

50376  
1976  
142

N° d'ordre 610

50376

1976

142

# THESE

*présentée à*

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES  
ET TECHNIQUES DE LILLE

*pour obtenir le titre de*

DOCTEUR DE SPÉCIALITÉS

*par*

Michel VIOLLIER

\*

CONTRIBUTION A L'ETUDE

DU RAYONNEMENT RETRODIFFUSE PAR L'OCEAN

APPLICATION A LA TELEDETECTION

DE LA CHLOROPHYLLE



*Soutenue le 8 octobre 1976 devant la Commission d'examen*

*Membres du Jury*

M. VERGER	Président
Mme LENOBLE	Rapporteur
M. RICHARD	Examineur
M. CREPON	Membre invité
M. MONGET	Membre invité



*A mes Parents.*

*Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Optique Atmosphérique de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, sous la direction de Madame LENOBLE, Professeur, à qui je tiens à adresser mes remerciements pour les constants encouragements et les précieux conseils qu'elle m'a donnés.*

*Je tiens à remercier Messieurs VERGER, RICHARD et CREPON qui ont accepté de juger mon travail, témoignant ainsi de l'intérêt qu'ils portent aux travaux du laboratoire.*

*Je remercie Monsieur MONGET qui m'a permis d'approcher les nombreux aspects de la télédétection au Laboratoire de Ressources Terrestres de l'Ecole des Mines de Paris.*

*Je remercie tous les chercheurs du Laboratoire d'Optique Atmosphérique ; sans leur expérience à la fois dans les domaines pratiques et théoriques, ce travail n'aurait pu être accompli.*

*Des remerciements plus particuliers s'adressent à Messieurs DESCHAMPS et LECOMTE, car les résultats décrits dans ce rapport représentent le fruit de leur travail d'équipe.*

*Messieurs BENZ, GONZALEZ, PANHALEUX et VERWAERDE m'ont apporté leur compétence technique et en informatique, qu'ils en soient remerciés, de même tous les membres du personnel technique de l'U.E.R. de Physique.*

*Je remercie aussi les chercheurs de l'O.R.S.T.O.M. qui ont effectué les études de l'environnement pour les missions au Cap Lopez et le personnel du groupe Interthon qui a collaboré au bon déroulement de ces opérations.*

- SOMMAIRE -

\* \* \*

**INTRODUCTION**

**CHAPITRE I - CALCUL THEORIQUE DU TRANSFERT RADIATIF DANS L'OCEAN**

1. INTRODUCTION
2. LES CONDITIONS AUX LIMITES PROPRES A L'OCEAN
  - a) Notation.
  - b) Les facteurs de réflexion.
  - c) Transformation de la valeur de l'éclairement du rayonnement solaire direct.
  - d) Transformation de la valeur des luminances.
  - e) Transformation du flux.
3. RAPPELS SUR L'EQUATION DU TRANSFERT RADIATIF
4. LES FONCTIONS DE PHASE RETENUES
5. LES ORDRES SUCCESSIFS DE DIFFUSION
6. METHODES DES PRINCIPES D'INVARIANCE
7. PRESENTATION DES RESULTATS
  - a) Répartition spatiale des luminances.
  - b) Variation de l'albédo en fonction de l'angle d'incidence du soleil.
  - c) Les flux dans l'océan en fonction de la profondeur.
8. RECHERCHE D'UNE FORMULE APPROXIMANT L'ALBEDO
9. CONCLUSION

**CHAPITRE II - L'INFLUENCE DE LA CHLOROPHYLLE SUR L'ALBEDO DE RETRODIFFUSION**

1. INTRODUCTION ET RAPIDE BILAN DES TRAVAUX ANTERIEURS
2. RAPPELS DES DONNES CONCERNANT LES COEFFICIENTS DE DIFFUSION
3. LES DIVERSES CONTRIBUTIONS AU COEFFICIENT D'ABSORPTION
4. ALBEDO DE RETRODIFFUSION, FONCTION DE LA LONGUEUR D'ONDE
5. ETUDE DES EFFETS PERTURBATEURS
  - a) Incertitude sur l'absorption de l'eau.
  - b) Présence de substances jaunes.
  - c) Particules absorbantes.
  - d) Cas d'un milieu inhomogène.
  - e) Effet de l'altitude d'observation.
6. CONCLUSION ET PERSPECTIVES D'AVENIR

### **CHAPITRE III - CONCEPTION DE LA MESURE ET APPAREIL**

1. INTRODUCTION
2. LE PROBLEME DE LA REFLEXION DE SURFACE
3. LE CHOIX DE LA METHODE DE MESURE
  - a) Mesure d'éclairement.
  - b) Mesure de luminance.
  - c) Cas d'un ciel clair.
  - d) Cas d'un ciel couvert.
4. DESCRIPTION DU RADIOMETRE
5. OPERATION D'ETALONNAGE
6. CONCLUSION

### **CHAPITRE IV - RESULTATS DE L'OPERATION CAP LOPEZ 1975**

1. INTRODUCTION
2. QUELQUES EXEMPLES DE MESURES
  - a) Mesure de l'éclairement descendant.
  - b) Exemple d'albédos obtenus par mesure de luminance.
  - c) Exemple d'albédos obtenus par mesure d'éclairement.
3. LES LIMITES DE LA PRECISION DES RESULTATS
4. DEROULEMENT DE L'OPERATION
5. REMARQUES SUR LA PRESENTATION DES RESULTATS
6. ANALYSE DES CARTES
7. CONCLUSION

### **CHAPITRE V - PREMIERS RESULTATS DE L'OPERATION CAP LOPEZ 1976**

1. INTRODUCTION
2. PRESENTATION ET ANALYSE DES CARTES
3. MESURES IN SITU DE CHLOROPHYLLE
4. MESURES A DES ALTITUDES DIFFERENTES
5. CONCLUSION

### **CONCLUSION**

### **ANNEXE I - APPLICATION DE L'ANALYSE DES CORRESPONDANCES A L'ETUDE DES SPECTRES DE REFLEXION DE L'OCEAN**

### **ANNEXE II - NOTIONS SOMMAIRES D'OCEANOGRAPHIE BIOLOGIQUE**

### **REFERENCES**

## — INTRODUCTION —

Depuis plusieurs années, sous l'égide du C.N.E.X.O., une équipe du Laboratoire d'Optique Atmosphérique participe aux opérations de radiométrie infra-rouge, menées par l'O.R.S.T.O.M., au large des côtes équatoriales africaines. La zone du Cap Lopez, est étudiée particulièrement, car il y apparaît régulièrement un cycle d'enrichissement en chlorophylle lié à une diminution de la température de l'océan (Réf. 1). Il était intéressant de compléter les relevés de température par l'étude de la répartition spatiale de la chlorophylle. C'est ainsi que nous avons été amenés à aborder ce problème de télédétection.

De nombreux travaux ont été consacrés à la télédétection de la chlorophylle. Pour une bonne part, ils s'inspirent des conclusions de C.S. YENTSCH (Réf. 2). En 1960, celui-ci mesure les coefficients d'absorption de la chlorophylle extraite de plantes marines. Il montre que la présence de chlorophylle déplace, du bleu vers le vert, le minimum de transparence de l'eau de mer et suggère que la couleur de l'océan est étroitement liée à sa teneur en chlorophylle.

A une époque, où beaucoup considèrent que la vie dans les océans est un capital qu'il est indispensable de mieux exploiter, ces efforts sont pleinement justifiés car la chlorophylle est à la base de la chaîne de production biologique. Par ailleurs, un événement a apporté un regain d'intérêt à ces expériences, c'est l'essor des techniques de télédétection qui ont trouvé dans le satellite, un support idéal. Ainsi les satellites dits «de ressources terrestres» se multiplient, et en 1978, la N.A.S.A. lancera le satellite Nimbus G à buts spécifiquement océanographiques.

Ce sont, pour notre part, divers aspects à la fois théoriques et expérimentaux de la télédétection à basse altitude que nous allons développer ici. L'aspect théorique consiste en des applications à l'océan du problème de transfert de la lumière. Il faut souligner, que jamais aucun travail n'avait autant bénéficié des expériences, apparemment disjointes, de deux équipes de notre laboratoire, d'une part les océanographes, et d'autre part les théoriciens, étudiant le transfert radiatif dans les atmosphères planétaires. Quant à l'aspect expérimental de notre travail, il apparaîtra dans la description des résultats de l'opération Cap Lopez 75, et d'une partie de ceux de Cap Lopez 76 (Réf. 3, 4). Nous verrons que son originalité essentielle consiste dans le développement d'une méthode qui a permis la réalisation de mesures indépendantes de la couverture nuageuse. Cela était nécessaire, car il est d'observation courante que c'est le reflet des nuages qui amène les changements les plus apparents de la couleur de l'océan.

On trouvera en annexe l'exposé de l'application de l'analyse statistique aux spectres de réflexion. Ce travail a été réalisé au Laboratoire de Ressources Terrestres de l'Ecole de Mines de Paris. Une annexe plus brève décrit quelques notions sommaires d'océanographie biologique.

**- CHAPITRE I -**

**CALCUL THEORIQUE DU TRANSFERT RADIATIF DANS L'OCEAN**

1) INTRODUCTION

Certains auteurs (Kattawar, Plass, Réf. 5) couplent les deux milieux atmosphère et océan. Cette solution est théoriquement la plus juste, mais, pour des raisons de simplicité, à la fois dans les calculs et dans l'interprétation des résultats, nous n'avons considéré que l'océan, en supposant le rayonnement atmosphérique connu et en introduisant seulement les relations de passage et de réflexion à l'interface, nous réservant pour le chapitre II la possibilité d'appliquer aux mesures "avion" des corrections dues à l'atmosphère. Ces calculs sont donc comparables à ceux entrepris ces dernières années par Gordon et Brown (Réf. 6, 7, 8) et par L. Prieur (Réf. 9) qui n'ont considéré, eux aussi, qu'un seul milieu. Evidemment un modèle de calcul est toujours une approximation du milieu réel, ainsi, par exemple, nous ne prenons pas en compte l'effet des vagues en considérant plane la surface de l'océan, et, bien que nos calculs puissent être utilisés pour l'étude d'un milieu inhomogène, les résultats présentés dans ce chapitre sont relatifs à un milieu optiquement homogène. Un tel milieu est défini à la longueur d'onde  $\lambda$  par la connaissance des coefficients d'absorption  $a_\lambda$  et de diffusion  $b_\lambda$ . Le coefficient d'atténuation est égal à la somme des précédents

$$c_\lambda = a_\lambda + b_\lambda.$$

Rappelons que les caractéristiques du rayonnement rétrodiffusé dépendent alors de la fonction de phase  $p_\lambda(\theta)$  qui représente la fraction de lumière déviée d'un angle  $\theta$ , et de l'albédo pour une diffusion

$$\omega_{o_\lambda} = \frac{b_\lambda}{a_\lambda + b_\lambda}$$

C'est essentiellement au niveau des données que les calculs de transfert radiatif dans l'océan diffèrent de ceux concernant l'atmosphère :  $\omega_o$  est éloigné de 1, souvent inférieur à 0,8, et  $p(\theta)$  présente de très fortes valeurs aux petits angles.

Nous présenterons quelques cas de luminances et de flux diffusés au sein même de l'océan ; c'est un domaine d'étude que l'on pourrait étendre mais qui ne nous a servi qu'à tester notre modèle, car le but de notre étude était avant tout l'aide à l'interprétation des mesures de télédétection, et nous insistons surtout sur les résultats concernant essentiellement la répar-

tition spatiale du rayonnement rétrodiffusé et sa valeur en fonction de  $\omega_0$ , de  $p(\theta)$  et des conditions d'éclairage, en particulier de la hauteur du soleil.

## 2) LES CONDITIONS AUX LIMITES PROPRES A L'OCEAN

### a) Notation

Toute variable concernant une grandeur définie dans l'atmosphère sera repérée par l'indice supérieur A ; l'absence de cet indice indique une grandeur définie dans l'océan. Ainsi l'angle d'incidence du rayonnement solaire repéré par rapport au zénith sera noté  $\theta_0^A$ , et son cosinus  $\mu_0^A$  ; l'angle réfracté correspondant sera  $\theta_0$ , son cosinus  $\mu_0$ . L'indice optique de réfraction de l'eau par rapport à l'air sera noté n.

