

50376
1985
41

N° d'ordre : 4

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LILLE I EN PHYSIQUE

par

Pascal DUHAUT



INFLUENCE DE L'ATMOSPHERE SUR LES MESURES SATELLITAIRES. SIMULATION ET INVERSION

Soutenue le 17 mai 1985 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury

Mme LENOBLE
Mr RASOOL
Mr DESCHAMPS
Mr HERMAN
Mr DESBOIS
Mr TANRE

Professeur
Professeur
Chargé de Recherches CNRS
Professeur
Chargé de Recherche CNRS
Chargé de Recherches CNRS

Présidente
Rapporteur

Examineur
Examineur
Examineur

U.E.R. DE PHYSIQUE FONDAMENTALE
LABORATOIRE D'OPTIQUE ATMOSPHERIQUE

A mon Père

Ce travail a été effectué à l'Université des Sciences et Techniques de Lille, au Laboratoire d'Optique Atmosphérique dirigé par Madame LENOBLE, Professeur. Je tiens à lui exprimer ma profonde gratitude pour m'avoir accueilli dans son Laboratoire et fait l'honneur de présider mon jury.

Cette étude a été dirigée par Monsieur DESCHAMPS, Chargé de Recherches au CNRS. Je voudrais lui exprimer ici toute ma reconnaissance pour les conseils qu'il m'a prodigués et pour les discussions qui m'ont été très profitables.

Monsieur HERMAN, Professeur, a manifesté l'intérêt qu'il portait à mes travaux en me faisant l'honneur de juger ce travail.

Monsieur RASOOL, Professeur à la Fondation de France, et Monsieur DESBOIS, Chargé de Recherches au CNRS, ont bien voulu juger mon travail et apporter leurs critiques, je les en remercie très vivement.

Didier TANRE, Chargé de Recherches au CNRS, m'a apporté tout au long de mes travaux, un soutien non négligeable, sa patience et sa compréhension m'ont permis de mener à bien ce travail.

Je tiens également à exprimer le plaisir que j'ai eu à travailler avec l'ensemble des membres du Laboratoire d'Optique Atmosphérique. Je voudrais cependant remercier vivement Monsieur GONZALEZ pour son assistance et son soutien, ainsi que Madame DEROO pour sa disponibilité et sa célérité à résoudre les problèmes de lecture de bandes magnétiques.

Mesdames BOEREZ et HANUCHE ont su combiner patience et diligence lors de la frappe de ce mémoire. Je tiens à leur exprimer toute ma gratitude pour le travail remarquable ainsi accompli.

Enfin, Monsieur RAFFAUD a assuré la reproduction des figures présentées, ce dont je lui suis reconnaissant.

SOMMAIRE

INTRODUCTION	p. 1
CHAPITRE I - SIMULATION DES EFFETS ATMOSPHERIQUES	p. 3
INTRODUCTION	p. 4
I.1 - RAPPELS	p. 4
I.1.a - Phénomènes d'absorption	p. 6
I.1.b - Phénomènes de diffusion	p. 8
I.2 - FORMULATION ET VALIDATION DU FORMALISME	p. 11
I.2.a - Formulation analytique	p. 11
1) Expressions des paramètres optiques de l'atmosphère	p. 13
2) Expressions de la réflectance atmosphérique	p. 16
3) Expressions du facteur de transmission totale	p. 28
4) Expressions de l'albédo sphérique	p. 36
I.2.b - Validation du formalisme	p. 38
I.3 - SIMULATION APPLIQUEE AUX EXPERIENCES SPATIALES TM ET HRV	p. 48
I.3.a - Influence des gaz atmosphériques	p. 48
1) Ozone	p. 51
2) Vapeur d'eau	p. 54
3) Gaz carbonique et Oxygène	p. 54
I.3.b - Simulation	p. 56
I.3.c - Erreur sur l'évaluation de ρ'	p. 58

CONCLUSION	p. 62
ANNEXE I - INFLUENCE DES AEROSOLS	p. 64
ANNEXE II - EXPRESSIONS DES TRANSMISSIONS GAZEUSES POUR TM ET HRV	p. 69
BIBLIOGRAPHIE	p. 81
CHAPITRE II - APPLICATION AU TRAITEMENT D'IMAGE TM SUR LANDSAT 4	p. 88
INTRODUCTION	p. 89
II.1 - PHENOMENES D'ENVIRONNEMENT	p. 90
II.2 - MISE EN EVIDENCE DE L'EFFET D'ENVIRONNEMENT SUR UNE IMAGE T.M.	p. 101
II.3 - INTERPRETATION	p. 112
CONCLUSION	p. 121
ANNEXE I - PRECISION DE LA CALIBRATION	p. 122
BIBLIOGRAPHIE	p. 125
CHAPITRE III - INVERSION DE MESURES MULTISPECTRALES DE RÉFLECTANCES	p. 131
INTRODUCTION	p. 132

III.1 - POSITION DU PROBLEME	p. 133
III.1.a - Détermination du formalisme	p. 134
III.1.b - Etude des différents termes des algorithmes d'inversion	p. 137
1) Analogie réflectance - Epaisseur optique	p. 137
2) Analogie albédo - Réflectance	p. 142
III.2 - DESCRIPTION DES ALGORITHMES	p. 147
III.2.a - Méthode directe	p. 147
III.2.b - Résultats	p. 149
1) Inversion à une longueur d'onde	p. 149
2) Inversion à deux longueurs d'onde	p. 151
3) Inversion à trois longueurs d'onde	p. 151
4) Résultats	p. 152
III.2.c - Méthode indirecte	p. 156
III.2.d - Résultats	p. 159
III.3 - ERREURS SUR LA MESURE	p. 159
CONCLUSION	p. 168
ANNEXE I - DESCRIPTION DES GRANULOMETRIES	p. 169
BIBLIOGRAPHIE	p. 174
CONCLUSION	p. 180

INTRODUCTION

Les moyens d'appréhender les effets des aérosols, tant en diffusion que du point de vue radiatif sont nombreux. Un des moyens les plus en pointe actuellement est l'observation satellitaire. En effet, elle permet une couverture des phénomènes avec une bonne répétitivité.

En particulier, la venue des expériences Thematic Mapper et Haute Résolution Visible, ayant une très bonne résolution au sol et disposant d'un nombre de canaux bien répartis sur l'ensemble du spectre solaire, permettrait la mise en évidence ou le développement de nouvelles méthodes d'observation.

Pour ce faire, nous avons, à partir de la modélisation du signal développée au Laboratoire, essayé d'estimer la contribution des différents termes de diffusion et d'absorption, qui interfèrent lors de la mesure du signal introduit pour ces deux expériences.

L'application de cette modélisation au traitement d'images Thematic Mapper nous a permis, à partir de la variation spectrale de la dégradation de contraste, la mise en évidence d'effets d'environnement. La quantification de ces effets nous a permis de proposer une méthode purement satellitaire de correction des effets atmosphériques.

Dans la dernière partie du travail, nous avons voulu montrer qu'il était possible, à partir d'observations satellitaires, de remonter à l'effet radiatif global des aérosols. Pour cela, nous avons développé des algorithmes permettant d'atteindre la variation d'albédo induite par la présence d'aérosols à partir du signal multispectral mesuré.

CHAPITRE I

SIMULATION DES EFFETS ATMOSPHÉRIQUES

INTRODUCTION

Quel est le signal mesuré par un capteur satellitaire ?

C'est pour répondre à cette question, que nous avons, dans ce chapitre, étudié l'influence des différents paramètres pris en compte dans la modélisation du signal.

Dans un premier temps, nous avons cherché à décrire les phénomènes intervenant dans l'estimation d'une mesure satellitaire. Ceci nous a permis de mettre en évidence les paramètres atmosphériques essentiels nécessaires dans le cadre d'une simulation, simulation que nous avons effectuée dans le cadre de deux expériences spatiales (Thematic Mapper sur LANDSAT 4 et Haute Résolution Visible sur SPOT 1).

Pour effectuer ces simulations, nous avons dû utiliser des formulations analytiques simples, que nous avons validées à l'aide de calculs exacts.

Enfin, une estimation sur la précision de la mesure est présentée.

Lors d'une mesure satellitaire, le signal reçu correspond à une caractérisation de la cible observée. Plusieurs phénomènes entrent en ligne de compte lors de cette caractérisation tels que, les phénomènes d'absorption ou de diffusion. Il est donc important de pouvoir estimer l'ampleur de ces phénomènes pour permettre d'accéder aux propriétés intrinsèques de la cible.

1.1 - RAPPELS

Si l'on considère une cible lambertienne, de réflectance ρ , éclairée par un faisceau solaire d'incidence θ_s par rapport à la verticale, est observée sous un angle θ_v . L'effet de l'atmosphère sur la mesure de la réflectance de la cible fait intervenir les processus suivants :

- L'absorption moléculaire par les gaz, de concentration variable dans le temps et dans l'espace, tels que la vapeur d'eau, l'ozone. Le dioxyde de carbone et l'oxygène ayant des concentrations peu variables.
- La diffusion par les molécules ou diffusion Rayleigh.
- La diffusion par les aérosols, particules en suspension dans l'air, que l'on exprimera à partir de la théorie de Mie.

En première approximation, les phénomènes d'absorption et de diffusion peuvent être découplés. Pour l'ozone, localisé dans la stratosphère, où molécules et aérosols sont déjà très raréfiés, le faisceau solaire incident puis le faisceau détecté traversent cette couche absorbante pratiquement sans subir de diffusion. Pour la vapeur d'eau et le dioxyde de carbone, le fait que leurs bandes d'absorption n'apparaissent qu'à des longueurs d'onde où la diffusion moléculaire est devenu négligeable, permet de ne prendre en compte que la diffusion par les aérosols. Les simulations numériques montrent que, au delà de 0,850 μm , les diffusions d'ordre de 1 et 2 constituent la quasi-totalité du rayonnement diffus. Les aérosols diffusant fortement vers l'avant, les trajets correspondant s'écartent très peu des trajets directs.

On peut donc écrire la réflectance mesurée $\rho'(\lambda)$ en fonction de la réflectance effective $\rho^*(\lambda)$ sous la forme :

$$\rho'_\lambda = t_\lambda \cdot \rho^*_\lambda \quad (1)$$

où ρ^*_λ est la réflectance due uniquement aux phénomènes de diffusion et t_λ la transmission sur les trajets soleil-sol et sol-satellite.

Le terme t_λ dépend des angles solaire zénithal et de visée, on peut l'exprimer sous la forme du produit des transmissions des différents constituants gazeux :

$$t_\lambda(\theta_s, \theta_v) = \prod_{i=1}^n t_\lambda^i(\theta_s, \theta_v) \quad (2)$$

1.1.a - Phénomènes d'absorption

Le spectre de raies définissant l'absorption par les gaz est très complexe, cette absorption dépend donc fortement de la longueur d'onde d'observation. Pour plus de commodités, on définira donc une transmission moyenne \bar{t} , dans un intervalle spectral d'observation plus ou moins large, telle que :

$$\bar{t} = \int_{\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}} t_{\lambda}(\theta_s, \theta_v) d\lambda \quad (3)$$

Les principaux constituants atmosphériques intervenant dans le domaine du spectre solaire (0,25 - 4,0 μm) sont :

- La vapeur d'eau présentant des bandes d'absorption à des longueurs d'onde supérieures à 0,7 μm et limitant l'observation dans le domaine proche infrarouge à quelques fenêtres atmosphériques bien définies autour de 1,06, 1,22, 1,6, 2,2 et 3,7 μm .
- L'ozone éliminant toutes possibilités d'observation à des longueurs d'onde inférieures à 0,32 μm et présentant une faible bande d'absorption autour de 0,6 μm .
- Le dioxyde de carbone ayant des bandes d'absorption très étroites se confondant avec celles de la vapeur d'eau dans le proche infrarouge.
- L'oxygène avec une bande d'absorption très étroite (4 nm) autour de 0,76 μm .

Ces deux derniers gaz ayant des concentrations pratiquement constantes, l'estimation des effets d'absorption sera moins problématique.

Les bandes spectrales des détecteurs utilisés pour l'observation satellitaire se situent en dehors des bandes d'absorption des différents gaz atmosphériques mais, il subsiste malgré tout un faible effet d'absorption atténuant le signal observé de quelques pourcents (cf. tableau I).

TM	1	2	3	4	5	7
λ (μm)	0,488	0,570	0,670	0,850	1,680	2,250
$\bar{\tau}$	0,987	0,934	0,959	0,944	0,873	0,908
HRV	1	2	3			
λ (μm)	0,550	0,650	0,850			
$\bar{\tau}$	0,963	0,962	0,907			

TABLEAU I : Transmission moyenne intégrée dans les différents canaux de TM et HRV pour un modèle d'atmosphère type US Standard 62 ($\theta_s = \theta_v = 0^\circ$).
 (λ est la longueur d'onde centrale de la bande spectrale).

Cet effet sera modélisé de façon simple par la détermination d'un facteur de transmission gazeuse $\bar{t}_g(\theta_s, \theta_v, \Delta\lambda, U_0)$ suivant l'équation (1), où \bar{t}_g dépend, de la bande spectrale d'observation, de la quantité d'absorbant totale intégrée verticalement sur tout l'atmosphère U_0 , de l'élévation solaire θ_s et de l'angle de visée θ_v .

Ces fonctions de transmission, sur un intervalle spectral donné, seront écrites sous forme de sommes d'exponentielles (cf. annexe II, réf. 15).

$$\bar{t}_g = \exp(-a(m^*U_0)^b) \quad (4)$$

$$\text{où } m^* = \frac{1}{\mu_s} + \frac{1}{\mu_v} \quad \text{avec, } \mu = \cos \theta$$

a et b étant les coefficients obtenus à partir d'une méthode de moindre carré.

1.1.b - Phénomènes de diffusion

La diffusion atmosphérique est due à l'interaction des photons, soit avec les molécules, c'est la diffusion Rayleigh, soit avec les aérosols (particules en suspension dans l'air, d'origine naturelle ou anthropogénique), c'est la diffusion de Mie. Ce sont ces phénomènes que nous allons décrire (réf. 11).

L'expression de la réflectance d'une cible, si on suppose les problèmes d'absorption gazeuse résolus, est la combinaison de plusieurs processus.

Si l'on se place au niveau du sol et que l'on considère le trajet soleil-sol, il faut prendre en compte :

- l'éclairement direct correspondant au flux solaire au sommet de l'atmosphère $\mu_s E_s$ atténué sous la forme $e^{-\tau/\mu_s}$ lors de la

traversée de l'atmosphère :

$$\mu_s E_s \exp(-\tau/\mu_s) \quad (5)$$

où τ est l'épaisseur optique de l'atmosphère et E_s le flux solaire monochromatique au sommet de l'atmosphère.

- L'éclairement diffus intrinsèque à l'atmosphère correspondant aux photons touchant le sol après diffusion par l'atmosphère, c'est à dire : l'éclairement au sommet de l'atmosphère pondéré par un facteur de transmission diffuse $t_d(\theta_s)$

$$\mu_s E_s t_d(\theta_s) \quad (6)$$

On peut regrouper les expressions (5) et (6) sous la forme :

$$\mu_s E_s T(\theta_s) \quad (7)$$

où $T(\theta_s)$ est le facteur de transmission totale, et s'écrit :

$$T(\theta_s) = t_d(\theta_s) + \exp(-\tau/\mu_s) \quad (8)$$

- L'éclairement diffus correspondant à l'influence de la réflexion du sol (réflexions et diffusions successives des photons par le sol et l'atmosphère)

$$\mu_s E_s T(\theta_s) (\rho_s + \rho_s^2 + \dots) \quad (9)$$

où s est l'albédo sphérique de l'atmosphère et ρ la réflectance du sol.

On obtient donc l'éclairement au sol $E(\theta_s)$ en sommant les expressions (7) et (9) :

$$E(\theta_s) = \mu_s E_s T(\theta_s) (1 + \rho_s + \rho_s^2 + \dots) \quad (10)$$

$$\text{soit } E(\theta_s) = \mu_s E_s \frac{T(\theta_s)}{1 - \rho_s} \quad (11)$$

d'où l'expression de la luminance monochromatique réfléchi au niveau du sol :

$$L = \frac{\rho}{\pi} E(\theta_s) = \frac{\mu_s E_s}{\pi} \rho \frac{T(\theta_s)}{1 - \rho_s} \quad (12)$$

Si l'on se place maintenant au niveau du satellite, la luminance observée est la combinaison :

- d'un signal indépendant du sol, la luminance intrinsèque monochromatique,

$$L_a = \frac{\mu_s E_s}{\pi} \rho_a \quad (13)$$

où ρ_a est la réflectance atmosphérique intrinsèque.

- Du signal réfléchi dans la direction d'observation venant de la cible, L , atténué par le facteur $e^{-\tau/\mu_v}$, tel que :

$$L e^{-\tau/\mu_v} = \frac{\rho}{\pi} \mu_s E_s \frac{T(\theta_s)}{1 - \rho_s} \exp(-\tau/\mu_v) \quad (14)$$

si la cible a des propriétés directionnelles, l'influence de ce terme sera un lissage de ces propriétés (réf. 26).

- Du signal réfléchi par diffusion dans l'atmosphère dans la direction d'observation pondéré par le facteur de transmission diffuse $t_d(\theta_v)$:

$$\mu_s E_s \frac{T(\theta_s)}{1 - \rho_s} \frac{\rho}{\pi} t_d(\theta_v) \quad (15)$$

C'est sur ce terme que va apparaître l'influence de l'environnement.

On obtient donc une luminance monochromatique au sommet de l'atmosphère s'écrivant sous la forme :

$$L^* (\theta_s, \theta_v) = \frac{\mu_s E_s}{\pi} \left[\rho_a(\theta_s, \theta_v) + \rho \frac{T(\theta_s) T(\theta_v)}{1 - \rho_s} \right] \quad (16)$$

où exprimée en réflectance équivalente (réf. 13, 14, 16) :

$$\rho^*(\theta_s, \theta_v) = \rho_a(\theta_s, \theta_v) + \frac{T(\theta_s) T(\theta_v)}{1 - \rho_s} \rho \quad (17)$$

1.2 - FORMULATION ET VALIDATION DU FORMALISME

Un calcul performant des différentes expressions précédentes peut être fait pour chaque longueur d'onde. Cela suppose des calculs lourds et coûteux, il est donc intéressant de pouvoir utiliser des formulations analytiques approchées permettant d'exprimer les différents paramètres et leurs différentes dépendances, spectrales et angulaires, de manière simple.

Dans ce paragraphe, nous avons donc essayé de mettre en évidence les limites de validité des formulations utilisées mais, il est évident que l'éventail des formules présentées ici n'est pas exhaustif, mais qu'il regroupe les plus couramment utilisées.

1.2.a - Formulation analytique

Dans le cas d'observations satellitaires, le domaine spectral d'observation est fixé par les caractéristiques des détecteurs.

On peut exprimer la luminance observée sous la forme :

$$L'(\Delta\lambda, \theta_s, \theta_v) = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L'(\lambda, \theta_s, \theta_v) f(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} f(\lambda) d\lambda} \quad (18)$$

où $L'(\Delta\lambda, \theta_s, \theta_v)$ équivaut à une luminance normalisée par la fonction de sensibilité du filtre.

De la même façon, on peut définir l'éclairement solaire dans le domaine spectral de la bande d'observation ($\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$) par :

$$E'_S(\Delta\lambda) = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_S(\lambda) f(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} f(\lambda) d\lambda} \quad (19)$$

On obtient une expression identique pour la réflectance mesurée dans la bande d'observation considérée :

$$\rho'(\Delta\lambda, \theta_S, \theta_V) = \frac{\pi}{\mu_S E'_S(\Delta\lambda)} L'(\Delta\lambda, \theta_S, \theta_V) \quad (20)$$

soit

$$\rho'(\Delta\lambda, \theta_S, \theta_V) = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_S(\lambda) f(\lambda) \rho^*(\lambda, \theta_S, \theta_V) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_S(\lambda) f(\lambda) d\lambda} \quad (21)$$

Si l'on tient compte de l'absorption gazeuse, l'équation (1) donne l'expression de la réflectance mesurée et on obtient par intégration sur la bande spectrale :

$$\rho(\theta_S, \theta_V) = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_S(\lambda) f(\lambda) \rho^*(\lambda) \bar{t}_g(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_S(\lambda) f(\lambda) d\lambda} \quad (22)$$

Dans cette formulation, le calcul de ρ ne peut se faire de manière exacte car la résolution de l'équation de transfert est lourde et les temps de calcul sont vite prohibitifs. Nous allons d'abord rappeler les caractéristiques d'un milieu diffusant et nous envisagerons ensuite les différentes formulations actuellement disponibles en insistant sur leur domaine de validité.

1) Expressions des paramètres optiques de l'atmosphère

a) Diffusion moléculaire

La diffusion moléculaire ou diffusion Rayleigh est le fait de toutes les molécules de l'atmosphère. Ses paramètres sont assez bien connus :

- Epaisseur optique :

Une expression de l'épaisseur optique moléculaire couramment utilisée est la suivante (réf. 32) :

$$\tau_R(\lambda) \sim \lambda^{-4,009} \quad (23)$$

La formulation que nous proposons correspond aux mesures les plus récentes (réf. 39) :

$$\tau_R(\lambda) = \frac{A}{\lambda^4} + \frac{B}{\lambda^5} + \frac{C}{\lambda^6} \quad (\lambda \text{ en } \mu\text{m}) \quad (24)$$

avec $A = 85,34 \cdot 10^{-4} \mu\text{m}^4$, $B = -1,224 \cdot 10^{-4} \mu\text{m}^5$, $C = 1,4 \cdot 10^{-4} \mu\text{m}^6$

- Fonction de phase :

La fonction de phase pour la diffusion moléculaire $p_R(\xi)$ dépendant très peu de la nature des molécules, elle ne varie donc pas avec la longueur d'onde. La valeur de la fonction de phase Rayleigh est directement reliée à l'angle de diffusion ξ (si on néglige le coefficient d'anisotropie) par l'expression :

$$p_R(\xi) = 3/4 (1 + \cos^2 \xi) \quad (25)$$

L'angle de diffusion ξ est donné à partir des conditions géométriques de visée par :

$$\xi = \text{Acos} (-\cos \theta_S \cos \theta_V + \sin \theta_S \sin \theta_V \cos \phi_V) \quad (26)$$

où θ_s et θ_v sont les angles solaire et de visée, et ϕ_v l'azimuth de visée (cf. fig. 1).

- Facteur de rétrodiffusion :

Le facteur de rétrodiffusion $b_R(\lambda)$ dépend de l'allure de la fonction de phase $p_R(\xi)$. Plus précisément, b_i est relié au coefficient d'anisotropie $\langle \cos \xi \rangle_i$ de la fonction de phase par :

$$b_i = \frac{1 - \langle \cos \xi \rangle_i}{2} \quad (27)$$

Pour la diffusion moléculaire, $b_R = 1/2$.

b) Diffusion par les aérosols

L'épaisseur optique des aérosols dépend du type de particules (indice et granulométrie) ainsi que de leur abondance (réf. 1, 29, 32).

La théorie de Mie nous permet de calculer exactement les coefficients d'extinction, de diffusion et la fonction de phase en supposant connues les caractéristiques physiques des aérosols. Généralement, les calculs exacts seront faits pour des valeurs bien réparties en longueur d'onde et l'on interpolera à partir de ces calculs pour pouvoir effectuer l'intégration sur la fonction filtre définissant la bande spectrale d'observation du satellite.

- Facteur de rétrodiffusion :

La variation spectrale du coefficient de rétrodiffusion des particules b_p peut s'exprimer à partir de la variation spectrale du facteur d'anisotropie $\langle \cos \xi \rangle_i$ par l'expression :

$$b_p(\lambda) = 1/2 (1 - \langle \cos \xi \rangle_i) \quad (28)$$

- Facteur d'anisotropie

Le facteur d'anisotropie $\langle \cos \xi \rangle_i$ caractérise la façon dont diffusent les aérosols. Qualitativement, ce coefficient tend vers 1 si les photons sont peu déviés de leur direction d'incidence par la diffusion. Il tendra vers 0 si la diffusion répartit uniformément les photons entre les directions

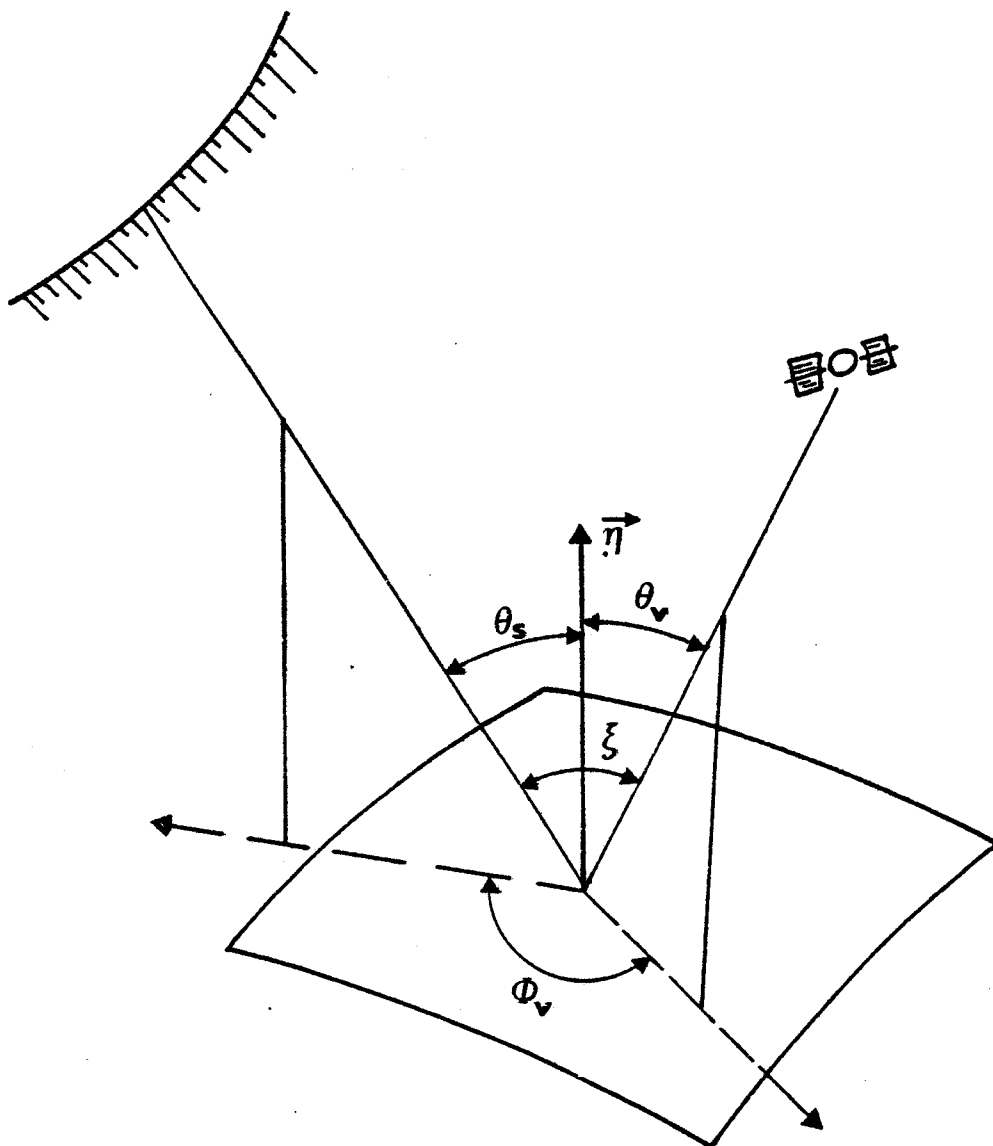


FIGURE 1 : Géométrie d'observation et de visée

θ_s , angle zénithal du soleil

θ_v , angle zénithal de la direction de visée

θ_v , angle azimutal entre les plans verticaux contenant les directions d'incidence et d'observation

ξ , angle de diffusion.

avant et arrière. Il est donc directement dépendant de l'allure de la fonction de phase, de diffusion $p_p(\xi)$ représentant la probabilité relative pour un photon d'être diffusé dans une direction ξ par rapport à la direction d'incidence.

La validation des formulations analytiques sera faite pour les mêmes conditions particulières des calculs exacts effectués par TANRE (réf. 11), c'est à dire, pour deux longueurs d'onde fixées, 0,450 μm et 0,850 μm , quatre élévations solaires, 18°, 41°, 50° et 75°, quatre atmosphères correspondant à un mélange homogène de molécules et d'aérosols, la concentration des particules dépendant de la visibilité horizontale fixée à 50, 23, 8 et 5 kilomètres. Ces aérosols étant caractérisés par un indice de 1,50 et correspondant à un modèle moyen d'aérosols de type modèle C, on supposera dans ce qui suit, des aérosols non absorbants et donc tels que $\omega_0 = 1$.

2) Expressions de la réflectance atmosphérique

Nous avons choisi de comparer trois formulations de la réflectance atmosphérique aux calculs exacts effectués à partir d'une méthode d'ordres successifs par TANRE et al. (Réf. 11).

La première formulation analytique approchée de la réflectance atmosphérique est l'expression de l'approximation de la diffusion primaire (réf. 12, 26, 27), où l'on n'a pris en compte que les photons n'ayant subi qu'une diffusion et développé au premier ordre en τ , on obtient :

$$\rho_a(\lambda) = \frac{\tau(\lambda) p(\xi)}{4 \mu_s \mu_v} \quad (29)$$

où, dans le cas d'un mélange homogène diffusant de molécules et d'aérosols, on écrira :

$$\tau(\lambda) p(\xi) = \tau_R(\lambda) p_R(\xi) + \tau_p(\lambda) p_p(\xi) \quad (30)$$

$p_p(\xi)$ correspond à la fonction de phase d'un modèle moyen d'aérosols type modèle C pour l'angle de diffusion considéré. Dans cette approximation, les effets de diffusion multiples sont compensés par le développement au premier ordre en τ .

Les fonctions de phase $p_R(\xi)$ et $p_p(\xi)$ dépendent très peu de la longueur d'onde, on remarque donc que la dépendance spectrale de la réflectance

atmosphérique est due à la variation de la valeur de l'épaisseur optique avec la longueur d'onde.

La seconde formulation de la réflectance atmosphérique est celle donnée par SOBOLEV, où la diffusion primaire est prise en compte de façon exacte, les diffusions multiples étant prises en compte par les deux premiers termes du développement en polynômes de Legendre de la fonction de phase,

$$p_R(\xi) = 1 + \beta_1 \cos \xi \quad (31)$$

ce qui donne comme expression de la réflectance :

$$\rho_a = 1 - \frac{3}{4} \frac{R(\tau, \theta_s) R(\tau, \theta_v)}{\frac{4}{3} + \tau_R + (1-g(\lambda))\tau_p} + \left[(3+\beta_1)\mu_s\mu_v - 2(\mu_s+\mu_v) + \bar{p}(\xi) \right] \bar{\rho} \quad (32)$$

avec $R(\tau, \theta) = \left(\frac{2}{3} + \mu\right) \left(\frac{2}{3} - \mu\right) \exp(-\tau/\mu)$ où θ vaut soit θ_s soit θ_v , et τ est l'épaisseur optique totale.

$$\tau = \tau_R + \tau_p \quad (33)$$

avec
$$\bar{\beta}_1 = \frac{\tau_p \beta_1}{\tau_R + \tau_p} \quad (34)$$

$$\bar{\rho} = \frac{1}{4} \frac{1 - \exp(-\tau(1/\mu_s + 1/\mu_v))}{\mu_s + \mu_v} \quad (35)$$

$$\bar{p}(\xi) = \frac{\tau_R p_R(\xi) + \tau_p p_p(\xi)}{\tau_R + \tau_p} \quad (36)$$

$\bar{p}(\xi)$ est la fonction de phase de diffusion.

La dernière expression, est celle développée par TURNER et SPENCER (réf. 31), à partir de l'approximation double-delta, où l'on considère les phénomènes de diffusion primaire de façon exacte, consiste à déterminer les

diffusions multiples en utilisant deux directions de diffusion opposées, et d'intégrer l'équation de transfert à partir de ces deux directions, on obtient pour un sol noir ($\rho = 0$) :

$$\rho_a = \frac{1}{4(\mu_s + (1-\eta)\tau_o)\mu_s} (((1-\eta)\tau_o(p(\xi) + p(-\xi)) + \tau_o p(-\xi)) \times (1 - \exp(-\tau_o/\mu_v) + ((1-\eta)(p(\xi) + p(-\xi))) \times ((\tau_o + \mu_v) \exp(-\tau_o/\mu_v) - \mu_v)) \quad (37)$$

avec $\tau_o = \tau_R + \tau_p$

$$\text{et } \eta = \frac{\tau_R/2 + 1/2(1 - g(\lambda))\tau_p}{\tau_o}$$

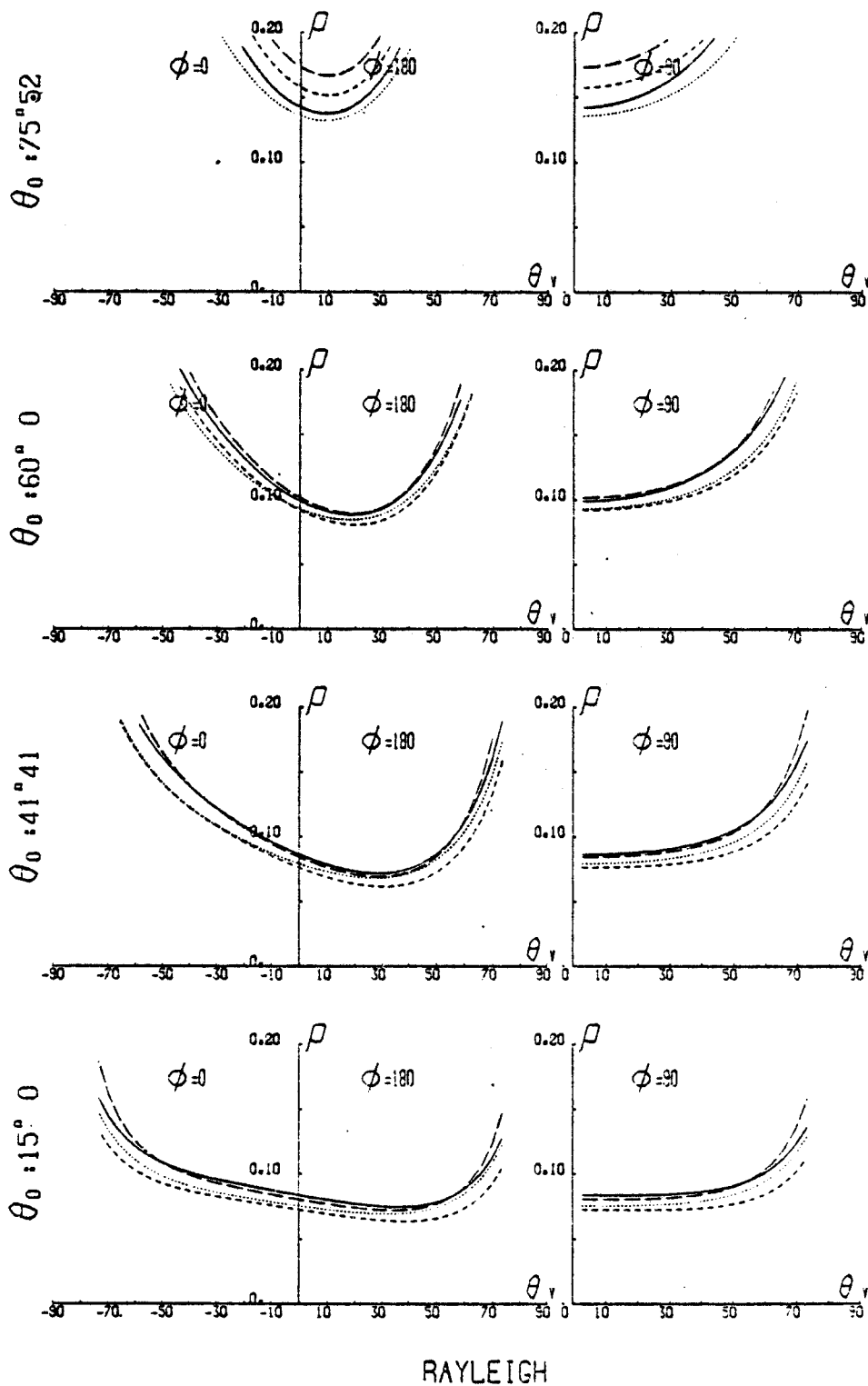
$p(\xi)$: fonction de phase de diffusion pour θ_o

$p(-\xi)$: fonction de phase de diffusion pour $(180^\circ - \theta_o)$

Pour une meilleure approche du problème, nous avons réuni les résultats de ces comparaisons regroupant, pour une atmosphère (moléculaire ou ne contenant que des aérosols) et pour une longueur d'onde, l'ensemble des quatre élévations solaires, et représentant pour chaque valeur de θ_s la variation de la réflectance atmosphérique intrinsèque en fonction de l'angle et de l'azimut de visée.

Nous avons d'abord choisi de regarder séparément les effets d'une atmosphère purement moléculaire ou ne contenant que des aérosols.

Pour une atmosphère Rayleigh, à $0,450 \mu\text{m}$ (fig. 2), car c'est aux courtes longueurs d'onde que l'influence de la diffusion Rayleigh est plus importante, on constate que l'approximation la meilleure est donnée par l'expression de la diffusion primaire, excepté pour un angle zénithal de 75° , où l'erreur commise sur le signal vient de la limite de validité du formalisme lorsqu'on atteint des angles très rasants ($\theta > 60^\circ$).



RAYLEIGH

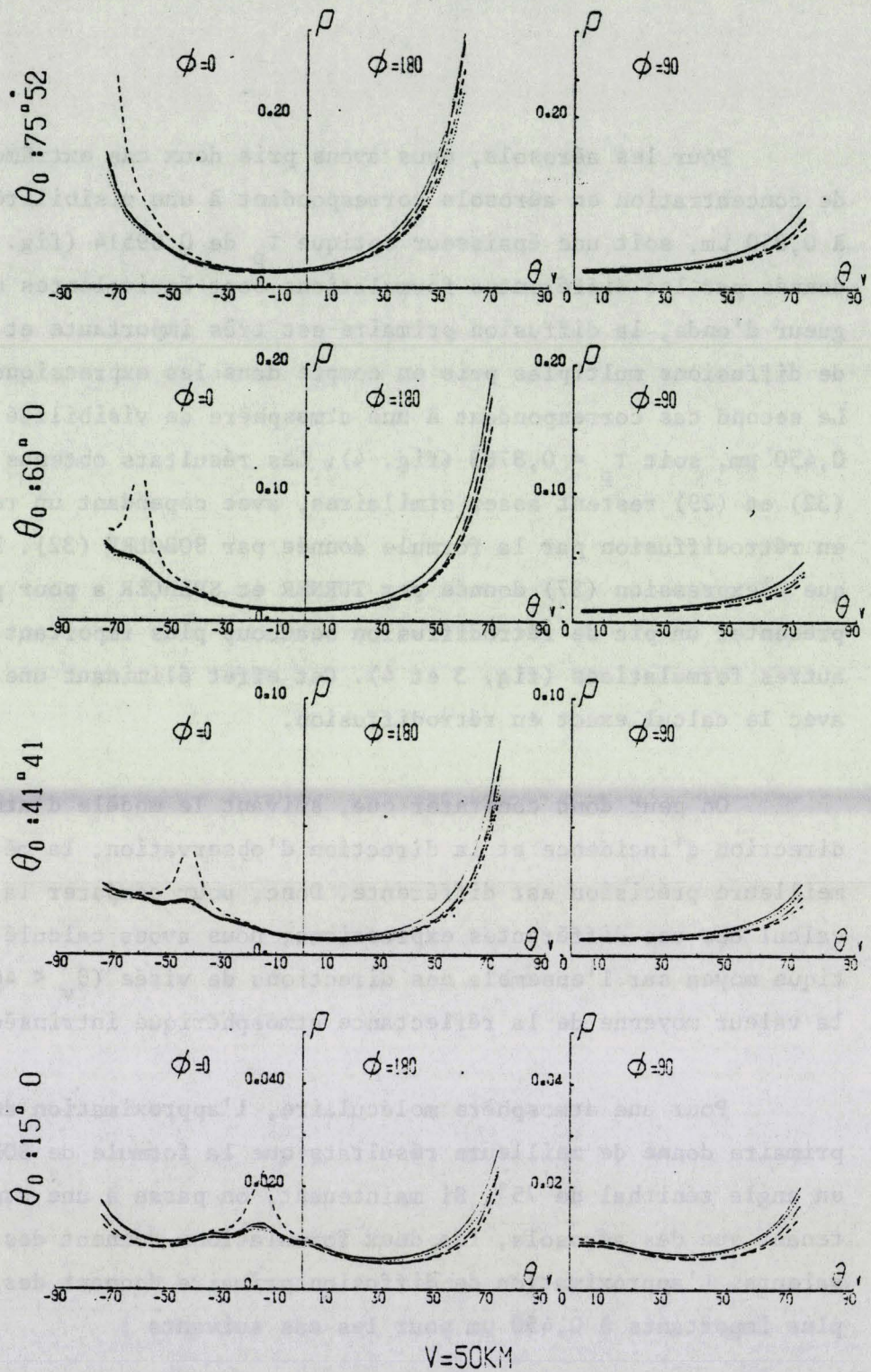
FIGURE 2 : Comparaison de la réflectance atmosphérique (formulation exacte - formulation approchée) pour une atmosphère purement moléculaire. (— Calcul exact, --- Turner, ... Sobolev, - - Diffusion primaire) $\lambda = 0,450 \mu\text{m}$.

Pour les aérosols, nous avons pris deux cas extrêmes. Une atmosphère de concentration en aérosols correspondant à une visibilité de 50 kilomètres à $0,850 \mu\text{m}$, soit une épaisseur optique τ_p de $0,09514$ (fig. 3). Les résultats donnés par les différentes formulations sont équivalentes car à cette longueur d'onde, la diffusion primaire est très importante et masque les effets de diffusions multiples pris en compte dans les expressions (32) et (37). Le second cas correspondant à une atmosphère de visibilité de 5 kilomètres à $0,450 \mu\text{m}$, soit $\tau_p = 0,8783$ (fig. 4). Les résultats obtenus par les formules (32) et (29) restent assez similaires, avec cependant un rendu plus fidèle en rétrodiffusion par la formule donnée par SOBOLEV (32). Il est à noter que l'expression (37) donnée par TURNER et SPENCER a pour particularité de présenter un pic de rétrodiffusion beaucoup plus important par rapport aux autres formulations (fig. 3 et 4). Cet effet éliminant une bonne corrélation avec le calcul exact en rétrodiffusion.

On peut donc constater que, suivant le modèle d'atmosphère, la direction d'incidence et la direction d'observation, la méthode ayant la meilleure précision est différente. Donc, pour comparer la précision du calcul des ces différentes expressions, nous avons calculé l'écart quadratique moyen sur l'ensemble des directions de visée ($\theta_v < 40^\circ$), ainsi que la valeur moyenne de la réflectance atmosphérique intrinsèque (cf. tableau II).

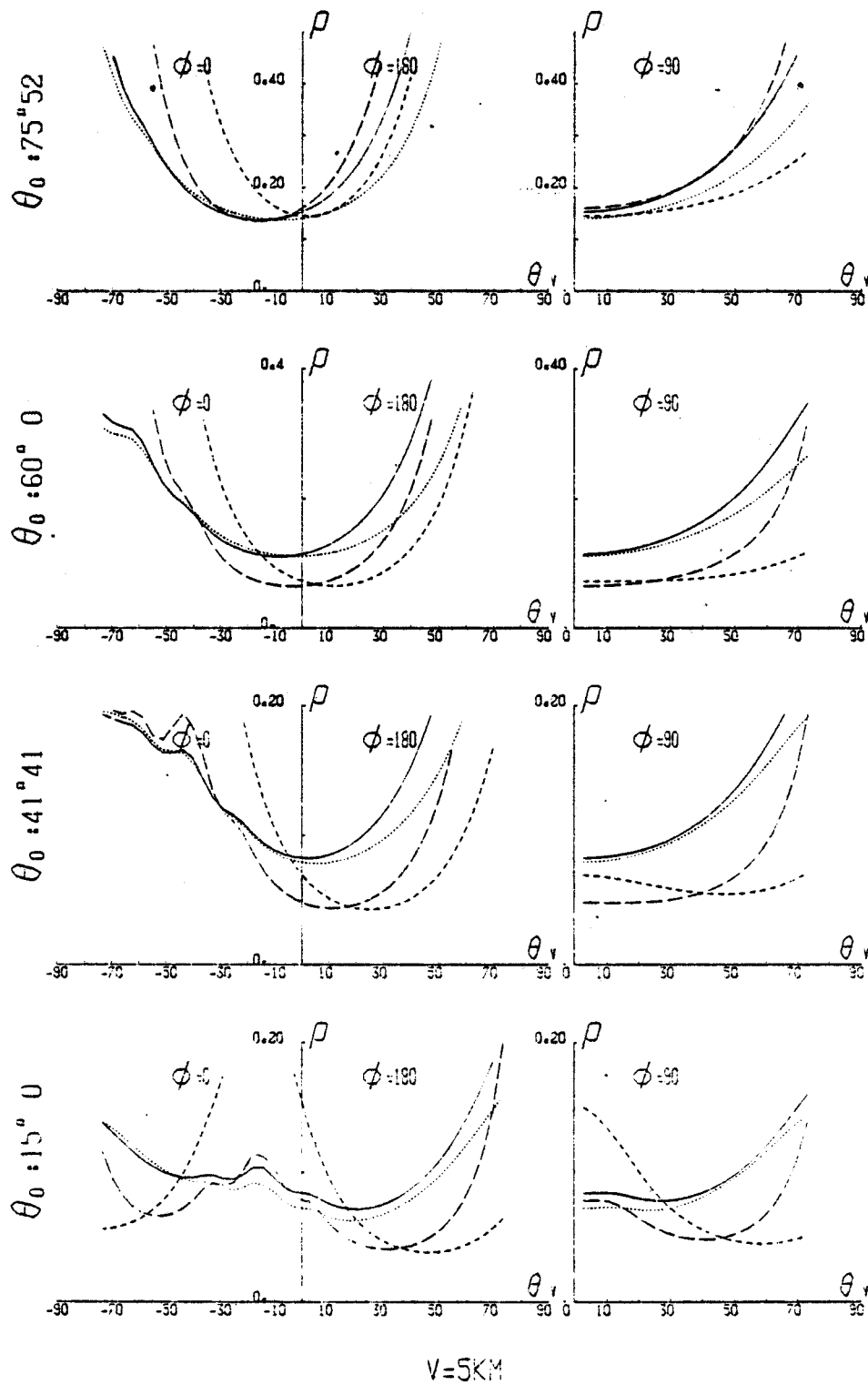
Pour une atmosphère moléculaire, l'approximation de la diffusion primaire donne de meilleurs résultats que la formule de SOBOLEV, sauf pour un angle zénithal de 75° . Si maintenant, on passe à une atmosphère ne contenant que des aérosols, les deux formulations donnent des résultats équivalents. L'approximation de diffusion primaire donnant des écarts un peu plus importants à $0,450 \mu\text{m}$ pour les cas suivants :

- un angle zénithal de 60° pour les quatre visibilités,
- un angle de 41° pour les visibilités les plus faibles (8 et 5 km),
- un angle de 75° pour une visibilité de 5 km.



V=50KM

FIGURE 3 : Comparaison de la réflectance atmosphérique (formulation exacte - formulation approchée) pour une atmosphère purement aérosols. (— Calcul exact, --- Turner, Sobolev, -- Diffusion primaire) $\lambda = 0,850 \mu\text{m}$.



V=5KM

FIGURE 4 : Comparaison de la réflectance atmosphérique (formulation exacte - formulation approchée) pour une atmosphère purement aérosols. (— Calcul exact, --- Turner, ... Sobolev, -- Diffusion primaire) $\lambda = 0,450 \mu\text{m}$.

LONGUEUR D'ONDE (nm) : 0,450

SOBOLEV :

ANGLE SOLAIRE :	RAYLEIGH		V = 50 KM		V = 23 KM		V = 08 KM		V = 05 KM	
15.00	0.0080	0.0843	0.0039	0.0147	0.0069	0.0231	0.0155	0.0532	0.0208	0.0841
41.41	0.0080	0.0898	0.0033	0.0142	0.0056	0.0233	0.0125	0.0592	0.0165	0.0958
60.00	0.0087	0.1079	0.0038	0.0211	0.0069	0.0349	0.0171	0.0864	0.0258	0.1342
75.52	0.0112	0.1607	0.0088	0.0467	0.0159	0.0716	0.0355	0.1399	0.0463	0.1840

DIFFUSION PRIMAIRE :

ANGLE SOLAIRE :	RAYLEIGH		V = 50 KM		V = 23 KM		V = 08 KM		V = 05 KM	
15.00	0.0030	0.0843	0.0009	0.0147	0.0021	0.0231	0.0085	0.0532	0.0176	0.0841
41.41	0.0020	0.0898	0.0025	0.0142	0.0054	0.0233	0.0204	0.0592	0.0380	0.0958
60.00	0.0034	0.1079	0.0051	0.0211	0.0106	0.0349	0.0327	0.0864	0.0527	0.1342
75.52	0.0361	0.1607	0.0062	0.0467	0.0096	0.0716	0.0160	0.1399	0.0466	0.1840

TURNER :

ANGLE SOLAIRE :	RAYLEIGH		V = 50 KM		V = 23 KM		V = 08 KM		V = 05 KM	
15.00	0.0114	0.0843	0.0124	0.0147	0.0276	0.0231	0.1159	0.0532	0.2289	0.0841
41.41	0.0110	0.0898	0.0040	0.0142	0.0088	0.0233	0.0348	0.0592	0.0666	0.0958
60.00	0.0085	0.1079	0.0056	0.0211	0.0118	0.0349	0.0386	0.0864	0.0662	0.1342
75.52	0.0167	0.1607	0.0095	0.0467	0.0169	0.0716	0.0394	0.1399	0.0620	0.1840
	σ	$\bar{\rho}$	σ	$\bar{\rho}$	σ	$\bar{\rho}$	σ	$\bar{\rho}$	$\bar{\sigma}$	$\bar{\rho}$

LONGUEUR D'ONDE (nm) : 0,850

SOBOLEV :

ANGLE SOLAIRE :	RAYLEIGH		V = 50 KM		V = 23 KM		V = 08 KM		V = 05 KM	
15.00	0.0001	0.0062	0.0021	0.0088	0.0037	0.0138	0.0092	0.0313	0.0144	0.0486
41.41	0.0001	0.0067	0.0019	0.0085	0.0034	0.0137	0.0084	0.0334	0.0127	0.0536
60.00	0.0001	0.0084	0.0024	0.0123	0.0043	0.0201	0.0109	0.0494	0.0171	0.0782
75.52	0.0001	0.0146	0.0050	0.0281	0.0090	0.0437	0.0219	0.0928	0.0320	0.1304

DIFFUSION PRIMAIRE :

ANGLE SOLAIRE :	RAYLEIGH		V = 50 KM		V = 23 KM		V = 08 KM		V = 05 KM	
15.00	0.0001	0.0062	0.0006	0.0088	0.0013	0.0138	0.0041	0.0313	0.0080	0.0486
41.41	0.0001	0.0067	0.0011	0.0085	0.0025	0.0137	0.0090	0.0334	0.0170	0.0536
60.00	0.0001	0.0084	0.0024	0.0123	0.0050	0.0201	0.0161	0.0494	0.0279	0.0782
75.52	0.0001	0.0146	0.0041	0.0281	0.0070	0.0437	0.0113	0.0928	0.0117	0.1304

TURNER :

ANGLE SOLAIRE :	RAYLEIGH		V = 50 KM		V = 23 KM		V = 08 KM		V = 05 KM	
15.00	0.0001	0.0062	0.0023	0.0088	0.0054	0.0138	0.0251	0.0313	0.0533	0.0486
41.41	0.0001	0.0067	0.0013	0.0085	0.0029	0.0137	0.0121	0.0334	0.0246	0.0536
60.00	0.0001	0.0084	0.0025	0.0123	0.0052	0.0201	0.0175	0.0494	0.0316	0.0782
75.52	0.0000	0.0146	0.0050	0.0281	0.0091	0.0437	0.0218	0.0928	0.0320	0.1304
	σ	$\bar{\rho}$	σ	$\bar{\rho}$	σ	$\bar{\rho}$	σ	$\bar{\rho}$	σ	$\bar{\rho}$

TABLEAU II : Intercomparaison des différentes formulations pour l'expression de la réflectance atmosphérique.

σ : écart quadratique moyen sur l'ensemble des directions de visée ($\theta_v < 40^\circ$) pour les différentes formulations.

$\bar{\rho}$: valeur moyenne de la réflectance atmosphérique intrinsèque donnée par le calcul exact sur l'ensemble des directions de visée ($\theta_v < 40^\circ$).

A $0,850 \mu\text{m}$, l'augmentation de l'écart pour la diffusion primaire se retrouve pour de faibles visibilités à 60° et à 41° pour une visibilité de 5 km.

