surface en "ressources terrestres".

ELIMINATION DE L'EFFET DE L'ATMOSPHERE ET OPTIMISATION DES BANDES SPECTRALES D'UN RADIOMETRE  
INFRAROUGE A UN OU DEUX CANAUX POUR LA MESURE DE LA TEMPERATURE DE SURFACE DES SOLS

P.Y. Deschamps, T. Phulpin

Laboratoire d'Optique Atmosphérique - Université des Sciences  
et Techniques de Lille - B.P. 36 - 59650 Villeneuve d'Ascq

RESUME

On recherche la bande passante optimale d'un système infrarouge pour la détermination de la température des sols en ressources terrestres. L'erreur totale du système est définie comme la somme du bruit radiométrique du capteur et de l'écart quadratique des variations de l'erreur due à l'influence de l'atmosphère. On recherche la bande passante optimale qui donne une valeur minimale à l'erreur totale. Pour un système à un seul canal l'optimum serait obtenu pour un intervalle spectral 8,2 - 12,5  $\mu\text{m}$ , alors que la bande spectrale la plus couramment envisagée correspond à 10,5 - 12,5  $\mu\text{m}$ . Un système à deux canaux permet de réduire l'influence de l'atmosphère, mais augmente simultanément le bruit radiométrique : l'optimum serait alors obtenu pour des canaux ayant les bandes passantes suivantes : 8,2 - 12,2  $\mu\text{m}$  et 7,4 - 8,2  $\mu\text{m}$ .

Mots clés : Température de surface, Effet atmosphérique, Optimisation.

1. INTRODUCTION

Dans un avenir proche les satellites de télédétection de ressources terrestres seront équipés d'un canal dans le domaine infrarouge thermique qui permettra d'apporter une information sur la température de surface des sols, complémentaire des mesures obtenues dans les canaux visibles et proche-infrarouge. Cette mesure est cependant fortement dégradée par la présence de l'atmosphère qui absorbe le rayonnement émis par le sol et réémet un rayonnement à sa température propre. Dans ce qui suit, on a évalué l'importance de cette dégradation, en simulant la présence de l'atmosphère pour calculer l'erreur introduite sur la mesure de la température de surface lors de visées à partir de l'espace dans les diverses fenêtres atmosphériques utilisables (autour de 3,7 - 9 et 11  $\mu\text{m}$ ).

On peut alors exprimer l'erreur totale due à un système radiométrique comme la somme de la variabilité de l'erreur atmosphérique et du bruit radiométrique, et rechercher la bande spectrale optimum de ce système. Etant donné les performances attendues d'un satellite de télédétection de ressources terrestres, c'est-à-dire une résolution

spatiale aussi bonne que possible entraînant un bruit radiométrique assez élevé, il est nécessaire d'inclure le bruit radiométrique d'un système dans toute discussion concernant cette optimisation. Ceci est particulièrement important lors de la discussion de l'intérêt éventuel d'un système à deux canaux permettant la correction de l'influence de l'atmosphère tel que suggéré initialement par ANDING et KAUTH (1970).

2. MISE EN EQUATION

En atmosphère claire, la luminance  $L_\lambda$  mesurée par le radiomètre dans la direction  $\mu = \cos\theta$ , où  $\theta$  est l'angle par rapport à la verticale, s'exprime de façon classique par l'expression

$$L_\lambda(\mu) = L_{\lambda 0} t_\lambda(o, p; \mu) - \int_o^p B_\lambda(T(p)) dt_\lambda(o, p; \mu) \quad (1)$$

où  $L_{\lambda 0}$  est la luminance émise par la mer et que l'on supposera égale à celle d'un corps noir parfait,  $B_\lambda(T_o)$ , à la température de la surface de la mer,  $T_o$ .

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5 \left\{ \exp\left(\frac{hc}{\lambda KT}\right) - 1 \right\}} \quad \text{est la fonction de PLANCK,}$$

$t_\lambda(o, p; \mu)$  est la transmission entre les niveaux de pression  $o$  et  $p$  dans l'atmosphère.

Le premier terme de l'équation (1) représente la fraction du rayonnement infrarouge émis par la mer qui est mesurée ; le second terme exprimé par une intégrale correspond à la contribution de l'émission infrarouge des diverses couches de l'atmosphère. Cette émission dépend de l'absorption  $dt_\lambda(o, p; \mu)$  des divers gaz atmosphériques (vapeur d'eau, gaz carbonique, ozone) et des aérosols dans la couche considérée.

L'équation (1) peut également s'écrire

$$L_\lambda(\mu) = B_\lambda(T_o) + \int_o^p \{ B_\lambda(T(p)) - B_\lambda(T_o) \} dt_\lambda(o, p; \mu) \quad (2)$$

où le second terme exprimé par l'intégrale correspond à la perturbation introduite par l'atmosphère.

Il est commode de traduire la luminance observée  $L_\lambda(\mu)$  par une température radiométrique

équivalente  $\hat{T}_\lambda$  telle que

$$B_\lambda(\hat{T}_\lambda) = L_\lambda(\mu) \quad (3)$$

et on peut alors écrire, en utilisant un développement limité de  $B_\lambda(T)$  autour de  $T_0$ ,

$$\Delta T_\lambda = T_0 - \hat{T}_\lambda = \frac{1}{\left(\frac{\partial B_\lambda}{\partial T}\right)_{T_0}} \int_0^1 \{B_\lambda(T(p)) - B_\lambda(T_0)\} dt_\lambda(o,p;\mu) \quad (4)$$

où  $\Delta T_\lambda$  est l'écart en température radiométrique provoqué par la présence de l'atmosphère. Dans ce qui suit  $\Delta T_\lambda$  est appelé erreur atmosphérique et permet de visualiser l'erreur équivalente sur la mesure radiométrique de la température de surface, due à l'atmosphère.

Par contre  $t_\lambda(o,p)$  dans l'équation (1) représente la transparence totale de l'atmosphère et permet d'évaluer la perte de contraste entre deux points voisins ayant des températures différentes, pour un même état de l'atmosphère. Si  $T_1$  et  $T_2$  sont les températures radiométriques mesurées sur deux points voisins ayant des températures de surfaces  $T_1$  et  $T_2$ , en première approximation

$$\hat{T}_1 - \hat{T}_2 = t_\lambda(o,p) (T_1 - T_2) \quad (5)$$

### 3. SIMULATION DE L'EFFET ATMOSPHERIQUE

On a simulé l'effet de l'atmosphère entre 3 et 13  $\mu\text{m}$ , soit autour des fenêtres de bonne transparence atmosphérique, autour de 3,7 - 9 et 11  $\mu\text{m}$ . L'erreur atmosphérique  $\Delta T_\lambda$  est obtenue à partir de l'équation (4) par intervalle spectral de 20  $\text{cm}^{-1}$ . Pour cela la transmission de l'atmosphère  $t_\lambda(o,p)$  est calculée à partir des données d'absorption compilées dans le programme LOWTRAN 3B (Mc CLATCHEY, 1976), ce programme tient compte des dernières mesures sur le continuum d'absorption de la vapeur d'eau d'après BURCH et GRVNAK (1970), qui est le phénomène d'absorption dominant autour de 11  $\mu\text{m}$ . Les résultats dépendent de l'état de l'atmosphère par l'intermédiaire, d'une part, du profil vertical en température  $T(p)$  qui détermine  $B_\lambda(T(p))$ , d'autre part, de la répartition en altitude des gaz atmosphériques absorbants, et principalement de la vapeur d'eau. Pour cela divers modèles d'atmosphère ont été adoptés : sur la figure 1 on a porté les résultats correspondant aux modèles d'atmosphère "Tropical" ( $T = 300$  K), "Midlatitude Summer" ( $T = 294$  K), "Midlatitude Winter" ( $T = 272,2$  K) et "Subartic Summer" ( $T = 287$  K), décrits dans Mc CLATCHEY (1971). Les modèles d'atmosphère "Subartic Winter" ( $T = 257,1$  K) et "U.S. Standard Atmosphere 1962" ( $T_0 = 288,1$  K) ont également été utilisés dans ce qui suit. Le calcul de  $\Delta T_\lambda$  à partir de ces divers modèles permet ainsi d'obtenir les ordres de grandeur de l'erreur atmosphérique.

On retrouve sur la figure 1 les diverses fenêtres atmosphériques utilisables pour la mesure de la température de surface et qui correspondent aux maxima de transparence de l'atmosphère et donc aux minima de l'erreur  $\Delta T_\lambda$ , autour de 3,7 - 9 et 11  $\mu\text{m}$ . A ces longueurs d'onde l'erreur atmosphérique est principalement liée à l'absorption de la vapeur d'eau, ce qui explique que les erreurs les plus élevées correspondent à une at-

mosphère tropicale très humide. Il faut souligner que ces valeurs correspondent à des cas moyens et que l'on rencontrera éventuellement des valeurs plus élevées dans certains cas d'atmosphères réelles et pour des incidences s'écartant de la normale. Les plus faibles erreurs atmosphériques sont systématiquement obtenues autour de 3,7  $\mu\text{m}$ ; les résultats obtenus autour de 9 et 11  $\mu\text{m}$  sont sensiblement identiques pour une atmosphère de type tropical; par contre l'erreur atmosphérique est plus faible à 11  $\mu\text{m}$  qu'à 9  $\mu\text{m}$  pour les atmosphères tempérées et subarctiques.

La fenêtre la moins contaminée par l'atmosphère se situe autour de 3,7  $\mu\text{m}$  et il y aurait un grand intérêt à l'utiliser pour la mesure de la température de surface. Cependant, à 3,7  $\mu\text{m}$ , le rayonnement solaire réfléchi est du même ordre de grandeur que le rayonnement émis par le sol et l'acquisition de température de surface doit être restreinte aux mesures nocturnes. Celles-ci sont de peu d'intérêt pour la télédétection des ressources terrestres, au sens strict du terme, c'est-à-dire pour des cibles terrestres puisque l'on utilise en général de façon simultanée les mesures de rayonnement solaire réfléchi dans des canaux du domaine visible et infrarouge. Par contre, sur mer, la température de surface est le paramètre essentiel à acquérir et l'on aura tout intérêt à utiliser ces mesures nocturnes à 3,7  $\mu\text{m}$  pour obtenir une température de surface précise. La discussion qui suit a été volontairement réduite au cas de surfaces terrestres et par conséquent limitée à l'intervalle utile 7,4 à 13,9  $\mu\text{m}$  (720 à 1360  $\text{cm}^{-1}$ ).

Cet intervalle spectral a été étudié en détail. On a porté sur la figure 2, l'erreur moyenne due à l'atmosphère,  $\Delta T_\lambda$ , et ses variations exprimées par l'écart quadratique  $\epsilon(\Delta T_\lambda)$ , ainsi que la transmission moyenne de l'atmosphère  $t_\lambda$ , calculés comme indiqué précédemment pour les 5 modèles d'atmosphère cités auxquels on fait subir une variation de  $\pm 5$  K de la température de surface, soit un ensemble de 15 valeurs. La transmission atmosphérique indique la part de la mesure qui provient effectivement du sol. L'écart quadratique  $\epsilon(\Delta T)$  permet d'évaluer l'amplitude des imprécisions dues à la perturbation de l'atmosphère et est plus significatif de ce point de vue que la valeur moyenne  $\Delta T_\lambda$  qui peut inclure un terme constant que l'on peut éliminer systématiquement des mesures.

L'effet moyen de l'atmosphère  $\Delta T_\lambda$  est minimum autour de 900  $\text{cm}^{-1}$  et pratiquement de 820 à 960  $\text{cm}^{-1}$  (10,4 à 12,2  $\mu\text{m}$ ) avec un écart quadratique du même ordre de grandeur, c'est-à-dire quelques degrés K. Cette fenêtre correspond sensiblement à celle adoptée pour la mesure des températures de surface sur les satellites météorologiques (NOAA, TIROS-N) et sur les satellites de ressources terrestres. Il faut cependant s'attendre à des corrections atmosphériques beaucoup plus élevées que ces valeurs en atmosphère tropicale plus humide : on peut atteindre dans ce cas des erreurs d'une dizaine de degrés K qui ont précédemment été observés (PRABHAKARA et al., 1974).

La région autour de 1150  $\text{cm}^{-1}$  (8,7  $\mu\text{m}$ ) est également une région de bonne transparence atmosphérique moyenne ( $t_\lambda > 0,7$ ); l'erreur atmosphérique moyenne y est relativement plus élevée qu'autour de 900  $\text{cm}^{-1}$ , mais l'écart quadratique reste au voisinage de 2 K pour l'intervalle 1080 à 1220  $\text{cm}^{-1}$  (8,2 à 9,3  $\mu\text{m}$ ) qui permettrait d'effectuer des mesures avec une précision absolue comparable à celle de l'intervalle

TEMPERATURE DE SURFACE DES SOLS

820-960 cm<sup>-1</sup>.

Au-dessous de 760 cm<sup>-1</sup> (13,2 μm), et au-delà de 1260 cm<sup>-1</sup> (7,9 μm), l'absorption respectivement du CO<sub>2</sub> et de H<sub>2</sub>O augmente dramatiquement, et la transparence de l'atmosphère devient très faible (t < 0,3), entraînant des erreurs atmosphériques importantes, et empêchant pratiquement d'obtenir une information sur la température de surface.

De 980 à 1080 cm<sup>-1</sup>, l'erreur atmosphérique prend des valeurs élevées, liées principalement à la bande d'absorption de l'ozone autour de 1040 cm<sup>-1</sup> (9,6 μm). Cependant la transparence atmosphérique y reste moyenne (t=0,5) et l'écart quadratique sur l'erreur atmosphérique reste faible et inférieure à 3 K. Cette région spectrale est donc susceptible d'apporter un peu d'information sur les températures de surface, bien que les valeurs alors mesurées soient entachées d'un fort décalage en valeur absolue (plus de 10 K).

4. OPTIMISATION DE LA BANDE SPECTRALE D'UN RADIOMETRE INFRAROUGE A UN SEUL CANAL

Pour la télédétection des ressources terrestres, on cherche à obtenir en pratique une résolution spatiale aussi bonne que possible. Ceci ne peut se faire qu'au détriment du bruit instrumental qui est assez élevé compte tenu de la technologie actuelle des systèmes optiques et plus particulièrement des détecteurs. Il est possible de réduire le bruit instrumental exprimé en température en élargissant la bande spectrale utilisée. Mais ceci est contradictoire avec l'obtention d'une erreur atmosphérique minimum. Ce qui suit discute de la recherche de cet optimum dans l'intervalle 740 - 1360 cm<sup>-1</sup>.

Pour cette étude, on a simplifié le problème de façon extrême en supposant que la sensibilité en température des systèmes optiques pouvait être considérée comme constante sur tout l'intervalle spectral utilisé, soit

$$f_v \left( \frac{\partial B_v}{\partial T} \right) = \text{constante} \quad (6)$$

où f<sub>v</sub> est la réponse spectrale énergétique de l'ensemble optique. Ceci correspond à peu près à la réalité :

$\left( \frac{\partial B_v}{\partial T} \right)$  décroît avec ν autour de 1000 cm<sup>-1</sup>, mais ceci est partiellement compensé par l'augmentation théorique de la détectivité théorique des détecteurs pour ν croissant. On peut alors écrire que la température radiométrique T̄ mesurée sur un intervalle spectral large, de ν<sub>1</sub> à ν<sub>2</sub>, est

$$\bar{T} = \frac{1}{\nu_2 - \nu_1} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \bar{T}_v \nu \, d\nu \quad (7)$$

et que le bruit équivalent en température NEδT du système est indépendant de la fréquence utilisée, et est inversement proportionnel à la largeur de la bande spectrale

$$NE\delta T = \frac{1}{\nu_2 - \nu_1} NE\delta T_v \quad (8)$$

En pratique on a adopté pour ce qui suit une valeur de NEδT<sub>v</sub> égale à 100K.cm<sup>-1</sup>, ce qui correspond à peu près aux valeurs réalistes attendues d'un canal thermique sur un satellite de ressources terrestres pour des résolutions spatiales de l'ordre de la centaine de mètres : LANDSAT-C aurait

1,5 K de bruit pour une largeur de bande spectrale de 160 cm<sup>-1</sup> et une résolution spatiale de 250m, ce qui donne un NEδT<sub>v</sub> de l'ordre de 200 K.cm<sup>-1</sup>.

On considérera que l'erreur totale sur la mesure de la température radiométrique est la somme du bruit radiométrique et de l'écart quadratique représentant les variations de l'erreur atmosphérique, et que l'optimum est obtenu lorsque l'erreur totale est minimum. On a ainsi obtenu les bandes spectrales et les performances qui sont présentées dans le tableau 1.

Tableau 1 : Bandes spectrales optimales pour un système ayant un seul canal et pour NEδT<sub>v</sub> = 100 K.cm<sup>-1</sup>

- (1) NEδT<sub>0</sub> : bruit radiométrique sur la détermination de T<sub>0</sub>
- (2) ε(ΔT) : écart quadratique des variations de l'erreur atmosphère
- (3) erreur totale = NEδT<sub>0</sub> + ε(ΔT)

Δν	(1) NEδT <sub>0</sub>	(2) ε(ΔT)	(3) erreur totale
820 - 1000 cm <sup>-1</sup>	0,56 K	1,84 K	2,40 K
1080 - 1200 cm <sup>-1</sup>	0,83 K	1,75 K	2,58 K
800 - 1220 cm <sup>-1</sup>	0,24 K	1,95 K	2,19 K

Si on exclu à priori l'utilisation de l'intervalle 1000 à 1080 cm<sup>-1</sup> qui est fortement contaminé par l'absorption de l'ozone, on obtient deux solutions centrées autour de 900 et 1150 cm<sup>-1</sup> qui correspondent aux valeurs attendues de la discussion qualitative précédente, soit 820 à 1000cm<sup>-1</sup> et 1080 à 1200 cm<sup>-1</sup>. L'erreur totale autour de 900 cm<sup>-1</sup> est plus faible, principalement à cause de la réduction du bruit résultant d'une bande spectrale utile plus large.

Les meilleurs résultats sont obtenus de façon plus surprenante pour une bande spectrale allant de 800 à 1220 cm<sup>-1</sup> (8,2 à 12,5 μm) et incluant la bande d'absorption de l'ozone. L'erreur atmosphérique moyenne est certes alors relativement importante, (ΔT=6K), mais ses variations restent faibles (ε(ΔT)=1,95 K) et sont comparables aux solutions précédentes. Par contre le bruit radiométrique est considérablement réduit (NEδT<sub>0</sub>=0,24 K). Il semblerait donc qu'il y aurait avantage à élargir la bande spectrale couramment envisagée pour la mesure de température de surface, soit 10,5 à 12,5 μm (800 à 960 cm<sup>-1</sup>), pour couvrir tout l'intervalle spectral 8,2 à 12,5 μm (800 à 1220 cm<sup>-1</sup>) ce qui a pour effet principal de réduire le bruit radiométrique instrumental d'un facteur non négligeable (2,5) : ce qui peut se traduire par un gain en résolution spatiale ou en contraste thermique conséquent. L'effet de l'atmosphère est certes augmenté particulièrement l'effet moyen qui est triplé, mais les fluctuations dans le temps et dans l'espace de cette erreur devraient rester dans les mêmes limites acceptables et comparables (écarts quadratiques de l'ordre de 2 K). Ce résultat peut être surprenant mais est relativement logique car l'utilisation de la bande spectrale 10,5 à 12,5 μm a été principalement pratiquée sur les satellites météorologiques où les problèmes de bruit radiométrique et de résolution spatiale

pour la mesure de température de surface se posent différemment. En effet les résolutions au sol désirées sont moins contraignantes (1 à 10 kms) et le bruit équivalent en température des capteurs radiométriques qui en résulte, est plus faible. La principale contrainte est l'effet de l'atmosphère et on est alors conduit à adopter l'intervalle 10,5 à 12,5  $\mu\text{m}$  de façon à minimiser cet effet tant en valeur moyenne qu'en écart quadratique. Sur un satellite de ressources terrestres, on est à la limite des performances en bruit et résolution spatiale et l'augmentation de la largeur de la bande passante se traduit par une nette amélioration de la qualité radiométrique des données sur une scène considérée. L'échelle à laquelle on considère les phénomènes est également différente : les satellites météorologiques mesurent la température de surface à l'échelle du globe, et doivent principalement tenir compte des variations de l'effet de l'atmosphère dans le temps et l'espace ; le satellite de ressources terrestres s'intéresse à un instant donné à une scène restreinte dans l'espace pour laquelle on pourrait sous certaines réserves, considérer l'atmosphère comme homogène et produisant un effet moyen constant. Il est donc certain que, malgré les hypothèses faites dans cette étude, un intervalle spectral de 800 à 1220  $\text{cm}^{-1}$  (8,2 à 12,5  $\mu\text{m}$ ) semble être un optimum pour la télédétection des ressources terrestres en dépit d'un effet moyen de l'atmosphère plus élevé.

5 - CORRECTION ATMOSPHERIQUE MULTISPECTRALE DE L'EFFET ATMOSPHERIQUE : SYSTEME A DEUX CANAUX

L'analyse faite précédemment montre que les valeurs moyennes de l'erreur atmosphérique et les fluctuations autour de cette valeur moyenne ne sont pas négligeables et sont de l'ordre de plusieurs degrés K. Il est particulièrement intéressant d'obtenir, sur un site donné, des valeurs aussi proches que possible de la température exacte du sol et s'affranchissant de l'effet de l'atmosphère. Ce qui suit discute de l'optimisation de la méthode multispectrale à deux canaux permettant cette correction.

5.1 Principe

Cette méthode repose sur l'utilisation de deux mesures radiométriques à des longueurs d'onde telles que les coefficients d'absorption sont différents. Proposée initialement par ANDING et KAUTH (1970) et PRABHAKARA et al (1974), cette méthode peut être développée de la façon approchée suivante.

On fait les hypothèses suivantes :

a) - Absorption faible, c'est-à-dire

$$t_{\lambda}(o,p;\mu) = \exp \left\{ -k_{\lambda} \frac{U(o,p)}{\mu} \right\} = 1 - k_{\lambda} \frac{U(o,p)}{\mu} \quad (9)$$

$$dt_{\lambda}(o,p;\mu) = -k_{\lambda} \frac{dU(o,p)}{\mu}$$

où  $k_{\lambda}$  est le coefficient d'absorption du gaz  $U(o,p)$  la quantité de gaz absorbant entre les niveaux  $o$  et  $p$ .

b) - Absorption localisée dans les basses couches de la troposphère, c'est-à-dire

$$T(p) = T_o \quad (10)$$

$$B_{\lambda}(T(p)) - B_{\lambda}(T_o) = \left( \frac{\partial B_{\lambda}}{\partial T} \right)_{T_o} (T(p) - T_o)$$

Avec les approximations (5) et (6), l'équation (4) devient

$$\Delta T_{\lambda} = k_{\lambda} \int_0^p (T_o - T(p)) dU(o,p) = k_{\lambda} f(T(p), U(o,p)) \quad (11)$$

c'est-à-dire le produit d'un coefficient d'absorption,  $k_{\lambda}$ , variant spectralement, et d'une fonction des profils verticaux de température et de gaz absorbant indépendante de  $\lambda$ .

Dans ces conditions, si  $T_1$  et  $T_2$  sont les températures radiométriques mesurées à des longueurs d'ondes  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ , pour lesquelles on a des coefficients d'absorption  $k_1$  et  $k_2$ , on obtient la température de surface  $T_o$  à partir des mesures radiométriques sous la forme de la relation linéaire suivante

$$T_o = a_1 T_1 + a_2 T_2 \quad (12)$$

où  $a_1$  et  $a_2$  sont des coefficients qui dépendent de  $k_1$  et  $k_2$

$$a_1 = \frac{k_2}{k_2 - k_1} ; \quad a_2 = \frac{k_1}{k_1 - k_2} \quad (13)$$

5.2 Applications aux ressources terrestres

Bien que parfaite dans son principe, de nombreuses causes d'erreur viennent en altérer la réalisation. D'une part les approximations faites en (9) et (10) correspondent au cas idéal où l'absorption est faible et de même nature aux deux fréquences considérées : en pratique les termes négligés introduisent des effets non linéaires dans la relation (12) et des écarts subsistent pour certains types d'atmosphère extrêmes. D'autre part le bruit radiométrique instrumental est amplifié par la relation (12) : si le bruit instrumental est du même ordre de grandeur  $NE\delta T_o$  dans les deux canaux, le bruit total  $NE\delta T_o$  s'exprime comme

$$NE\delta T_o = (|a_1| + |a_2|) NE\delta T = \frac{k_1 + k_2}{k_2 - k_1} NE\delta T$$

Pour diminuer cette amplification du bruit on a intérêt à prendre un rapport  $k_2 / k_1$  aussi grand que possible, mais on a alors une augmentation des termes de non-linéarité. On peut démontrer qu'un tel système à 2 canaux a des performances pour une valeur de  $k_2 / k_1$  qui dépend du bruit instrumental et ne devient intéressant, comparé à un système où un canal que lorsque le bruit instrumental peut être descendu au-dessous d'une valeur minimum (DESCHAMPS, 1977). Ce qui suit à pour but la recherche d'un optimum dans le cas de télédétection en ressources terrestres.

En effet, comme il a été souligné lors de la mise en équation du problème, l'atmosphère qui peut être supposée comme homogène horizontalement et constante sur une scène donnée intervient de deux façons.

1) - Un décalage de la température moyenne  $\bar{T}$  de la zone mesurée, qui a été dénommé jusqu'ici comme erreur atmosphérique et qui peut être calculée par l'expression (4).

2) - Une perte de contraste thermique entre les températures mesurées de 2 points voisins, qui pour un même état de l'atmosphère, s'exprime directement en fonction de la transmission atmosphérique (équation 5).

TEMPERATURE DE SURFACE DES SOLS

Dans le premier cas on cherchera à obtenir une correction moyenne sur une zone donnée et à améliorer la précision absolue de la moyenne des mesures. Cette correction peut être fournie par un système multicanal annexe ayant les bandes spectrales adaptées et visant une zone étendue de l'ordre de la dizaine de kilomètres afin de réduire le bruit instrumental. Cet objectif semble techniquement très faisable mais ne permet pas d'éliminer la perte de contraste thermique entre points voisins. Cette perte de contraste thermique est loin d'être négligeable puisque la transparence moyenne de l'atmosphère est de l'ordre de 0,7 pour les atmosphères considérées et descend à moins de 0,5 pour les atmosphères tropicales. Si l'on désire améliorer ce contraste il conviendrait alors d'utiliser un système à deux canaux fournissant une correction atmosphérique pour chaque pixel, et travaillant donc avec une résolution spatiale faible et un bruit radiométrique élevé. La discussion qui suit a pour but de rechercher la solution optimale dans ce cas.

5.3 Recherche des bandes spectrales pour la correction multispectrale à deux canaux (point par point)

On a recherché la précision d'une correction multispectrale linéaire à deux canaux sur les résultats calculés pour les 15 exemples précédents (5 types d'atmosphères et  $T \pm 5K$ ). Une régression linéaire entre  $(T_1 - T_0)$  et  $(T_2 - T_1)$  donne

$$T_1 - T_0 = b_0 + b_1(T_2 - T_1) + \epsilon(T_1, T_2) \quad (14)$$

d'où

$$T_0 = -b_0 + (1+b_1) T_1 - b_1 T_2 + \epsilon(T_1, T_2) \quad (15)$$

L'écart résiduel  $\epsilon(T_1, T_2)$  obtenue lors de la régression linéaire est lié aux effets de non linéarité précédemment cités, et permet d'apprécier l'efficacité de la correction de l'effet de l'atmosphère.

Si l'on néglige le bruit, on obtient des valeurs minimums de  $\epsilon(T_1, T_2)$  pour les couples de fréquences suivantes :

$$880 \text{ à } 940 \text{ cm}^{-1}, 820 \text{ à } 880 \text{ cm}^{-1} : \epsilon(T_1, T_2) = 0,3 \text{ K}$$

$$1140 \text{ à } 1200 \text{ cm}^{-1}, 760 \text{ à } 800 \text{ cm}^{-1} : \epsilon(T_1, T_2) = 0,3 \text{ K}$$

$$1080 \text{ à } 1180 \text{ cm}^{-1}, 1200 \text{ à } 1260 \text{ cm}^{-1} : \epsilon(T_1, T_2) = 0,65 \text{ K}$$

En pratique ces bandes spectrales sont relativement étroites et donneraient un bruit radiométrique  $NE\delta T_0$  trop élevé sur la mesure de  $T_0$ .

$$NE\delta T_0 = (1+b_1) NE\delta T_1 + b_1 NE\delta T_2 \quad (16)$$

soit pour un  $NE\delta T_0$  donné

$$NE\delta T_0 = \left( -\frac{1+b_1}{\Delta v_1} + \frac{b_1}{\Delta v_2} \right) NE\delta T_v \quad (17)$$

Comme précédemment on exprime l'erreur totale du système comme la somme du bruit radiométrique  $NE\delta T$  ainsi obtenu, et de l'écart résiduel  $\epsilon(T_1, T_2)$  après application de la régression linéaire. Le tableau 2 donne les solutions optimales correspondant à une erreur totale minimale.

Tableau 2 : Correction atmosphérique point par point.

Bandes spectrales optimales pour un système ayant deux canaux pour corriger l'influence de l'atmosphère, et pour  $NE\delta T_v = 100 \text{ K.cm}^{-1}$

- (1)  $NE\delta T_0$  : bruit radiométrique sur la mesure de  $T_0$
- (2)  $\epsilon(T_1, T_2)$  : écart quadratique résiduel après correction atmosphérique
- (3) erreur totale =  $NE\delta T_0 + \epsilon(T_1, T_2)$

$\Delta v$	(1) $NE\delta T_0$	(2) $\epsilon(T_1, T_2)$	(3) erreur totale
( $\text{cm}^{-1}$ )	(K)	(K)	(K)
820-1000; 720-820	1,38	0,94	2,32
1080-1240; 1220-1360	1,29	0,83	2,12
1080-1220; 720-820	1,78	0,61	2,39
820-1220; 720-1360	0,99	0,85	1,64
820-1220; 1220-1360	0,67	0,88	1,55

L'effet de l'atmosphère est réduit à moins de 1 K dans tous les cas, mais au détriment d'une forte amplification du bruit sur la mesure  $NE\delta T_0$  qui est pratiquement doublé par rapport aux résultats d'un système monocanal (tableau 1). L'erreur totale est sensiblement diminuée dans tous les cas, et les meilleures performances sont obtenues une fois de plus pour un système ayant un canal très large ( $820-1220 \text{ cm}^{-1}$ ) et un canal additionnel ( $1220-1360 \text{ cm}^{-1}$ ). C'est par ailleurs le système fournissant un bruit radiométrique minimum ( $\approx 0,7 \text{ K}$ ) acceptable pour la mesure de la température de surface en ressources terrestres.