### b) Les facteurs de réflexion

Les lois de Fresnel établissent les valeurs des facteurs de réflexion pour les composantes parallèle et perpendiculaire au plan de réflexion

$$R_{\parallel} = \left[ \frac{\operatorname{tg}(\theta_0^A - \theta_0)}{\operatorname{tg}(\theta_0^A + \theta_0)} \right]^2, \quad (1)$$

$$R_{\perp} = \left[ \frac{\sin(\theta_0^A - \theta_0)}{\sin(\theta_0^A + \theta_0)} \right]^2. \quad (2)$$

En développant ces expressions à l'aide de

$$\sin \theta_0^A = n \sin \theta_0, \quad (3)$$

on obtient leurs valeurs, fonction uniquement de l'angle d'incidence  $\theta_0^A$

$$R_{\parallel}(\theta_0^A) = \frac{n^2 - \sin^2 \theta_0^A + n^4 \cos^2 \theta_0^A - 2 n^2 \cos \theta_0^A \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_0^A}}{n^2 - \sin^2 \theta_0^A + n^4 \cos^2 \theta_0^A + 2 n^2 \cos \theta_0^A \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_0^A}}, \quad (4)$$

$$R_{\perp}(\theta_o^A) = \frac{n^2 + \cos^2 \theta_o^A - \sin^2 \theta_o^A - 2 \cos \theta_o^A \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_o^A}}{n^2 + \cos^2 \theta_o^A - \sin^2 \theta_o^A + 2 \cos \theta_o^A \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_o^A}} \quad (5)$$

En supposant la lumière incidente non polarisée, le facteur de réflexion total est égal à

$$R^A(\theta_o^A) = \frac{R_{\perp}(\theta_o^A) + R_{\parallel}(\theta_o^A)}{2} \quad (6)$$

Du côté océan, il existe un angle d'incidence limite  $\theta_L$  tel que

$$\theta_L = \text{arc sin} \left( \frac{1}{n} \right), \quad (7)$$

et au-delà duquel le rayonnement diffusé vers le haut subira une réflexion totale. Pour les angles d'incidence  $\theta$  inférieurs à  $\theta_L$ , il y a une réflexion partielle suivant le facteur de réflexion  $R(\theta)$ . Le changement de milieu revient à faire utiliser la valeur inverse de  $n$  dans l'équation 3, donc

$$R(\theta) = R^A(\theta^A); \quad (8)$$

$R(\theta)$  et  $R^A(\theta)$  sont représentés sur la figure I-1, pour  $n = 1,33$ . Nous avons utilisé cette valeur dans tous les calculs. L'indice de l'eau est en effet constant pour la partie visible du spectre. L'angle limite est alors égal à  $48,75^\circ$ .

c) Transformation de la valeur de l'éclairement du rayonnement solaire direct.

Etudions le passage à l'interface d'un pinceau de lumière parallèle. Il produit un éclairement sur une surface normale à la direction incidente égal à  $\pi F^A$  juste au-dessus de la surface, et égal à  $\pi F$  juste en-dessous.  $\pi F$  est plus petit que  $\pi F^A$  pour deux raisons. D'une part il faut soustraire de  $\pi F^A$  la part réfléchie. D'autre part, en incidence oblique, il faut tenir compte que le rayonnement réfracté est moins incliné et appliquer une correction qui est égale au rapport des cosinus. Ainsi on a la relation

$$\pi F = (1 - R^A(\theta_o^A)) \frac{\mu_o^A}{\mu_o} \pi F^A \quad (9)$$

d) Transformation de la valeur des luminances.

Supposons, dans la mer, une source de rayonnement diffus, de luminance  $I(\theta)$ . Le rayonnement issu d'un point de la source, se propageant dans la direction  $\theta$ , à l'intérieur d'un angle solide  $d\Omega = d\theta \sin \theta d\varphi$ , éclaire une surface horizontale d'aire égale à l'unité d'un flux  $I(\theta) \mu d\Omega$ . Après réflexion, ce rayonnement se retrouve orienté dans la direction  $\theta^A$ , et à l'intérieur d'un cône plus ouvert, d'angle solide  $d\Omega^A = d\theta^A \sin \theta^A d\varphi$ . Le flux reçu par une surface horizontale semble dû à une source de luminance  $I^A(\theta^A)$  et il est égal à  $I^A(\theta^A) \mu^A d\Omega^A$ . Compte-tenu qu'une part est perdue par réflexion, la conservation du flux énergétique sur une surface horizontale conduit à la relation

$$I(\theta) = (1 - R^A(\theta^A)) \frac{\mu^A}{\mu} \frac{d\theta^A}{d\theta} \frac{\sin \theta^A}{\sin \theta} I^A(\theta^A) \quad (10)$$

Compte-tenu de l'équation (3) et de sa dérivée

$$\mu^A d\theta^A = n \mu d\theta, \quad (11)$$

on obtient la relation

$$I(\theta) = (1 - R^A(\theta^A)) n^2 I^A(\theta^A). \quad (12)$$

e) Transformation du flux.

Juste sous la surface le flux remontant s'écrit

$$\phi = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I(\theta, \varphi) \cos \theta \sin \theta d\varphi d\theta, \quad (13)$$

et au dessus

$$\phi^A = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I^A(\theta_o^A, \varphi) \cos \theta^A \sin \theta^A d\varphi d\theta^A. \quad (14)$$

En changeant la variable  $\theta^A$  en  $\theta$ , on obtient

$$\phi^A = \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_L} (1 - R(\theta)) I(\theta, \varphi) \cos \theta \sin \theta \, d\varphi \, d\theta. \quad (15)$$

La comparaison des équations (13) et (15) montre que la relation entre  $\phi$  et  $\phi^A$  dépend de la répartition spatiale de  $I$ , et qu'une formule de passage ne peut-être trouvée.

### 3) RAPPELS SUR L'EQUATION DU TRANSFERT RADIATIF

Géométriquement on considère l'océan comme un milieu plan parallèle. Dans ces conditions, un point  $M$  sera repéré par sa cote  $z$ , et une direction  $\vec{S}$  par  $\mu = \cos \theta$  et par  $\varphi$ .

Comme, dans le visible, l'émission thermique est négligeable, et que nous ignorons les autres types d'émission, l'équation de transfert, réalisant les valeurs des luminances  $I$ , s'écrit

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu, \varphi)}{d\tau} = I(\tau, \mu, \varphi) - \frac{\omega_0}{4\pi} P(\mu, \varphi; \mu_0, \varphi_0) \pi F e^{\tau/\mu_0} - \frac{\omega_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} p(\mu, \varphi; \mu', \varphi') I(\tau, \mu', \varphi') \, d\mu' \, d\varphi'; \quad (18)$$

la variable est l'épaisseur optique de la couche comprise entre la surface et la profondeur  $-z$

$$\tau = \int_{-z}^0 c(z) \, dz; \quad (19)$$

$\tau_1$  est l'épaisseur optique totale du milieu. On reconnaît les deux paramètres annoncés en I-1

$\omega_0$ , et la fonction de phase  $p$ .

$\pi F$  est l'éclairement solaire sur une surface perpendiculaire à la direction de propagation (cf équation 9). Bien que l'indice  $\lambda$  soit omis, tous ces paramètres dé-

pendent de la longueur d'onde.

Les conditions aux limites qui permettront de résoudre l'équation (18) seront :

a) le fond noir, donc

$$I(\tau_1; \mu > 0, \varphi) = 0. \quad (20)$$

$\tau_1$  sera pris grand, ce qui correspond à un fond à profondeur infinie.

b) à la surface, il y a la réflexion partielle ou totale du rayonnement diffusé remontant ; en plus, comme la diffusion atmosphérique n'est pas prise en compte, on va introduire son effet, en introduisant la luminance  $I_{\text{ciel}}^A$  de la voûte céleste (supposée isotrope) qui est vue dans l'océan dans un cône d'ouverture  $\theta_L$ , avec une luminance

$$I_{\text{ciel}} = I_{\text{ciel}}^A n^2 (1 - R^A(\theta^A)). \quad (21)$$

Ainsi la condition à la surface s'écrira

$$I(0, \mu < 0, \varphi) = R(\theta) \cdot I(0, +|\mu|, \varphi) + I_{\text{ciel}} \left[ 0, \mu (-1 < \mu < -|\mu_L|), \varphi \right]. \quad (22)$$

Nous utilisons l'habituel développement limité à l'ordre L de la fonction de phase en polynôme de Legendre

$$P(\theta) = \sum_{\ell=0}^L \beta_{\ell} P_{\ell}(\mu), \quad (23)$$

et la décomposition en série de Fourier de I

$$I(\tau, \mu, \varphi) = \sum_{s=0}^L (2 - \delta_{0s}) I_s \cos s(\varphi - \varphi_0), \quad (24)$$

ce qui a pour effet de transformer (18) en L + 1 équations indépendantes de  $\varphi$

$$\begin{aligned} \mu \frac{dI_s(\tau, \mu)}{d\tau} = I_s(\tau, \mu) - \frac{\omega_0}{4} F e^{\tau/\mu_0} \sum_{\ell=1}^L \beta_{\ell} P_s^{\ell}(\mu) P_s^{\ell}(\mu_0) \\ - \frac{\omega_0}{2} \sum_{\ell=s}^L \beta_{\ell} P_s^{\ell}(\mu) \int_{-1}^{+1} P_s^{\ell}(\mu') I_s(\tau, \mu') d\mu'. \end{aligned} \quad (25)$$

La résolution numérique de ces équations a été effectuée suivant deux méthodes (ordres successifs et principes d'invariance). Les luminances dans l'océan à la profondeur zéro sont transformées d'après l'équation (12).

L'expression du flux (équation 14) se simplifie

$$\phi_A = 2\pi \int_0^1 I_{S=0}^A (\mu^A) \mu^A d\mu^A . \quad (26)$$

Nous utiliserons par la suite l'albédo de rétrodiffusion A, rapport du rayonnement sortant de l'océan au rayonnement incident

$$A = \frac{\phi^A}{\pi F^A \mu^A + \pi I_{ciel}^A} . \quad (27)$$

#### 4) LES FONCTIONS DE PHASE RETENUES

a) Pour les données relatives à la fonction de phase, nous nous sommes inspirés des conclusions de l'article de A. Morel (Réf. 10) ; il y est montré que de nombreuses mesures in situ permettent de considérer la fonction de diffusion des eaux de mer comme la somme d'une fonction de type "diffusion moléculaire" s'écrivant

$$\beta_o(\theta) = \beta_o(90^\circ) (1 + 0,84 \cos^2 \theta) \quad (28)$$

et d'une fonction très asymétrique, de forme relativement constante, due aux particules en suspension ; cela permet d'écrire la fonction de phase sous la forme

$$p(\theta) = \frac{b_o p_o(\theta) + b_p p_p(\theta)}{b} , \quad (29)$$

avec  $b = b_o + b_p ; \quad (30)$

$b_0$  et  $p_0(\theta)$  sont relatifs à la diffusion moléculaire,  $b_p$  et  $p_p(\theta)$  à la diffusion par les particules.

A. Morel utilise le coefficient angulaire normalisé  $\bar{\beta}(\theta)$ , ne différant de  $p(\theta)$  que par le critère de normalisation

$$\int_{\text{espace}} \bar{\beta}(\theta) d\Omega = 1, \quad (31)$$

au lieu de 
$$\int_{\text{espace}} p(\theta) d\Omega = 4\pi; \quad (31.a)$$

donc 
$$p(\theta) = 4\pi \bar{\beta}(\theta) \quad (32)$$

La table II, (page 3. 1 - 12) du même article montre les valeurs d'une indicatrice "type" des particules.

La fonction  $p_p(\theta)$  que nous utiliserons est calquée sur cette table. Nous avons simplement interpolé aux angles  $\theta$  qui nous convenaient, les valeurs sont exposées dans le tableau I-1; elles sont tracées en coordonnées semi-logarithmiques sur la figure I-2.

Pour les variations avec la longueur d'onde nous suivrons l'hypothèse que  $b_p$  suit une loi en  $\lambda^{-1}$ . Nous conviendrons de repérer la turbidité de l'eau par la valeur de  $b_p$  à 500 nm.

Ainsi 
$$b_p(\lambda) = \frac{b_p(500 \text{ nm}) \times 500}{\lambda}, \quad \lambda \text{ en nm} \quad (33)$$

Pour  $b_0$ , la loi en  $\lambda^{-4,3}$  a été suivie, avec utilisation des valeurs de la table I, page 3. 1 - 9, de l'article de A. Morel. Exemple : à 500 nm,  $b_0 = 28,8 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{-1}$

En prenant des valeurs différentes pour  $b_0$  et  $b_p$  dans l'équation (29), nous avons systématiquement adapté  $p(\theta)$  à la longueur d'onde et la turbidité.

b) Calcul des  $\beta_\ell$ ; troncature de la fonction.