Dans le cas d'un mélange homogène de molécules et d'aérosols, nous avons choisi d'observer quels étaient les résultats obtenus par les différentes formulations à $0,450 \mu\text{m}$.

Pour une visibilité de 23 kilomètres, où le signal dû au Rayleigh est cinq fois plus important que celui dû aux aérosols (fig. 5). Et pour une visibilité de 5 kilomètres, où les signaux Rayleigh et aérosols sont du même ordre de grandeur (fig. 6).

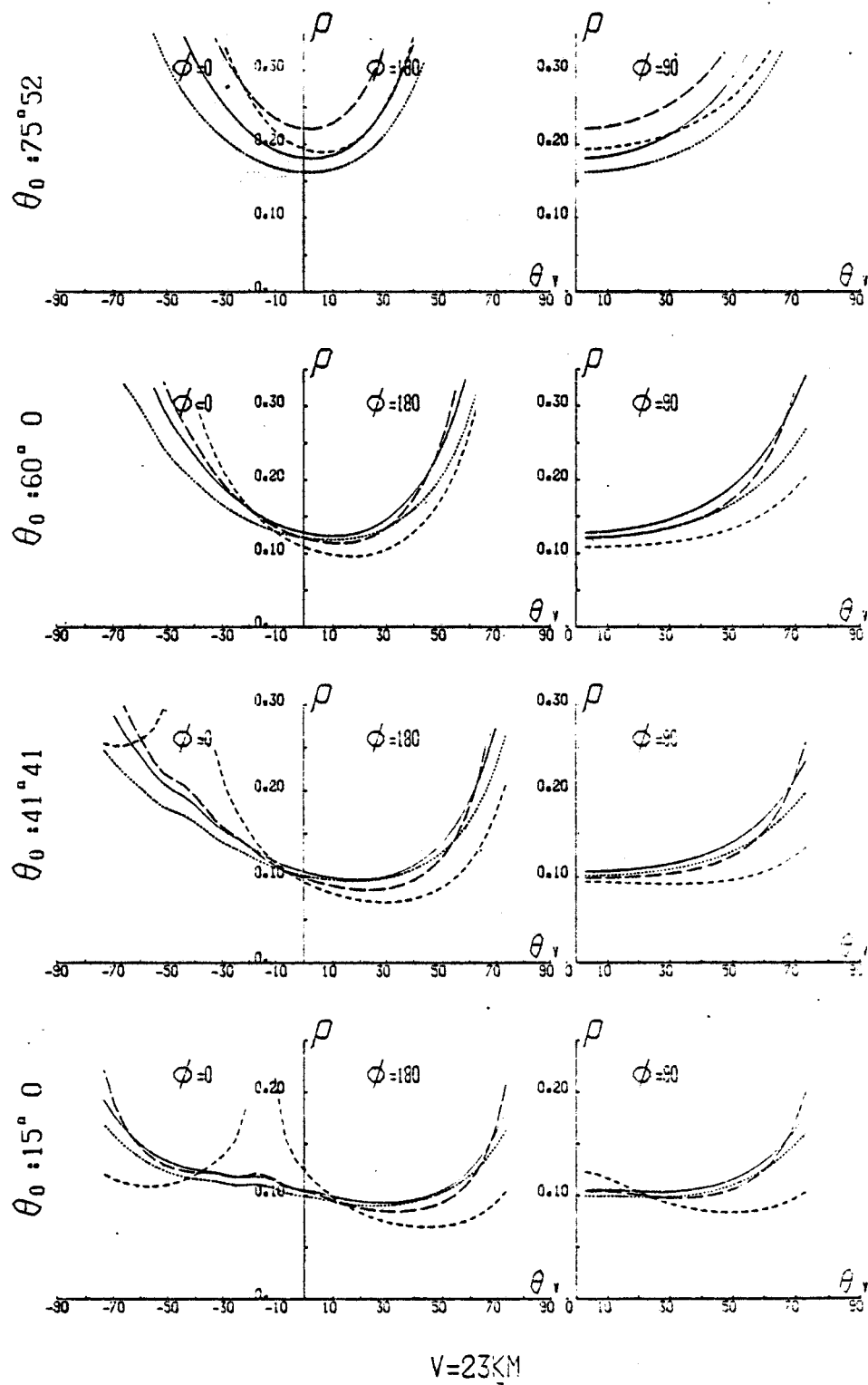
L'approximation la meilleure pour une visibilité moyenne ($V = 23 \text{ km}$) est donnée par l'expression de la diffusion primaire. Par contre, pour une forte concentration en aérosols ($V = 5 \text{ km}$), les résultats donnés par la formule (32) sont en meilleur accord avec le calcul exact.

Globalement, les formulations (29) et (32) donnent des résultats sensiblement identiques. Il semblerait cependant qu'une amélioration pourrait être apportée au vue des résultats du tableau III (colonne σ_1). Le découplage de la réflectance atmosphérique totale sous la forme (réf. 26, 27, 28, 30) :

$$\rho_a = \rho_a^R + \rho_a^P \quad (38)$$

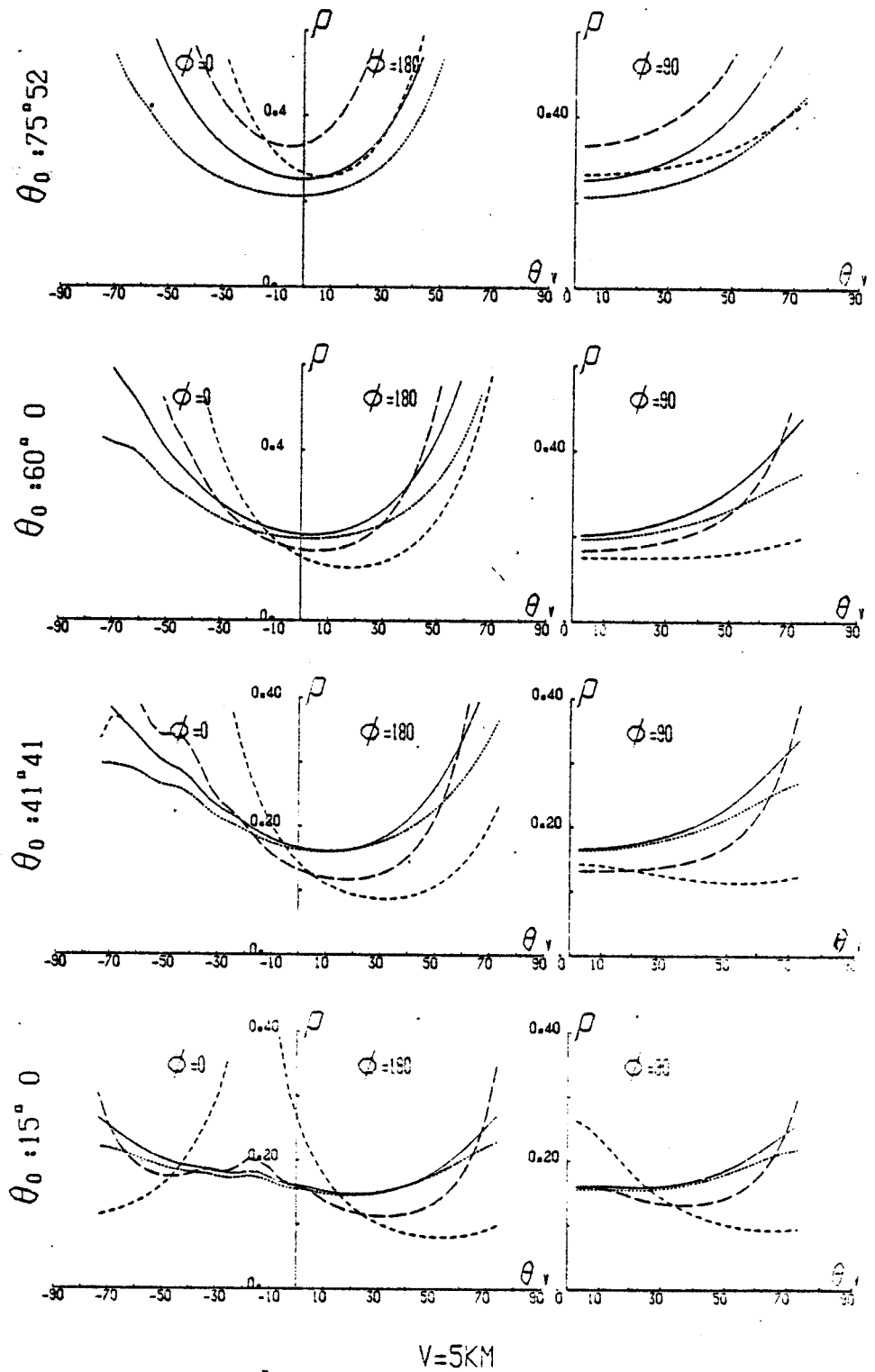
où l'expression de ρ_a^R , réflectance atmosphérique moléculaire, donnée par la formule (29) et ρ_a^P , réflectance atmosphérique due aux aérosols, donnée par la formule (32), semble apporter une amélioration sensible dans l'expression de la réflectance atmosphérique intrinsèque.

Cependant, dans l'optique d'un calcul rapide permettant l'intégration spectrale de cette réflectance, il apparaît que la formule (29) permettrait un gain de temps non négligeable de par sa simplicité, même si l'on perd quelque peu en précision. Donc, l'expression :



$V=23\text{KM}$

FIGURE 5 : Comparaison de la réflectance atmosphérique (formulation exacte - formulation approchée) pour un mélange homogène de molécules et d'aérosols. (— Calcul exact, --- Turner, ... Sobolev, - - Diffusion primaire) $\lambda = 0,450 \mu\text{m}$.



V=5KM

FIGURE 6 : Comparaison de la réflectance atmosphérique (formulation exacte - formulation approchée) pour un mélange homogène de molécules et d'aérosols. (— Calcul exact, --- Turner, ... Sobolev, -- Diffusion primaire) $\lambda = 0,450 \mu\text{m}$.

$\lambda = 0,450 \mu\text{m}$

SOBOLEV :

Vis. = 23 km

Vis. = 05 km

ANGLE SOLAIRE :	$\bar{\rho}_a$	σ_1	σ_2	$\bar{\rho}_a$	σ_1	σ_2
15.00	0.1055	0.0082	0.0130	0.1627	0.0183	0.0231
41.41	0.1138	0.0088	0.0137	0.1809	0.0146	0.0188
60.00	0.1424	0.0058	0.0129	0.2262	0.0119	0.0127
75.52	0.2073	0.0520	0.0058	0.2869	0.0631	0.0164

DIFFUSION PRIMAIRE :

ANGLE SOLAIRE :	$\bar{\rho}_a$	σ_1	σ_2	$\bar{\rho}_a$	σ_1	σ_2
15.00	0.1055	0.0082	0.0042	0.1627	0.0183	0.0188
41.41	0.1138	0.0088	0.0090	0.1809	0.0146	0.0371
60.00	0.1424	0.0058	0.0086	0.2262	0.0119	0.0348
75.52	0.2073	0.0520	0.0531	0.2869	0.0631	0.1352

TURNER :

ANGLE SOLAIRE :	$\bar{\rho}_a$	σ_1	σ_2	$\bar{\rho}_a$	σ_1	σ_2
15.00	0.1055	0.0082	0.0263	0.1627	0.0183	0.2287
41.41	0.1138	0.0088	0.0157	0.1809	0.0146	0.0691
60.00	0.1424	0.0058	0.0183	0.2262	0.0119	0.0585
75.52	0.2073	0.0520	0.0336	0.2869	0.0631	0.0938

TABLEAU III : Intercomparaison des différentes formulations de la réflectance atmosphérique (mélange)

$\bar{\rho}_a$: valeur moyenne de la réflectance atmosphérique intrinsèque obtenue par le calcul exact sur l'ensemble des directions de visée ($\theta_v < 40^\circ$)

σ_1 : écart quadratique moyen calculée en utilisant pour ρ_a l'expression (38)

σ_2 : écart quadratique moyen pour l'approximation considérée

$$\rho_a(\lambda) = \frac{\tau(\lambda) p(\xi)}{4 \mu_s \mu_v}$$

semble la plus appropriée pour le type de calcul que nous aurons à effectuer.

3) Expressions du facteur de transmission totale

On peut exprimer le facteur de transmission totale sous plusieurs formes différentes. Une expression analytique relativement simple, où le facteur de transmission totale est assez bien approché, obtenue à partir d'une méthode à deux flux (réf. 35, 38) :

$$T(\theta) = \frac{1}{1 + b(\lambda)\tau/\mu} \quad (39)$$

Pour un mélange homogène de molécules et d'aérosols, on écrira :

$$b(\lambda)\tau(\lambda) = b_R(\lambda)\tau_R(\lambda) + b_p(\lambda)\tau_p(\lambda) \quad (40)$$

Une comparaison de la précision de la formulation a aussi été faite lorsque l'on tient compte dans l'expression du facteur de rétrodiffusion b_p de la dépendance angulaire. L'expression obtenue pour b_p à partir des valeurs données par RUSSEL et al. (réf. 36) est la suivante :

$$b_p(\theta, \lambda) = \frac{\frac{1}{2} (1 - \sqrt{g(\lambda)})/2 \cos \theta}{(1 + \frac{g(\lambda)}{1 - g(\lambda)} \cos \theta)} \quad (41)$$

Nous avons testé la validité d'une seconde expression, développée à partir de la méthode d'EDDINGTON (réf. 37) et appliquée à l'étude de couches atmosphériques minces :

$$T(\theta) = \frac{(2/3+\mu) + (2/3-\mu) \exp(-(\tau_R(\lambda) + (1-0,34\mu^2)\tau_p(\lambda)) / \mu)}{4/3+\tau_R(\lambda) + g(\lambda)\tau_p(\lambda)} \quad (42)$$

où l'on retrouve $\tau_p(\lambda)$ et $g(\lambda)$, les paramètres définis précédemment.

Une comparaison spectrale de ces différentes formulations au facteur de transmission totale obtenu par le calcul des ordres successifs de diffusion pour différentes incidences est présentée sur les figures 7 à 12.

Si l'on considère une atmosphère purement moléculaire ($\{R\}$ sur les différentes figures), chacune des formulations analytiques approchées développées précédemment est en accord avec le résultat obtenu par le calcul exact. Par contre, si l'on tient compte de la présence d'aérosols, l'expression (39), où l'on a pris en compte uniquement la dépendance spectrale du facteur de rétrodiffusion (fig. 7 et 8), respecte l'allure spectrale du facteur de transmission totale, avec cependant, une sous-estimation de ce facteur pour des angles proches de la verticale (fig. 7), ce phénomène tendant à s'inverser lorsqu'on passe à des incidences plus rasantes (fig. 8). Cet écart est d'autant plus significatif quand on passe d'une visibilité moyenne ($\{23\} = 23$ km) à une visibilité faible ($\{5\} = 5$ km) ; c'est à dire, que la concentration en aérosols devient importante. L'erreur relative dans ce cas n'excédant pas 2 %.

Lorsque l'on tient compte de la dépendance angulaire du facteur de rétrodiffusion dans l'expression (39) (fig. 9 et 10), on constate, pour des angles proches de la verticale (fig. 9), une meilleure approximation du facteur de transmission totale que précédemment (fig. 7), et cela pour les deux visibilités (23 et 5 km), avec malgré tout une légère surestimation de ce facteur. Par contre, pour des angles plus rasants (fig. 10), la surestimation du facteur de transmission totale devient plus importante et le résultat obtenu est moins bon que précédemment (fig. 8).

La formule (42) donne les meilleurs résultats (fig. 11 et 12), mais constitue une expression lourde à manier. Cet aspect n'étant pas à négliger lorsqu'on désire une estimation rapide du facteur de transmission totale. Par ailleurs, dans l'optique de calcul dans des intervalles spectraux du type des canaux de satellite, où la variation spectrale du facteur

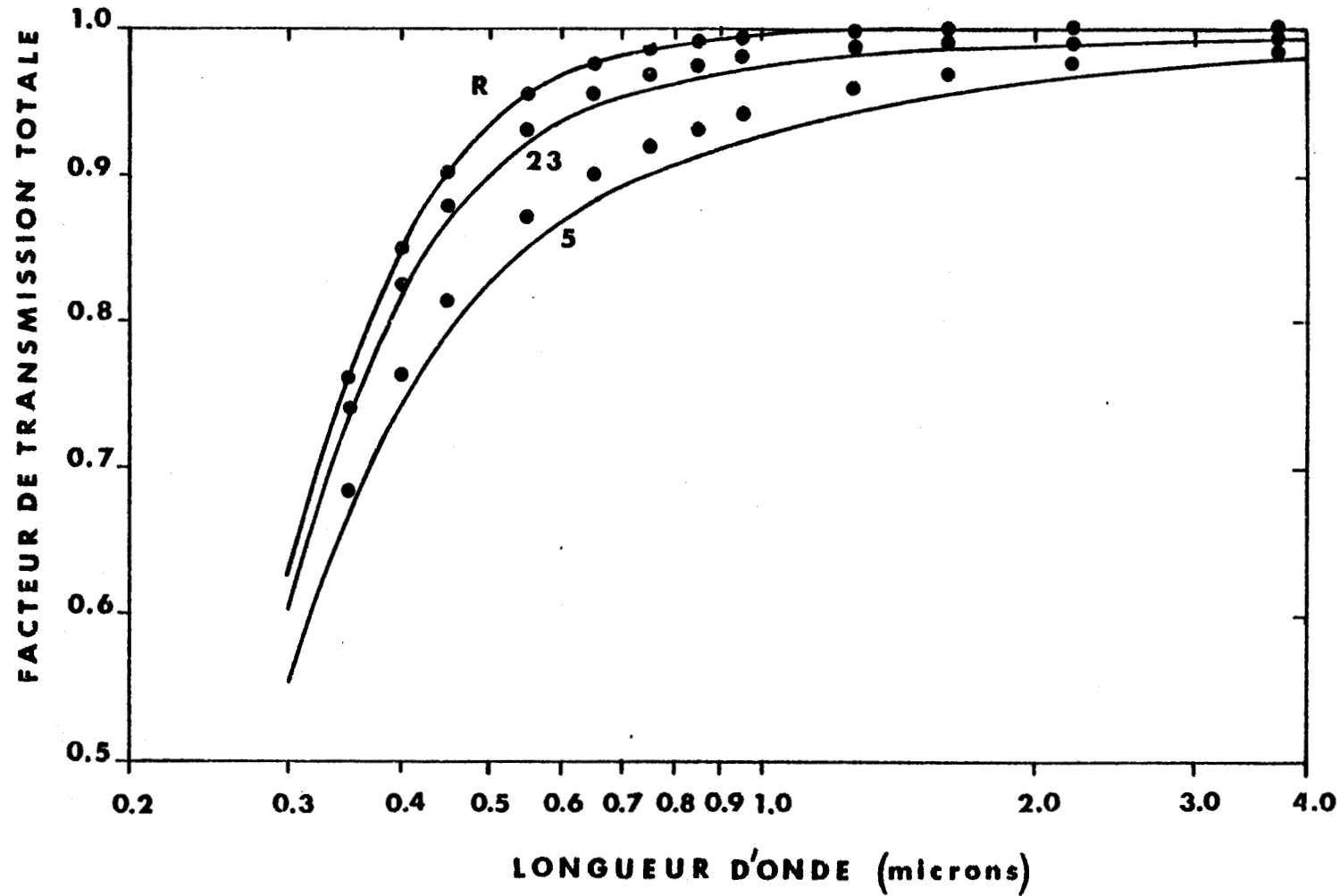


FIGURE 7 : Facteur de transmission totale - Comparaison formulation exacte (●) formulation approchée (—) à partir de l'expression (39) pour $\theta_s = 2,86^\circ$. Pour trois types d'atmosphère {R} = Rayleigh {23} = vis. de 23 km {5} = vis. de 5 km.

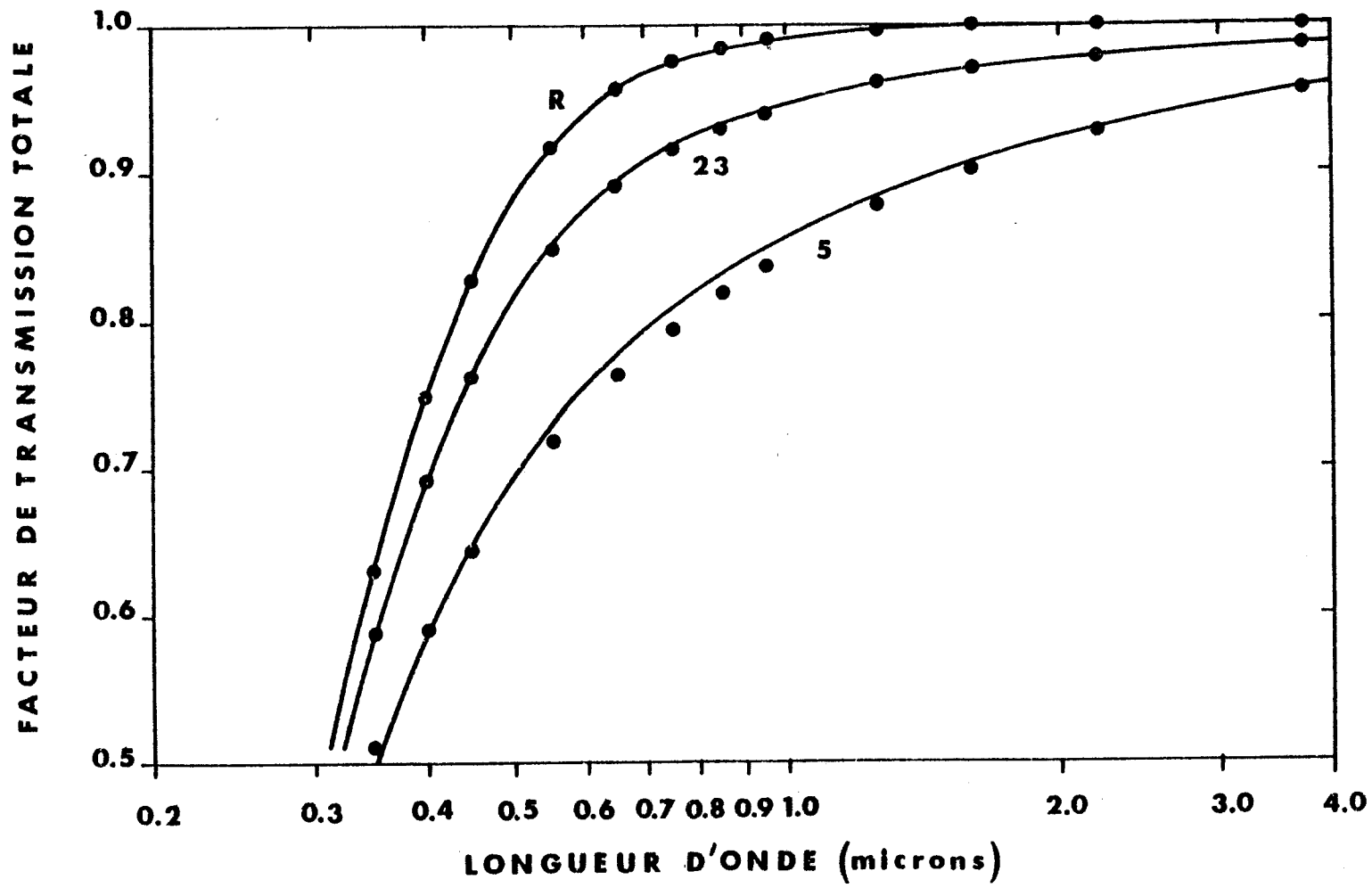


FIGURE 8 : Même légende que pour la figure 7 mais pour $\theta_s = 58,64^\circ$.

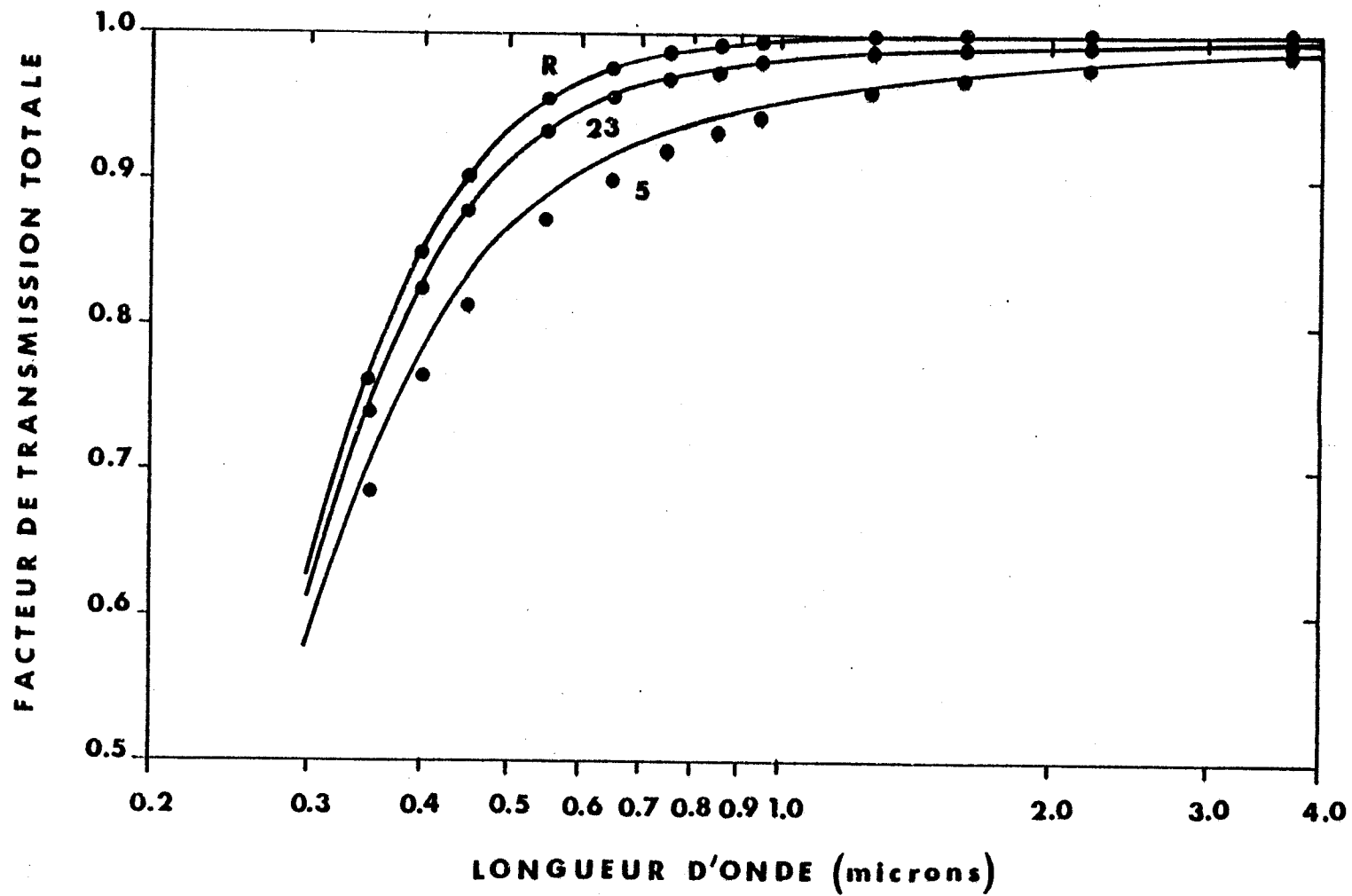


FIGURE 9 : Facteur de transmission totale - Comparaison formulation exacte (●)
 Formulation approchée (—) à partir des expressions (39) et (41) pour $\theta_s = 2,86^\circ$.
 Pour trois types d'atmosphère {R} = Rayleigh {23} = vis. de 23 km {5} = vis. de 5km.

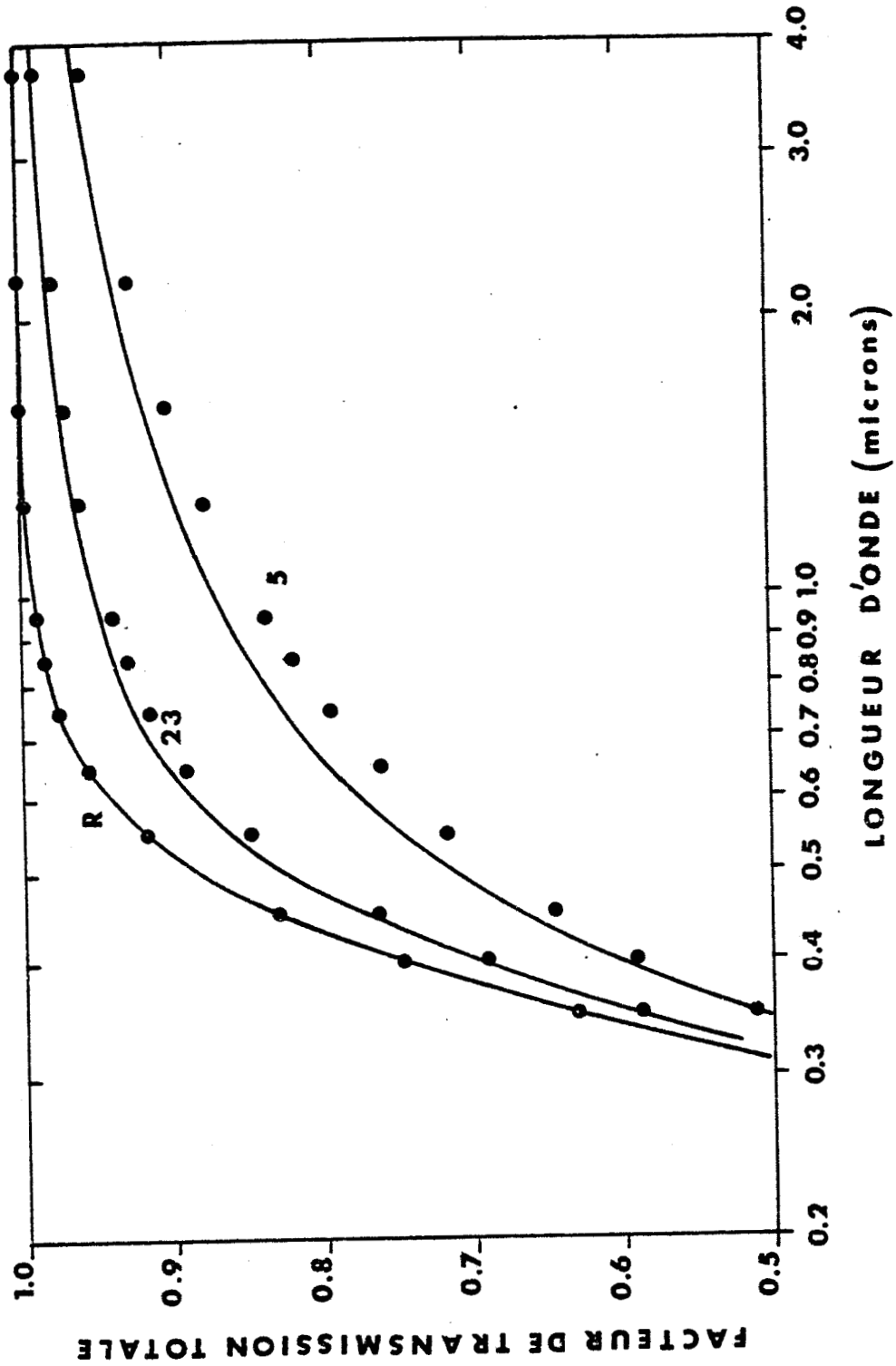


FIGURE 10 : Meme légende que pour la figure 9 mais pour $\theta_s = 58, 46^\circ$.

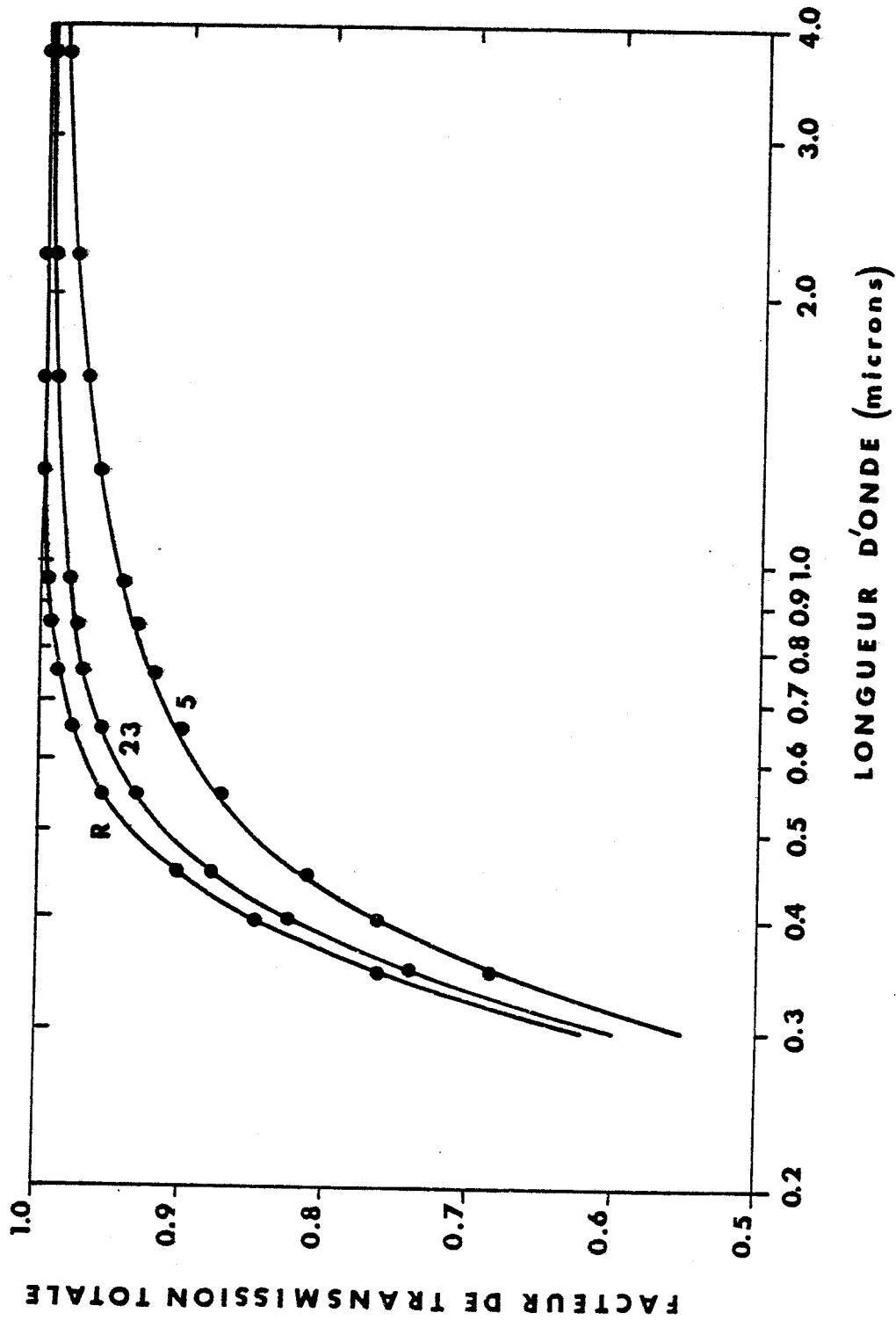


FIGURE 11 : Facteur de transmission totale - Comparaison formulation exacte (●) formulation approchée (—) à partir de l'expression (42) pour $\theta_s = 2,86^\circ$.
Pour trois types d'atmosphère {R} = Rayleigh {23} = vis. de 23 km {5} = vis. de 5 km.

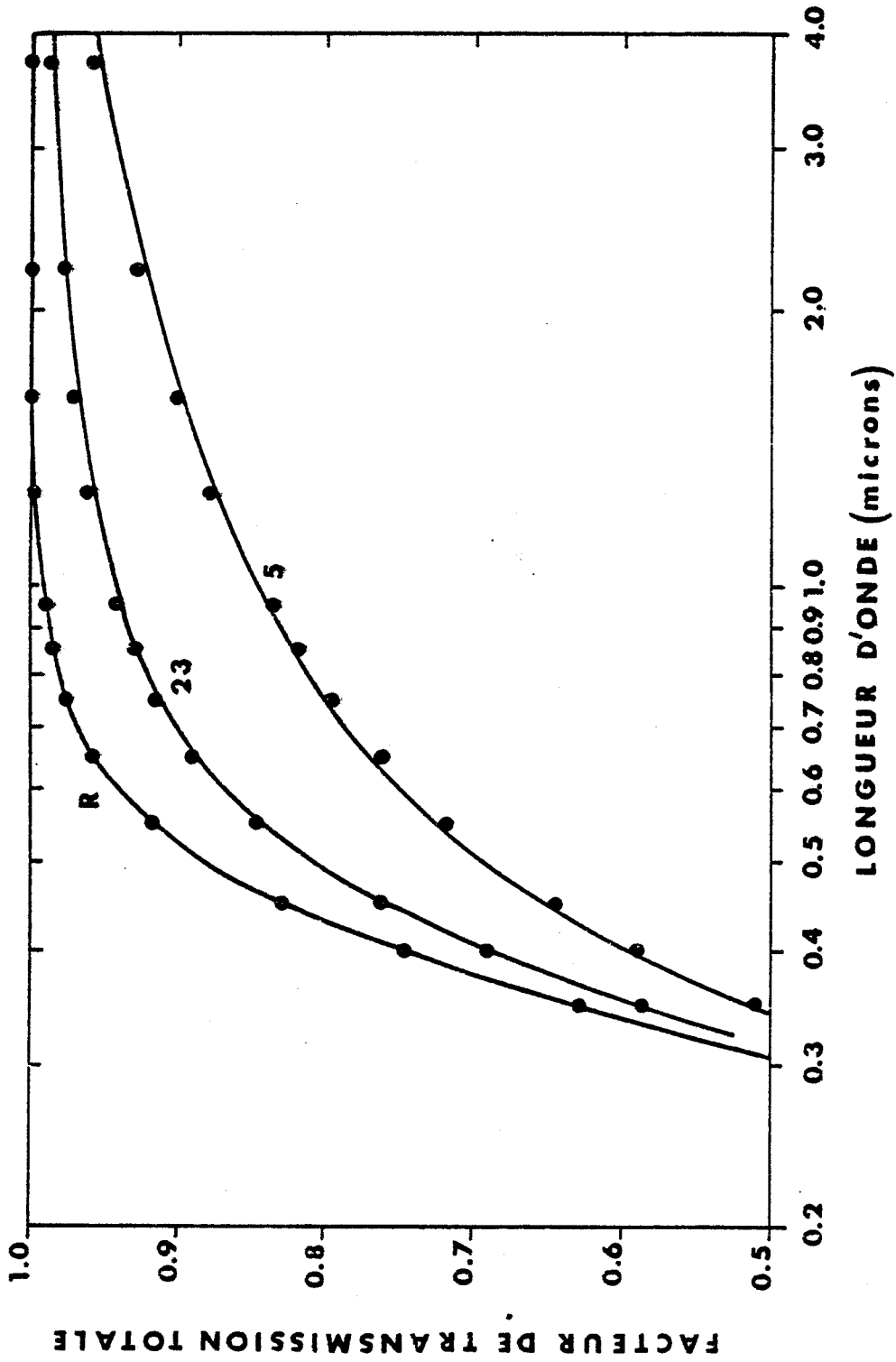


FIGURE 12 : Même légende que la figure 11 mais pour $\theta_s = 58,64^\circ$

d'assymétrie est faible, l'expression (39) où l'on suppose b_p comme constant et égal à 1/6 sur l'intervalle considéré permet une estimation du facteur de transmission totale avec une précision variant de 10 à 20 %.

4) Expressions de l'albédo sphérique

Les différentes expressions analytiques approchées pour le calcul de l'albédo sphérique sont les suivantes :

$$s(\lambda) = (\tau_R(\lambda) + 2b(\lambda)\tau_p(\lambda)) \exp(-(\tau_R(\lambda) + 2b(\lambda)\tau_p(\lambda))) \quad (43)$$

obtenue à partir de la méthode d'EDDINGTON (réf. 14, 19, 33).

$$s(\lambda) = 2b(\lambda)\tau(\lambda) \left(1 + b(\lambda)\tau(\lambda) \operatorname{Log} \left(\frac{b(\lambda)\tau(\lambda)}{1+b(\lambda)\tau(\lambda)} \right) \right) \quad (44)$$

obtenu à partir de l'intégration du facteur de transmission totale descendant $T(\mu_s)$ donné par l'équation (39) entre 0 et $\pi/2$,

$$s = 2 \int_0^1 T(\mu_s) \mu_s d\mu_s \quad (45)$$

$$s(\lambda) = \frac{2b(\lambda)\tau(\lambda)}{1 + 2b(\lambda)\tau(\lambda)} \quad (46)$$

donnée par une méthode à deux flux (Réf. 11).

Si l'on compare spectralement les différentes formulations, on obtient les résultats suivants (tableau III bis) :

- L'expression (43) donne des résultats avec une précision de l'ordre du pourcent pour des valeurs de la longueur d'onde supérieure à 0,450 μm (fig. 13).
- La cohérence entre le calcul exact et le calcul effectué à partir de l'expression (46) est bonne, quelque soit le type d'atmosphère envisagée, avec cependant une surestimation de

		λ	350	450	550	650	780	850	950
		atm.							
Calcul exact	R		0.338	0.160	0.081	0.044	0.025	0.016	0.010
	23		0.371	0.213	0.140	0.104	0.083	0.070	0.061
	5		0.435	0.308	0.243	0.206	0.180	0.161	0.146
Equation (46)	R		0.381	0.178	0.087	0.046	0.026	0.016	0.010
	23		0.421	0.236	0.148	0.105	0.081	0.066	0.056
	5		0.496	0.343	0.263	0.217	0.187	0.165	0.147
Equation (43)	R		0.304	0.161	0.083	0.045	0.026	0.016	0.010
	23		0.329	0.205	0.135	0.097	0.075	0.062	0.052
	5		0.376	0.279	0.223	0.188	0.163	0.145	0.131
Equation (44)	R		0.341	0.162	0.081	0.044	0.025	0.016	0.010
	23		0.377	0.213	0.136	0.097	0.076	0.062	0.053
	5		0.447	0.308	0.237	0.196	0.170	0.150	0.135

TABLEAU III BIS : Comparaison spectrale entre le calcul exact et les différentes formulations approchées du calcul de l'albédo sphérique pour 3 types d'atmosphère.

l'albédo sphérique pour des longueurs d'onde inférieures à $0,550 \mu\text{m}$. Cette erreur augmentant quand la longueur d'onde diminue (fig. 14).

- L'expression (44), quant à elle, donne une bonne restitution de l'albédo sphérique pour de faibles longueurs d'onde, domaine où le résultat des expressions précédentes était entaché d'erreur, une sous-estimation de l'albédo existe pour des longueurs d'onde supérieures à $0,650 \mu\text{m}$ pour un mélange homogène d'aérosols et de molécules (fig. 14 bis).

Les expressions (44) et (46) semblent donc les plus performantes, chacune dans un domaine de longueurs d'onde particulier. Comme pour le facteur de transmission totale, la préférence ira à l'expression dont la mise en oeuvre est la plus simple et permettant une estimation rapide de l'albédo sphérique. On pourra donc obtenir, à partir de l'expression (46), en supposant le facteur de rétrodiffusion constant et égal à $1/6$ sur l'intervalle considéré, une estimation de l'albédo sphérique avec une précision de 10 %.

I.2.b - Validation du formalisme

Nous avons effectué le calcul de la réflectance effective à partir de l'expression (17) en utilisant les formulations approchées développées dans les paragraphes précédents. Cette simulation a été faite pour deux longueurs d'onde, quatre réflectances de sol et deux angles solaires (fig. 15 à 18).

1) Réflectance effective

Nous avons vu au paragraphe I.2.a-2 que l'approximation de la réflectance atmosphérique par l'expression (29) donnait de bons résultats. De même, aux paragraphes I.2.a-3 et I.2.a-4, une estimation rapide, du facteur de transmission totale et de l'albédo sphérique à partir des expressions (39) et (46) en supposant le facteur de rétrodiffusion b_p fixé, est correcte (en traits pleins sur les fig. 15 à 18).

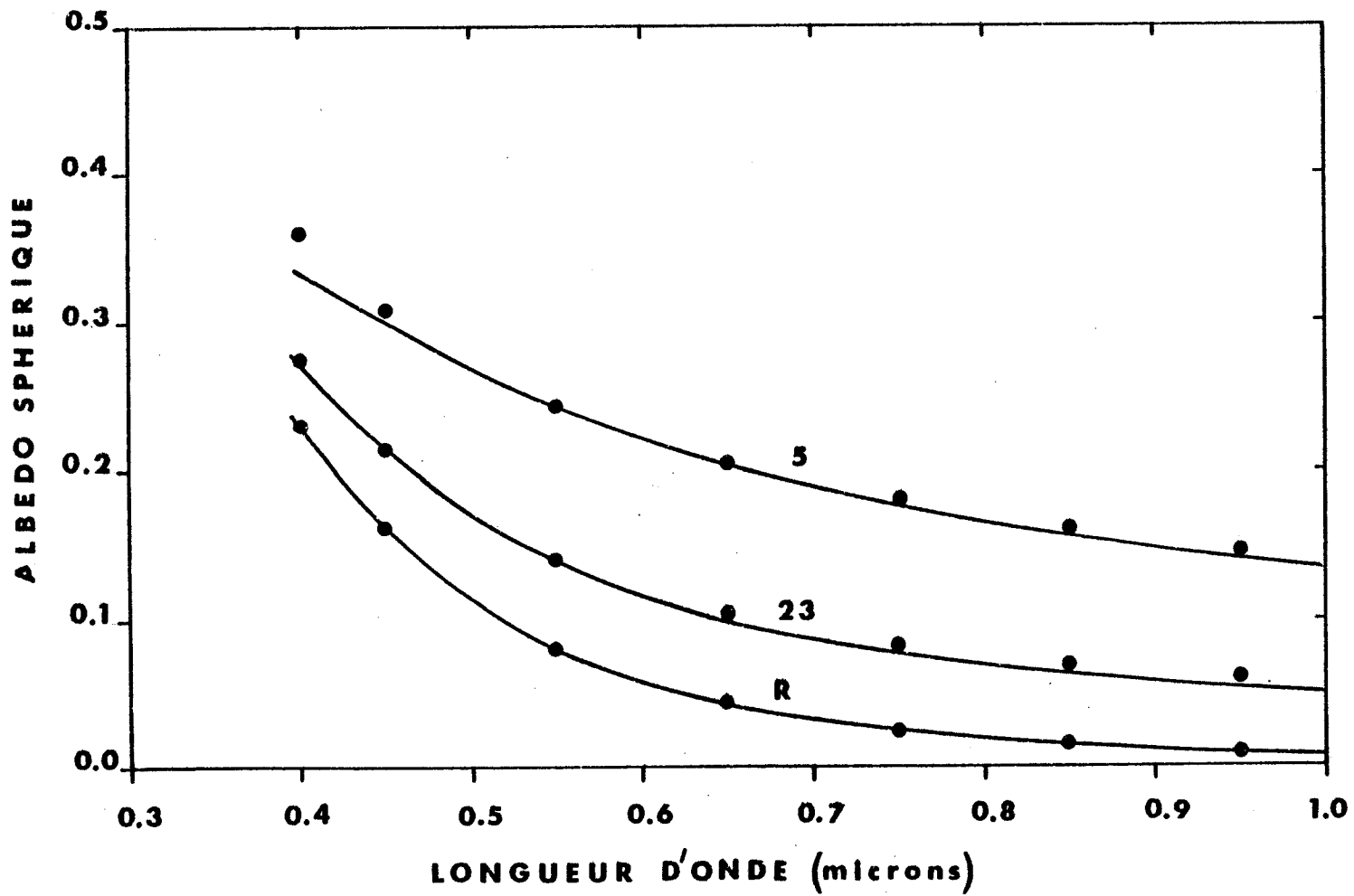


FIGURE 13 : Expression de l'albédo sphérique à partir de l'équation (43) pour trois types d'atmosphère (Rayleigh, $V = 23$ km, $V = 5$ km).

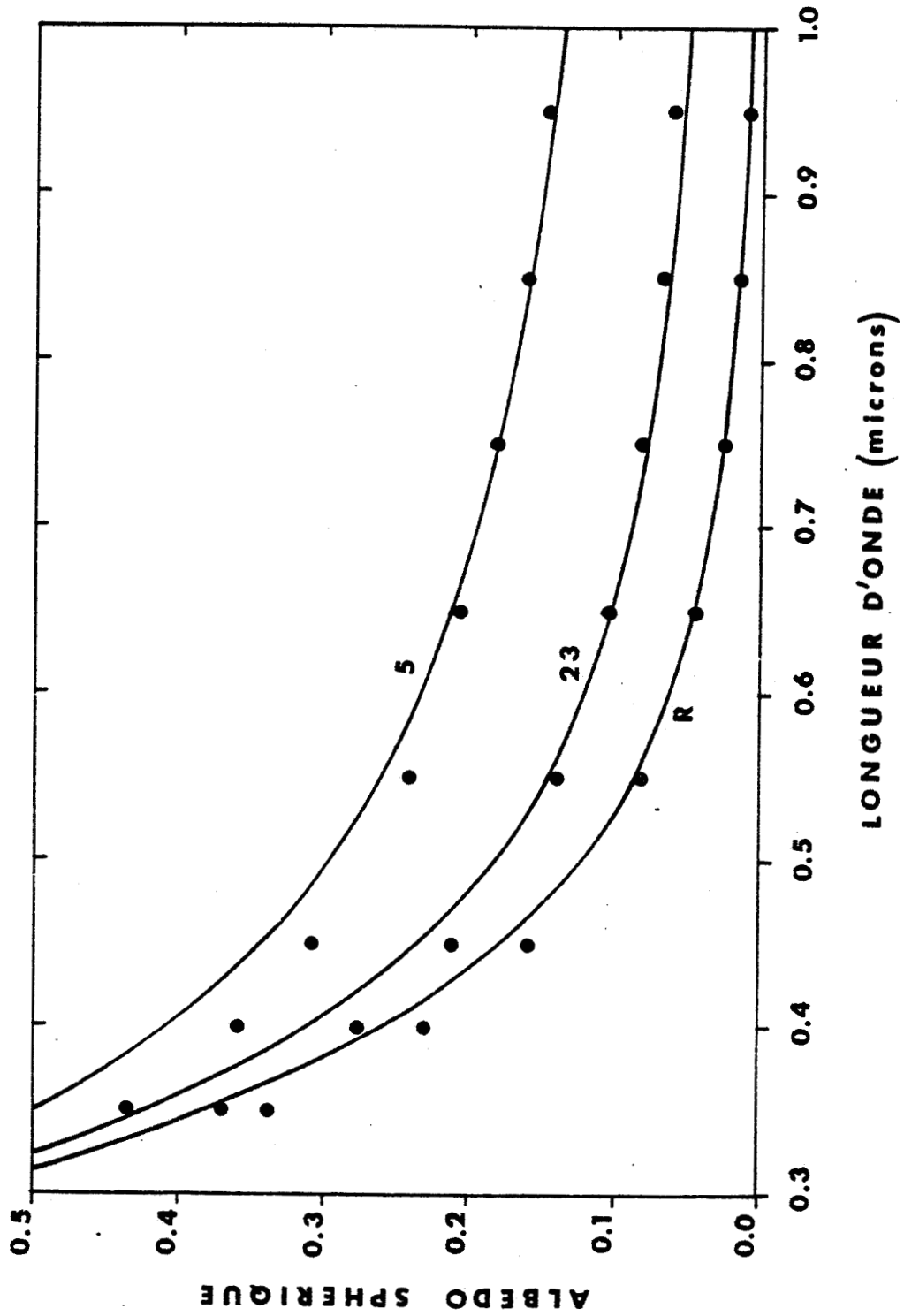


FIGURE 14 : Meme légende que pour la figure 13 mais pour l'équation (46).