5.4 Correction multispectrale moyenne sur une zone donnée

L'utilisation de deux canaux pour effectuer la correction atmosphérique entraîne une augmentation du bruit radiométrique. Le bruit radiométrique qui était de 0,24 K pour un canal  $800 - 1220 \text{ cm}^{-1}$  (Tableau 1) passe à 0,67 K (Tableau 2) si l'on adjoint un second canal  $1220 - 1360 \text{ cm}^{-1}$  pour la correction atmosphérique. Si on effectue une correction moyenne sur l'ensemble d'une scène donnée, au lieu de point par point, il est possible de diminuer le bruit radiométrique sur l'estimation de  $T_2 - T_1$ , et donc sur la mesure de  $T_0$ . Ceci suppose que l'atmosphère peut être considérée comme constante sur la scène, ce qui semble réaliste, mais il faut cependant tenir compte des fluctuations locales de  $T_0$ . On peut alors proposer la méthode suivante:  $T_2 - T_1$  est obtenu en fonction de  $T_1$  sur l'ensemble de la zone (plusieurs centaines de points); la correction à appliquer en un point est ensuite calculée en prenant la valeur de  $T_2 - T_1$  déduite de la relation déterminée précédemment, pour la valeur de  $T_1$  au point considéré.

Ceci aurait pour effet de réduire considérablement l'effet du bruit radiométrique sur la correction atmosphérique. On a supposé qu'il

pouvait y avoir un gain d'un facteur 10 sur le bruit. Le tableau 3 donne dans ce cas les bandes spectrales optimales.

Tableau 3 : Correction atmosphérique moyenne sur une scène.

Bandes spectrales optimales pour un système ayant deux canaux pour corriger l'influence de l'atmosphère, et pour  $NE\delta T_v = 100 \text{ K.cm}$

- (1)  $NE\delta T_o$  : bruit radiométrique sur la mesure de  $T_o$   
 (2)  $\epsilon(T_1, T_2)$  : écart quadratique résiduel après correction atmosphérique  
 (3) erreur totale =  $NE\delta T_o + \epsilon(T_1, T_2)$

$\Delta\nu$	(1) $NE\delta T_o$	(2) $\epsilon(T_1, T_2)$	(3) Erreur totale
( $\text{cm}^{-1}$ )	(K)	(K)	(K)
760-1000; 740-860	0,56	0,77	1,31
1080-1260; 1220-1360	0,65	0,82	1,47
1080-1240; 740-820	0,81	0,45	1,26
820-1260; 740-1320	0,34	0,77	1,11
840-1260; 1200-1340	0,29	0,86	1,15

Les valeurs du bruit radiométrique  $NE\delta T_o$  sur l'estimation de la température de surface  $T_o$  sont alors sensiblement réduites et se rapprochent de celles trouvées dans le tableau 1, mais l'influence de l'atmosphère a pu être réduite à moins de 1 K. Cette méthode serait donc la plus performante mais est plus compliquée à mettre en oeuvre du point de vue traitement.

## 6. CONCLUSION

L'étude faite montre que, dans le cas des ressources terrestres, la précision de la mesure de température de surface est fortement limitée par l'importance du bruit radiométrique. Il semble qu'il y ait intérêt à utiliser une bande spectrale aussi large que possible, 820 - 1220  $\text{cm}^{-1}$ , (8,2-12,2  $\mu\text{m}$ ) au lieu de celle proposée couramment (10,5-12,5  $\mu\text{m}$ ). L'influence de l'absorption atmosphérique de l'ozone autour de 9,6  $\mu\text{m}$  est alors importante, mais ses fluctuations dans le temps et dans l'espace restent assez faibles.

On peut réduire l'erreur due à l'atmosphère à une valeur inférieure à 1 K, en utilisant un second canal. Cependant, si l'on effectue alors une correction point par point on amplifie le bruit radiométrique de façon importante. On peut minimiser cette amplification du bruit en déterminant une correction atmosphérique moyenne pour une scène donnée. Les meilleures performances seraient alors obtenues pour deux canaux ayant les bandes spectrales suivantes : 820 - 1220  $\text{cm}^{-1}$  et 1220 - 1360  $\text{cm}^{-1}$ , (8,2 - 12,2  $\mu\text{m}$  et 7,4-8,2  $\mu\text{m}$ ).

## 7. REFERENCES

- ANDING D., KAUTH R., 1970 - Estimation of sea surface temperature from space. - Rem. Sensing Environment, 14, 217-220.
- BURCH D.E., GRYVNAK D.A., 1970 - Atmospheric attenuations in the infrared windows - In space Opt. Semin. in-depth, Santa Barbara Calif., 1969, 17,22.
- DESCHAMPS P.Y., 1977 - Télédétection de la température de surface de la mer par radiométrie infrarouge. - Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Lille in n° 396.
- Mc CLATCHEY R.A. FENN R.W. SELBY J.E.A. VOLZ F.E., GARING J.S., 1971 - Optical properties of the atmosphere (Revised). - AFCRL - 71-0279.
- Mc CLATCHEY R.A., SELBY J.E.A., SHETTL E.P., 1976 - Atmospheric transmittance from 0.25 to 28.5  $\mu\text{m}$ . - Supplement LOWTRAN 3B (1976 - AFGL-TR-76-0258.
- PRABHAKARA C., DALU G., KUNDE V.G., 1974 - Estimation of sea surface temperature from remote sensing in the 11 to 13 m window region. - Jl. Geophys. Res., 79, 33, 5039-5044.

TEMPERATURE DE SURFACE DES SOLS

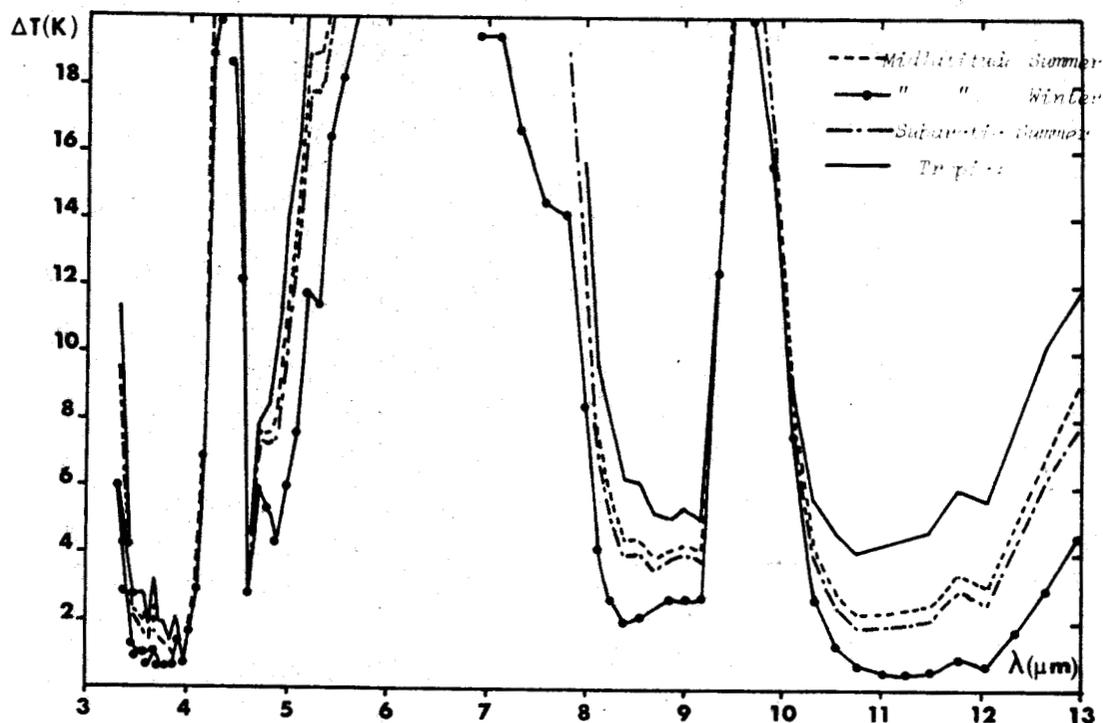


Figure 1 - Erreur sur la mesure de la température de surface pour plusieurs types d'atmosphère, entre 3 et 13  $\mu\text{m}$ .

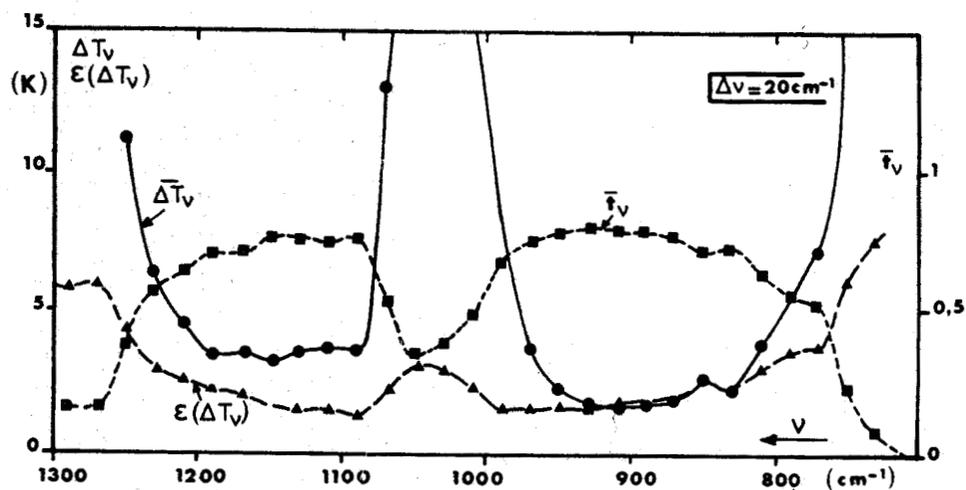


Figure 2 - Influence de l'atmosphère entre 7,7 et 14  $\mu\text{m}$  ( $1300$  à  $700\text{ cm}^{-1}$ )

- $\bar{t}_v$  : transmission atmosphérique moyenne
- $\Delta T_v$  : erreur atmosphérique moyenne
- $\varepsilon(\Delta T_v)$  : écart quadratique de l'erreur atmosphérique pour les diverses atmosphères.



### III-7 - Optimisation du choix de deux canaux pour la mesure de la température de surface des océans aux latitudes tempérées

#### III-7-1 - Simulation de la correction atmosphérique et de la réflexion

Nous avons simulé ici l'effet atmosphérique et l'effet de réflexion des surfaces marines pour les 24 mois de la statistique de radiosondages au point K(70-71). Ces calculs ont été effectués pour toutes les fréquences entre 2480 et 2840  $\text{cm}^{-1}$  et 690 et 1250  $\text{cm}^{-1}$  par pas de 20  $\text{cm}^{-1}$ . Les figures (III-2) et (III-3) présentent l'effet correcteur moyen en fonction de la fréquence dans les fenêtres atmosphériques dont l'intérêt a été mis en évidence au chapitre II. Dans la fenêtre 770-1250  $\text{cm}^{-1}$  la zone spectrale où l'effet est le moindre est l'intervalle 910-930  $\text{cm}^{-1}$ . Au point K, l'effet moyen pour les années 1970-1971 est alors de 2.2 K. Dans la fenêtre 2200-2900  $\text{cm}^{-1}$ , la correction est minimale dans l'intervalle 2400-2620  $\text{cm}^{-1}$  (3.80-3.85  $\mu\text{m}$ ) et vaut environ 1.6 K.

#### III-7-2 - Optimisation d'un système multispectral à deux canaux

D'après DESCHAMPS (1977), il semble qu'on ait intérêt à choisir pour un des canaux un intervalle spectral où l'effet total soit minimum. Le canal de base pourrait être soit l'intervalle 2600-2640  $\text{cm}^{-1}$  dans le cas de mesures non perturbées par le glitter, soit l'intervalle 910-930  $\text{cm}^{-1}$ . Mais la largeur des intervalles doit être telle que le bruit soit également minimum. On ne peut envisager actuellement la réalisation de détecteurs infrarouges d'une résolution spectrale meilleure que 0.2  $\mu\text{m}$  sans une grave dégradation du bruit. Donc si on peut concevoir la réalisation d'un canal 910-930  $\text{cm}^{-1}$ , il faudra par contre envisager un canal plus large que 2600-2640  $\text{cm}^{-1}$ . Pour l'étude qui suit, nous avons choisi de simuler les effets correcteurs sur un canal réel 3.55-3.93  $\mu\text{m}$  (2480-2840  $\text{cm}^{-1}$ ) qui est celui qu'on trouvera sur TIROS-N (cf chapitre IV). La fonction filtre de ce canal est représenté sur la figure (IV-1).

Dans ce paragraphe, nous cherchons donc le canal qu'il faudra combiner à l'un des deux canaux de base définis ci-dessus pour optimiser le calcul de la température de surface de la mer. Le critère d'optimisation est le critère énoncé au paragraphe III-3. Dans cette étude on a considéré un bruit identique dans les divers canaux pour la largeur des intervalles envisagée, cette hypothèse

apparaît réaliste pour les mesures nocturnes. Soient  $T_1$  la température radiométrique mesurée dans le canal de base,  $T_2$  la température dans l'autre canal, on cherche donc, l'expression mathématique qui donne  $T_0$ , la température de la mer avec la meilleure précision. La simulation réalisée permet la recherche des coefficients de la forme linéaire ou de la forme polynomiale la mieux adaptée. Dans un premier temps on exprimera  $T_0$  sous la forme la plus simple :

$$T_0 = a_0 + a_1 T_1 + a_2 T_2 \pm \epsilon \quad (\text{III-41})$$

La recherche des coefficients  $a_0$ ,  $a_1$ ,  $a_2$  nécessite un calcul de régression linéaire à 3 variables. Or nous avons vu qu'en théorie  $a_1 + a_2 = 1$ . Avec cette condition, l'équation (III-41) devient

$$T_0 = a_0 + (1+b_1) T_1 - b_1 T_2 \pm \epsilon \quad (\text{III-42})$$

et bien sur

$$T_0 - T_1 = a_0 + b_1(T_1 - T_2) = \epsilon \quad (\text{III-43})$$

d'où il vient

$$\Delta T_1 = a_0 + b_1(\Delta T_2 - \Delta T_1) \pm \epsilon \quad (\text{III-44})$$

Le problème est ramené ainsi à la recherche des coefficients d'une régression linéaire à deux variables  $\Delta T_1$  et  $\Delta T_2 - \Delta T_1$ . L'écart quadratique résiduel comparé à l'écart type sur la variable  $\Delta T_1$ , le coefficient de corrélation témoignent de l'efficacité de la régression.

Dans le tableau (III-3), on présente les résultats obtenus pour ces corrélations lorsqu'on combine les canaux ( $2480-2840 \text{ cm}^{-1}$ ) et un canal de largeur  $20 \text{ cm}^{-1}$  centré successivement à  $690, 710, \dots, 1250 \text{ cm}^{-1}$ . On constate que les meilleures régressions sont obtenues par combinaison du canal de base avec les canaux centrés entre  $770$  et  $850 \text{ cm}^{-1}$  et  $1090$  et  $1250 \text{ cm}^{-1}$ .

Si l'on suppose qu'on a bruit égal  $NE\delta T$  sur chacun des canaux proposés, la précision sur  $T_0$  s'écrit

$$\delta T_0 = (1+2b_1) NE\delta T + \epsilon$$

Le bruit radiométrique est donc amplifié par un facteur  $\gamma$  qui vaut  $1 + 2b_1$ . Les valeurs de ce facteur sont présentées également dans le tableau (III-3). Nous avons comparé  $\delta T_0$ , la précision obtenue sur le calcul de  $T_0$ , pour les différentes combinaisons, et comparé également les résultats obtenus en appliquant une méthode statistique pour diverses valeurs de bruit radiométrique.

$$NE\delta T = 0.05 \text{ K}, NE\delta T = 0.1 \text{ K}, NE\delta T = 0.2 \text{ K}, NE\delta T = 0.5 \text{ K}$$

Dans le cas d'une détermination par méthode statistique, à l'aide du canal centré à  $3.7 \mu\text{m}$  ( $2480\text{-}2840 \text{ cm}^{-1}$ ) la précision de la mesure est donnée par

$$\delta T_0 = NE\delta T + \sigma$$

où  $\sigma$  est l'écart type sur le terme correctif à  $3.7 \mu\text{m}$  pour la statistique au point K. On a  $\sigma = 0.156 \text{ K}$ . Les résultats de la comparaison sont présentés par la figure (IV-4). La courbe représente les variations de la précision  $\delta T_0$  en fonction de la fréquence telle que la combinaison de la température radiométrique calculée à cette fréquence avec la température calculée pour l'intervalle  $2480\text{-}2840 \text{ cm}^{-1}$  fournit la température de surface. La précision sur la température de surface fournie par la méthode statistique est figurée par une droite. Les fréquences optimales sont celles pour lesquelles dans un bruit détermine la courbe qui se situe en-dessous de la droite.

Il ressort que pour un bruit supérieur à  $0.5 \text{ K}$  la connaissance d'une statistique telle que celle connue au point K donne de meilleurs résultats. Pour un bruit inférieur les meilleurs résultats seront obtenus par combinaison du canal  $3.7 \mu\text{m}$  avec les canaux situés :

entre	760 et $860 \text{ cm}^{-1}$	ou	1100 et $1260 \text{ cm}^{-1}$	pour un bruit de $0.05 \text{ K}$
entre	760 et $860 \text{ cm}^{-1}$	ou	1160 et $1260 \text{ cm}^{-1}$	pour un bruit de $0.1 \text{ K}$
entre	760 et $870 \text{ cm}^{-1}$	ou	1200 et $1260 \text{ cm}^{-1}$	pour un bruit de $0.2 \text{ K}$ .

Dans le cas d'un bruit faible, en pratique inférieur à  $0.05 \text{ K}$ , toute combinaison améliore la mesure.

Remarquons que de tels résultats ne sont valables que de nuit. De jour, il conviendrait de tenir compte de l'effet du glitter et par conséquent d'un terme d'erreur supplémentaire attaché à la mesure effectuée à  $3.7 \mu\text{m}$ . De jour, il conviendrait sans doute mieux d'utiliser pour canal de base l'intervalle

Tableau (III-3) - Régression linéaire  $\Delta T_1 = a_0 + b_1(\Delta T_2 - \Delta T_1)$   
 où 1 désigne le canal centré à 3.7  $\mu\text{m}$  (2480-2840  $\text{cm}^{-1}$ )

$i$ $\text{cm}^{-1}$	$a_0$ (K)	$b_1$	$1+2b_1$ coef. ampl.	$\epsilon(K)$ écart résid.	R coef. corrél.
690	1.3068	.029277	1.058554	.1547	.23299
710	.95451	.032594	1.065188	.1539	.25993
730	.57639	.052563	1.105126	.1512	.31074
750	- 7155	.14824	1.29648	.1216	.64432
770	.40036	.26816	1.53632	.021	.99124
790	1.0614	.22549	1.45098	.0175	.99394
810	1.3919	.26333	1.52666	.0276	.98482
830	1.8178	.33765	1.6753	.0457	.95791
850	1.7741	.30526	1.61052	.0425	.96365
870	2.0142	.37983	1.75966	.0533	.94224
890	2.0702	.40696	1.81392	.0552	.93792
910	2.1018	.44846	1.8969	.0559	.93610
930	2.064	.57541	2.15082	.0572	.93301
950	1.6625	.6145	2.229	.0442	.96052
970	.8135	.6241	2.2482	.0361	.97382
990	-.35917	.43848	1.87696	.0848	.84788
1010	-.5109	.22543	1.45086	.1015	.76966
1030	-.76448	.19715	1.39430	.1072	.73858
1050	-.7902	.18551	1.37102	.1120	.71012
1070	-1.0124	.32113	1.64226	.0943	.80515
1090	.71524	.69246	2.38492	.0487	.95194
1110	1.0827	.49867	1.99734	.0454	.95837
1130	.90819	.61908	2.23816	.0418	.96491
1150	.90156	.64447	2.28894	.0252	.98735
1170	1.0889	.43958	1.87916	.0219	.9905
1190	1.1213	.43422	1.86844	.0218	.9906
1210	1.0161	.32284	1.64568	.0198	.99224
1230	.36425	.33986	1.67972	.0160	.99494
1250	-.65394	.26795	1.53590	.0442	.96054



920-940  $\text{cm}^{-1}$ .

Dans le tableau (III-4) nous présentons les résultats obtenus lorsque le canal de base est le canal 920-940  $\text{cm}^{-1}$ . On fait apparaître de très bonnes corrélations avec tous les canaux centrés entre 790 et 910  $\text{cm}^{-1}$ , intervalles dans lesquels l'absorption de la vapeur d'eau est de même type. On remarque par contre qu'il n'y a pas du tout de corrélation avec les valeurs mesurées en deça de 770  $\text{cm}^{-1}$  et au delà de 950  $\text{cm}^{-1}$  : en deça de 770  $\text{cm}^{-1}$ , c'est l'effet d'absorption du gaz carbonique, et entre 970 et 1150  $\text{cm}^{-1}$  l'effet d'absorption de l'ozone qui expliquent l'absence de corrélation. Au delà de 1150, la corrélation est un peu meilleure mais l'influence des raies de  $\text{H}_2\text{O}$  devient prédominante et entraîne une non-linéarité importante. La figure (III-5) permet de constater que pour un bruit inférieur à 0.05 K l'intervalle qui donne le meilleur résultat est l'intervalle 770-890  $\text{cm}^{-1}$ . La précision moyenne est alors de 0.35 K. Pour un bruit de 0.1 K, l'intervalle 770-850  $\text{cm}^{-1}$  constitue le meilleur choix. La précision moyenne est alors de 0.45 K.

Avec des hypothèses de bruit identiques, la précision sur le calcul de la température de surface est moins bonne lorsqu'on utilise un canal de base 920-940  $\text{cm}^{-1}$  que lorsqu'on utilise un canal centré à 2700  $\text{cm}^{-1}$ . Mais ce dernier ne peut être utilisé de jour que dans des conditions limitées et il convient de garder en mémoire les performances offertes par la combinaison d'un canal 920-940  $\text{cm}^{-1}$  avec un canal centré entre 790 et 850  $\text{cm}^{-1}$ .

On n'a pas traité dans ce chapitre le problème d'optimisation du choix de trois canaux. Mais on a vu au cours de l'étude théorique (§ III-2) que l'utilité du troisième canal est d'éliminer les termes de non linéarité. Pour les combinaisons bicanales qui donnent les meilleurs résultats, l'effet de non linéarité est faible et il est logique de penser qu'on pourra le prendre en compte en utilisant une fréquence telle que l'effet de non linéarité soit faible. Ainsi aux canaux centrés à 2700  $\text{cm}^{-1}$ , et 790  $\text{cm}^{-1}$  on pourrait associer un canal centré entre 890 et 950  $\text{cm}^{-1}$ . Dans le chapitre IV, on envisage une telle association et on en compare les performances avec celles obtenues par des combinaisons de ces canaux pris deux à deux.

Le problème d'un choix optimal de deux et trois canaux a été traité de façon plus théorique par DESCHAMPS (1977).

### III-8 - Traitement des données : valeur point par point, valeur moyenne

Nous avons vu que la combinaison de plusieurs canaux permet la prise en compte des effets de réflexion de surface et d'absorption atmosphérique, mais

Tableau (III-4) - Régression linéaire  $\Delta T_2 = a_0 + b_1(\Delta T_i - \Delta T_2)$  où 2 désigne le canal 920-940  $\text{cm}^{-1}$ .

$\nu$ $\text{cm}^{-1}$	$b_0$ K	$b_1$	$\gamma$ coef. ampl.	$\epsilon$ K	R
690	2.9952	-0.0277	1	0.4086	0.0867
710	3.4019	-0.0329	1	0.4081	0.1010
730	3.8328	-0.0548	1	0.4067	0.1294
750	0.65232	0.0826	1.1652	0.4068	0.1287
770	-3.0058	0.85894	2.7179	0.15441	0.9264
790	-1.1057	0.74872	2.4974	0.0960	0.9722
810	-0.25291	0.98993	2.9799	0.0671	0.9865
830	1.2007	1.6513	4.3026	0.0431	0.9945
850	0.7908	1.4653	3.9306	0.0554	0.9908
870	1.8423	2.6167	6.2334	0.0678	0.9862
890	2.1346	3.4155	7.8310	0.0808	0.9804
910	2.4411	5.1159	11.2338	0.0906	0.9753
930	/	/	/	/	/
950	5.1632	-4.5565	10.113	0.392	-0.2957
970	4.466	-1.128	3.256	0.403	-0.1816
990	1.8642	0.6493	1.1299	0.4100	0.0277
1010	-2.8969	0.44227	1.8845	0.3724	0.4191
1030	-2.9227	0.35397	1.7079	0.3774	0.3917
1050	-2.5011	0.30295	1.6059	0.3839	0.3521
1070	.8037	0.31351	1.6270	0.4014	0.2059
1090	8.9567	-3.4868	5.9736	0.3306	0.5921
1110	-4.4997	3.3901	7.7802	0.3222	0.6187
1130	4.9112	-1.4442	1.8884	0.4028	0.1893
1150	4.6347	-1.3440	1.668	0.4008	0.2125
1170	-3.0986	2.3661	5.7322	0.2687	0.7555
1190	-2.9152	2.3319	5.6638	0.2634	0.7655
1210	-2.4546	1.4070	3.8140	0.1960	0.8785
1230	-4.0159	1.2304	3.4608	0.2675	0.7582
1250	-4.6743	0.6724	2.3448	0.3156	0.6389

les bruits instrumentaux sont alors amplifiés et une erreur aléatoire subsiste alors sur la mesure. L'incertitude sur la température de surface est encore importante et ne peut être améliorée que par une réduction du bruit des appareils. Du fait du caractère aléatoire de ce bruit, on peut le diminuer en réalisant une moyenne de températures observées sur une zone. Dans le cas où une zone est telle que la température de surface varie peu et que l'atmosphère présente une certaine homogénéité horizontale, en particulier pour les surfaces marines, il apparaît tout à fait justifié de rechercher la température moyenne de cette zone. L'étude par zone permet en outre le traitement d'un problème que nous n'avons pas encore abordé : la discrémiation de la mer et des nuages.

### III-8-1 - Etude sur une zone : recherche de la température moyenne

Depuis 1972, le NESS (National Environmental Satellite Service) réalise des mesures de températures de surface de la mer sur des zones étendues : l'échantillon étudié contient 1024 points unitaires SR et donne une résolution au sol de 120 x 120 km. Pour chaque échantillon on a une statistique de valeurs mesurées dans le canal infrarouge. En l'absence de nuages, on obtient un histogramme d'allure gaussienne. De cet histogramme, on déduit sans difficulté la température moyenne de la zone étudiée et le bruit instrumental est alors divisé par  $\sqrt{1024}$ . Dans le cas d'un échantillon semi-nuageux, il est moins facile de restituer la température de la cible. L'histogramme bi-dimensionnel mis au point par PASTRE et TOURNIER (1974) apporte une bonne réponse à ce problème. La méthode est fondée sur l'utilisation simultanée d'une mesure dans le visible et d'une mesure dans l'infrarouge. On constitue des blocs de couples de valeurs visibles et infrarouges, de 64 points consécutifs pour 64 lignes adjacentes, et l'on construit ensuite un histogramme sur les deux dimensions visible et infrarouge. Ainsi chaque type de surface, de température et de brillance données, se matérialise sous la forme d'un pic sur l'histogramme. Ce pic a une surface à peu près gaussienne, du fait du bruit aléatoire ; en calculant les coordonnées infrarouge et visible et le volume du pic, nous obtenons une classification en température, brillance et pourcentage d'occupation des éléments constitutifs du carré étudié. Cette méthode appliquée actuellement aux données du VHRR, permet de séparer les stratus de la mer, de différencier stratocumulus et altostratus. Lors de l'utilisation de cette méthode, le problème d'amplification du bruit disparaît. On peut donc concevoir la méthode de mesure suivante ; à partir des énergies mesurées dans chaque canal, on réalise les histogrammes permettant

de distinguer les nuages de la surface visée et on détermine les températures radiométriques moyennes pour la zone considérée. On met en place ensuite l'algorithme optimal pour la détermination de la température de surface. Cette température est une température moyenne sur la zone. Mais du fait de la réduction du bruit la précision est améliorée. On se trouve alors dans des cas où le  $NE\Delta T$  de chaque canal est inférieur à 0.1 K.

La méthode précédente est particulièrement adaptée à l'étude des surfaces marines. Cependant il est des cas où une meilleure résolution au sol et une bonne précision dans la mesure de la température de surface s'avèrent nécessaires. Cette méthode ne convient pas et la mesure point par point est peu précise du fait de l'amplification du bruit dans la méthode multispectrale. Nous proposons ici une méthode dite "méthode intermédiaire" qui permet de retrouver la température point par point avec une bonne précision.

### III-8-2 - Méthode intermédiaire

On suppose que l'atmosphère présente une homogénéité horizontale sur la zone étudiée. On cherche à déterminer la température de surface en un point de cette zone. Soient  $T_0$  la température réelle en ce point,  $T_1$  et  $T_2$  les températures radiométriques.  $T_0$  est donnée par une relation du type

$$T_0 = a_0 + (1+b_1) T_1 - b_1 T_2 \pm \epsilon$$

qu'on écrit également

$$T_0 = a_0 + T_1 + b_1(T_1 - T_2) \pm \epsilon$$

La précision de la mesure est donnée par

$$\delta T_0 = N_1 \delta T_1 + b_1(N_1 \delta T_1 + N_2 \delta T_2) \pm \epsilon$$

L'idée consiste à minimiser  $\delta T_0$ , en prenant pour valeur de l'effet correctif une valeur de  $T_1 - T_2$  déterminée statistiquement.