Grâce aux propriétés d'orthogonalité des polynômes de Legendre  $P_\ell(\mu)$ , les coefficients  $\beta_\ell$  du développement (23) s'expriment par

$$\beta_\ell = \frac{2\ell + 1}{2} \int_{-1}^{+1} p(\mu) P_\ell(\mu) d\mu \quad (34)$$

1.9  
**TABLEAU I.1**  
 ~~~~~

| cos $\theta$ | p ( $\theta$ ) | cos ( $\theta$ ) | p ( $\theta$ ) |
|--------------|----------------|------------------|----------------|
| - 0,9993     | 0,1180         | 0,0244           | 0,0271         |
| - 0,9963     | 0,0944         | 0,0730           | 0,0295         |
| - 0,9910     | 0,0767         | 0,1215           | 0,0330         |
| - 0,9833     | 0,0649         | 0,1695           | 0,0354         |
| - 0,9733     | 0,0531         | 0,2174           | 0,0389         |
| - 0,9610     | 0,0425         | 0,2647           | 0,0448         |
| - 0,9464     | 0,0378         | 0,3113           | 0,0496         |
| - 0,9296     | 0,0330         | 0,3572           | 0,0578         |
| - 0,9105     | 0,0271         | 0,4023           | 0,0637         |
| - 0,8893     | 0,0260         | 0,4464           | 0,0708         |
| - 0,8660     | 0,0236         | 0,4894           | 0,0802         |
| - 0,8406     | 0,0224         | 0,5313           | 0,0968         |
| - 0,8133     | 0,0212         | 0,5719           | 0,1180         |
| - 0,7840     | 0,0189         | 0,6112           | 0,1416         |
| - 0,7528     | 0,0177         | 0,6490           | 0,1534         |
| - 0,7199     | 0,0165         | 0,6852           | 0,1888         |
| - 0,6852     | 0,0165         | 0,7199           | 0,2714         |
| - 0,6490     | 0,0165         | 0,7528           | 0,3304         |
| - 0,6112     | 0,0165         | 0,7840           | 0,3894         |
| - 0,5719     | 0,0165         | 0,8133           | 0,5074         |
| - 0,5313     | 0,0165         | 0,8406           | 0,6609         |
| - 0,4894     | 0,0165         | 0,8660           | 0,8261         |
| - 0,4464     | 0,0177         | 0,8893           | 1,0975         |
| - 0,4023     | 0,0177         | 0,9105           | 1,5341         |
| - 0,3572     | 0,0177         | 0,9296           | 2,2422         |
| - 0,3113     | 0,0189         | 0,9464           | 3,31           |
| - 0,2647     | 0,0201         | 0,9610           | 4,49           |
| - 0,2174     | 0,0212         | 0,9733           | 7,10           |
| - 0,1696     | 0,0224         | 0,9833           | 11,83          |
| - 0,1215     | 0,0236         | 0,9910           | 27,20          |
| - 0,0730     | 0,0248         | 0,9963           | 94,62          |
| - 0,0244     | 0,0260         | 0,9993           | 496,74         |



La normalisation de la fonction (équation 31.a) entraîne

$$\beta_0 = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} p(\mu) \cdot l \, d\mu = 1. \quad (34.a)$$

Les  $\beta_\mu$  sont calculés suivant l'équation (34); les intégrales sont obtenues par quadrature de Gauss sur les 64  $\mu$  du tableau précédent. Un développement en 64  $\beta_\mu$  permet une parfaite restitution des différentes  $p(\theta)$  pour les angles correspondants. Deux calculs suivant la méthode des ordres successifs ont été réalisés dans ces conditions. Les temps de calcul et les réserves de mémoires étaient importants. C'est pourquoi, pendant de nombreuses exploitations systématiques, nous avons employé la méthode suivante, appelée troncature, habituellement utilisée dans les calculs effectués au laboratoire.

La fonction de phase est rendue moins pointue, les valeurs très élevées de  $p(\theta)$  entre 0 et 18° sont supprimées, et remplacées par d'autres extrapolées suivant une loi en  $e^{-\alpha\theta}$ .

Par exemple pour  $p_p(\theta)$ , les dernières valeurs seront :

| cos $\theta$ | $p_p(\theta)$ |
|--------------|---------------|
| 0,9464       | 3,0017        |
| 0,9610       | 4,0183        |
| 0,9733       | 5,3791        |
| 0,9833       | 7,2001        |
| 0,9910       | 9,6362        |
| 0,9963       | 12,8916       |
| 0,9993       | 17,2173       |

et remplaceront celle du tableau I.1, voir figure I-2.

De cette façon, d'après l'équation (23), on trouve que le premier coefficient est

$$\beta_0^* < 1$$

en l'occurrence  $\beta_0^* \approx 0,3$  pour  $p_p(\theta)$ .

Ceci signifie que les 2/3 des photons ne sont plus diffusés, qu'ils doivent être considérés comme directement transmis. Pour retrouver des résultats équivalents avec une fonction normalisée, il faut diminuer le coefficient de diffusion  $b$  dans le rapport  $\beta_0^*$ , donc remplacer  $\omega_0$  et  $\tau$  par

$$\omega_o^* = \frac{\omega_o \left(1 - \frac{A}{2}\right)}{1 - \frac{\omega_o A}{2}}, \quad (34.c)$$

$$\tau^* = \tau \left(1 - \omega_o \frac{A}{2}\right), \quad (34.d)$$

$$\text{où} \quad A = 2(1 - \beta_o^*). \quad (34.e)$$

L'intérêt de l'opération est que la nouvelle fonction est beaucoup moins pointue à l'avant et que son développement nécessite un nombre plus petit de  $\beta_\ell$ . Les programmes de calculs portant sur 12 ou 14 angles, et 28  $\beta_\ell$  seront très allégés.

Outre le cas de la fonction  $p_p(\theta)$ , uniquement particule (fig. I.2), deux exemples de la restitution de  $p(\theta)$  grâce à un développement suivant 28  $\beta_\ell$  sont donnés sur les figures I.3 et I.4.

Le premier cas est celui où la diffusion moléculaire renforce nettement la partie arrière, cas d'une eau claire. Le second correspond à une autre très turbide. Voici leurs caractéristiques :

| Figure | $\lambda$ (nm) | $b_p$ (500)<br>( $m^{-1}$ ) | $b_o$ ( $m^{-1}$ )   | $b$ ( $m^{-1}$ ) | $b_o/b_p$ | B     |
|--------|----------------|-----------------------------|----------------------|------------------|-----------|-------|
| 3      | 450            | 0,05                        | $4,54 \cdot 10^{-3}$ | 0,0555           | 0,082     | 0,048 |
| 4      | 550            | 0,3                         | $1,93 \cdot 10^{-3}$ | 0,273            | 0,007     | 0,015 |

B est le coefficient de rétrodiffusion ("backward") défini par Gordon (Réf. 6).

$$B = 2\pi \int_{\pi/2}^{\pi} p(\theta) \sin \theta \, d\theta \quad (34.f)$$

On remarque que la restitution est bonne sur la Figure 3, mauvaise pour la partie arrière figure 4.

L'utilisation d'un développement en 28 termes, insuffisant pour restituer la forme exacte des fonctions de phase très asymétriques, conduit à des résultats approchés pour les valeurs des luminances. Cependant on peut penser que dans les intégrations qui donnent les flux, les écarts se compensent.

Dans quelques cas testés, l'écart entre les résultats avec développement complet, puis limité à 28 termes, est inférieur à 4 %.

### 5) LES ORDRES SUCCESSIFS DE DIFFUSION

Cette méthode de calcul a été choisie parce qu'elle est bien adaptée aux cas des eaux de mer où le  $\omega_0$  est éloigné de 1. D'autre part les conditions aux limites propres à l'océan (Equation 12) ont pu y être facilement introduites. En plus la méthode permet de traiter des milieux inhomogènes. Y. Fouquart (Réf. 11 et 12) a étudié la méthode et l'a rendue opérationnelle sur ordinateur.

En omettant l'indice s, et en regroupant les termes du second membre sous la forme d'une fonction source J, l'équation (25) s'écrit

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = I(\tau, \mu) - J(\tau, \mu). \quad (35)$$

La méthode consiste à décomposer le rayonnement diffus sous la forme

$$I(\tau, \mu) = \sum_{n=1}^{\alpha} I^{(n)}(\tau, \mu). \quad (36)$$

où  $I^{(n)}$  représente la luminance due au rayonnement ayant subi n diffusions. L'intégration de (35), compte tenu de (20), conduit à la valeur suivante concernant le rayonnement remontant

$$I^{(n)}(\tau, \mu) = \frac{1}{\mu} \int_{\tau}^{\tau_1} J^{(n)}(\tau', \mu) e^{-\frac{\tau' - \tau}{\mu}} d\tau'. \quad (37)$$

L'expression de la fonction source est claire ; ainsi  $J^{(1)}$  fonction source associée à la première diffusion est égale à

$$J^{(1)}(\tau, \mu) = \frac{\omega_0}{4} P(\mu, \mu_0) F e^{\tau/\mu_0}; \quad (38)$$

(p sous entend  $p^s(\mu, \mu_0) = \sum_{\ell=s}^L \beta_{\ell} p_s^{\ell}(\mu) p_s^{\ell}(\mu_0)$ )

$$\text{et } J^{(n)}(\tau, \mu) = \frac{\omega_0}{2} \int_{-1}^{+1} p(\mu, \mu') I^{(n-1)}(\tau, \mu') d\mu'. \quad (39)$$

Or à cause de l'interface, il n'y a pas que  $I^{(n-1)}(\tau, \mu')$  qui est susceptible de diffuser au niveau  $\tau$  pour former la nouvelle source de rayonnement  $J^n(\tau, \mu)$ . Il y a aussi, pour les directions descendantes  $\mu'$  (valeur négative),

$$I^{(n-1)}(0, -\mu') \cdot R(\theta') \cdot e^{\tau/\mu'}$$

c'est-à-dire l'intensité remontant dans la direction  $(-\mu')$ , réfléchié suivant  $(+\mu')$ , arrivant au niveau  $\tau$  affaiblie par le facteur  $e^{\tau/\mu'}$ .

En conclusion il faut ajouter à  $J^{(n)}(\tau, \mu)$  de l'équation (39) un terme supplémentaire :

$$J_R^n(\tau, \mu) = \frac{\omega_0}{2} \int_{-1}^0 p(\mu, \mu') R(\theta) I^{(n-1)}(0, -\mu') e^{\tau/\mu'} d\mu' \quad (40)$$

$$R(\theta) = 1 \text{ si } \theta > \theta_L.$$

L'effet du rayonnement du ciel peut s'introduire facilement ; la fonction source de la diffusion primaire de ce rayonnement est égal à

$$J_c^{(1)}(\tau, \mu) = \frac{\omega_0}{2} \int_{-1}^{\mu_L} p(\mu, \mu') I_{\text{ciel}}(\tau, \mu') d\mu', \quad (41)$$

$$\text{avec } I_{\text{ciel}}(\tau, \mu') = I_{\text{ciel}}^A(\mu'^A) \cdot n^2 \cdot (1 - R(\theta')) \cdot e^{\tau/\mu'}. \quad (41.a)$$

Pratiquement, nous avons introduit ce terme en l'ajoutant à  $J^{(n)}(\tau, \mu)$ , mais naturellement une seule fois (contrairement à  $J_R^{(n)}(\tau, \mu)$ ), au niveau de la diffusion secondaire.

Les intégrales entre  $-1$  et  $+1$  sont calculées par quadrature de Gauss ; 12 points de Gauss ont été utilisés lorsque la fonction de phase est tronquée et développée avec 28  $\beta l$  ; 2 calculs ont été réalisés avec 32 points de Gauss pour une fonction non tronquée développée en 64  $\beta l$ . (cf I, 4, b)

L'épaisseur optique totale est prise égale à 20.

Notons que les luminances sont réellement calculées à toutes les profondeurs.

## 6) METHODE DES PRINCIPES D'INVARIANCE

La condition aux limites représentée par l'équation (22), s'introduit encore plus naturellement avec cette méthode qui consiste à calculer une matrice de réflexion diffuse  $D(\vec{s}, \vec{s}_0)$ . Grâce à celle-ci, on calcule le rayonnement remontant pour un éclairage incident égal à  $\pi F$ , puis on l'applique à la partie réfléchie du rayonnement remontant considérée comme nouvelle source d'éclairage ; on itère plusieurs fois jusqu'à ce que la contribution de la  $n$ -ième réflexion soit négligeable. Du point de vue calcul numérique la méthode est plus légère que les ordres successifs, elle nécessite moins de réserves de mémoires car ne sont calculées que les luminances à la surface. En plus les flux et albédos pour différentes directions d'incidence  $\vec{s}_0$ , que l'on peut choisir, sont calculés simultanément. Les principes de la méthode sont exposés par J. Lenoble (Réf. 12) dans un rapport où sont comparées diverses méthodes de calculs.

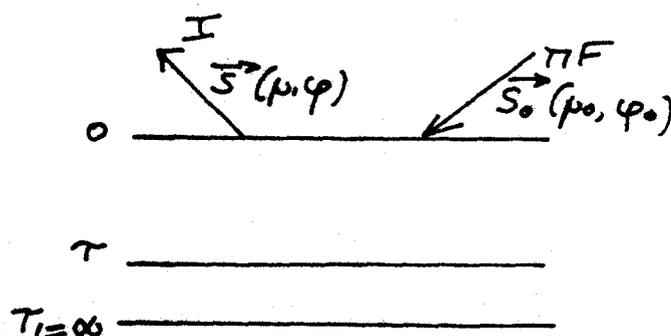
Rappelons les équations essentielles ; on cherche la fonction de réflexion  $D(\mu \varphi ; \mu_0 \varphi_0)$  définie par

$$I(0 ; \mu \varphi, \mu_0 \varphi_0) = \frac{\mu_0}{4\pi(\mu + \mu_0)} D(\mu \varphi ; \mu_0 \varphi_0) \pi F ; \quad (45)$$

$\pi F$  est l'éclairement du rayonnement solaire provenant de la direction

$$\vec{s}_0 = (\mu_0, \varphi_0) ;$$

$I(0 ; \mu \varphi, \mu_0 \varphi_0)$  est la luminance dans la direction  $\vec{s} = (\mu, \varphi)$ , et à la surface (profondeur optique nulle), due à la rétrodiffusion du rayonnement précédent.



En développant la fonction de phase en série de polynômes de Legendre, on peut développer la fonction D sous la forme

$$D(\mu, \varphi, \mu_0, \varphi_0) = \sum_{s=0}^L (2 - \delta_{0s}) \cos s(\varphi - \varphi_0) D^s(\mu, \mu_0). \quad (46)$$

On utilise le principe d'invariance qui consiste à décomposer la couche  $\tau_1$  en deux  $\tau$  et  $(\tau_1 - \tau)$ , et à exprimer que l'intensité remontante au niveau  $\tau$  peut être considérée comme la réflexion par la sous couche  $(\tau_1 - \tau)$  du rayonnement diffusé par la sous couche  $\tau$ .