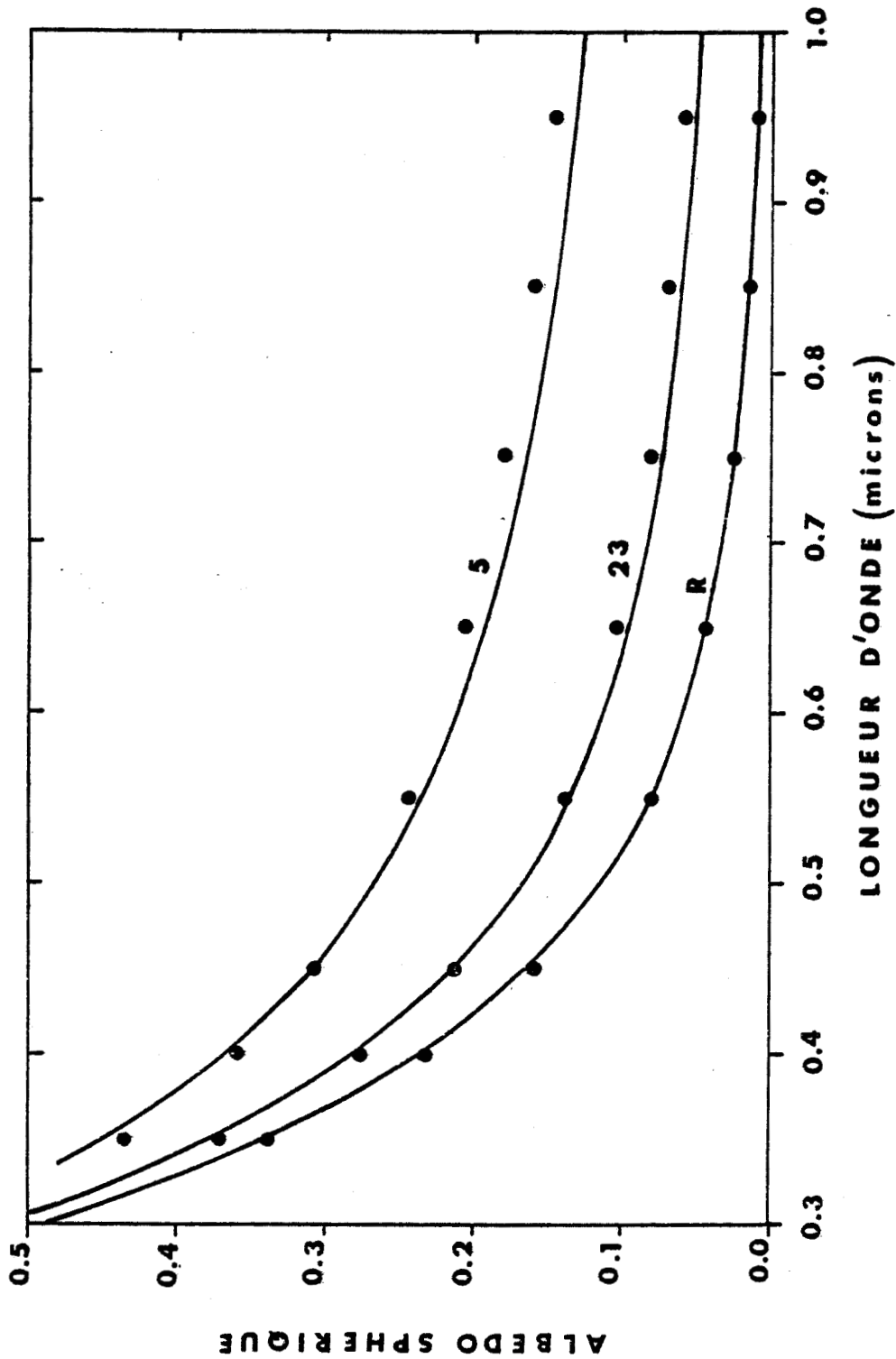


FIGURE 14 BIS : Môme légende que pour la figure 13 mais pour l'équation (44).

Nous avons donc simulé la réflectance effective à partir de ces expressions. Ensuite, nous avons tenu compte de la dépendance spectrale du facteur de rétrodiffusion (en tiretés sur les fig. 15 à 18).

Pour la dernière série de courbes, nous avons utilisé pour le facteur de transmission totale l'expression (42) (en tiretés-pointillés sur les fig. 15 à 18).

Pour une réflectance de sol nulle ($\rho_s = 0$), on retrouve le cas des figures 5 et 6 sous des angles solaires de 15° et 60° et une visée verticale.

Pour un angle zénithal de 60° , on constate ($\rho_s = 0$, fig. 16, 18), que l'accord entre calcul exact et formulation approchée devient moins bon pour de fortes épaisseurs optiques ($\tau > 0,5$). Ceci est dû à une dégradation de la précision de la formulation analytique approchée de la réflectance atmosphérique intrinsèque pour ces conditions extrêmes. Une autre cause de cet écart est le terme de couplage Rayleigh-aérosols, qui devient plus important, et qui n'est pas pris en compte dans l'approximation. On obtient donc une sous-estimation du signal calculé comme le montrent les différentes figures pour une réflectance de sol nulle et un angle solaire zénithal de 60° .

Si l'on suppose maintenant la réflectance de sol non nulle, il apparaît alors des compensations entre les différents termes de réflectance atmosphérique, de transmission totale et d'albédo sphérique.

Pour le cas où b_p est indépendant de la longueur d'onde, la sous-estimation du signal est due à l'approximation du facteur de transmission totale pour l'expression (39). Ceci apparaît pour les deux longueurs d'onde $0,450 \mu\text{m}$ et $0,850 \mu\text{m}$ et pour un angle zénithal de 15° (fig. 15 et 17) (courbes en traits pleins pour $\rho_s = 0,1, 0,4$ et $0,7$).

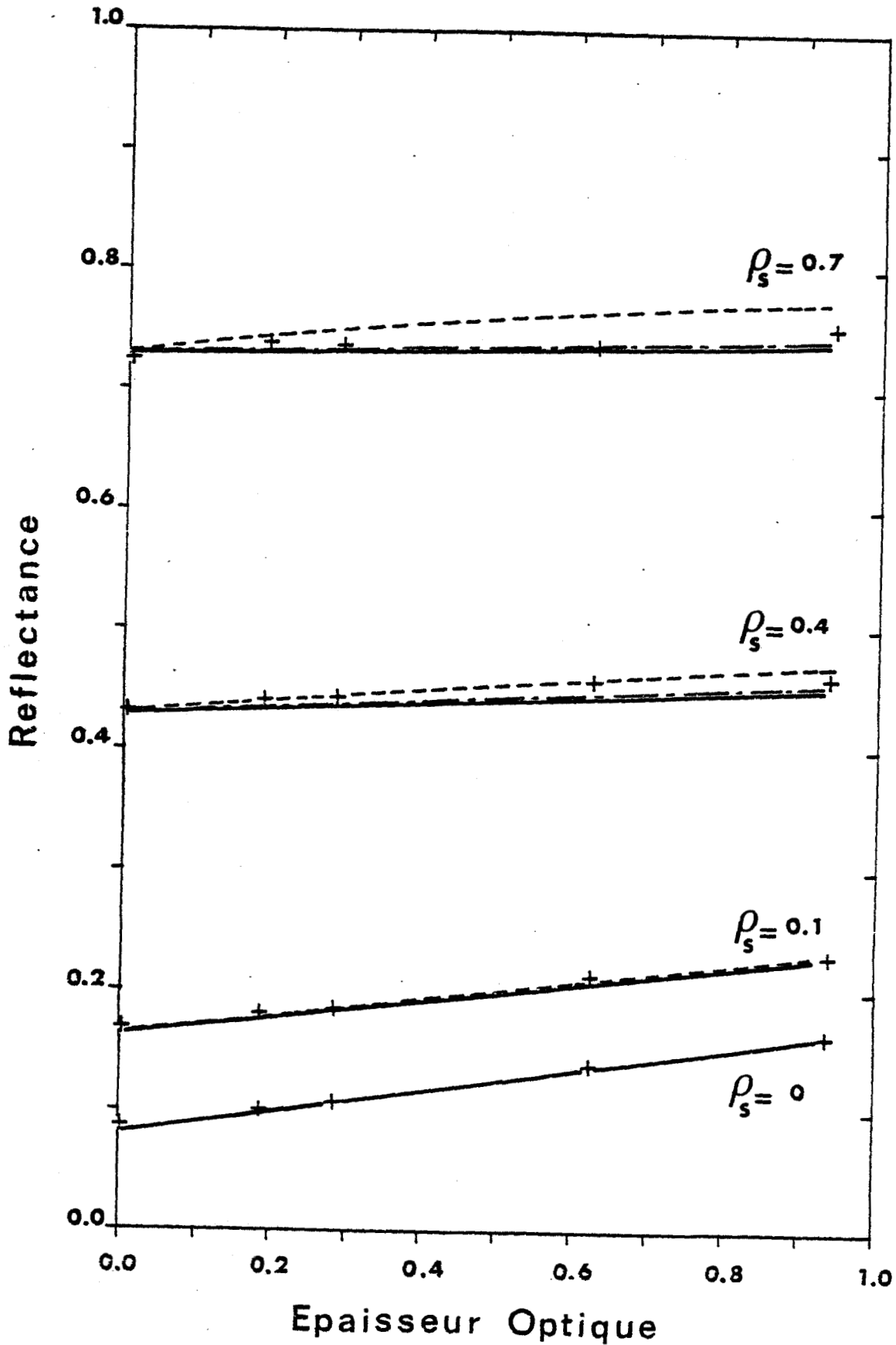


FIGURE 15 : Simulation du signal atmosphérique $\theta_s = 15^\circ$, $\theta_v = 0^\circ$,
 $\lambda = 0,450 \mu\text{m}$.
(— b_p indépendant de λ , -- $b_p = f(\lambda)$, - . - $T(\mu) = \exp(42)$,
+ Calcul exact).

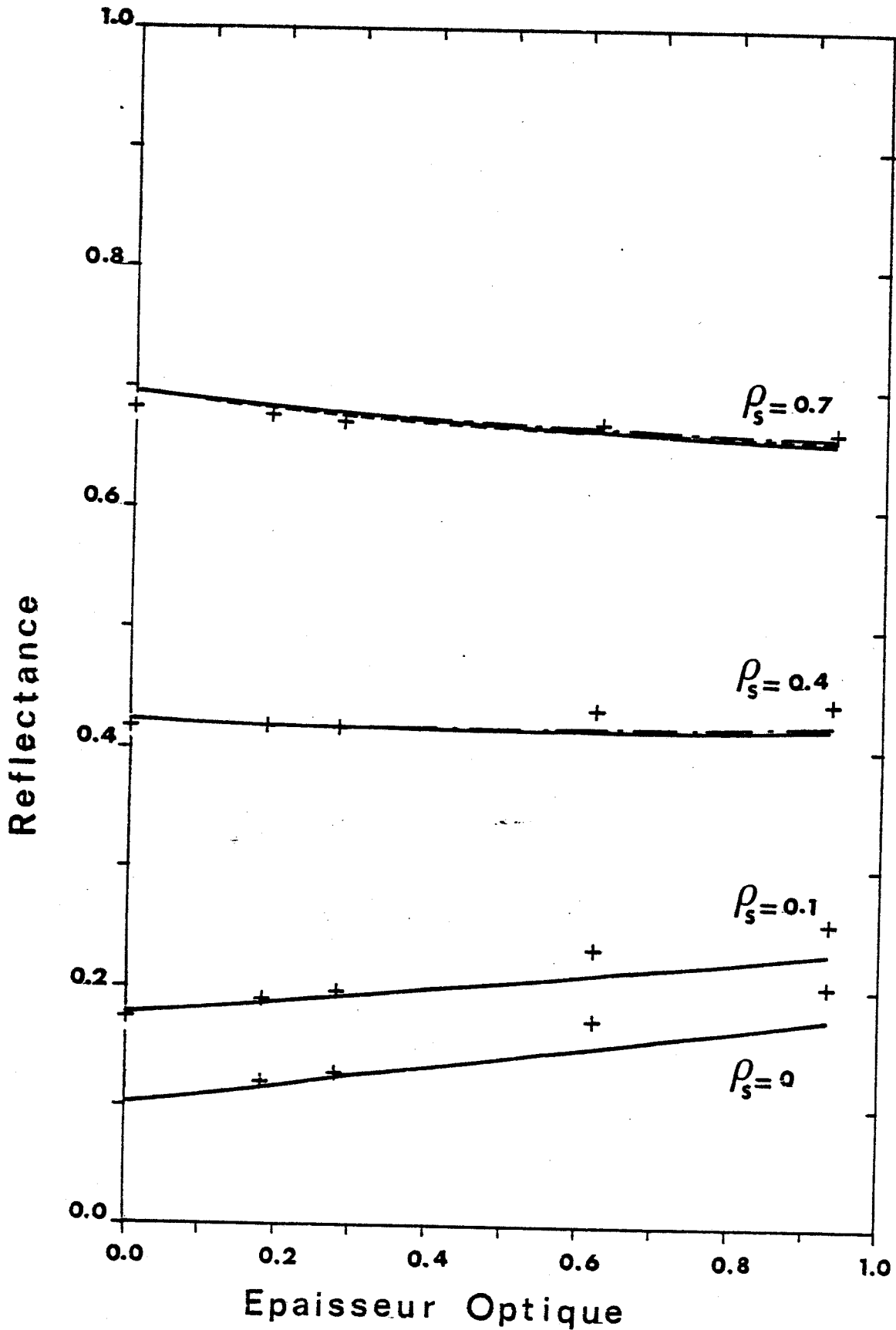


FIGURE 16 : Simulation du signal atmosphérique $\theta_s = 60^\circ$, $\theta_v = 0^\circ$, $\lambda = 0,450 \mu m$.
(— b_p indépendant de λ , -- $b_p = f(\lambda)$, - . - $T(\mu) = \exp(42)$ + Calcul exact).

Pour un angle de 60° (fig. 16 et 18), plus la réflectance de sol est élevée, moins cet effet est important. Il existe un phénomène de compensation de la sous-estimation de la réflectance atmosphérique par une surestimation des facteurs de transmission totale, il en résulte que le signal calculé reste assez proche du calcul exact pour les fortes réflectances de sol.

La prise en compte de la dépendance spectrale du facteur de rétrodiffusion permet de vérifier, que pour un angle zénithal de 15° , la meilleure approximation est obtenue pour la longueur d'onde $0,850 \mu\text{m}$ (fig. 17), alors que pour $0,450 \mu\text{m}$ et une réflectance de sol de $0,7$, le signal est légèrement surestimé (fig. 15) (courbes en tiretés pour $\rho_s = 0,1, 0,4$ et $0,8$).

Pour un angle zénithal de 60° , on remarque que l'approximation de la fonction de transmission totale est meilleure qu'à 15° , le signal total suit donc l'allure de la réflectance atmosphérique, ce qui donne une sous-estimation du signal pour les fortes épaisseurs optiques.

L'utilisation de la formule (42) pour les facteurs de transmission totale montre, que pour un angle zénithal de 15° , la réflectance atmosphérique étant correctement approximée, l'effet est essentiellement dû aux facteurs de transmission totale. L'approximation faite sur la valeur de ces facteurs étant meilleure à $0,850 \mu\text{m}$ qu'à $0,450 \mu\text{m}$, cela accroît l'écart entre la formulation exacte et le calcul approché. L'effet étant le même pour un angle zénithal de 60° (courbes en tiretés-pointillés pour $\rho_s = 0,1, 0,4$ et $0,7$).

Nous utiliserons ces expressions pour simuler le signal observé dans les différents canaux des expériences satellitaires TM (Thematic Mapper) sur LANDSAT 4 et HRV (Haute Résolution Visible) sur SPOT 1.

Comme nous l'avons vu dans les courbes précédentes, l'approximation faite pour l'expression de la réflectance effective donne des résultats cohérents tant à $0,450 \mu\text{m}$ qu'à $0,850 \mu\text{m}$.

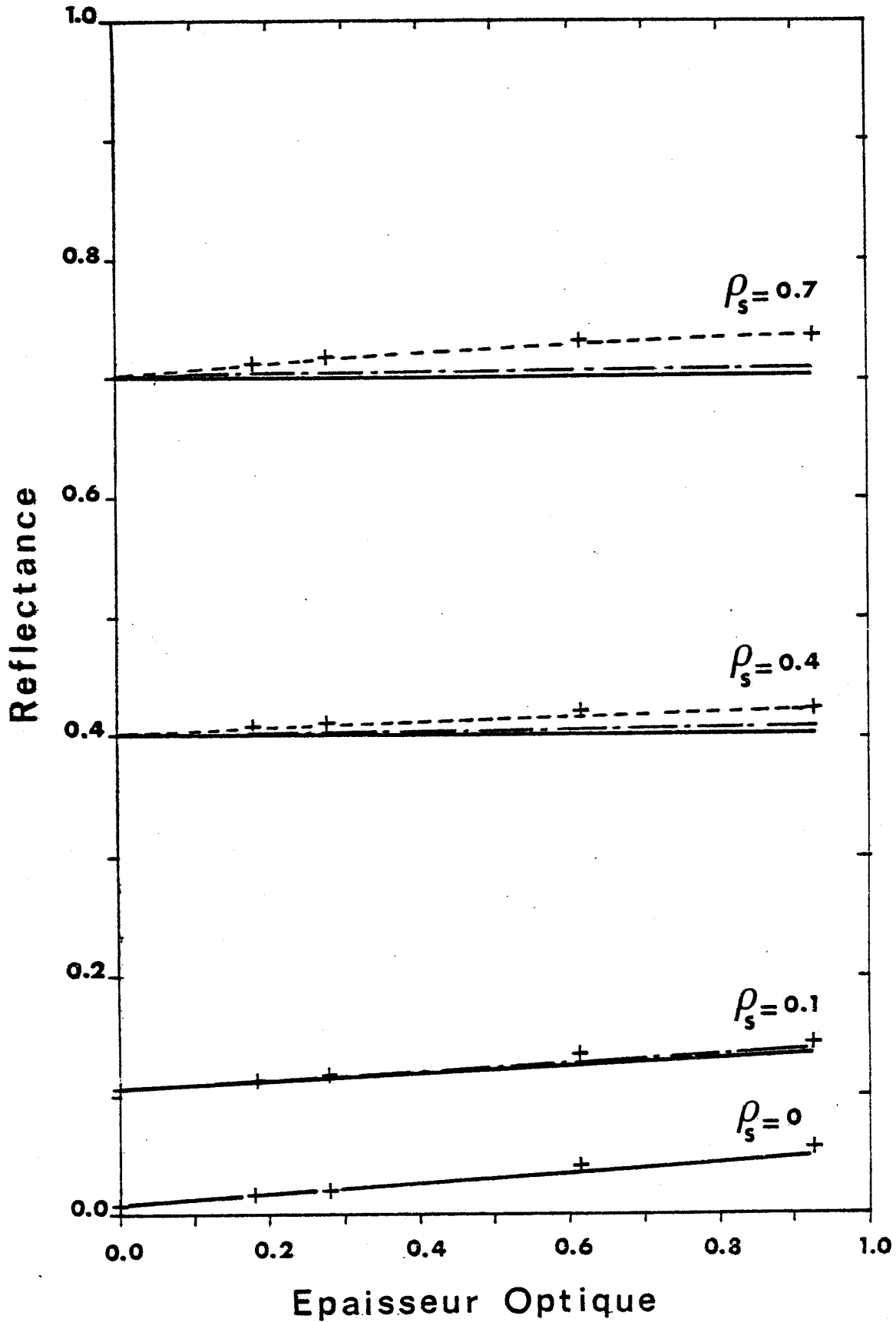


FIGURE 17 : Simulation du signal atmosphérique $\theta_s = 15^\circ$, $\theta_v = 0^\circ$,
 $\lambda = 0,850 \mu m$.
(— b_p indépendant de λ , -- $b_p = f(\lambda)$, - . - $T(\mu) = \exp(42)$,
+ Calcul exact).

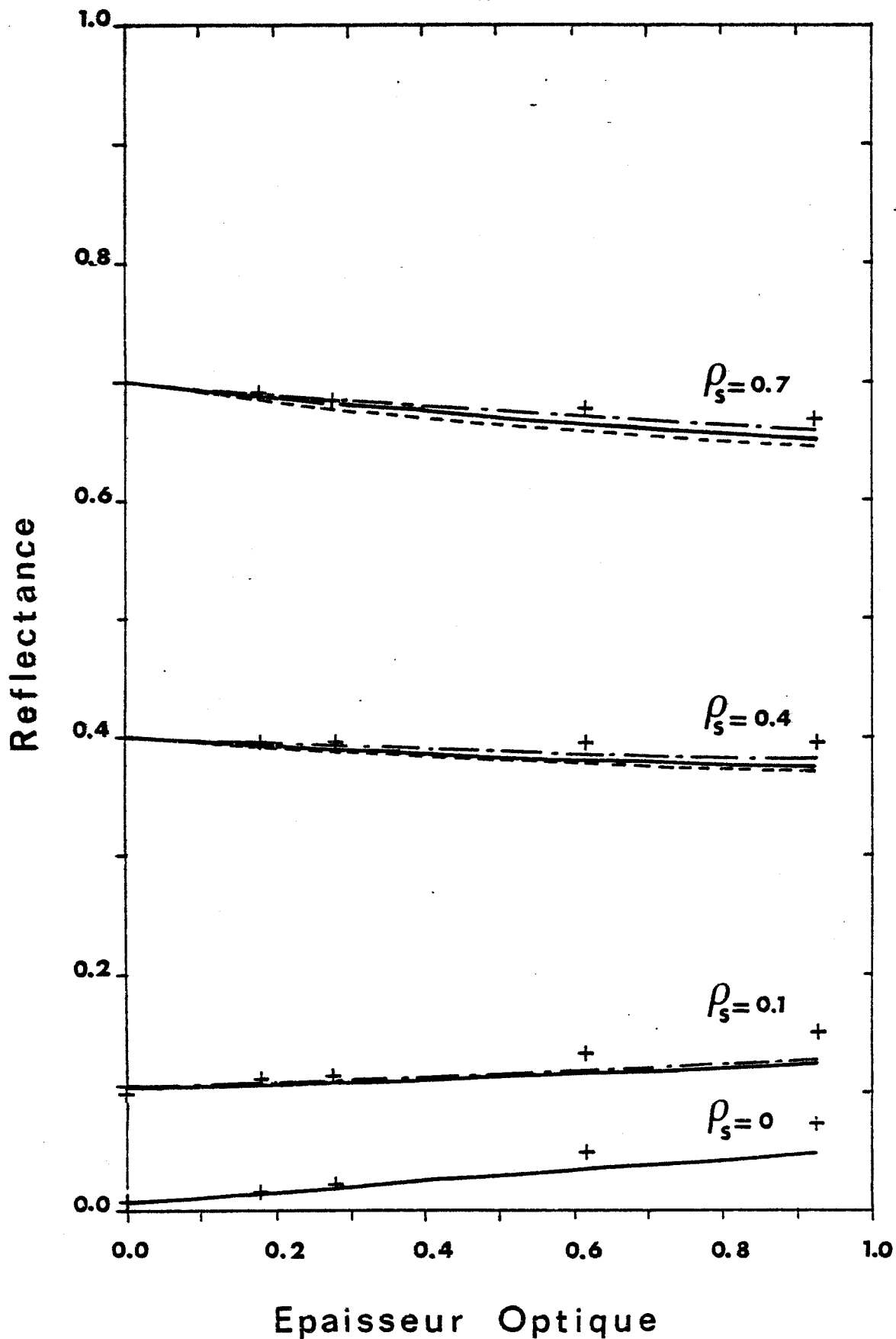


FIGURE 18 : Simulation du signal atmosphérique $\theta_s = 60^\circ$, $\theta_v = 0^\circ$,

$\lambda = 0,850 \mu\text{m}$.

(— b_p indépendant de λ , -- $b_p = f(\lambda)$, - . - $T(\mu) = \exp(42)$,

+ Calcul exact).

Le tableau IV donne les résultats des différents calculs et leurs écarts relatifs par rapport au calcul exact.

On peut remarquer que la pente des courbes (fig. 15, 17 et 16, 18) est moins importante à 0,850 μm qu'à 0,450 μm , cet effet est dû à la prépondérance de la diffusion moléculaire sur celle des particules pour de faibles longueurs d'onde.

On obtient donc une réflectance effective due essentiellement à la diffusion moléculaire. En contrepartie, pour la longueur d'onde 0,850 μm , la diffusion moléculaire est faible, la réflectance atmosphérique est alors due aux aérosols.

La variation de pente que l'on peut observer pour des réflectances de sol de 0,4 et 0,7, lors de la variation de l'angle zénithal de 15° à 60°, est essentiellement due à l'effet conjugué du cosinus de l'angle zénithal θ_s sur le facteur de transmission totale $T(\theta_s)$ ($T(\theta_s)$ décroît) et sur la réflectance atmosphérique qui varie en $\tau/\cos \theta_s$ (ρ_a croît avec l'épaisseur optique τ et décroît avec μ_s).

L'explication de ce changement de pente à partir d'un calcul simple est donnée en Annexe I.

1.3 - SIMULATION APPLIQUEE AUX EXPERIENCES SPATIALES TM ET HRV

1.3.a - Influence des gaz atmosphériques

Utilisant les calculs précédents pour trouver la réflectance effective dans les canaux de TM et HRV, on multiplie maintenant cette réflectance effective spectrale par la transmission gazeuse dans l'intervalle considéré.

L'expérience TM utilise 6 canaux répartis sur l'ensemble du spectre solaire de la manière suivante (réf. 18, 20) :

	λ	ρ_s	θ_s									
	450	0.0	15									
Type d'Atm./erreur :	Rayleigh			$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	50	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	23	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	8	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	5	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$
Calcul exact	0.0840				0.0990		0.1050		0.1370		0.1610	
b_p indpt de λ	0.0810	0.0355			0.0968	0.0224	0.1056	0.0057	0.1349	0.0154	0.1626	0.0101
$b_p = f(\lambda)$	0.0810	0.0355			0.0968	0.0224	0.1056	0.0057	0.1349	0.0154	0.1626	0.0101
$T(\mu) = \text{expr. (42)}$	0.0810	0.0355			0.0968	0.0224	0.1056	0.0057	0.1439	0.0503	0.1626	0.0101
	450	0.0	60									
Type d'Atm./erreur :	Rayleigh			$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	50	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	23	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	8	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	5	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$
Calcul exact	0.0990				0.1200		0.1280		0.1730		0.2030	
b_p indpt de λ	0.1012	0.0223			0.1155	0.0376	0.1235	0.0352	0.1500	0.1327	0.1752	0.1371
$b_p = f(\lambda)$	0.1012	0.0223			0.1155	0.0376	0.1235	0.0352	0.1500	0.1327	0.1752	0.1371
$T(\mu) = \text{expr. (42)}$	0.1012	0.0223			0.1155	0.0376	0.1235	0.0352	0.1500	0.1327	0.1752	0.1371
	450	0.1	15									
Type d'Atm./erreur :	Rayleigh			$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	50	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	23	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	8	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	5	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$
Calcul exact	0.1664				0.1789		0.1833		0.2103		0.2286	
b_p indpt de λ	0.1637	0.0165			0.1754	0.0196	0.1821	0.0067	0.2049	0.0255	0.2272	0.0058
$b_p = f(\lambda)$	0.1637	0.0165			0.1768	0.0117	0.1842	0.0045	0.2084	0.0093	0.2312	0.0116
$T(\mu) = \text{expr. (42)}$	0.1637	0.0165			0.1756	0.0188	0.1823	0.0054	0.2054	0.0235	0.2278	0.0933
	450	0.1	60									
Type d'Atm./erreur :	Rayleigh			$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	50	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	23	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	8	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	5	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$
Calcul exact	0.1743				0.1902		0.1956		0.2325		0.2561	
b_p indpt de λ	0.1768	0.0595			0.1860	0.0369	0.1913	0.0407	0.2101	0.0009	0.2291	0.0020
$b_p = f(\lambda)$	0.1768	0.0595			0.1857	0.0356	0.1910	0.0393	0.2100	0.0012	0.2293	0.0030
$T(\mu) = \text{expr. (42)}$	0.1768	0.0595			0.1861	0.0379	0.1916	0.0422	0.2106	0.0013	0.2297	0.0045
	450	0.4	15									
Type d'Atm./erreur :	Rayleigh			$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	50	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	23	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	8	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	5	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$
Calcul exact	0.4306				0.4391		0.4402		0.4562		0.4597	
b_p indpt de λ	0.4306	0.0000			0.4336	0.0125	0.4356	0.0105	0.4431	0.0286	0.4519	0.0170
$b_p = f(\lambda)$	0.4306	0.0000			0.4397	0.0014	0.4444	0.0095	0.4582	0.0044	0.4698	0.0219
$T(\mu) = \text{expr. (42)}$	0.4306	0.0000			0.4341	0.0114	0.4363	0.0088	0.4446	0.0253	0.4540	0.0124
	450	0.4	60									
Type d'Atm./erreur :	Rayleigh			$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	50	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	23	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	8	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	5	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$
calcul exact	0.4158				0.4187		0.4173		0.4322		0.4380	
b_p indpt de λ	0.4208	0.0120			0.4173	0.0034	0.4159	0.0033	0.4144	0.0412	0.4165	0.0490
$b_p = f(\lambda)$	0.4208	0.0120			0.4162	0.0059	0.4147	0.0062	0.4140	0.0421	0.4177	0.0463
$T(\mu) = \text{expr. (42)}$	0.4208	0.0120			0.4179	0.0018	0.4169	0.0009	0.4163	0.0369	0.4190	0.0433
	450	0.7	15									
Type d'Atm./erreur :	Rayleigh			$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	50	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	23	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	8	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	5	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$
Calcul exact	0.7233				0.7347		0.7350		0.7356		0.7498	
b_p indpt de λ	0.7300	0.0092			0.7312	0.0047	0.7319	0.0042	0.7345	0.0015	0.7375	0.0165
$b_p = f(\lambda)$	0.7300	0.0092			0.7427	0.0108	0.7487	0.0186	0.7638	0.0383	0.7730	0.0309
$T(\mu) = \text{expr. (42)}$	0.7300	0.0092			0.7318	0.0039	0.7328	0.0030	0.7364	0.0010	0.7403	0.0127
	450	0.7	60									
Type d'Atm./erreur :	Rayleigh			$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	50	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	23	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	8	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	5	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$
calcul exact	0.6834				0.6783		0.6723		0.6707		0.6626	
b_p indpt de λ	0.6946	0.0163			0.6839	0.0083	0.6786	0.0094	0.6643	0.0095	0.6548	0.0118
$b_p = f(\lambda)$	0.6946	0.0163			0.6819	0.0054	0.6763	0.0059	0.6635	0.0107	0.6571	0.0083
$T(\mu) = \text{expr. (42)}$	0.6946	0.0163			0.6848	0.0096	0.6800	0.0115	0.6671	0.0054	0.6586	0.0061

TABLEAU IV : Comparaison du signal atmosphérique simulé ρ^* à partir des différentes formulations au signal donné par le calcul exact.

	λ	ρ_s	θ_s								
	850	0.0	15								
Type d'Atm./erreur : Rayleigh			$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	50	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	23	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	8	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	5	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$
Calcul exact	0.0060			0.0160		0.0210		0.0400		0.0560	
b_p indpt de λ	0.0061	0.0167		0.0149	0.0706	0.0196	0.0657	0.0361	0.0980	0.0510	0.0896
$b_p = f(\lambda)$	0.0061	0.0167		0.0149	0.0706	0.0196	0.0657	0.0361	0.0980	0.0510	0.0896
$T(\mu) = \text{expr. (42)}$	0.0061	0.0167		0.0149	0.0706	0.0196	0.0657	0.0361	0.0980	0.0510	0.0896
	850	0.0	60								
Type d'Atm./erreur : Rayleigh			$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	50	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	23	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	8	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	5	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$
Calcul exact	0.0080			0.0180		0.0240		0.0510		0.0740	
b_p indpt de λ	0.0076	0.0475		0.0156	0.1356	0.0199	0.1721	0.0348	0.3180	0.0483	0.3474
$b_p = f(\lambda)$	0.0076	0.0475		0.0156	0.1356	0.0199	0.1721	0.0348	0.3180	0.0483	0.3474
$T(\mu) = \text{expr. (42)}$	0.0076	0.0475		0.0156	0.1356	0.0199	0.1721	0.0348	0.3180	0.0483	0.3474
	850	0.1	15								
Type d'Atm./erreur : Rayleigh			$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	50	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	23	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	8	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	5	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$
Calcul exact	0.1045			0.1126		0.1163		0.1318		0.1437	
b_p indpt de λ	0.1046	0.0009		0.1103	0.0210	0.1134	0.0251	0.1245	0.0551	0.1350	0.0608
$b_p = f(\lambda)$	0.1046	0.0009		0.1115	0.0101	0.1152	0.0098	0.1279	0.0295	0.1393	0.0306
$T(\mu) = \text{expr. (42)}$	0.1046	0.0009		0.1106	0.0181	0.1139	0.0211	0.1255	0.0477	0.1363	0.0514
	850	0.1	60								
Type d'Atm./erreur : Rayleigh			$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	50	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	23	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	8	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	5	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$
Calcul exact	0.1058			0.1112		0.1145		0.1339		0.1503	
b_p indpt de λ	0.1054	0.0037		0.1087	0.0219	0.1107	0.0337	0.1181	0.1181	0.1256	0.1645
$b_p = f(\lambda)$	0.1054	0.0037		0.1083	0.0260	0.1100	0.0392	0.1172	0.1247	0.1248	0.1702
$T(\mu) = \text{expr. (42)}$	0.1054	0.0037		0.1092	0.0177	0.1114	0.0278	0.1194	0.1081	0.1274	0.1527
	850	0.4	15								
Type d'Atm./erreur : Rayleigh			$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	50	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	23	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	8	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	5	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$
Calcul exact	0.4020			0.4082		0.4105		0.4208		0.4249	
b_p indpt de λ	0.4021	0.0002		0.4023	0.0146	0.4024	0.0198	0.4033	0.0416	0.4047	0.0476
$b_p = f(\lambda)$	0.4021	0.0002		0.4072	0.0024	0.4097	0.0020	0.4173	0.0084	0.4229	0.0046
$T(\mu) = \text{expr. (42)}$	0.4021	0.0002		0.4031	0.0124	0.4038	0.0165	0.4062	0.0347	0.4088	0.0378
	850	0.4	60								
Type d'Atm./erreur : Rayleigh			$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	50	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	23	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	8	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	5	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$
Calcul exact	0.4010			0.3960		0.3939		0.3950		0.3951	
b_p indpt de λ	0.4006	0.0010		0.3938	0.0057	0.3905	0.0088	0.3807	0.0362	0.3739	0.0537
$b_p = f(\lambda)$	0.4006	0.0010		0.3919	0.0104	0.3879	0.0153	0.3770	0.0456	0.3703	0.0628
$T(\mu) = \text{expr. (42)}$	0.4006	0.0010		0.3953	0.0019	0.3927	0.0032	0.3851	0.0250	0.3800	0.0383
	850	0.7	15								
Type d'Atm./erreur : Rayleigh			$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	50	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	23	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	8	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	5	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$
Calcul exact	0.7024			0.7125		0.7178		0.7323		0.7367	
b_p indpt de λ	0.7025	0.0001		0.7032	0.0132	0.7034	0.0199	0.7041	0.0384	0.7045	0.0437
$b_p = f(\lambda)$	0.7025	0.0001		0.7119	0.0009	0.7165	0.0018	0.7295	0.0037	0.7383	0.0022
$T(\mu) = \text{expr. (42)}$	0.7025	0.0001		0.7040	0.0120	0.7048	0.0181	0.7071	0.0343	0.7090	0.0375
	850	0.7	60								
Type d'Atm./erreur : Rayleigh			$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	50	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	23	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	8	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$	5	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$
Calcul exact	0.6990			0.6894		0.6857		0.6763		0.6665	
b_p indpt de λ	0.6986	0.0006		0.6876	0.0026	0.6819	0.0055	0.6640	0.0182	0.6499	0.0250
$b_p = f(\lambda)$	0.6986	0.0006		0.6842	0.0075	0.6773	0.0122	0.6573	0.0282	0.6433	0.0349
$T(\mu) = \text{expr. (42)}$	0.6986	0.0006		0.6895	0.0001	0.6848	0.0013	0.6700	0.0094	0.6583	0.0124

TABLEAU IV (Suite)

TM1 : 0,42 - 0,52 μm
TM2 : 0,53 - 0,61 μm
TM3 : 0,63 - 0,69 μm
TM4 : 0,77 - 0,90 μm
TM5 : 1,58 - 1,80 μm
TM7 : 2,10 - 2,35 μm

Pour l'expérience HRV qui ne dispose que de trois canaux répartis comme suit (réf. 2, 3) :

FB1 : 0,50 - 0,59 μm
FB2 : 0,61 - 0,68 μm
FB3 : 0,79 - 0,89 μm

On pourra considérer comme similaires, les canaux TM3 et FB2, ainsi que TM4 et FB3.

Nous allons maintenant étudier l'influence des différents principaux constituants gazeux (fig. 19, 20).

1) Ozone

Les principaux canaux affectés par la présence d'ozone seront ceux se situant autour de la bande d'absorption à 0,60 μm ; c'est à dire TM1, TM2, TM3, FB1 et FB2. Le tableau V donne le pourcentage du signal transmis pour une géométrie d'observation correspondant à $\theta_s = \theta_v = 0^\circ$, pour deux valeurs extrêmes du contenu en ozone correspondant à une atmosphère tropicale et une atmosphère hiver subarctique (réf. 43).

On constate que les canaux où l'influence de l'ozone est la plus importante sont TM2 et FB1. Si l'on se reporte aux figures 19 et 20, on constate que ce fait s'explique par la position du maximum d'absorption par l'ozone dans ces deux canaux. Les autres canaux étant situés plus sur les bords de cette bande d'absorption.

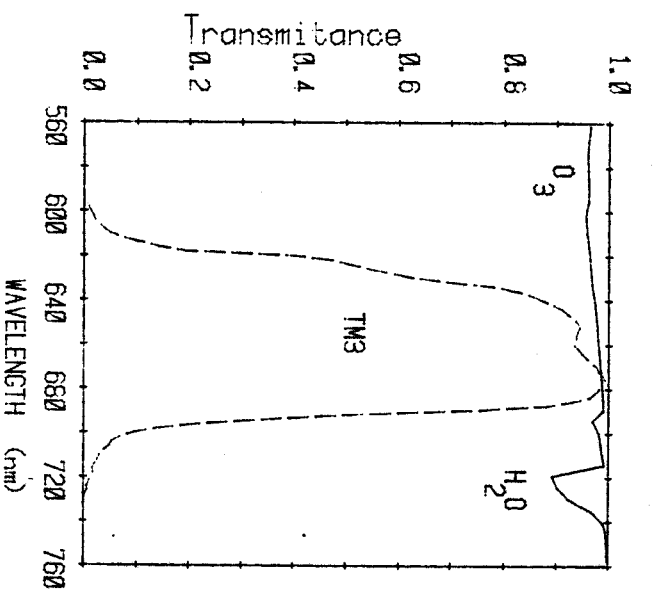
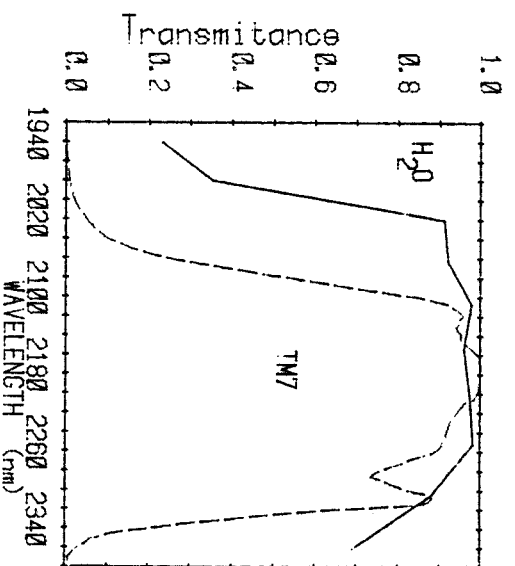
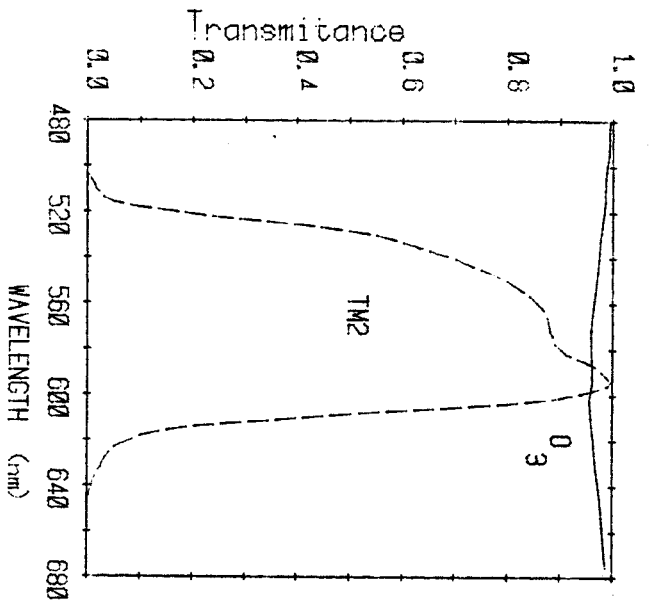
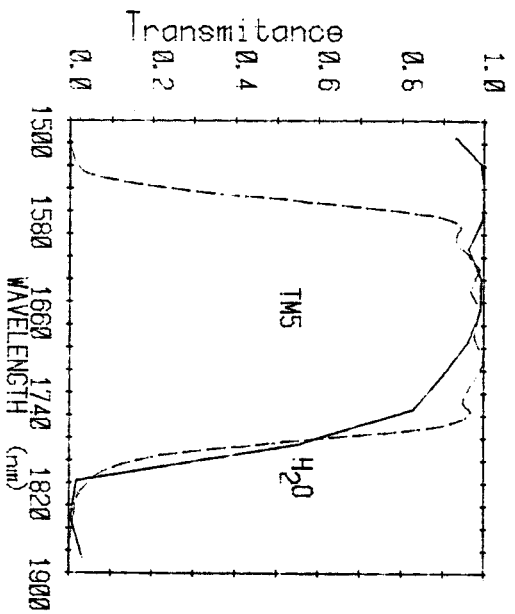
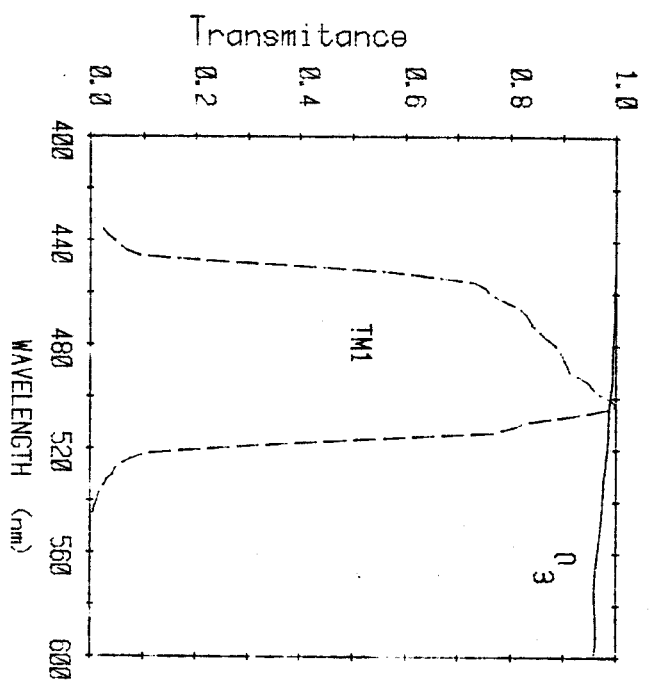
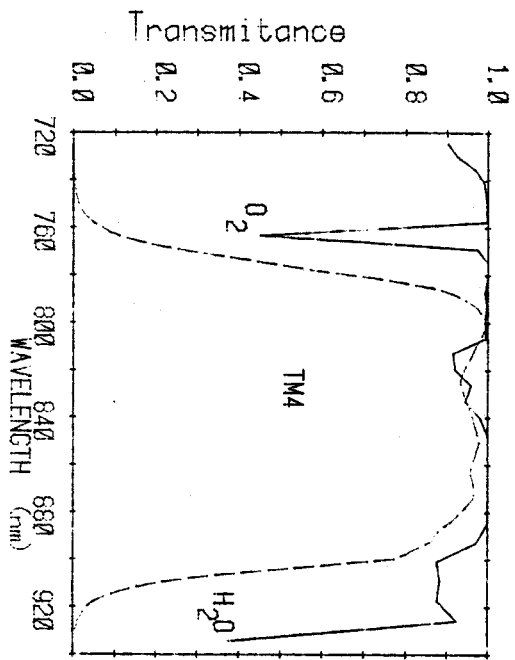


FIGURE 19 : Influence des divers constituants gazeux (TM)

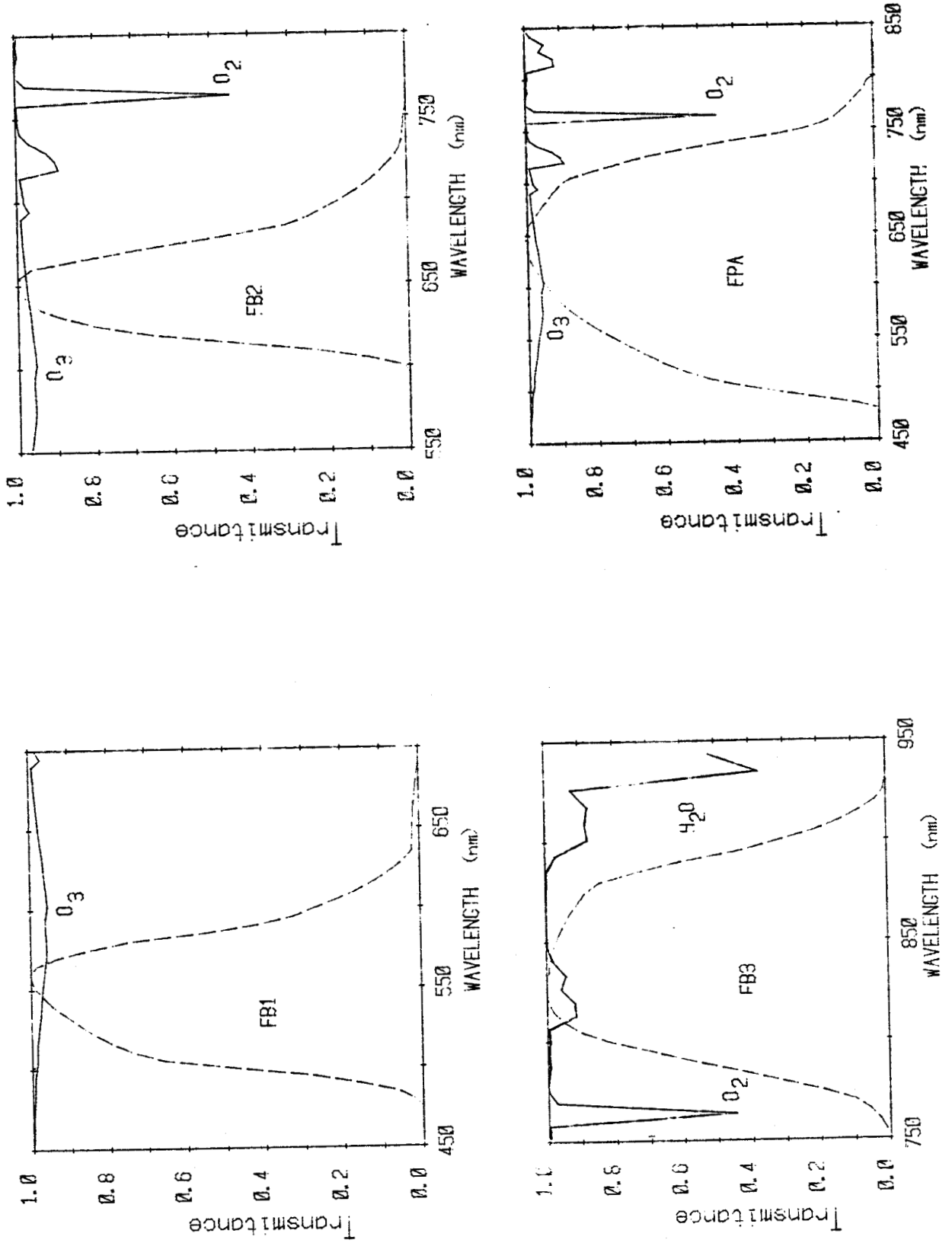


FIGURE 20 : Influence des divers constituants gazeux (HRV)

Il est à noter, que même pour un fort contenu en ozone (atmosphère hiver subarctique), l'atténuation du signal ne dépasse par 10 %.

2) Vapeur d'eau

Les canaux essentiellement touchés par l'absorption par la vapeur d'eau sont : TM4, TM5, TM7 et FB3.

Si l'on reprend les deux types d'atmosphère précédents et les mêmes conditions géométriques, les résultats alors obtenus sont donnés dans le tableau VI.

On constate ici que l'effet de la variation du contenu en vapeur d'eau aura des effets plus importants que celle du contenu en ozone. En particulier pour le canal TM5 où l'absorption peut atteindre ou dépasser 10 %.

3) Gaz carbonique et Oxygène

Ces deux constituants gazeux ayant une faible variabilité en fonction du type d'atmosphère, on pourra considérer leur absorption comme constante.

L'oxygène intervenant principalement dans les canaux TM2, TM3, TM4, FB1, FB2 et FB3 avec une absorption ne dépassant pas 2 %.

Le gaz carbonique, quant à lui, intervient dans les canaux TM5 et TM7. L'absorption restant de l'ordre de quelques pourcents.

Les expressions permettant de calculer la transmission moyenne intégrée sur le canal choisi pour chaque constituant se trouve en Annexe II, ainsi que les figures exprimant la dépendance de la transmission gazeuse en fonction de la géométrie de visée.

U_{O_3} \ Ch	Ch	TM1	TM2	TM3	FB1	FB2
0,959 cm-atm		0,981	0,908	0,946	0,926	0,937
0,495 cm-atm		0,990	0,951	0,971	0,961	0,967

TABLEAU V : Transmission gazeuse moyenne pour deux atmosphères extrêmes en contenu d'ozone (Sub. Wint. et Trop.)

U_{H_2O} \ Ch	Ch	TM4	TM5	TM7	FB3
0,838 g/cm ²		0,970	0,958	0,976	0,976
8,236 g/cm ²		0,902	0,886	0,904	0,916

TABLEAU VI : Transmission gazeuse moyenne pour deux atmosphères extrêmes en contenu de vapeur d'eau (Sub. Wint. et Trop.)

N.B. : Les contenus des différents constituants gazeux sont intégrés sur le double trajet soleil-sol + sol-satellite.

I.3.b - Simulation

Il était évidemment hors de question de faire un calcul exact pour chaque longueur d'onde de chaque filtre, ces calculs se révélant lourds et coûteux. Nous avons donc intégré la réflectance effective spectrale dans les différents canaux des expériences TM et HRV en employant les expressions analytiques (29), (42) et (46) développées précédemment.

Les conditions de simulation restent identiques à celles utilisées au paragraphe I.2.b, c'est à dire : deux géométries d'observation correspondant à deux élévations solaires ($\theta_s = 15^\circ$ et $\theta_s = 60^\circ$) pour une visée verticale ($\theta_v = 0^\circ$), trois réflectances de sol 0,1, 0,4 et 0,7 (permettant de caractériser une grande variété de natures de sol).

Nous avons tracé la réflectance mesurée par le satellite en fonction de l'épaisseur optique d'aérosols (fig. 21, 22) pour les canaux les plus représentatifs en réflectance des expériences TM et HRV.

1) Thematic Mapper - Haute Résolution Visible (réf. 3, 9, 20)

Nous avons vu précédemment que deux des canaux de l'expérience HRV étaient similaires à ceux de TM. Les remarques que nous allons faire par la suite seront donc valables pour les deux expériences, même si l'on ne cite que l'une d'entre elles.

Pour les canaux 1, 2 et 3 de TM et les canaux 1 et 2 de HRV, l'ordre de grandeur des effets de diffusion atmosphérique et d'absorption gazeuse sont à peu près identiques. Dans ces canaux, l'effet prépondérant est la diffusion moléculaire. L'absorption gazeuse ayant pour rôle de descendre l'ensemble des courbes de manière plus ou moins importante suivant l'effet d'absorption. Pour ces canaux, l'ordre de grandeur de la réflectance de sol est 0,1 (fig. 21).