Pour la zone considérée, on peut prendre la valeur moyenne de  $T_1 - T_2$ , mais on améliorera davantage la précision en liant de manière statistique  $T_1 - T_2$  à  $T_1$  ou  $T_2$ . Quel serait alors le sens d'une telle relation ?

Si l'atmosphère présente une homogénéité horizontale, on peut comme précédemment grouper les points en blocs et étudier des zones de plusieurs centaines de points. Soit  $T_0^*$ , la température moyenne de cette zone et  $T_1^*$  la température sur le canal 1 telle que :

$$T_0^* - T_1^* = \frac{1}{\left(\frac{\partial B}{\partial T}\right)_{T_0^*}} \int_{t_1}^1 \{B_1(T_0^*) - B_1(T)\} dt_1$$

On définit pareillement  $T_2^*$ .

Soient  $T_{oi}$  la température de surface au point  $i$  et  $T_{1i}$  et  $T_{2i}$  les températures radiométriques mesurées dans les canaux 1 et 2. Reprenons l'équation (I-48). On a

$$T_{1i} - T_1^* \approx (T_{oi} - T_0^*) t_1(1-r_1) \approx (T_{oi} - T_0^*) t_1$$

et :

$$T_{2i} - T_2^* \approx (T_{oi} - T_0^*) t_2(1-r_2) \approx (T_{oi} - T_0^*) t_2$$

On en tire bien sûr :

$$T_{2i} - T_{1i} \approx (T_2^* - T_1^*) + (T_{oi} - T_0^*) (t_2 - t_1)$$

d'où :

$$T_{1i} - T_{2i} \approx (T_1^* - T_2^*) + (T_{1i} - T_1^*) \left(1 - \frac{t_2}{t_1}\right)$$

Finalement en chaque point  $i$ , on peut donc mettre  $T_1 - T_2$  sous la forme

$$T_1 - T_2 = a_0 + a_1 T_1 + \epsilon$$

ou

$$a_1 = 1 - \frac{t_2}{t_1} \quad \text{et} \quad a_0 = T_1^+ \frac{t_2}{t_1} - 1/2$$

L'expression de la température de surface au point devient alors :

$$T_{oi} = a_0 + T_{1i} + b_1(a_0 + a_1 T_{1i} + \epsilon) + \epsilon$$

soit :

$$T_{oi} = (a_0 + b_1 a_0) + (1 + a_1 b_1) T_{1i} + b_1 \epsilon' + \epsilon$$

L'incertitude sur  $T_{0i}$  est alors

$$\delta T'_0 = (1 + |\alpha_1| b_1) NE\delta T_1 + b_1 \epsilon' + \epsilon$$

On a donc

$$\delta T_0 - \delta T'_0 = b_1(1 - |\alpha_1|) NE\delta T_1 + b_1(NE\delta T_2 - \epsilon')$$

Soit

$$\delta T_0 - \delta T'_0 = b_1 \left( \frac{t_2}{t_1} NE\delta T_1 + NE\delta T_2 - \epsilon' \right)$$

Par conséquent si le choix des canaux est tel que  $\epsilon' < NE\delta T_2$  le gain apporté par cette méthode est manifeste.

En pratique, disposant des mesures sur une zone, on établit une corrélation entre les valeurs de  $T_2 - T_1$  calculées en chaque point et  $T_1$ . Si l'écart quadratique résiduel est inférieur au bruit radiométrique  $NE\delta T_2$ , une telle corrélation permet d'améliorer la précision sur le calcul de  $T_0$ . On a finalement

$$T_{0i} \approx (a_0 + b_1 \alpha_0) + (1 + \alpha_1 b_1) T_{1i}$$

La connaissance de la pente  $\alpha_1$  permet de déduire le rapport  $\frac{t_2}{t_1}$ . Or la connaissance de ce paramètre permet de préciser le calcul du contenu en vapeur d'eau. En conclusion, la méthode intermédiaire est particulièrement intéressante pour la restitution de la température de surface point par point. Par rapport à une méthode de calcul directe, elle permet d'améliorer la précision de la mesure et donne simultanément des renseignements pour la détermination de paramètres atmosphériques comme le contenu en vapeur d'eau.

### III-9 Conclusion

La méthode multispectrale est particulièrement intéressante pour la mesure des températures de surface puisqu'elle permet une détermination des effets atmosphériques. Cependant elle présente l'inconvénient d'amplifier simultanément le bruit des appareils.

Ce problème est élué lorsqu'on recherche la température moyenne sur une zone puisqu'on diminue ainsi le bruit. Cette analyse est particulièrement adaptée à l'étude des surfaces marines.

Dans le cas de l'étude des ressources terrestres , on optimisera la précision de la détermination en associant à la température radiométrique mesurée en un point une valeur statistique de l'effet correctif calculée sur une zone homogène de plusieurs centaines de points .

Des études d'optimisation du choix de deux canaux , il ressort que pour les études terrestres , on aurait intérêt à utiliser un canal le plus large possible ( 8-13  $\mu\text{m}$  ) , contrairement à ce qui a été réalisé jusqu'à présent .

Dans le cas des surfaces marines , le meilleur choix apparait de combiner un canal centré vers 3,7  $\mu\text{m}$  avec un canal centré à 12  $\mu\text{m}$  .

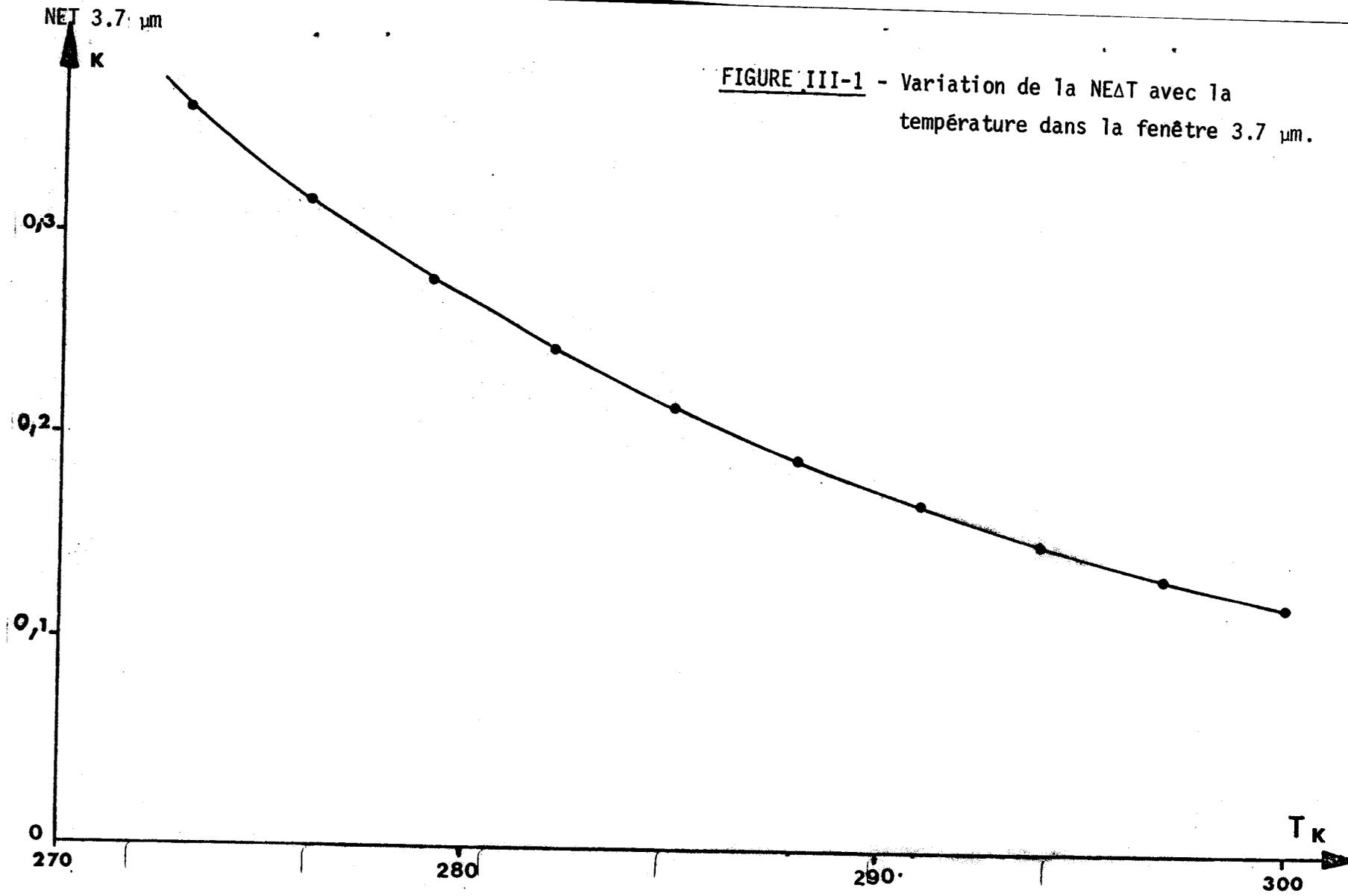


FIGURE III-1 - Variation de la NE $\Delta$ T avec la température dans la fenêtre 3.7  $\mu\text{m}$ .



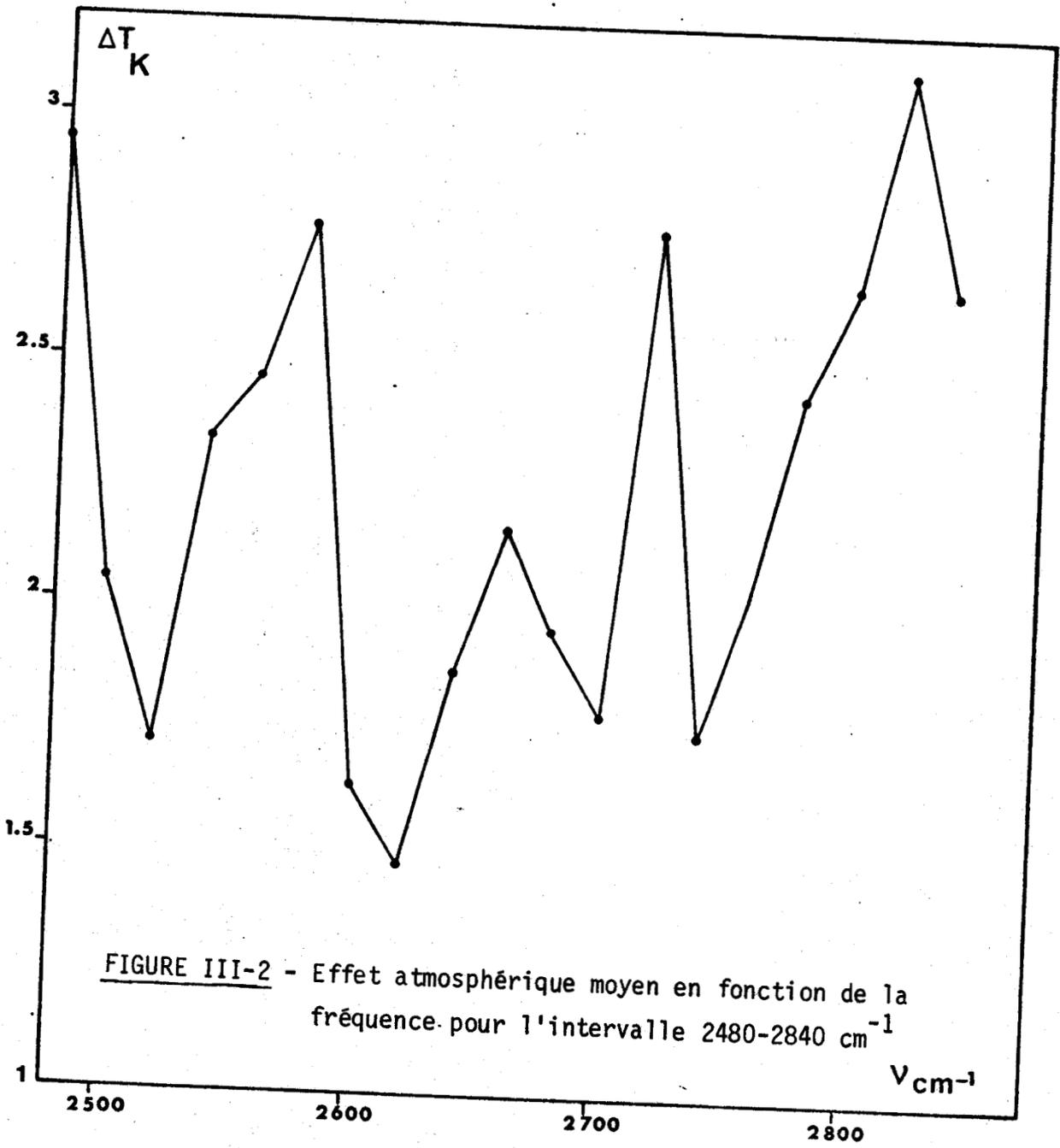


FIGURE III-2 - Effet atmosphérique moyen en fonction de la fréquence pour l'intervalle 2480-2840  $\text{cm}^{-1}$



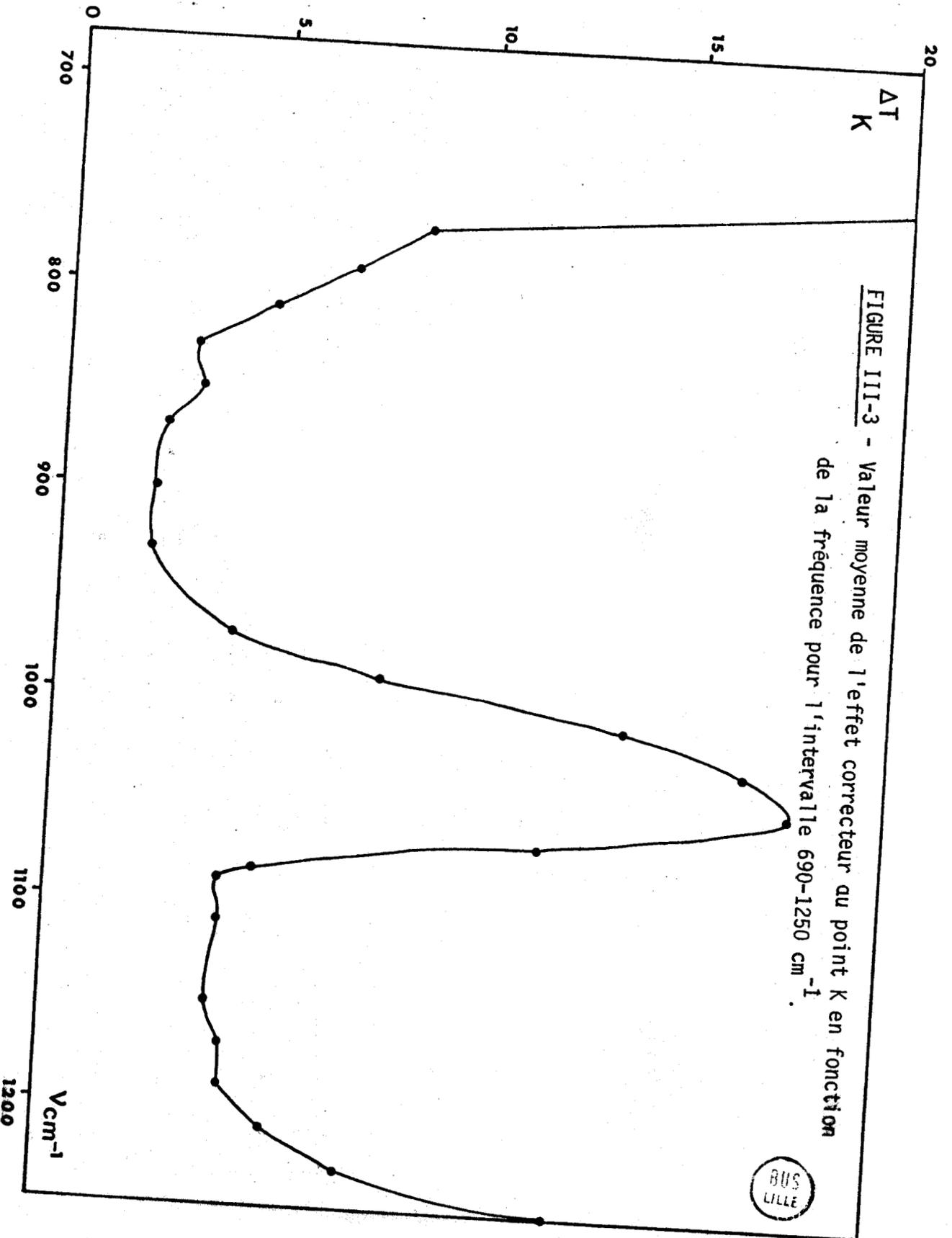


FIGURE III-3 - Valeur moyenne de l'effet correcteur au point K en fonction de la fréquence pour l'intervalle 690-1250  $\text{cm}^{-1}$ .

BUS  
LILLE

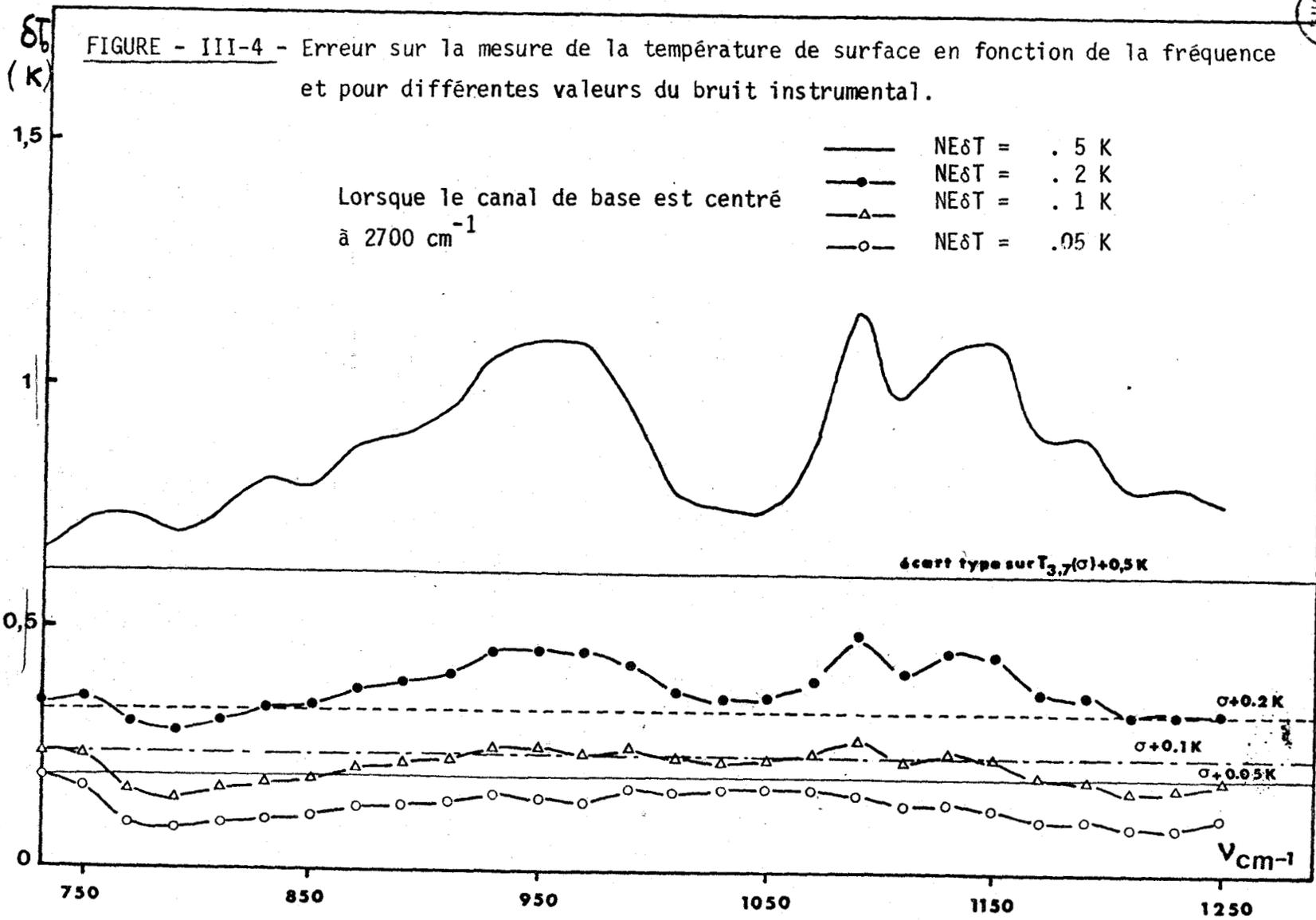
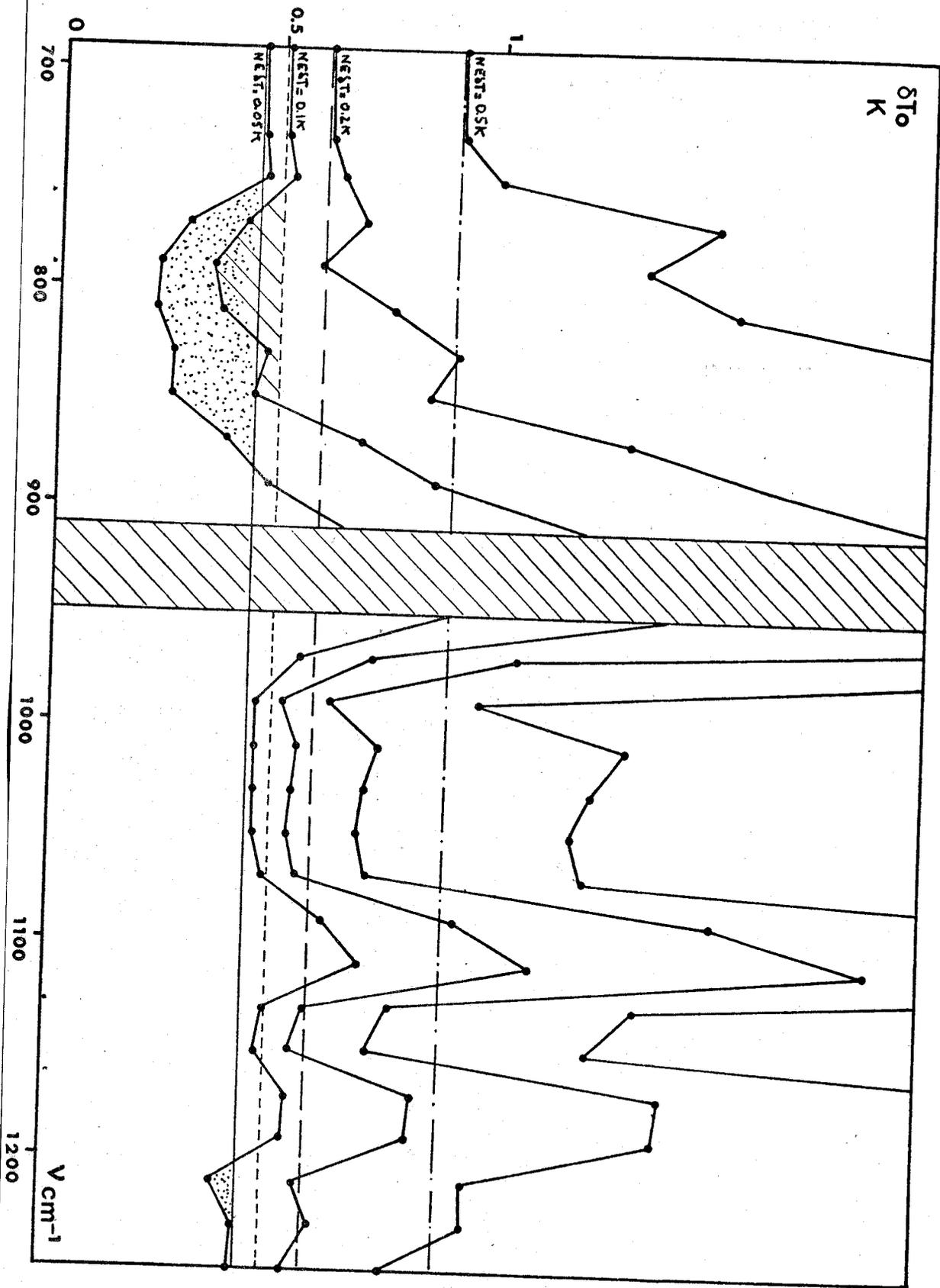


FIGURE III-5 - Erreur sur la mesure de la température de surface par combinaison d'un canal 920-940  $\text{cm}^{-1}$  avec un canal centré aux différentes fréquences, pour diverses figures de bruit.



CHAPITRE IV

APPLICATION A L'EXPLOITATION DES DONNEES FOURNIES PAR LE A.V.H.R.R. DE TIROS-N

L'étude précédente a montré l'intérêt qu'on peut attendre d'une mesure multispectrale de la température de surface. Dans ce chapitre, il s'agit de préciser la mise en oeuvre de cette méthode afin de rendre opérationnelle l'exploitation des données fournies par l'expérience AVHRR / TIROS-N (lancement prévu pour septembre 1978).

#### IV-1 - Caractéristiques du satellite

TIROS-N désigne la nouvelle génération de satellites météorologiques opérationnels à orbite quasi-polaire. Destinés à remplacer les satellites ITOS de la NOAA, les premiers doivent être lancés dans le courant de l'été 78. Deux satellites défileront en quadrature, de sorte à assurer quatre mesures par jour en tout point de la surface terrestre. Ils seront synchrones du soleil, c'est à dire qu'ils passeront au-dessus de l'équateur à la même heure locale. L'un coupera l'équateur du Nord vers le Sud à 7 H 30, l'autre du Sud vers le Nord à 15 H 30. Leur altitude nominale prévue est de 830 et 880 km.

Parmi les instruments de mesure dont sont dotés ces satellites, deux systèmes retiennent notre attention :

- le TOVS doté d'un sondeur troposphérique (HIRS2), un sondeur stratosphérique (SSU) et un sondeur micro-onde (MSU). HIRS 2 est constitué de 20 canaux qui fournissent des renseignements sur l'état thermodynamique de la troposphère (profil de température, humidité, contenu d'ozone...);
- le AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer) dont l'utilisation nous intéresse principalement ici. Le AVHRR sera doté dans un premier temps de quatre canaux :
  - le canal  $CH_1 = 0.55-0.9 \mu m$  destiné aux mesures de la couverture nuageuse
  - le canal  $CH_2 = 0.725-1.1 \mu m$  qui devrait permettre de distinguer les sols, la mer, les surfaces enneigées...
  - le canal  $CH_3 = 3.55-3.93 \mu m$
  - le canal  $CH_4 = 10.5-11.5 \mu m$ . Ces deux derniers sont destinés à la mesure des températures des surfaces. Il est prévu dans l'avenir (2 ans) d'ajouter un cinquième canal  $CH_5 = 11.5-12.5 \mu m$  ainsi qu'un réajustement en longueur d'onde des canaux visibles. Le tableau (IV-1) donne les principales caractéristiques de ces cinq canaux et met en évidence les améliorations apportées sur le AVHRR par rapport aux VHRR.

On a représenté sur les figures (IV-1) et (IV-2) les fonctions filtres typiques pour les canaux  $CH_3$  et  $CH_4$ . On ne connaît pas encore le filtre du canal 11.5-12.5  $\mu m$  dont seront dotés à l'avenir les satellites TIROS-N. Dans l'étude qui suit on considèrera que ce filtre est rectangulaire.

Tableau (IV-1) : Caractéristiques des canaux du AVHRR comparées à celles du VHRR

Caractéristiques	Canal visible du VHRR	Canal visible du AVHRR
intervalle (µm)	0.60 - 0.71	0.55 - 0.9
détecteur	Silicium	Silicium
résolution (km)	0.9	1.09
IFOV (milliradians)	0.6	1.3
rapport <u>signal</u> bruit	?	3:1
NEΔT	N/A	N/A

Caracté - ristiques	Canal proche infrarouge du AVHRR	Canaux infrarouges du AVHRR			Canal infrarouge VHRR
		3.55-3.93	10.5-11.5	11.5-12.5	
intervalle	0.725-1.1	3.55-3.93	10.5-11.5	11.5-12.5	10.5-12.5
détecteur	Silicium	In Sb	Hg Cd Te	Hg Cd Te	Hg Cd Te
résolution	1.09	1.09	1.09	1.09	0.9
IFOV	1.03	1.3	1.3	1.3	0.6
signal bruit	3:1	4 à 225K	100 à 185K	?	?
NEΔT	N/A	0.12k à 300K	0.12K à 300K	?	0.5K à 300K



Il est bien évident que lorsque la fonction du filtre mis en place sera connue, il sera nécessaire de réajuster l'algorithme. Toutefois, il apparaît que de telles modifications n'entraîneront pas de changement notable pour l'optimisation du calcul de la température de surface.

Les performances du AVHRR sont particulièrement remarquables : la résolution au sol est bonne (1.1 km) et le bruit radiométrique nominal prévu réellement minime : 0.12 K à 300 K pour les canaux CH<sub>3</sub> et CH<sub>4</sub>. Le gain réalisé ces dernières années sur le bruit instrumental (le bruit du VHRR était de 0.7 K à 300 K) tient principalement au fait que les données sont désormais digitalisées au niveau du satellite (BROWER et al, 1977).