Le passage à la limite  $\tau = 0$  et l'introduction de  $D^s(\tau; \mu, \mu_0)$  dans l'équation de transfert (équation 25) permettent de faire apparaître  $D^s$  dans une équation intégrale non linéaire

$$\begin{aligned} D^s(\mu, \mu_0) = & \omega_0 \sum_{\ell=s}^L \left[ (-1)^{\ell+s} \beta_{\ell} P_{\ell}^{\ell}(\mu) P_{\ell}^{\ell}(\mu_0) \right. \\ & + \frac{\mu_0}{2} \beta_{\ell} P_{\ell}^{\ell}(\mu) \int_0^1 P_{\ell}^{\ell}(\mu') D^s(\mu', \mu_0) \frac{d\mu'}{\mu' + \mu_0} \\ & + \frac{\mu}{2} \beta_{\ell} P_{\ell}^{\ell}(\mu_0) \int_0^1 P_{\ell}^{\ell}(\mu') D^s(\mu, \mu') \frac{d\mu'}{\mu' + \mu} \\ & \left. + \frac{\mu \mu_0}{4} (-1)^{\ell+s} \beta_{\ell} \int_0^1 P_{\ell}^{\ell}(\mu'') D^s(\mu, \mu'') \frac{d\mu''}{\mu'' + \mu_0} \int_0^1 P_{\ell}^{\ell}(\mu') D^s(\mu', \mu_0) \frac{d\mu'}{\mu' + \mu_0} \right]. \end{aligned} \quad (47)$$

On résout cette équation par itération à partir de la première approximation

$$D_1^{(s)}(\mu, \mu_0) = \omega_0 \sum_{\ell=s}^L (-1)^{\ell+s} \beta_{\ell} P_{\ell}^{\ell}(\mu) P_{\ell}^{\ell}(\mu_0). \quad (48)$$

Les intégrales entre 0 et 1, apparaissant dans (47), sont calculées par la méthode de Gauss.

La fonction  $D^S(\mu, \mu_0)$  est calculée et présentée sous la forme d'un tableau symétrique à deux dimensions. Les directions  $\mu$  sont celles des angles de la quadrature de Gauss et éventuellement des directions choisies à priori.

On calcule alors la composante  $I^S$  de l'intensité ressortant

$$I^S(0, \mu, \mu_0) = \frac{\mu_0}{4(\mu + \mu_0)} D^S(\mu, \mu_0) F \quad (51)$$

L'effet des réflexions partielle et totale à l'interface peut être facilement calculé à partir de  $I(0, \mu, \varphi; \mu_0, \varphi_0)$  et de  $D(\mu, \mu_0)$ . Il suffit de calculer l'intensité  $I^+(0, \mu', \varphi', \mu_0, \varphi_0)$  réfléchiée dans la direction  $(\mu', \varphi')$  par les éclairages incidents supplémentaires  $R(\mu) I(0, \mu, \mu_0)$  provenant de chaque direction  $\mu$  de l'espace, ce qui donne

$$I^+(0, \mu', \varphi'; \mu_0, \varphi_0) = \int_0^{2\pi} \int_0^1 \frac{\mu}{4\pi(\mu' + \mu)} D(\mu', \mu) R(\mu) I(0, \mu, \mu_0, \varphi_0) d\mu d\varphi. \quad (53)$$

Si on développe en série de Fourier  $D$  et  $I$  nous aboutissons à

$$I^+(0, \mu', \varphi', \mu_0, \varphi_0) = \sum_s 2\pi (2 - \delta_{0s}) \cos s(\varphi - \varphi_0) \int_0^1 \frac{\mu}{4\pi(\mu' + \mu)} D^S(\mu', \mu) R(\mu) I^S(0, \mu, \mu_0) d\mu. \quad (56)$$

C'est-à-dire que la  $s$ -ième composante de  $I^+$  a pour valeur

$$I^{+s}(0; \mu', \mu) = \frac{1}{2} \int_0^1 \frac{\mu}{\mu' + \mu} D^S(\mu', \mu) R(\mu) I(0, \mu, \mu_0) d\mu. \quad (57)$$

Comme annoncé au début du paragraphe,  $I^+$  est ajouté à  $I$ , et on itère l'opération. En général la contribution due à une deuxième réflexion est négligeable devant  $I$ .

Il reste à montrer comment la méthode peut s'adapter aux conditions d'éclairage diffus. On fait l'approximation de considérer ce rayonnement indépendant de l'azimut. On note sa luminance dans la direction par  $I_{\text{ciel}}^A(\mu_0^A)$ . Dans l'océan, le ciel est vu avec une luminance égale à

$$I_{\text{ciel}}(\mu_0) = (1 - R(\mu_0)) I_{\text{ciel}}^A(\mu_0^A) n^2 \quad (58)$$

qui est nulle en dehors du cône de réfraction. L'intensité réfléchie dans une direction  $(\mu\varphi)$  sera

$$I(0, \mu, \varphi) = \int_0^{2\pi} \int_0^1 D(\mu\varphi, \mu_0\varphi_0) \frac{\mu_0}{4\pi(\pi + \mu_0)} I_{\text{ciel}}(\mu_0) d\mu_0 d\varphi_0. \quad (59)$$

La symétrie en azimut entraîne le maintien de la seule composante

$s = 0$

$$I(0, \mu, \varphi) = 2\pi \int_0^1 D^\circ(\mu, \mu_0) \frac{\mu_0}{4\pi(\mu + \mu_0)} I_{\text{ciel}}(\mu_0) d\mu_0 \quad (60)$$

$$= 2 \int_0^1 I_c(0, \mu, \mu_0) d\mu_0, \quad (61)$$

avec

$$I_c(0, \mu, \mu_0) = \frac{\mu_0}{4(\mu + \mu_0)} D^\circ(\mu, \mu_0) I_{\text{ciel}}(\mu_0), \quad (62)$$

déjà calculé par (51), et qu'il suffit d'intégrer.

7) PRESENTATION DES RESULTATSa) Répartition spatiale des luminances

Les figures I-5 à I-9 montrent les variations de la luminance du rayonnement rétrodiffusé suivant les directions  $\theta$  d'observation. ( $\theta = 0$  correspond à la direction zénithale)

Figure I.5 : On met en évidence l'effet de réflexion sous la surface dans le cas d'une incidence normale ( $\theta_0 = 0$ ). Pour le même éclairage incident  $\pi F = \pi$  sous la surface, les valeurs des luminances dans l'océan sont représentées pour deux valeurs de  $\omega_0$  : 0,85 et 0,52. Dans les deux cas la même fonction de phase a été utilisée, correspondant à une eau légèrement trouble [ $b_0/b_p = 0,021$  ;  $B = 0,0214$ ]. On remarque que pour  $\omega_0 = 0,85$  la présence de l'interface contribue à augmenter le rayonnement rétrodiffusé ; l'effet devient appréciable pour  $\theta > \theta_L$ . Pour le rayonnement qui ressort réellement ( $\theta < \theta_L$ ) l'augmentation d'environ 2 % (valeur exacte entre 22° et 28°) compense donc exactement la perte préalablement subie sur la surface extérieure. Ce n'est pas le cas pour  $\omega_0 = 0,52$ , où l'effet est négligeable.

Figure I.6 : Les 5 courbes ont des définitions analogues à celles de la figure précédente. Ainsi, les courbes 2 et 3 représentent les luminances dans la mer, la courbe 3 ne prenant pas en compte la réflexion interne. Il y a cependant une nuance dans la méthode de calcul ; contrairement aux cas de la figure I.5, les résultats sont relatifs au même éclairage incident dans l'air, c'est-à-dire que les 2 % de pertes par réflexion sur la face extérieure ont été préalablement ôtés dans le cas "avec réflexion". Cela veut dire que l'effet de réflexion sur la face interne est quantitativement plus important, puisqu'il compense et dépasse les 2 %. Cela s'explique par le fait que la fonction de phase utilisée est à tendance nettement moléculaire

$$\frac{b_0}{b_p} = 0,0683 ; B = 0,0430 .$$

La courbe 5 est la transformée dans l'air de la courbe 2. Entre les deux, il y

a approximativement le rapport  $n^2$ , sauf aux grands angles, où la transmission  $(1 - R(\theta))$  tend à s'annuler à  $90^\circ$ .

Outre la fonction de phase, l'albédo de diffusion  $\omega_0 = 0,784$  a été choisi pour que ce cas puisse correspondre au rayonnement rétrodiffusé à  $475 \mu\text{m}$  par une mer très claire, d'après les données que nous exposerons dans le Chapitre II. Les courbes 1 et 4 sont relatives à un éclairage dû à la somme d'un éclairage parallèle et d'un éclairage diffus suivant la proportion existant approximativement à  $475 \mu\text{m}$  c'est-à-dire

$$\pi F = 1575 \text{ W.m}^{-2} \cdot \mu\text{m}^{-1} \text{ (Moon . Réf. 13)}$$

$$\pi I_{\text{ciel}} = 200 \text{ W.m}^{-2} \cdot \mu\text{m}^{-1} \text{ (Deirmendjian et Sekera . Réf. 14).}$$

Le cas de ces 5 courbes a servi de test pour comparer les deux méthodes de calculs : ordres successifs et principe d'invariante. L'accord est satisfaisant; parce qu'il permet le choix des angles, le second programme a permis de préciser l'allure des courbes entre  $0^\circ$  et  $7^\circ$  et entre  $70^\circ$  et  $90^\circ$ . Tous ces résultats ont été obtenus suivant la procédure simplifiée : fonction de phase tronquée,  $28 \beta l$ , 12 angles de calcul. Les points forment les courbes continues présentées, mais fluctuent de part et d'autre du tracé des courbes avec des écarts pouvant atteindre 5 %.

Figure I.7 : Les cas d'une eau claire et d'une eau turbide sont montrés. Le cas de l'eau claire est identique au précédent

$$b_0/b_p = 0,0683 \quad , \quad B = 0,043 \quad , \quad \omega_0 = 0,784 \quad ,$$

et la courbe est identique à la courbe 4 de la figure précédente. Pour l'autre cas on a

$$b_0/b_p = 0,013 \quad , \quad B = 0,013 \quad , \quad \omega_0 = 0,705 \quad .$$

Suivant les valeurs et conventions décrites dans le chapitre II, ces valeurs peuvent correspondre à deux cas à  $475 \mu\text{m}$ , le premier  $0 \text{ mg/m}^3$  de Chlorophylle et  $b_p(500) = 0,05 \text{ m}^{-1}$ , le second  $2 \text{ mg/m}^3$  de Chl et  $b_p(500) = 0,3 \text{ m}^{-1}$ .

Retenons de ce graphique qu'une eau turbide présentera une diffusion légèrement plus anisotrope, due à la prépondérance de la diffusion primaire et à la plus grande anisotropie de la fonction  $p(\theta)$  elle-même.

Figure I.8 : C'est le cas où l'éclairage n'est dû qu'à un rayonnement diffus et isotrope, cas par exemple d'un ciel présentant une couverture nuageuse dense et uniforme.

Caractéristique :

$$\omega_0 = 0,93 \quad , \quad \frac{b_0}{b_p} = 0,041 \quad , \quad B = 0,0310.$$

L'interface apporte une modification considérable à cause de l'éclairage diffus, mais aussi de la très grande valeur de  $\omega_0$ . Nous remarquons que le rayonnement rétrodiffusé est dans ce cas parfaitement isotrope, sauf sans doute pour  $\theta > 70^\circ$ . Mais le résultat le plus important concerne la valeur de l'albédo : on trouve un albédo de  $6,35 \cdot 10^{-2}$ , le même cas relatif à un éclairage parallèle à incidence normale conduit à un chiffre quasi-identique  $6,46 \cdot 10^{-2}$ . Nous rejoignons les conclusions de Gordon et Brown (Réf. 6).

Figure I.9 : C'est le cas d'une incidence oblique,  $\theta_0 = 25^\circ$ . Les caractéristiques optiques sont

$$\omega_0 = 0,906 \quad , \quad \frac{b_0}{b_p} = 0,00614 \quad , \quad B = 0,015.$$

Les temps de calculs sont nettement plus longs dans le cas d'une incidence oblique, et nous avons donc utilisé un développement en 28 polynômes de Legendre. Nous avons retrouvé en conséquence des points assez variables parmi lesquels nous avons tracé les courbes présentées. La précision attendue est de l'ordre de 5 %, c'est-à-dire que les fluctuations de la courbe  $\varphi = \pi/2$  par exemple sont à peine discernables. L'imprécision est encore beaucoup plus grande sur l'importance de la "pointe arrière" de diffusion de la courbe  $\varphi = 0$ .

Il s'agit des variations de la luminance du rayonnement rétrodiffusé observé dans l'océan dans différents plans faisant avec le plan solaire un angle  $\varphi$ . On note que la pointe arrière s'efface peu à peu lorsqu'on s'éloigne du plan  $\pi$ . On note ainsi vers  $\theta = 90^\circ$  les très grandes valeurs des luminances dans les plans proches de  $\varphi = 0$ , dues à la réflexion totale. Ce cas peut correspondre à l'océan à la longueur d'onde 525 nm.  $\pi F^A$  a été adopté à cette longueur d'onde, d'où les unités notées en ordonnées.

Figure I.10 : Bien que ce ne soit pas utile directement pour le but que nous poursuivons, c'est-à-dire la télédétection, nous présentons sur cette figure les luminances du rayonnement diffusé vers le haut et vers le bas, à l'intérieur de l'océan, pour trois profondeurs. Il nous a paru intéressant de comparer les résultats de nos calculs avec ceux d'une mesure in situ. C'est pourquoi nous reproduisons à côté une figure tirée du traité d'océanographie de A. Ivanoff (Réf. 15). Pour faciliter la comparaison nous avons aussi normalisé nos résultats à une valeur de l'intensité remontante. Nous avons adapté les données du calcul pour qu'elles correspondent à la longueur d'onde de 500 nm et à un ciel clair, avec soleil au zénith (contrairement au cas des luminances mesurées, où l'incidence du soleil est légèrement oblique). On peut noter que les ordres de grandeur sont respectés, et que la discontinuité à l'angle limite ne s'observe réellement qu'à faible profondeur. La comparaison doit s'arrêter là, puisque, d'une part les caractéristiques optiques du site ne sont pas connues, et que d'autre part le récepteur, qui a permis les mesures, a capté non seulement le rayonnement diffusé, mais aussi le rayonnement solaire directement transmis et légèrement dispersé par les vagues.

b) Variation de l'albédo en fonction de l'angle d'incidence du soleil.

Rappelons que l'expression albédo sous-entend dans ce chapitre "albédo de rétrodiffusion" défini par (27), et qu'il n'est pas égal à l'albédo qui sera réellement mesuré. (réflexion à ajouter). Tous nos calculs aboutissent à la même conclusion : l'albédo de rétrodiffusion est indépendant de la hauteur du soleil sauf évidemment pour les très fortes inclinaisons.

Le Tableau I.2 donne les résultats du cas

$$\omega_0 = 0,69 \quad , \quad \frac{b_0}{b_p} = 0,092 \quad , \quad B = 0,0529.$$

Le calcul pour  $\theta = 0$  a été obtenu par les ordres successifs, les autres par la méthode principes d'invariance.

TABLEAU 1.2  
 ~~~~~