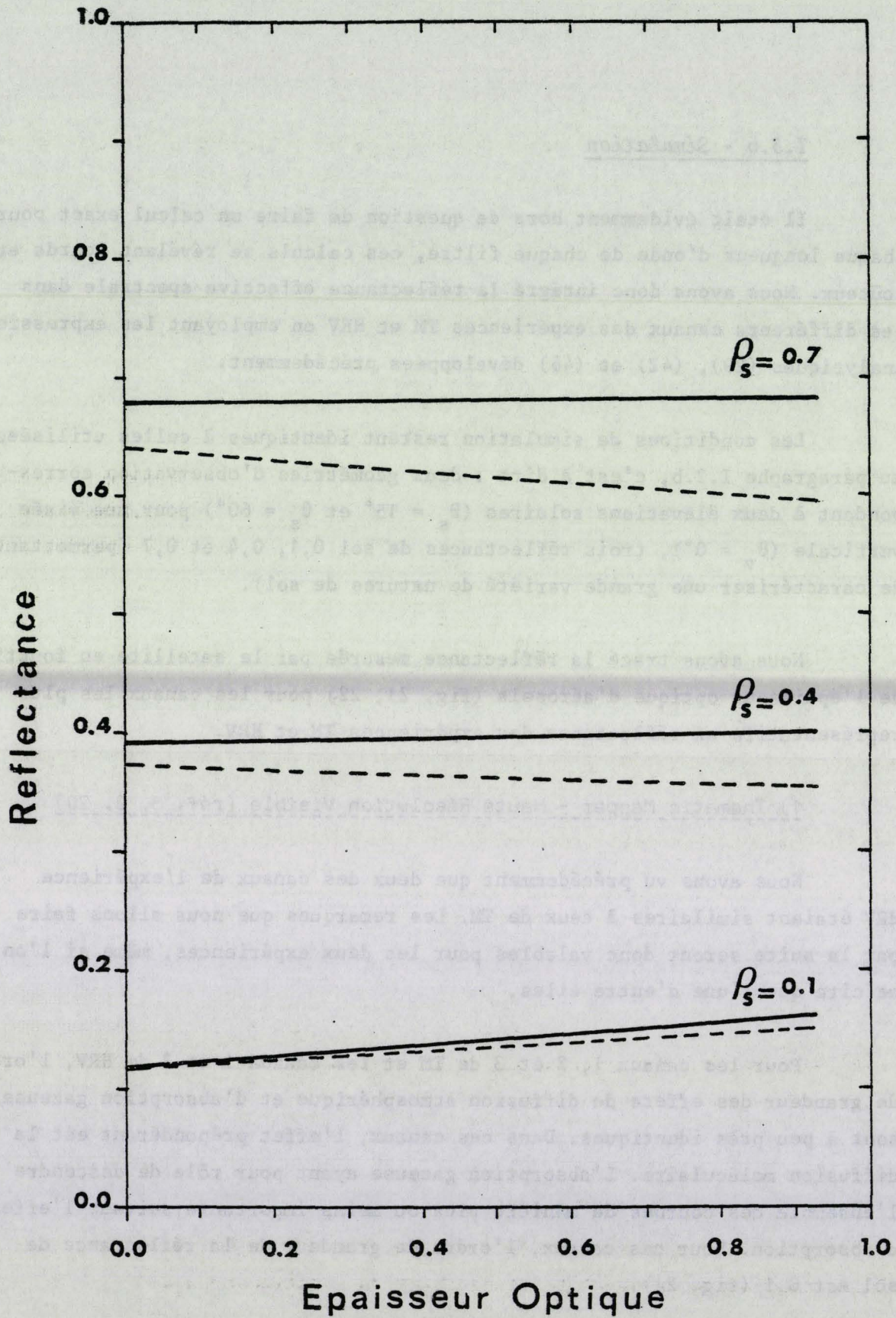


FIGURE 21 : Effets de diffusion atmosphérique dans le canal
TM2 (— $\theta_s = 15^\circ$, --- $\theta_s = 60^\circ$, $\theta_v = 0^\circ$)

Dans les canaux 4, 5 et 7 de TM, 3 de HRV, l'écart observé est surtout dû à l'absorption par la vapeur d'eau (fig. 22). Tout effet de diffusion atmosphérique est donc masqué.

Lors du passage à une élévation solaire de 60°, l'absorption gazeuse se trouve augmentée du fait du rallongement du trajet optique. De même, l'effet de diffusion atmosphérique se trouve accentué pour de fortes réflectances de sol ($\rho_s = 0,4$ et $0,7$).

Globalement, le signal mesuré est donc plus faible.

1.3.c - Erreur sur l'évaluation de ρ' (réf. 10, 15, 16, 17)

1) Avec les formulations précédentes, il est intéressant d'exprimer l'erreur $\delta\rho'$ commise sur ρ' en fonction des erreurs commises sur les diverses variables identifiées (pour le cas $\rho = 0$, et les termes de transmission t). A partir des expressions (1) et (17), on obtient :

$$\delta\rho' = \delta\rho_a^P + \sum_{i=1}^4 \delta\rho_{t_{x_i}} + \rho\delta T_p(\mu_v) + \rho\delta T_p(\mu_s) \quad (47)$$

$$\text{avec } \delta\rho_a^P \approx \bar{\rho}_a^P \left(\frac{\delta b}{\bar{b}_p} + \frac{\delta\tau}{\bar{\tau}_p} + \varepsilon(\mu_s, \mu_v) \right) \quad (48)$$

$$\text{et } p(\xi) = 2b_p (1 + \varepsilon(\mu_s, \mu_v)) \quad (49)$$

où $\varepsilon(\mu_s, \mu_v)$ est l'erreur introduite lorsqu'on suppose la fonction de phase moyenne égale au facteur de rétrodiffusion ($\varepsilon \sim 0,5$).

x_i représente le constituant gazeux d'indice i ($1 = O_3$, $2 = H_2O$, $3 = CO_2$, $4 = O_2$),

$$\frac{\delta t_{x_i}}{t_{x_i}} = a(m^* U_{x_i})^b \frac{\delta U_{x_i}}{\bar{U}_{x_i}}$$

où U_{x_i} représente la quantité d'absorbant du constituant x_i .

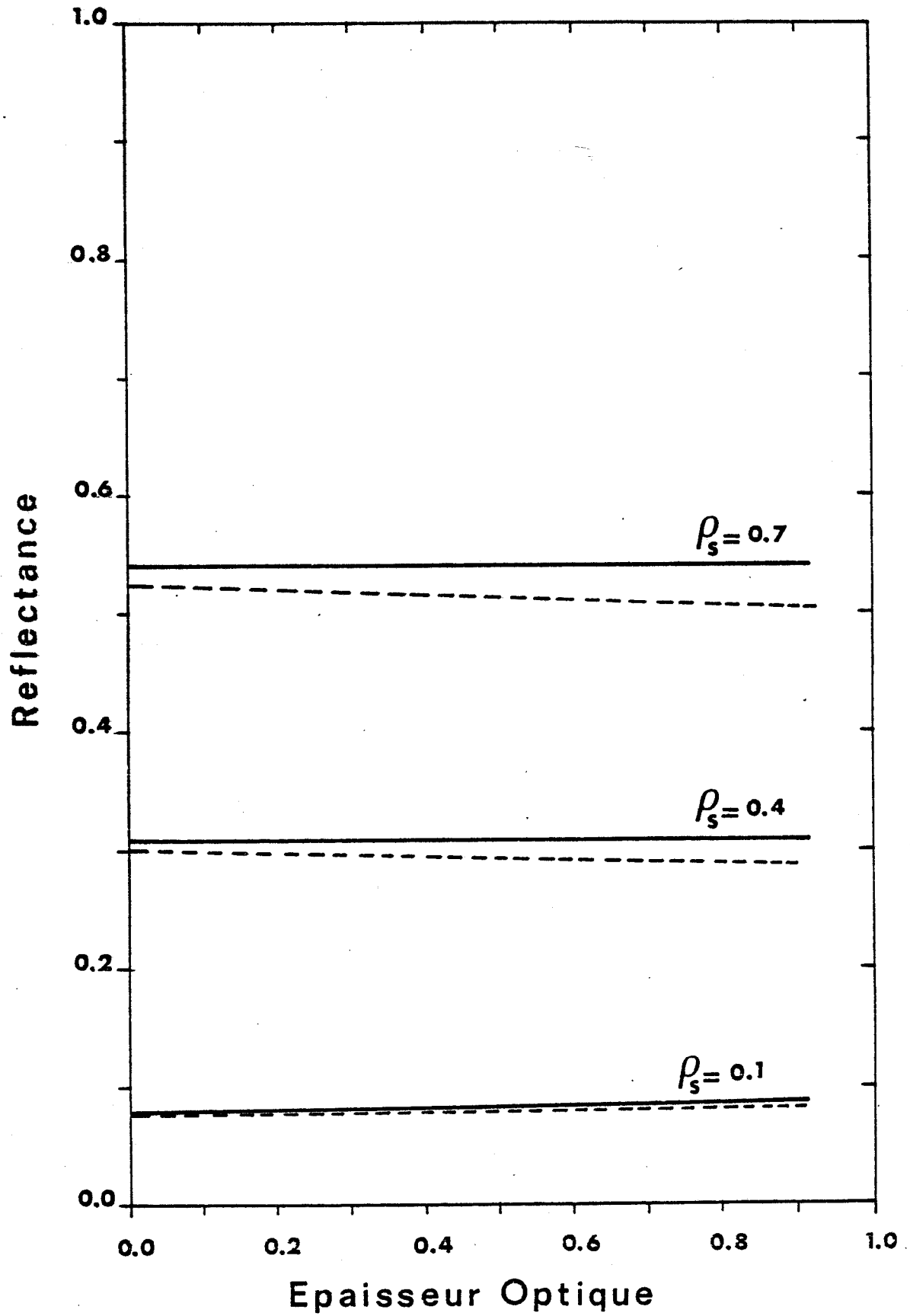


FIGURE 22 : Même légende que pour la figure 21 mais pour le canal TM5.

Ce qui fait apparaître plusieurs types d'erreur :

- des erreurs absolues : $\delta\rho_a^p$, évaluation de la réflectance atmosphérique,
- des erreurs relatives, liées à l'évaluation des fonctions de transmission. Les erreurs sur $T_p(\mu_s)$ et $T_p(\mu_v)$ ont été négligées puisque leur effet est opposé à celui de ρ_a^p lorsque ρ augmente, il y a donc compensation.

2) Ordre de grandeur

- Ozone :

Dans les canaux où intervient l'ozone, les coefficients a et b sont tels que : $0,02 < a < 0,1$ et $b \sim 0,99$ (cf. Annexe II, tableau A.2.1).

On obtient :

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \approx a(m^* U_{O_3})^b \frac{\delta U_{O_3}}{U_{O_3}}$$

avec $\frac{\delta U_{O_3}}{U_{O_3}} \approx 0,1$ en supposant des fluctuations journalières de la quantité d'ozone de 10 % autour de la moyenne mensuelle géographique (typiquement 0,3 cm-atm) (réf. 42).

$$\text{soit } \frac{\delta\rho}{\rho} \sim 0,02 (3 \cdot 0,3)^{0,99} 0,1 \quad \text{peu d'effet de } O_3$$

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \sim 0,1 (3 \cdot 0,3)^{0,99} 0,1 \quad \text{forte contamination par } O_3$$

pour $m^* = 3$, soit un soleil à une incidence de 60° par rapport à la verticale, et un contenu en ozone égal à 0,3 cm-atm (latitude moyenne),

$$\text{d'où } \frac{\delta\rho}{\rho} = 2 \cdot 10^{-3} \quad \text{pour les canaux peu affectés par } O_3$$

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = 9 \cdot 10^{-3} \quad \text{pour ceux centrés sur le maximum d'absorption de } O_3.$$

- Vapeur d'eau :

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \approx a(m^* U_{H_2O})^b \frac{\delta U_{H_2O}}{U_{H_2O}}$$

avec $\frac{\delta U_{H_2O}}{U_{H_2O}} \approx 0,3$ en supposant des fluctuations journalières de la quantité de vapeur d'eau de l'ordre de 30 % autour d'une moyenne mensuelle géographique (de 0 à 5 g/cm²) (réf. 16).

Pour la vapeur d'eau, les coefficients a et b sont égaux à 0,03 et 0,5. Soit pour $\frac{\delta\rho}{\rho}$, en supposant :

$$(m^* U_{H_2O})^b \sim 3, \text{ soit } m^* = 2, U_{H_2O} = 5 \text{ g/cm}^2 \text{ à l'Equateur,}$$

$$\text{soit } m^* = 3, U_{H_2O} = 3 \text{ g/cm}^2 \text{ à } 45^\circ \text{ N}$$

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \approx 2,7 \cdot 10^{-2}$$

Pour le gaz carbonique et l'oxygène, le terme $\frac{\delta U_{xi}}{U_{xi}} \approx 0$.

- Réflectance atmosphérique des aérosols :

Si l'on reprend l'expression (48) pour la formulation de l'erreur sur la réflectance atmosphérique, on obtient :

$$\delta\rho_a^p \approx \bar{\rho}_a^p \left(\frac{\delta b_p}{\bar{b}_p} + \frac{\delta \tau_p}{\bar{\tau}_p} + \varepsilon(\mu_s, \mu_v) \right)$$

Le terme $\varepsilon(\mu_s, \mu_v)$ a déjà été évalué plus haut, il reste donc à définir les termes $\frac{\delta b_p}{\bar{b}_p}$ et $\frac{\delta \tau_p}{\bar{\tau}_p}$.

On supposera $b_p \approx 0,15 \pm 0,05$, ce qui tient compte des variations de b_p avec le modèle d'aérosols et si l'on prend pour $\delta\rho_p$ des fluctuations journalières de 30 % autour d'une moyenne mensuelle géographique (0 à 0,2 à $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$) (réf. 16) variant en fonction de λ , en $\lambda^{-\alpha}$, avec $\alpha = 1 \pm 0,3$, on obtient :

$$\tau_p \approx 0,15 \pm 0,05$$

soit pour $\delta\rho_a^p$:

$$\delta\rho_a^p \approx \bar{\rho}_a^p(0,3 + 0,3 + 0,5) = 0,11 \bar{\rho}_a$$

On obtient donc une erreur absolue pour les canaux contaminés par l'ozone

$$\delta\rho = \bar{\rho}_a^p(0,11) + \rho \cdot \begin{cases} 2.10^{-3} \\ 9.10^{-3} \end{cases}$$

Dans ces canaux, la contribution du signal atmosphérique est de l'ordre de 7.10^{-2} , et la valeur de la réflectance de sol ne dépasse pas 10 % en général, ce qui donne :

$$\delta\rho \sim 8.10^{-3}$$

Pour les canaux contaminés par la vapeur d'eau, la contribution du signal atmosphérique est de l'ordre du pourcent, tandis que l'on obtiendra une réflexion du sol maximum par la végétation, soit $\rho \sim 0,5$; ce qui donne pour l'erreur absolue :

$$\delta\rho \sim 0,015$$

Nous avons donc une estimation de l'erreur faite sur l'évaluation de la réflectance satellitaire, pour les canaux où intervient essentiellement soit l'ozone, soit la vapeur d'eau.

CONCLUSION

Nous avons vu que les phénomènes intervenant dans la perturbation des propriétés intrinsèques de la cible sont les phénomènes de diffusion et d'absorption.

A partir des hypothèses que nous nous sommes fixés, nous avons pu étudier séparément ces deux phénomènes.

Il en résulte, pour les phénomènes d'absorption, que la connaissance des quantités exacts d'absorbants en vapeur d'eau ou en ozone n'est pas nécessaire. La définition d'une transmission gazeuse moyenne intégrée sur l'intervalle spectral d'observation à partir d'un modèle d'atmosphère permet de chiffrer de manière satisfaisante l'effet d'absorption des divers constituants gazeux.

Pour les phénomènes de diffusion, il apparaît que plusieurs formulations permettent d'exprimer les différents termes de la réflectance effective. Cette restitution s'effectuant avec une bonne précision, nous avons été conduits à choisir des formules simples et d'une manipulation aisée dans le cadre d'intégrations spectrales de la réflectance effective dans le domaine des bandes des satellites d'observations.

Cette simulation a été faite en particulier pour les expériences TM et HRV.

A partir de cette simulation, nous avons pu déterminer quelle était l'influence des phénomènes de diffusion.

Un calcul de la précision nous a permis d'estimer l'erreur absolue sur l'évaluation de la réflectance obtenue par le satellite.

Il est donc possible, avec une précision satisfaisante, d'estimer le signal mesuré par un satellite dans le domaine d'observation du spectre solaire.

ANNEXE I

INFLUENCE DES AÉROSOLS (RÉF. 7)

Pour illustrer l'influence des aérosols, nous avons tracé (fig. A11 et A12) la réflectance effective spectrale d'un sol recouvert de blé à deux stades de maturation pour une visibilité de 23 kilomètres et une géométrie d'observation correspondant à un angle solaire $\theta_s = 15^\circ$ et une visée verticale. La comparaison entre la réflectance effective et la réflectance vraie nous montre une surestimation du signal due à la diffusion atmosphérique. L'écart devenant important pour de faibles longueurs d'onde, où l'influence de la diffusion Rayleigh est forte.

Le changement de pente que l'on retrouve dans les figures 15 à 18 peut s'expliquer à l'aide d'un calcul simple. Si l'on exprime la réflectance effective comme :

$$\rho^*(\lambda) = \rho_a(\lambda) + \rho \frac{T(\theta_s) T(\theta_v)}{1 + \rho s}$$

où $\rho_a(\lambda)$ est la réflectance atmosphérique, ρ la réflectance de sol, $T(\theta_s)$ et $T(\theta_v)$ les fonctions atmosphériques de transmission totale, s l'albédo sphérique, en utilisant pour ces trois derniers termes les expressions (39) et (46).

Un développement au premier ordre en τ donnera :

$$T(\theta_s) \approx 1 - b \tau / \mu_s, \quad T(\theta_v) \approx 1 - b \tau / \mu_v, \quad s \approx 2 b \tau$$

On obtient alors pour la réflectance effective :

$$\rho^* = \rho_a + \rho \frac{(1 - b\tau/\mu_s)(1 - b\tau/\mu_v)}{1 - \rho s} = \rho_a + \rho \frac{(1 - b\tau(1/\mu_s + 1/\mu_v))}{1 - \rho s}$$

En séparant la contribution moléculaire de la contribution aérosols, on obtient :

$$\begin{aligned}\rho_R^* &= \rho_a^R + \rho \frac{(1 - b_R \tau_R m^*)}{1 - 2\rho b_R \tau_R} = \rho_a^R + \rho^*(1 - m^* b_R \tau_R) (1 + 2\rho b_R \tau_R) \\ &= \rho_a^R + \rho(1 + b_R \tau_R (2\rho - m^*))\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\text{d'où } \rho^* &= \rho_a^R + \rho_a^P + \rho \frac{(1 - m^*(b_R \tau_R + b_P \tau_P))}{1 - 2\rho(b_R \tau_R + b_P \tau_P)} \\ &= \rho_a^R + \rho_a^P + \rho(1 + b_R \tau_R (2\rho - m^*) + b_P \tau_P (2\rho - m^*))\end{aligned}$$

Ce qui donne pour la pente :

$$\Delta\rho^* = \rho^* - \rho_R^* = \rho_a^P + \rho b_P \tau_P (2\rho - m^*)$$

avec $\Delta\rho^* < 0$ pour $\theta_s = 60^\circ$ } pour $\rho > 0,4$
 $\Delta\rho^* > 0$ pour $\theta_s = 15^\circ$ }

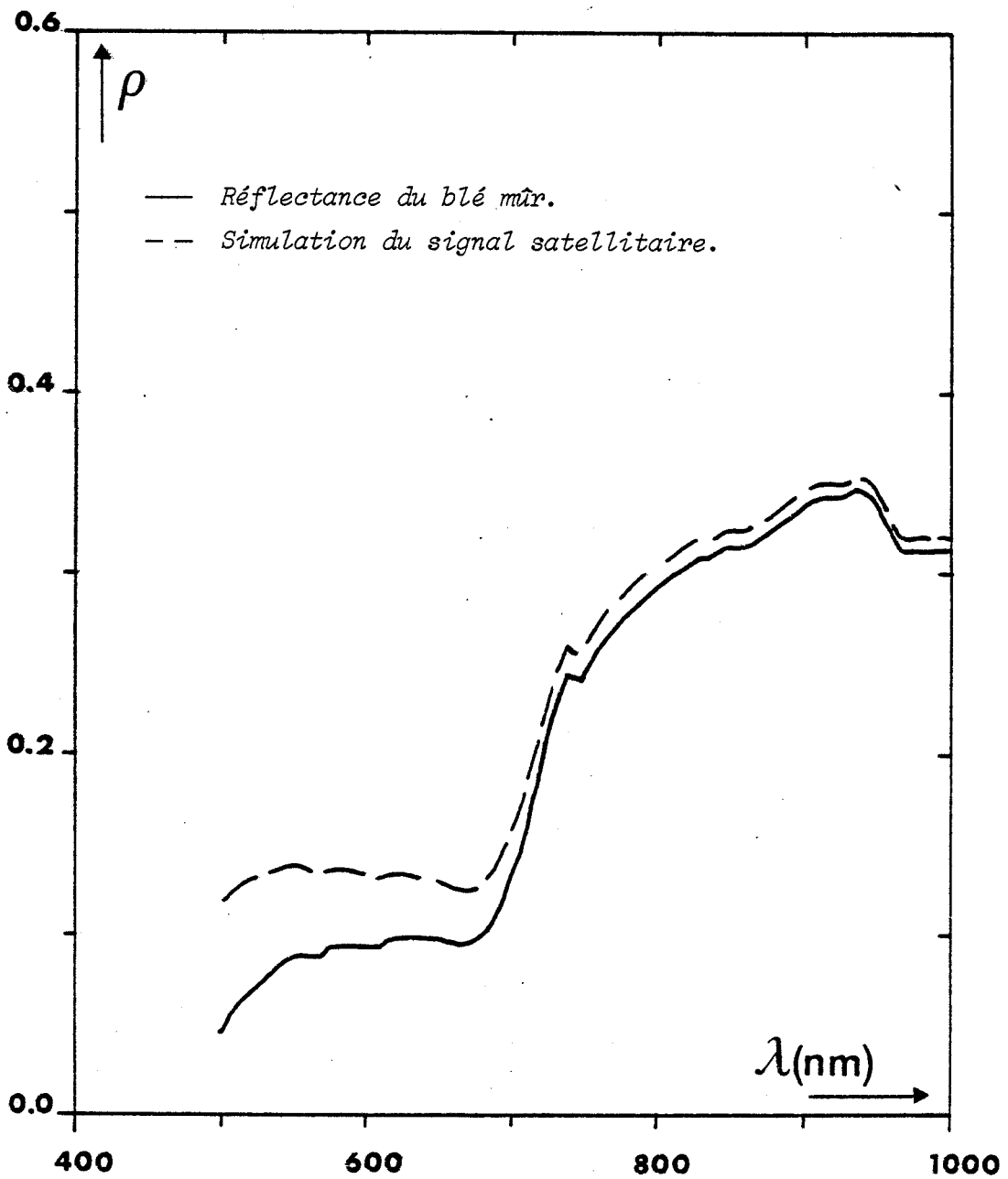


FIGURE A11 : Influence des aérosols. Comparaison réflectance au sol - réflectance satellitaire mesurée.

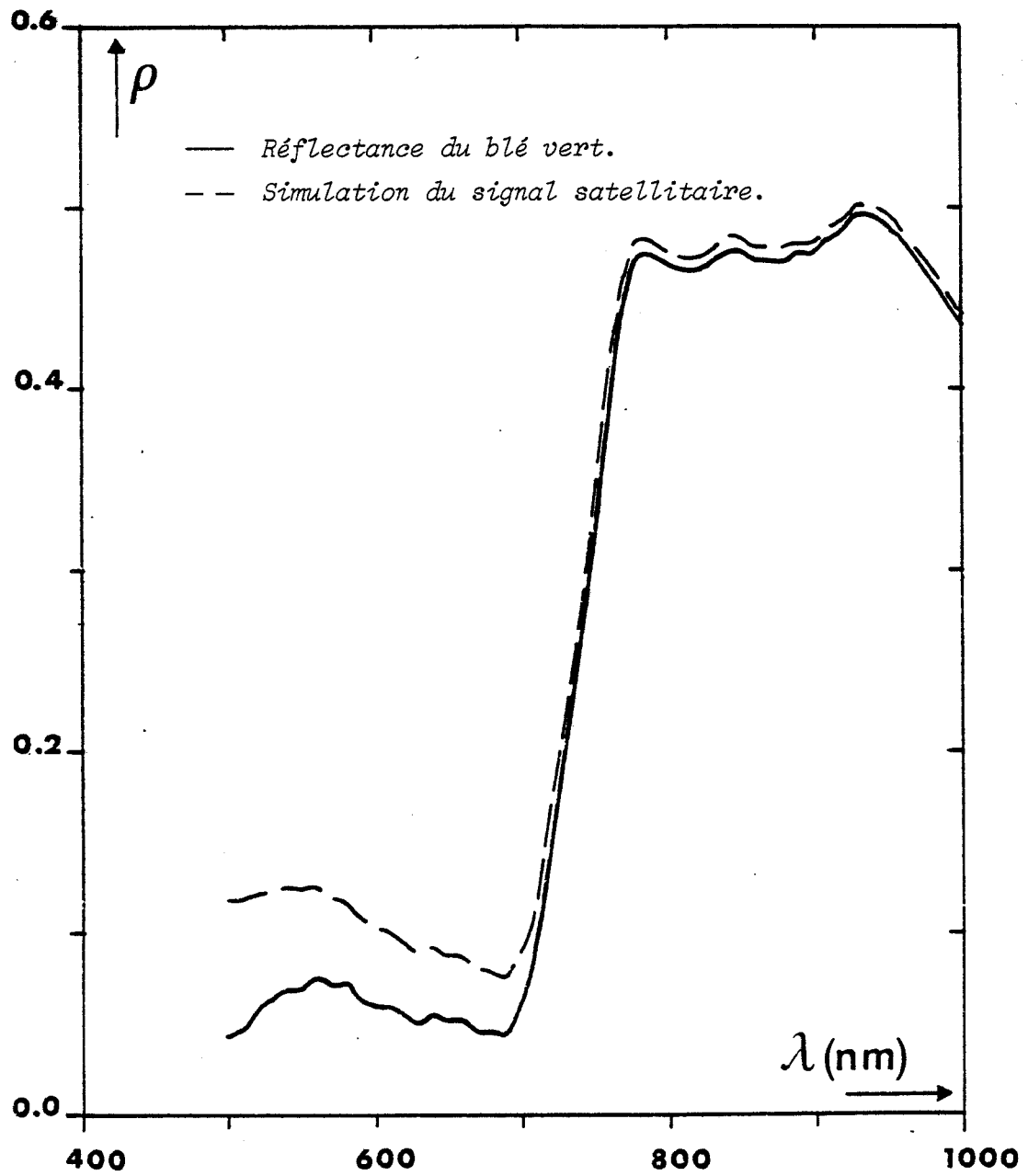


FIGURE A12 : Influence des aérosols. Comparaison réflectance au sol - réflectance satellitaire mesurée.

ANNEXE II

EXPRESSIONS DES TRANSMISSIONS GAZEUSES POUR TM ET HRV

Dans le but de connaître l'effet de la variation de la quantité d'absorbant sur la transmission moyenne dans chaque canal, nous avons paramétré la transmission à l'aide de la formule suivante :

$$t_X^A = \exp (- a (m^* U_X)^b) \quad (1)$$

où X est le constituant considéré (Ozone, Vapeur d'eau), A représente le canal d'observation, t est la transmission intégrée sur l'intervalle spectral correspondant.

$$t_X(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_o(\lambda) T_X(\lambda) f(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_o(\lambda) f(\lambda) d\lambda} \quad (2)$$

$T_X(\lambda)$ est la transmission gazeuse spectrale, obtenue à partir de la banque de données spectroscopiques compilées à l'Air Force Geophysical Laboratories (AFGL) par Mc CLATCHEY et al. (1973) dans sa version révisée en octobre 82, pour un modèle d'atmosphère (réf. 5, 21, 22, 23). U_X est la quantité d'absorbant X au niveau de la mer pour ce modèle. Les tableaux A21 et A21 bis regroupent les coefficients a et b pour les quatre principaux constituants atmosphériques (Ozone, Vapeur d'eau, Gaz carbonique, Oxygène).

Les figures A22 à A24 regroupent pour chaque constituant gazeux, les variations de la transmission en fonction de la quantité relative d'absorbant définie par :

$$U' = m^* U \text{ où } m^* = 1/\mu_s + 1/\mu_v$$

	TM1	TM2	TM3	TM4	TM5	TM7
O ₃	a = 0,2035.10 ⁻¹ b = 0,9941	a = 0,1009 b = 0,9971	a = 0,5818.10 ⁻¹ b = 0,9934	a = 0,9001.10 ⁻⁴ b = 0,1006		
H ₂ O		a = 0,3637.10 ⁻² b = 0,7751	a = 0,3961.10 ⁻² b = 0,7367	a = 0,3974.10 ⁻¹ b = 0,5316	a = 0,4638.10 ⁻¹ b = 0,4534	a = 0,2728.10 ⁻¹ b = 0,6221
CO ₂					a = 0,1816.10 ⁻³ b = 0,6164	a = 0,8977.10 ⁻³ b = 0,3834
O ₂		a = 0,1418.10 ⁻⁴ b = 0,6182.10 ⁻¹	a = 0,5115.10 ⁻³ b = 0,3907	a = 0,6382.10 ⁻³ b = 0,2801		

TABLEAU A21 : Coefficients a et b de l'expression de la transmission gazeuse pour les différents canaux de l'expérience TM.

	FB1	FB2	FB3
O ₃	a = 0,8042.10 ⁻¹ b = 0,9924	a = 0,6749.10 ⁻¹ b = 0,9929	a = 0,3371.10 ⁻⁴ b = 0,1007
H ₂ O	a = 0,1932.10 ⁻² b = 0,7674	a = 0,6255.10 ⁻² b = 0,6818	a = 0,2626.10 ⁻¹ b = 0,5699
O ₂	a = 0,3654.10 ⁻⁴ b = 0,6182.10 ⁻¹	a = 0,1101.10 ⁻² b = 0,2229	a = 0,6930.10 ⁻³ b = 0,2117

TABLEAU A21 BIS : Coefficients a et b de l'expression de la transmission gazeuse pour les différents canaux de l'expérience HRV.

1) Ozone (fig. A22)

- TM : comme nous l'avons vu précédemment, le canal 2 de TM est celui où l'influence de l'ozone est la plus forte.

La quantité maximale d'ozone ne dépassant pas 0,45 cm-atm, la transmission dans TM2 restera supérieure à 70 % pour des valeurs de m^* inférieures à 5, ce qui suppose pour une visée verticale ($\theta_v = 0^\circ$, $1/\mu_v = 1$), comme c'est le cas pour LANDSAT, un μ_s supérieur à 1/4, donc un angle zénithal inférieur à 75° .

Pour TM1, la transmission reste supérieure à 85 % dans les conditions les plus défavorables. Quant à TM3, les conditions limites fixées pour TM2 permettent d'obtenir une transmission supérieure à 80 %.

- HRV : pour les deux canaux où l'absorption par l'ozone est prépondérante, on constate que l'allure des courbes de transmission en fonction de la quantité d'absorbant sont assez similaires. Pour une concentration maximale d'ozone, la transmission reste supérieure à 75 % pour m^* inférieure à 6, c'est à dire pour θ_s inférieur à 80° .

2) Vapeur d'eau (fig. A23)

- HRV : pour cette expérience, seul le canal 3 est sensible à la vapeur d'eau. Le pic d'absorption de la vapeur d'eau à $0,770 \mu\text{m}$ se trouve pratiquement au maximum de sensibilité du filtre. On a donc un effet important d'absorption dû à la vapeur d'eau dans cette bande. Cependant, la transmission reste supérieure à 80 %. Si l'on considère la valeur maximale de la quantité de vapeur d'eau égale à 5 g/cm^2 , la transmission ne descend pas au dessous de 80 % pour des valeurs de m^* inférieures à 7, soit un angle solaire pouvant aller jusque 80° .

- TM : des trois canaux infrarouges, TM5 est le plus contaminé par la vapeur d'eau, la transmission pour de faible quantité d'absorbant

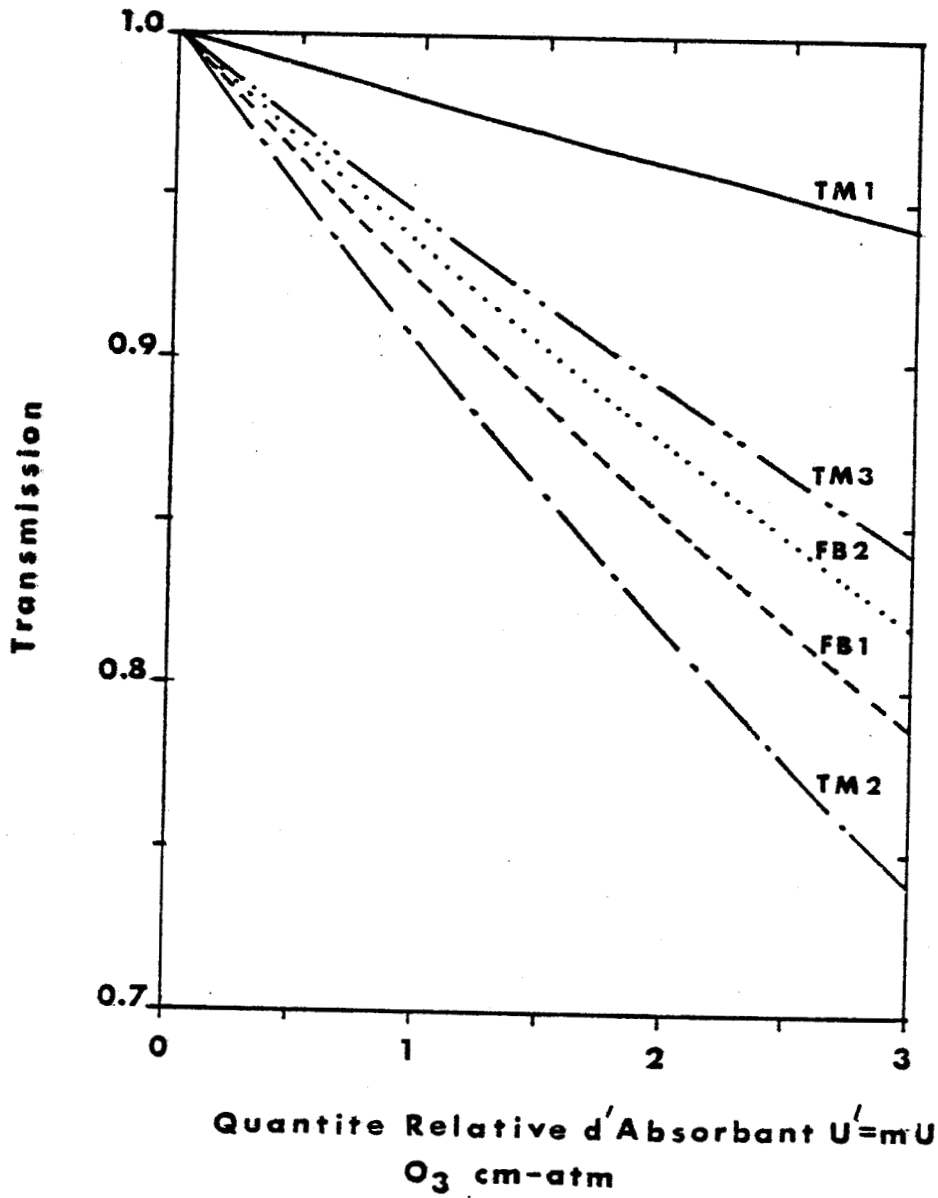


FIGURE A22 : Transmission gazeuse en fonction de la quantite relative d'ozone.

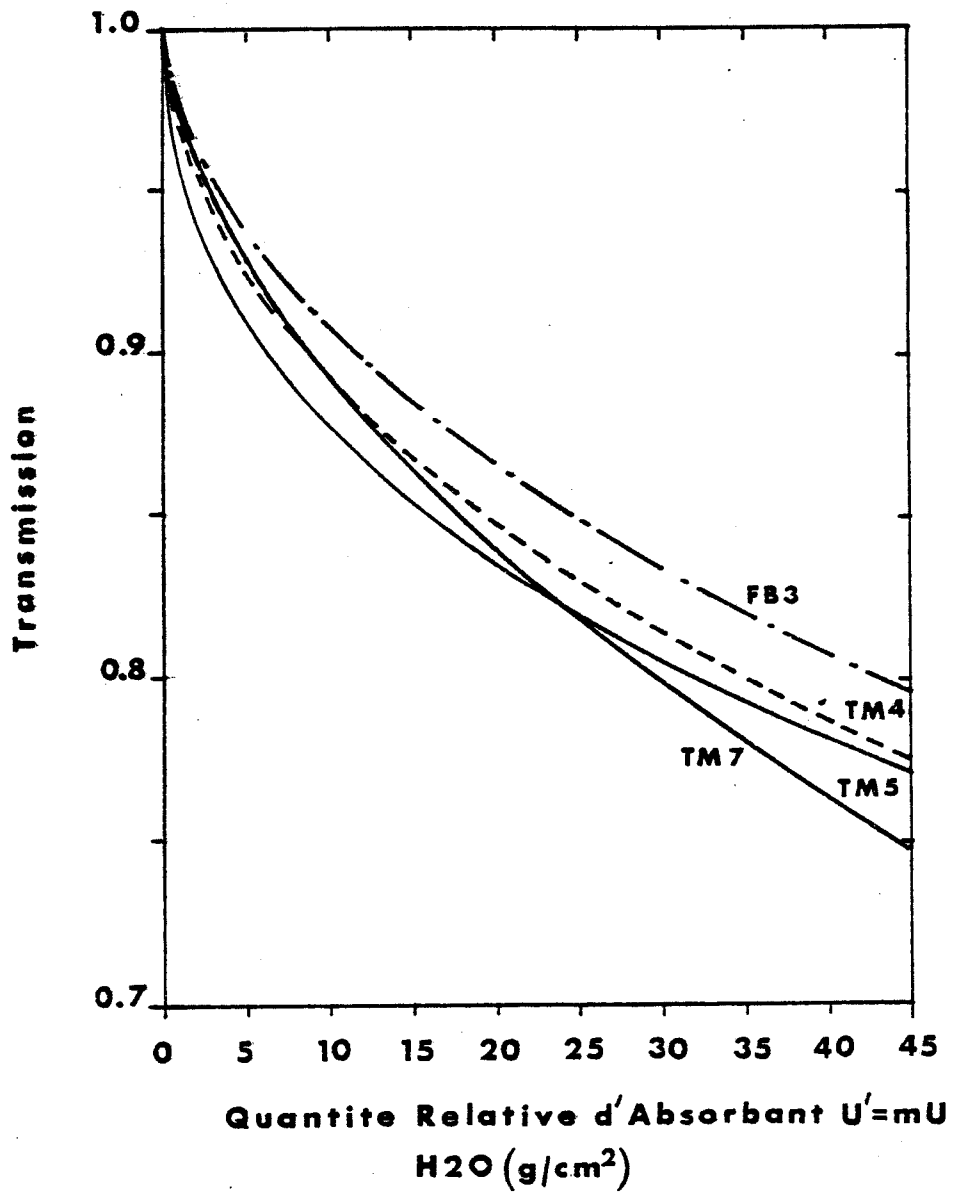


FIGURE A23 : Transmission gazeuse en fonction de la quantite relative de vapeur d'eau.

(5 g/cm²) n'excède pas 85 %, elle reste malgré tout supérieure à 60 % pour les conditions extrêmes. Pour les deux autres canaux, TM4 se comporte de façon identique au canal FB3 sur HRV. La transmission obtenue pour TM7 reste supérieure à 70 %.

Nous venons de voir que la vapeur d'eau intervient dans les domaines spectraux des canaux 4, 5 et 7 de l'expérience TM.

On peut examiner les effets de la variation de la vapeur d'eau dans l'atmosphère. Si l'on suppose Q_0 , la quantité de vapeur d'eau normale dans une atmosphère donnée et Q sa valeur actuelle.

Les figures A25 et A27 montrent la variation de la réflectance effective en fonction de la variation de la quantité de vapeur d'eau relative Q/Q_0 pour un modèle standard d'atmosphère.

On constate que l'atténuation la plus forte du signal est obtenu pour le canal TM5 or, c'est dans ce canal que nous avons vu que l'absorption par la vapeur d'eau est la plus importante. Viennent ensuite les canaux TM7, puis TM4. La pente des courbes est plus importantes pour les canaux TM5 et TM7, on a donc une atténuation plus rapide du signal, lorsque la quantité de vapeur d'eau augmente, dans ces deux canaux que dans TM4.

3) Gaz carbonique (fig. A24)

Le gaz carbonique intervient essentiellement dans les canaux 5 et 7 de l'expérience TM. Dans ces deux canaux, la transmission reste supérieure à 97 % quelquesoit les conditions d'observation.

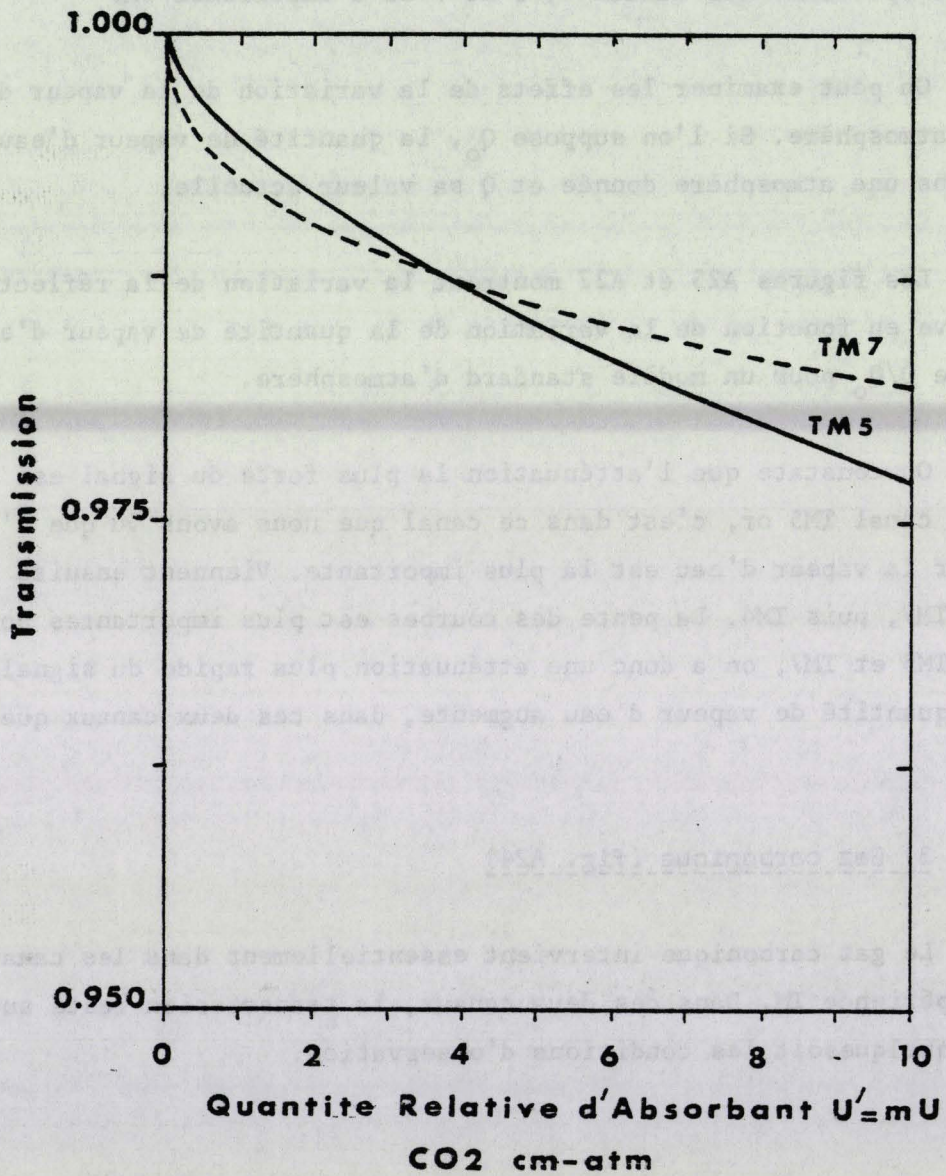


FIGURE A24 : Transmission gazeuse en fonction de la quantite relative de CO_2 .

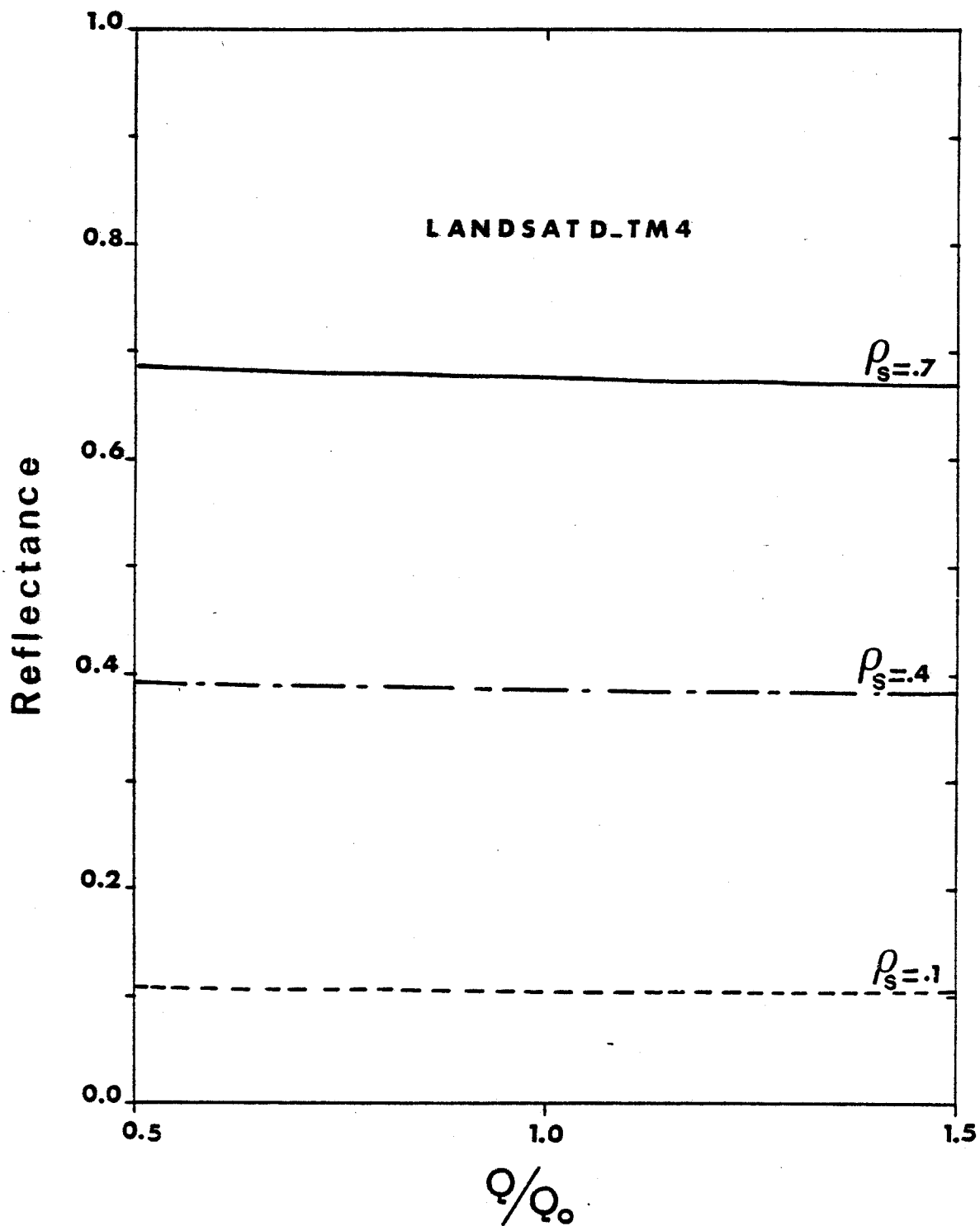


FIGURE A25 : Variation de la réflectance effective en fonction de la variation du contenu en vapeur d'eau pour le canal TM4.

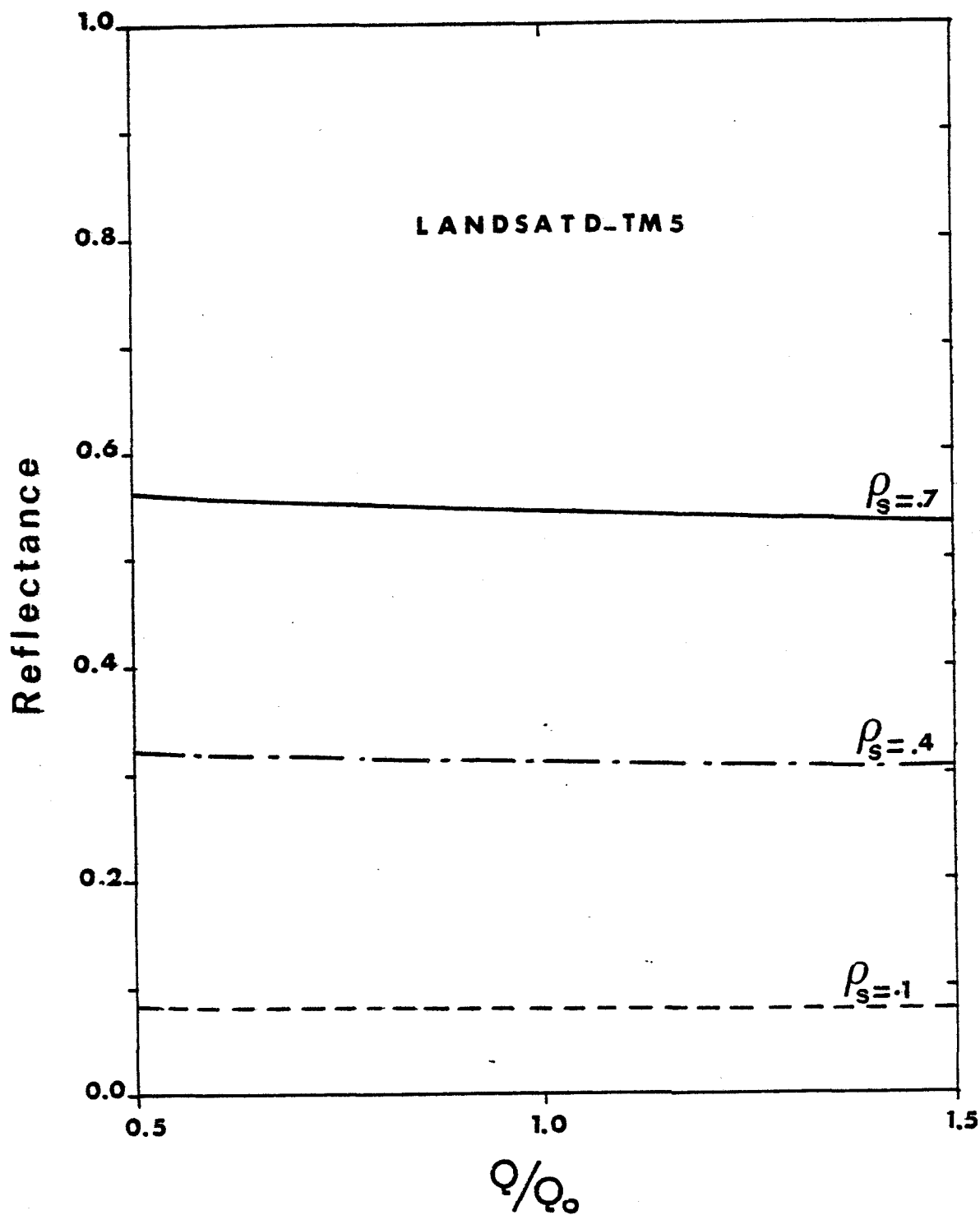


FIGURE A26 : Variation de la réflectance effective en fonction de la variation du contenu en vapeur d'eau pour le canal TM5.

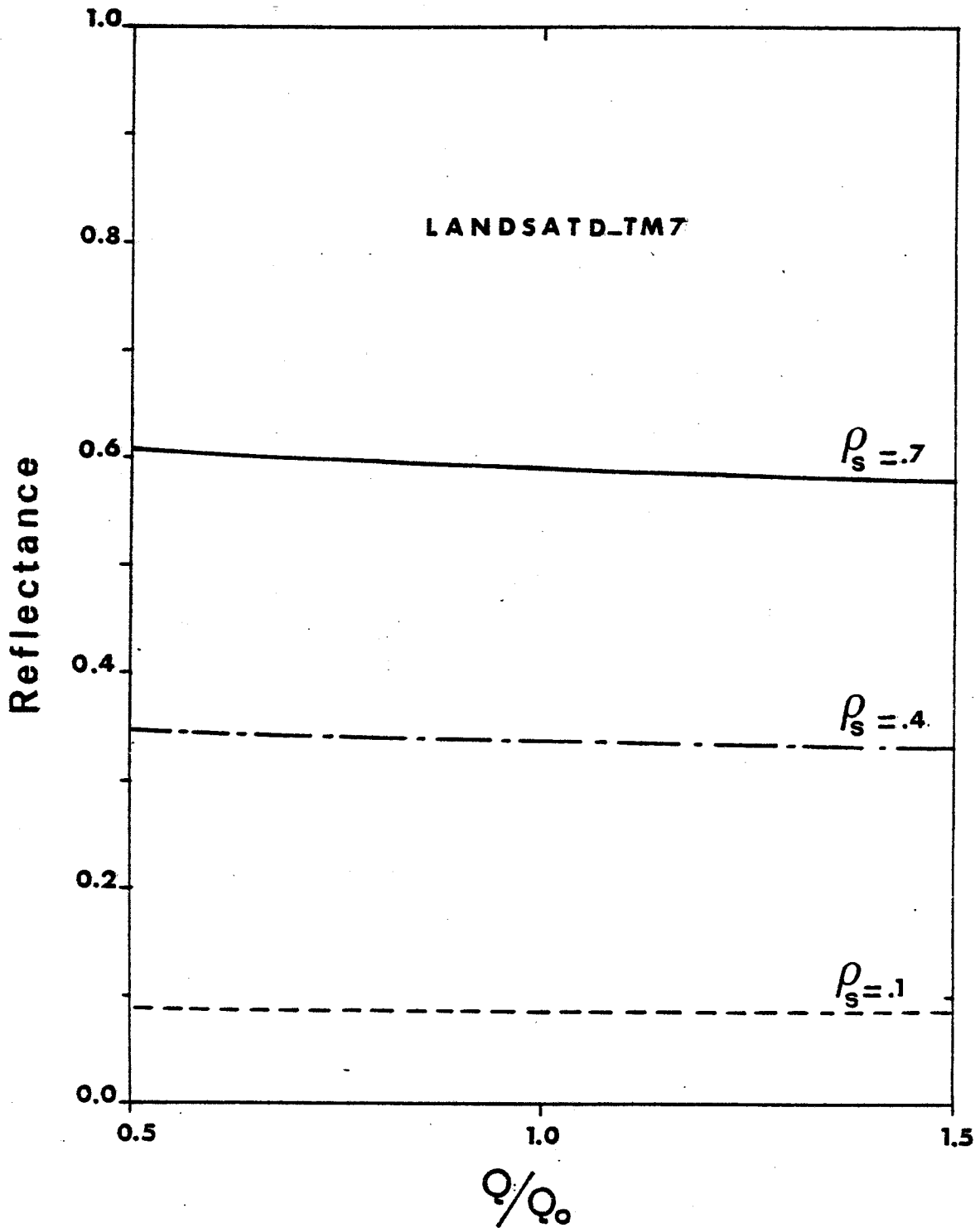


FIGURE A27 : Variation de la réflectance effective en fonction de la variation du contenu en vapeur d'eau pour le canal TM7.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 - ARANUVACHAPUN S. (1983)

"Variation of Atmospheric Optical Depth for Remote Sensing Radiance Calculations".