#### IV-2 - Utilisation du canal 3.7 µm

Lors du chapitre II nous avons mis en évidence les perturbations dues au glitter pour une mesure diurne à 3.7 µm. Pour éviter de commettre une erreur importante dans la détermination des températures de surface, deux méthodes ont été proposées. Dans l'immédiat, il apparaît peu réaliste de restituer le rayonnement solaire réfléchi et l'influence des aérosols à l'aide des canaux visible et proche infrarouge, le sujet restant à l'étude. Par contre l'existence du canal visible sur le AVHRR permet la mise en oeuvre de la seconde méthode, à savoir : la reconnaissance des zones de réflectance faible. Dans les zones où la réflectance est inférieure à 0.004, on peut négliger l'effet du glitter. On obtient alors la température de surface avec une incertitude de 1 K (à 285 K), qui vient s'ajouter au bruit instrumental. Cette méthode reste intéressante tant que le bruit total obtenu est inférieur à l'erreur obtenue pour une détermination à l'aide des mesures effectuées dans la fenêtre 8-13 µm. Toutefois, cette méthode conduit à l'absence des résultats des zones assez importantes. Dans ces zones, il faudra utiliser soit le canal 10.5-11.5 µm seul soit la combinaison du canal 10.5-11.5 µm avec le canal 11.5-12.5 µm disponible à l'avenir. Mais dans l'immédiat il faut envisager pour ces zones de corriger l'effet atmosphérique d'une autre façon. On pourrait déterminer la température de jour à l'aide de l'estimation de la correction atmosphérique effectuée sur des mesures nocturnes. Malgré sa lourdeur cette solution peut être envisagée pour le traitement des images perturbées par le glitter.

IV-3 - Algorithme de traitement pour une mesure point par point de la température de surface

Nous avons vu que TIROS-N fournira les températures radiométriques dans deux puis trois canaux infrarouges. Nous recherchons ici la meilleure façon d'utiliser ces données pour une détermination précise de la température de surface de la mer. Pour cette étude où l'atmosphère est supposée parfaitement claire, nous développerons la méthodologie suivante :

- Dans un premier temps nous considérerons un échantillon de modèles atmosphériques représentatif des conditions climatiques à l'échelle du globe et rechercherons à partir de cet échantillon l'algorithme optimal pour la détermination de la température de surface en tout point des mers.
- Ensuite, une étude localisée permettra de juger de la validité dans nos régions des résultats obtenus à l'échelle du globe et selon l'amplitude des variations observées, d'envisager une optimisation différente.

IV-3-1 - Recherche d'un algorithme valable pour l'ensemble du globe

Nous avons appliqué notre programme de simulation des effets correcteurs aux quatorze modèles d'atmosphère sélectionnés comme suit :

- Tropical ( $T_0$ ,  $T_0 \pm 5$  K)
- Midlatitude Summer ( $T_0$ ,  $T_0 \pm 5$  K)
- Midlatitude Winter ( $T_0$ ,  $T_0 + 5$  K)
- Subarctic Summer ( $T_0$ ,  $T_0 \pm 5$  K)
- US Standard ( $T_0$ ,  $T_0 \pm 5$  K)

Ces modèles sont sensés donner une bonne représentation des types d'atmosphère que l'on rencontrera à l'échelle du globe (on a retiré les modèles Midlatitude Winter ( $T_0 - 5$  K) et Subarctic Winter qui ne sont pas représentatifs d'une atmosphère marine). La visée sous incidence oblique modifie la transmission et définit de nouvelles conditions de mesures. Nous avons calculé les effets obtenus lorsqu'on vise à  $45^\circ$  les atmosphères définies ci-dessus. Aux modèles ainsi définis, nous avons ajouté un modèle d'atmosphère sèche obtenu en annulant la densité de vapeur d'eau dans le modèle Midlatitude Winter. Un tel modèle permet d'estimer la correction atmosphérique dans un cas limite représentatif des conditions météorologiques extrêmes. (Cas des pôles).

a) Résultats - Détermination monocanale de la température de surface

Les calculs ont donc été réalisés dans 29 conditions au total. Les

résultats de la simulation pour les canaux  $3.7 \mu\text{m}$ ,  $10.5-11.5 \mu\text{m}$  et  $11.5-12.5 \mu\text{m}$  sont présentés dans le tableau (IV-2).

Les calculs de la valeur moyenne et de l'écart quadratique ont donné les résultats suivants

Canal	Valeur moyenne de la correction	Ecart type
3,55-3,93 $\mu\text{m}$	2.314 K	0,658 K
10,5-11,5 $\mu\text{m}$	2.936 K	1,866 K
11,5-12,5 $\mu\text{m}$	4.885 K	2,532 K

On remarque que l'étendue des valeurs de la correction est moindre à  $3.7 \mu\text{m}$  qu'à  $11$  ou  $12 \mu\text{m}$ . Cette différence est due à la nature différente de l'absorption à  $3,7 \mu\text{m}$  et entre  $10$  et  $13 \mu\text{m}$  (cf. chapitre II).

Les figures (IV-3), (IV-4) (IV-5) permettent de compléter l'analyse des résultats. Les figures (IV-3), (IV-4) montrent la non linéarité de la relation entre la correction atmosphérique à  $3,7 \mu\text{m}$  et la correction dans le canal  $10.5-11.5 \mu\text{m}$  due à la différence des mécanismes d'absorption à  $3,7 \mu\text{m}$  entre  $10$  et  $13 \mu\text{m}$ . Cette différence explique également partiellement la non linéarité de la relation entre  $\Delta T$  à  $11 \mu\text{m}$  (absorption par le continuum) et  $\Delta T$  à  $12 \mu\text{m}$  (absorption des raies du  $\text{CO}_2$ , d' $\text{H}_2\text{O}$  et du continuum)(fig. IV-5). Entre les canaux  $3,7 \mu\text{m}$  et  $12 \mu\text{m}$  la non linéarité est plus faible. Ceci est dû premièrement au fait que l'effet des dimères est relativement moins important à  $12 \mu\text{m}$  qu'à  $11 \mu\text{m}$ . En outre la non linéarité est alors compensée par la croissance exponentielle de la transmission.

Les résultats de la simulation permettent l'élaboration de l'algorithme à mettre en place pour une détermination de la température par méthode statistique.

On peut donc utiliser l'un des trois canaux infrarouges et la température de surface est donnée par

$$\begin{array}{ll} \text{canal 1 : } 3,55-3,93 \mu\text{m} & \text{par } T_0 = T_1 + 2,314 \text{ K} \pm 0,658 \text{ K} \\ \text{canal 2 : } 10,5-11,5 \mu\text{m} & \text{par } T_0 = T_2 + 2,936 \text{ K} \pm 1,866 \text{ K} \\ \text{canal 3 : } 11,5-12,5 \mu\text{m} & \text{par } T_0 = T_3 + 4,885 \text{ K} \pm 2,532 \text{ K} \end{array}$$

bleau (IV-2) - Corrections dues à l'absorption atmosphérique et à la réflexion de la surface de l'eau pour les divers types d'atmosphères standards.

Atm.	$T_0$	$\theta$	$\Delta T \text{ } 3.7 \text{ } \mu\text{m} \text{ (K)}$	$\Delta T \text{ } 11 \text{ } \mu\text{m} \text{ (K)}$	$\Delta T \text{ } 12 \text{ } \mu\text{m} \text{ (K)}$
Tropical	$T_0$	0	2.697	4.533	7.031
		45	3.238	5.769	8.600
	$T_0 + 5$	0	3.331	6.758	9.992
		45	4.014	8.519	12.058
	$T_0 - 5$	0	1.959	2.222	3.976
		45	2.337	2.914	5.034
Midlatitude Summer	$T_0$	0	2.168	2.637	4.462
		45	2.597	3.361	5.506
	$T_0 + 5$	0	2.730	4.154	6.661
		45	3.285	5.308	8.188
	$T_0 - 5$	0	1.509	1.057	2.185
		45	1.790	1.333	2.726
Midlatitude Winter	$T_0$	0	1.359	1.015	1.975
		45	1.611	1.218	2.274
	$T_0 + 5$	0	1.700	1.385	2.672
		45	2.034	1.705	3.149
Subarctic Summer	$T_0$	0	2.051	2.282	4.015
		45	2.459	2.900	4.914
	$T_0 + 5$	0	2.508	3.257	5.547
		45	3.015	4.262	6.833
	$T_0 - 5$	0	1.515	1.266	2.428
		45	1.803	1.568	2.925
US Standard	$T_0$	0	2.004	1.897	3.573
		45	2.406	2.385	4.330
	$T_0 + 5$	0	2.362	2.479	4.575
		45	2.848	3.154	5.598
	$T_0 - 5$	0	1.585	1.293	2.527
		45	1.888	1.587	3.021
Atmosphère sèche			.960	0.600	1.740



### b) Détermination bicanale

Pour les vingt huit premier modèles on a représenté les variations de  $\Delta T_i$  avec  $T_i - T_j$  où les indices  $i$  et  $j$  sont associés successivement à :

$$i \rightarrow 3,7 \mu\text{m} \quad j \rightarrow 10,5-11,5 \mu\text{m} \quad \text{fig. (IV-6)}$$

$$i \rightarrow 3,7 \mu\text{m} \quad j \rightarrow 11,5-12,5 \mu\text{m} \quad \text{fig. (IV-7)}$$

$$i \rightarrow 10,5-11,5 \mu\text{m} \quad j \rightarrow 11,5-12,5 \mu\text{m} \quad \text{fig. (IV-8)}$$

On a cherché à approcher ces relations entre  $\Delta T_i$  et  $T_i - T_j$  par des fonctions linéaires.

Les résultats de ces régressions sont présentés dans le tableau (IV-3). Nous avons fait figurer également dans ce tableau la variance de la correction calculée dans chaque canal. Le coefficient de corrélation atteste de l'efficacité des corrélations. On constate que les deux premières régressions sont moins efficaces que la troisième. Dans ces deux cas l'étendue des valeurs de  $\Delta T_1$ , c'est à dire la variance, est moindre que l'étendue des valeurs de  $\Delta T_2$ , c'est pourquoi l'écart quadratique résiduel est meilleur dans ces deux cas. Cependant c'est la deuxième combinaison (3,7  $\mu\text{m}$  avec 12  $\mu\text{m}$ ) qui est la plus intéressante puisque l'écart quadratique résiduel est minimal.

On a le choix entre les trois combinaisons suivantes

Canaux	1(3,7 $\mu\text{m}$ ) et 2 (11 $\mu\text{m}$ )	$T_0 = 2,0154 + (1,4807 T_1) - (0,4807 T_2) \pm 0,276 \text{ K}$
	1(3,7 $\mu\text{m}$ ) et 3 (12 $\mu\text{m}$ )	$T_0 = 1,4628 + (1,3313 T_1) - (0,3313 T_2) \pm 0,198 \text{ K}$
	2(11 $\mu\text{m}$ ) et 3 (12 $\mu\text{m}$ )	$T_0 = -2,1795 + (3,6256 T_2) - (2,6256 T_3) \pm 0,511 \text{ K}$

### c) Détermination tricanale

On calcule également les coefficients  $a_0, a_1, a_2, a_3$  tels que l'expression  $a_0 + a_1 T_1 + a_2 T_2 + a_3 T_3$  approche le mieux  $T_0, T_1, T_2, T_3$  des températures radiométriques mesurées respectivement à 3,7  $\mu\text{m}$ , 10,5-11,5  $\mu\text{m}$ , 11,5-12,5  $\mu\text{m}$ .

On a obtenu

$$a_0 = 4,715 \text{ K} \quad a_1 = 0,9866 \quad a_2 = 1,1082 \quad a_3 = - 1,1106$$

et un écart quadratique résiduel de  $\delta T = 0.089 \text{ K}$ . La température de surface est donc donnée par

$$T_0 = 4,715 + (0,9866 T_1) + (1,1082 T_2) - (1,1106 T_3) \pm 0,089 \text{ K}$$

Mode de détermination	$b_0$ (K)	$b_1$	R	$\epsilon$ (K)
<u>1 canal</u>				
3.7 $\mu\text{m}$				0.6576
11 $\mu\text{m}$				1.8666
12 $\mu\text{m}$				2.532
<u>2 canaux</u>				
3.7 $\mu\text{m}$ 11 $\mu\text{m}$	2.0154	0.4807	0.91146	0.2757
3.7 $\mu\text{m}$ 12 $\mu\text{m}$	1.4628	0.3313	0.95531	0.1981
11 $\mu\text{m}$ 12 $\mu\text{m}$	-2.1795	2.6256	0.96315	0.5115
<u>3 canaux</u>				
3.7 $\mu\text{m}$ 11 $\mu\text{m}$ 12 $\mu\text{m}$				0.089

Tableau ( IV-3 )

Résultats obtenus grâce aux divers modes de détermination.

Pour la détermination bicanale, on donne les caractéristiques de la régression linéaire

$$\Delta T_i = b_0 + b_1 (T_i - T_j)$$

R : coefficient de corrélation

$\epsilon$  : écart quadratique résiduel



On a énuméré trois modes de détermination simples et sept formulations possibles de la température de surface. Il convient désormais de comparer les performances offertes par chaque formulation et de choisir l'algorithme qui fournira la température de surface avec la meilleure précision.

IV-3-2 - Comparaison des divers algorithmes

a) - Détermination monocanale

Nous avons calculé ensuite la précision  $\epsilon$  avec laquelle on tire la température de surface lorsqu'on utilise un seul canal (estimation statistique). Nous avons pris pour cette étude 3 cas de bruits instrumentaux qui tiennent compte des variations avec la fréquence et la température (cf. chap. III-3)

- Cas 1  $NE\delta T_{3,7} = 0,1 \text{ K} = NE\delta T_{11} = NE\delta T_{12}$
- Cas 2  $NE\delta T_{3,7} = 0,3 \text{ K} \quad NE\delta T_{10,5-11,5} = 0,15 \text{ K}$
- Cas 3  $NE\delta T_{3,7} = 0,5 \text{ K} \quad NE\delta T_{10,5-11,5} = 0,2 \text{ K}$

Le cas 1 correspond aux performances nominales prévues sur chaque canal pour une température de 300 K, le cas 2 à un bruit à 300 K de 0,13 K sur chaque canal pour une température de 279 K, le cas 3 à un bruit de 0.16 K sur chaque canal et une température de 273 K.

Soit  $\delta TES$  la précision avec laquelle on peut restituer la contribution de l'énergie solaire. Suivant l'hypothèse de bruit, le mode de détermination statistique fournit les résultats avec une précision  $\Delta$  que nous avons calculée pour chaque canal suivant. Nous pouvons dresser le tableau suivant :

	$\Delta_{3,7 \mu m} \text{ (K)}$	$\Delta_{10,5-11,5 \mu m} \text{ (K)}$	$\Delta_{11,5-12,5 \mu m} \text{ (K)}$
Cas 1	$.758 + \delta TES$	1,966	2,632
Cas 2	$.958 + \delta TES$	2,016	2,782
Cas 3	$1,158 + \delta TES$	2,066	2,832

Ce tableau permet de constater que si la contribution du rayonnement solaire peut être chiffrée avec une précision meilleure que 1 K, la mesure à 3,7  $\mu m$  fournit la température de surface avec une précision supérieure aux autres canaux. Par conséquent, dans les zones claires où la réflectance mesurée sera

inférieure à 0,004, la mesure à 3,7  $\mu\text{m}$  sera la plus précise (cf. (II-4-2)). Dans les autres zones, c'est la mesure à 11  $\mu\text{m}$  qui fournira la température de surface avec la meilleure précision. La mesure à 3,7  $\mu\text{m}$  ne sera alors pas utilisable et on aura recours aux mesures nocturnes, pour la connaissance des effets atmosphériques. On ne connaît pas, faute de mesures, l'étendue des zones perturbées par le glitter. Dans ces zones que nous reconnaitrons expérimentalement, on pourra corriger les mesures en utilisant la détermination de la correction effectuée de nuit. Dans la suite de l'étude, nous nous limitons donc au cas où  $\delta\text{TES}$  est inférieur à 1 K, donc au cas où le canal 3,55-3,93  $\mu\text{m}$  est le plus intéressant.

#### b) - Comparaison avec les algorithmes multicanaux

On comparera la précision du calcul sur  $T_0$  par combinaison de plusieurs canaux avec l'erreur possible obtenue lors d'une mesure avec le canal 3,7  $\mu\text{m}$ .

Nous avons fait les calculs en reprenant les 3 cas de bruits précédents et avec pour valeur de  $\delta\text{TES} = 0,3, 0,5$  ou  $0,8$  K. Le tableau (IV-4) décrit les résultats obtenus.

#### Considérons le cas des visées nocturnes

Dans le cas des atmosphères très froides (illustrées par les cas de bruit 2 et 3) la combinaison tricanale donne les meilleurs résultats.

Lorsque le bruit sur chaque canal est de 0,1 K et pour une atmosphère chaude (cas de bruit n° 1) les meilleurs résultats sont fournis par la combinaison des canaux 3,55-3,93  $\mu\text{m}$  et 11,5-12,5  $\mu\text{m}$ . Pour cette valeur de bruit à 300 K le résultat est vrai pour tous les types d'atmosphères, sauf les atmosphères arctiques. Par contre si le bruit à 300 K est inférieur à 0,1 K (cas qui n'apparaît pas sur le tableau) la combinaison tricanale devient plus intéressante. Par exemple, si  $T_0 = 294$  K et  $\text{NEAT}(300 \text{ K}) = 0,07$  K sur chaque canal on obtient

pour la combinaison 1-2-3 :  $\epsilon = 0,339$  K

pour la combinaison 1-3 :  $\epsilon = 0,384$  K

Donc pour des bruits faibles la combinaison tricanale donne des résultats meilleurs que les autres expressions. Or, si l'on cherche la température moyenne d'une zone de plusieurs centaines de points (cf. (III-8)) on diminue de façon appréciable la valeur du bruit sur les données.

inférieure à 0,004, la mesure à 3,7  $\mu\text{m}$  sera la plus précise (cf. (II-4-2)). Dans les autres zones, c'est la mesure à 11  $\mu\text{m}$  qui fournira la température de surface avec la meilleure précision. La mesure à 3,7  $\mu\text{m}$  ne sera alors pas utilisable et on aura recours aux mesures nocturnes, pour la connaissance des effets atmosphériques. On ne connaît pas, faute de mesures, l'étendue des zones perturbées par le glitter. Dans ces zones que nous reconnaitrons expérimentalement, on pourra corriger les mesures en utilisant la détermination de la correction effectuée de nuit. Dans la suite de l'étude, nous nous limitons donc au cas où  $\delta\text{TES}$  est inférieur à 1 K, donc au cas où le canal 3,55-3,93  $\mu\text{m}$  est le plus intéressant.

#### b) - Comparaison avec les algorithmes multicanaux

On comparera la précision du calcul sur  $T_0$  par combinaison de plusieurs canaux avec l'erreur possible obtenue lors d'une mesure avec le canal 3,7  $\mu\text{m}$ .

Nous avons fait les calculs en reprenant les 3 cas de bruits précédents et avec pour valeur de  $\delta\text{TES} = 0,3, 0,5$  ou  $0,8$  K. Le tableau (IV-4) décrit les résultats obtenus.

#### Considérons le cas des visées nocturnes

Dans le cas des atmosphères très froides (illustrées par les cas de bruit 2 et 3) la combinaison tricanale donne les meilleurs résultats.

Lorsque le bruit sur chaque canal est de 0,1 K et pour une atmosphère chaude (cas de bruit n° 1) les meilleurs résultats sont fournis par la combinaison des canaux 3,55-3,93  $\mu\text{m}$  et 11,5-12,5  $\mu\text{m}$ . Pour cette valeur de bruit à 300 K le résultat est vrai pour tous les types d'atmosphères, sauf les atmosphères arctiques. Par contre si le bruit à 300 K est inférieur à 0,1 K (cas qui n'apparaît pas sur le tableau) la combinaison tricanale devient plus intéressante. Par exemple, si  $T_0 = 294$  K et  $\text{NEAT}(300 \text{ K}) = 0,07$  K sur chaque canal on obtient

pour la combinaison 1-2-3 :  $\epsilon = 0,339$  K

pour la combinaison 1-3 :  $\epsilon = 0,384$  K

Donc pour des bruits faibles la combinaison tricanale donne des résultats meilleurs que les autres expressions. Or, si l'on cherche la température moyenne d'une zone de plusieurs centaines de points (cf. (III-8)) on diminue de façon appréciable la valeur du bruit sur les données.

Finalement de nuit et dans le cas d'études par zones la combinaison tricanale donne les meilleurs résultats. Pour un bruit à 300 K de 0,05 K dans chaque canal on obtient pour

$T_0 = 300 \text{ K}$	erreur totale = 0,25 K
$T_0 = 288 \text{ K}$	erreur totale = 0,30 K
$T_0 = 273 \text{ K}$	erreur totale = 0,38 K

Voyons maintenant le cas des mesures diurnes

L'addition d'un terme d'erreur dû au glitter rend l'intérêt de la mesure tricanale encore plus manifeste. En effet le coefficient du bruit à  $3,7 \mu\text{m}$  est plus faible pour la combinaison tricanale que pour les autres. Cependant pour de fortes valeurs de STES et des atmosphères chaudes la combinaison des canaux 11 et  $12 \mu\text{m}$  devient plus intéressante que la combinaison tricanale. Toutefois la précision est alors assez médiocre et une restitution de l'effet atmosphérique mesuré lors d'une visée nocturne est sans doute avantageuse. Cependant à l'issue de ces résultats, il est bon de rappeler que la représentation linéaire est une approximation grossière des relations entre les corrections calculées à  $3,7$  et  $11 \mu\text{m}$ ,  $3,7$  et  $12 \mu\text{m}$ ,  $11$  et  $12 \mu\text{m}$ . Une formulation polynomiale donnerait sans aucun doute de meilleurs résultats, mais le calcul d'une telle expression nécessite un programme de régression non linéaire à deux variables et une telle formulation implique la mise en place d'un algorithme complexe ; c'est pourquoi, il apparaît plus simple de chercher à approcher les courbes (IV-6) (IV-7) et (IV-8) par des segments de droite tangents à ces courbes et associés à divers types d'atmosphère que des études plus localisées permettraient de déterminer .

En fait, il est prévu d'appliquer les résultats obtenus à la détermination des températures de surface sur le Proche Atlantique. C'est pourquoi, disposant d'un échantillon d'atmosphères, constitué à partir des radiosondages réalisés au point K en 1970, 1971, et représentant des conditions climatiques du Proche Atlantique, nous simulons par la suite les effets correcteurs moyens obtenus sur cette zone.

Cette simulation présente deux intérêts majeurs :

- la comparaison des résultats obtenus au point K et à l'échelle du globe permettra de vérifier si les atmosphères standards sont une bonne représentation des divers types d'atmosphère rencontrés à l'échelle du globe.
- On déterminera les segments de droite associés au cas des atmosphères tempérées. La comparaison de ces droites obtenues pour chaque combinaison bi-

Tableau (IV-4)

Comparaison de l'erreur sur la mesure de la température de surface, par combinaison des canaux :  
 1 → 3.7 μm - 2 → 10.5-11.5 μm - 3 → 11.5-12.5 μm pour diverses figures de bruit.

Bruit	Cas 1 - $NE\Delta T_1 = 0.1$ K $NE\Delta T_2 = NE\Delta T_3 = 0.1$ K				Cas 2 - $NE\Delta T_1 = 0.3$ K $NE\Delta T_2 = NE\Delta T_3 = 0.15$ K				Cas 3 - $NE\Delta T_1 = 0.5$ K $NE\Delta T_2 = NE\Delta T_3 = 0.3$ K						
	1	12	13	23	123	1	12	13	23	123	1	12	13	23	123
$\delta TES = 0$ K	0.76	0.47	0.36	1.14	0.41	0.96	0.79	0.65	1.45	0.61	1.16	1.11	0.93	1.76	0.80
$\delta TES = 0.3$ K	1.06	0.92	0.76	1.14	0.71	1.26	1.24	1.05	1.45	0.90	1.46	1.56	1.33	1.76	1.10
$\delta TES = 0.5$ K	1.26	1.22	1.03	1.14	0.90	1.46	1.53	1.31	1.45	1.10	1.66	1.85	1.60	1.76	1.30
$\delta TES = 0.8$ K	1.56	1.63	1.43	1.14	1.20	1.76	1.98	1.71	1.45	1.40	1.96	2.30	2.00	1.76	1.59



canale avec les droites de régression obtenues pour une détermination à l'échelle du globe permettra de tester la validité de l'approximation.

### IV-3-3 - Etude sur le Proche Atlantique

#### a) - Résultats des simulations

Les valeurs des effets correcteurs sur chaque canal du AVHRR pour chaque mois des années 1970-1971 sont présentées dans le tableau (IV-5). La superposition des courbes (IV-9), (IV-10, IV-11) réalisées pour le point K et des courbes réalisées à l'échelle du globe (IV-6, IV-7, IV-8) montre que les valeurs calculées au point K s'intègrent parfaitement parmi les valeurs obtenues à l'échelle du globe. Les modèles d'atmosphères standards sont donc bien représentatifs des diverses atmosphères marines rencontrées sur l'ensemble de la terre.

Le tableau (IV-6) décrit les résultats des régressions linéaires  $\Delta T_i = a_0 + a_1(T_i - T_j)$ . Sur ce tableau, figure également le résultat obtenu pour une combinaison tricanale.

On constate que les écarts quadratiques résiduels obtenus pour chaque combinaison sont bien plus faibles que lors de l'étude globale. Ceci tient au fait que l'étendue des valeurs des effets correcteurs est plus faible au point K, les non linéarités sont donc peu marquées. De ce fait, les conditions d'optimisation sont sans doute modifiées et nous y reviendrons par la suite.

Les droites de régressions  $\Delta T_i$  en fonction de  $T_i - T_j$  sont représentées sur les figures (IV-9) (IV-10) et (IV-11). On remarque sur les figures (IV-9) et (IV-10) que les droites obtenues au point K pour les combinaisons du canal  $3,7 \mu\text{m}$  avec les canaux 11 et  $12 \mu\text{m}$  sont quasiment confondues avec les droites obtenues lors de l'étude globale. En conséquence, les résultats obtenus à l'échelle du globe sont parfaitement adaptés à l'étude des zones de nos latitudes.

Lorsque le canal de base est le canal centré à  $3,7 \mu\text{m}$ , on peut donc approcher la relation entre  $\Delta T_i$  et  $T_i - T_j$  par une droite valable pour l'ensemble du globe avec de bons résultats. On peut conclure dans ce cas à la validité de l'approximation linéaire. Par contre, en ce qui concerne la relation entre  $\Delta T_{11}$  et  $T_{11} - T_{12}$  les droites obtenues au point K et à l'échelle du globe divergent. La droite calculée précédemment n'est donc pas une bonne approximation de la courbe.

Plusieurs segments de droite donneraient une meilleure approche de la courbe.

Tableau (IV-5)

Effets correcteurs simulés au point K pour les trois canaux infrarouges du AVHRR.

Mois	$\Delta T_1$ 3.55-3.93 $\mu\text{m}$	$\Delta T_2$ 10.5-11.5 $\mu\text{m}$	$\Delta T_3$ 11.5-12.5 $\mu\text{m}$
janvier 1970	2.070	2.161	3.871
février 1970	2.012	1.956	3.557
mars 1970	1.888	1.703	3.119
avril 1970	1.928	1.811	3.278
mai 1970	2.150	2.514	4.265
juin 1970	2.216	2.714	4.599
juillet 1970	2.230	2.831	4.738
août 1970	2.467	3.490	5.765
septembre 1970	2.261	2.721	4.626
octobre 1970	2.267	2.687	4.594
novembre 1970	2.372	2.995	5.090
décembre 1970	2.132	2.190	3.921
janvier 1971	2.147	2.284	4.084
février 1971	1.897	1.777	3.199
mars 1971	1.936	1.793	3.261
avril 1971	2.005	1.980	3.557
mai 1971	1.967	2.021	3.546
juin 1971	2.024	2.180	3.778
juillet 1971	1.984	2.024	3.544
août 1971	2.298	2.952	4.933
septembre 1971	2.168	2.491	4.268
octobre 1971	2.245	2.682	4.572
novembre 1971	2.205	2.369	4.181
décembre 1971	2.085	2.140	3.811



Plusieurs segments de droite donneraient une meilleure approche de la courbe. Par exemple une demi-droite valable pour les atmosphères froides et tempérées, qui est celle déterminée au point K, et une demi-droite pour les atmosphères chaudes, qui serait à déterminer à l'aide d'une simulation des atmosphères tropicales. Les modèles utilisés pour l'étude globale permettent une détermination graphique de cette dernière demi-droite cf. figure (IV-8). Les deux demi-droites se coupent pour  $T_2 - T_3 = 2.5$  K où 2 se réfère au canal 11- $\mu\text{m}$  et 3 au canal 12  $\mu\text{m}$ .

On a pour

$$T_2 - T_3 \leq 2.5 \text{ K} :$$

$$\Delta T_2 = - 1.2848 + 2.0985 (T_2 - T_3)$$

pour  $T_2 - T_3 \geq 2.5 \text{ K} :$

$$\Delta T_2 = - 6.2313 + 4.077 (T_2 - T_3)$$

Avec une telle représentation on obtient pour l'algorithme à l'échelle du globe un écart quadratique résiduel de . 288 K au lieu de 0.512 K avec une seule droite.

Mais on remarque que pour les mesures tropicales le segment qui approche le mieux la courbe a une pente forte et par conséquent un tel algorithme amplifie fortement le bruit dans les régions tropicales. Ainsi pour les atmosphères chaudes la précision finale obtenue grâce à une droite ou deux demi-droites est équivalente. Globalement on a cependant intérêt à utiliser deux demi-droites. Mais les performances obtenues en combinant 11 et 12  $\mu\text{m}$  restent inférieures aux performances obtenues lorsqu'on utilise trois canaux. En conclusion, l'étude locale sur le Proche Atlantique permet un réajustement de la combinaison des canaux 11  $\mu\text{m}$  et 12  $\mu\text{m}$  pour la détermination de la température de surface sur l'ensemble du globe; elle permet également de confirmer la validité des combinaisons déterminées précédemment utilisant 3.7  $\mu\text{m}$  pour canal de base.

Il reste encore à voir si le choix optimum pour une détermination à l'échelle du globe est toujours valable pour une étude restreinte aux latitudes tempérées.

#### IV-3-4 - Optimisation de l'algorithme au point K

Nous avons vu que les écarts quadratiques résiduels après régression sont désormais plus faibles. Les conditions d'optimisation sont donc modifiées.

Comme précédemment nous avons simulé la précision obtenue lors de mesures diurnes par les différentes méthodes que nous connaissons. Les hypothèses de bruit sont les mêmes que lors de l'étude globale. Notons toutefois que l'hypothèse d'un bruit instrumental à  $3.7 \mu\text{m}$  supérieure à  $0.3 \text{ K}$  est peu probable puisqu'à cette latitude la température de surface descend rarement au-dessous de  $280 \text{ K}$ .