$\theta_0$ (degrés)	Albédo (à multiplier par $10^{-2}$ )
0	1,96
8,9	1,91
14,9	1,92
20,6	1,92
32,7	1,93
33,8	1,93
45,6	1,94
51,7	1,93
60,2	1,90
67,6	1,80
80,24	1,34
88	0,3
88,6	0,62

Cette uniformité des résultats jusqu'à  $\theta_0 = 60^\circ$ , à peine moins bonne jusqu'à  $70^\circ$ , est à rapprocher du fait que les albédos sont quasi-identiques dans les cas d'éclairages diffus et parallèles, et de la même conclusion apportée par L. Prieur (Réf. 9), qui a testé différentes répartitions d'éclairages.

c) Les flux dans l'océan en fonction de la profondeur.

De même que la répartition spatiale des luminances à l'intérieur de l'océan, les valeurs des flux descendants et ascendants à toutes profondeurs ne nous intéressent pas directement pour la télédétection ; nous présentons cependant quelques résultats qui peuvent servir à confirmer les fondements des calculs.

En appelant  $F_d \downarrow$  le flux diffusé vers le bas,  $F_d \uparrow$  le flux diffusé vers le haut, et en tenant compte du flux directement transmis, l'expression du flux net est égal à

$$F = \pi F e^{-\tau} + F_d \downarrow - F_d \uparrow . \quad (64)$$

En fait, les calculs effectués avec des fonctions de phase "tronquées" aboutissent à un flux  $F_d^* \downarrow$  plus petit que  $F_d \downarrow$ , on en tient compte en modifiant le flux transmis :

$$F = \pi F_e^{-\tau^*} + F_d^* \downarrow - F_d \uparrow \quad [\tau^* \text{ voir équation (34 d)}] \quad (65)$$

Les trois cas étudiés peuvent correspondre aux longueurs d'onde 425 nm, 450 nm et 600 nm, pour des eaux claires caractérisées par  $b_p(500) = 0,05 \text{ m}^{-1}$  suivant les données et conventions que nous décrirons au deuxième Chapitre. La figure I.11 correspond au cas 450 nm, les logarithmes népériens de  $F$ ,  $F_d^* \downarrow$  et  $F_d \uparrow$  sont représentés en fonction de la profondeur.

On remarque :

1 - Qu'à grande profondeur les courbes représentant les flux diffus tendent à devenir des droites parallèles dont la pente doit être identifiée au coefficient  $K$  d'atténuation diffuse, prévu par le régime asymptotique.

2 -  $F_d^* \downarrow$  présente un maximum à faible profondeur ; et la somme de  $F_d^* \downarrow$  et du flux directement transmis conduit à des valeurs de  $F$  dont les logarithmes forment une droite, à peine légèrement courbée, prolongeant celle du régime asymptotique de  $F_d \downarrow$ .

Les deux autres cas aboutissent à des conclusions semblables.

Les courbes  $\pi F_e^{-\tau^*}$ ,  $\pi F_e^{-\tau}$  et  $\pi F_e^{-az}$  sont tracées pour servir de comparaison. Le décalage pour  $z = 0$  entre ces courbes et celle de  $F$  correspond à l'éclairement par le rayonnement solaire diffus qu'on a utilisé en terme supplémentaire dans les calculs de  $F$ .

On sait qu'en régime asymptotique, il existe une relation entre  $\frac{K}{c}$  et  $\frac{b}{c}$ , (cf M. Herman (Réf. 16)).

L. Prieur et A. Morel (Réf. 17) ont étudié cette relation dans le cas d'une eau de mer, et ont conclu à un bon accord avec des résultats expérimentaux.

Nos résultats théoriques sont en assez bon accord avec cette relation. En effet, pour trois cas de longueur d'onde, nous avons tiré la valeur  $K$  de la pente de  $\ln(F)$  en fonction de la profondeur. Nous les comparons aux autres données dans le tableau ci-dessous

$\lambda$ (en nm)	$a$ ( $m^{-1}$ )	$b$ ( $m^{-1}$ )	$K_1$ ( $m^{-1}$ )	$K_2$ ( $m^{-1}$ )	$b/c$	$K_1/c$	$K_2/c$
425	0,029	0,065	0,037	0,039	0,69	0,39	0,41
450	0,0155	0,061	0,021	0,024	0,80	0,27	0,31
600	0,185	0,042	0,19	0,18	0,18	0,84	0,79

( $K_1$  et  $K_2$  sont les valeurs de  $K$ , respectivement aux faibles et aux plus grandes profondeurs).

Nous avons reporté ces résultats sur la figure I.12, qui est le graphique  $\frac{K}{c}$  en fonction de  $\frac{b}{c}$  tiré du rapport de L. Prieur. L'accord est moyen pour le cas 600 nm.

Il est par contre très bon pour les deux autres cas (pour les points relatifs à  $K_2$ ).

Nous retiendrons de ces résultats assez réalistes, qu'ils confirment le modèle d'approximation : l'utilisation d'une fonction de phase très fortement tronquée et les modifications du milieu optique ( $\omega_0^*$  et  $\tau^*$ ) qui en découlent.

## 8) RECHERCHE D'UNE FORMULE APPROXIMANT L'ALBEDO

Dès que les modifications aux programmes de calcul furent au point, et qu'un certain nombre de résultats, décrits précédemment, bien établis, nous nous sommes livrés à une exploitation systématique. De nombreux cas furent étudiés, qui correspondent, pour des longueurs d'ondes différentes, à des eaux de turbidité et de teneur au chlorophylle variables. Les résultats seront décrits dans le Chapitre II. Pour guider l'interprétation des mesures de l'opération Cap Lopez 75, les cas des quatre longueurs d'onde du radiomètre prototype furent plus particulièrement étudiés. Ce faisant, nous sommes en possession d'une collection d'une centaine de résultats permettant la recherche d'une formule d'approximation reliant l'albédo aux données des calculs, c'est-à-dire  $\omega_0$  et  $p(\theta)$ . Plus précisément, imitant la démarche de Gordon et Brown (Réf. 6),

et pour en comparer les résultats, nous cherchons à relier l'albédo aux valeurs de  $\omega_0$  et de B coefficient de rétrodiffusion défini par (34 f); l'équation (29) conduit à

$$B = \frac{b_p B_p + b_o B_o}{b_p + b_o} . \quad (66)$$

$B_o$  relatif à la diffusion moléculaire est naturellement égal à 0,5. Quant à  $B_p$  un calcul de l'intégrale par quadrature de Gauss avec 64 points conduit à la valeur 0,0118.

La figure I.13 représente l'albédo de rétrodiffusion en fonction de  $\omega_0$ , pour 4 valeurs de B, dont la plus grande  $B = 0,0558$  caractérise une eau claire, et la plus petite  $B = 0,0140$  une eau trouble avec forte diffusion en avant par les particules. Les résultats présentés sur le graphique étaient attendus, l'albédo augmente d'une part avec  $\omega_0$ , et d'autre part avec la propriété de plus grande diffusion en arrière de la fonction de phase.

Pour retrouver une relation d'approximation, l'idée la plus simple est d'utiliser la variable  $\left(\frac{1}{1-\omega_0} - 1\right)$  nulle pour  $\omega_0 = 0$  et très grande pour  $\omega_0$  proche de 1. Sur le graphique I.14 l'albédo est représenté en fonction de cette variable. Les points représentés par des croix proviennent des résultats présentés sur la figure précédente. En pointillés on trouve les droites les reliant, obtenues par un ajustement par la méthode des moindres carrés (Programme de B. Bonnel) Les pentes des quatre droites sont représentées en fonction du B correspondant (fig I.15) et on observe qu'un ajustement linéaire est à nouveau parfaitement adapté. En conclusion de ces deux graphiques on trouve que la relation

$$A = 10^{-2} \left[ 15 B + 0,05 \right] \left[ \frac{1}{1-\omega_0} - 1 \right] \quad (67)$$

est parfaitement adaptée et permet de retrouver les résultats des calculs avec des écarts relatifs la plupart des cas inférieurs à 6 %, ceci pour la gamme des valeurs de B remontrées et pour  $\omega_0$  compris entre 0,15 et 0,85. On peut d'ailleurs supposer que l'incertitude est inférieure à 6 %.

En développant  $\omega_0$  en fonction de a,  $b_o$  et  $b_p$  la formule (67) peut s'écrire

$$A = 10^{-2} \left[ (15 B_o + 0,05) \frac{b_o}{a} + (15 B_p + 0,05) \frac{b_p}{a} \right], \quad (68)$$

c'est à dire

$$A = m \frac{b_o}{a} + n \frac{b_p}{a}, \quad (69)$$

avec

$$m = 7,55 \times 10^{-2},$$

et

$$n = 0,227 \times 10^{-2},$$

traduisant que l'albédo de rétrodiffusion est, en première approximation, une combinaison linéaire des sections efficaces des deux mécanismes de diffusion.

Il est intéressant de comparer ces résultats aux formules d'approximation proposées par Gordon et Brown (Réf 6 et 7) et par L. Prieur (Réf 9). Gordon et Brown ont effectué des calculs très voisins des nôtres : calcul de l'albédo à la surface sans introduire d'effet d'atmosphère, mais en tenant compte de l'interface océan-atmosphère. Ils ont utilisés la méthode "Monte Carlo". Leurs résultats sont basés sur des calculs relatifs à 3 fonctions de phase, caractérisées par les coefficients B suivants :

0,0257

0,0544

et 0,0799

Ils ont déduit une formule d'approximation qui consiste en un polynôme de la variable

$$\frac{B \omega_o}{1 - \omega_o (1 - B)}$$

Cette loi est différente de celle exprimée par l'équation (67). Cependant, dans les cas où B est petit, les deux formules se rejoignent. Pour la valeur absolue des albédos, on trouve des résultats sensiblement équivalents, quel que soit  $\omega_o$ , dans le cas où  $B = 0,0257$ , et des résultats s'écartant de 6 à 10 % dans le cas où  $B = 0,0544$  (Le dernier cas,  $B = 0,0799$ , correspond à une diffusion de type "très moléculaire" et n'a fait l'objet

d'aucun de nos calculs). Soulignons toutefois que cette comparaison est basée sur le coefficient B, dont l'exactitude est difficile à atteindre ; sa valeur dépend en effet étroitement du nombre de points d'intégration, en particulier aux petits angles. Pour faire une comparaison plus objective, nous avons fait un calcul exact (méthode des ordres successifs) à partir des données publiées (Réf. 7) d'une des trois fonctions de phase ( $B = 0,0257$ ). Nous avons malheureusement trouvé des écarts légèrement plus grands. L'imprécision des données sur la fonction de phase (seules les valeurs pour 14 angles sont présentées) peut constituer une des causes de ces écarts.

L. Prieur (Réf. 9) calcule le coefficient de réflexion diffusé juste sous la surface. Il l'approxime suivant une loi de proportionnalité à la variable  $\frac{b \cdot B}{a}$ . Cela constitue un résultat très voisin de celui exprimé par l'équation (67), puisque l'expression  $(\frac{1}{1 - \omega_0} - 1)$  est identique à  $\frac{b}{a}$ .

## 9) CONCLUSION

Deux méthodes de calcul de transfert radiatif, dont les programmes avaient été élaborés pour l'étude des atmosphères planétaires, ont été adaptées au cas de l'océan. Cette adaptation a consisté à introduire les conditions de réflexion et de réfraction à l'interface. Parmi les résultats présentés, on a vu des exemples de luminances et d'éclairements à l'intérieur de l'océan, cela, essentiellement, pour explorer les possibilités du modèle. Mais les résultats qui seront les plus utiles pour la télédétection sont les suivants :

1. La faible influence sur l'albédo de la répartition spatiale de l'éclairage incident, voir Tableau I.2 ;
2. La possibilité d'une forte pointe de rétrodiffusion, voir les figures 1.6 et 1.7 ;
3. L'existence d'une formule simple approximant l'albédo de rétrodiffusion.