Rem. Sens. Env. vol., 13, pp 131 - 147.

- 2 - BEGNI G. (1982)

"Selection of the Optimum Spectral Bands for the SPOT Salettite".

Phot. Eng. and Rem. Sens., vol. 48, n° 10, pp 1613 - 1620.

- 3 - CHEVREL M. (1981)

"The SPOT Satellite Remote Sensing Mission".

Phot. Eng. and Rem. Sens., vol. 47, n° 8, pp 1163 - 1171.

- 4 - CHU W.P. (1983)

"Calculations of Atmospheric Refraction for Spacecraft Remote Sensing Applications".

App. Opt., vol. 22, n° 5, pp 721 - 725.

- 5 - Mc CLATCHEY R.A., BENEDICT W.S., CLOUGH S.A., BURCH D.E., CALFEE R.F., FOX K., ROTHMAN L.S., GARING J.S. (1973)

"AFGL Atmospheric Absorption Line Parameters Compilation".

AFGL - TR - 0096.

- 6 - COAKLEY J.A., CHYLER P. (1975)

"The Two-Stream Approximation in Radiative Transfer : Including the Angle of Incident Radiation".

J.A.S., vol. 32, pp 409 - 418.

- 7 - DAVE J.V. (1980)

"Effects of Atmospheric Conditions on Remote Sensing of Vegetation Parameters".

Rem. Sens. Env., vol. 10, pp 87 - 89.

- 8 - DEIRMENDJIAN D. (1969)
"Electromagnetic Scattering on Spherical Polydispersions".
Elsevier Ed. New-York.
- 9 - DESCHAMPS P.Y., DUHAUT P., ROUQUET M.C., TANRE D. (1983)
"Mise en évidence, Analyse et Correction des effets Atmosphériques sur les données multispectrales de LANDSAT ou SPOT".
IIe Colloque int. Signatures spectrales d'objets en Télédétection
Bordeaux, 12 - 16 sept.
- 10 - DESCHAMPS P.Y., HERMAN M., TANRE D., ROUQUET M.C., DURPAIRE J.P. (1982)
"Effets Atmosphériques et Evaluation du Signal pour des Instruments Optiques de Télédétection".
ESA Journal, vol. 6, pp 233 - 246.
- 11 - DESCHAMPS P.Y., HERMAN M., TANRE D. (1983)
"Modélisation du Rayonnement Solaire Réfléchi par l'Atmosphère et la Terre entre 0,35 et 4 μm ".
Contrat ESA 5393/80/F/DD (Sc).
- 12 - DESCHAMPS P.Y., HERMAN M., TANRE D. (1981)
"Influence de l'Atmosphère en Télédétection des Ressources Terrestres Modélisation et Possibilités de Correction".
Coll. Sign. Spectr. d'objet en Tél. Avignon 8 - 11 sept.
- 13 - DESCHAMPS P.Y., HERMAN M., LENOBLE J., PRUVOST P., TANRE D. (1982)
"Etude du Signal Satellitaire pour de Faibles Elevations Solaires".
Rapport sur une Etude Technique pour le CTME.
- 14 - HERMAN M., TANRE D. (1978)
"Etude des effets d'atmosphère sur les mesures de réflectance faites dans le Visible, à partir de Satellite".
Contrat CNES 77/0737.

- 15 - FROUIN R., VIOLLIER M. (1978)
"Etude des effets atmosphériques - Influence des absorptions moléculaires (O_3 et H_2O)".
Contrat CNES 77/0737.

- 16 - DESCHAMPS P.Y., HERMAN M., TANRE D., VIOLLIER M. (1979)
"Etude des Corrections atmosphériques pour les Images du Satellite d'observation de la Terre, SPOT 1".
Contrat CNES 77/0737.

- 17 - GORDON R.H. (1978)
"Removal of Atmospheric effects from satellite imagery of the Oceans".
App. Opt., vol. 17, n° 10, pp 1631 - 1636.

- 18 - HOLMES R.A. (1984)
"Advanced Sensor Systems : Thematic Mapper and Beyond".
Rem. Sens. Env., vol. 15, pp 213 - 221.

- 19 - JOSEPH J.H., WISCOMBE W.J., WEINTMAN J.A. (1976)
"The delta Eddington approximation for radiative flux transfer".
J.A.S., vol. 33, pp 2452 - 2459.

- 20 - KIANG K.J. (1982)
"Atmospheric effects on TM Measurements : Characterization and Comparison with the effects on MSS".
IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, vol. 20, n° 3,
pp 365 - 370.

- 21 - ROBERTSON D.C., BERNSTEIN L.S., HAIMES R., WUDERLICH J., VEGA L. (1981)
"5 cm^{-1} Band Model Option to LOWTRAN 5".
App. Opt., vol. 20, n° 18, pp 3218 - 3226.

- 22 - ROTHMAN L.S., Mc CLATCHEY R.A. (1976)
App. Opt., vol. 15, pp 2616.
- 23 - ROGHMAN L.S. (1981)
"AFGL Atmospheric Absorption Line Parameters Compilation : 1981 Version".
App. Opt., vol. 20, n° 5, pp 791 - 795.
- 24 - SCHALLER E. (1979)
"A Delta-Two-Stream Approximation in radiative flux calculations".
Contributions to Atmospheric Physics, vol. 52, n° 1, pp 17 - 26.
- 25 - SHETTLE E.P., WEINMAN J.A. (1970)
"The Transfer of Solar Irradiance Through Inhomogeneous Turbid Atmospheres Evaluated by Eddington's Approximation".
J.A.S., vol. 27, pp 1048 - 1055.
- 26 - TANRE D., HERMAN M., DESCHAMPS P.Y., DE LEFFE A. (1979)
"Atmospheric Modeling for Space Measurements of Ground Reflectances, Including Bidirectional Properties".
App. Opt., vol. 18, n° 21, pp 3587 - 3594.
- 27 - TANRE D., HERMAN M., DESCHAMPS P.Y. (1981)
"Influence of the Background Contribution upon Space Measurements of Ground Reflectance".
App. Opt., vol. 20, n° 20, pp 3676 - 3684.
- 28 - TANRE D., HERMAN M., DESCHAMPS P.Y. (1983)
"Influence of the Atmosphere on Space Measurements of Directional Properties".
App. Opt., vol. 22, n° 5, pp 733 - 741.
- 29 - TANRE D. (1977)
"Etude de l'influence des aérosols sur le rayonnement terrestre rediffusé".
Thèse de 3ème cycle - Lille.

- 30 - TANRE D. (1982)
"Intéraction Rayonnement-Aérosols. Applications à la télédétection et au calcul du bilan radiatif".
Thèse d'Etat - Lille.
- 31 - TURNER R.E., SPENCER M.M. (1972)
"Atmospheric Model for Correction fo Spacecraft Data".
Proc. of the 8th Int. Symp. on Rem. Sens. of Env. 2 - 6 Oct.
Ann Arbor, Michigan.
- 32 - VIOLLIER M., BALOIS J.Y., LECOMTE P. (1979)
"Wavelength Dependence of the Aerosol Optical Thickness".
O.C.S. Workshop - Ispra.
- 33 - WELCH R.M., ZDUNKOWSKI W.G. (1982)
"Backscattering Approximations and their Influence on Eddington-Type Solar Flux Calculations".
Beitr. Phys. Atmosph., vol. 55, n° 1, pp 28 - 41.
- 34 - ZDUNKOWSKI W.G., WELCH R.M., KORB G. (1980)
"An investigation of the Structure of Typical Two-Stream Methods for the Calculation of Solar Fluxes and Heating Rates in Clouds".
Contributions to Atmospheric Physics, vol. 53, n° 2, pp 147 - 166.
- 35 - IRVINE W.M. (1968)
"Multiple Scattering by Large Particles II. Opticaly Thick Layers".
Astrophys. Journ. 152, pp 823 - 834.
- 36 - RUSSEL P.B., LIVINGSTON J.M., UTHE E.E.
"Aerosols induced Albedo Change : Measurement and Modeling of an Incident".
J.A.S., vol. 36, pp 1587 - 1608.

37 - LENOBLE J. (1977)

"Standard Procedures to Compute Atmospheric Radiative Transfer in a Scattering Atmosphere".

IAMAP Radiation Commission, Report prepared at NCAR, Boulder, Colorado, USA.

38 - IRVINE W.M. (1965)

"Multiple Scattering by Large Particles".

Astrophys. Jour. 142, pp 1563.

39 - HOYT D.V. (1977)

"A Redetermination of the Rayleigh Optical Depth and its Application to Selected Solar Radiation Problems".

J.A.M., vol. 16, pp 432 - 436.

40 - OTTERMAN J. (1977)

"Single Scattering Solution for Radiative Transfer through Rayleigh and Aerosol Atmosphere".

Goddard Space Flight Center X - 910 - 77 - 171.

41 - OTTERMAN J. (1978)

"Single Scattering Solution for Radiative Transfer through a Turbid Atmosphere".

App. Opt., vol. 17, n° 21, pp 3431 - 3438.

42 - LONDON J., BOJKOV R.D., OLTMANS S., KELLY J.I. (1976)

"Atlas of the global distribution fo total ozone".

NCAR/TN/113 STR

43 - SELBY J.E.A., KNEIZYS F.X., CHETWIND Jr. J.H., Mc CLATCHEY R.A. (1978)

"Atmospheric Transmittance/Radiance : Computer Code LOWTRAN 4".

AFGL - TR - 78 - 0053, ADA 058 643.

CHAPITRE II
APPLICATION AU TRAITEMENT D'IMAGE TM
SUR LANDSAT 4

INTRODUCTION

Avec la venue des satellites d'observation de la terre, beaucoup d'efforts ont été consacrés au problème de la prise en compte des effets atmosphériques, qui perturbent la mesure satellitaire de réflectances de surfaces.

Dans plusieurs analyses de ces effets (telle que celle effectuée dans le chapitre I), la réflectance de surface est supposée être uniforme (réf. 29, 32). De tels calculs évaluent avec précision la luminance atmosphérique intrinsèque, qui est en fait le terme principal de la perturbation atmosphérique lors de l'observation de surface de faibles réflectivités, comme par exemple, dans les recherches océanographiques (réf. 25, 33). En outre, ce traitement n'est valable que pour des cibles de très grandes dimensions (comme les océans ou les forêts), ou au contraire, de très petites dimensions, telles que seule la radiance réfléchie par la cible modifie le signal venant d'un environnement uniforme (réf. 34, 35).

On peut montrer que les contributions relatives du point observé et de son environnement deviennent équivalentes, pour des longueurs d'onde inférieures à $0,80 \mu\text{m}$ (réf. 18).

Nous proposons une méthode qui, à partir de la perturbation engendrée par un environnement de forte réflectivité sur la mesure du signal de cibles peu réfléchissantes, permet de remonter à la réflectance atmosphérique intrinsèque ainsi que l'épaisseur optique de la couche d'aérosols.

Une étude de faisabilité a été faite à partir d'une scène TM, et permet de conclure à la fiabilité de la méthode.

Comme nous l'avons vu précédemment, on peut exprimer la réflectance relative d'un site homogène et lambertien, éclairé sous une incidence solaire θ_s et observée sous un angle θ_v par (Eq. 17 Ch. I) :

$$\rho^*(\theta_s, \theta_v, \phi_v) = \rho_a(\theta_s, \theta_v, \phi_v) + \rho_c \frac{T(\theta_s) T(\theta_v)}{1 - \rho_c s} \quad (1)$$

où $\rho_a(\theta_s, \theta_v, \phi_v)$ est la réflectance atmosphérique intrinsèque, $T(\theta_s)$ et $T(\theta_v)$, les facteurs de transmission totale sur les trajets aller et retour, s , l'albédo sphérique, ρ_c la réflectance de la cible.

II.1 - PHENOMENES D'ENVIRONNEMENT - RAPPELS THEORIQUES

Pour des sites uniformes et sans de forts effets directionnels, l'expression (1) donne une bonne approximation du signal. De façon plus générale, excepté pour la réflectance spéculaire, on pourra estimer à l'aide de cette équation, l'ordre de grandeur de la réflectance relative d'un site, si ρ_c est la valeur moyenne de la réflectance de ce site. C'est grâce à cette équation, que nous étudierons quantitativement le problème des corrections atmosphériques (réf. 2, 3, 4, 11, 19).

Pour des observations au-dessus de sites contrastés, il peut être intéressant d'évaluer, dans le signal, les effets perturbateurs dûs à l'environnement de la cible.

Supposons d'abord, une cible lambertienne infiniment petite de réflectance ρ , située dans un environnement uniforme et aussi lambertien de réflectance ρ_e peu différente de ρ . On pourra alors écrire la modification intervenant sur le signal atmosphérique sous la forme :

$$\rho^*(\theta_s, \theta_v, \phi_v) = \rho_a(\theta_s, \theta_v, \phi_v) + \rho \frac{T(\theta_s) e^{-\tau/\mu_v}}{1 - \rho_e s} + \rho_e \frac{T(\theta_s) t_d(\theta_v)}{1 - \rho_e s} \quad (2)$$

On remarquera maintenant que pour la partie diffuse du rayonnement, c'est la réflectance ρ_e de l'environnement qui doit intervenir.

Si l'environnement n'est pas uniforme, la modélisation reste formellement exacte, à condition de définir correctement ρ_e .

Nous devons définir maintenant le poids relatif d'un point donné du voisinage de la cible sur le signal, en fonction de sa distance à la cible.

Supposons connue la réflectance du sol $\rho(r, \Psi)$ en tout point M' de coordonnées polaires (r, Ψ) autour du point visé M, pris comme origine.

On définit la fonction atmosphérique de diffusion $F(r)$ (on se restreindra à une observation au nadir) telle que :

$$\rho_e = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \rho(r, \Psi) \frac{dF(r)}{dr} dr d\Psi \quad (3)$$

On appellera $F(r)$ la fonction d'environnement. Sa signification physique est la suivante ; $F(r)$ représente la probabilité pour un photon, envoyé depuis l'espace vers le point M, et diffusé dans l'atmosphère, d'atteindre la surface à l'intérieur d'un cercle de rayon r et de centre M. Réciproquement, une fraction $F(r)$ du rayonnement provenant de l'environnement de la cible correspond à des photons initialement rediffusés par la surface intérieure à un cercle de rayon r centré sur M. $F(r)$ est une fonction croissante de r , avec $F(0) = 0$ et $F(\infty) = 1$, par normalisation.

La fonction d'environnement $F(r)$, dépend des paramètres caractérisant la diffusion atmosphérique (fonction de phase pour la diffusion $p(\xi, z)$ et coefficient de diffusion $\sigma(z)$), et ne peut être rigoureusement calculée que si l'on connaît précisément la concentration et la nature des aérosols en fonction de l'altitude.

On peut cependant obtenir une valeur approchée de $F(r)$, pour une longueur d'onde et une épaisseur optique en aérosols quelconques, à partir de l'expression suivante (réf. 19) :

$$F(r) \sim \frac{t_d^R(\theta_v) F^R(r) + t_d^P(\theta_v) F^P(r)}{t_d^R(\theta_v) + t_d^P(\theta_v)} \quad (4)$$

Dans cette expression $t_d^R(\theta_v)$ et $t_d^P(\theta_v)$ sont les facteurs de transmission diffuse définis par les équations (6) et (8) du chapitre I, correspondant respectivement, à une atmosphère moléculaire pure (R) et une atmosphère ne contenant plus que des aérosols seuls (p).

De la même façon, $F^R(r)$ et $F^P(r)$ sont les fonctions d'environnement "standards" que l'on peut attribuer en moyenne respectivement, à l'atmosphère moléculaire pure et à une atmosphère ne contenant que des aérosols.

On obtient, en développant les facteurs de transmission diffuse en premier ordre en τ , à partir des expressions (8) et (39) du chapitre I :

$$t_d^R(\theta_v) \sim \frac{\tau^R}{\mu_v} (1 - b^R) \quad (5)$$

$$t_d^P(\theta_v) \sim \frac{\tau^P}{\mu_v} (1 - b^P) \quad (6)$$

On prendra pour $F^R(r)$ et $F^P(r)$ des fonctions d'environnement calculées (TANRE D., réf. 16) pour des conditions moyennes d'observation dans le cas Rayleigh et dans le cas aérosols.

La figure 1 montre l'évolution de la fonction d'environnement pour trois types d'atmosphères (Rayleigh, $V = 23$ km et $V = 5$ km). On constate que l'échelle spatiale du phénomène diminue avec l'augmentation de la concentration en aérosols. On atteint la valeur $F(r_0) = 1 - e$ à une distance :

$$r_0 = 0,5 \text{ km pour } V = 5 \text{ km}$$

$$r_0 = 1,5 \text{ km pour } V = 23 \text{ km}$$

$$r_0 = 10 \text{ km pour une atmosphère Rayleigh}$$

L'équation des petites cibles (2) fait intervenir une réflectance moyenne de l'environnement ρ_e et peut être utilisée quand la résolution au sol \bar{r} est petite devant l'échelle spatiale des processus de contamination par l'environnement ; soit $F(\bar{r}) \sim 0$. L'examen de $F(r)$ montre que l'on doit avoir alors $\bar{r} < 1$ km dans le cas de la diffusion moléculaire, et $\bar{r} < 100$ m pour la diffusion par les aérosols.

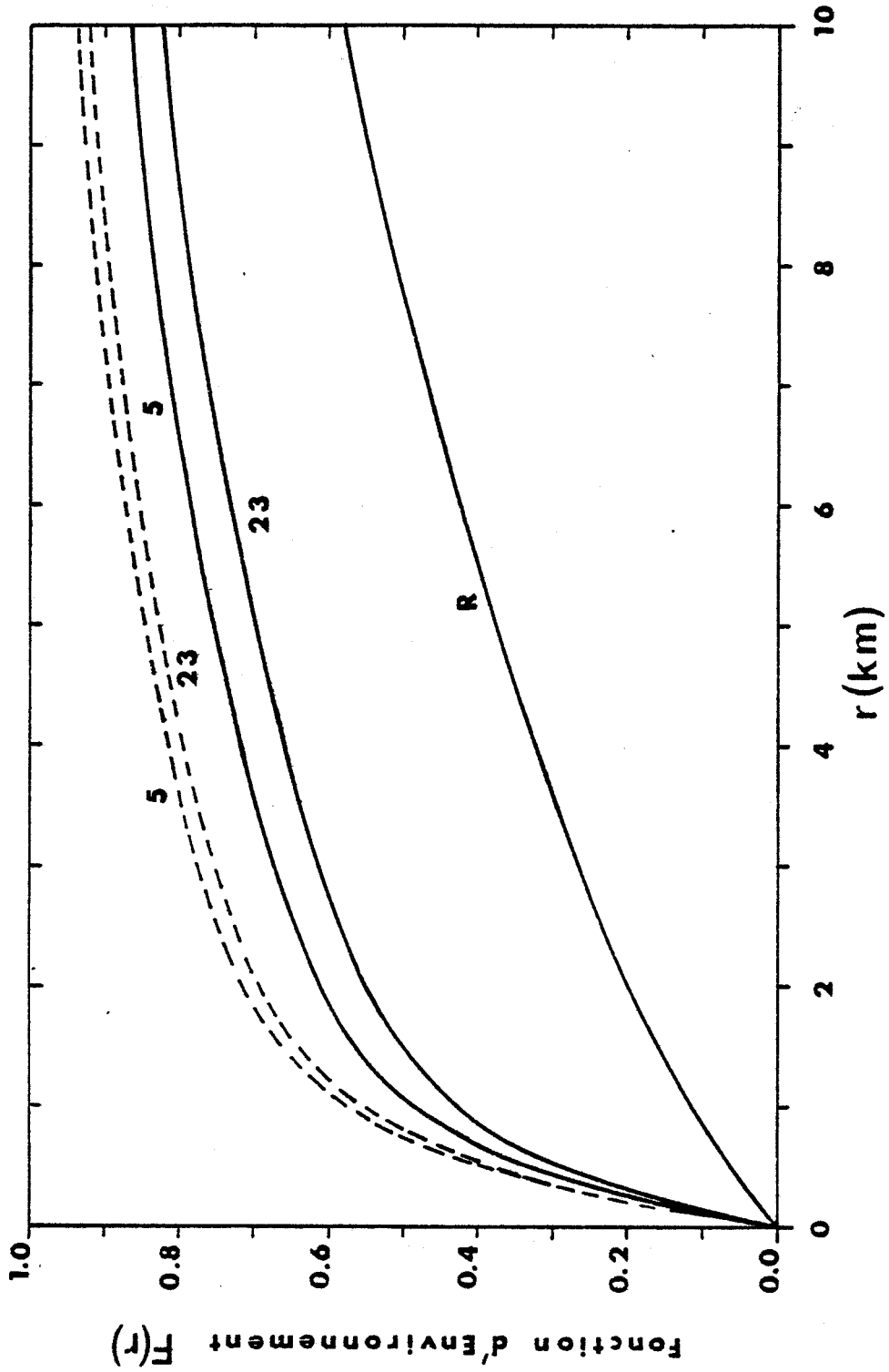


FIGURE 1 : Variation de la fonction d'environnement pour différents types d'atmosphère
({R} = Rayleigh, {23} = vis. de 23 km, {5} = vis. de 5 km)
(— $\lambda = 0,850 \mu\text{m}$, - - $\lambda = 0,450 \mu\text{m}$).

Un tel écart dans les distances minimales permettant de prendre en compte les phénomènes de contamination par l'environnement suppose donc que l'on pourra séparer le phénomène dû à une atmosphère Rayleigh de celui dû à une atmosphère ne contenant que des aérosols.

Pour la figure 2, nous nous sommes placés dans les conditions du chapitre précédent (canal 4 de l'expérience TM pour une géométrie d'observation $\theta_s = 15^\circ$ et $\theta_v = 0^\circ$) et nous avons fait l'hypothèse d'un sol inhomogène tel que l'on ait un environnement de réflectance moyenne $\rho_e = 0,3$ et des cibles de réflectance $\rho_c = 0, 0,3$ et $0,6$.

On constate que les effets de diffusion atmosphérique se trouvent amplifiés, avec maintenant une décroissance de la réflectance effective lors de l'augmentation de la concentration d'aérosols pour une réflectance de cible élevée ($\rho_c = 0,6$). Pour une réflectance de cible faible ($\rho_c = 0$), la variation de la réflectance effective reste positive avec une augmentation de la pente de la courbe. Un résumé des effets d'environnements peut être fait à l'aide des figures 3, 4 et 5. Si l'on suppose une cible, dont la variation spectrale de la réflectance n'évolue pas au cours du temps (ici, la réflectance en trait plein sur les différentes figures), placées dans un environnement dont la réflectance évolue au cours du temps (du blé à différentes étapes de maturation), on constate que la réflectance apparente de la cible va changer (réf. 9).

Par exemple, si l'observation se fait en été, donc avec une cible dans un environnement de blé mûr à 100 %. La figure 3 nous montre que le signal sera surestimé pour de faibles valeurs de la réflectance de cible ($\rho_c < 10\%$) et sous estimé pour les valeurs élevées de la réflectance de cible. Maintenant, si l'observation se passe à mi-saison, c'est à dire avec un environnement dont la réflectance est équivalente à celle d'un environnement constitué de blé vert et de blé mûr à 50 % (fig. 4 et 5), on constate que l'affaiblissement du signal est moins important pour les fortes réflectances de cible, alors que ce signal n'a pratiquement pas changé pour les réflectances faibles. Ceci s'explique par le fait que

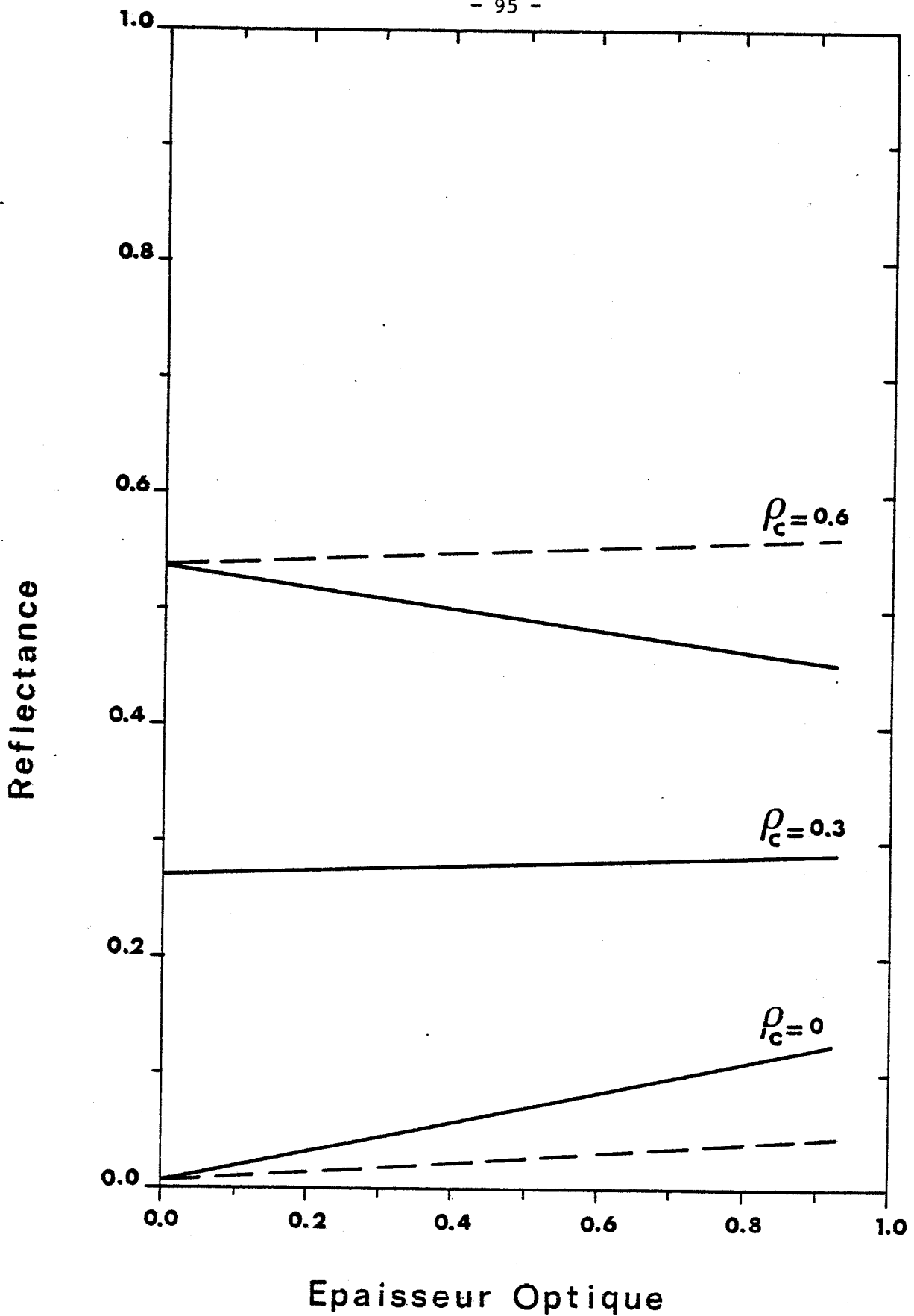


FIGURE 2 : Simulation de la réflectance mesurée dans la bande TM4.

- pour un sol homogène de réflectance ρ_c
- pour une cible de réflectance ρ_c dans un environnement de réflectance moyenne $\rho_e = 0,3$.

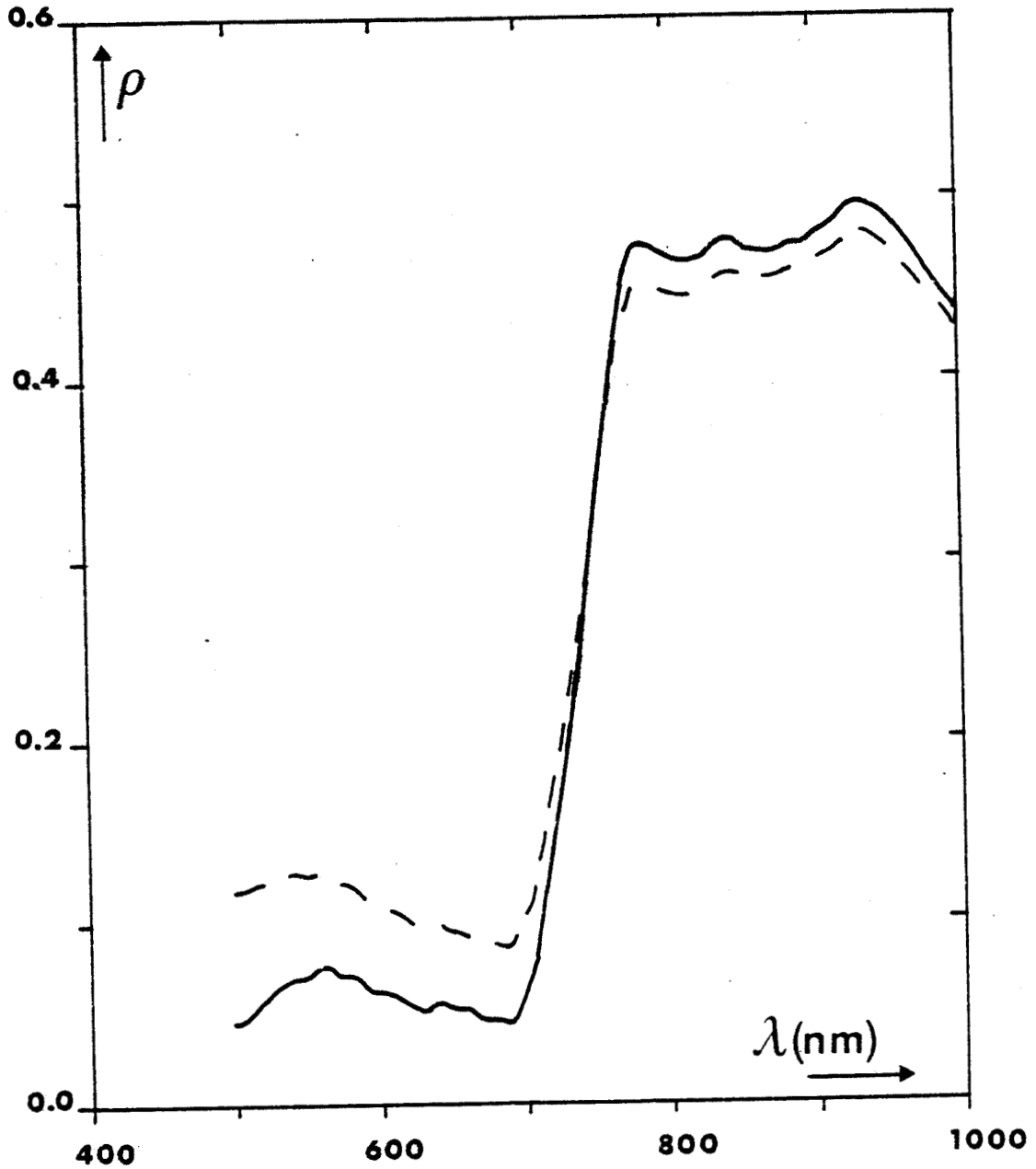


FIGURE 3 : Influence de l'environnement sur la réponse spectrale de la cible - environnement constitué de blé mûr à 100 %. (— cible, -- réflectance apparente).

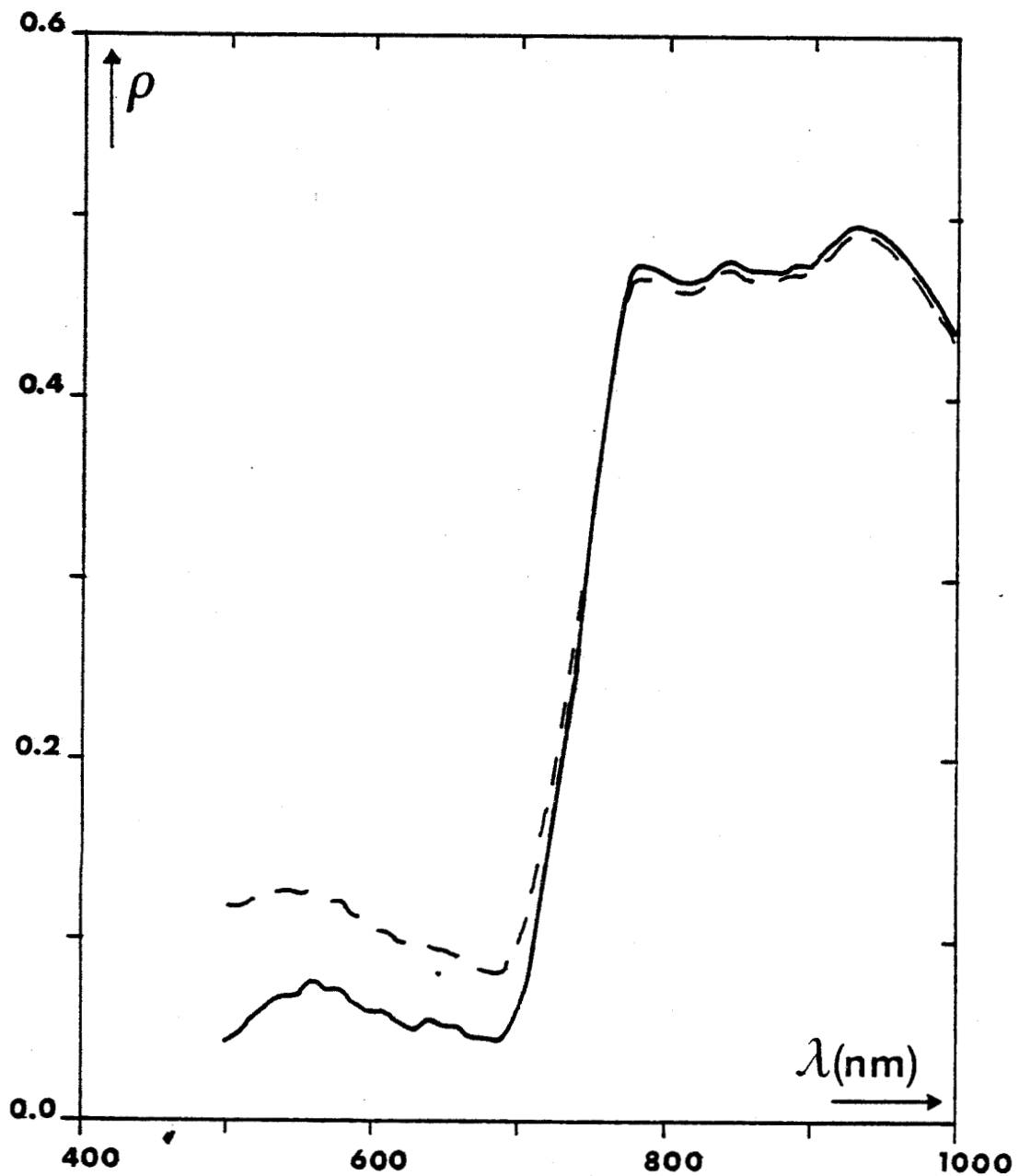


FIGURE 4 : Même légende que la figure 3 mais avec l'environnement constitué d'un mélange de blé vert et de blé mûr à 50 %, pour une visibilité de 23 km.

jusqu'à 0,70 μm , la réflectance du blé, quelquesoit son état de maturité, est pratiquement la même, ce qui n'est évidemment pas le cas au-delà de 0,70 μm (fig. 6).

Ces résultats ayant été obtenus pour un modèle d'aérosols correspondant à une visibilité horizontale de 23 kilomètres (fig. 4), le passage à une visibilité de 5 kilomètres ne fait qu'accentuer les effets observés (fig. 5), on remarque de façon plus évidente le passage des effets dûs à la diffusion moléculaire aux effets dûs à la diffusion par les aérosols avec une zone de transition entre 0,650 μm et 0,750 μm . De même, pour une visibilité plus faible, l'existence d'une réflectance "neutre", c'est à dire ne subissant aucun effet, semble plus marquée.

Nous venons de voir que si l'on veut décrire complètement les phénomènes intervenant lors de l'observation satellitaire, on écrira le signal reçu par le satellite comme la réflectance apparente de la cible ρ^* , fonction de la réflectance atmosphérique ρ_a , de la réflectance de la cible ρ_c et de celle de l'environnement $\langle \rho \rangle$, sous la forme :

$$\rho^*(\lambda) = \rho_a(\lambda) + \rho_c(\lambda) \frac{T(\theta_s) e^{-\tau/\mu_v}}{1 - \langle \rho(\lambda) \rangle s} + \langle \rho(\lambda) \rangle \frac{T(\theta_s) t_d(\theta_v)}{1 - \langle \rho(\lambda) \rangle s} \quad (7)$$

où

$$\langle \rho(\lambda) \rangle = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \pi p(r) \rho(r, \phi) dr d\phi$$

Si la cible est assimilée à un cercle de rayon r , on peut écrire :

$$\langle \rho(\lambda) \rangle = \rho_c F(r) + (1 - F(r)) \rho_e \quad (8)$$

où $F(r)$ est la fonction d'environnement.

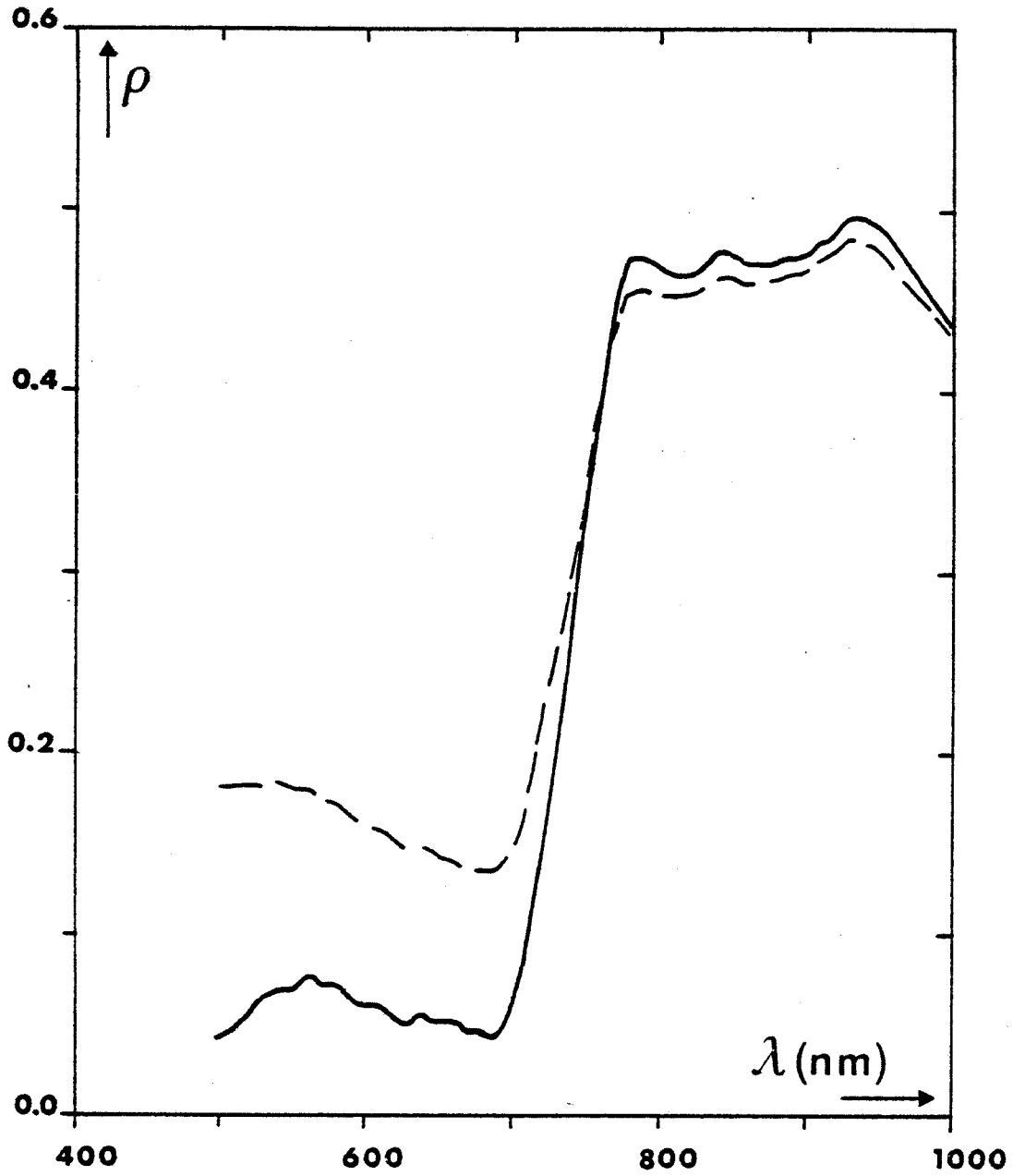


FIGURE 5 : Môme légende que la figure 4 mais pour une visibilité de 5 km.

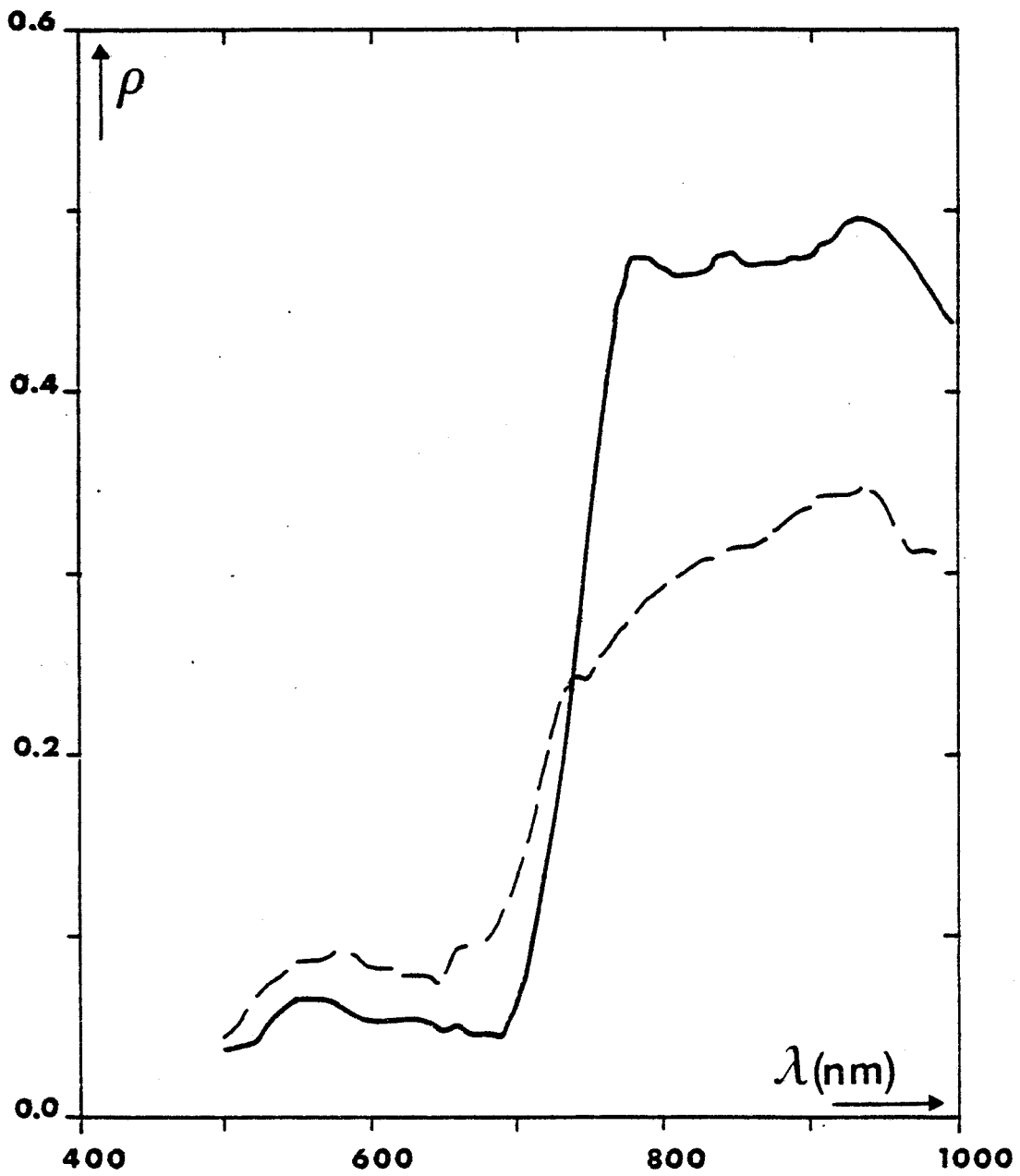


FIGURE 6 : Variation spectrale de la réflectance du blé à deux étapes de maturation (— blé vert, -- blé mûr).

11.2 - MISE EN EVIDENCE DE L'EFFET D'ENVIRONNEMENT SUR UNE IMAGE T.M.

Nous avons voulu montrer, dans ce paragraphe, la possibilité, à partir d'imageries satellitaires, de mettre en évidence les phénomènes d'environnement. A partir de cette mise en évidence, nous avons essayé de développer une méthode purement satellitaire de correction des effets d'atmosphère.

Pour ce faire, nous avons choisi de travailler sur une scène Thematic Mapper (TM), sur LANDSAT 4, acquise le 24.09.82, le centre de cette scène ayant pour coordonnées géographiques 36°02 Nord et 76°09 Ouest.

Dans cette scène, nous avons choisi cinq cibles (étendues d'eau) de dimensions différentes (typiquement 2,5 - 1 - 1,3 et 2 kilomètres de rayon) situées dans des environnements de nature différente. La situation de ces cinq cibles est reportée sur le document photographique I. Dans le cas de la cible 1, située à environ 10 kilomètres de la côte, l'hypothèse d'une surface uniforme peut être envisagée.

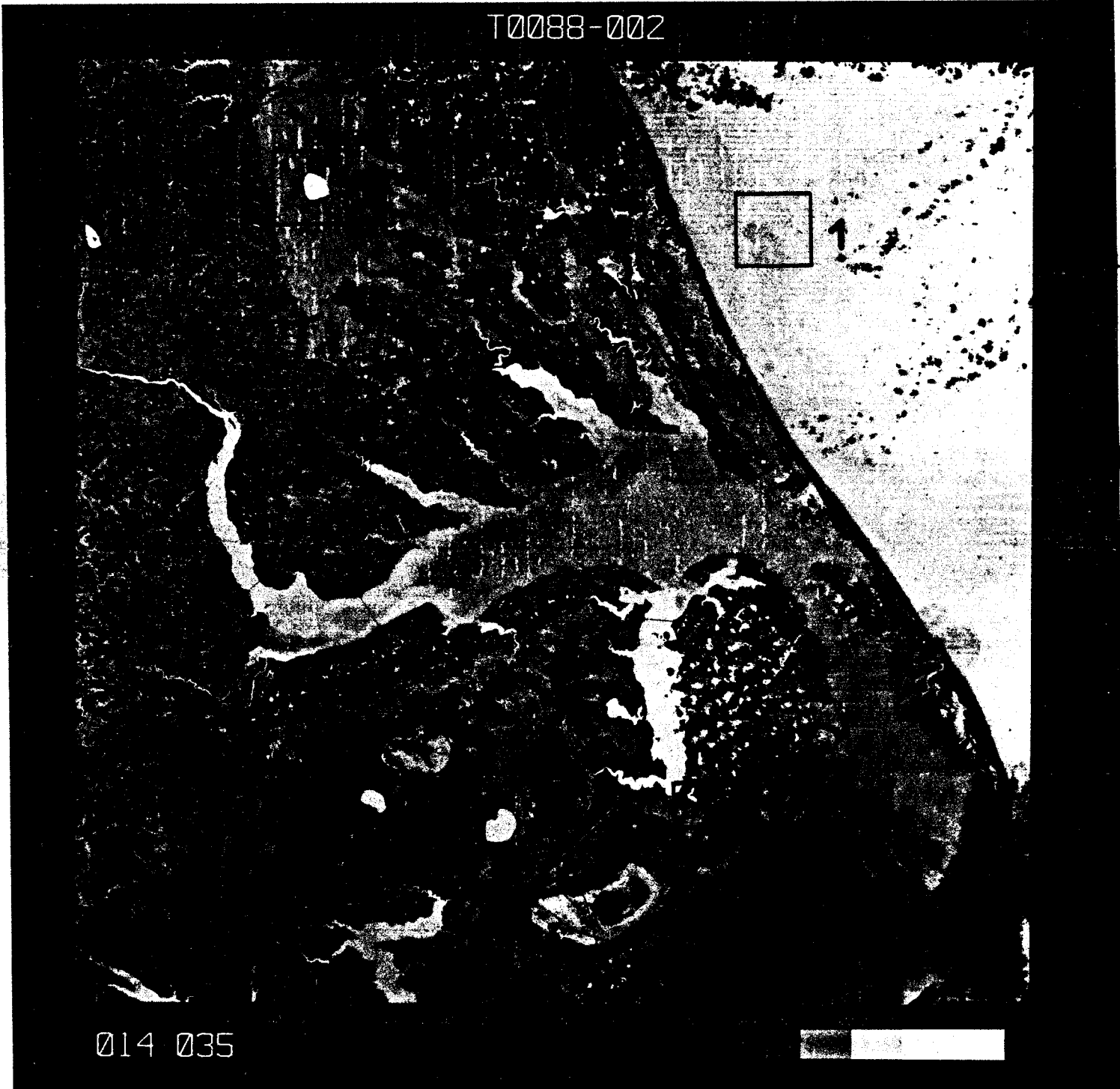
Cette expérience ayant une résolution au sol de 30 mètres pour les canaux visibles et proche-infrarouges, ce qui permet la mise en évidence de ce genre de phénomènes (l'échelle spatiale est de l'ordre de 100 mètres pour les aérosols).

L'image étudiée étant digitalisée, le calcul de la réflectance apparente d'un point de la scène (30 m x 30 m) s'effectue grâce à l'expression :

$$\rho_i = \frac{\pi(a_i + b_i \cdot CN_i)}{E_s^i \cos \theta_s} \quad (9)$$

où CN_i est la valeur numérique du point codée entre 0 et 255, a_i et b_i les coefficients de calibration permettant de convertir les signaux en luminance (réf. 10), E_s^i , la valeur de l'éclairement solaire, i , l'indice du canal d'observation de l'expérience TM.

T0088-002



DOCUMENT PHOTOGRAPHIQUE I : Situation des différentes cibles sur la scène.
Cible 1 → Mer, cible 2 → LAC 1, cible 3 → LAC 2
cible 4 → LAC 3, cible 5 → LAC 4.

En regroupant les termes de l'expression (7), on peut écrire la réflectance apparente comme :

$$\mu_0 \rho_i = A_i \cdot CN_i + B_i \quad (10)$$

où $A_i = \frac{\pi b_i}{E_s^i \cos \theta_s}$ et $B_i = \frac{\pi a_i}{E_s^i \cos \theta_s}$

et $E_s^i = \frac{\int_{\lambda_1^i}^{\lambda_2^i} E_s(\lambda) f_i(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1^i}^{\lambda_2^i} f_i(\lambda) d\lambda}$

Les valeurs spectrales de E_s utilisées sont celles données par LABS et NECKEL (réf. 24), $f_i(\lambda)$ est la fonction filtre du canal considéré λ_1^i et λ_2^i les bornes inférieures et supérieures de ce canal d'observation.

On trouve regroupés dans le tableau I les valeurs de ces différents paramètres.