#### Mesures nocturnes

On constate sur le tableau (IV-6) que si la différence de bruit entre les canaux  $3,7$  et  $11 \mu\text{m}$  est inférieure à  $0,3 \text{ K}$  alors le premier de ces canaux fournit de meilleurs résultats que le second. Aux latitudes tempérées ceci est toujours vrai et donc de nuit le canal  $3,7 \mu\text{m}$  est plus intéressant que les canaux centrés respectivement à  $11$  et  $12 \mu\text{m}$ . Le tableau (IV-7) permet de montrer que quelque soit la température de la mer, pour un bruit à  $300 \text{ K}$  dans chaque canal supérieur à  $0,1 \text{ K}$  et inférieur à  $0,16 \text{ K}$  (cas 1 et 2) la combinaison des canaux  $3,7-12 \mu\text{m}$  fournit les meilleurs résultats. Par contre, pour un bruit à  $300 \text{ K}$  supérieur à  $0,16 \text{ K}$  (cas 3) une détermination statistique à l'aide du canal  $3.7 \mu\text{m}$  devient plus avantageuse. Pour un bruit inférieur à  $0,1 \text{ K}$ , la combinaison tricanale devient intéressante pour les atmosphères froides. Son intérêt devient manifeste pour un bruit inférieur à  $0,05 \text{ K}$ .

#### Mesures diurnes

Dans le cas de mesures diurnes, lorsque la température de surface est froide et que le bruit est supérieur à  $0,1 \text{ K}$ , une estimation statistique à l'aide du canal  $11 \mu\text{m}$  est la plus précise. En fait si on recherche une température moyenne, il n'est pas interdit d'espérer un bruit inférieur et on peut utiliser alors la combinaison tricanale.

#### IV-3-5 - Conclusion

On retiendra de cette étude que la simulation réalisée au point K permet de confirmer sensiblement les résultats obtenus lors d'une simulation à l'échelle du globe. Elle permet en particulier de valider le choix des modèles d'atmosphères effectué pour représenter les conditions climatiques à



Tableau (IV-6)

Régression linéaire entre l'erreur atmosphérique dans un canal  $\Delta T_i$ , et la différence des températures radiométriques mesurées dans les canaux i et j au point K (70-71).

Combinaison		$a_0$	$a_1$	R	$\delta T$
Canal i	Canal j				
i	j				
3.7 $\mu\text{m}$	10.5-11.5 $\mu\text{m}$	2.0142	.4728	0.9409	0.0539
3.7 $\mu\text{m}$	11.5-12.5 $\mu\text{m}$	1.5431	.2953	0.9757	0.0324
10.5-11.5 $\mu\text{m}$	11.5-12.5 $\mu\text{m}$	-1.2848	2.0985	0.9721	0.1055
3.55-3.93 $\mu\text{m}$		/	/	/	0.1556
10.5-11.5 $\mu\text{m}$		/	/	/	0.4589
11.5-12.5 $\mu\text{m}$		/	/	/	0.6673

3 canaux :  $T_0 = - 1.2263 + 0.9736 T_1 + 0.7443 T_2 - 0.7104 T_3 \pm 0.0117 \text{ K}$



bruit canaux utilisés	Cas 1						Cas 2						Cas 3						
	1	2	12	13	23	123	1	2	12	13	23	123	1	2	12	13	23	123	
$\delta TES=0$	0.26	0.56	0.25	0.19	0.62	.25	0.46	0.61	0.57	0.45	0.88	0.51	0.66	0.66	0.83	0.71	1.14	1.14	1.21
$\delta TES=0.3K$	0.56	0.56	0.69	0.58	0.62	.53	0.76	0.61	1.01	0.85	0.88	.80	0.96	0.66	1.33	1.13	1.14	1.14	1.21
$\delta TES=0.5K$	0.76	0.56	0.98	0.84	0.62	.73	0.96	0.61	1.30	1.11	0.88	1.00	1.16	0.66	1.47	1.39	1.14	1.14	1.41
$\delta TES=0.8K$	1.06	0.56	1.43	1.23	0.62	1.02	1.16	0.61	1.74	1.50	0.88	1.29	1.46	0.66	2.06	1.77	1.14	1.14	1.71

Tableau (IV-7)

Comparaison de l'erreur sur la mesure de la température de surface au point K par combinaison des canaux 1- 2- 3 pour diverses figures de bruit.

- canal 1 → 3.55-3.93  $\mu m$
- canal 2 → 10.5-11.5  $\mu m$
- canal 3 → 11.5-12.5  $\mu m$



l'échelle du globe. Elle justifie par ailleurs l'approximation linéaire. Il ressort donc que pour une étude globale, lorsqu'on recherche la température moyenne d'une zone, la combinaison tricanale fournit la meilleure précision, de nuit, cette précision est alors meilleure que 0,4 K. De jour, on a le choix entre utiliser la combinaison 11-12  $\mu\text{m}$ , ou 11  $\mu\text{m}$  seul. Un calcul à l'aide des valeurs de la correction trouvées lors des visées nocturnes est sans doute plus avantageux.

Pour une étude locale sur le proche Atlantique les performances offertes par la combinaison 3,7-12  $\mu\text{m}$ . Pour un bruit de 0,05 K on a alors une précision meilleure que 0,15 K. Lors de visées diurnes, on utilisera certainement la combinaison des canaux 11 et 12  $\mu\text{m}$  qui permet d'obtenir la température de surface avec une précision de l'ordre de 0,6 K.

Mais n'oublions pas que dans un premier temps le AVHRR ne présentera que 2 canaux infrarouges : les canaux 3,7 et 10,5-11,5  $\mu\text{m}$ . La combinaison de ces deux canaux n'est sans doute pas la meilleure pour la détermination de la température de surface de la mer et des effets correcteurs. Pour les conditions de bruits fixées ci-dessus on obtient de jour : lors d'une détermination globale :

$$\epsilon \approx 1.22 \text{ K}$$

et de nuit

$$\epsilon \approx 0.47 \text{ K}$$

De jour la précision obtenue est très voisine de celle obtenue par détermination statistique de la température de surface avec le canal 3.7  $\mu\text{m}$ ; de nuit l'avantage de cette combinaison est quand même manifeste (tableau IV-3). On pourra considérer la mise en oeuvre du traitement à l'aide des canaux 3.7  $\mu\text{m}$  et 10.5-11.5  $\mu\text{m}$  comme une mise au point du traitement final : - lorsque nous disposerons des mesures à 11.5-12.5  $\mu\text{m}$  il suffira de changer la valeur des coefficients de régression pour rendre opérationnelle la mesure de température de surface de l'eau.

#### IV-4 - Influence de l'angle d'incidence sur l'algorithme

L'étude développée dans le paragraphe précédent montre que, des mesures des températures radiométriques à 3.7  $\mu\text{m}$  et 11  $\mu\text{m}$ , on peut tirer la valeur de la température de surface par une relation simple et avec une précision meilleure que 0.5 K pour une mesure nocturne. Mais cet algorithme a

été établi pour des incidences verticales. Il convient de chercher la variation des coefficients avec l'angle d'incidence.

La transmission d'une couche d'épaisseur  $Z - z$ , est liée à l'incidence  $\theta$  sous laquelle elle est visée par l'expression :

$$t_{\Delta v}(z, Z; ) = \exp \left\{ - \frac{1}{\cos \theta} \int_z^Z \rho(z) dz \right\} \quad (\text{IV-1})$$

La correction atmosphérique est donc liée à la fonction  $\sec \theta = \frac{1}{\cos \theta}$ . Pour les modèles généraux d'atmosphères définis précédemment et pour les canaux  $3.7 \mu\text{m}$ ,  $10.5-11.5 \mu\text{m}$  du AVHRR, nous avons représenté les corrections atmosphériques en fonction de  $\sec \theta$  (fig. IV-12). Nous constatons que  $\Delta T$  est lié linéairement à  $\sec \theta$  et on a par conséquent :

$$\Delta T_{\theta} = \alpha q + \Delta T_0$$

où  $q = \sec \theta - 1$  et où  $\Delta T_0$  désigne la correction sous incidence nulle. La pente  $\alpha$  est fonction de l'intervalle spectral et du type d'atmosphère considéré. TOURNIER (1977) a montré que cette pente était liée à la température de surface et à l'humidité atmosphérique. C'est pourquoi il est cohérent de chercher une relation entre  $\alpha$  et  $\Delta T_0$ . On constate sur la figure (IV-13) qu'une relation linéaire :

$$\alpha = \beta \Delta T_0 + \gamma$$

fournit la pente des droites avec une bonne précision.

Ainsi on a

$$\text{à } 3.7 \mu\text{m} \quad \alpha = (0.5205 \Delta T_0) - 0.0754 \pm 0.0292 \text{ K} \quad (\text{IV-2})$$

$$\text{à } 10.5-11.5 \mu\text{m} \quad \alpha = (0.6716 \Delta T_0) - 0.0740 \pm 0.1345 \text{ K} \quad (\text{IV-3})$$

Nous avons donc à la fréquence  $\nu$

$$\Delta T_{\nu}(\theta) = (\beta(\nu)q + 1) \Delta T_{\nu}(0) + \gamma(\nu)q \quad (\text{IV-4})$$

et par conséquent

$$\Delta T_{\nu}(0) = \frac{\Delta T_{\nu}(\theta) - \gamma(\nu)q}{\beta(\nu)q + 1} \quad (\text{IV-5})$$

Reprenons l'algorithme élaboré précédemment on a :

$$\Delta T_1(\theta) = b_0 + b_1(\Delta T_2(\theta) - \Delta T_1(\theta))$$

d'où

$$\frac{\Delta T_1(\theta) - \gamma_1 q}{\beta_1 q + 1} = b_0 + b_1 \left( \frac{\Delta T_2(\theta) - \gamma_2 q}{\beta_2 q + 1} - \frac{\Delta T_1(\theta) - \gamma_1 q}{\beta_1 q + 1} \right) \quad (IV-6)$$

et

$$T_0 \left[ \frac{(1+b_1)}{\beta_1 q + 1} - \frac{b_1}{\beta_2 q + 1} \right] = b_0 + \frac{(1+b_1) T_1 \theta}{\beta_1 q + 1} - \frac{b_1 T_2 \theta}{\beta_2 q + 1} + \frac{b_1 \gamma_1 q}{\beta_1 q + 1} - \frac{b_1 \gamma_2 q}{\beta_2 q + 1} \quad (IV-7)$$

$$T_0 \frac{1 + \beta_2 p(1+b_1) - b_1 \beta_1 p}{(1+\beta_1 q)(1+\beta_2 q)} = \left\{ b_0 + \frac{(1+b_1) \gamma_1 q}{\beta_1 q + 1} - \frac{b_1 \gamma_2 q}{\beta_2 q + 1} \right\} + \frac{(1+b_1) T_1 \theta}{\beta_1 q + 1} - \frac{b_1 T_2 \theta}{\beta_2 q + 1} \quad (IV-8)$$

Finalement, il vient :

$$T_0 = A_0(q) + (1+A_1(q)) T_1(q) - A_1(q) T_2(q) \quad (IV-9)$$

avec

$$A_0(q) = b_0 + \frac{(1+b_1) \gamma_1 q}{\beta_1 q + 1} - \frac{b_1 \gamma_2 q}{\beta_2 q + 1} \quad (IV-10)$$

et

$$A_1(q) = \frac{b_1(1+\beta_1 q)}{1 + \gamma_2 q(1+b_1) - b_1 \beta_1 q} \quad (IV-11)$$

Si  $b_1 = .4807$  et  $b_0 = 2.0154$ , avec les résultats obtenus pour  $\beta_1, \beta_2, \gamma_1, \gamma_2$  on tire :

$$A_0(q) = 2.0154 + \frac{-0.1116 q}{1+0.5205 q} + \frac{0.0356 q}{1+0.6716 q} \quad (IV-12)$$

$$A_1(q) = \frac{.4807(1+.5205 q)}{1 + .7442 q} \quad (IV-13)$$

Quelle devient alors la précision sur la mesure ?

Reprenons les cinq modèles d'atmosphère à partir desquels nous avons calculé  $b_0$  et  $b_1$  on peut calculer la précision de la relation en fonction de l'incidence, la précision pour les différents types d'atmosphère à une incidence donnée enfin la précision globale de cette relation linéaire.

Pour un modèle donné, on connaît la température de surface et le profil de température et des densités des gaz atmosphériques. On peut calculer la correction obtenue sous une incidence  $\theta$  et en déduire la température radiométrique sous l'incidence  $\theta$ . La connaissance des températures radiométriques à  $3.7 \mu\text{m}$  et  $11 \mu\text{m}$  permet de déduire la température de surface grâce aux équations (IV-9) (IV-10) et (IV-11). Le tableau qui suit présente les écarts entre la température réelle donnée par le modèle et la température calculée pour différentes incidences et divers modèles atmosphériques. En dernière colonne figure la variance de ces écarts pour une incidence donnée. En dernière ligne la variance des écarts pour une atmosphère donnée  $\sigma_a$ . L'intersection de cette colonne et de cette ligne donne l'écart quadratique sur l'ensemble des cas traités. Ces variances permettent de juger de la validité de l'algorithme défini par l'équation (IV-9).

Tableau des écarts entre la température réelle et la température calculée par la combinaison des canaux  $3.7$  et  $11 \mu\text{m}$ .

$\theta$ \ Atm	Tropical	Midlatitude Summer	Midlatitude Winter	Subarctic Summer	US Standard	$\sigma_\theta$
$0^\circ$	.2010	.0728	.491	.0754	.0500	.243
$10^\circ$	.7638	.0723	.4940	.0757	.0407	.410
$20^\circ$	.3099	.0738	.5455	.0757	.0455	.285
$30^\circ$	.5507	.0772	.5184	.0803	.0519	.3420
$45^\circ$	.2585	.1101	.5791	.1038	.0496	.292
$\sigma_{atm}$	.467	.083	.527	.083	.048	.326

On constate que les meilleures régressions sont obtenues pour les atmosphères moyennes MS, SS et US St. Ceci est dû à la non linéarité de la fonction  $\Delta T_{3.7} = f(\Delta T_{11})$  expliquée par les différents mécanismes qui régissent l'absorption à ces fréquences là. Par contre pour les divers incidences l'écart quadratique reste sensiblement identique.

Finalement la relation linéaire est d'une bonne précision puisque l'écart quadratique résiduel calculé à partir des 25 valeurs est de  $0.33 \text{ K}$ .

Lors d'une mesure de la température de surface, l'incertitude sur la mesure vaut alors au plus :

$$\delta(T_0) = (1+A_1(\theta)) NE\delta T_1 + A_1(\theta) NE\delta T_2 + \sigma$$

La valeur maximale de  $A_1$  est obtenue pour  $\theta = 0^\circ$ .  
On a donc de jour :

$$\delta(T_0) \leq 1.4807 \text{ NE}\delta T_1 + .4807 \text{ NE}\delta T_2 + .33$$

Pour

$$\text{NE}\delta T_1 = 0.1 \text{ K} \quad \delta \text{TES} = 0.5 \text{ K}$$

$$\text{NE}\delta T_2 = 0.1 \text{ K}$$

$$\delta(T_0) \leq 1.27 \text{ K}$$

De nuit

$$\delta \text{TES} = 0$$

et alors

$$\delta T_0 \leq .53 \text{ K}$$

Finalement la variation de l'angle de visée n'a guère d'influence sur la précision de la mesure de la température de surface à l'aide de la combinaison 3.7-11  $\mu\text{m}$  ; on montrerait de même qu'elle ne modifie pas le choix de l'algorithme optimal discuté précédemment. Toutefois il est nécessaire de prendre en considération les variations des coefficients déterminés ci-dessus.

#### IV-5 - Reconnaissance de la mer et des nuages

Nous avons vu comment corriger les mesures effectuées par ciel clair pour une détermination précise de la température de surface de la mer. Il convient maintenant d'examiner le problème d'un ciel partiellement couvert : la discrémiation de la mer et des nuages.

La méthode des histogrammes (cf. III-5) conçue et appliquée au C.E.M.S. de Lannion pour le traitement des images VHRR des satellites NOAA permet une assez bonne discrémiation. Toutefois les résultats d'exploitation d'images VHRR montrent des insuffisances :

- Il est difficile de reconnaître certains types de nuages comme les cirrus à l'aide d'un couple de canaux visible et infrarouge.
- De nuit, cette méthode est caduque puisqu'il n'y a pas de rayonnement réfléchi aux fréquences du domaine visible

Les mesures sur les canaux visible et 10,5-11,5  $\mu\text{m}$  (idem pour 11,5-12,5  $\mu\text{m}$ ) du AVHRR apporteront des informations analogues à celles fournies par le VHRR. Mais la présence d'un canal 3,7  $\mu\text{m}$  permet d'espérer de combler en partie les quelques insuffisances du couplage visible-infrarouge du VHRR.

L'étude qui suit tente de définir son apport réel pour la discrimination des nuages, de nuit. Dans un premier temps, nous simulerons donc l'effet de différents types de nuages pour la mesure de la température de surface de la mer lors de visées nocturnes.

#### IV-5-1 - Simulation des nuages

La luminance mesurée au-dessus de nuages peut être mise en équation de manière approchée. On supposera en première approximation qu'aux fréquences considérées, l'atmosphère au-dessus des nuages est quasiment transparente : on peut donc négliger l'influence de l'émission des gaz atmosphériques. Soient  $r_n(\nu)$ ,  $\epsilon_n(\nu)$ ,  $t_n(\nu)$  respectivement la réflectivité, l'émissivité et la transmittivité sous l'incidence  $\theta$  des nuages, couvrant un pourcentage  $N$  de l'élément d'image. On a dans la direction de visée :

$$I_\nu = N \epsilon_n(\nu) B_\nu(T_n) + (N t_n(\nu) + 1-N) B_\nu(T_s) \quad (\text{IV-14})$$

avec

$$\epsilon_n(\nu) + t_n(\nu) + r_n(\nu) = 1$$

où  $T_n$  et  $T_s$  désignent respectivement la température moyenne du nuage et la température de la mer. Pour la simulation de l'effet des nuages, on a utilisé des modèles typiques de nuages dont les caractéristiques ont été calculées par HUNT (1973) et sont présentées dans les tableaux (IV-8, IV-9, IV-10, IV-11). Il s'agit de deux types de nuages cumuliformes et de deux modèles de cirrus. Les caractéristiques sont données pour une incidence verticale. Nous simulerons par la suite l'effet des nuages dans cette direction. On donne dans ces tableaux les valeurs des coefficients d'extinction  $\beta_{\text{ext}}$  pour les différents types de nuages aux fréquences considérées. Ce coefficient permet de déduire l'épaisseur géométrique du nuage. On a

$$H = \beta_{\text{ext}}^{-1} \tau \quad (\text{km})$$

où  $\tau$  désigne l'épaisseur optique du nuage.

Fréquence	3.8 $\mu\text{m}$			11 $\mu\text{m}$		
Coefficient d'extinction $\beta_{\text{ext}}$ :	95.522 $\text{km}^{-1}$			83.284 $\text{km}^{-1}$		
Caractéristiques	$\epsilon_v$ %	$t_v$ %	$r_v$ %	$\epsilon_v$ %	$t_v$ %	$r_v$ %
0.1	1.224	98.39	0.386	4.906	95.07	0.0240
0.5	6.250	91.92	1.83	22.38	77.53	0.0900
1	12.66	83.92	3.42	39.99	59.89	0.12
5	55.92	34.88	9.20	92.94	6.899	0.161
10	80.04	9.34	10.12	99.45	0.3962	0.1538
50	89.80	0	10.20	99.84	0	0.160
100	89.80	0	10.20	99.84	0	0.160

Epaisseur optique

Tableaux (IV-8) à (IV-11) - Emissivité, transmittivité et réflectivité de différents types de nuages, calculés à 3.8  $\mu\text{m}$  et 11  $\mu\text{m}$  par HUNT (1973).



Cumulus 2 - Tableau (IV-9)

Fréquence		3.8 $\mu\text{m}$			11 $\mu\text{m}$		
Coefficient d'extinction $B_{\text{ext}}$ :		19.800 $\text{km}^{-1}$			8.262 $\text{km}^{-1}$		
Caractéristiques		$\epsilon_v$ %	$t_v$ %	$r_v$ %	$\epsilon_v$ %	$t_v$ %	$r_v$ %
Epaisseur optique	0.1	0.5377	98.82	0.6423	6.199	93.74	0.061
	0.2	1.095	97.62	1.285	12.06	87.84	0.100
	0.3	1.670	96.40	1.93	17.60	82.26	0.140
	0.5	2.868	93.91	3.222	27.75	72.06	0.190
	0.7	4.123	90.39	5.487	36.75	63.03	0.220
	0.9	5.430	88.85	5.72	44.70	55.05	0.250
	1.0	6.100	87.57	6.33	48.32	51.43	0.250
	1.5	9.588	81.23	9.182	63.30	36.41	0.290
	2	13.23	75.03	11.74	74.09	25.61	0.300
	5	34.63	44.20	21.17	96.87	2.825	0.305
	7	45.93	30.30	23.77	99.08	0.6145	0.3055
	10	57.67	16.98	25.35	99.63	0.06	0.310
	20	71.54	2.417	26.043	99.69	0	0.310
	50	73.94	0	26.05	99.69	0	0.310
100	73.94	0	26.05	99.69	0	0.310	



Modèle de Cirrus n° 1 - Tableau (IV-10)

Fréquence		3.8 $\mu\text{m}$			11 $\mu\text{m}$		
Coefficient d'extinction $\beta_{\text{ext}}$ :		694.86 $\text{km}^{-1}$			669.961 $\text{km}^{-1}$		
Caractéristiques		$\epsilon_v$ %	$t_v$ %	$r_v$ %	$\epsilon_v$ %	$t_v$ %	$r_v$ %
Epaisseur optique	0.1	4.197	95.74	0.07	4.92	95.03	0.05
	0.5	19.44	80.28	0.28	22.41	77.43	0.16
	1	35.37	64.21	0.42	39.94	59.85	0.21
	5	89.42	9.980	0.60	92.41	7.32	0.27
	10	98.51	0.88	0.61	99.23	0.50	0.27
	50	99.39	0	0.61	99.73	0	0.27
	100	99.39	0	0.61	99.73	0	0.27



Fréquence	3.8 μm				11 μm				
	164,748 km <sup>-1</sup>				184,237 km <sup>-1</sup>				
Coefficient d'extinction ext :									
Caractéristiques	ε <sub>v</sub> %	t <sub>v</sub> %	r <sub>v</sub> %	ε <sub>v</sub> %	t <sub>v</sub> %	r <sub>v</sub> %	ε <sub>v</sub> %	t <sub>v</sub> %	r <sub>v</sub> %
0.1	2.89	96.94	0.17	4.66	95.28	0.06			
0.2	5.74	93.94	0.32	9.14	90.75	0.11			
0.3	8.540	91.00	0.45	13.42	86.43	0.15			
0.4	11.28	88.13	0.59	17.53	82.29	0.18			
0.5	13.96	85.33	0.71	21.45	78.34	0.21			
0.7	19.15	79.93	0.92	28.79	70.96	0.25			
0.9	24.10	74.81	1.09	35.48	64.23	0.29			
1.0	26.48	72.35	1.17	38.60	61.10	0.30			
1.5	37.48	61.03	1.49	52.18	47.48	0.34			
2.0	47.03	51.27	1.70	62.85	36.79	0.36			
3.0	62.25	35.81	1.94	77.71	21.91	0.38			
4.0	73.21	24.74	2.05	86.67	12.94	0.39			
5.0	80.96	16.94	2.10	92.03	7.58	0.39			
7.0	90.08	7.10	2.12	97.05	2.56	0.39			
9.0	94.35	3.52	2.13	98.76	0.85	0.39			
10	95.52	2.35	2.13	99.12	0.49	0.39			
20	97.83	0.04	2.13	99.61	0	0.39			
50	97.87	0	2.13	99.61	0	0.39			
100	97.87	0	2.13	99.61	0	0.39			

Optique

Épaisseur



Pour un nuage d'épaisseur  $H$  donnée on peut alors comparer la réflectivité et l'émissivité à  $3,8 \mu\text{m}$  et  $11 \mu\text{m}$ . La comparaison permet alors de montrer qu'à  $3,8 \mu\text{m}$ , la réflectivité est bien plus forte qu'à  $11 \mu\text{m}$ . Pour un nuage opaque ( $H > 1 \text{ km}$ ) du type cumulus n° 1, la réflectivité est d'environ 10 % à  $3,8 \mu\text{m}$  et 0,2 % à  $11 \mu\text{m}$ . Pour le deuxième modèle de cumulus elle est de 26 % à  $3,8 \mu\text{m}$  et 0,3 % à  $11 \mu\text{m}$ . A  $11 \mu\text{m}$ , la réflectivité des cirrus est quasiment identique à celle des cumulus. Par contre à  $3,8 \mu\text{m}$  la réflectivité des cirrus ne dépasse pas 2 %. Elle reste cependant plus élevée qu'à  $11 \mu\text{m}$ .

#### IV-5-2 - Discrémiation des nuages en couches lors des mesures nocturnes

De jour, leur réflectivité intense permet de les distinguer ; mais lors de visées nocturnes, ces nuages bas dont la température est voisine de celle de la mer semblent les plus difficiles à discerner. Nous les étudierons séparément ; puis nous étudierons les bandes nuageuses plus froides. Les cirrus constituent un cas particulier ; en général ceux-ci ne couvrent qu'une partie de l'image visée. Leur reconnaissance de nuit fera également l'objet d'une étude particulière. Dans ce paragraphe on a finalement distingué deux cas de couches nuageuses :

- les couches nuageuses de température voisine de celle de la mer ;
- les nuages plus froids.

Dans cette simulation on a considéré la mer à une température de 290 K.

##### a) - Nuages à une température voisine de la mer

Ces nuages sont d'une étendue de l'ordre du kilomètre on considère donc à juste titre que la portion d'image couverte par un tel nuage est de 100 %.

L'équation s'écrit alors :

$$I_v \approx \epsilon_n(\nu) B_\nu(T_n) + t_n(\nu) B_\nu(T_n) \approx (1-r_n(\nu)) B_\nu(T_n) \quad (\text{IV-15})$$

On présente dans les tableaux (IV-12) et (IV-13) la luminance mesurée à  $11 \mu\text{m}$  et  $3,8 \mu\text{m}$  au-dessus de la mer et au-dessus de nuages de différentes épaisseurs. De façon à traduire ces résultats de manière plus concrète on a

Cumulus 1

Surface visée	mer	nuage d'épaisseur géométrique					
		1 m	6 m	12 m	60 m	120 m	1200 m
11 $\mu\text{m}$	8.222 290	8.220 289.99	8.214 289.95	8.212 289.93	8.209 289.90	8.209 289.90	8.209 289.90
3.8 $\mu\text{m}$	.321 290	.320 289.90	.316 289.60	.310 289.22	.292 287.89	.289 287.64	.298 287.56

Cumulus 2

Surface visée	mer	nuage d'épaisseur géométrique							
		12 m	60 m	120 m	240 m	600 m	1200 m	2400 m	6000 m
11 $\mu\text{m}$	8.222 290	8.217 289.96	8.206 289.88	8.202 289.85	8.197 289.81	8.197 289.81	8.196 289.80	8.196 289.80	8.196 289.80
3.8 $\mu\text{m}$	.321 290	.317 289.67	.292 287.89	.283 287.23	.253 284.81	.240 283.70	.237 283.41	.237 283.41	.237 283.41

Tableaux (IV-12) et (IV-13) - Luminance en ( $\text{Wm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ ) et températures radiatives mesurées au-dessus de la mer et au-dessus de nuages de diverses épaisseurs à la même température que la mer.



converti les luminances en températures radiatives. On constate que quelque soit l'épaisseur géométrique du nuage la luminance mesurée à 11  $\mu\text{m}$  reste très voisine de la luminance émise par la mer. Ceci tient aux faibles valeurs de la réflectivité des nuages à 11  $\mu\text{m}$ . Par contre les valeurs de la réflectivité sont plus importantes à 3,8  $\mu\text{m}$  ainsi que nous l'avions constaté sur les tableaux (IV-8) et (IV-9) et la luminance mesurée au-dessus d'un nuage diffère sensiblement de la luminance mesurée au-dessus de la mer. Ce contraste devient sensible pour une épaisseur nuageuse supérieure à 60 m. On a alors une variation de 10 % entre la luminance émise par la mer et la luminance mesurée au-dessus du nuage. L'écart entre les températures radiatives vaut alors 1.1 K.

La présence de nuage se traduit donc théoriquement par la diminution de la température radiative à 3,8  $\mu\text{m}$  et la stabilité de la température mesurée à 11  $\mu\text{m}$ .

En réalité il convient de prendre en compte les termes de correction atmosphérique au-dessus de la mer.

Nous avons vu au cours des chapitres précédents que l'effet de la correction atmosphérique est une diminution de la température radiative ; cette diminution est de l'ordre de 2 K à 3,8  $\mu\text{m}$  et 3 K à 11  $\mu\text{m}$ . En réalité la température radiative mesurée au-dessus de la mer est de 287 K à 11  $\mu\text{m}$  et 288 K à 3,8  $\mu\text{m}$ . Finalement à 11  $\mu\text{m}$  la température radiative mesurée au-dessus d'un nuage à une température voisine de celle de la mer est supérieure à celle mesurée au-dessus de la mer. A 3,8  $\mu\text{m}$  et pour une épaisseur suffisante (supérieure à 60 m) la température mesurée au-dessus d'un tel nuage est inférieure à celle mesurée au-dessus de la mer.

Du fait de ces résultats, il apparaît simple de discriminer les nuages bas de température voisine de celle de la mer.

b) - Couches nuageuses plus froides

On considère également ici que la couverture nuageuse est égale à 1. L'équation qui donne la luminance au-dessus de ces nuages devient :

$$I_v = \epsilon_v B_v(T_n) + t_v B_v(T_S)$$

Les tableaux (IV-14) à (IV-17) donnent les résultats calculés pour différentes épaisseurs de nuages à des températures de 280 K et 270 K.