Cette formule sera utilisée pour exploiter les mesures. Bien que nous lui attribuons une incertitude de quelques pourcents, nous pouvons la considérer comme un résultat convenable, au regard des incertitudes affectant les données sur les propriétés optiques.

Terminons, en indiquant que le programme peut traiter un cas inhomogène, où  $\omega_0$  est variable en fonction de la profondeur. Nous en donnerons un exemple dans le prochain chapitre.

**- CHAPITRE II -**

**L'INFLUENCE DE LA CHLOROPHYLLE SUR L'ALBEDO DE RETRODIFFUSION**

## 1) INTRODUCTION ET RAPIDE BILAN DES TRAVAUX ANTERIEURS

Les calculs du transfert radiatif dans une couche diffusante d'épaisseur optique infinie, nécessitent deux données : l'albédo pour une diffusion  $\omega_0$  et la fonction de phase  $p(\theta)$ . Dans le premier chapitre, nous avons présenté les résultats en fonction de ces données ; pour certains exemples, nous avons simplement indiqué qu'ils pouvaient correspondre à un type précis de cas réel et nous avons précisé la longueur d'onde du rayonnement ainsi que la turbidité et les propriétés absorbantes des eaux.

Nous nous proposons maintenant d'approfondir ces relations. Pour cela nous décrirons les valeurs spectrales des coefficients d'absorption et de diffusion d'après les données connues à ce jour ; ceci nous permettra de déduire les valeurs spectrales de  $\omega_0$  et de calculer l'albédo de l'océan pour différentes hypothèses sur la chlorophylle et la turbidité. Nous montrerons aussi les perturbations apportées à ces résultats par

- la présence de substances jaunes et de particules absorbantes,
- l'inhomogénéité du profil de chlorophylle,
- la diffusion atmosphérique lorsque les albédos sont mesurés en altitude.

L'ensemble de ces résultats constituera un document de base pour l'interprétation des mesures obtenues pendant les campagnes aéroportées.

Sans faire une bibliographie complète, on peut remarquer que les interprétations des spectres rétrodiffusés par l'océan s'appuient très peu sur des recherches théoriques. Il existe cependant une exception, les travaux exposés par L. Prieur dans sa thèse (Réf. 9). Les autres auteurs cherchent simplement à trouver empiriquement un algorithme reliant la teneur en chlorophylle aux rayonnements rétrodiffusés à plusieurs longueurs d'onde ; la longueur d'onde de base est naturellement voisine de 440 nm, maximum d'absorption de la chlorophylle ; une autre, en dehors de la bande d'absorption sert à évaluer les variations des autres facteurs : variations d'éclairage, de turbidité. Ainsi Jerlov (Réf. 18) préconise un indice de couleur, rapport des luminances à 450 nm et 520 nm ; Clarkes et Ewing (Réf. 19) mettent en évidence une relation entre les pentes approximatives (vers 500 nm) de leurs spectres et la concentration en chlorophylle ; Aversen et Millard (Réf. 20)

s'appuient sur la différence entre les signaux bruts recueillis à 440 nm et 525 nm ; et J.W. Weldon (Réf. 21) sur le rapport

$$\frac{I_{620} - I_{470}}{I_{520}}$$

Dans l'ensemble, il se dégage qu'aucune relation n'est à la fois précise et fidèle. Pour notre compte, nous chercherons une amélioration en essayant de séparer les deux effets principaux : variations d'absorption par les pigments chlorophylliens et variations de diffusion par les particules, car, bien qu'il existe une corrélation très forte entre les deux phénomènes, on ne peut affirmer à priori qu'elle soit absolue.

## 2) RAPPELS DES DONNEES CONCERNANT LES COEFFICIENTS DE DIFFUSION

Concernant les propriétés diffusantes des eaux de mer, nous utilisons le modèle décrit en I-IV. Rappelons que sont employées les lois de variations spectrales en  $\lambda^{-4,3}$  pour  $b_o$  et en  $\lambda^{-1}$  pour  $b_p$ . La première loi est bien établie, mais la seconde n'est qu'approchée. Le modèle est basé sur l'invariance de la forme de l'indicatrice de diffusion par les particules. Ceci est généralement vérifié ; mais remarquons que le manque de données expérimentales (inhérent à la mesure) de la diffusion aux grands angles oblige à extrapoler à partir de  $160^\circ$  et limitera la précision des calculs d'albédos.

## 3) LES DIVERSES CONTRIBUTIONS AU COEFFICIENT D'ABSORPTION

Nous décomposerons le coefficient d'absorption de l'eau de mer ainsi

$$a = a_w + n_{chl} \cdot a_{chl} + a_y + a_p,$$

- où -  $a_w$  est l'absorption par l'eau pure,  
 -  $n_{chl} \cdot a_{chl}$  l'absorption par la chlorophylle,  
 $n_{chl}$  est le nombre de mg de chlorophylle par  $m^3$ ,  
 et  $a_{chl}$  l'absorption spécifique correspondante,  
 -  $a_y$  est l'absorption par les substances dissoutes,

- $a_p$  est l'absorption par les particules, supplémentaire à celle des pigments chlorophylliens.

Etudions chacun de ces termes :

a) " $a_w$ "

Le coefficient d'atténuation, non seulement de l'eau de mer, mais aussi de l'eau pure n'est connu qu'avec une faible précision. Ivanoff (Réf. 15) cite une incertitude relative de 20 % dans la région voisine de 450 nm et Jerlov (Réf. 18) donne les mesures relativement anciennes de Clarkes et James (1939). Ce sont ces mesures que nous avons retenues et dont nous avons soustrait le coefficient de diffusion de l'eau pure  $b_0$  pour avoir  $a_w$ . Sur la figure II-1, nous présentons en même temps ceux issus de travaux plus récents, communiqués par A. Morel et L. Prieur. Nous étudierons dans certains cas les répercussions des écarts présentés entre ces deux courbes, écarts importants par exemple à 525 nm.

b) " $a_{chl}$ "

On réunit ici sous le terme de chlorophylle l'ensemble des pigments qui sont contenus dans la matière végétale et qui participent à la photosynthèse. Dans cette réaction chimique complexe, la chlorophylle est l'agent qui permet la réduction du gaz carbonique et par conséquent la création de chaînes carbonées (les glucides) ; cela permet aux végétaux de se développer sur eux-mêmes, en puisant l'énergie uniquement de la lumière. Parmi les constituants de la chlorophylle on distingue surtout les chlorophylles a et b et les caraténoïdes. Les deux premiers pigments ont des propriétés voisines et jouent le rôle essentiel dans la photosynthèse. Ils absorbent dans le bleu et le rouge, et présentent des propriétés de fluorescence. Les caraténoïdes n'absorbent que dans le bleu et très légèrement. Ces pigments existent dans des proportions variables, suivant en particulier les stades du développement des végétaux. Les valeurs spectrales du coefficient d'absorption pourraient ainsi varier suivant un phénomène qui relève du métabolisme végétal. D'autre part, soulignons qu'il existe une différence entre les propriétés in vitro et in vivo. La nature du solvant intervient sur les propriétés d'absorption et de fluorescence. C'est un fait bien connu des chimistes. Il faut donc être prudent dans ce domaine ; à un stade d'étude plus avancé, il restera à approfondir ces phénomènes de chimie biologique.

Pour l'instant notre modèle est basé sur les valeurs du coefficient d'absorption de la chlorophylle "a" mesuré in vitro par C.S. Yentsch (Réf. 22), voir figure II-1. La chlorophylle "a" pure présente une bande d'absorption de largeur à priori plus étroite que la chlorophylle naturelle et il faut considérer que notre modèle optimise les possibilités de télédétection. La bande d'absorption vers 670 nm a peu d'influence sur la couleur de l'océan, l'eau absorbant beaucoup dans cette région. Par contre nous remarquons que la bande d'absorption de la chlorophylle centrée vers 450 nm correspond à la zone de transparence de l'eau. C'est évidemment cette circonstance qui va accroître les possibilités de la télédétection.

c) "a<sub>y</sub>"

Le terme  $a_y$  désigne, suivant N.G. Jerlov (Réf. 18), l'absorption par les substances dissoutes. Les sels minéraux sont sans effet dans le visible ; seules sont optiquement actives les substances d'origine organique, qu'on englobe dans le terme général : "substances jaunes". Dans les zones côtières elles proviennent surtout des rejets fluviaux ; au large elles sont constituées par les produits de dégradation des algues et autres végétaux. Le coefficient d'absorption des substances jaunes suit une loi de décroissance exponentielle, dont la validité semble bien acquise. Nous utiliserons la loi suivante

$$a_y(\lambda) = a_y e^{0,0145(530 - \lambda)}$$

où  $\lambda$  est exprimé en nanomètres.

Nous reproduisons dans le tableau II-1 les différentes mesures de  $a_y$  données par Jerlov, ainsi que la valeur correspondante de  $a_y$  à 530 nm. Les mers intérieures (Baltique, G de Botnie) se distinguent, en général, des océans par les valeurs élevées de  $a_y$ .

d) "a<sub>p</sub>"

Une très grande incertitude concerne  $a_p$ , l'absorption par les particules. Essentiellement parce qu'elle englobe diverses contributions et que le milieu marin est complexe et variable : il n'est pas impossible de rencontrer des particules d'une couleur particulière. En général il ne semble

TABLEAU II-1  
 ~~~~~

(d'après Jerlov)

| Région                           | $\lambda$ (nm) | $a_y(\lambda)$ ( $m^{-1}$ ) | $a_y(530)$ ( $m^{-1}$ ) |
|----------------------------------|----------------|-----------------------------|-------------------------|
| Plateau Continental              | 365            | 0,02                        | 0,002                   |
| Bermudes                         | 380            | 0,03                        | 0,003                   |
| au NW des Galapagos              | 400            | 0,03                        | 0,005                   |
| Galapagos                        | 400            | 0,04                        | 0,006                   |
| Atlantique Nord                  | 420            | 0,03                        | 0,006                   |
| Kattegat                         | 380            | 0,11                        | 0,012                   |
| à 64 miles des côtes<br>du Pérou | 400            | 0,09                        | 0,014                   |
| Mer du Nord                      | 420            | 0,1                         | 0,02                    |
| Baltique                         | 420            | 0,33                        | 0,0670                  |
| Sud de la Baltique               | 380            | 0,68                        | 0,077                   |
| Golfe de Botnie                  | 380            | 1,08                        | 0,123                   |

BIS  
LILLE

pas que ce soit le cas et les particules présentent une faible absorption, qu'on considère souvent nulle. Cependant nous testerons l'influence d'une absorption par les particules, en empruntant à L. Prieur (Réf. 9) le modèle suivant

$$a_p = a_p^* \times b_p$$

Dans un des cas présentés,  $a_p$  est sensiblement indépendant de la longueur d'onde, égal à environ  $0,04 \text{ m}^{-1}/\text{m}^{-1}$ .

#### 4) ALBEDO DE RETRODIFFUSION, FONCTION DE LA LONGUEUR D'ONDE

Les résultats présentés sur les figures II-2 et II-7 et qui sont commentés dans ce paragraphe sont tous basés sur le modèle d'absorption le plus simple :

$a_w$  : valeurs de la courbe 2 de la figure II-1

$a_{chl}$  : valeur de Yentsch

$a_y = a_p = 0$

Figure II-2 : On montre d'abord l'albédo pour une diffusion  $\omega_0$  dont on a souligné l'importance au chapitre I. Ses variations sont présentées entre 400 et 600 nm, pour deux sortes de turbidités. Le maximum s'éloigne de 460 nm (cas d'une eau pure) jusqu'à 525 nm lorsque l'eau contient  $1 \text{ mg}$  de chl/ $\text{m}^3$ . L'écart entre les deux courbes est maximum vers 450 nm ; il est encore très appréciable à 500 nm.

Figure II-3 : L'albédo de rétrodiffusion est représenté entre 400 et 600 nm, pour différentes teneurs en chlorophylle. On observe à nouveau le déplacement du maximum vers les grandes longueurs d'onde. La turbidité est laissée constante, caractérisée par une valeur moyenne de  $b_p(500) : 0,1 \text{ m}^{-1}$  ; ce qui fait que les résultats sont peu réalistes et inexploitable. En effet, une concentration de  $3 \text{ mg}/\text{m}^3$  doit être liée à un coefficient de diffusion plus grand, qui a pour effet d'accroître globalement le rayonnement rétro-diffusé. Donc seul le déplacement du maximum vers le vert est à retenir.

Les cas des quatre longueurs d'onde du radiomètre prototype, construit au laboratoire, ont été plus particulièrement étudiés. Nous avons réalisé les calculs correspondants d'après les données que nous venons de voir. Nous les réunissons dans le tableau II-2.

TABLEAU II-2  
~~~~~

$\lambda$ (nm)	466	525	550	600
$b_o$ ( $m^{-1}$ )	0,0039	0,00233	0,00193	0,00141
$a_w$ ( $m^{-1}$ )	0,0155	0,039	0,068	0,185
$a_{chl}$ ( $m^{-1}$ )	0,065	0,01	0,006	0,007

Figures II-4 et II-5 : Les albédos  $A_{466}$  et  $A_{525}$  sont représentés en fonction de la concentration en chlorophylle, pour divers  $b_p$  (500). On observe que les deux albédos (particulièrement  $A_{466}$ ) sont très sensibles à la chlorophylle, ce qui était attendu puisqu'on se trouve dans la bande d'absorption ; 466 nm n'est d'ailleurs pas, théoriquement, la longueur d'onde la plus efficace ; au niveau de la mer 450 serait préférable ; mais pour des mesures aériennes, à efficacité sensiblement égale, nous avons choisi la plus grande longueur d'onde (le masque atmosphérique augmente suivant  $\lambda^{-4}$ ).