Dans le but d'accéder, à partir de la réflectance apparente, à la réflectance atmosphérique intrinsèque, nous avons estimé la contribution moléculaire au signal reçu par les différents canaux de TM. Pour déterminer l'absorption, nous avons choisi un profil d'atmosphère correspondant à l'US standard 62 donné par Mc CLATCHEY et al. (réf. 25), les transmissions gazeuses moyennes ont été déterminées à partir de l'expression (1) donnée en annexe II du chapitre I. La diffusion moléculaire a été prise en compte par l'expression (29) du chapitre précédent soit :

$$\rho_R(\lambda) = \frac{\tau_R(\lambda) p_R(\xi)}{4\mu_s \mu_v} \quad (10 \text{ bis})$$

Le tableau II regroupe les termes dus à la contribution moléculaire pour chaque canal de TM.

i	1	2	3	4	5	7
$\lambda_1 (\mu\text{m})$	0,45	0,52	0,63	0,76	1,58	2,08
$\lambda_2 (\mu\text{m})$	0,52	0,60	0,69	0,90	1,79	2,35
E_s ($\text{mW cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	192	180	154	104	22	8
$A_i \times 10^{-3} (\text{CN}^{-1})$	1,09	2,2572	2,0187	2,9224	1,9741	2,7865
$B_i \times 10^{-3}$	- 2,81	- 5,507	- 3,1896	- 5,5817	- 5,962	- 6,7155

TABLEAU I : Récapitulation des différents paramètres intervenant dans la détermination de la réflectance apparente.

TM	1	2	3	4	5	7
$\lambda (\mu\text{m})$	0,488	0,570	0,670	0,850	1,680	2,250
$\bar{\epsilon}_{\text{US62}}$	0,984	0,921	0,951	0,939	0,865	0,897
$\bar{\rho}_R$	0,064	0,033	0,018	0,007	0,0004	0,0001

TABLEAU II : Contribution moléculaire au signal mesuré
Géométrie d'observation : $\theta_s = 45^\circ$, $\theta_v = 0^\circ$.

La figure 7 nous montre les variations spectrales de la réflectance apparente mesurée pour chacune des cibles. On peut constater, pour les trois cibles (n° 2, 3 et 4) situées dans un environnement de signature spectrale différente, une modification de l'allure du signal. L'importance de cette modification dépend directement de l'environnement, puisqu'elle n'existe pas sur la cible 1, située dans un environnement homogène avec cette cible.

Une simulation a été faite en choisissant d'abord une réflectance moyenne de l'eau (fig. 8, $C = 3 \text{ mg/m}^3$ réf. 27) à laquelle nous avons ajouté les différentes contributions atmosphériques, c'est à dire : la réflectance moléculaire, et la réflectance pour un modèle moyen d'aérosols, l'épaisseur optique de ces aérosols étant déterminée de manière à ce que signal simulé et signal observé soient identiques à $0,488 \text{ } \mu\text{m}$ (TM1) (simulation faite avec les formules (29), (39) et (46) du chapitre I).

Il apparaît qu'à partir de cette simulation simple du signal observé (hypothèse d'un sol homogène), on ne restitue pas l'allure spectrale de ce signal (excepté pour la cible 1), en particulier pour le canal TM4 ($0,850 \text{ } \mu\text{m}$) où $\rho_c = 0$ (fig. 7.1 et 7.2).

On remarque que, même en supposant erronée la dépendance spectrale des aérosols, on ne pourra retrouver un signal tel que celui mesuré dans les canaux TM4, TM5 et TM7.

Par contre, si l'on trace maintenant, pour l'une de ces cibles (2, 3 ou 4), non seulement la réflectance spectrale apparente de l'eau, mais aussi celle du sol constituant l'environnement de la cible (constitué essentiellement de végétation) (fig. 9), on constate que le maximum de la réflectance apparente de l'eau est corrélée directement au maximum de la réflectance de la végétation. Ceci met donc en évidence l'existence d'un effet d'environnement. Cet effet n'apparaissant pas pour la cible 1, où environnement et cible sont homogènes en réflectance (fig. 9 bis).

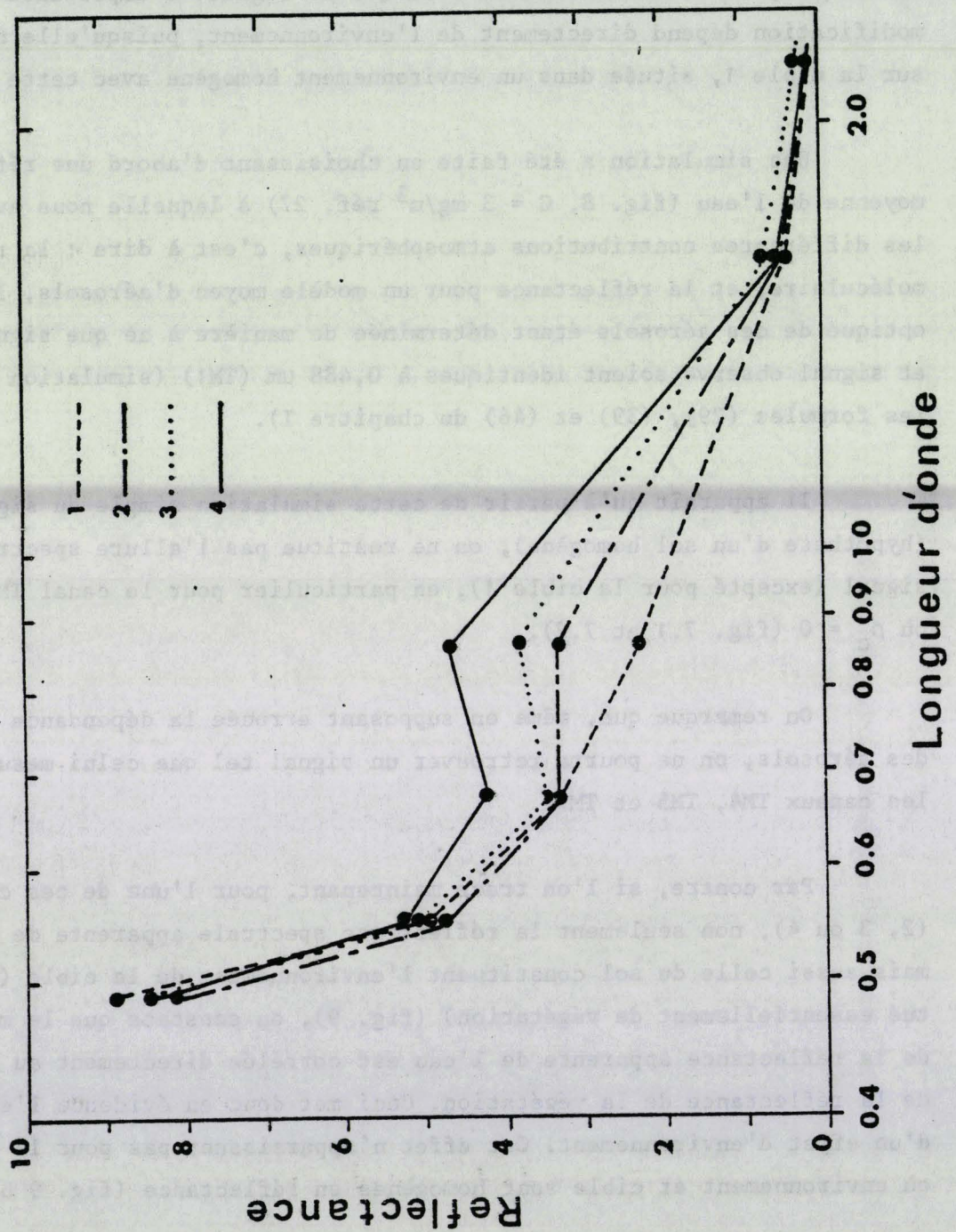


FIGURE 7 : Variations spectrales de la réflectance apparente mesurée pour chacune des cibles.

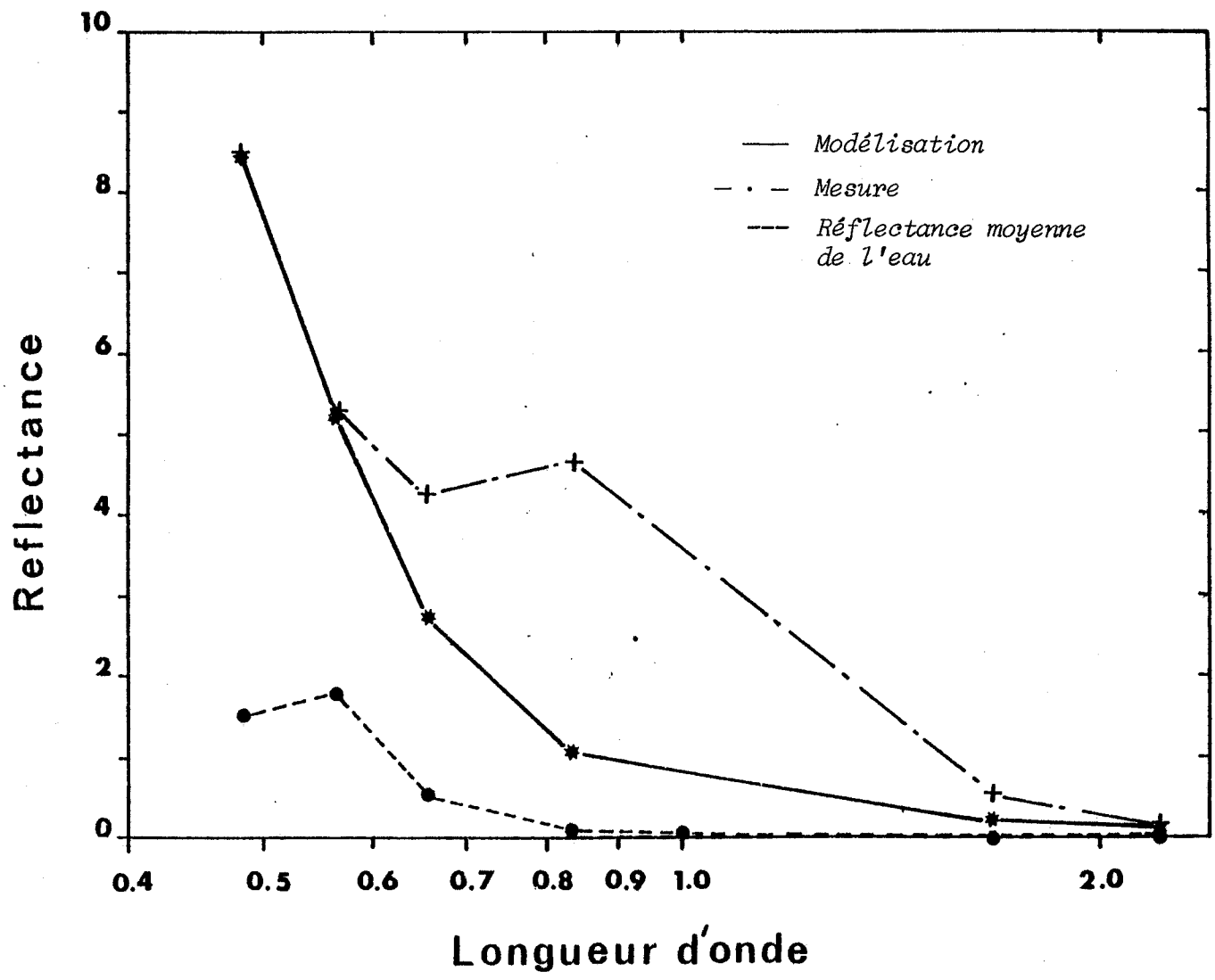


FIGURE 7.1 : Intercomparaison de la variation spectrale de la mesure et de la modélisation (hypothèse d'un sol homogène) pour la cible 4.

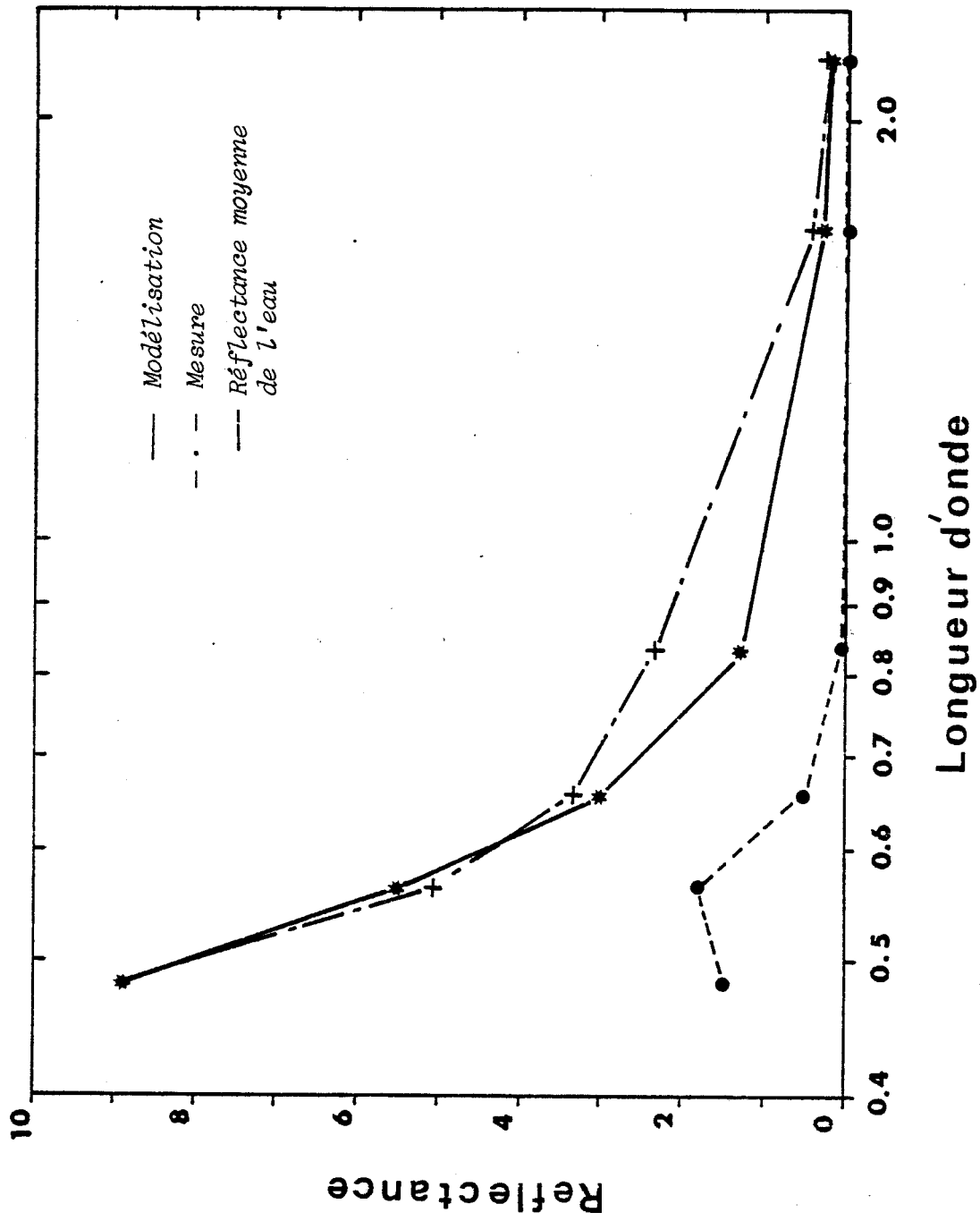


FIGURE 7.2 : Intercomparaison de la variation spectrale de la mesure et de la modélisation (hypothèse d'un sol homogène) pour la cible 1.

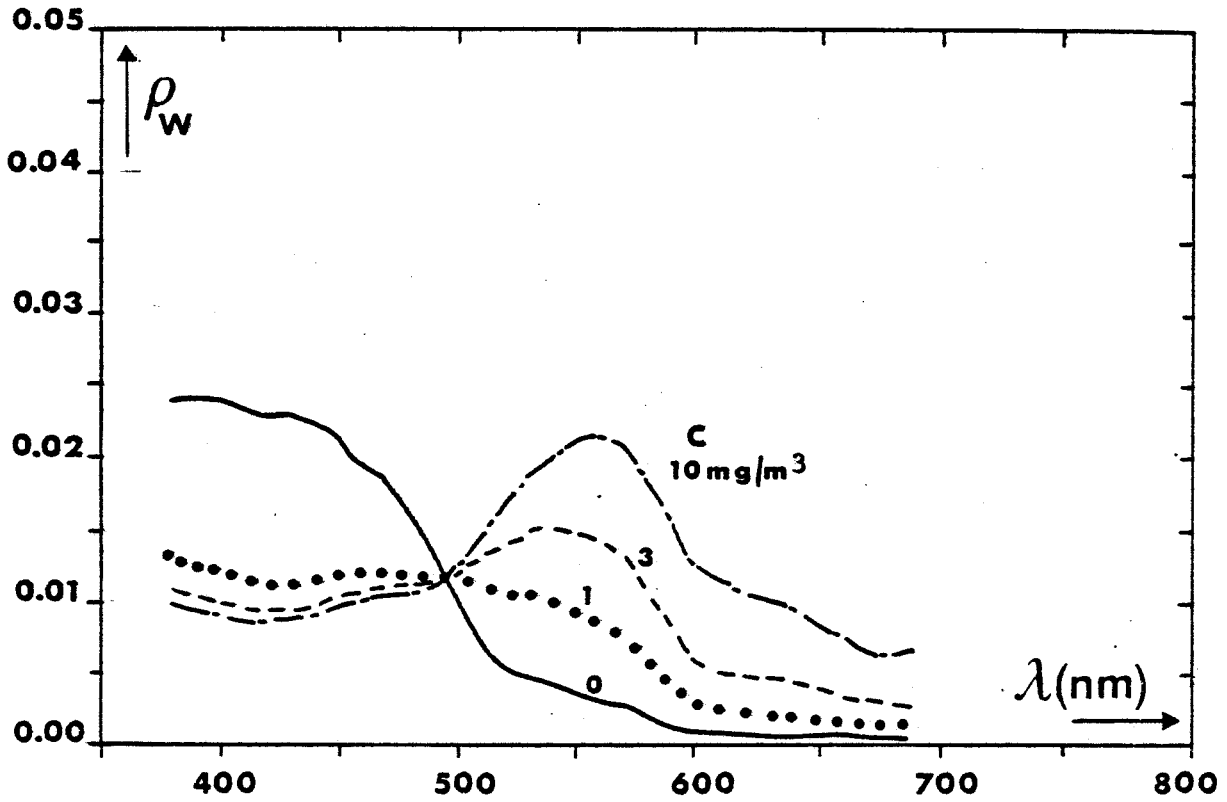
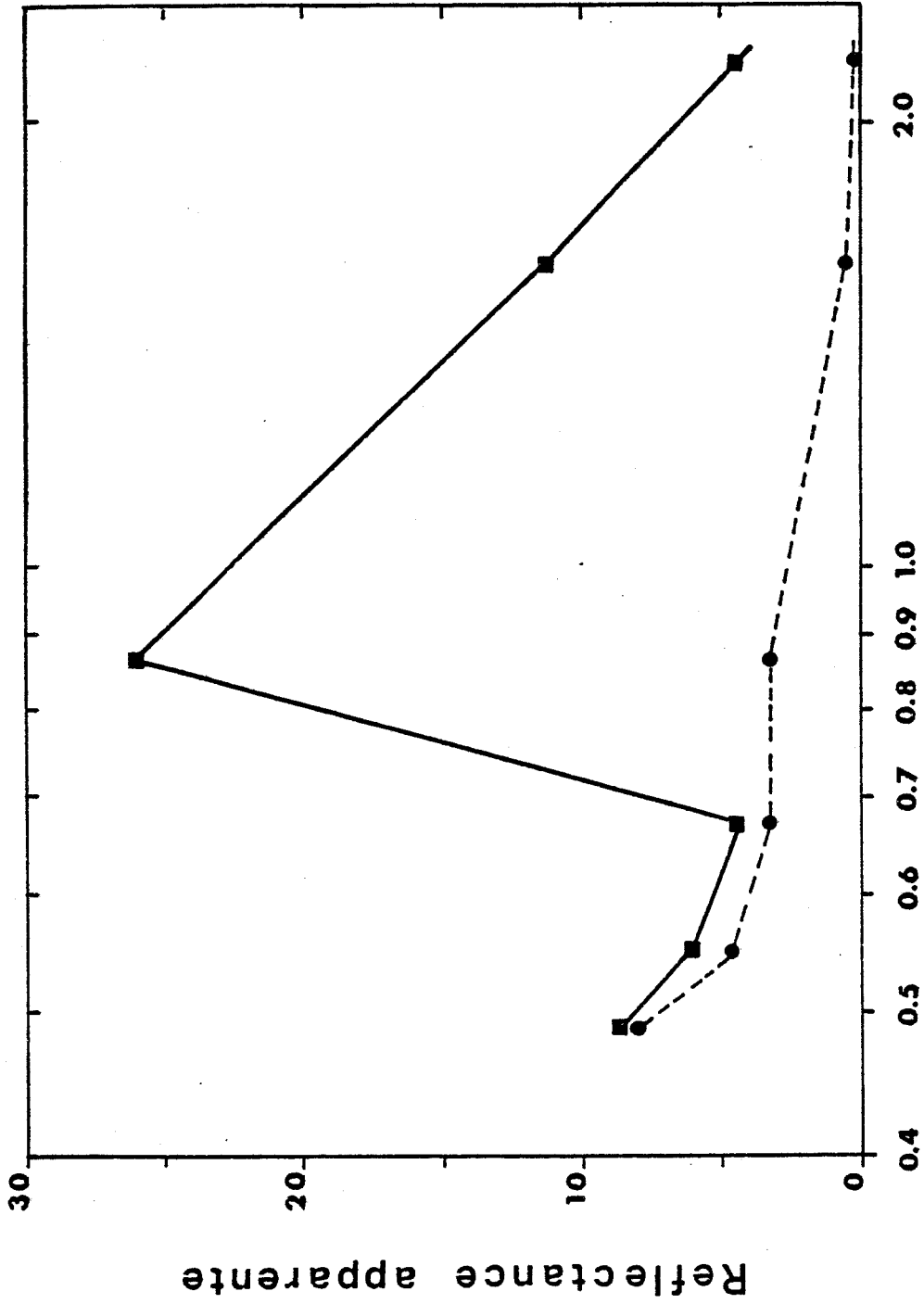
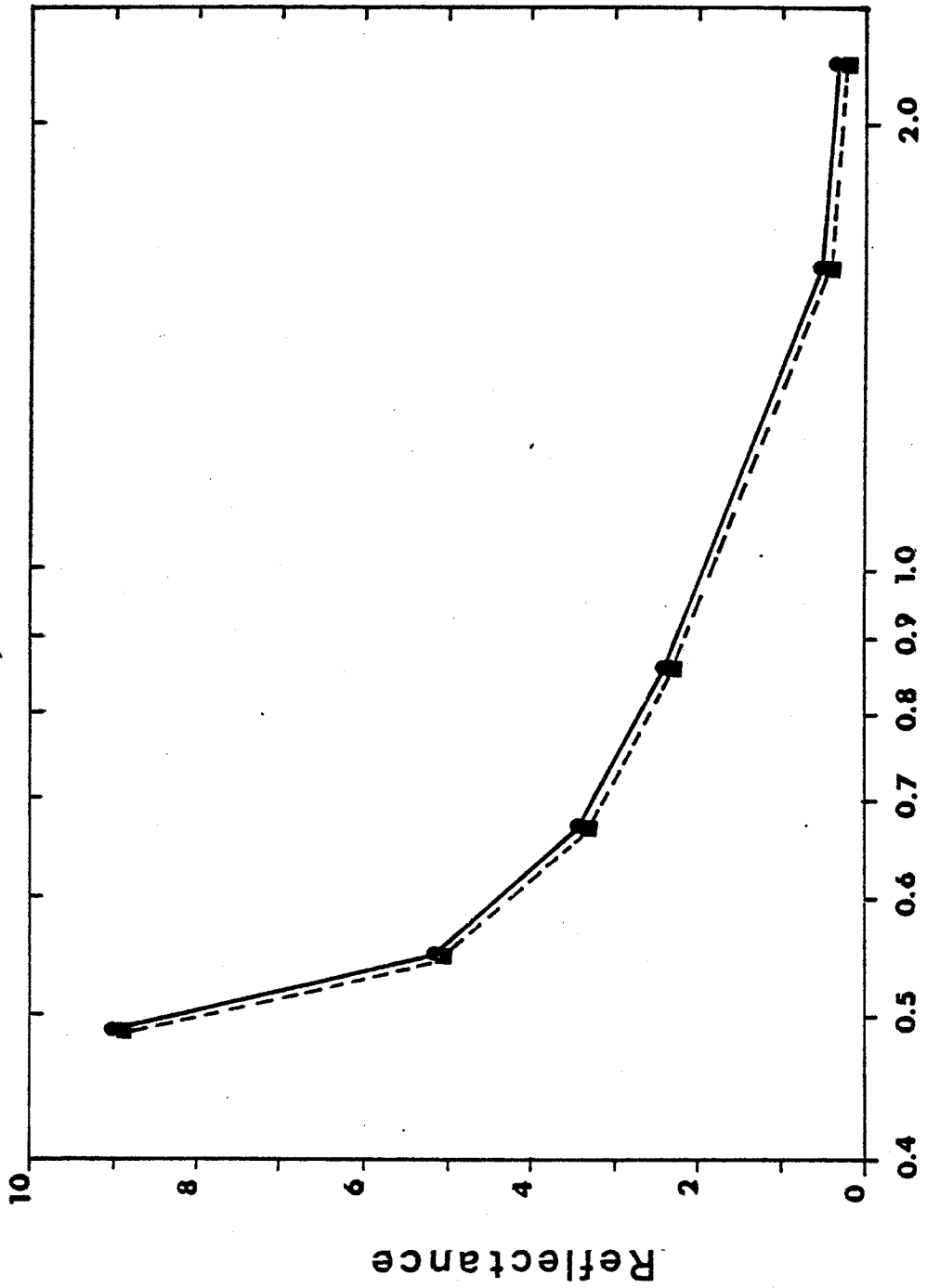


FIGURE 8 : Signature spectrale de la réflectance de l'eau pour différentes valeurs de la concentration en chlorophylle entre 0 et 10 mg/m^3 .



Longueur d'onde

FIGURE 9 : Variation spectrale de la réflectance apparente mesurée pour la cible (----) et l'environnement (—). Cible 2.



Longueur d'onde

FIGURE 9 BIS : Signatures spectrales mesurées de la cible (---) et de l'environnement (—). Cible 1.

11.3 - INTERPRETATION

On s'intéresse particulièrement à l'observation d'étendues d'eau (telles que grands lacs ou océans). Dans ces conditions, on peut considérer, dans les canaux 4, 5 et 7 de l'expérience Thematic Mapper sur LANDSAT 4, la réflectance de la cible ρ_c comme nulle. On peut alors, d'après les expressions (7) et (8), écrire la réflectance apparente comme :

$$\rho^*(\lambda) = \rho_a(\lambda) + \rho_e(\lambda) (1 - F(r)) T(\theta_s) t_d(\theta_v) \quad (11)$$

Dans cette expression, ρ^* ne dépend donc que de l'atmosphère et de l'environnement. Son utilisation nous conduira à chercher une information permettant de corriger les canaux 1, 2 et 3 des effets d'atmosphère et d'étendre ces corrections à d'autres cibles de la scène.

Les canaux TM4, TM5 et TM7 couvrant le domaine spectral allant de 0,75 μm à 2,4 μm , les épaisseurs optiques moléculaire et de la couche d'aérosols sont faibles, on peut donc découpler le signal moléculaire du signal émis par les aérosols dans les différents termes de la réflectance atmosphérique, ce qui donne :

$$\rho_a(\lambda) = \rho_a^R(\lambda) + \rho_a^P(\lambda)$$

et en développant au premier ordre en τ^P et τ^R , les expressions (39) et (46) du chapitre I, on obtient :

$$T(\theta_s) = 1 - \frac{b^R \tau^R + b^P \tau^P}{\cos \theta_s}$$

pour le facteur de transmission totale,

$$s = 2(b^R \tau^R + b^P \tau^P)$$

pour l'albédo sphérique, et à partir des équations (6) et (8) de ce même chapitre,

$$t_d(\theta_v) = \frac{\tau^R(1 - b^R) + \tau^P(1 - b^P)}{\cos \theta_v}$$

pour le facteur de transmission diffuse.

On peut ainsi écrire la réflectance apparente :

$$\rho^*(\lambda) = \rho_a^R(\lambda) + \rho_a^P(\lambda) + \rho_e(\lambda) (t_d^R(\theta_v) (1-F^R(r)) + t_d^P(\theta_v) (1-F^P(r))) \quad (12)$$

Si l'on regroupe les termes mesurés et les termes pouvant être modélisés (tels que la contribution moléculaire), on obtient :

$$\rho_a^P(\lambda) + \rho_e(\lambda) t_d^P(\lambda, \theta_v) (1-F^P(r)) = \rho^*(\lambda) - \rho_a^R(\lambda) - \rho_e(\lambda) t_d^R(\lambda, \theta_v) (1-F^R(r)) \quad (13)$$

Nous avons donc une équation à deux inconnues, la réflectance atmosphérique monochromatique due aux particules et un terme ne dépendant que de la couche d'aérosols, qui est la contribution de l'environnement (de réflectance ρ_e) au signal mesuré, par l'intermédiaire de cette couche d'aérosols.

On peut exprimer ces deux termes en fonction de l'épaisseur optique d'aérosols à partir de l'équation (6) pour la transmission diffuse et de l'expression de la diffusion primaire pour la réflectance.

Dans ces expressions, la fonction de phase et le facteur de rétrodiffusion dépendent peu de la longueur d'onde, et de manière générale, on peut écrire l'épaisseur optique d'aérosols sous la forme (réf. 26) :

$$\tau^P(\lambda) \sim \tau^P(\lambda = 1 \mu\text{m}) \times \lambda^{-n} \quad (14)$$

où n est le coefficient d'ANGSTRÖM.

En remplaçant dans l'expression (13), cela nous donne :

$$\rho_r(\lambda) = \frac{\rho^*(\lambda) - \rho_a^R(\lambda) - \rho_e(\lambda) t_d^R(\lambda, \theta_v) (1 - F^R(r))}{\lambda^{-n}} = C_1 + C_2 \rho_e(\lambda) \quad (15)$$

$$\text{où } C_1 = \frac{\tau^P(\lambda = 1 \mu\text{m}) p^P(\xi)}{4\mu_s \mu_v} = \rho_a^P \text{ à } \lambda = 1 \mu\text{m} \quad (16)$$

$$\text{et } C_2 = \frac{\tau^P}{\mu_v} (1 - F^P(r)) (1 - b^P) \text{ à } \lambda = 1 \mu\text{m} \quad (17)$$

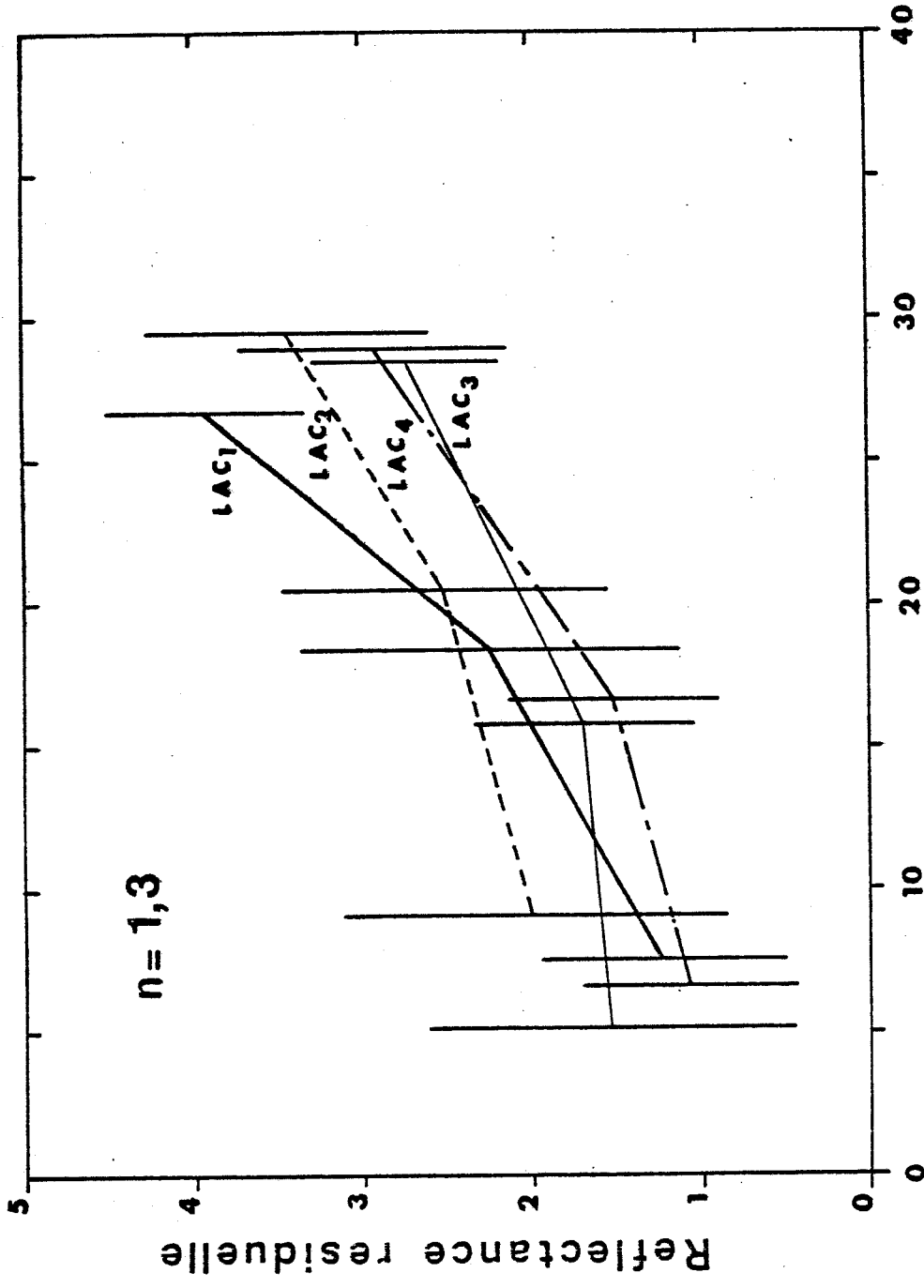
Si l'on trace donc en fonction de la réflectance d'environnement, le signal mesuré corrigé des effets moléculaires, l'on doit pouvoir estimer la réflectance atmosphérique à $1 \mu\text{m}$ (ordonnée à l'origine) et l'épaisseur à $1 \mu\text{m}$ (pente) en supposant que les paramètres $F(r)$ et b correspondent à ceux d'un modèle moyen d'aérosols, le coefficient d'ANGSTRÖM étant pris égal à 1,3.

Dans le but d'atteindre les différents paramètres permettant de caractériser la couche d'aérosols présente dans l'atmosphère, on applique maintenant la théorie développée précédemment. Pour ce faire, nous avons choisi quatre cibles différentes, sur la même scène, pouvant être considérées comme représentatives d'un échantillon d'étendues d'eau. L'ensemble de ces cibles étant situé dans des environnements différents (typiquement forêts, champs, sable) afin d'avoir une bonne dynamique en ρ_e .

Nous avons tracé la réflectance résiduelle $\rho_r(\lambda)$ en fonction de la réflectance de l'environnement pour chacune des cibles (fig. 10). L'ensemble de ces courbes, ainsi que les barres d'erreur caractérisant la variance de l'histogramme de réflectance sur la scène à la longueur d'onde considérée, permet de définir une direction moyenne d'orientation, qui donne pour ordonnée à l'origine, une réflectance atmosphérique intrinsèque à $1 \mu\text{m}$ comprise entre 0,004 et 0,008 (on supposera $\bar{\rho}_a^P = 0,006$). La pente moyenne des courbes est 0,12. Ce qui donne, en reportant cette valeur dans l'expression (17) et en supposant fixé le coefficient de rétrodiffusion b^P à $1/6$, une épaisseur optique de la couche d'aérosols τ^P à $1 \mu\text{m}$ de l'ordre de 0,14. Si l'on écrit la réflectance atmosphérique à partir de l'expression (29) du chapitre I, on obtient :

$$\rho_a^P = \frac{\tau^P p^P(\xi)}{4 \mu_s \mu_v}$$

ce qui donne pour valeur de la fonction de phase à $1 \mu\text{m}$, 0,12. Cette valeur étant cohérente avec la valeur des fonctions de phase d'un modèle moyen d'aérosols ($\theta_s = 45^\circ$, $\theta_v = 0^\circ \Rightarrow \xi = 135^\circ$).



Reflectance de l'environnement

FIGURE 10 : Variation de la réflectance résiduelle en fonction de la réflectance de l'environnement pour 4 types de cible d'eau différentes.

Si l'on simule le signal atmosphérique à partir des propriétés optiques retrouvées, sur l'ensemble du spectre, on retrouve bien l'allure du signal mesuré (fig. 11, 12).

Les écarts observés sont alors dûs :

- aux différentes hypothèses telles que, la valeur du coefficient d'ANGSTRÖM n , la dépendance spectrale de la réflectance de la cible dans les canaux 1, 2 et 3, l'estimation des termes de la contribution moléculaire,
- à la calibration de TM surtout dans les canaux 5 et 7, ceux-ci n'étant pas conçus pour mesurer de très faibles réflectances, mais pour mesurer le signal réfléchi par la végétation, très important à ces longueurs d'onde.

La précision de la calibration étant traitée en annexe, nous allons tâcher de préciser l'influence du coefficient d'ANGSTRÖM, n , sur la détermination de l'épaisseur optique des aérosols à $1 \mu\text{m}$.

Les figures 13, 14 représentent la variation de la réflectance résiduelle en fonction de celle de l'environnement pour les mêmes cibles que la figure 10. Seul la valeur du coefficient d'ANGSTRÖM varie.

On peut constater sur ces différentes figures, une diminution de la pente moyenne des courbes avec l'augmentation de la valeur du coefficient d'ANGSTRÖM. En fait, la variation de ce coefficient entraîne une diminution de la réflectance résiduelle pour les canaux TM5 et TM7, et une augmentation pour le canal TM4.

Nous avons regroupé dans le tableau III l'évolution des principaux paramètres en fonction de n tels que : la réflectance atmosphérique intrinsèque, l'épaisseur optique à $1 \mu\text{m}$ et la fonction de phase.

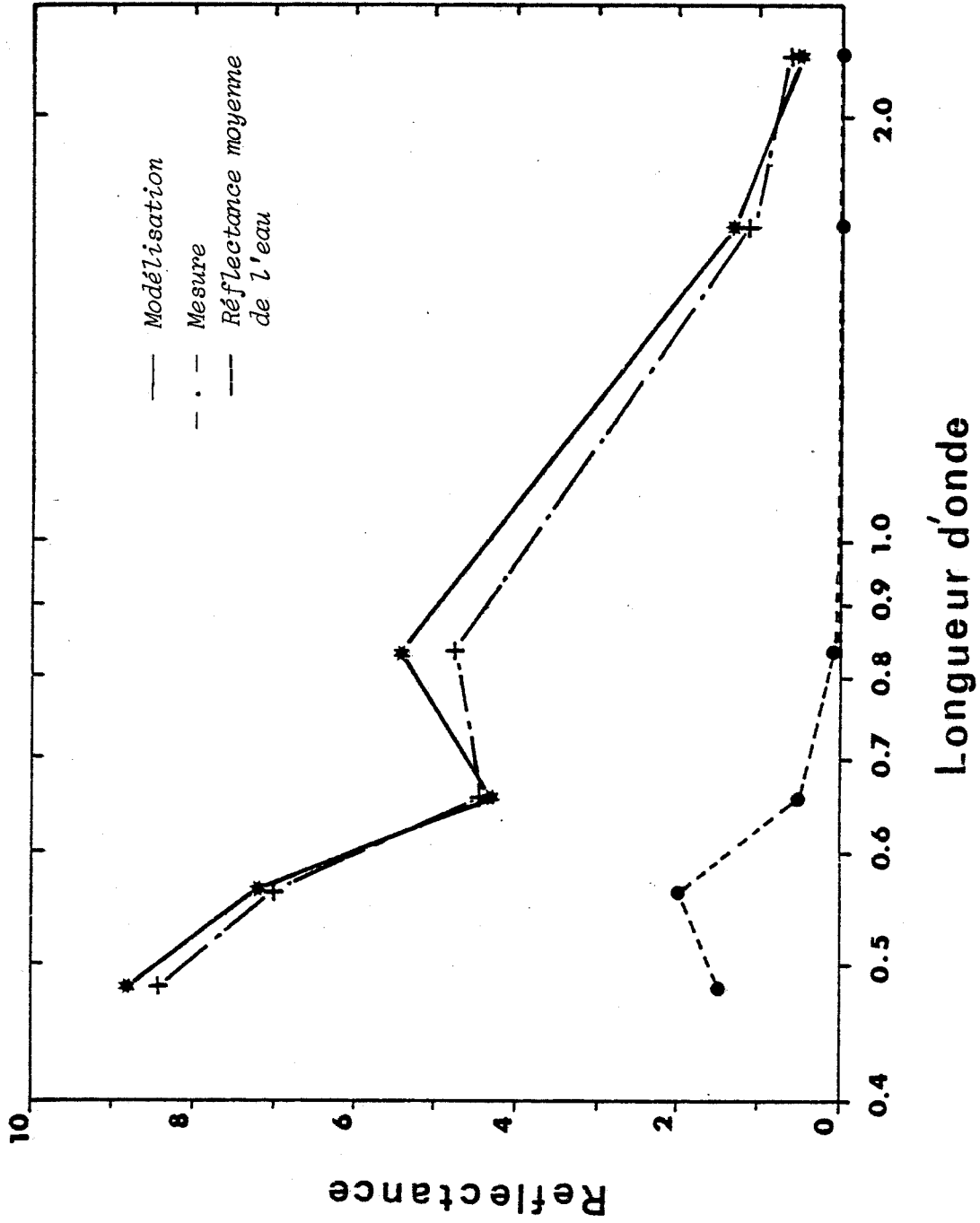


FIGURE 11 : Intercomparaison de la variation spectrale de la mesure et de la modélisation (hypothèse d'un sol inhomogène) pour la cible 4.

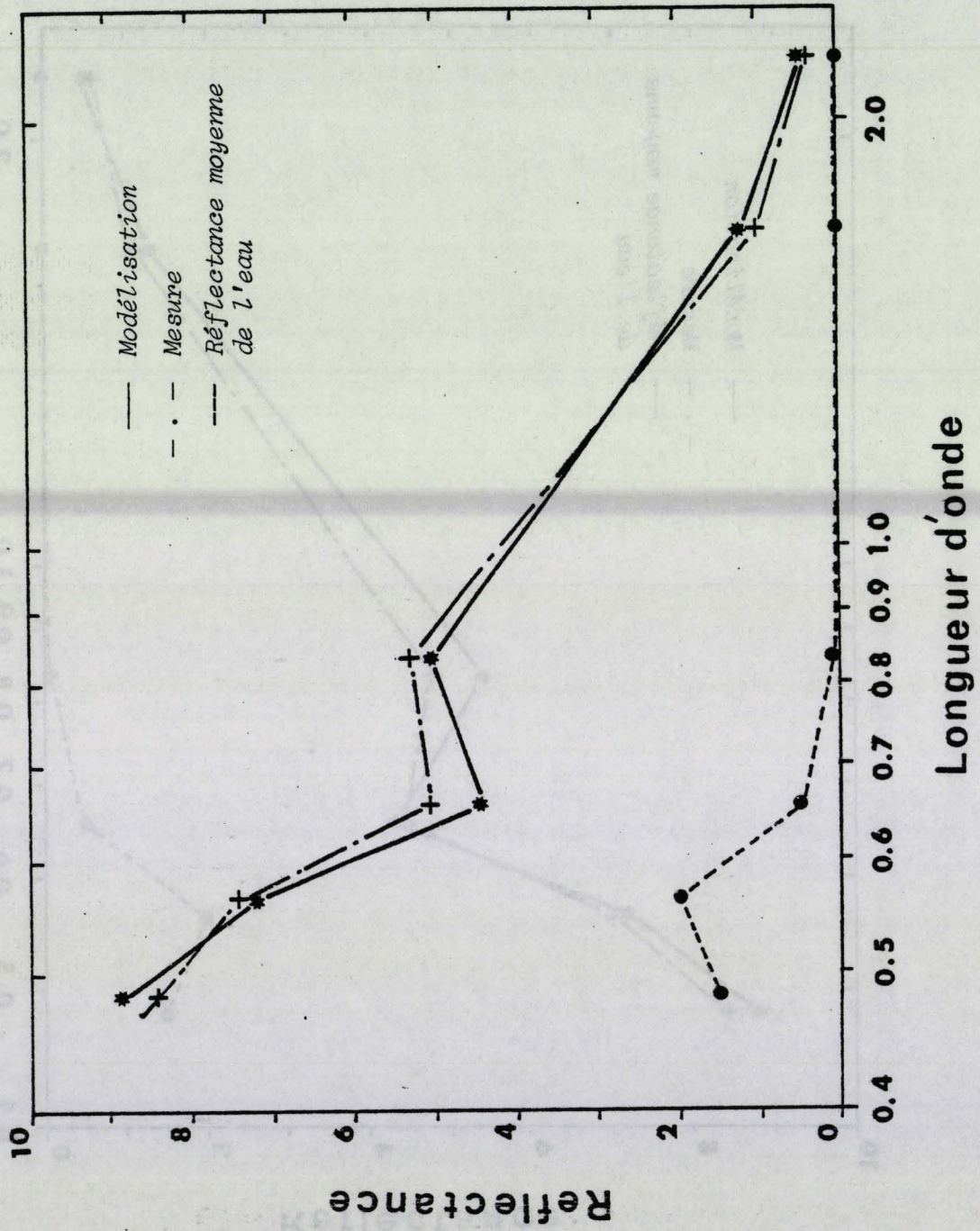
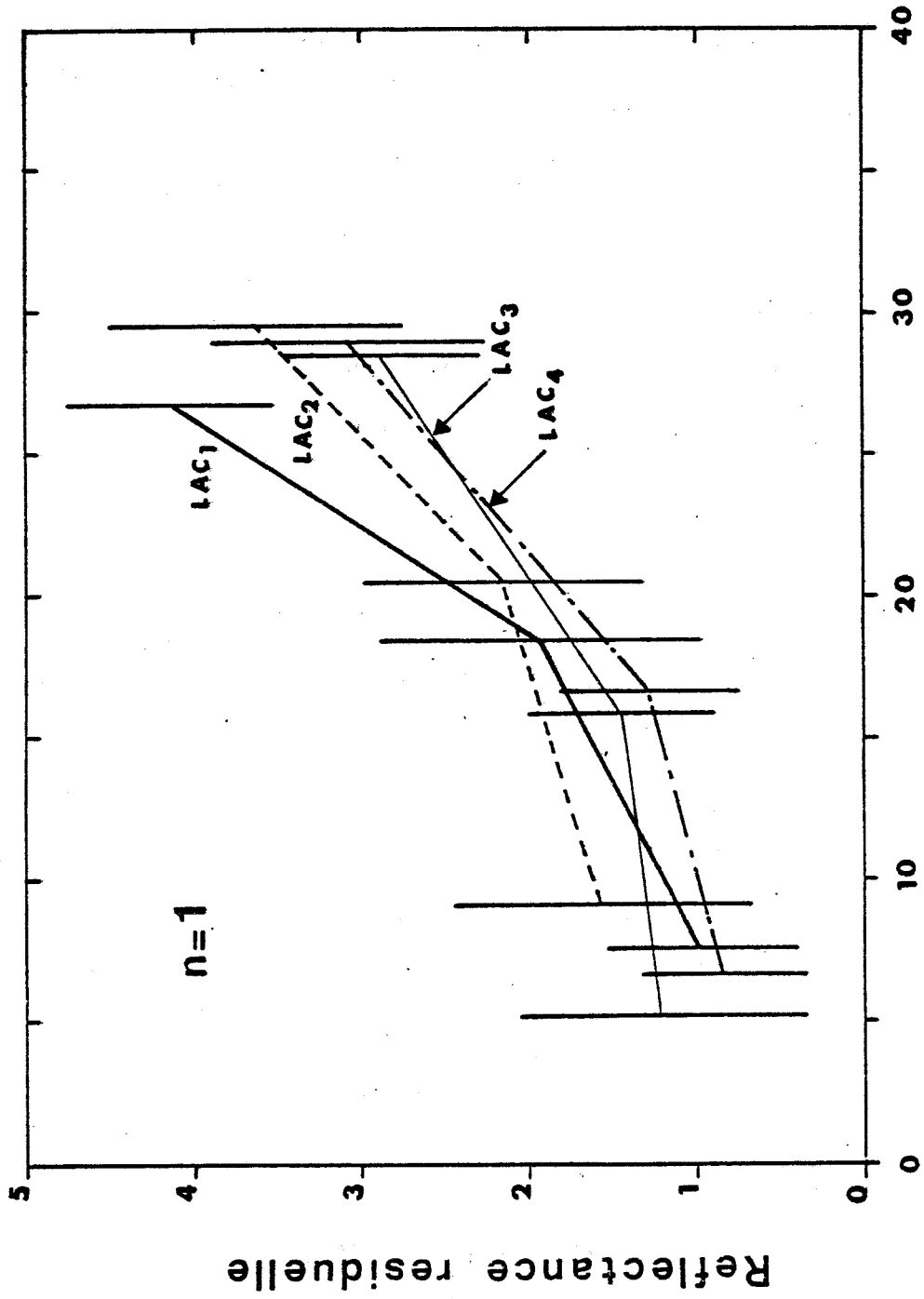


FIGURE 12 : Intercomparaison de la variation spectrale de la mesure et de la modélisation (hypothèse d'un sol inhomogène) pour la cible 5.



Reflectance de l'environnement

FIGURE 13 : Variation de la réflectance résiduelle en fonction de la réflectance de l'environnement pour 4 types de cible d'eau différentes.

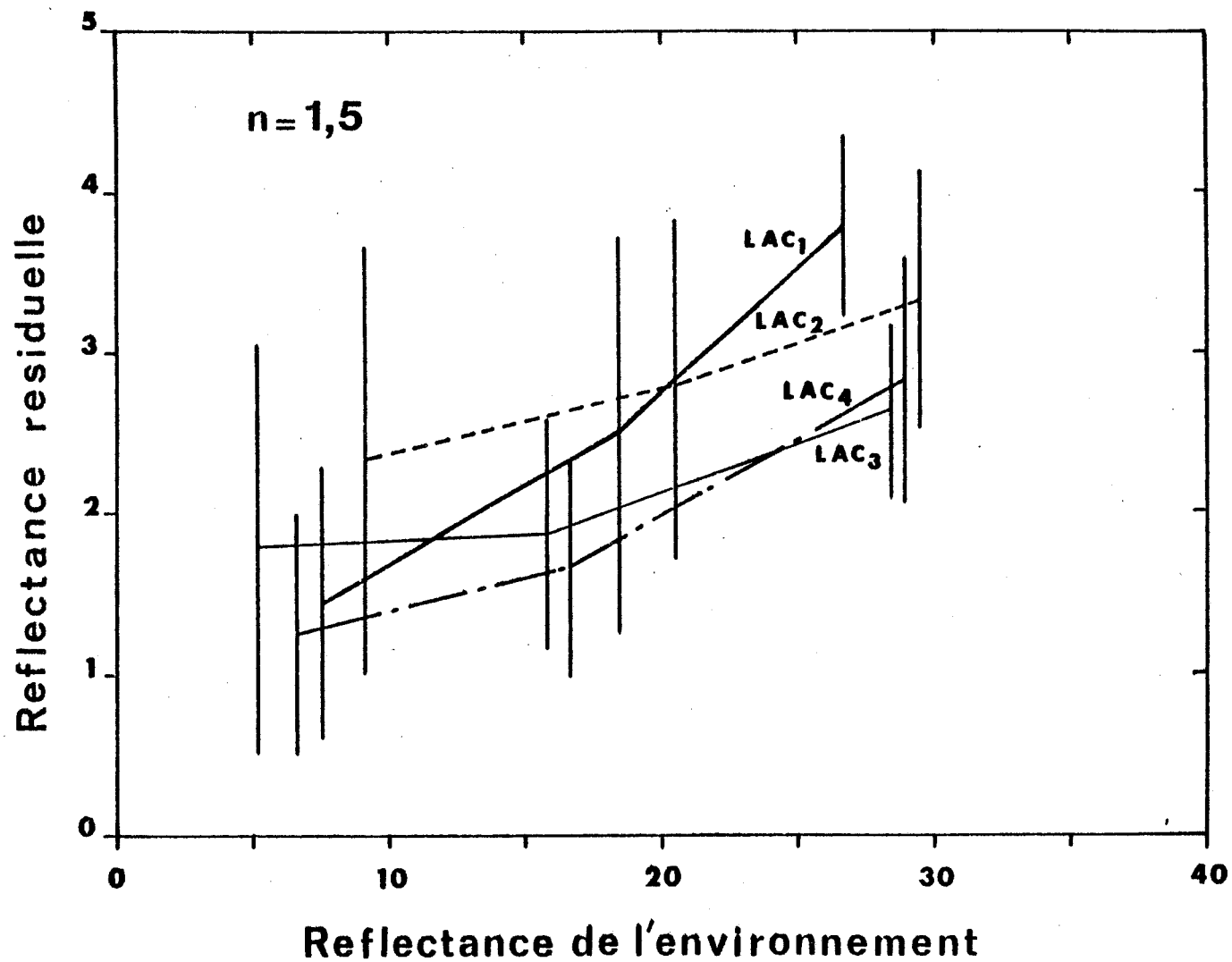


FIGURE 14 : Variation de la réflectance résiduelle en fonction de la réflectance de l'environnement pour 4 types de cible d'eau différentes.

n	1	1,3	1,5
ρ_a (1 μm)	0,001	0,006	0,008
τ^P (1 μm)	0,1	0,14	0,086
$p(\xi)$	0,071	0,12	0,25

TABLEAU III : Variation des paramètres optiques de l'atmosphère en fonction du coefficient d'ANGSTRÖM

Il apparaît donc que le coefficient d'ANGSTRÖM influe de manière prépondérante sur la détermination des caractéristiques optiques de l'atmosphère.