La comparaison des résultats obtenus à 11  $\mu\text{m}$  et 3,8  $\mu\text{m}$  pour les deux types de nuages et aux deux températures 280 K et 270 K permet de constater que pour les nuages les plus fins, la température radiative à 11  $\mu\text{m}$  est plus faible qu'à 3,8  $\mu\text{m}$ . La transmittivité du nuage étant plus forte à 3,8  $\mu\text{m}$  qu'à 11  $\mu\text{m}$ , la température mesurée à 3,8  $\mu\text{m}$  est plus proche de la température de surface. Par contre lorsque l'épaisseur augmente l'émissivité du nuage devient prépondérante. La différence entre l'émissivité à 3,8  $\mu\text{m}$  et à 11  $\mu\text{m}$  est telle que la température radiative à 11  $\mu\text{m}$  devient supérieure à celle calculée à 3,8  $\mu\text{m}$ . On remarque en outre que, lorsque l'épaisseur du nuage est supérieure à 60 m pour le modèle 1 et 240 m pour le modèle 2, la température radiative à 11  $\mu\text{m}$  est voisine de la température du nuage. Dans le cas où la température du nuage est de 270 K, on reconnaîtra donc facilement un tel nuage à l'aide de la seule mesure à 11  $\mu\text{m}$ . Par contre, pour des épaisseurs comparables, dans le cas d'un nuage à 280 K, il est difficile de savoir si la mesure peut être associée à un nuage ou à un refroidissement local de la température de surface. Mais, le plus souvent, lorsqu'il s'agit d'un refroidissement local, la température radiative à 3,8  $\mu\text{m}$  est supérieure à la température radiative à 11  $\mu\text{m}$ . Or dans le cas où ces nuages sont épais c'est le contraire. On pourra donc reconnaître les nuages épais grâce à la comparaison des températures radiatives à 11  $\mu\text{m}$  et 3,8  $\mu\text{m}$ . Dans le cas des nuages de faible épaisseur, il apparaît impossible de conclure sauf dans le cas où la température du nuage est très proche de la température de la mer, cas que nous avons étudié précédemment.

Surface visée	mer	nuage à 280 K d'épaisseur				
		1 m	6 m	12 m	60 m	120 m
11 $\mu\text{m}$	8.222 290	8.162 289.54	7.941 287.81	7.721 286.06	7.064 280.65	6.983 279.97
3.8 $\mu\text{m}$	.321 290	.319 289.83	.308 289.07	.295 288.13	.224 282.24	.193 279.13

(IV-14)

(Cumulus n° 2

Surface visée	mer	nuage à 280 K d'épaisseur					
		12 m	60 m	120 m	240 m	600 m	1200 m
11 $\mu\text{m}$	8.222 .290	8.143 289.39	7.866 287.22	7.607 285.14	7.285 282.50	7.004 280.14	6.968 279.84
3.8 $\mu\text{m}$	.321 290	.316 289.61	.280 286.99	.267 284.97	.212 281.00	.158 275.02	.149 273.91

(IV-15)

Tableaux IV-14 à IV-17 : Luminances et températures radiatives mesurées au-dessus de la mer à 290 K et au-dessus de nuages de diverses épaisseurs à une température de 280 K et 270 K.



Cumulus n° 1

Surface visée	mer	nuage à 270 K d'épaisseur					
		1 m	6 m	12 m	60 m	120 m	1200 m
11 $\mu\text{m}$	8.222 290	8.108 289.12	7.691 285.82	7.273 282.40	6.023 271.45	5.870 270.02	5.861 269.93
3.8 $\mu\text{m}$	.321 290	.318 289.76	.303 288.69	.285 287.32	.180 277.72	.130 271.19	.110 267.91

(IV-16)

Cumulus n° 2

Surface visée	mer	nuage à 270 K d'épaisseur						
		12 m	60 m	120 m	240 m	600 m	1200 m	2400 m
11 $\mu\text{m}$	8.222 290	8.073 288.85	7.556 284.72	7.067 280.68	6.456 275.38	5.919 270.48	5.853 269.85	5.852 269.85
3.8 $\mu\text{m}$	.321 290	.315 289.53	.273 286.40	.257 285.09	.185 278.20	.102 266.57	.090 264.28	.090 264.28

(IV-17)



IV-5-3 - Détection des cirrus lors de visées nocturnes

a) - Le problème de la reconnaissance des cirrus

La simulation de l'effet des cirrus à  $11 \mu\text{m}$  permet d'éclairer les difficultés rencontrées pour la discrimination des cirrus et de la mer lors du traitement des images VHRR.

Pour cette simulation, on a considéré le modèle de cirrus n° 2 évoqué précédemment et la température moyenne de celui-ci a été prise égale à 220 K. Les cirrus sont des nuages très fins, "filandreux". Ils laissent donc passer une partie importante du rayonnement provenant de surfaces situées à une altitude inférieure. Aussi, lorsqu'un cirrus se trouve dans le champ de visée, on peut considérer qu'il ne couvre qu'une partie N de l'image. On a donc calculé ici la luminance énergétique parvenant au détecteur dans le cas de nébulosités partielles égales à 0, 0.25, 0.50, 0.75, et 1 et pour différentes épaisseurs du nuage. Le tableau (IV-18) présente les valeurs obtenues et les températures radiatives associées à ces résultats. Le cas N = 0 désigne bien sûr le cas où il n'y a pas de cirrus et où on vise directement la mer. Notons qu'en réalité, compte tenu de la correction atmosphérique, la température radiative est alors de 287 K. On constate que grâce à leur faible température

il est tout à fait possible de discriminer les cirrus de la mer lorsque leur épaisseur est supérieure à 20 m et la nébulosité supérieure à 50 %. De même pour une nébulosité supérieure à 75 % et des nuages d'épaisseur supérieure à 5 m. En effet, dans ces cas la température inférieure à 273 K ne peut être associée à la mer et ne peut provenir que de nuages. Le discernement est donc possible. Dans les autres cas la luminance mesurée est voisine de la luminance mesurée lorsqu'on vise la mer. Une telle mesure peut donc être associée soit à la présence de cirrus soit à un refroidissement local de la surface de la mer. Dans ce cas, même de jour, on ne peut connaître la cause du refroidissement, car les cirrus sont transparents au rayonnement visible. Le canal visible est inutile et le seul canal centré à  $11 \mu\text{m}$  n'est pas suffisant pour un bon discernement de la mer et des nuages.

Epaisseur géométrique du nuage en mètres	Nébulosité (%)																			
	0				25				50				75				100			
	11 μm		3.8 μm		11 μm		3.8 μm		11 μm		3.8 μm		11 μm		3.8 μm		11 μm		3.8 μm	
1	8.222	290	.321	290	8.06	288.74	.316	289.62	7.900	287.47	.311	289.30	7.736	286.18	.307	288.96	7.575	284.88	.302	288.62
3					7.847	287.06	.310	289.26	7.471	284.04	.298	288.32	7.096	280.92	.286	287.45	6.720	277.71	.275	286.55
5					7.559	284.75	.299	288.40	6.896	279.23	.277	286.76	6.233	273.38	.255	284.99	5.570	267.15	.234	283.08
20					6.821	278.58	.262	285.49	5.419	265.67	.202	280.04	4.018	250.53	.143	273.00	2.617	231.60	.083	262.77
50					6.657	277.15	.244	283.99	5.091	262.36	.167	276.11	3.526	244.45	.089	264.13	1.960	220.36	.012	232.03
200					6.650	277.09	.242	283.83	5.078	262.23	.163	275.66	3.506	244.19	.084	262.95	1.933	219.85	.005	219.61

Tableau (IV-18) - Luminance ( $\text{Wm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ ) et température radiative ( $^{\circ}\text{K}$ ) mesurée à 3.8 μm et 11 μm au-dessus de cirrus de différentes épaisseurs couvrant une proportion N de la cible. (modèle de cirrus n° 1)



b) - Apport du canal centré à 3,7  $\mu\text{m}$

Dans les mêmes conditions que précédemment, on a simulé l'effet des cirrus à 3,8  $\mu\text{m}$  lors de mesures nocturnes de la température de surface. La température radiative de l'eau est alors de 288 K. Les résultats figurent également sur le tableau (IV-18).

On constate aisément que le seul canal centré à 3,7  $\mu\text{m}$  ne pourra permettre qu'une reconnaissance des cirrus très épais. La comparaison des températures radiatives calculées à 3,8  $\mu\text{m}$  et 11  $\mu\text{m}$  permet de constater que pour une nébulosité donnée et une épaisseur donnée, on obtient une température radiative plus froide à 11  $\mu\text{m}$  qu'à 3,8  $\mu\text{m}$ . Cette différence est due, d'une part au fait que l'émissivité d'un cirrus est plus faible à 11  $\mu\text{m}$  qu'à 3,8  $\mu\text{m}$ , d'autre part à la croissance relative ( $f'/f$ ) plus rapide de la fonction de PLANCK à 3,8  $\mu\text{m}$  qu'à 11  $\mu\text{m}$ .

On constate donc que dans les cas où on ne peut reconnaître les cirrus avec une seule mesure à 11  $\mu\text{m}$ , le canal centré à 3,7  $\mu\text{m}$  fournit des mesures très voisines de celles obtenues au-dessus de la mer ( $\pm 2$  K). Ce résultat peut permettre de résoudre partiellement le problème posé précédemment. En effet, supposons que sur une image à 11  $\mu\text{m}$  on mette en évidence un contraste de 5 K entre plusieurs points. Si cette différence est due à des variations locales de la température de surface, on observera des mesures à 3,8  $\mu\text{m}$  écartées d'une valeur supérieure à 5 K du fait de l'influence du facteur de contraste évoquée au chapitre I. Si cette différence est due à une contamination de l'image par des cirrus on enregistrera au contraire une différence entre les deux mesures à 3,8  $\mu\text{m}$  inférieure à 2 K. On voit là s'esquisser les grandes lignes d'une méthode de reconnaissance des cirrus qu'il conviendra d'affiner. En effet, il est nécessaire maintenant de généraliser à l'aide d'autres modèles de cirrus, d'autres cas de température de la mer et de températures de nuages, afin de fixer les limites d'une telle méthode de discrémiation. Ceci sera donc l'objet d'une étude ultérieure.

IV-5-4 - Conclusion

La discrémiation mer-nuage de nuit est donc possible dans la majeure partie des cas. Ainsi on pourra discrémier les bandes nuageuses froides, grâce à leur température, et les bandes nuageuses dont la tempéra-

ture est très voisine de celle de la mer en utilisant le fait qu'au-dessus de ces nuages la température mesurée à  $11 \mu\text{m}$  est supérieure à celle à  $3,8 \mu\text{m}$ . Par contre on ne pourra distinguer clairement les nuages de température moyenne (5 à 25 K en-dessous de la température de la mer) qui sont fins. La discrimination des cirrus lors de visée nocturne apparaît réaliste. La comparaison des mesures à  $3,7 \mu\text{m}$  et à  $11 \mu\text{m}$  fait apparaître une grande différence de température qui peut être mise à profit pour distinguer la présence de cirrus d'un refroidissement local de la surface visée. Apparemment donc, la présence du canal centré à  $3.7 \mu\text{m}$  permettrait une reconnaissance des nuages lors de visées nocturnes. Cependant une meilleure simulation s'impose pour juger de la validité de la discrimination notamment dans le cas des cirrus et des nuages fins de température légèrement plus froide que celle de la mer.

FIGURE IV-1 - Fonction filtre pour le canal 10,5-11,5  $\mu\text{m}$  du AVHRR de TIROS-N.

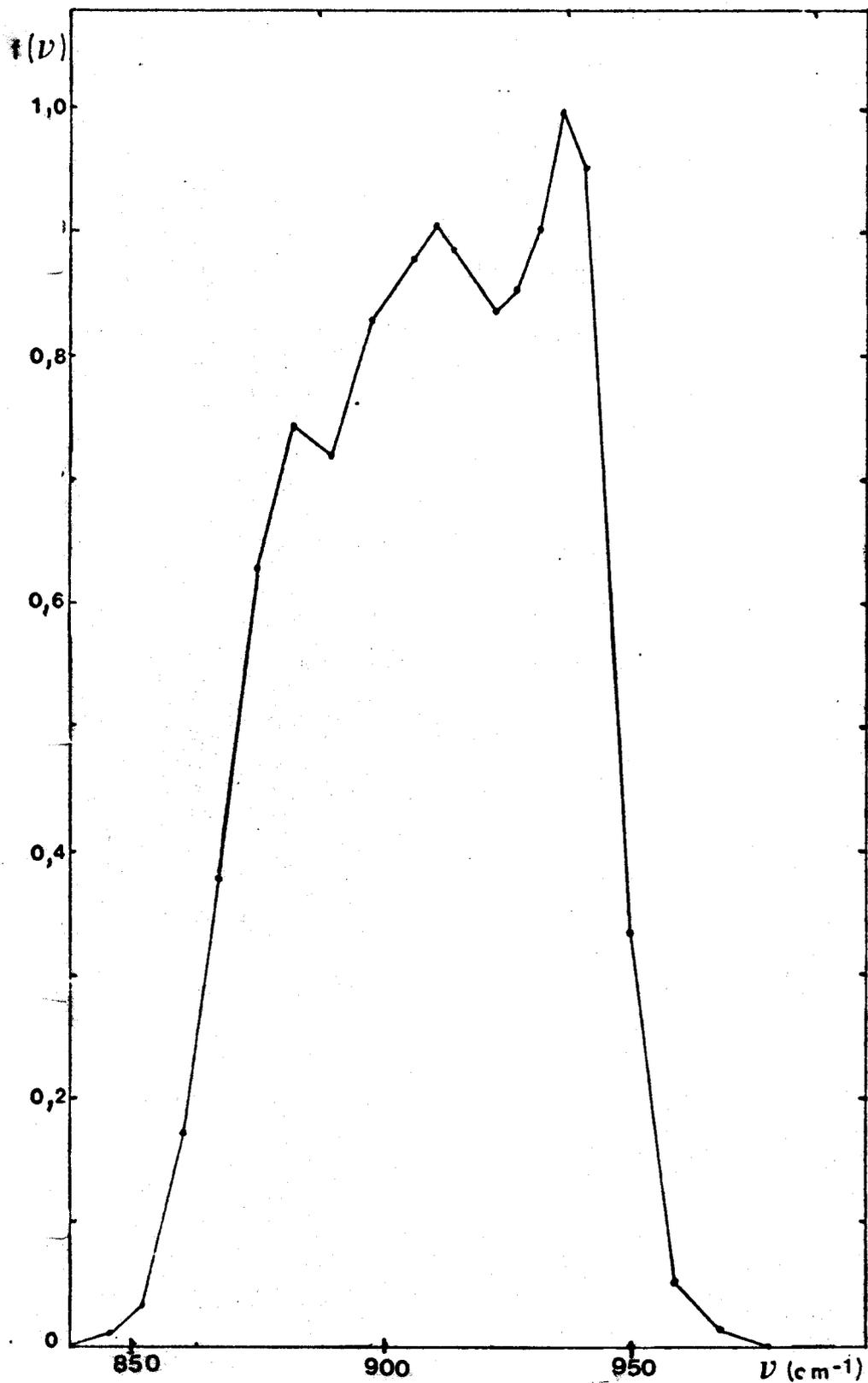
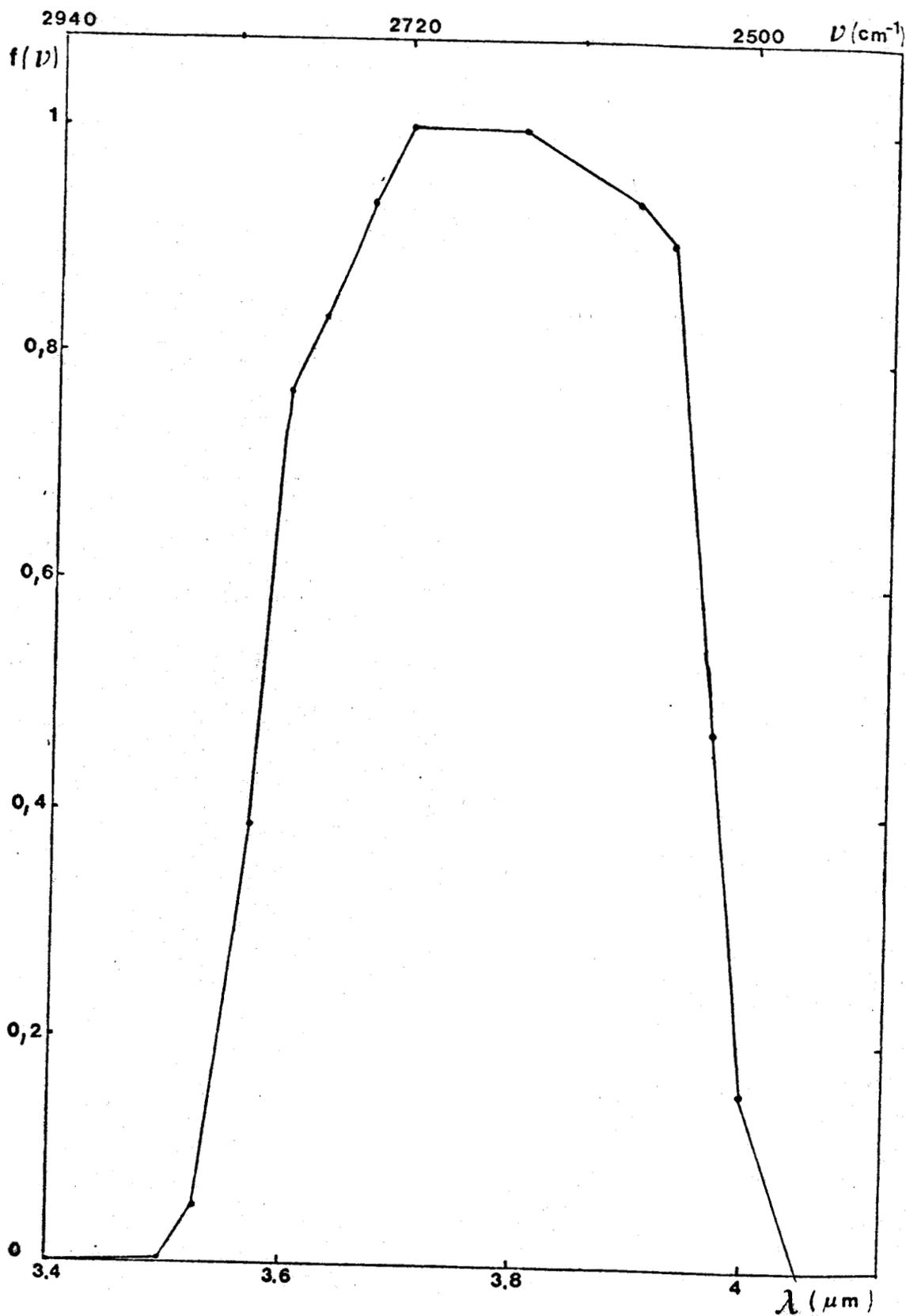


FIGURE IV-2 - Fonction filtre du canal 3,55-3,93  $\mu\text{m}$  du AVHRR de TIROS-N.



BUS LILLE

FIGURE IV-3 -  $\Delta T_1(3,7\mu\text{m})$  en fonction de  $\Delta T_2(10,5-11,5 \mu\text{m})$

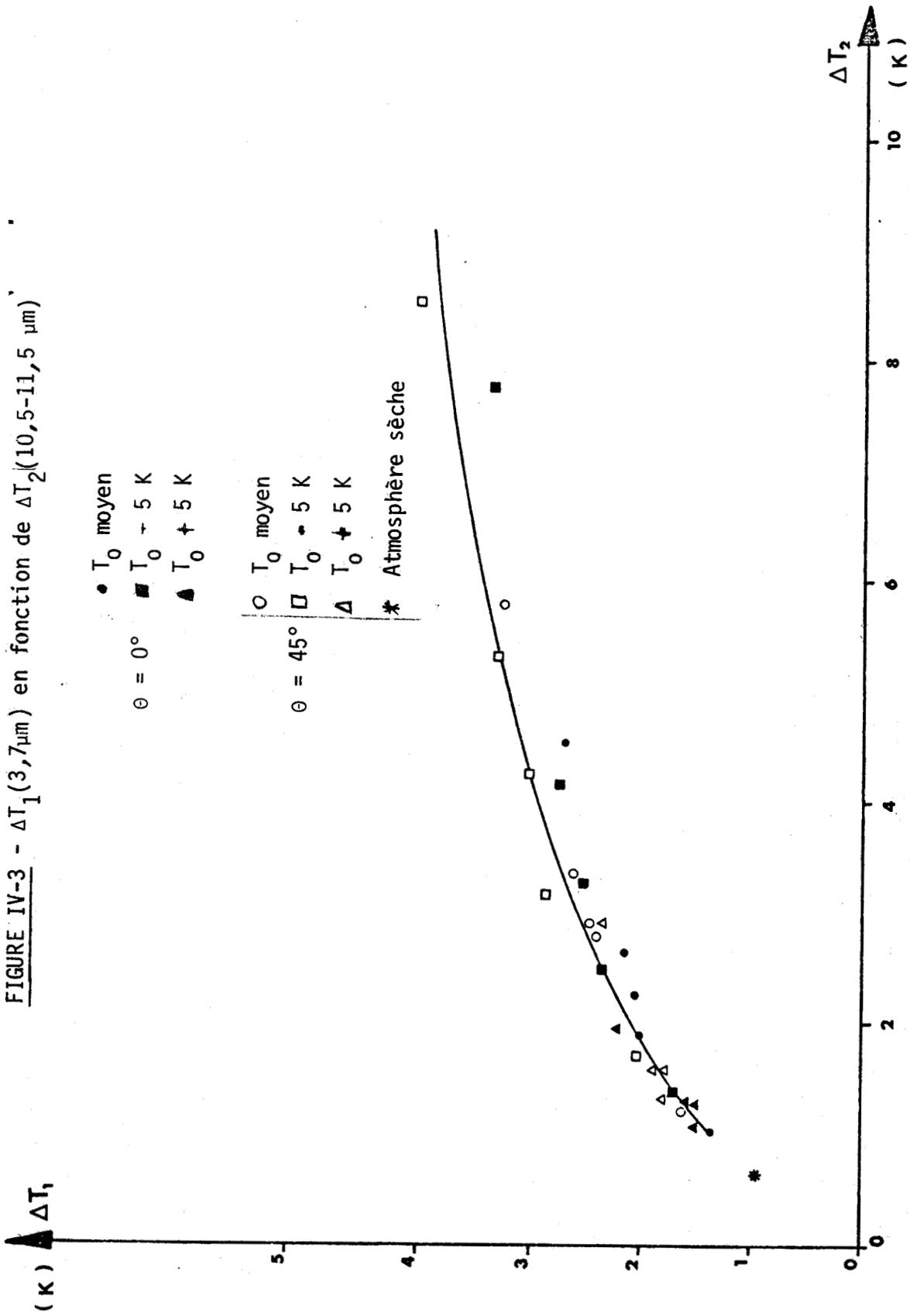


FIGURE IV-4 -  $\Delta T_1(3,7 \mu\text{m})$  en fonction de  $\Delta T_3(11,5-12,5 \mu\text{m})$

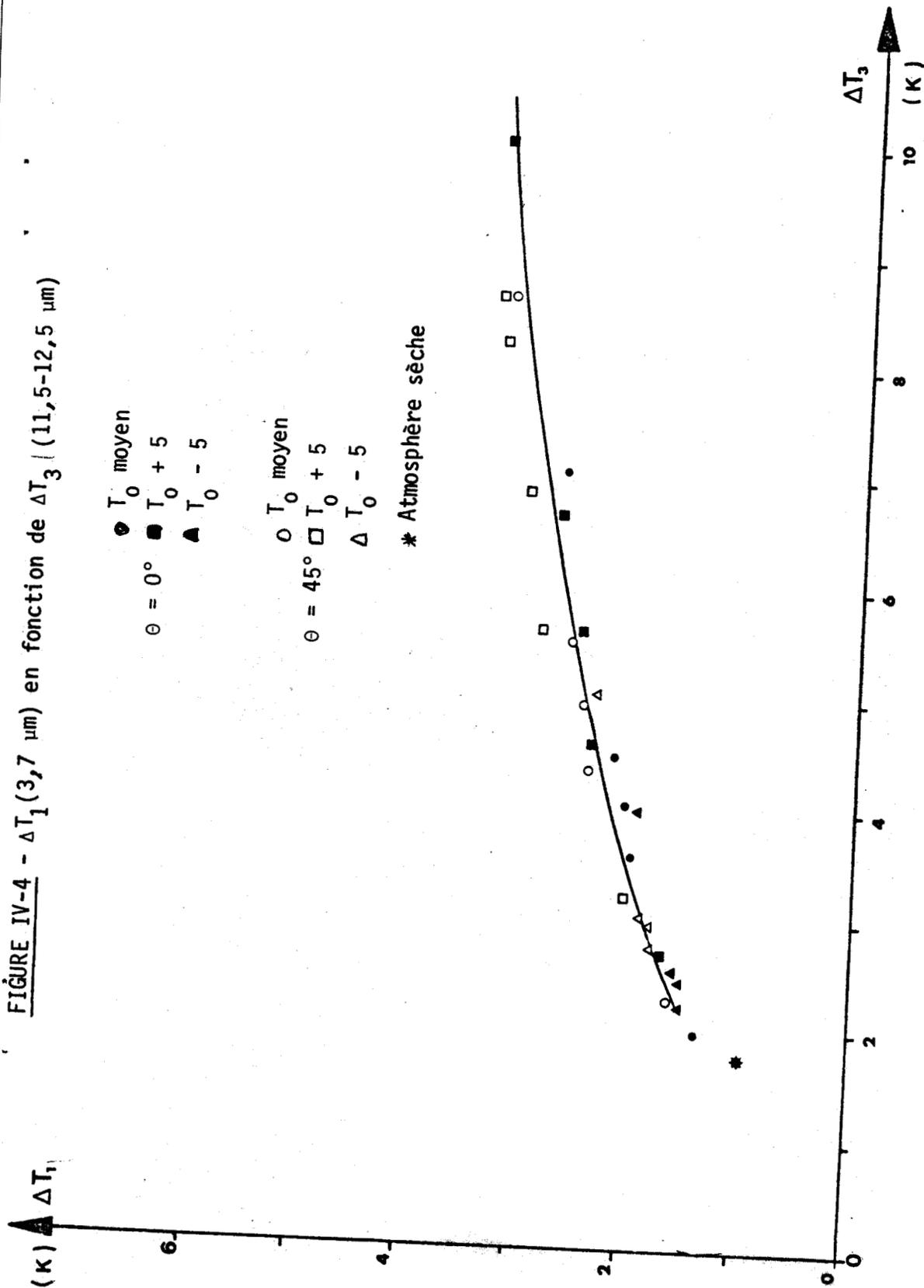


FIGURE IV-5 -  $\Delta T_2(10,5-11,5 \mu\text{m})$  en fonction de  $\Delta T_3(11,5-12,5 \mu\text{m})$   
pour les atmosphères standards.  
Même légende que précédemment