Figures II-6 et II-7 : Les albédos  $A_{550}$  et  $A_{600}$  sont représentés en fonction de  $b_p$  (500), pour diverses concentrations en chlorophylle. 550 et 600 nm se trouvent en dehors de la bande d'absorption de la chlorophylle, dans une zone où l'eau est encore un peu transparente. On remarque que ces albédos dépendent essentiellement de  $b_p$  (500) et très peu de la chlorophylle. Ainsi, si notre modèle ne s'écarte pas trop de la réalité, cela constitue un moyen de connaître le coefficient de diffusion.

Remarque : La linéarité des courbes était attendue par la formule d'approximation, équation (69) du chapitre I.

Figure II-8 : Les courbes "isochlorophylle" et "isoturbidité" sont représentées sur le graphique  $(A_{466} - A_{525})$  en fonction de  $(A_{550} - A_{600})$ . Ce graphique est établi d'après les quatre précédentes figures et constitue une abaque qui permet de trouver la teneur en chlorophylle  $n_{chl}$  et le coefficient de diffusion  $b_p(500)$ . En utilisant les différences d'albédos, nous espérons éliminer des erreurs systématiques induites par notre modèle. Ce graphique constitue une aide directe à l'interprétation des mesures, car nous verrons que l'utilisation des différences d'albédos est aussi le meilleur moyen d'éliminer l'erreur phénoménologique de la réflexion de surface. Ainsi les deux points, portés sur la figure, sont représentatifs d'eaux relativement pauvres et riches en chlorophylle (en l'occurrence au nord du front et sur le front même pour la situation du 13 juillet 1975 au Cap Lopez). Nous ne pouvons pas contrôler la précision des résultats, environ 0,4 et 1  $mg/m^3$  de chl, mais ils ne semblent pas totalement aberrants.

## 5) ETUDE DES EFFETS PERTURBATEURS

Nous venons de voir que la figure II-8 constituera notre document de base pour l'interprétation des mesures. C'est donc sur ce graphique que nous allons étudier l'influence des effets perturbateurs. Les graphiques qui suivront, seront tous établis grâce à la formule d'approximation, équation (67) chap. I. C'est donc, à peu de frais, mais avec assez de précision, que nous montrerons dans quelle mesure les courbes " $n_{chl} = Cte$ " et " $b_p(500) = Cte$ " sont modifiées suivant les divers modèles d'absorption décrits en II-2. Enfin nous verrons que deux phénomènes peuvent modifier considérablement l'interprétation des mesures. L'un est lié aux propriétés de l'océan, il s'agit de la discontinuité du profil de chlorophylle ; nous l'aborderons en étudiant un cas typique. L'autre est lié à la méthode de mesure : il s'agit de la diffusion atmosphérique qui modifie les albédos en fonction de l'altitude ; nous en montrerons les conséquences à l'aide d'un modèle basé sur la diffusion Rayleigh.

### a) Autres valeurs pour $a_w$

Nous avons vu qu'une grande incertitude régnait sur les coefficients d'absorption de l'eau. Ainsi les courbes 2 et 3, de la figure II-1, diffèrent

notablement à 525 et 600 nm. La figure II-9 montre comment se déplacent les "isocourbes  $n_{chl}$  et  $b_p(500)$ " quand on introduit des nouveaux coefficients pour ces deux longueurs d'onde :

$$a_w(525) = 0,05 \text{ m}^{-1} \text{ au lieu de } 0,039 \text{ m}^{-1}$$

$$a_w(600) = 0,245 \text{ m}^{-1} \quad " \quad " \quad 0,185 \text{ m}^{-1}$$

Les courbes ne sont pas foncièrement modifiées pour  $n_{chl} < 0,3$  mg. Mais on observe ensuite un décalage important, la courbe 2 mg prend la place de celle de 1 mg, la 0,7 mg celle de 0,5 mg par exemple. Les figures suivantes seront établies avec ces deux nouveaux coefficients qui sont issus d'études plus récentes.

b) Présence de substances jaunes

La figure II-10 montre comment la présence de substances jaunes affecte les courbes  $n_{chl} = 0$  mg. Les numéros des courbes correspondent à l'importance croissante de la substance jaune d'après le tableau II-3 qui donne l'absorption  $a_y$  à 530 nm. Pour les autres longueurs d'onde, la décroissance exponentielle en  $\lambda$  a été utilisée.

TABLEAU II-3  
~~~~~

| n° | $a_y(530 \text{ nm})$ en $\text{m}^{-1}$ |
|----|------------------------------------------|
| 0  | 0                                        |
| 1  | 0,0025                                   |
| 2  | 0,005                                    |
| 3  | 0,012                                    |
| 4  | 0,03                                     |

Un nouvel examen du tableau II-1 montre que les courbes 3 et 4 correspondent à des quantités fortes qu'on rencontre assez rarement dans les océans.

La figure II-11 complète la précédente, puisque pour différentes concentrations en chl, trois cas de teneurs en substances jaunes sont étudiés. Ces cas correspondent aux teneurs les plus faibles de la figure précédente :  $a_y(530 \text{ nm})$  varie de 0 à  $0,005 \text{ m}^{-1}$ . Si de telles variations sont réalistes, l'examen de cette figure montre que l'ignorance de la teneur en substances jaunes n'empêcherait pas de trouver celle de la chlorophylle avec une incertitude de l'ordre de  $0,2 \text{ mg de chl/m}^3$ .

### c) Particules absorbantes

La figure II-12 montre l'effet d'une absorption par les particules suivant la loi  $a_p = 0,04 b_p$ . On constate à nouveau que les conséquences restent limitées. Les courbes  $n_{chl} \geq 0,7 \text{ mg}$  sont très peu modifiées, en effet le coefficient d'absorption par les particules est, dans ce cas, plus petit que celui de la chlorophylle ; en plus le fait de travailler sur les différences d'albédos atténuent les conséquences. Par contre, pour  $n_{chl} \leq 0,5 \text{ mg}$  le graphique montre qu'il y a là une nouvelle source d'ambiguïté pour l'interprétation. Par exemple la courbe chl = 0,2 rejoint le voisinage de la courbe chl = 0,3.

### d) Cas d'un milieu inhomogène

Les résultats obtenus jusqu'à maintenant concernaient un milieu homogène. Malheureusement ce modèle homogène semble peu réaliste ; les végétaux ont un développement maximum lorsque la lumière n'est pas trop vive, ainsi on observe généralement un maximum de la teneur en chlorophylle aux profondeurs entre 10 et 20 mètres et souvent à des profondeurs plus grandes dans les régions tropicales. Comme l'albédo de rétrodiffusion est sensible essentiellement aux propriétés des premières couches, on peut prévoir, que dans le cas d'inhomogénéité, les teneurs en chlorophylle mesurées seront relatives à de la chlorophylle se trouvant à faible profondeur. Pour préciser cela nous avons réalisé, avec le programme des ordres successifs de diffusion, des calculs pour le modèle suivant : de l'eau claire ( $a = a_w$ ) aux faibles profondeurs, ensuite, à partir d'une profondeur, que nous appellerons  $p_{chl}$ , de l'eau contenant  $1 \text{ mg/m}^3$  de chlorophylle ( $a = a_w + a_{chl}$ ). Les deux longueurs d'onde 466 nm et 525 nm ont été testées. Le coefficient  $b_p(500)$  a été gardé constant pour les deux couches. Sur la figure II-13 les albédos sont représentés en fonction de la profondeur de discontinuité  $p_{chl}$ . L'albédo à 525 nm est peu sensible à la

chlorophylle, donc peu sensible à  $p_{chl}$ . Par contre les plus importantes variations de l'albédo à 466 s'observent pour  $p_{ch}$  compris entre 0 et 30 mètres. Dans ces calculs, simplement destinés à évaluer l'importance du phénomène, une seule fonction de phase "moyenne" ( $B = 0,021$ ) a été utilisée pour les deux longueurs d'onde et on ne peut donc en comparer rigoureusement les résultats avec ceux de la figure II-9. Malgré cela, on peut facilement établir le tableau II-4, qui relie la profondeur du modèle inhomogène, au taux de chlorophylle pour le milieu homogène, qui donne approximativement la même différence  $A_{466} - A_{525}$ . Par exemple, 1 mg en dessous de vingt mètres équivalent à 0,2 mg à toute profondeur.

TABLEAU II-4  
~~~~~

Milieu inhomogène (0 et 1 mg/m <sup>3</sup> chl) $p_{chl}$ (en m)	Milieu homogène $n_{chl}$ en mg/m <sup>3</sup>	$A_{466} - A_{525}$
0	1	$-0,1 \cdot 10^{-2}$
10	0,4	$0,5 \cdot 10^{-2}$
20	0,2	$0,95 \cdot 10^{-2}$
30	0,1	$1,25 \cdot 10^{-2}$
$\infty$	0	$1,75 \cdot 10^{-2}$

Ces résultats étaient attendus ; l'inhomogénéité du milieu est vraiment le phénomène qui a le plus de conséquences sur l'interprétation et il devra être bien étudié lors des mesures in-situ de vérité-mer.

#### e) Effet de l'altitude d'observation

L'albédo mesuré à l'altitude H par le radiomètre aéroporté ne peut être rigoureusement identifié à celui mesuré à la surface ; les molécules d'air et les aérosols atténuent le rayonnement issu de l'océan et diffuse vers le radiomètre une part des photons descendants. A cause de la

diffusion moléculaire (loi en  $\lambda^{-4}$ ), les petites longueurs d'onde sont considérablement affectées. Cela se traduit par le délavement dans le bleu des couleurs au fur et à mesure que l'on monte en altitude. Pour évaluer cette perturbation, D. Tanré (Réf. 23) a réalisé quelques calculs de diffusion dans l'atmosphère, avec les approximations suivantes : seule la diffusion moléculaire est considérée et la réflexion sur l'océan est supposée lambertienne. L'albédo à l'altitude H

$$A(H) = \frac{\phi \uparrow (H)}{\phi \downarrow (H)}$$

est comparé à l'albédo de surface

$$A(o) = \frac{\phi \uparrow (o)}{\phi \downarrow (o)}$$

On prend  $A(o)$  constant, quelle que soit la longueur d'onde. Deux cas sont présentés :  $A(o) = 0,03$  et  $A(o) = 0,1$ . Ils sont représentatifs de cas extrêmes. Comme notre idée est de chercher l'erreur que l'on commet à la lecture des graphiques sur les différences d'albédos, ce sont les variations de ces différences en fonction de l'altitude que nous présentons dans le tableau II-5. Par exemple, la différence  $A_{466} - A_{525}$ , nulle ici par hypothèse à l'altitude 0 m, devient rapidement très grande, traduisant le renforcement de la couleur bleue. A 150 mètres, altitude des mesures de l'opération Cap Lopez, la correction est négligeable ; par contre à 2 000 mètres la différence de 0,0085 équivaut à celle qui, sur les graphiques, sépare les courbes 0 et  $1 \text{ mg/m}^3$  de chlorophylle. Au cours des prochaines opérations, nous nous efforcerons de vérifier ces valeurs\*. Enfin le modèle de correction atmosphérique devra être amélioré par un modèle plus réaliste de réflexion et par l'introduction de la diffusion par les aérosols. Ce dernier point est important. Car, bien que les effets de la diffusion moléculaire soient importants, ils sont relativement invariables et du moins calculables. Mais il n'en est pas de même des effets des aérosols, plus difficiles à définir et variables dans le temps et l'espace.

---

\* Voir chapitre V, paragraphe 4.