CONCLUSION

Deux points importants sont à tirer de cette étude. Tout d'abord, la mise en évidence des effets d'environnements à partir d'observations satellitaires, obtenue à partir de la variation spectrale (pour les trois derniers canaux de TM) de la dégradation de contraste pour des cibles de dimensions finies (lacs, étangs). Puis, la mise en forme d'une méthode purement satellitaire de correction des effets atmosphériques, basée sur la dépendance spectrale de la réflectance de l'environnement.

L'étude de faisabilité réalisée montre, que la connaissance du coefficient d'ANGSTRÖM reste primordiale, ainsi qu'une augmentation de la précision de la mesure pour de faibles réflectances dans les canaux TM5 et TM7, serait nécessaire.

Cette étude nécessite d'être poursuivie, et entre autres, d'être validée par des vérités terrains, mais semble très prometteuse.

ANNEXE I

PRECISION DE LA CALIBRATION

A partir du tableau I du paragraphe II.2 (coefficients de calibration), nous avons essayé de déterminer quelle était la précision de la calibration. Pour cela, nous avons cherché la correspondance entre la variation de la réflectance apparente $\Delta\rho^*$ et la variation du compte numérique, pour chaque canal de TM.

$\Delta\rho^*$ étant déterminée, et supposée être l'erreur commise sur la mesure de la réflectance apparente, nous avons regardé quelle était alors l'erreur relative en fonction de la réflectance de la cible. Les résultats sont regroupés dans le tableau A11.

Dans les trois premiers canaux, l'erreur relative ne dépasse pas 5 pourcents, quelquesoit le type de cible. De même, pour les canaux 5 et 7, initialement prévus pour l'étude de la végétation, donc pour des réflectances fortes, on constate dans ce cas une faible erreur relative. Par contre pour des cibles de faible réflectance (océans), l'ordre de grandeur du signal mesuré est le même que celui de l'incertitude absolue.

On obtient donc dans ce cas de fortes incertitudes relatives, pouvant dépasser 50 pourcents (TM7).

Dans cette étude, le canal TM4 est particulier, puisque c'est dans cette bande que les effets d'environnement sont les plus importants. Donc même sur l'eau, l'erreur relative reste faible. Mais on devrait retrouver le même ordre de grandeur de cette erreur que pour les canaux 5, 7 lorsque l'on se place au-dessus de la mer et assez loin des côtes pour éliminer ces effets d'environnement.

TM	1	2	3	4	5	7
$\Delta\rho^* 10^{-3}$	1,2966	2,6871	2,4032	5,4790	2,3501	3,3173
ρ^* (eau)	0,0939	0,0687	0,0493	0,0564	0,0084	0,0056
ρ^* (vég)	0,0899	0,0741	0,0560	0,3548	0,1871	0,0316
$\frac{\Delta\rho^*}{\rho}$ % (eau)	1,4	4	5	6,2	28	59
$\frac{\Delta\rho^*}{\rho}$ % (vég)	1,4	3,6	4,3	<1	1,5	4,6

TABLEAU A11 : Incertitude relative sur la mesure de la réflectance apparente.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 - BONN F., CLICHE G. (1981)
"Une étude préliminaire de l'information contenue dans la Bande Thematic Mapper 5 (1,65 - 1,75 μ m) de LANDSAT 4 à partir d'un vol de simulation".
Coll. Sign. Spectr. d'Objet en Télédétection, Avignon, 8 - 11 sept.
- 2 - DESCHAMPS P.Y., HERMAN M., LENOBLE J., TANRE D., VIOLLIER M. (1980)
"Atmospheric Effects in Remote Sensing of Ground and Ocean Reflectances".
Rem. Sens. of Atm. and Oceans, pp 115 - 148.
- 3 - DESCHAMPS P.Y., HERMAN M., LENOBLE J., TANRE D. (1980)
"Correction of the Atmospheric Scattering Effects on Remote Sensing of the Ground Albedo".
Int. Rad. Symp. Fort Collins, Colorado, USA, 11 - 16 Août, pp 450 - 452.
- 4 - DESCHAMPS P.Y., HERMAN M., TANRE D. (1983)
"Modeling of the Atmospheric Effects and its Application to Remote Sensing of Ocean Color".
App. Opt., vol. 22, n° 23, pp 3751 - 3758.
- 5 - GORDON R.H., CLARK D.K. (1981)
"Clear Water Radiances for Atmospheric Correction of Coastal Zone Color Scanner Imagery".
App. Opt., vol. 20, n° 24, pp 4175 - 4180.
- 6 - KAUFMAN Y.J., JOSEPH J.H. (1982)
"Determination of Surface Albedos and Aerosol Extinction Characteristics from Satellite Imagery".
J.G.R., vol. 87, n° 2, pp 1287 - 1299.
- 7 - KAUFMAN Y.J. (1982)
"Solution of the Equation of Radiative Transfer for Remote Sensing over Nonuniform Surface Reflectivity".
J.G.R., vol. 87, n° 6, pp 4137 - 4147.

- 8 - KAUFMAN Y.J., FRASER R.S. (1984)
"Atmospheric Effects on Classification of Finite Fields".
Rem. Sens. of Env., vol. 15, n° 2, pp 95 - 118.
- 9 - KOEPKE P., KRIEBEL K.T. (1978)
"Influence of Measured Reflection Properties of Vegetated Surfaces on Atmospheric Radiances and its Polarisation".
App. Opt., vol. 17, n° 2, pp.260 - 264.
- 10 - BARKER J.L., BALL D.L., LEUNG R.C., WALKER J.A. (1983)
"Prelaunch Absolute Calibration of the Reflective bands on LANDSAT 4 Protoflight Thematic Mapper".
LANDSAT 4 Scientific Characterisation Early Results Symp.
Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland, USA.
- 11 - OTTERMAN J., UNGAR S., KAUFMAN Y.J., PODOLAK M. (1980)
"Atmospheric Effects on Radiometric Imaging from Satellites under Low Optical Thickness Conditions".
Rem. Sens. of Env., vol. 9, n° 2, pp 115 - 129.
- 12 - OTTERMAN J., FRASER R.S. (1979)
"Adjacency Effects on Imaging by Surface Reflection and Atmospheric Scattering : Cross Radiance to Zenith".
App. Opt., vol. 18, n° 16, pp 2852 - 2860.
- 13 - OTTERMAN J., FRASER R.S., BAHATHI O.P. (1982)
"Characterisation of Tropospheric Desert Aerosols at Solar Wavelengths by Multispectral Radiometry from LANDSAT".
J.G.R., vol. 87, pp 7352.
- 14 - JOSPEH J.H., LEVIN Z., MEKLER Y., OHRING G., OTTERMAN J. (1975)
"Study of Contrails Observed from the ERTS 1 Satellite Imagery".
J.G.R., vol. 80, n° 3, pp 366 - 372.

- 15 - MEKLER Y.V., QUENZEL H., OHRING G., MARCUS I. (1977)
"Relative Atmospheric Aerosol Content from ERTS Observations".
J.G.R., vol. 82, n° 6, pp 967 - 970.
- 16 - ROUQUET M.C., DESCHAMPS P.Y., SAINT G. (1983)
"Atmospheric Effects on Multispectral Data Analysis".
Département Etudes Thématiques, CNES, Toulouse.
- 17 - KRIEBEL K.T. (1978)
"Measured Spectral Bidirectional Reflection Properties of Four Vegetated Surfaces".
App. Opt., vol. 17, n° 2, pp 253 - 259.
- 18 - TANRE D., HERMAN M., DESCHAMPS P.Y., DE LEFFE A. (1979)
"Atmospheric Modeling for Space Measurements of Ground Reflectance, Including Bidirectional Properties".
App. Opt., vol. 18, n° 21, pp 3587 - 3594.
- 19 - TANRE D., HERMAN M., DESCHAMPS P.Y. (1981)
"Influence of the Background Contribution Upon Space Measurements of Ground Reflectance".
App. Opt., vol. 20, n° 20, pp 3676 - 3684.
- 20 - TOWNSHEND J.R.G., GAYLER J.R., HARDY J.R., JACKSON M.J., BAKER J.R. (1983)
"Preliminary Analysis of LANDSAT 4 Thematic Mapper Products".
Int. J. of Rem. Sens., vol. 4, n° 4, pp 817 - 828.
- 21 - HABA Y., KAWATA Y., KUSAKA T., UENO S. (1979)
"The system of Correcting Remotely Sensed Earth Imagery for Atmospheric Effects".
13th Int. Symp. on Rem. Sens. of Env., Ann Arbor, Michigan, USA.
- 22 - KAWATA Y., HABA Y., KUSAKA T., TERASHITA T., UENO S. (1978)
"Atmospheric Effects and their Correction in Airborne Sensor and LANDSAT MSS Data".
12th Int. Symp. on Rem. Sens. of Env., Ann Arbor, Michigan, USA.

- 23 - UENO S., MUKAI S. (1978)
"Atmospheric Effects on Remotely Sensed Data from Space".
Environmental Systems Planning Design and Control.
Edité par SAWARABI M. - PERGAMON Press - Oxford and New-York.
- 24 - WHITE O.R. (1977)
"The Solar Output and its Variation".
Edité par WHITE O.R. - Colorado Associated University Press - Boulder.
- 25 - VIOLLIER M., TANRE D., DESCHAMPS P.Y. (1980)
"An algorithm for Remote Sensing of Water Color from Space".
Boundary Layer Meteorology, vol. 18, pp 247 - 267.
- 26 - VIOLLIER M., BALOIS J.Y., LECOMTE P. (1979)
"Wavelength Dependence of the Aerosol Optical Thickness".
O.C.S. Workshop, Ispra.
- 27 - VIOLLIER M. (1980)
*"Télé-détection des Concentrations en Seston et Pigments Chlorophylliens
contenus dans l'océan"*.
Thèse d'Etat - Lille.
- 28 - KNEIZIS F.X., SHETTLE E.P., GALLERY W.O., CHETWYND Jr. J.A., ABREU L.W.,
SELBY J.E.A., Mc CLAYCHEY R.A. (1980)
"Atmospheric Transmittance/Radiance : Computer Code LOWTRAN 5".
AFGL-TR-80-0067, Air Force Geophysics Laboratory, Hanscom AFB, Mass.
- 29 - FRASER R.S.
"Interaction Mechanisms within the atmosphere".
Manual of Remote Sensing, Reaves R.G. ed. (American Association of
Photogrammetry, Falls Church, VA.), pp 181.

- 30 - TAKASHIMA T., TAGGART C.I., MORRISSEY E.G. (1976)
"A Hybrid Mode of Diffuse and Specular Reflector for Computation of the Emergent Radiation by Adding Method".
Astro. Space Sci., vol. 40, pp 157 - 165.
- 31 - KATTAWAR G.W., PLASS N.G. (1972)
"Effect of Aerosol Variation on Radiance in the Earth's Atmosphere-Ocean System".
App. Opt., vol. 11, n° 7, pp 1598 - 1604.
- 32 - TURNER R.E., SPENCER M.M. (1972)
"Atmospheric Model for Correction of Spacecraft Data".
Int. Symp. of Rem. Sens. of Env. (ERIM, Ann Arbor, Mich.), pp 895.
- 33 - GORDON R.H. (1978)
"Removal of Atmospheric Effects from Satellite Imagery of the Ocean".
App. Opt., vol. 17, n° 10, pp 1631 - 1636.
- 34 - ODELL A.P., WEINMAN J.A. (1975)
"The Effects of Atmospheric Haze on Images of the Earth's Surface".
J.G.R., vol. 80, n° 36, pp 5035 - 5040.
- 35 - DUNTLEY S.Q., BOILEAU A.R., PREISENDORFER R.W. (1957)
"Image Transmission by the Troposphere I".
J. Opt. Soc. Am., vol. 47, pp 499 - 506.

CHAPITRE III

INVERSIONS DE MESURES MULTISPECTRALES

DE REFLECTANCE

INTRODUCTION

Les aérosols troposphériques ont une influence non négligeable sur le bilan radiatif de la planète (réf. 5,6). Localisés à basse altitude dans la troposphère, en majorité dans la couche limite terrestre où ils sont générés par la surface, leur effet radiatif global est en première approximation de réfléchir, en ciel clair, une faible partie du rayonnement solaire. Même faible, cet effet correspond à un signal significatif du point de vue climatique. Cet impact sur le bilan radiatif est renforcé lors du transport des aérosols au-dessus des océans (réf. 20).

Le recours aux observations satellitaires, seules susceptibles de fournir une surveillance globale avec une bonne répétitivité, permet d'atteindre l'effet des aérosols sur le bilan radiatif.

Plusieurs études ont été faites pour retrouver l'épaisseur optique des aérosols. Soit d'un point de vue théorique (réf. 11, 12, 13), soit d'un point de vue expérimental, en utilisant les observations des satellites météorologiques à défilement (NOAA 3-5) (réf. 3, 19), géostationnaire (METEOSAT) (réf. 8), ou de type Landsat (MSS) (réf. 7, 17, 21). Dans ces différentes études, on n'a guère exploité l'apport de plusieurs canaux spectraux, ce qui ne permet pas de déduire l'ensemble des paramètres nécessaires pour dériver l'influence climatique des aérosols. Or cet effet intervient essentiellement comme une modification de l'albédo plan, dont les principaux termes sont l'épaisseur optique, le facteur d'asymétrie et l'albédo pour une diffusion.

Nous nous sommes proposés de poursuivre ces études, en utilisant des expériences spatiales qui permettent l'observation du rayonnement solaire réfléchi dans les domaines visible, proche infrarouge et moyen infrarouge (exemple : Thematic Mapper sur Landsat 4), ceci afin d'estimer la dépendance spectrale des aérosols. Dépendance à partir de laquelle il devient possible de remonter de façon plus exacte aux paramètres affectant le bilan radiatif.

III.1 - POSITION DU PROBLEME

L'effet des aérosols est double. D'une part, il intervient comme une modification de la rétrodiffusion du rayonnement solaire et comme une augmentation de l'opacité dans l'infrarouge. Ce dernier effet conduit à un réchauffement de l'atmosphère, dépendant de l'absorption infrarouge des aérosols. Mais, il a été montré (réf. 9, 16) que dans tous les cas, l'effet infrarouge reste plus faible que l'effet de rétrodiffusion du rayonnement solaire. Les premières modélisations, à partir d'un traitement grossier du problème radiatif, ont montré que la présence d'aérosols conduit toujours à une augmentation de l'albédo de la planète et généralement à un refroidissement de la surface si l'effet infrarouge reste faible.

Dans le visible, l'influence des aérosols sur le signal observé dépend fortement de l'albédo du sol au-dessus duquel il se trouve. En effet, la perturbation introduite par la couche d'aérosols troposphériques sur l'albédo plan ou sphérique, apparaît comme proportionnelle à son épaisseur optique et peut s'exprimer comme (réf. 36) :

$$\Delta A(\mu_s)/\tau = \bar{\omega}_0 b(1-A) \left(\frac{1}{\mu_s} - 2A \right) - (1-\bar{\omega}_0) \left(\frac{1}{\mu_s} + 2 \right) A \quad (1)$$

$$\Delta A/\tau = 2\bar{\omega}_0 b (1-A)^2 - 4(1-\bar{\omega}_0) A \quad (2)$$

où $\bar{\omega}_0$ est l'albédo pour une diffusion des aérosols, b le facteur de rétrodiffusion, A l'albédo de surface.

Lorsque l'albédo de surface est plus important que l'albédo de la couche, comme c'est le cas lors d'observations au-dessus des continents, l'accès à l'effet des aérosols ne pourra se faire de manière directe, mais plutôt à partir d'une méthode basée sur une observation chronologique dans un intervalle de temps restreint et à partir de la dégradation des contrastes obtenus.

Par contre, lors de l'observation des aérosols au-dessus des océans, l'albédo de surface étant faible (nul dans l'infrarouge et connu dans le

visible) comparé à celui des aérosols, on accédera directement à la signature spectrale des particules. Dans ce cas, au plus l'albédo de la couche sera élevé, au plus l'on pourra négliger l'albédo de l'océan.

Il apparaît donc, que lors du transport des aérosols sahariens (réf. 2, 7), ces particules ayant une concentration élevée, donc une épaisseur optique forte, elles seront plus facilement décelables et leur effet sera plus important au-dessus des océans qu'au-dessus des continents.

III.1.a - Détermination du formalisme

En atmosphère claire et dans le cas d'observations satellitaires, où le choix des canaux est optimisé de façon à éliminer l'influence des gaz atmosphériques, on peut ne considérer que les phénomènes de diffusion atmosphérique.

De plus, nous n'envisageons que le cas de visées où les réflectances de surface peuvent être négligées ou faibles et connues (exemple : océans). L'étude de la réflectance apparente revient dans ce cas à l'étude de la réflectance atmosphérique pure. On peut écrire :

$$\rho^*(\lambda) \sim \rho_a(\lambda) \quad (3)$$

On peut décomposer la réflectance atmosphérique sous la forme d'une somme de deux termes, la réflectance propre des aérosols et la réflectance due à la diffusion moléculaire, terme que l'on sait parfaitement modéliser. On pourra donc, à partir des réflectances mesurées, moyennant les approximations faites précédemment, remonter à la réflectance propre des aérosols.

Nous avons vu que l'effet climatique des aérosols intervenait essentiellement comme une modification de l'albédo planétaire. Nous allons donc essayer de développer des méthodes nous permettant de chiffrer cette variation, à partir de mesures satellitaires. Pour ce faire, nous avons exprimé l'albédo plan des particules sous la forme :

$$A(\mu_s) = \frac{\omega_o \tau}{2\mu_s} \left[1 - \sum_{\substack{\ell=0 \\ \ell \text{ impair}}}^L \beta_\ell A_\ell P_\ell(\mu_s) \right] \quad (4)$$

Le terme entre crochets correspondant au développement en polynômes de Legendre de la fonction de phase.

Si l'on réécrit l'expression (1) qui donne cette variation d'albédo plan

$$\Delta A(\mu_s)/\tau = \bar{\omega}_o b (1 - A) \left(\frac{1}{\mu_s} - 2A \right) - (1 - \bar{\omega}_o) \left(\frac{1}{\mu_s} + 2 \right) A$$

on obtient une formulation analytique similaire à celle obtenue par l'approximation de diffusion primaire. La signification physique des différents termes est la suivante :

- $(1 - \bar{\omega}_o) \left(\frac{1}{\mu_s} + 2 \right) A$ correspond au rayonnement absorbé par les aérosols avant et après réflexion,

$\bar{\omega}_o b (1 - A) \left(\frac{1}{\mu_s} - 2A \right)$ correspond au rayonnement diffusé

par les aérosols avec trois contributions différentes :

$\frac{\bar{\omega}_o b}{\mu_s}$ est la contribution atmosphérique

- $\bar{\omega}_o b \left(\frac{1}{\mu_s} + 2 \right) A$ correspond au rayonnement perdu par diffusion avant et après réflexion,

$2\bar{\omega}_o b A^2$ correspond au rayonnement diffusé vers le bas par l'atmosphère et réfléchi 2 fois par la surface.

Si l'on exprime différemment l'équation (1), on obtient :

$$\frac{\Delta A(\mu_s)}{\tau} = \bar{\omega}_o (b(1-A) \left(\frac{1}{\mu_s} - 2A \right) + \left(\frac{1}{\mu_s} + 2 \right) A) - \left(\frac{1}{\mu_s} + 2 \right) A \quad (5)$$

Ce qui conduit à :

$$\frac{\Delta A(\mu_s)}{\tau} = a \bar{\omega}_o - c \quad (6)$$

Il existe donc une valeur de $\bar{\omega}_o$ pour laquelle ΔA est nulle. Dans ce cas, les aérosols n'ont aucun effet ($\bar{\omega}_o = \frac{c}{a}$).

Si l'on cherche la valeur moyenne de l'albédo sur la journée, on écrira :

$$S = \frac{\int_0^{\mu_o \max} A(\mu_s) \mu_s A \mu_s}{\int_0^{\mu_o \max} \mu_s d \mu_s} \quad (7)$$

Si l'on se place à l'équateur, on obtient $\mu_{\max} = 1$ et l'expression (7) devient :

$$S = 2 \int_0^1 A(\mu_s) \mu_s d \mu_s \quad (8)$$

En combinant les équations (4) et (8), on obtient :

$$S = \bar{\omega}_o \tau \left[1 - \sum_{\substack{\ell=0 \\ \ell \text{ impair}}}^L \beta_\ell A_\ell^2 \right] \quad (9)$$

où S représente l'albédo sphérique des particules.

De la même façon, l'intégration sur la journée de l'expression (1) conduit à l'expression (2) déjà citée :

$$\frac{\Delta A}{\tau} = 2 \omega_o b (1-A)^2 - 4(1 - \bar{\omega}_o)A$$

On peut aussi définir une valeur de $\bar{\omega}_o$ pour laquelle l'effet des aérosols est nul ($\bar{\omega}_o = \frac{2A}{b(1-A)^2 - 2A}$) sur l'albédo sphérique.

Nous nous sommes placés dans le cas de visées océaniques, c'est à dire, $A = 0$, ce qui donne pour les variations d'albédo locale et planétaire :

$$\Delta A(\mu_s) = A'(\mu_s) - A(=0) = \frac{\bar{\omega}_0 b \tau}{2 \mu_s} \text{ et } \Delta A = S' - A(=0) = 2\bar{\omega}_0 b \tau$$

Nous avons donc une formulation analytique simple nous permettant de simuler, la réflectance atmosphérique mesurée par le satellite (cf. chapitre I) et la variation d'albédo induite par ces aérosols. Ce qui a été fait pour différents modèles d'aérosols (types de particules et abondance intégrée).

III.1.b - Etude des différents termes des algorithmes d'inversion

Pour une observation satellitaire, les mesures dont on dispose, sont celles de la luminance au sommet de l'atmosphère. Nous avons vu dans les chapitres précédents, que ces mesures de luminance peuvent être converties en réflectance. C'est donc à partir de ces mesures de réflectance que nous essaierons de déterminer notre modèle.

En particulier, nous utiliserons l'apport de canaux multispectraux, qui par la mesure à plusieurs longueurs d'onde, permet une multiplication des observations et donc de préciser les caractéristiques du modèle.

1) Analogie Réflectance - Epaisseur Optique

Les méthodes d'inversion de mesures multispectrales d'épaisseur optique sont actuellement fort utilisées. Elles permettent à partir de la mesure d'un paramètre optique de l'atmosphère d'atteindre un de ses paramètres physiques : la granulométrie (réf. 1, 4, 28, 29, 31). A partir de cette granulométrie, en utilisant la théorie de Mie ; il est possible d'estimer les paramètres correspondants de cette atmosphère.

Dans le but d'une généralisation de cette méthode aux mesures satellitaires, nous avons examiné quelle pouvait être l'analogie entre la réflectance atmosphérique et l'épaisseur optique pour différents modèles d'aérosols (granulométries variables).

La figure 1 montre l'évolution de la distribution en fonction du rayon des particules pour les différentes granulométries utilisées ($m = 1,53 \pm i 8 \cdot 10^{-3}$). Une description plus complète est faite en annexe I.

Si l'on écrit la réflectance atmosphérique monochromatique sous la forme :

$$\rho_a(\lambda) = \frac{\omega_0 \tau(\lambda) p(\xi)}{4 \mu_s \mu_v} \quad (10)$$

dans l'approximation de la diffusion primaire. Il apparaît dans cette expression que la dépendance spectrale de la réflectance dépendra de $\bar{\omega}_0$, τ et $p(\xi)$.

Pour étudier cette dépendance, nous avons tracé, pour différentes distributions, le rapport $\rho(\lambda)/\tau(\lambda)$ en fonction de la longueur d'onde et, pour une géométrie d'observation ($\theta_s = 5^\circ$, $\theta_v = 0^\circ$) (figure 2). Ce tracé a été effectué aussi pour différentes géométries d'observation ($\theta_v = 0^\circ$, $\theta_s = 5^\circ, 30^\circ$ et 60°) (figure 3), la distribution étant fixée par le modèle LN2.

Si on se reporte à la figure 2 on constate, pour les modèles LN1 et LN2 que les courbes sont quasiment parallèles à l'axe des abscisses. Ce qui montre pour ces deux modèles que les paramètres tels que, l'albédo pour une diffusion $\bar{\omega}_0$ et la fonction de phase $p(\xi)$ dépendent peu de la longueur d'onde, essentiellement due à l'évolution spectrale de la fonction de phase. Pour la figure 3, où nous avons choisi le modèle LN2, le rapport ρ/τ reste peu dépendant de la longueur d'onde. Le fait de changer de géométrie d'observation, donc d'angle de diffusion, a pour effet de descendre la courbe. L'écart que l'on constate pour les élévations solaires de 30° et 60° correspond à un effet conjugué de $\bar{\omega}_0$ et $p(\xi)$.

On peut donc dire que le problème de l'inversion de mesures multi-spectrales de réflectance peut se traiter en analogie avec celui de l'inversion des mesures multispectrales d'épaisseur optique, pour le cas où la variation spectrale de ω_0 est faible.

On accédera donc à la variation d'albédo induite à partir de mesures de réflectance multispectrales en utilisant une méthode équivalente au schéma d'inversion de mesures d'épaisseur optique multispectrales.

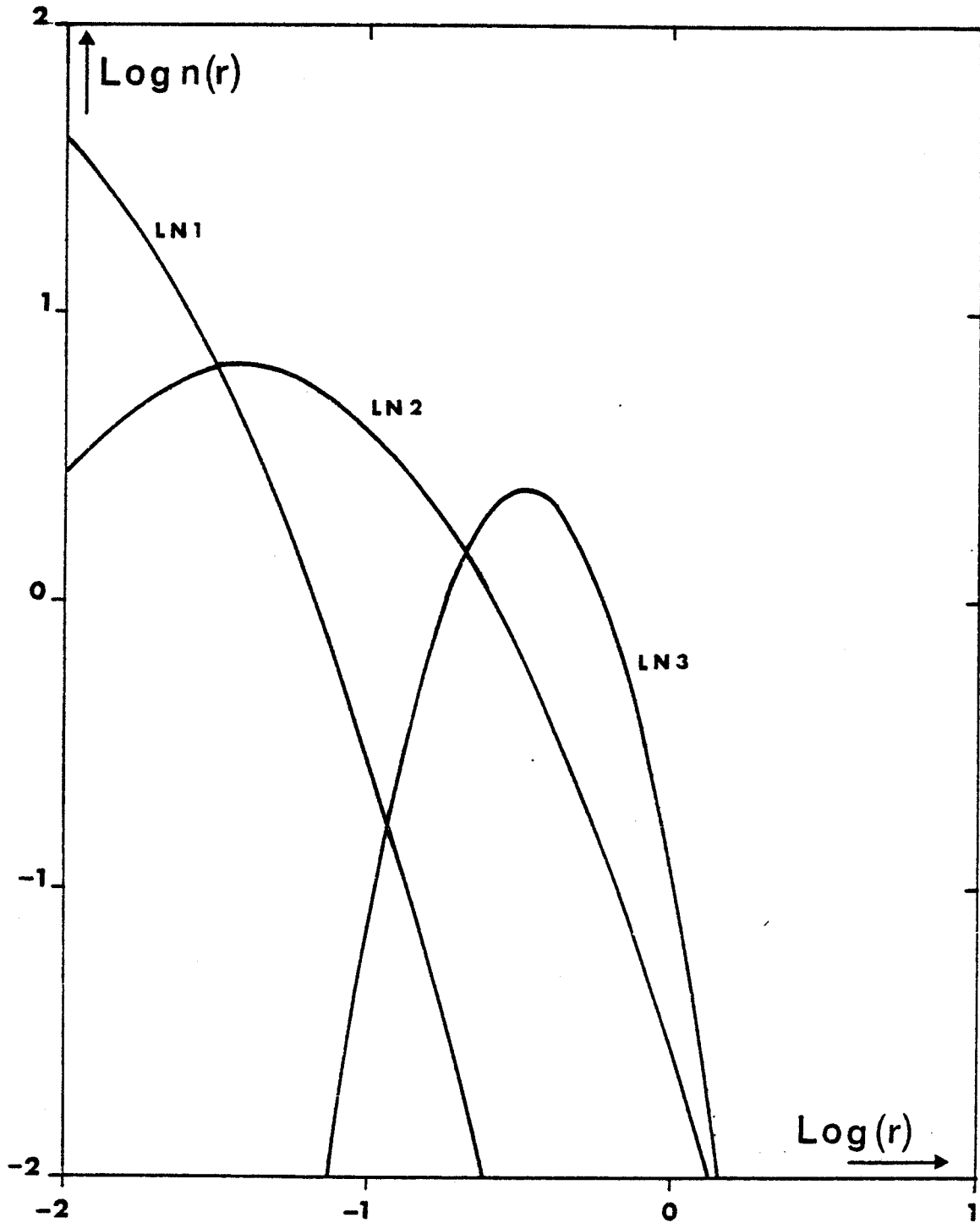


FIGURE 1 : Distributions Log-Normale utilisées pour simuler la mesure.

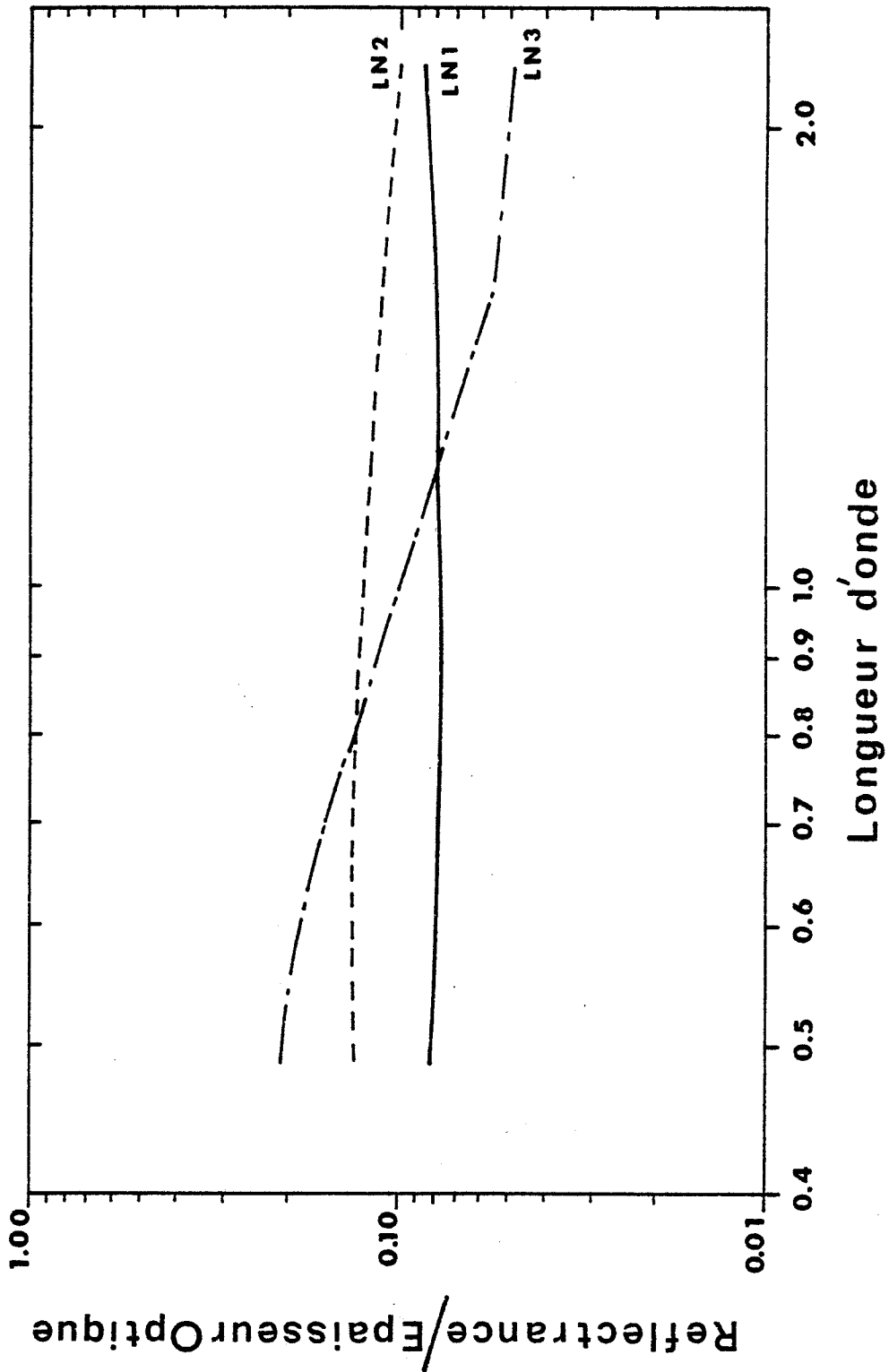


FIGURE 2 : Variation spectrale du terme ρ/τ pour les trois modèles de granulométrie simulant la mesure. Géométrie d'observation ($\theta_s = 5^\circ$, $\theta_v = 0^\circ$).

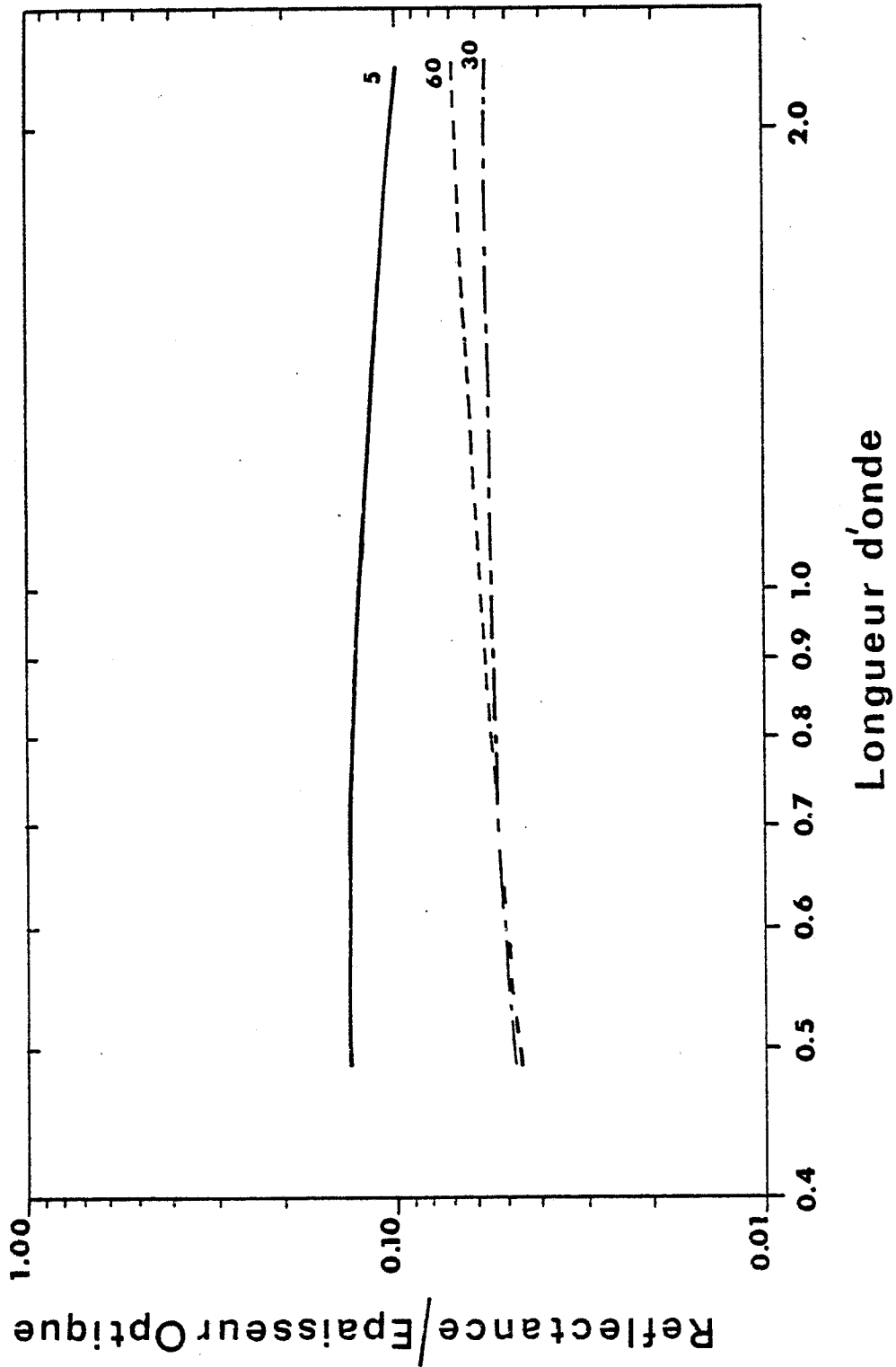


FIGURE 3 : Variation spectrale du terme ρ/τ pour différentes valeurs de l'angle solaire $\theta_s = 5^\circ, 30^\circ$ et $60^\circ, \theta_v = 0^\circ$). La granulométrie utilisée correspond au modèle LN2.

2) Analogie Albédo - Réflectance

A un instant donné t de la mesure satellitaire, donc pour une géométrie de visée $(\theta_s(t), \theta_v(t), \lambda_v(t))$ fixée, on pourra écrire l'albédo plan comme :

$$A(\mu_s(t)) \sim \bar{\omega}_0 \tau (1 - \sum \beta_\ell A_\ell P_\ell(\mu_s(t))) \quad (11)$$

Au même instant t , la mesure correspondante est :

$$\rho_a(t) \sim \bar{\omega}_0 \tau p(\xi(t)) \quad (12)$$

où $\xi(t)$ est l'angle de diffusion.

Si maintenant, on cherche à exprimer l'albédo plan des particules en fonction de la réflectance, où plus exactement si l'on veut trouver la relation liant la variation d'albédo à la variation de réflectance, on écrira :

$$\frac{\partial A}{\delta \rho} \sim \frac{[1 - \sum \beta_\ell A_\ell P_\ell(\mu(t))]}{p(\xi(t))} \quad (13)$$

Cette expression permettant de définir un coefficient de calibration de la méthode indépendant de l'albédo pour une diffusion $\bar{\omega}_0$ et de l'épaisseur optique τ spectralement parlant. Ce coefficient caractérise le modèle d'aérosols utilisé.

a) Variation spectrale

Figure 4, nous avons tracé la variation du coefficient $\partial A/\delta \rho$ en fonction de la longueur d'onde pour trois modèles différents et une géométrie d'observation telle que : $\theta_s = 30^\circ$, $\theta_v = 0^\circ$. On constate que pour les modèles intitulés LN1 et LN2, la variation spectrale du coefficient de calibration est faible. Pour le modèle LN3, on obtient une augmentation du coefficient croissante avec la longueur d'onde.

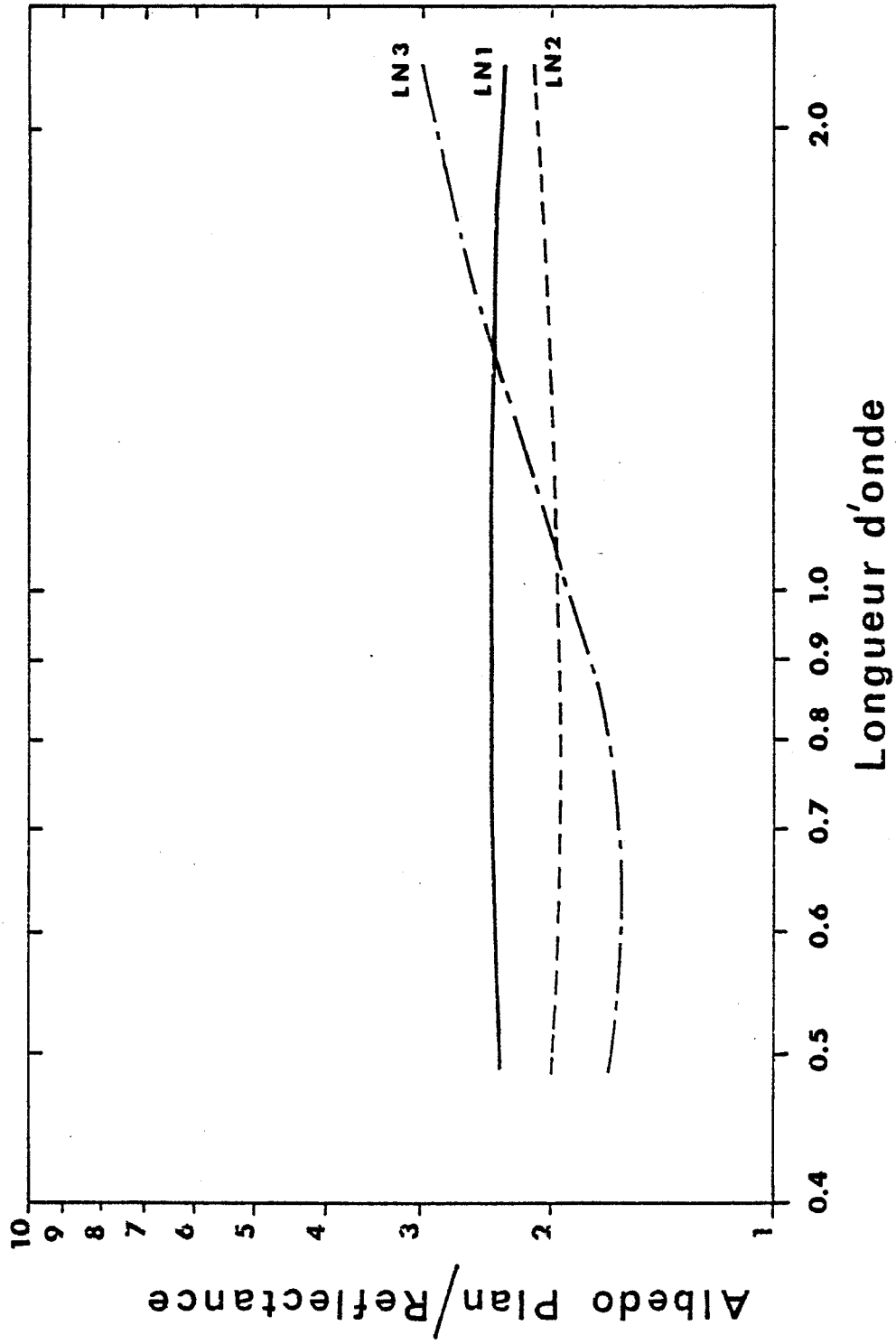


FIGURE 4 : Variation spectrale du coefficient de calibration $\frac{\partial A}{\partial \rho}$ pour les trois granulométries. Géométrie d'observation $\theta_s = 30^\circ$, $\theta_v = 0^\circ$.

Figure 5, nous avons tracé pour le modèle LN2, la variation spectrale de $\frac{\partial A}{\partial \rho}$ pour trois angles solaires θ_s de 5°, 30° et 60°. Ces différentes géométries d'observation n'ont que peu d'influence sur la variation spectrale du coefficient, si ce n'est une augmentation globale de ce terme.

On peut donc dire que globalement, le coefficient de calibration de la méthode $\frac{\partial A}{\partial \rho}$ sera, non seulement indépendant de $\bar{\omega}_0$ et de τ , mais aussi de la longueur d'onde.

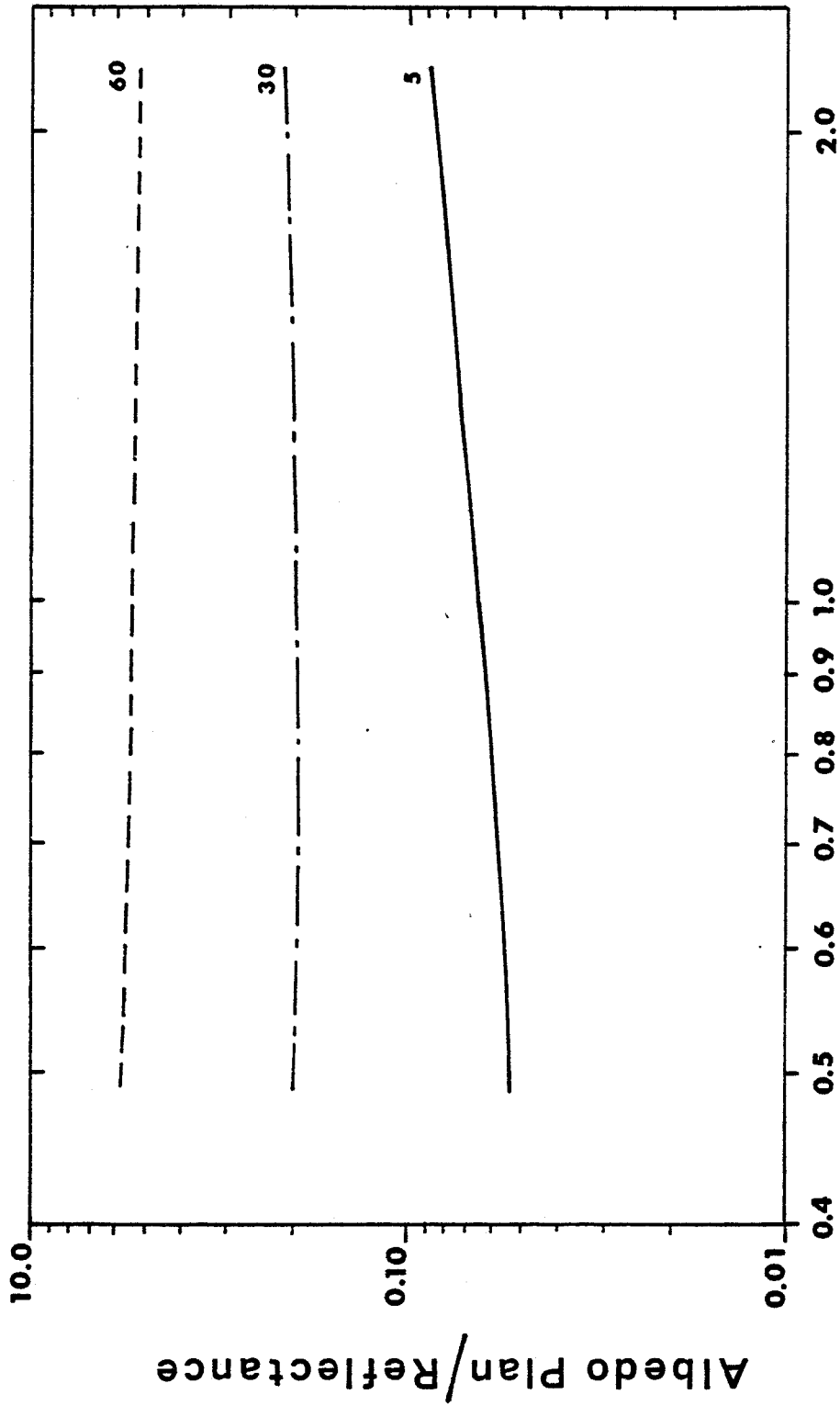
b) Variation angulaire

Dans ce paragraphe, nous avons étudié la variation du coefficient de calibration en fonction de l'angle de diffusion ξ .

Nous nous sommes fixés comme conditions géométriques, une observation verticale ($\theta_v = 0^\circ$) et un angle solaire θ_s variant entre 0° et 60° ; c'est à dire un angle diffusion ξ variant de 180° à 120°, correspondant aux latitudes comprises entre l'équateur et le cercle polaire suivant les périodes de l'année, et comme longueur d'onde 0,850 μm .

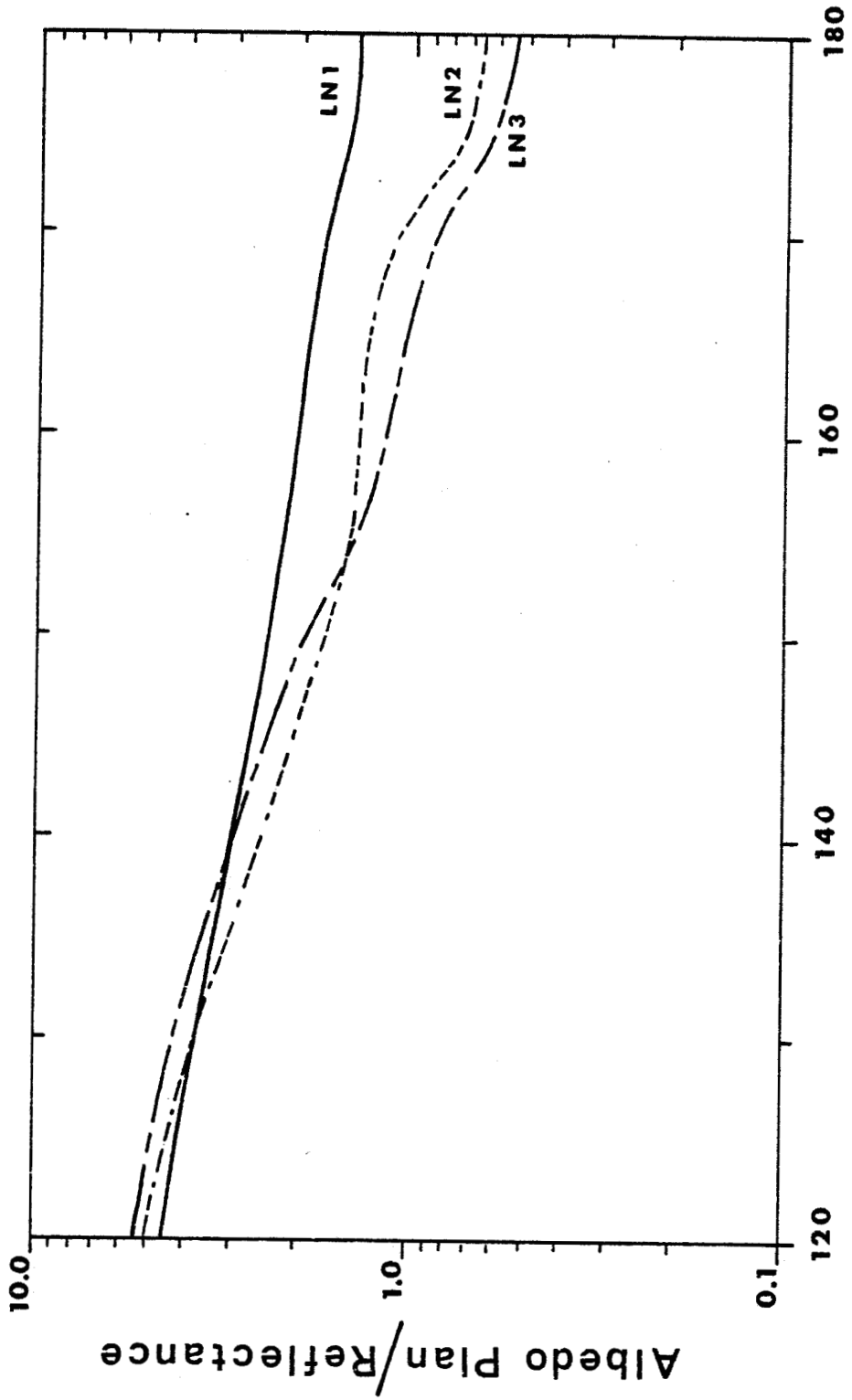
Nous avons tracé cette variation pour les trois modèles d'aérosols précédents. On constate figure 6 que le terme prépondérant est ici la fonction de phase. La famille de courbes évolue avec l'angle comme l'inverse de la fonction de phase entre les angles de diffusion de 120° à 180°, donc la diffusion arrière. De même, la dispersion des différentes courbes diminue lorsque l'on s'éloigne de la diffusion arrière. Le minimum de cette dispersion correspondant au minimum de dispersion de la fonction de phase pour des angles de diffusion compris entre 120° et 140°, soit pour des angles solaires compris entre 40° et 60°.

On pourra donc à partir de ces valeurs simulées, inverser le problème de deux manières différentes, (i) à l'aide d'une méthode "indirecte", où l'on a repris le schéma d'inversion de mesures d'épaisseur optique multi-spectrales en l'appliquant au cas des mesures satellitaires, (ii) une méthode



Longueur d'onde

FIGURE 5 : Variation spectrale du coefficient de calibration $\frac{\partial A}{\partial \rho}$ pour différents angles solaires ($\theta_s = 5^\circ, 30^\circ$ et $60^\circ, \theta_v = 0^\circ$). Granulométrie utilisée LN2.