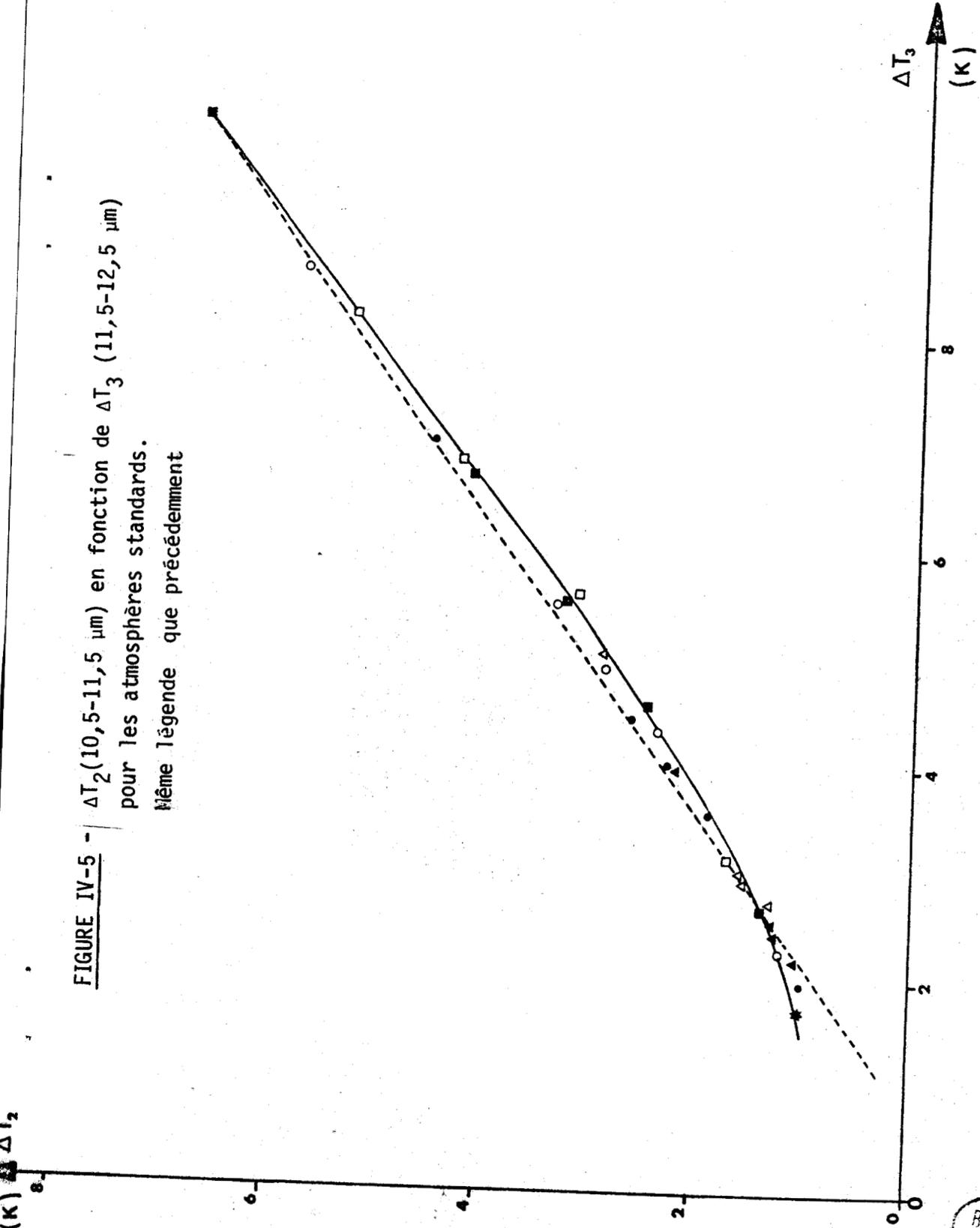
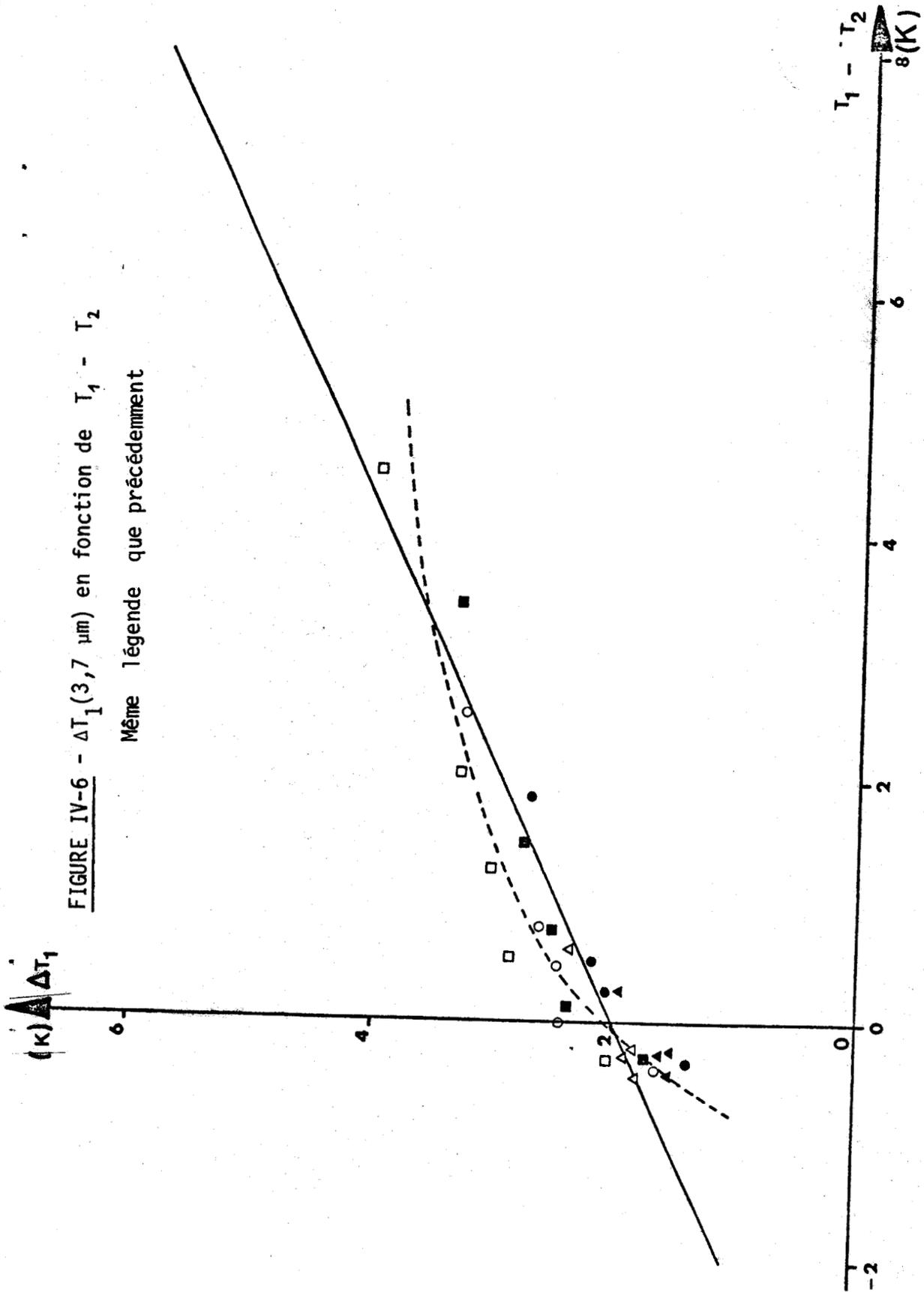


FIGURE IV-6 -  $\Delta T_1(3,7 \mu m)$  en fonction de  $T_1 - T_2$

Même légende que précédemment



BUS LILLE

FIGURE IV-7 -  $\left| \frac{\Delta T_1}{T_1} - \frac{\Delta T_1}{T_3} \right|$  en fonction de  $T_1 - T_3$  pour les atmosphères standards.

Même légende que précédemment

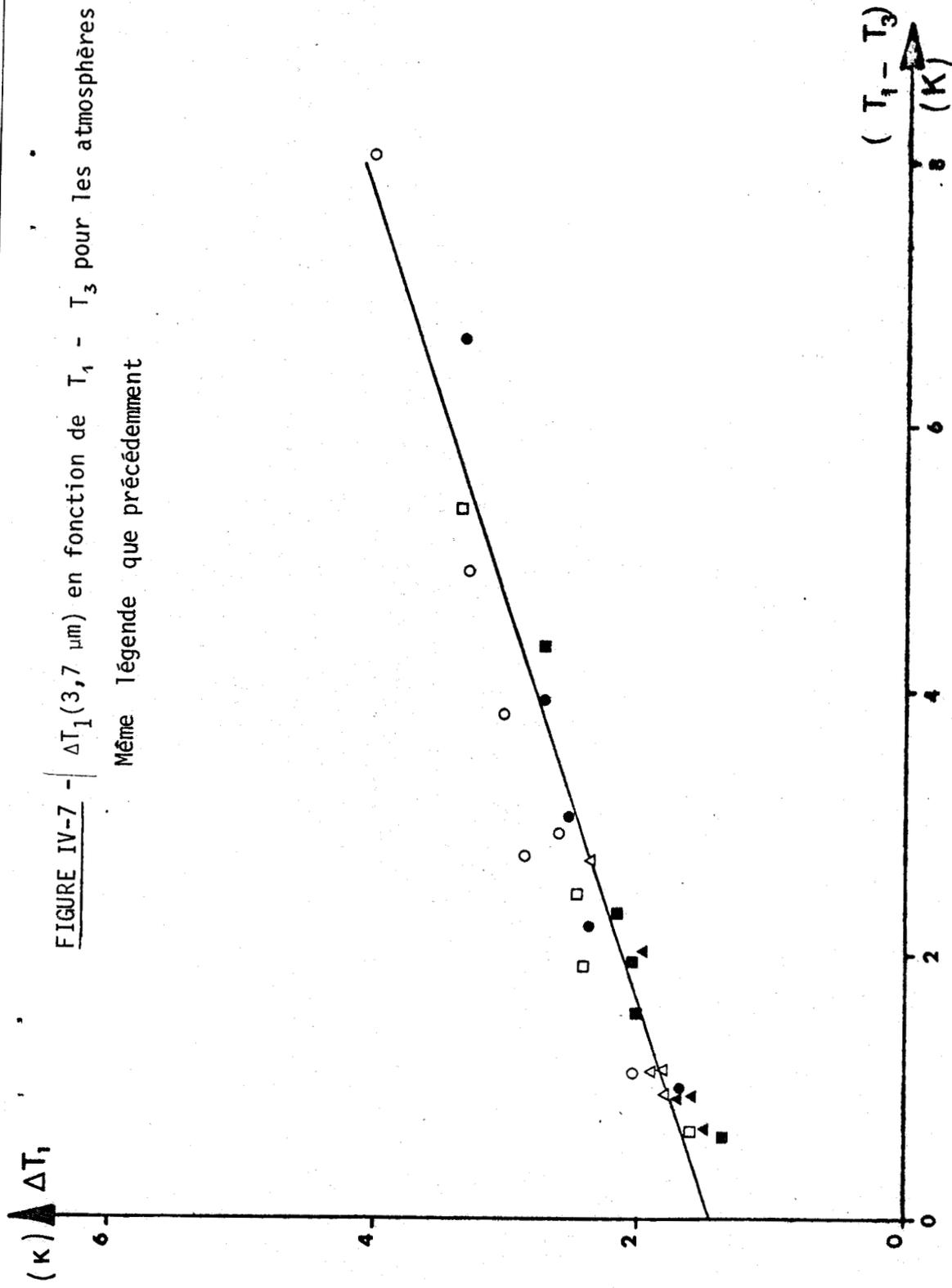


FIGURE IV-8 -  $\Delta T_2(10.5-11.5 \mu m)$  en fonction de  $T_2 - T_3$   
pour les atmosphères standards.  
Même légende que précédemment

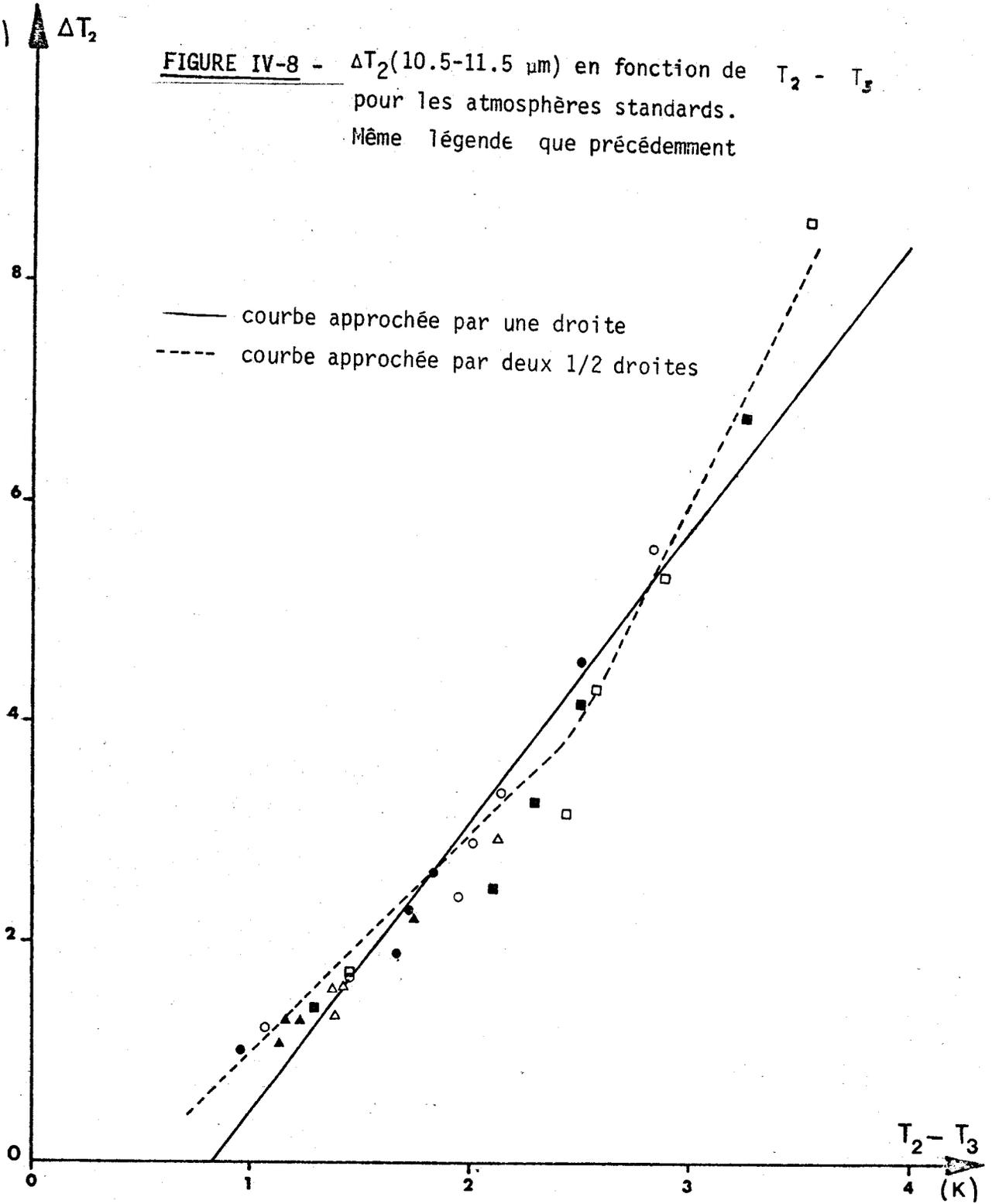


FIGURE IV-9 -  $\Delta T_1$  en fonction de  $T_1 - T_2$  au point K (70-71)

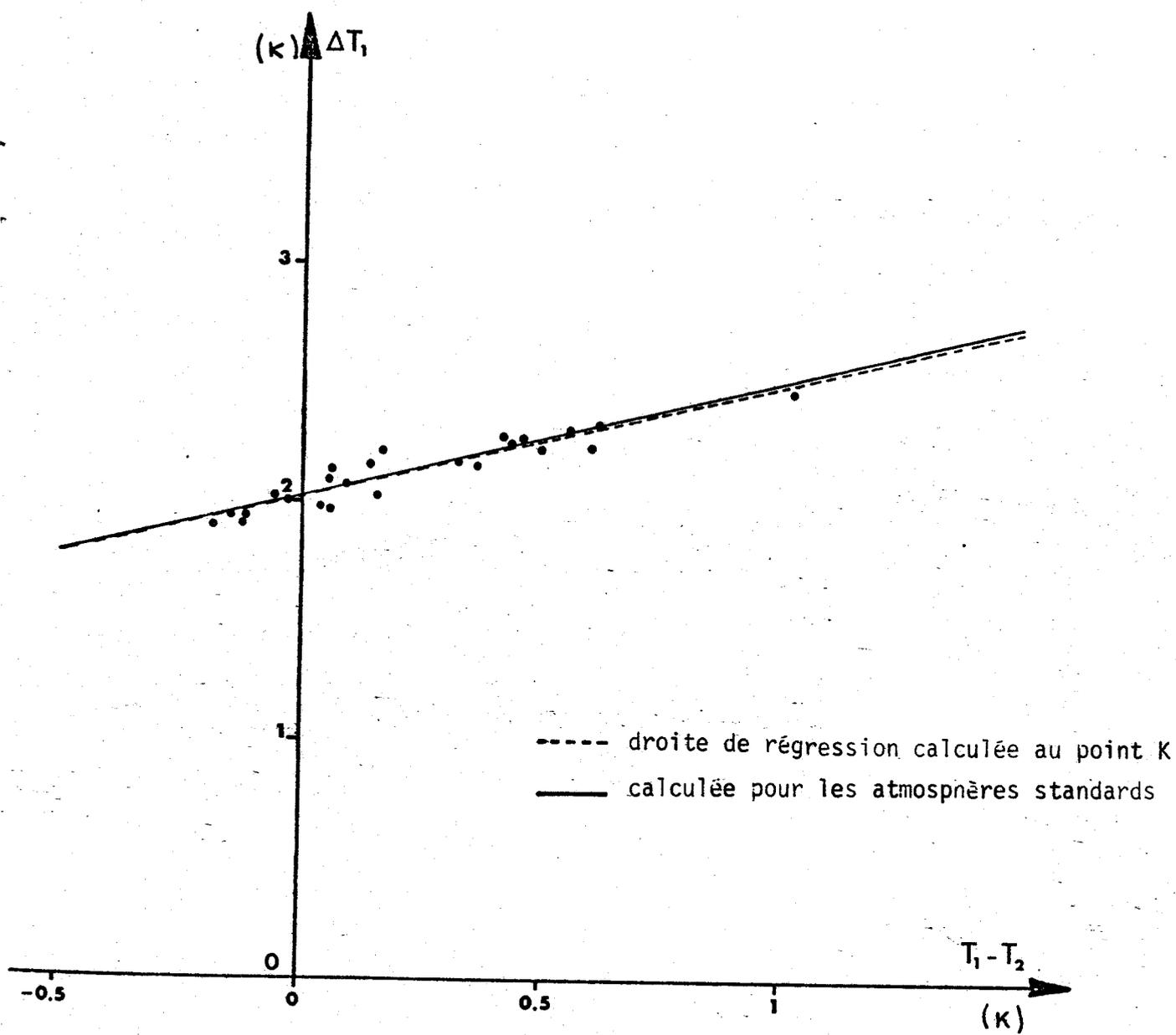


FIGURE IV-10 -  $\Delta T_1$  en fonction de  $T_3 - T_1$  au point K (70-71).

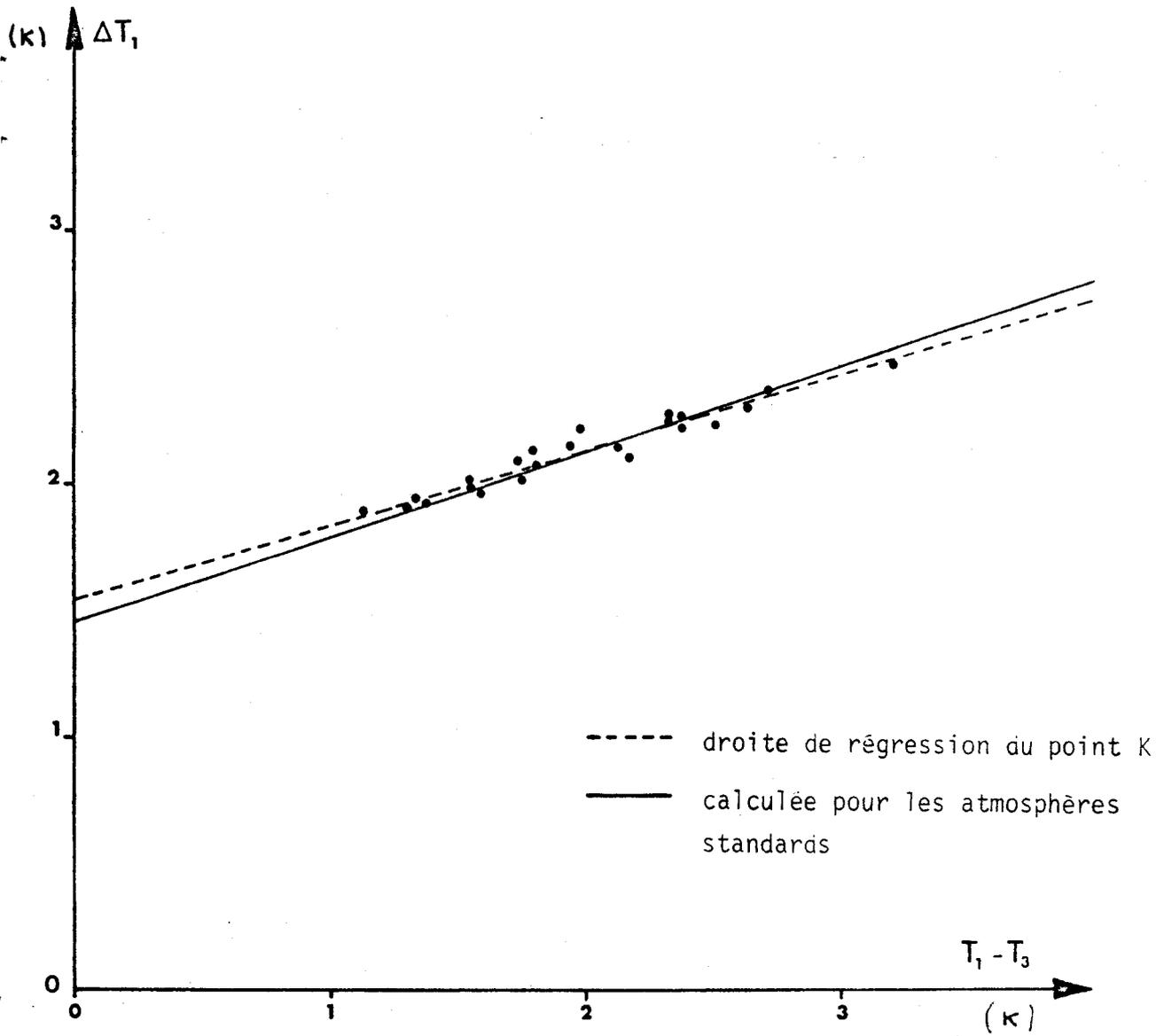


FIGURE IV-11 -  $\Delta T_2$  en fonction de  $T_2 - T_3$   
au point K (70-71)

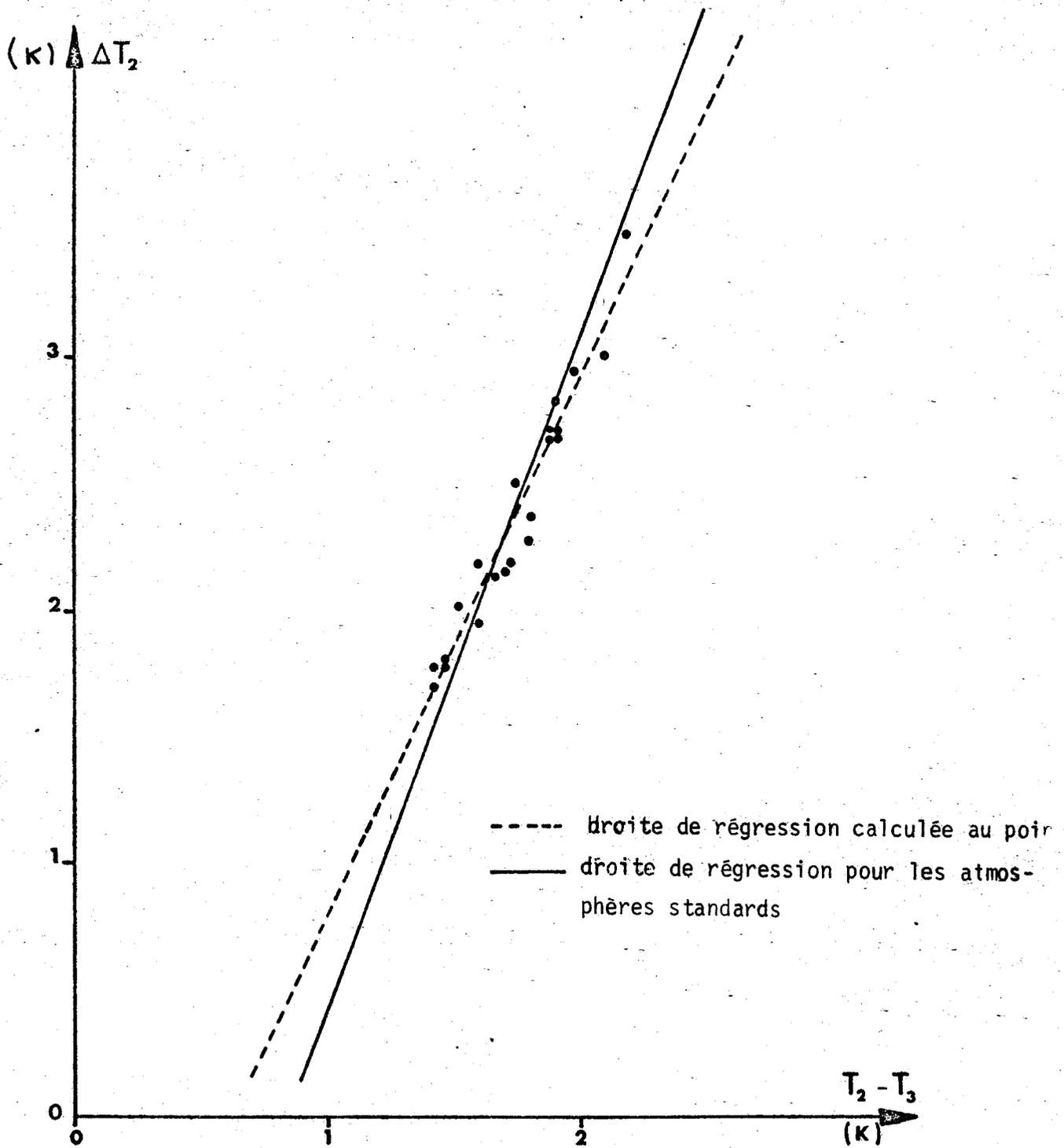


FIGURE IV-12 - Variation de l'effet correcteur en fonction de l'angle d'incidence pour divers types d'atmosphères standards

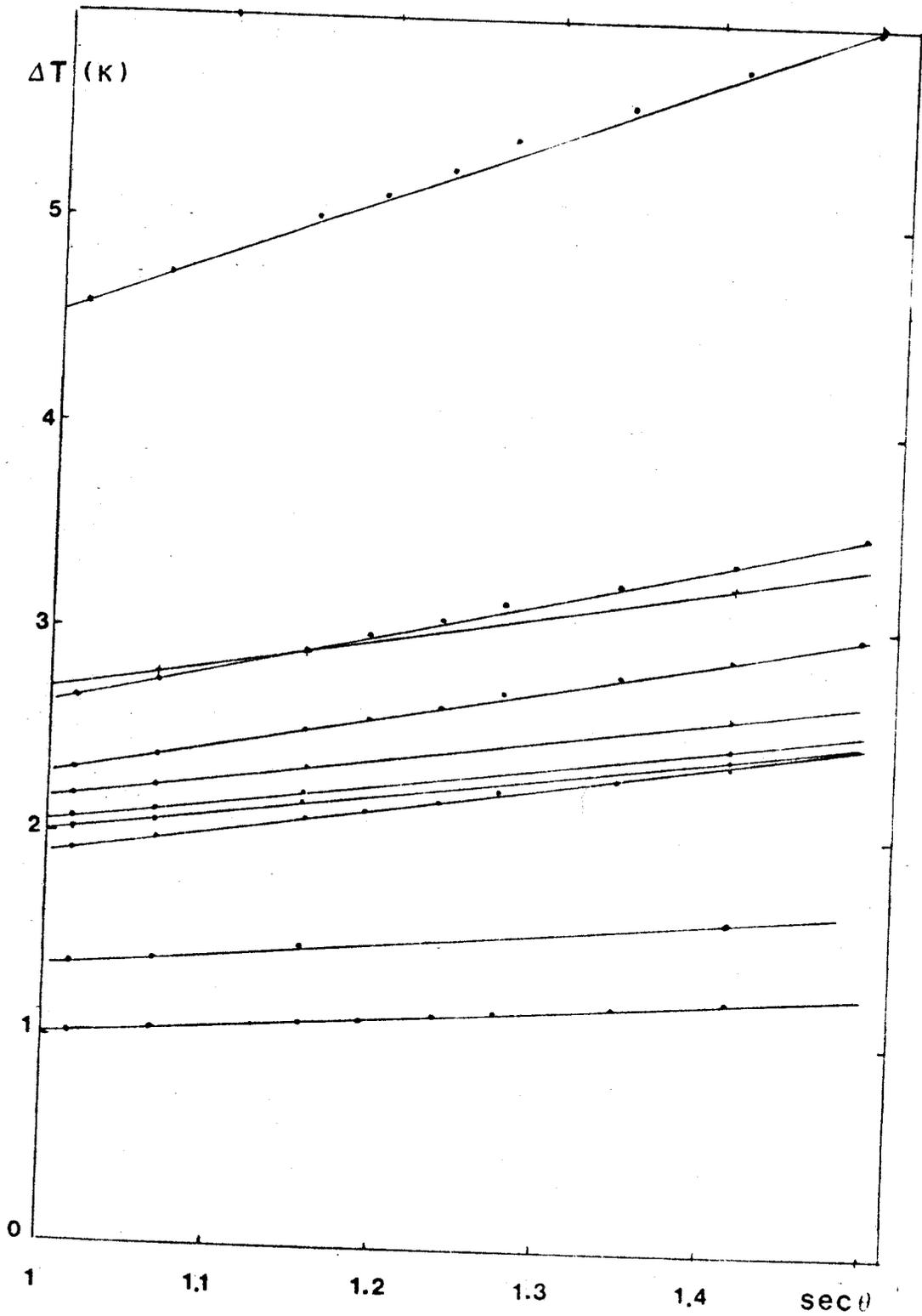
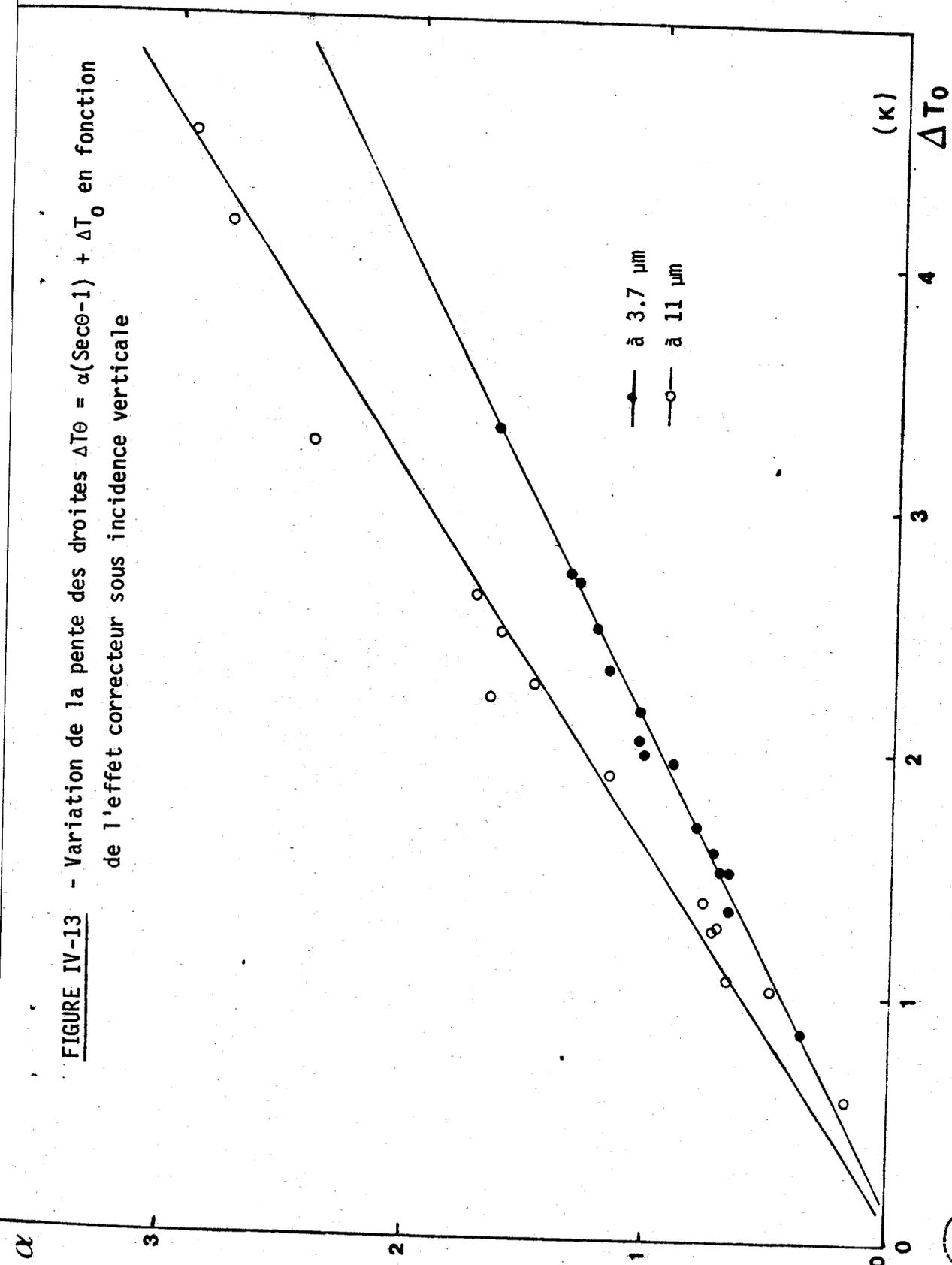


FIGURE IV-13 - Variation de la pente des droites  $\Delta T_0 = \alpha(\text{Sec}\theta - 1) + \Delta T_0$  en fonction de l'effet correcteur sous incidence verticale



CONCLUSION

### CONCLUSION

La précision des mesures de température de surface obtenues par radiométrie infrarouge à partir de satellites est particulièrement importante lorsqu'on désire une estimation pour l'ensemble du globe qui soit significative du point de vue des variations climatiques ou si l'on désire faire une étude localisée des refroidissements superficiels. Cette précision dépend essentiellement de l'élimination des nuages et des effets perturbateurs de l'atmosphère.