Angle de diffusion

FIGURE 6 : Variation angulaire du coefficient de calibration $\frac{\partial A}{\partial \rho}$ pour les trois granulométries simulant la mesure.

"directe", où l'on a exprimé la variation d'albédo induite directement en fonction des réflectances multispectrales.

La première méthode peut être considérée comme une méthode d'inversion "classique" où l'inversion des mesures de réflectance atmosphérique à plusieurs longueurs d'ondes permet de remonter aux caractéristiques physiques des aérosols (granulométrie) en supposant l'indice connu. A partir de cette granulométrie, on en déduit les différents paramètres optiques correspondants, ceux-ci permettant le calcul de la variation d'albédo induite. Grâce à cette méthode, on peut donc, à partir de la mesure d'un paramètre unique, la réflectance monochromatique, atteindre l'effet radiatif des aérosols, via une étape intermédiaire, qui est la détermination des paramètres physiques. Nous examinerons aussi l'influence de l'indice.

La nécessité de passer par une étape intermédiaire alourdit l'algorithme. Pour éviter cette étape, nous proposons la seconde méthode où l'on a exprimé la variation d'albédo induite sous la forme :

$$\Delta A = f(\rho_{\lambda_i})$$

où ρ_{λ_i} représente la réflectance atmosphérique à la longueur d'onde λ_i . Un certain nombre de simulations effectuées à partir de différents modèles d'aérosols nous ont permis de déterminer cette fonction f .

On peut donc, à partir de la variation spectrale de la réflectance, remonter directement à la variation d'albédo ΔA (réf. 11).

III.2 - DESCRIPTION DES ALGORITHMES

III.2.a - Méthode directe

L'utilisation de cette méthode permet de s'affranchir d'une étape intermédiaire. On considérera ici l'albédo plan intégré spectralement et

temporellement sur le cycle diurne (si l'on se place à l'équateur, on s'intéressera à l'albédo sphérique intégré spectralement ou albédo planétaire), comme dépendant des réflectances mesurées.

On s'attachera à déterminer, à l'aide de cette méthode, une estimation de la précision sur l'albédo retrouvé pour des cas spécifiques tels que :

- METEOSAT, (réf. 19) où l'on ne dispose que d'un canal d'observation dans le domaine visible-proche infrarouge et où l'on essaiera de déterminer une longueur d'onde optimum permettant de minimiser l'erreur faite sur l'estimation.
- AVHRR, (réf. 3) où deux canaux seront utilisés, ceci permettant la prise en compte par la dérivée première de la variation spectrale de la réflectance. De même on cherchera à déterminer quel est le couple de longueurs d'onde optimum et quelle peut être l'influence de canaux à 1,6 à 2,2 μm .
- Pour des expériences satellitaires utilisant trois bandes spectrales et plus (exemple : Thematic Mapper sur Landsat 4) (réf. 21), où l'on pourra, à partir de la détermination de la dérivée seconde de la réflectance, obtenir une information plus précise sur la dépendance spectrale de cette réflectance. Ici aussi, on évaluera l'influence des canaux centrés sur 1,6 et 1,2 μm .

On écrira :

$$A = a \bar{\rho}_{\lambda_i} + b \left(\frac{\partial \rho}{\partial \lambda} \right)_{\lambda_i} + c \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial \lambda^2} \right)_{\lambda_i} \quad (14)$$

où a, b et c sont les coefficients caractérisant le type d'aérosols rencontré, λ_i est la longueur d'onde centrale d'observation.

L'expression (14) se limitera à un, deux ou trois termes suivant le nombre de canaux d'observation utilisés.

On cherchera donc à minimiser la dispersion des résultats, cette dispersion s'exprimant comme :

$$d = \frac{\sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (A_i - A_i^*)^2}}{\frac{\sum_{i=1}^N A_i}{N}} \quad (15)$$

où A_i est la valeur exacte de l'albédo et A_i^* la valeur obtenue par l'algorithme pour le modèle d'aérosols i .

Nous avons choisi de travailler sur un ensemble de granulométrie Gamma Standard (décrites en Annexe I) permettant de restituer des modèles tels que les hazes H, L et M, et les modèles D et C définis par les différents auteurs telle que la dispersion de départ soit aussi grande que possible.

III.2.b - Résultats

Pour cette méthode, nous avons utilisé neuf distributions Gamma Standard couvrant une large gamme de granulométrie.

Le tableau I donne les rayons efficaces ainsi que les variances de chacune de ces distributions, et la correspondance avec des modèles d'aérosols d'utilisation courante.

1) Inversion à une longueur d'onde

Dans ce paragraphe, on écrira l'albédo intégré spectralement du modèle d'aérosols i comme :

$$A^i = a_i \rho_i(\lambda_c)$$

r_{eff}	v_{eff}	Modèle	
0.25	0.20	Haze H	
0.5	0.4	Haze L	
0.6	0.15	}	
0.8	0.4		Haze M
1.0	0.5		
0.2	0.6	Modèle C	
0.5	0.2	}	
0.7	0.6		Modèle D
0.8	0.8		

TABLEAU I : *Rayons efficaces et variances des granulométries utilisées.*

et l'on cherchera à déterminer quelle est la longueur d'onde optimum permettant de minimiser la dispersion du résultat.

On supposera d'abord l'indice connu et égal à :

$$m = 1,43 \pm i 8.10^{-5}$$

pour les neuf granulométries, puis l'on fera varier la partie réelle de cet indice, ceci pour suivre l'évolution de la dispersion et de la longueur d'onde optimum avec l'indice.

Une deuxième étape sera de supposer l'indice inconnu et donc, d'obtenir un résultat, non plus sur neuf granulométries, mais sur les vingt sept (9 x 3 indices).

2) Inversion à deux longueurs d'onde

La démarche sera identique à celle décrite précédemment, sauf que l'on écrira l'albédo intégré comme :

$$A^i = a_i \bar{\rho}_i(\lambda_j) + b_i \left(\frac{\partial \rho}{\partial \lambda}\right) \lambda_j$$

Dans ce cas, le problème revient à chercher le couple de longueurs d'onde permettant une dispersion la plus faible possible. Une comparaison de l'évolution de l'ordre de grandeur de cette dispersion sera faite avec le 1°).

3) Inversion à trois longueurs d'onde

Ici, on écrira :

$$A^i = a_i \bar{\rho}_i(\lambda_j) + b_i \left(\frac{\partial \rho}{\partial \lambda}\right) \lambda_j + c_i \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial \lambda^2}\right) \lambda_j$$

On estimera quelle est l'influence de l'apport des longueurs d'onde proche infrarouge 1,6 et 2,2 μm .

4) Résultats

Voyons tout d'abord les résultats sur neuf granulométries, en supposant l'indice connu (Tableaux II, III et IV).

Au vue de ces tableaux, il semble que la longueur d'onde optimum, pour l'inversion à une longueur d'onde, puisse être comprise entre 0,670 μm et 0,850 μm . Ce qui tend à prouver, malgré la pondération par le spectre solaire de l'albédo intégré, que la minimisation de la dispersion du résultat, se ferait pour une longueur d'onde pratiquement située au centre du spectre solaire. Dans l'albédo intégré, la pondération intervient de la façon suivante :

$$A = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} A(\lambda) E_S(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_S(\lambda) d\lambda}$$

Pour cette inversion, le facteur de dispersion reste compris entre cinq et dix pourcents.

Si l'on passe maintenant à l'inversion à deux longueurs d'onde, on va tenir compte, dans la variation spectrale de la réflectance, de la pente moyenne permettant de prendre en compte cette variation. On constate d'ailleurs cet effet pour les trois indices où l'on gagne un facteur 1,5 à 10 sur le terme de dispersion.

Ce gain étant dû à la prise en compte des longueurs d'onde infrarouges, soit 1,6 μm , soit 2,2 μm , ce qui permet une bonne restitution globale de la variation de la réflectance. On constate d'ailleurs pour les indices 1,46 et 1,53, que si l'on se limite à 0,850 μm , le gain sur la dispersion reste faible.

Seule, pour l'indice 1,33, l'amélioration apportée par la prise en compte de deux longueurs d'onde semble faible en comparaison du gain obtenu pour les autres indices. Il apparaît donc pour cet indice que la détermination

Nombre de λ utilisées	d(cf.eq.(15))	λ_c
1	0.086	0.550 μm
	0.037	0.670 μm
	0.082	0.850 μm
2	0.038	0.488 - 0.850 μm
	0.036	0.488 - 1.6 μm
	0.025	0.485 - 2.2 μm
3	0.030	0.488 - 0.560 - 1.6 μm
	0.021	0.670 - 0.850 - 2.2 μm

TABLEAU II : Dispersion et longueurs d'onde optimales par la méthode d'inversion "directe", pour un indice $m = 1,33 \pm i 8.10^{-3}$

Géométrie d'observation : $\theta_S = 60^\circ$, $\theta_V = 0^\circ$

Nombre de λ utilisées	d(cf.eq.(15))	λ_c
1	0.165	0.550 μm
	0.086	0.670 μm
	0.053	0.850 μm
2	0.040	0.550 - 0.850 μm
	0.011	0.550 - 1.6 μm
	0.015	0.550 - 2.2 μm
3	0.003	0.488 - 0.550 - 1.6 μm

TABLEAU III : Dispersion et longueurs d'onde optimales par la méthode d'inversion "directe", pour un indice $m = 1,46 \pm i 8.10^{-3}$

Géométrie d'observation : $\theta_S = 60^\circ$, $\theta_V = 0^\circ$

Nombre de λ utilisées	d(cf.eq.(15))	λ_c
1	0.182	0.550 μm
	0.105	0.670 μm
	0.070	0.850 μm
2	0.061	0.550 - 0.850 μm
	0.008	0.550 - 1.6 μm
3	0.0031	0.488 - 0.550 - 1.6 μm
	0.0037	0.488 - 0.550 - 2.2 μm
	0.0028	0.670 - 0.850 - 1.6 μm
	0.0004	0.670 - 0.850 - 2.2 μm

TABLEAU IV : Dispersion et longueurs d'onde optimales par la méthode d'inversion "directe", pour un indice $m = 1.53 \pm i 8.10^{-3}$
Géométrie d'observation : $\theta_S = 60^\circ$, $\theta_V = 0^\circ$

de la variation d'albédo à partir d'une méthode à une ou deux longueurs d'onde apporte peu d'amélioration de la précision.

Pour l'inversion à trois longueurs d'onde, le gain de précision obtenue est beaucoup plus important (3 à 5 suivant les granulométries par rapport à l'inversion à deux longueurs d'onde). Pour les trois indices, on obtient un rendu plus fidèle de la dépendance spectrale de la réflectance lorsque l'on utilise les longueurs d'onde 1,6 μm et 2,2 μm . Typiquement, le triplet de longueurs d'onde 0,488, 0,550 et 1,6 μm permet d'obtenir avec une bonne précision la variation d'albédo à partir de la mesure de ces réflectances spectrales. Cependant, pour les granulométries d'indice 1,33 et 1,53, les triplets 0,650, 0,850, 2,2 μm et 0,670, 0,850, 1,6 μm correspondent au minimum de dispersion.

En résumé, on pourra estimer la variation d'albédo journalière sur l'ensemble du spectre solaire à partir d'une mesure de réflectance à une longueur d'onde, avec une précision de l'ordre de 10 %. Si l'on connaît l'indice des particules, cette longueur d'onde devra être comprise entre 0,670 μm et 0,850 μm .

On améliore la précision sur la détermination de l'albédo lorsque l'on prend en compte la mesure à deux longueurs d'onde. En particulier, l'utilisation de canaux proches infrarouges centrés sur 1,6 μm ou 2,2 μm permet d'atteindre aux précisions de l'ordre de un à deux pourcents. La première longueur d'onde étant comprise entre 0,488 et 0,550 μm .

Pour une mesure à trois longueurs d'onde, l'échantillonnage spectral semble s'étendre sur tout le domaine d'observation. La précision alors obtenue est de quelques millièmes. Ces résultats restent valables dans le cas où l'on suppose l'indice des particules connu.

Si maintenant, on essaie de retrouver la variation d'albédo induite à partir des mesures de réflectances, sans aucune information sur l'indice,

cela revient dans notre cas à estimer le facteur de dispersion par les différentes mesures à partir des 27 granulométries.

On constate dans ce cas (Tableau V) que le gain sur la dispersion est faible même lorsque l'on utilise l'inversion à trois longueurs d'onde. De même, contrairement à ce qui se passe lorsque l'indice est connu, l'apport des canaux 1,6 et 2,2 μm ne conduit pas à une amélioration considérable, même si c'est pour cette dernière longueur d'onde que le facteur de dispersion est le plus faible.

Malgré tout, leur apport sur l'information de la mesure n'est pas à négliger, même si ici, le résultat n'est pas probant. Il apparaît donc que la connaissance de l'indice reste importante lorsque l'on veut atteindre l'albédo à partir des mesures de réflectances.

Globalement, lorsque l'indice est inconnu, on ne peut espérer retrouver l'albédo avec une précision inférieure à 10 %.

III.2.c - Méthode indirecte

L'inversion des réflectances, donc la recherche de la granulométrie équivalente au type d'aérosols mesuré, correspond au minimum de l'écart type de la réflectance "d'inversion" par rapport à la mesure.

Pour ce faire, nous avons créé un ensemble de fichiers de réflectances dites "d'inversion", à partir de distributions Gamma Standard décrites en Annexe I, pour différents indices de réfraction. Ces fichiers constituent une grille de 256 réflectances "d'inversion" pour chaque longueur d'onde d'observation (i.e. : 0,488, 0,550, 0,670, 0,860, 1,6 et 2,2 μm), soit :

$$\rho_{\text{inv}}(\lambda, \bar{r}, v) \text{ pour } \left\{ \begin{array}{l} - 16 \text{ valeurs de } \bar{r} (\bar{r} = \{0.02, 0.04, \dots, .8, 1.\}) \\ - 16 \text{ valeurs de } v (v = \{.15, \dots, 5.\}) \end{array} \right.$$

Nombre de λ utilisées	d(cf.éq.(15))	λ
1	0.187	0.550 μm
	0.147	0.670 μm
	0.159	0.850 μm
2	0.119	0.488-2.2 μm
	0.136	0.488-0.850 μm
	0.119	0.550-2.2 μm
	0.138	0.550-0.850 μm
3	0.118	0.488-0.850-2.2 μm
	0.117	0.550-1.6-2.2 μm

TABLEAU V : Dispersion et longueurs d'onde optimales par la méthode d'inversion "directe", l'indice étant supposé inconnu. Géométrie d'observation : $\theta_s = 60^\circ$; $\theta_v = 0^\circ$.

Pour une validation plus complète de cet algorithme, nous avons choisi pour simuler les réflectances mesurées, la plus grande variété possible de types d'aérosols, tant en indice qu'en granulométrie. Une simulation des réflectances "mesurées" sera faite à partir de granulométries ayant une distribution de type Log-Normale. Ces distributions sont décrites en Annexe I. Pour l'ensemble de ces modèles, y compris les distributions Gamma Standard, nous avons normalisé les différents paramètres tels que, l'épaisseur optique soit de 0.2 pour la longueur d'onde 0.860 μm .

La recherche de la ou des granulométries sera faite à partir de la minimisation de l'expression suivante :

$$\sigma^* = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[C_i \frac{\rho_{\text{mes}}^{*i} - \rho_{\text{inv}}^{*i}}{\rho_{\text{mes}}^{*i}} \right]^2} \quad (16)$$

$$\text{où } \rho_{\text{mes}}^{*i} = \frac{\rho_a^{i \text{ mes}}}{\rho_a^{0.860 \text{ mes}}} \quad \text{et} \quad \rho_{\text{inv}}^{*i} = \frac{\rho_a^{i \text{ inv}}}{\rho_a^{0.860 \text{ mes}}}$$

$\rho_a^{i \text{ mes}}$ et $\rho_a^{i \text{ inv}}$ étant respectivement les réflectances "mesurée" et d'inversion à longueur d'onde λ_i , N le nombre de longueurs d'onde d'observation, C_i un facteur de pondération dépendant de la répartition spectrale du flux solaire.

Nous nous sommes placés dans les conditions d'observation suivantes :

- une visée verticale, $\theta_v = 0^\circ$
- un angle solaire zénithal θ_s de 30°

L'extrapolation de l'inversion des mesures de réflectances à des angles solaires zénithaux de 0° et 60° , nous a permis de vérifier la validité des résultats obtenus.

III.2.d - Résultats

Les résultats présentés ici pour cette méthode rappellent que le passage à une granulométrie reste un algorithme fiable. Les tableaux VI et VII montrent, pour trois granulométries du type Log-Normale (décrites figure 1), la précision obtenue sur l'albédo retrouvé. Nous avons testé cette inversion pour deux indices de réfraction des granulométries de départ. Pratiquement, l'erreur relative sur la mesure n'excède pas dix pourcents. On pourra donc à partir de cette méthode, à condition de disposer d'un nombre de canaux suffisant, atteindre la variation d'albédo induite si l'on connaît la mesure des réflectances.

Il est à noter que les types d'erreur intervenant dans cette méthode sont différents de ceux existant pour l'inversion des épaisseurs optiques multispectrales. Nous avons pu voir ici (cf Tableaux VI et VII) quelles étaient les conséquences de la méconnaissance de l'indice de réfraction. Nous traiterons dans un paragraphe consacré à ce sujet, quelle est l'influence des différentes erreurs de mesure sur le résultat obtenu.

III.3 - ERREURS SUR LA MESURE

Dans tout ce qui précède, nous avons supposé pouvoir accéder directement à la réflectance propre des particules. Cela laisse supposer la connaissance de la réflectance sol ρ_s (dans le cas de visées océaniques, $\rho_s \sim 0$), de la réflectance atmosphérique moléculaire ρ_a^R ainsi que le choix de la géométrie d'observation permettant une estimation de la réflexion spéculaire. On écrira donc :

$$\rho_a^P(\lambda) \sim \rho^*(\lambda) - \rho_a^R(\lambda) - \rho_s(\lambda) - \rho_g \quad (17)$$

d'où l'erreur absolue sur l'estimation de $\rho_a^P(\lambda)$:

$$\delta\rho_a^P(\lambda) \sim \delta\rho^*(\lambda) + \delta\rho_a^R(\lambda) + \delta\rho_s(\lambda) + \delta\rho_g$$

A_p : Albédo plan intégré sur l'intervalle spectral considéré

A_s : Albédo sphérique intégré sur l'intervalle spectral considéré

LN1

$\theta_s = 30^\circ$ $A_p = 0.0374$ $A_s = 0.1284$

$\theta_s = 0^\circ$ $A_p = 0.0275$ $\theta_s = 60^\circ$ $A_s = 0.1134$

m'	A_p	A_s	$\frac{\Delta A_p}{A_p} \%$	$\frac{\Delta A_s}{A_s} \%$	A_p	$\frac{\Delta A_p}{A_p} \%$	A_p	$\frac{\Delta A_p}{A_p} \%$
1.33	0.0391	0.1650	4.3	2.2	0.0283	2.8	0.1333	15
1.46	0.0355	0.1358	5.1	5.4	0.0269	5.8	0.1145	<1
1.53	0.0361	0.1262	3.5	1.7	0.0265	3.6	0.1102	2.8

LN2

$\theta_s = 30^\circ$ $A_p = 0.0195$ $A_s = 0.0722$

$\theta_s = 0^\circ$ $A_p = 0.0145$ $\theta_s = 60^\circ$ $A_p = 0.0599$

m'	A_p	A_s	$\frac{\Delta A_p}{A_p} \%$	$\frac{\Delta A_s}{A_s} \%$	A_p	$\frac{\Delta A_p}{A_p} \%$	A_p	$\frac{\Delta A_p}{A_p} \%$
1.33	0.0168	0.0827	13.8	1.7	0.0124	14.5	0.0605	<1
1.46	0.0183	0.0743	6.2	2.8	0.0135	6.9	0.0579	3.3
1.53	0.02	0.0738	2.5	2.2	0.0149	2.7	0.0616	2.8

LN3

$\theta_s = 30^\circ$ $A_p = 0.0197$ $A_s = 0.0715$

$\theta_s = 0^\circ$ $A_p = 0.0148$ $\theta_s = 60^\circ$ $A_p = 0.0597$

m'	A_p	A_s	$\frac{\Delta A_p}{A_p} \%$	$\frac{\Delta A_s}{A_s} \%$	A_p	$\frac{\Delta A_p}{A_p} \%$	A_p	$\frac{\Delta A_p}{A_p} \%$
1.33	0.0192	0.0740	2.5	3.3	0.0143	3.4	0.0674	11.4
1.46	0.0194	0.0778	1.5	8.1	0.0144	2.7	0.0622	4.2
1.53	0.0207	0.0757	4.8	5.5	0.0155	4.5	0.0633	5.7

TABLEAU VI : Inversion des distributions Log Normale par la méthode "indirecte".

Indice $m = 1.53 \pm i 8.10^{-3}$

Géométrie d'observation $\theta_v = 0^\circ$

A_p : Albédo plan intégré sur l'intervalle spectral considéré
 A_s : Albédo sphérique intégré sur l'intervalle spectral intégré

LN1

$\theta_s=30^\circ$ $A_p=0.0333$ $A_s=0.1228$

$\theta_s=0^\circ$ $A_p=0.0243$ $\theta_s=60^\circ$ $A_p=0.1054$

m'	A_p	A_s	$\frac{\Delta A_p}{A_p} \%$	$\frac{\Delta A_s}{A_s} \%$	A_p	$\frac{\Delta A_p}{A_p} \%$	A_p	$\frac{\Delta A_p}{A_p} \%$
1.33	0.0354	0.1491	5.9	17.1	0.0256	5.1	0.1206	12.6
1.46	0.0321	0.1227	3.6	<1	0.0234	3.7	0.1035	1.8
1.53	0.0326	0.1141	2.1	7.1	0.0240	1.2	0.0996	5.5

LN2

$\theta_s=30^\circ$ $A_p=0.0164$ $A_s=0.0666$

$\theta_s=0^\circ$ $A_p=0.0121$ $\theta_s=60^\circ$ $A_p=0.0499$

m'	A_p	A_s	$\frac{\Delta A_p}{A_p} \%$	$\frac{\Delta A_s}{A_s} \%$	A_p	$\frac{\Delta A_p}{A_p} \%$	A_p	$\frac{\Delta A_p}{A_p} \%$
1.33	0.0156	0.0805	5.1	17.3	0.0115	5.2	0.0525	5.2
1.46	0.017	0.0686	3.5	3	0.0125	3.2	0.0519	3.8
1.53	0.018	0.0663	8.9	<1	0.0134	9.7	0.0523	4.6

LN3

$\theta_s=0^\circ$ $A_p=0.0162$ $A_s=0.0651$

$\theta_s=0^\circ$ $A_p=0.0120$ $\theta_s=60^\circ$ $A_p=0.0489$

m'	A_p	A_s	$\frac{\Delta A_p}{A_p} \%$	$\frac{\Delta A_s}{A_s} \%$	A_p	$\frac{\Delta A_p}{A_p} \%$	A_p	$\frac{\Delta A_p}{A_p} \%$
1.33	0.0166	0.0851	2.3	2.3	0.0124	3.2	0.0584	16.3
1.46	0.0171	0.0693	5.3	6.1	0.0127	5.5	0.0524	6.7
1.53	0.0185	0.069	13.4	5.6	0.0138	13	0.0539	9.3

TABLEAU VII : Inversion des distributions Log-Normale pour la méthode "indirecte".

Indice $m = 1.46 \pm i 8.10^{-3}$

Géométrie d'observation $\theta_v = 0^\circ$

où $\delta\rho^*(\lambda)$ est l'erreur introduite pour l'instrument lors de la mesure de la réflectance apparente,

$\delta\rho_a^R(\lambda)$, l'erreur absolue sur la détermination de la réflectance moléculaire,

$\delta\rho_s(\lambda)$ est l'erreur faite en supposant le sol noir dans le cas de visées océaniques,

$\delta\rho_g$ est l'erreur introduite par la réflexion spéculaire, et peut être considérée comme indépendante de la longueur d'onde.

Nous allons tâcher d'estimer l'ordre de grandeur de chacun de ces termes pour les longueurs d'onde auxquelles nous nous sommes placés (i.e. : 0.488, 0.550, 0.670, 0.860, 1.6 et 2.2 μm). Les erreurs concernant la réflectance moléculaire et la réflectance de l'eau interviendront essentiellement pour les courtes longueurs d'onde (0.488 - 0.670 μm) (cf. chapitres I et II). Par contre, pour l'erreur instrumentale $\delta\rho^*$, nous avons choisi d'utiliser celle de l'expérience Thematic Mapper où les canaux centrés sur 1.6 et 2.2 μm ont de forts coefficients d'erreur relative dans le cadre d'observations océaniques (cf. chapitre II). La réflectance spéculaire est celle donnée par VIOLLIER et al. (cf. Tableau VIII) (réf. 35).

Pour la réflectance moléculaire, on peut écrire en première approximation :

$$\rho_a^R(\lambda) \sim \tau^R(\lambda) \sim \lambda^{-4}$$

$$\text{soit : } \delta\rho_a^R(\lambda) \sim \frac{\delta\lambda}{\lambda^5}$$

Le tableau IX récapitule les différentes erreurs absolues pour les longueurs d'onde d'observation. On notera qu'à la valeur $\delta\rho_a^P(\lambda)$ obtenue dans un canal d'observation, il faut ajouter la réflectance spéculaire pour la géométrie d'observation correspondante.

Si l'on prend les résultats obtenus pour la méthode directe avec un indice $m = 1.43 \pm i 8.10^{-3}$, et que l'on compare avec ceux obtenus en introduisant les différentes erreurs, on constate, tableau X, que la dispersion alors obtenue est du même ordre de grandeur que lorsque l'indice était 1.33. Pour l'inversion à un paramètre, la longueur d'onde optimum

		θ_o		
		30	45	60
V=5 m/s	θ			
	0	0.0189	0.0009	0.0000
	15	0.0093	0.0003	0.0000
	30	0.0009	0.0000	0.0000
	45	0.0000	0.0000	0.0000
		θ_o		
		30	45	60
V=14 m/s	θ			
	0	0.0341	0.0133	0.0029
	15	0.0273	0.0096	0.0017
	30	0.0132	0.0033	0.0003
	45	0.0033	0.0004	0.0000

TABLEAU VIII : Réflectance spéculaire (VIOLLIER, réf. 35) dans un plan perpendiculaire au plan d'incidence et pour 2 vitesses du vent (5 et 14 ms⁻¹)

λ	0.488	0.550	0.670	0.860	1.6	2.2
$\delta\rho_a^R(\lambda)$	0.04	0.02	0.005	0	0	0
$\delta\rho_s(\lambda)$	0.010	0.015	0.005	0	0	0
$\delta\rho^*(\lambda)$	0.0141	0.0137	0.0098	0.0141	0.0042	0.0045
$\delta\rho_a^P(\lambda)$	0.0641	0.0487	0.0198	0.0141	0.0042	0.0045

TABLEAU IX : Evaluation des différentes erreurs absolues pour chaque canal d'observation.

semble toujours être $0.850 \mu\text{m}$. De même pour l'inversion à deux longueurs d'onde, les couples $0.55 - 1.6 \mu\text{m}$ et $0.55 - 2.2 \mu\text{m}$ permettent d'obtenir la dispersion minimale, ce qui était le cas précédemment (i.e. sans tenir compte de l'erreur). Pour l'inversion à trois longueurs d'onde, l'introduction de l'erreur sur l'estimation de la réflectance atmosphérique intervient sur le niveau de dispersion des résultats qui est augmenté d'un facteur 4 et aussi sur la longueur d'onde centrale d'observation qui passe de $0.550 \mu\text{m}$ à $0.670 \mu\text{m}$. Dans ce cas, l'angle solaire zénithal est de 60° , ce qui reporté dans le tableau VIII, donne une réflectance spéculaire nulle. Regardons ce qui se passe pour un angle solaire zénithal de 30° ($\theta_s = 30^\circ$; $\theta_v = 0^\circ$; $\delta\rho_g = 0.0189$) (tableau X bis).

Il apparaît dans ce cas, pour l'inversion à une longueur d'onde, que l'on passe de $0.850 \mu\text{m}$ (pour $\theta_s = 60^\circ$) à $0.488 \mu\text{m}$ (pour $\theta_s = 30^\circ$) comme longueur d'onde optimum. Hormis ce fait, le type d'effets obtenu par l'introduction d'une incertitude sur la mesure est la même que précédemment : c'est à dire, conservation des longueurs d'onde optimales pour les inversions à un et deux paramètres, tandis que pour l'inversion à trois paramètres, ce sont les bornes extrêmes qui s'écartent de la longueur d'onde centrale.

Pour l'inversion "classique", le fait de considérer les différentes erreurs entre en ligne de compte pour plusieurs paramètres. Tout d'abord sur l'écart quadratique moyen obtenu qui est forcément plus élevé, ensuite sur les valeurs des paramètres caractérisant la granulométrie d'inversion, en particulier sur le rayon efficace qui tend à augmenter, tandis que la variance reste sensiblement la même.

Par contre, le coefficient de dispersion pour cette inversion passe de trois à six pourcents. L'ensemble de ces résultats est regroupé au tableau XI.

Nombre de λ utilisées	d(cf.eq.(15)) sans erreur	λ	d avec erreur	λ
1	0.165	0.550 μm	0.184	0.550 μm
	0.086	0.670 μm	0.091	0.670 μm
	0.053	0.850 μm	0.072	0.850 μm
2	0.040	0.55-0.85 μm	0.044	0.55-0.85 μm
	0.011	0.55-1.6 μm	0.023	0.55-1.6 μm
	0.015	0.55-2.2 μm	0.023	0.55-2.2 μm
3	0.003	0.488-0.55-1.6 μm	0.011	0.488-0.67-1.6 μm
			0.013	0.55-0.67-1.6 μm

TABLEAU X : Comparaison des résultats lorsque l'on tient compte de l'erreur absolue, pour un indice $m = 1.43 \pm i 8.10^{-3}$
 Géométrie d'observation $\theta_S=60^\circ$; $\theta_V=0^\circ$.
 Méthode "directe".

Nombre de λ utilisées	d(cf.éq.(15)) sans erreur	λ	d avec erreur	λ
1	0.108	0.488 μm	0.113	0.488 μm
	0.135	0.555 μm	0.149	0.550 μm
2	0.074	0.488-1.6 μm	0.081	0.488-1.6 μm
	0.078	0.488-2.2 μm	0.084	0.488-2.2 μm
3	0.0082	0.488-0.67-0.85 μm	0.0255	0.488-0.55-1.6 μm
	0.0062	0.67-0.555-0.85 μm	0.0279	0.488-0.55-0.85 μm
				0.0284

TABLEAU X bis : Idem Tableau X, mais pour une géométrie d'observation $\theta_S=30^\circ$; $\theta_V=0^\circ \rightarrow \delta\rho_g = 0.0181$.
 Méthode "directe".

		σ	\bar{r}	v	d
Sans erreur sur la mesure	LN1	1.2 %	0.08	3.	3.2 %
	LN2	2 %	0.8	1.5	
	LN3	1.7 %	0.6	0.3	
Avec erreur sur la mesure	LN1	4 %	0.125	0.4	6.23 %
	LN2	2.7 %	0.8	1.	
	LN3	4 %	0.6	0.4	

TABLEAU XI : Influence de l'erreur absolue sur la mesure pour les paramètres de l'inversion "classique".

Géométrie d'observation $\theta_S=30^\circ$; $\theta_V=0^\circ$.

Prise en compte de la réflexion spéculaire par $\delta\rho_g = 0.0189$ (cf. Tableau VIII).

Indice $m = 1.43 \pm i 8.10^{-3}$

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons développé une approche différente de l'estimation de la variation d'albédo planétaire induite par la présence d'aérosols. Cette estimation pouvant être faite à partir de mesures satellitaires, nous avons essayé de déterminer une méthode à la fois simple et efficace permettant d'accéder à cette variation.

Une première méthode consiste à appliquer l'inversion de mesures d'épaisseur optique à celles de réflectance. Cette méthode reste fiable, mais oblige à la détermination de paramètres intermédiaires. Nous avons donc proposé une seconde méthode, plus directe, dont nous avons testé la fiabilité. Cette méthode semble donner de bons résultats avec une précision correcte. L'ensemble de ces deux méthodes demande à être appliqué à des cas concrets qui permettraient d'en tester l'efficacité.

ANNEXE I

DESCRIPTION DES DIFFERENTES GRANULOMETRIES UTILISEES (réf. 15)

Dans ce qui précède, nous avons utilisé essentiellement des granulométries de type Gamma Standard ou Log-Normal. Nous allons, dans ce paragraphe, donner une description sommaire de ces granulométries.

1) Gamma Standard

La distribution en taille Gamma Standard est définie par :

$$n(r) = C r^{\alpha} \exp(-\beta r) \quad (1)$$

$$\text{avec } \alpha = \frac{1 - 3v}{v} \quad \text{et} \quad \beta = \bar{r} v$$

où \bar{r} est le rayon efficace moyen défini par :

$$\bar{r} = \frac{\int_0^{\infty} \pi r^2 r n(r) dr}{\int_0^{\infty} \pi r^2 n(r) dr} \quad (2)$$

et v la variance définie par :

$$v = \frac{\int_0^{\infty} (r - \bar{r})^2 \pi r^2 n(r) dr}{\bar{r}^2 \int_0^{\infty} \pi r^2 n(r) dr} \quad (3)$$

Nous avons tracé figure A11, le logarithme de cette distribution en fonction du logarithme du rayon pour différentes valeurs du rayon efficace \bar{r} et de la variance v .

2) Log-Normale

La définition de la distribution Log-Normale est la suivante :

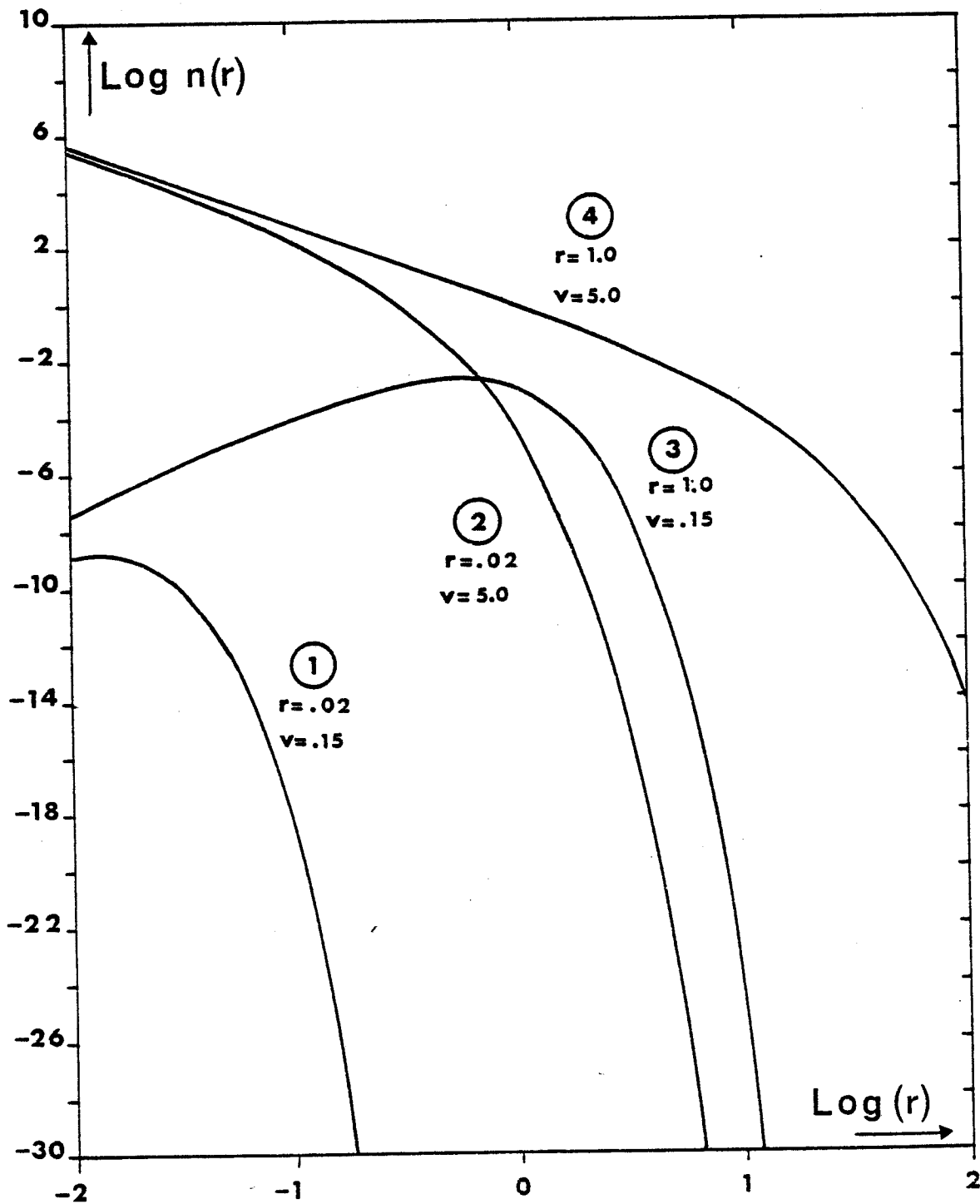


FIGURE A11 : Echantillonnage de granulométries Gamma Standard. Distinction selon le rayon efficace et la variance.

- (1) Petites particules monodispersées,
- (2) Petites particules très dispersées,
- (3) Grosses particules monodispersées,
- (4) Grosses particules très dispersées.

$$n(r) = \frac{C}{r \ln \sigma} \exp - \frac{\ln^2 r/r_g}{2 \ln^2 \sigma} \quad (4)$$

où r_g est le rayon moyen et σ l'écart type.

On peut donner la correspondance entre le rayon efficace et la variance définie précédemment avec r_g et σ . On obtient :

$$\bar{r} = r_g \exp \left(\frac{5}{2} \ln^2 \sigma \right)$$

$$v = \exp (\ln^2 \sigma - 1)$$

De même que pour les distributions Gamma Standard, nous avons représenté graphiquement (fig. A12) la dépendance de la distribution en fonction de la taille des particules, pour les trois types de distribution utilisés dans le chapitre, ainsi que la correspondance entre les différents paramètres de deux modèles de granulométrie (GS et LN).

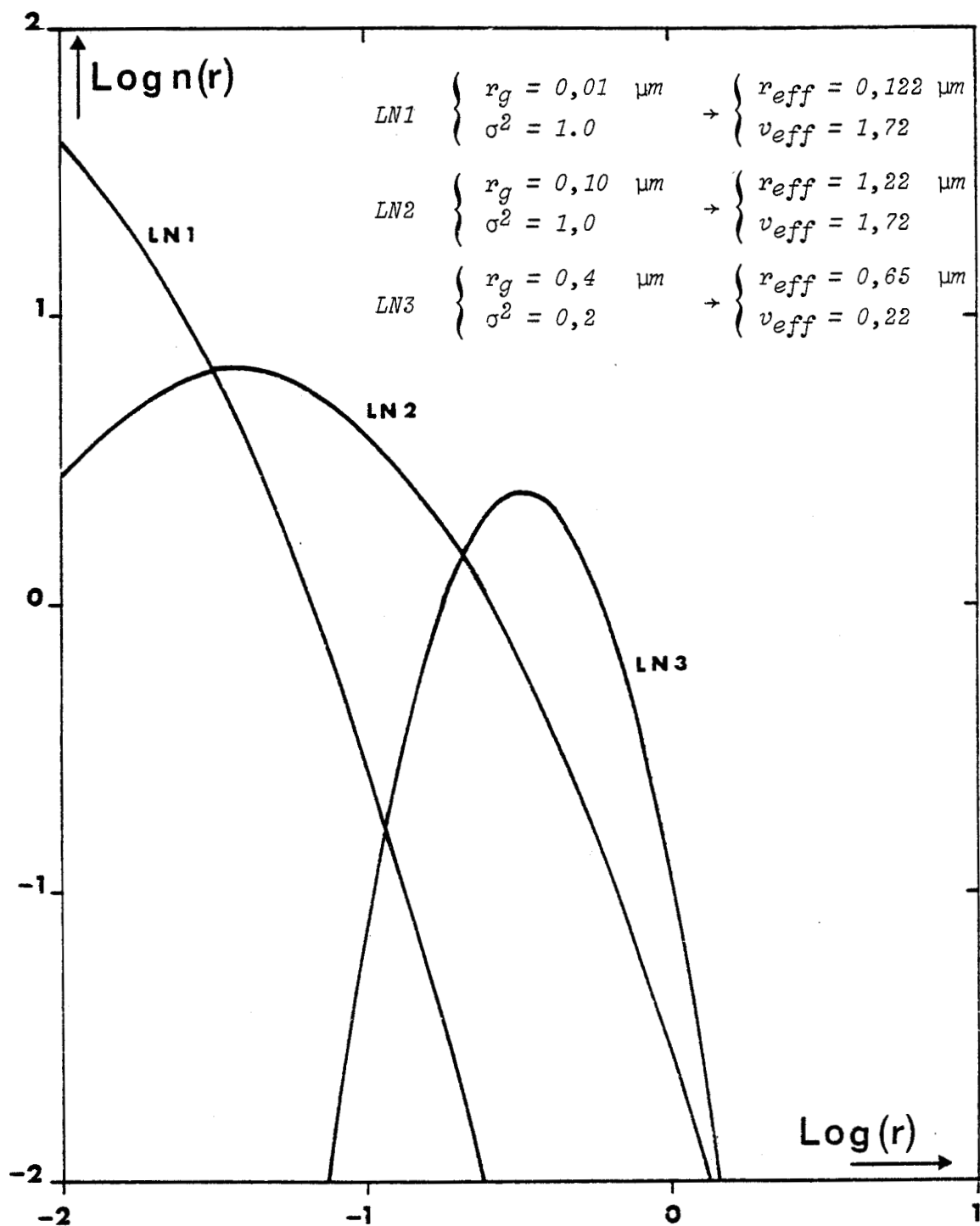


FIGURE A12 : Echantillonnage de granulométries Log-Normale.
Correspondance avec les paramètres de granulométries Gamma Standard.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 - BOX M.A., LO S.Y. (1976)
"Approximate Determination of Aerosols size distributions".
J.A.M., vol. 15, pp. 1068 - 1076.
- 2 - CARLSON T.N., BENJAMIN S.G. (1980)
"Radiative Heating Rates for Saharan Dust".
J.A.S., vol. 37, pp. 193 - 213.
- 3 - CARLSON T.N., WENDLING P. (1977)
*"Reflected Radiance mesured by NOAA 3 VHRR as a function of
Optical depth for Saharan dust"*.
J.A.M., vol. 16, pp. 1368 - 1371.
- 4 - CHAHINE M.T. (1970)
*"Inverse problems in radiative transfer. Determination of atmos-
pheric parameters"*.
J.A.S., vol. 27, pp. 960 - 967.
- 5 - COAKLEY J.A., CESS R.D., YUREVICH F.B. (1983)
*"The Effect of Tropospheric Aerosols on the Earth's Radiation Budget.
A Parametrization for Climate Models"*.
J.A.S., vol. 40, pp. 140 - 138.
- 6 - CHARLSON R.J., PILAT M.J. (1969)
"Climate : the influence of Aerosols".
J.A.M., vol. 8, pp. 1001 - 1002.
- 7 - FRASER R.S. (1976)
"Satellite Measurements of Mass of Sahara Dust in the Atmosphere".
App. Opt., vol. 15, n° 10, pp. 2471 - 2479.
- 8 - GRIGGS M. (1979)
*"Satellite Observations of Atmospheric Aerosols During the EOMET
Cruise"*.
J.A.S., vol. 36, pp. 695 - 698.

- 9 - HARSHVARDHAN, CESS R.D. (1976)
"Stratospheric Aerosols : Effect upon Atmospheric Temperature and Global Climate".
Tellus, vol. 1, pp. 1 - 10.
- 10 - HERMAN B.M., BROWNING S.R. (1975)
"The effects of Aerosols on the Earth-Atmosphere Albedo".
J.A.S., vol. 32, pp. 1430 - 1445.
- 11 - KAUFMAN Y.J., JOSEPH J.H. (1982)
"Determination of Surfaces Albedos and Aerosol Extinction Characteristics from Satellite Imagery".
J.G.R., vol. 87, n° C2, pp. 1287 - 1299.
- 12 - KOEPKE P., QUENZEL H. (1979)
"Turbidity of the Atmosphere Determined from Satellite : Calculation of Optimum Viewing Geometry".
J.G.R., vol. 84, n° C12, pp. 7847 - 7856.
- 13 - KOEPKE P., QUENZEL H. (1981)
"Turbidity of the Atmosphere Determined from Satellite : Calculation of the Optimum Wavelength".
J.G.R., vol. 86, n° C10, pp. 9801 - 9805.
- 14 - KAUFMAN Y.J. (1979)
"Effect of the Earth's Atmosphere on Contrast for Zenith Observation".
J.G.R., vol. 84, n° C6, pp. 3165 - 3172.
- 15 - LENOBLE J., BROGNIEZ C. (1984)
"A Comparative Review of Radiation Aerosol Models".
Beitr. Phys. Atm., vol. 57, n° 1, pp. 1 - 20.

- 16 - LUTHER F.M. (1976)
"Relative Influence of Stratospheric Aerosols on Solar and Longwave Radiatives Fluxes for a Tropical Atmosphere".
J.A.M., vol. 15, pp. 951 - 955.
- 17 - MEKLER Y., QUENZEL H., OHRING G., MARCUS I. (1977)
"Relative Atmospheric Aerosol Content from ERTS Observations".
J.G.R., vol. 82, n° 6, pp. 967 - 970.
- 18 - MEKLER Y., KAUFMAN Y.J. (1980)
"The Effect of the Earth's Atmosphere on Contrast Reduction for a Nonuniform Surface Albedo and "Two-Halves" Field".
J.G.R., vol. 85, n° C7, pp. 4067 - 4083.
- 19 - NORTON C.C., MOSHER F.R., HINTON B., MARTIN D.W., SANTEK D.,
KUHLLOW W. (1980)
"A Model for Calculating Desert Aerosol Turbidity over the Oceans from Geostationary Satellite Data".
J.A.M., vol. 19, n° 6, pp. 633 - 645.
- 20 - ODELL A.P., WEINMAN J.R. (1975)
"The Effect of Atmospheric Haze on Images of the Earth's Surface".
J.G.R., vol. 80, n° 36, pp. 5035 - 5040.
- 21 - OTTERMAN J., FRASER R.S., BAHETHI O.P. (1982)
"Characterization of Tropospheric Desert Aerosols at Solar Wavelengths by Multispectral Radiometry from Landsat".
J.G.R., vol. 87, n° C2, pp. 1270 - 1278.
- 22 - RASOOL S.I., SCHNGIDER S.H. (1971)
"Atmospheric Carbon Dioxide and Aerosols Effects of Large increases on global climate".
J.A.S., vol. 36, pp. 1587 - 1607.

- 23 - RUSSEL P.B., LIUINGSTON, UTHE E.E. (1979)
"Aerosol-Induced Albedo Change : Measurement and Modeling of an Incident".
J.A.S., vol. 36, pp. 1587 - 1607.
- 24 - SCHNEIDER S.H. (1971)
"A comment on "Climate" : the Influence of Aerosols".
J.A.M., vol. 10, pp. 840 - 841.
- 25 - WELCH R.M., COX S.K., KONDRATEV K.Y. (1981)
"Determination of vertical profiles of aerosol size spectra from Aircraft Radiative Flux Measurements".
J.G.R., vol. 86, pp. 9795 - 9800.
- 26 - YAMAMOTO G., TANAKA M. (1972)
"Increase of Global Albedo Due to Air Pollution".
J.A.S., vol. 29, n° 8, pp. 1405 - 1412.
- 27 - ATWATER M.A. (1970)
"Planetary Albedo Changes due to Aerosols".
Science, vol. 170, pp. 64 - 66.
- 28 - GRASSEL H. (1971)
"Determination of aerosol size distributions from spectral attenuation measurements".
App. Opt., vol. 10, pp. 2534 - 2538.
- 29 - KING M.D., BYRNE D.M., HERMAN B.M., REAGAN J.A. (1978)
"Aerosol Size Distributions obtained by Inversion of Spectral Optical Depth Measurements".
J.A.S., vol. 35, pp. 2153 - 2167.

- 30 - KURIYAN J.G., PHILLIPS D.H., CHAHINE M.T. (1974)
"Multispectral extinction measurements to deduce the complex refractive index and size distribution of aerosol particles".
J.A.S., vol. 31, pp. 2233 - 2236.
- 31 - SANTER R., HERMAN M. (1983)
"Particle size distributions from forward scattered light, using the CHAHINE inversion scheme".
App. Opt., vol. 22, pp. 2294.
- 32 - SANTER R. (1984)
"Caractérisation des aérosols à partir de la polarisation du rayonnement solaire diffusé. Application aux atmosphères de la Terre, de Vénus et de Saturne".
Thèse d'Etat, Lille.
- 33 - TOMASI C., PRODI F., SENTIMENTI M., CESARI G. (1983)
"Multiwavelength sun-photometers for accurate measurements of atmospheric extinction in the visible and near I-R".
App. Opt. vol. 22, pp. 622 - 630.
- 34 - WEIMAN J.A., TWITHY J.Y., BRONNING S.R., HERMAN B.R. (1975)
"Derivation of phase functions from multiply scattered sunlight transmitted through a hazy atmosphere".
J.A.S., vol. 32, pp. 577 - 583.
- 35 - VIOLLIER M. (1980)
"Télé-détection des concentrations de seston et pigment chlorophyllien contenus dans l'océan".
Thèse d'Etat, Lille.
- 36 - LENOBLE J., TANRE D., DESCHAMPS P.Y., HERMAN M. (1982)
"A Simple Method to Compute the Change in Earth-Atmosphere Radiative Balance due to a Stratospheric Aerosol Layer, Part I : Theoretical formulation".
J.A.S., vol. 39, n° 11, pp. 2565 - 2576.

CONCLUSION

Nous avons vu qu'une modélisation simple permettait d'accéder aux phénomènes de diffusion dûs à la présence d'aérosols.

La prise en compte des phénomènes prépondérants dans la mesure du signal satellitaire tels que la diffusion et l'absorption nous a permis de définir l'ordre de grandeur des perturbations de la mesure des propriétés intrinsèques d'une cible. Le choix de formulations simples pour l'expression de ces phénomènes permet, lors d'applications à des expériences spatiales (Thematic Mapper et Haute Résolution Visible), une estimation des phénomènes de diffusion avec une bonne précision.

La mise en évidence des effets d'environnement par des observations satellitaires a permis la mise en forme d'une méthode purement satellitaire de correction des effets atmosphériques. La faisabilité de cette méthode demandant à être validée par des mesures sol simultanées aux observations satellitaires. Les premiers résultats obtenus permettent d'espérer une bonne fiabilité de cette méthode.

La validité du formalisme permettant d'estimer l'influence des aérosols sur le bilan radiatif à partir de mesures satellitaires semble bonne, mais demande à être appliquée au cas concret de visées océaniques. Une étude de faisabilité nous a permis de déterminer quelle précision on peut espérer obtenir dans le cadre de telles observations. Une amélioration notable demandant à être apportée sur la précision des mesures.

Ces deux derniers points, permettant à partir d'observation purement satellitaires, d'obtenir (i) une méthode de correction des effets atmosphériques, (ii) une estimation de l'effet radiatif sur la bilan global de la planète, demandent à être validés par une campagne de mesures sol et satellite simultanées qui permettrait de préciser les limites de ces méthodes.

**TITRE DE LA THESE : INFLUENCE DE L'ATMOSPHERE SUR LES MESURES SATELLITAIRES
SIMULATION ET INVERSION**

RESUME :

La modélisation simple prenant en compte les phénomènes prépondérants dans la mesure du signal satellitaire permet de définir l'ordre de grandeur des perturbations dues principalement à la diffusion par les aérosols et à l'absorption par les gaz atmosphériques (H_2O , CO_2 , O_3 ,...). Une estimation de ces phénomènes a été faite dans le cadre de deux expériences spatiales, Thematic Mapper sur Landsat 5 et Haute Résolution Visible sur Spot 1. L'étude d'images obtenues par l'expérience Thematic Mapper a permis, à partir de la comparaison des signaux satellitaires de différents types de cible, la mise en évidence d'effets d'environnement. La quantification de ces effets et leur prise en compte dans la modélisation du signal nous a conduit à mettre en forme une méthode purement satellitaire de corrections atmosphériques.

Nous avons développé un formalisme permettant à partir de l'estimation de la variation d'albédo planétaire induite par la présence d'aérosols, de quantifier l'impact de ces aérosols sur le bilan radiatif.

Les différentes méthodes permettant de décrire ce formalisme sont basées sur l'inversion de mesures multispectrales de réflectances (simulées pour différents capteurs satellitaires tels que : METEOSAT, AVHRR, TM). Une estimation de la précision obtenue sur la détermination de la variation d'albédo planétaire a été faite.

MOTS CLES

- Télédétection
- Diffusion
- Aérosols
- Modélisation
- Albédo Planétaire
- Inversion (Méthode d')