On a étudié l'effet correcteur dû à l'absorption de l'atmosphère ainsi que l'effet de réflexion de la surface de l'eau et déterminé les fréquences telles que ces effets soient minimaux. La variabilité de ceux-ci est telle qu'une estimation statistique est insuffisante pour la connaissance précise de la température de surface à l'échelle du globe. Cependant une estimation statistique donne de bons résultats dans le cas d'une étude restreinte à une zone de faible étendue (où l'on a pu disposer d'une statistique). C'est dans la fenêtre 3,5-4,0  $\mu\text{m}$  que la variabilité des effets atmosphériques est la plus faible. Il n'est donc pas interdit d'espérer une bonne détermination de la température de surface à l'aide d'un canal centré à 3,7  $\mu\text{m}$ . Malheureusement les mesures diurnes sont fortement perturbées par le glitter. On ne peut donc utiliser un tel canal que de nuit. La précision escomptée pour une détermination sur le Proche-Atlantique est alors de 0,26 K pour un bruit de 0,1 K. De jour le canal 10,5-11,5  $\mu\text{m}$  donnerait les meilleurs résultats ( 0,56 K ).

Dans notre étude, nous avons souligné l'énorme intérêt présenté par une détermination multispectrale de la température de surface. Un système multispectral embarqué sur satellite peut donner de façon systématique une estimation de la correction et permet par conséquent de tenir compte des fluctuations permanentes de l'état de l'atmosphère. Malheureusement l'utilisation de la méthode multispectrale entraîne une amplification du bruit et par conséquent une dégradation de la précision espérée.

Ce problème d'amplification du bruit est particulièrement important lors de la détermination des températures de surface des sols. Pour minimiser l'influence du bruit on a intérêt à choisir des canaux les plus larges possibles. Ainsi, pour un niveau de bruit fixé à 100  $\text{K}\cdot\text{cm}^{-1}$ , la meilleure solution consiste à combiner les canaux 820-1220  $\text{cm}^{-1}$  et 1220-1360  $\text{cm}^{-1}$  (8,2-12,2  $\mu\text{m}$  et 7,4-8,2  $\mu\text{m}$ ). La précision espérée est alors de 1 K.

Dans le cas de la mer, on s'intéresse à des zones plus étendues et par conséquent le bruit radiométrique est plus faible. On a mis en évidence l'intérêt d'un canal centré à 3,7 m pour la mesure nocturne de la température de surface. Les meilleurs résultats sont en effet obtenus grâce à la combinaison d'un canal  $2480-2840 \text{ cm}^{-1}$  (3,5-4 m) avec un canal  $760-860 \text{ cm}^{-1}$  (11,6-13,2 m). Dans le cas d'un bruit faible (de l'ordre de 0,1 K), la précision est alors meilleure que 0,2 K. De jour la combinaison d'un canal  $920-940 \text{ cm}^{-1}$  avec un canal  $770-950 \text{ cm}^{-1}$  peut s'avérer intéressante lors d'une étude locale. Le choix des canaux proposés pour l'expérience AVHRR (3,55-3,93 m, 10,5-11,5 m, 11,5-12,5 m) permet donc d'espérer une détermination précise de la température de surface de la mer.

EN ce qui concerne l'exploitation des données du AVHRR de TIROS-N, on a déterminé l'algorithme optimal qui permet d'escompter une précision meilleure que 1.2 K de jour dans les zones de réflectance faible et 0.5 K de nuit par ciel clair. Dans l'immédiat on utilisera une combinaison linéaire des mesures effectuées de nuit dans les canaux 3.7 et 11  $\mu\text{m}$ . La valeur de la correction trouvée de nuit sera réutilisée de jour dans les zones perturbées par l'effet de la réflexion spéculaire.

Le canal 11.5-12.5  $\mu\text{m}$  prévu dans les prochaines versions du AVHRR permettra une amélioration de la précision de la mesure de température de surface. La simulation a montré en effet qu'une détermination tricanale (3.7  $\mu\text{m}$ , 11  $\mu\text{m}$ , 12  $\mu\text{m}$ ), de nuit et de jour dans les zones de réflectance faible, offrira de meilleurs résultats qu'une mesure par combinaison de deux canaux.

Le choix des canaux du AVHRR permet également d'espérer une bonne élimination des nuages perturbateurs par combinaison du canal 10.5-11.5  $\mu\text{m}$  avec le canal visible dans le cas de mesures de jour et avec le canal 3.55-3.93  $\mu\text{m}$  dans le cas de mesures nocturnes. Une discrémiation plus fine des nuages est sans doute possible qu'il conviendra d'étudier ultérieurement.

ANNEXES

## ANNEXE I

Un paramètre déterminant pour le calcul de la transmission due à l'absorption de la vapeur d'eau est le contenu en vapeur d'eau  $U$ .  $U$  est défini pour une couche d'épaisseur  $\Delta z = z - z_0$  par :

$dU = \rho(z) dz$  où  $\rho$  est la densité de vapeur d'eau à l'altitude considérée. On exprime couramment  $U$  en  $\text{gcm}^{-2}$  (ou  $\text{cm.pr.}$ ). Si  $\rho$  est exprimée en  $\text{g.cm}^{-3}$  on prendra dans les calculs  $dz$  en  $\text{cm}$ . On utilise aussi la notion de contenu en vapeur d'eau par km de trajet atmosphérique  $\omega$ . Si  $\rho$  est exprimée en  $\text{g.m}^{-3}$ , alors  $\omega = 10^3 \rho$  (en  $\text{g.m}^{-2} \text{km}^{-1}$ ). On obtient  $U = \omega \Delta z$  en  $\text{g.m}^{-2}$ . Lorsque  $\rho$  est exprimée en  $\text{g.m}^{-3}$ , et  $\Delta z$  en  $\text{km}$ , on obtient le contenu en vapeur d'eau en  $\text{cm.pr.}$  en appliquant la formule

$$U = \frac{1}{10} \rho \Delta z$$

Le rapport des densités de vapeur d'eau et d'air sec en un point est le mixing ratio (ou rapport de mélange)  $R$ .  $R$  est mesuré en  $\text{g/g}$ . Si  $dp$  est la différence de pression entre l'altitude  $z$  et l'altitude  $z + dz$ , on a bien sur :

$dp = \rho_a g dz$  où  $\rho_a$  est la densité de l'air ambiant et il vient

$$dU = \frac{1}{g} \frac{\rho}{\rho_a} dp = \rho' + \rho = \frac{1}{g} \frac{\rho dp}{\rho' + \rho}, \text{ où } \rho' \text{ est la densité de l'air sec}$$

$\rho$  est petit devant  $\rho'$  et on tire

$$dU = \frac{1}{g} R dp = 1.02 R dp \text{ (cm.pr) si } p \text{ est exprimée en mb.}$$

Soit  $e$  la pression partielle de vapeur d'eau.

La loi des gaz parfaits donne pour  $e$

$e = \rho \frac{R^+ T}{M}$  où  $R^+$  est la constante des gaz parfaits et  $M$  la masse molaire de l'eau. Si  $\rho$  est donnée en  $\text{gm}^{-3}$ , on a

$$e = 4.5610^{-6} \rho T \text{ en atm.}$$

On lie facilement  $e$  au mixing ratio  $R$  en appliquant la loi des gaz parfaits

pour l'eau et l'air. On tire bien sur

$$e = \frac{29}{18} \times p \times \frac{\rho}{\rho_a}$$

et donc

$$e \approx 1.61 \times p \times R$$

On fait appel également à la notion d'humidité relative. H est définie comme étant le rapport de la pression partielle de vapeur d'eau e à la pression de vapeur saturante  $\rho_s$ . Dans cette étude  $\rho_s$  est calculée par la formule

$$\rho_s = 0.807 \exp(-22.1725 (\frac{248.16}{T} - 1))$$

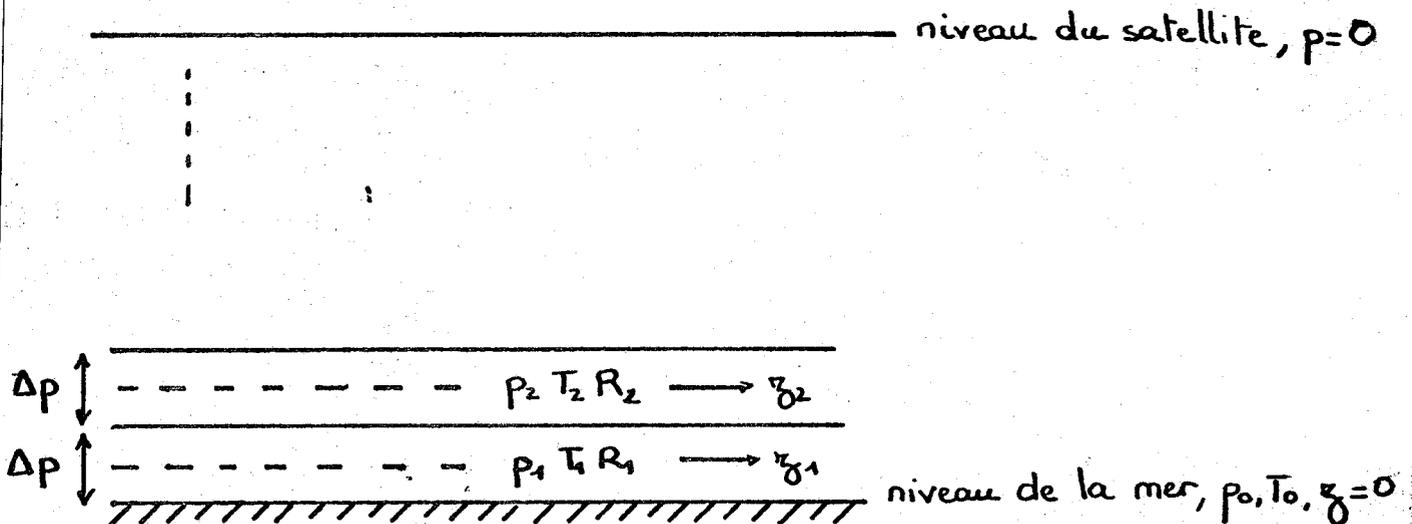
qui donne  $\rho_s$  en mb avec une précision meilleure que 2 % pour T compris entre 300 K et 220 K.

## ANNEXE II

Modifications apportées à LOWTRAN 3B. Le Programme PHLOWB.

Quatre modifications essentielles sont apportées au programme LOWTRAN 3B.

La première permet le calcul des transmissions couche par couche, nécessaire à l'intégration  $\int B_{\nu}(T) dt$ . Cette modification triviale entraîne l'addition d'un tableau et d'une boucle sur le calcul des transmissions. Pour le calcul dû à l'absorption atmosphérique il est nécessaire de calculer les transmissions entre l'altitude du satellite et chaque niveau. Or le programme LOWTRAN permet seulement le calcul des transmissions à partir du sol. Le stockage des quantités d'absorbants calculées pour chaque couche permet la sommation à partir du niveau le plus haut comme du niveau le plus bas.



La troisième modification importante concerne l'introduction d'un nouveau sous programme qui permet de traiter les données des radiosondages effectués au point K. Les données de radiosondages sont données sous la forme de triplets  $(P_i, T_i, R_i)$  qui caractérisent une couche. Toutes les couches sont d'épaisseur constante  $\Delta p$ ,  $P_i$ ,  $T_i$  caractérisent respectivement la pression et la température au milieu de la couche.  $R_i$  est le rapport de mélange moyen de la couche. Dans ce sous-programme, on calcule l'altitude des niveaux moyens à partir des coordonnées pression température et la densité de vapeur d'eau à partir du mixing ratio. On définit la densité au niveau du sol par extrapolation exponentielle de la densité au niveau 1. Pour déterminer le contenu en vapeur d'eau de chaque couche on considère une répartition exponentielle entre deux niveaux. Enfin dans un dernier temps, on a ajouté au

programme LOWTRAN 3B, le calcul des effets perturbateurs. Dans ce calcul on prendra pour température des couches  $z_i, z_{i+1}$ , la température moyenne calculée à partir de  $T_i$  et  $t_{i+1}$ .

La contribution à l'erreur atmosphérique de la couche  $z_i, z_{i+1}$  vaudra

$$\{B_v(T_0) - B_v\left(\frac{T_i + T_{i+1}}{2}\right)\} \{t_v(z_{i+1}) - t_v(z_i)\}$$

### ANNEXE III.

#### La réflexion spéculaire de la surface de la mer

La géométrie du problème est décrite par la figure (C-1).

Plaçons nous dans le plan défini : par le soleil, le satellite, le point visé (figure C-2). Soit  $\Delta S$  l'élément de résolution de l'image pour lequel on va calculer la luminance réfléchie dans la direction  $\vec{\Omega}_r$ . La fraction d'énergie provenant d'une source ponctuelle renvoyée dans un angle solide  $d\Omega_v$  autour de  $\Omega_v$  est égale au facteur de réflexion de FRESNEL près à la fraction  $F$  de l'énergie incidente rencontrant les éléments de surface  $dS$  tels que leur normale soit comprise dans l'angle solide  $d\Omega_n$  autour de  $\Omega_n$ .

$$\frac{\int_{\Delta S} dS'}{\Delta S} = p(\Omega_n) d\Omega_n \quad (1)$$

définit la densité de probabilité des normales aux éléments de surface. Les lois de variations de  $p$  ont été établies par COX et MUNK (1956). Le paramètre le plus important est ici la vitesse et la direction du vent.

La fraction d'énergie incidente  $F$  est définie par :

$$F = \frac{\int_{\Delta S''} dS''}{\Delta S''} \quad (2)$$

et on a (CAYLA et PASTRE, 1973) :

$$F = \frac{(\vec{\Omega}_n \cdot \vec{\Omega}_S)}{(\vec{k} \cdot \vec{\Omega}_n)(\vec{k} \cdot \vec{\Omega}_S)} p(\Omega_n) d\Omega_n \quad (3)$$

Soit  $\phi_S$  le flux énergétique reçu en provenance du soleil. Si  $E_S$  est l'éclairement solaire de la surface apparente  $\Delta S$ , on a :

$$\phi_S = E_S (\vec{k} \cdot \vec{\Omega}_S) \Delta S \quad (4)$$

où  $E_S = B(T_S) \Delta\Omega_S$ ,  $\Delta\Omega_S$  étant l'angle solide sous lequel on voit le soleil et  $B(T_S)$  la luminance du soleil à la fréquence considérée.

Si  $r$  est le coefficient de réflexion de FRESNEL, nous avons vu que l'énergie réfléchie dans  $d\Omega_v$  autour de  $\Omega_v$  est :

$$\phi_v = r F \phi_S \quad (5)$$

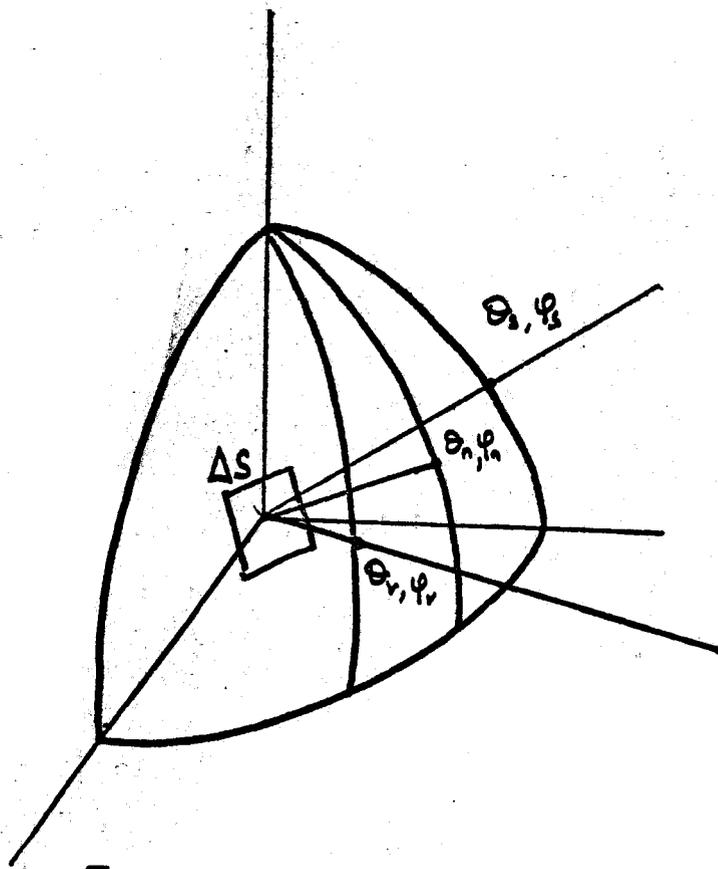


Figure C-1

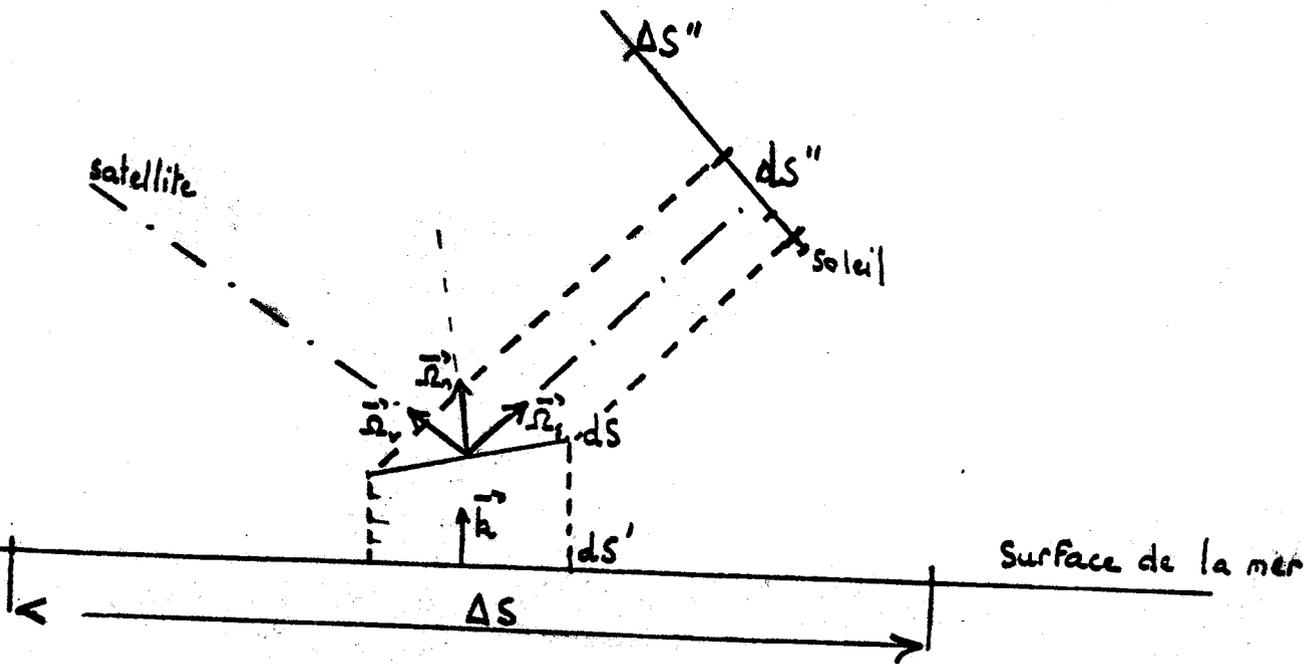


Figure C-2

BUS  
LILLE

En terme de luminance, on a :

$$L_V = \frac{\phi_V}{d\Omega_V \Delta S (\vec{k} \vec{\Omega}_V)} \quad (6)$$

Avec (4) et (5) cette équation devient :

$$L_V = \frac{r F E_S (\vec{k} \vec{\Omega}_S)}{d\Omega_V (\vec{k} \vec{\Omega}_V)} \quad (7)$$

Introduisons (3). On tire :

$$L_V = \frac{r E_S (\vec{\Omega}_n \vec{\Omega}_S) p(\Omega_n) d(\Omega_n)}{d\Omega_V (\vec{k} \vec{\Omega}_V) (\vec{k} \vec{\Omega}_n)} \quad (8)$$

On établit facilement la relation :

$$d\Omega_n = \frac{d\Omega_V}{4 (\vec{v} \vec{n})} = \frac{d\Omega_V}{4 (\vec{\Omega}_n \vec{\Omega}_S)} \quad (9)$$

et la relation (8) se simplifie alors :

$$= \frac{r E_S p(\Omega_n)}{4 (\vec{k} \vec{\Omega}_V) (\vec{k} \vec{\Omega}_n)} \quad (10)$$

Revenons dans le système de coordonnées définies par la figure C-1. On a finalement :

$$L_V = \frac{r E_S p(\theta_n, \varphi_n, \vec{W})}{4 \mu_V \mu_n^4} \quad (11)$$

où  $\mu_V$  et  $\mu_n$  désignent les cosinus des angles  $\theta_n$  et  $\theta_V$  et  $\vec{W}$  est divisée dans la direction du vent et a pour intensité la vitesse du vent.

On définit couramment la notion de réflectance équivalente.  $\tilde{\rho}$  est le rapport de la luminance réfléchie par la surface considérée et de la luminance que réfléchit une surface Lambertienne éclairée parallèlement. On a :

$$\tilde{\rho} = \frac{\pi L_V}{\mu_S E_S} \quad (12)$$

où  $\mu_S$  est le cosinus de l'angle d'incidence du soleil.

Soit finalement :

$$\tilde{\rho} = \frac{\pi r p(\theta_n, \varphi_n, \vec{W})}{4 \mu_V \mu_n^4 \mu_S}$$

On remarque que  $\tilde{\rho}$  peut prendre des valeurs très grandes supérieures à 1.

**-BIBLIOGRAPHIE**

---

## BIBLIOGRAPHIE

- ANDING.D., KAUTH.R. (1970) - Estimation of sea Surface Temperature From Space - Remote Sensing Environment, 14, pp 217-220
- BIGNELL.K.J. (1970) - The water vapor infrared continuum - Quart.J.R. Met. Soc., 96, pp 390-403
- BOSOMWORTH.D.P., GUSH.H.P. (1965) - Can. J. Phys.,43, p 729
- BROWER.R.L., WALTON.C.C., Signore.T.L., KALINOWSKI.J.K. (1976) - Sea Surface temperature for Tiros-N - Symposium on meteorological observations From Space - Philadelphia, Penna, U.S.A. - Cospar
- BROWER ,R.L.,GOHRBAND ,H.S.,PICHEL ,W.G.,SIGNORE ,T.L.,WALTON ,C.C. (1976) - Satellite derived sea surface temperature from NOAA spacecraft- NOAA Techn. Memorandum ,NESS 78 ,74 p.
- BURCH.D.E., GRYVNAK.D.A. (1970) - Atmospheric attenuation in the infrared windows, in "Space Opt. Semin - in depth - Santa Barbara, Calif. 1969", pp 17-22
- BURCH.D.E. (1971) - Investigation of the absorption of infrared radiation by atmospheric gases, in Publ. U4784, Philco Ford Corp. Aeronutronic Div, Newport Beach, Calif.
- CAYLA.F., PASTRE.C. (1973) - Réflexion spéculaire du soleil, Note interne de l'E.E.R.M. n° 319
- COX.C., MUNK.WO. ( 1956) - Slopes of the sea Surface deduced from photographs of sun glitter, Bull. Scripps Inst. Ocean. Vol 6
- DESCHAMPS.P.Y. (1977) - Thèse d'Etat - Télédétection de la température de la surface de la mer par radiométrie infrarouge. Université de Lille
- DESCHAMPS.P.Y., PHULPIN.T. (1978) - Correction atmosphérique des données obtenues par télédétection dans l'infrarouge. Journées nationales d'études, CNEXO, Brest 78.
- ELSASSER.W.M. (1942) - Heat Tranfer by Infrared Radiation in the Atmosphere Harvard Meteorological Studies, Harvard Univ. Press.
- FOUQUART.Y., LENOBLE.J. (1973) - Variation de la transmission de la vapeur d'eau en fonction de la température : utilisation du modèle statistique . Présenté au Congrès de l'International Astronautical Union. Baku -USSR.
- GOBULITSKY.B.M., MOSKALENKO.N.I. (1968) - Spectral Transmission Functions in the H2O and CO2 Bands, Izv. Ocean. Atm. Phys. 4, pp 194-204
- GOODY.R.M. (1964) - Atmospheric Radiation, Théoretical Basis, Clarendon Press Oxford.

- HALE.G.M., QUERRY.M.R. (1973) - Optical constants of water in the 200nm to 200 $\mu$ m wavelength region. Appl. Opt. 12, pp 555-563
- HUNT.G.E. (1973) - Radiative properties of terrestrial clouds at visible and infrared thermal window wavelengths, Quart.J.R. Met. Soc. 99, pp 346-369
- KING.J.I.F. (1959) - Proc. IRIS 4, p 164
- KONDRATYEV.K.Ya (1972) - Radiations processes in the atmosphere,W.M.O., n° 309 Genève
- ↓ LENOBLE.J. (1974) - Transfert radiatif - Cours de D.E.A. - Université de Lille
- Mc. CLATCHEY.R.A., FENN.R.W., SELBY.J.E.A., VOLZ.F.E. GARINE.J.S. (1971) Optical properties of the atmosphere (revised)AFCRL - 71 - 0279 - Envir. Res. Papers n° 354
- MOSKALENKO.N.I. (1975) - The effects of the atmospheric aerosols on the spectral and angular distributions of thermal radiation, IZV. Atmosph. and Ocean. Phys. 11, pp 1254-1262
- PASTRE.C., TOURNIER.B. (1974) - Température superficielle et couverture nuageuse, note interne de l'E.E.R.M. n° 350
- PENNER.S.S. (1959) - Quantitative molecular spectroscopy and Gas emissivities, Addison-Wesley, Reading Massachusetts
- PONTIER.L. DECHAMBENOY.C. (1965) - Mesure du pouvoir reflecteur monochromatique de l'eau sous incidence normale entre 1 et 38 $\mu$ m. Annales de Geophysique 51, p 462
- PLASS.G.N. (1958) - J.Opt. Soc. Am. 48, p 690
- PRABHAKARA.C., DALU.G., KUNDE.V.G. (1974) - Estimation of sea surface temperature from remote sensing in the 11 to 13  $\mu$ m window region, J. Geophys. Res. 79, pp 5039-5044
- REDDY.S.R., CHO.C.W. (1965) - Canad. J. Phys. 43, p 2331
- ROBERTS.R.E., SELBY.J.E.A., BIBERMAN.L.M. - Infrared continuum absorption by atmospheric water vapor in the 8-12  $\mu$ m window. App. Opt. 14, p 2085
- SELBY.J.E.A., Mc CLATCHEY.R.A. (1975) - Atmospheric Transmittance From 0.25 to 28.5 $\mu$ m. Computer Code Lowtran 3, AFCRL - 75-0255, Envir. Res. papers n° 513
- SELBY.J.E.A., SHETTLE.E.P., Mc CLATCHEY.R.A. (1976) - Supplement LOWTRAN 3B AFCRL - 76 - 0258 - Envir. Res. papers n° 587

- SHAPIRO.M.M., GUSH.H.P. (1966) - Canad. J. Phys. 44, p 949
- SMITH.W.L. (1969) - Essa Technical report ESC 47
- STONE.J.M. (1964) - Radiation and optics, Mc Graw Hill.
- TAKASHIMA.T. (1976) - Effects of aerosols in determining the temperature earth's surface at 11.2 $\mu$ m by using satellite data, J.of.Met. Soc. of Japan 54, pp 118-122
- TANRE.D. (1977) - Thèse de 3ème cycle, Etude de l'influence des aérosols sur le rayonnement terrestre rétrodiffusé - Université de LILLE
- TOURNIER.B. (1977) - Détermination des températures de surface de la mer à partir des mesures radiométriques satellitaires, note interne de l'E.E.R.M. n° 397
- VALLEY.S.L. (1965) Handbook of geophysics and Space Environment, AFCRL
- WHITE.K.O., WATKINS.W.R., TUER.T.W., SMITH.F.G., MEREDITH.R.E. (1975) J.Opt.Soc. Atm., p 1201