TABLEAU II-5  
 ~~~~~

| H (m)  | Albédo de surface = 0,03            |                                     | Albédo de surface = 0,1             |                                     |
|--------|-------------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|
|        | A <sub>466</sub> - A <sub>525</sub> | A <sub>550</sub> - A <sub>600</sub> | A <sub>466</sub> - A <sub>525</sub> | A <sub>550</sub> - A <sub>600</sub> |
| ∞      | 0,0308                              | 0,0125                              | 0,0258                              | 0,0103                              |
| 10 000 | 0,0248                              | 0,0098                              | 0,0208                              | 0,080                               |
| 5 000  | 0,0171                              | 0,0065                              | 0,0142                              | 0,054                               |
| 2 000  | 0,0085                              | 0,0031                              | 0,0071                              | 0,026                               |
| 1 000  | 0,0047                              | 0,0017                              | 0,0039                              | 0,0014                              |
| 300    | 0,0015                              | 0,0005                              | 0,0011                              | 0,0004                              |
| 150    | 0,0008                              | 0,0002                              | 0,0006                              | 0,0007                              |



## 6) CONCLUSION ET PERSPECTIVES D'AVENIR

D'après les résultats que nous venons d'exposer, il s'avère que les quatre canaux du radiomètre doivent permettre une bonne description des propriétés de l'océan. Cela sera d'ailleurs confirmé par l'expérience. Malheureusement, l'étude des effets perturbateurs en a fixé aussi les limites. L'interprétation des mesures sera limitée par de nombreuses sources d'ambiguïtés. Par ordre d'importance : l'inhomogénéité du milieu, les substances jaunes, l'absorption des particules. D'autres phénomènes, que nous n'avons pas considérés peuvent aussi, dans certains cas fausser les résultats, par exemple la présence d'écume à la surface. Dans ces conditions, l'apport d'informations nouvelles, c'est-à-dire des mesures dans des canaux supplémentaires, serait utile pour confirmer ou contredire les résultats. Ainsi nous envisageons dans un proche avenir de tester, en supplément, les longueurs d'onde suivantes : 420 et 500 nm. La longueur d'onde 420 nm a l'intérêt d'être placée dans une région où l'absorption par les substances jaunes devient très importante. Malheureusement, la chlorophylle absorbe aussi intensément. C'est ce qui ressort de la figure II-14 où est tracée  $A_{420} - A_{600}$  en fonction de  $A_{550} - A_{600}$ . Quatre cas de substances jaunes (les chiffres correspondent au tableau II-2) sont considérés, ainsi que trois concentrations en chlorophylle : 0,01 et 1,5 mg/m<sup>3</sup>. Les groupes de courbes se chevauchent et on ne peut tirer des résultats de ce seul graphique. Cependant pour des cas connus où la concentration en chlorophylle serait faible, cela permettrait d'infirmer ou de confirmer la présence de substances jaunes. Enfin, surtout dans le but de présenter de nouveaux documents de vérification, les figures II-15 et II-16 représentent les différences  $(A_{466} - A_{500})$  et  $(A_{500} - A_{525})$  en fonction de  $(A_{550} - A_{600})$ . Elles présentent peu d'intérêts nouveaux par rapport au graphique  $(A_{466} - A_{525})$  fonction de  $(A_{550} - A_{600})$ . Mais ajoutons que dans le cas d'un milieu inhomogène, tel que celui à deux couches, les trois longueurs d'onde situées dans la zone de transparence de l'eau (420, 460 et 500), possédant des transmissions différentes, pourraient peut être permettre de lever l'incertitude sur la profondeur où se trouve la chlorophylle. Autant de points qui devront être vérifiés lorsque nous aurons simultanément des mesures in-situ de "vérité-mer".

**- CHAPITRE III -**

**CONCEPTION DE LA MESURE ET APPAREIL**

## 1) INTRODUCTION

Nous exposerons dans ce chapitre la méthode de mesure de l'albédo, en soulignant les difficultés que l'on rencontre pour distinguer la fraction rétrodiffusée par l'océan de celle réfléchi par la surface. Et nous décrirons le radiomètre qui a été fabriqué au laboratoire.

## 2) LE PROBLEME DE LA REFLEXION DE SURFACE

La définition de l'albédo est le rapport de l'éclairement montant sur l'éclairement descendant. Jusqu'ici, nous avons considéré que l'éclairement montant était dû au seul rayonnement rétrodiffusé. En fait il faut y ajouter le rayonnement réfléchi par la surface. Ainsi nous allons mesurer un albédo total, égal à

$$A_T = A + A_R,$$

où  $A$  est l'albédo de rétrodiffusion étudié aux chapitres I et II, et  $A_R$  est l'albédo de réflexion de surface. La valeur de  $A_R$  peut être théoriquement déterminée à l'aide du facteur de réflexion (voir figure I-1) ; mais elle dépend de l'état de surface et de la répartition spatiale du rayonnement incident ; égal à 0,02 par ciel clair et lorsque l'angle zénithal du soleil est inférieur à environ  $45^\circ$ , elle augmente lorsque le soleil est très incliné, ou lorsque le ciel est couvert ; le maximum est alors voisin de 0,06. Ainsi  $A_R$  est du même ordre que l'albédo de rétrodiffusion et va constituer, pour notre étude, une très grave source d'erreur qu'il faudra éliminer. Comme  $A_R$  est sensiblement indépendant de la longueur d'onde, l'élimination peut s'effectuer en faisant les différences d'albédos à deux longueurs d'onde. Cela suppose que les albédos soient parfaitement calibrés, sinon en absolu, au moins relativement les uns aux autres. D'autre part, il existe une possibilité de diminuer l'influence de la réflexion, c'est de ramener la mesure de l'éclairement à une mesure de luminance dans une direction éloignée de la direction de réflexion spéculaire du soleil.

## 3) LE CHOIX DE LA METHODE DE MESURE

Il existe donc un choix entre deux méthodes : mesure d'éclairement ou de luminance ; ce choix dépend en partie des conditions d'éclairage.

a) Mesure d'éclairement

La réflexion du rayonnement solaire direct est irrémédiablement englobée dans la mesure. Les variations de l'albédo de réflexion dépendront de la hauteur du soleil, de l'état de surface et de la présence de nuages, et elles masqueront totalement les variations dues à la rétrodiffusion. C'est pourquoi cette méthode de mesure n'avait jamais, à notre connaissance, été employée dans les expériences de télédétection de chlorophylle. D'autre part, à cause de sa nature même, la méthode ne permet pas une résolution spatiale et ne pourra pas être exploitable aux observations à haute altitude. En fait, nous avons testé cette méthode, d'une part, parce qu'à condition de disposer des moyens d'une calibration précise des albédos, on peut espérer éliminer l'albédo de réflexion en faisant les différences, et, d'autre part, parce que, dans le cadre de l'opération Cap Lopez (vol à basse altitude, ciel souvent nuageux), cette méthode pourrait être plus avantageuse ; nous reviendrons sur ce point à la fin de cette section.

b) Mesure de luminance

On peut ramener la mesure de l'éclairement dû à la rétrodiffusion à une mesure de luminance. Examinons, par exemple, le cas où le soleil est au zénith. Les figures I-6 et I-7 montrent que, si on élimine les directions proches de la direction d'incidence ( $\theta < 30^\circ$ ) et les directions très inclinées ( $\theta > 60^\circ$ ), la luminance ne varie pas fortement et on peut vérifier qu'on approxime, convenablement, l'éclairement en le calculant par

$$E = \pi I ,$$

c'est-à-dire que l'on se ramène à un cas isotrope de luminance  $I$ , en prenant pour valeur de  $I$ , celle correspondant à un angle, ni trop proche de l'angle d'incidence, ni trop incliné sur l'horizon. Cette approximation est valable aussi pour le cas d'une incidence oblique. Elle s'applique naturellement avec plus d'exactitude, lorsque l'éclairage incident est lui-même isotrope, cas d'une couverture nuageuse.

Cette méthode a l'avantage de diminuer considérablement l'influence de la réflexion de surface. Cela est surtout sensible par ciel clair.

En effet, si on choisit une direction d'observation éloignée de celle de la réflexion spéculaire du soleil, la seule contribution parasite est alors la réflexion d'une partie de la voûte céleste. Comme l'éclairement de la voûte céleste, c'est-à-dire l'éclairement du rayonnement diffus est de l'ordre de 10 % de l'éclairement solaire direct (voir la figure III-1) ; la fraction 2 % de réflexion ne représente que  $2\% \times 10\% = 0,2\%$ , soit l'équivalent d'un albédo relativement faible. De plus cette correction peut être calculée ; et même, en utilisant un polariseur et en visant à l'incidence brewstérienne on peut en principe annuler complètement le phénomène de réflexion. Dans la pratique, l'annulation n'est pas totale car l'agitation de surface induit des angles de réflexion différents de l'angle de Brewster.

#### c) Cas d'un ciel clair

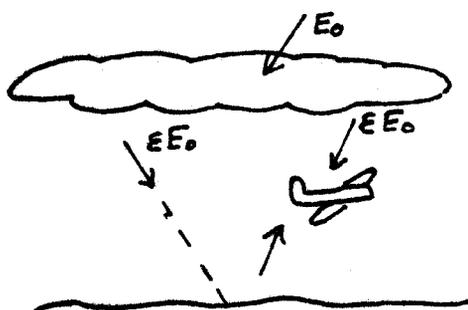
Dans le cas d'un ciel clair, la démonstration précédente nous conduit à choisir la méthode de mesure de luminance. Soulignons toutefois que la méthode comporte de sévères contraintes sur la direction de visée. Il faut éviter de viser dans la direction de la pointe arrière de diffusion. Et il faut éviter la réflexion du rayonnement solaire direct. Cela n'est pas toujours facile, car la réflexion du soleil n'est pas spéculaire ; à cause des vagues, le rayonnement est réfléchi avec une probabilité inégale à l'intérieur d'un angle d'autant plus ouvert que la surface est agitée. Ce phénomène est appelé "sun glitter". Pratiquement il se traduit sur la surface par une large tache de scintillements dont la visée invalide la mesure. Ces deux contraintes exigent que les têtes de mesures soient fixées sur des montures orientables en  $\theta$  et  $\varphi$  et qu'un opérateur soit préoccupé de la meilleure direction de visée et la rectifie lors des changements de caps.

#### d) Cas d'un ciel couvert

Les avantages de la mesure de luminance diminuent beaucoup lorsque le ciel est couvert et dans certains cas cette méthode peut même devenir mauvaise. Décrivons, avec des schémas simples, trois types de situations. Sur les schémas qui suivent,  $E_0$  est l'éclairement du soleil, R est le facteur de

réflexion (voir la figure I-1),  $\epsilon$  représente la fraction de l'éclairement solaire diffusée vers le bas par un nuage ou par la voûte céleste ; on supposera cette diffusion isotrope en première approximation. Les effets de transmission par l'atmosphère sont négligés dans ces explications qui ne sont destinées qu'à illustrer les problèmes liés à la réflexion de surface.

1ère situation : couverture uniforme.

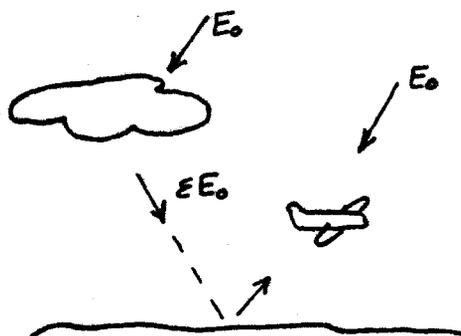


On mesure  $A_T = A + R$

$R$  est égal à environ 2 %, moins si on utilise un polariseur.

$R$  est indépendant de  $\lambda$ , les différences  $A_T(\lambda_1) - A_T(\lambda_2)$  ne seront donc pas influencées par la réflexion.

2ème situation : on vise l'image par réflexion d'un nuage isolé.



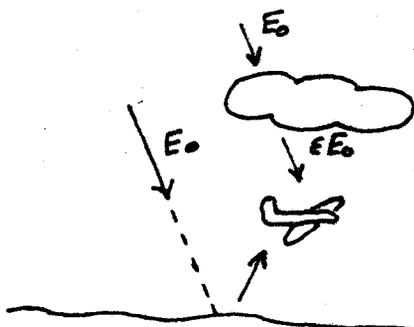
On mesure  $A + R \frac{\epsilon E_0}{E_0}$

soit  $A_T = A + R\epsilon$

Le terme parasite de réflexion est plus petit.

Dans la mesure où  $\epsilon$  est indépendant de  $\lambda$ , ce qui est vrai en première approximation, les différences d'albédos seront, comme pour le cas précédent, faiblement influencées par la réflexion.

3ème situation : un nuage isolé porte une ombre sur l'avion.



Lorsque les nuages sont petits et peu nombreux, il est possible que l'avion soit sous l'ombre d'un nuage, tandis que la zone de mer visée est sous l'éclairage du soleil. La mesure de l'albédo est alors entièrement fautive, puisqu'on mesure approximativement

$$\frac{A_T \cdot E_0}{\epsilon E_0} = \frac{A_T}{\epsilon}$$

C'est pour améliorer les mesures relatives à la 3<sup>ème</sup> situation, que nous avons imaginé de revenir à la méthode de base, c'est-à-dire la mesure d'éclairement. En effet, lorsque la surface est parcelée de zones d'ombres et de zones éclairées, l'extension du champ d'observation permet de réaliser une mesure où sont intégrées les luminances de chaque parcelle et l'albédo ainsi mesuré est un peu plus réaliste. En définitive, les deux méthodes ont été essayées ; dans le prochain chapitre nous essaierons de mieux les comparer grâce aux mesures.

#### 4) DESCRIPTION DU RADIOMETRE

C'est P. Lecomte (Réf. 3) qui a assuré la conception et le fonctionnement de l'appareil.

Rappelons que les précédents essais de télédétection de la chlorophylle ont été réalisés par ciel clair, c'est-à-dire sous un éclairage lentement variable, en fonction uniquement de la hauteur du soleil. Dans ce cas la mesure du rayonnement descendant n'est pas nécessaire, on peut calculer sa valeur par interpolation sur des mesures faites au sol, avant et après le vol. Tel n'est pas le cas, lorsque le ciel est couvert, l'éclairage descendant est alors extrêmement variable, même lorsque la couverture semble homogène. Pourtant notre objectif était de réaliser des mesures, même par ciel couvert. Il fallait donc réaliser un appareil qui mesurât, dans des intervalles spectraux très étroits, non seulement l'éclairement montant, mais aussi simultanément l'éclairement descendant.

Les quatre intervalles spectraux sont centrés sur les longueurs d'onde suivantes : 466, 525, 550 et 600 nanomètres. En tout, huit mesures doivent donc être faites simultanément, ce qui nécessite huit "voies" : capteurs optiques, détecteurs et chaînes d'amplification. Le principe de la modulation optique a été retenu, pour que l'utilisation des amplificateurs de courant alternatif évite tous les problèmes des dérives propres aux amplificateurs continus. La figure III-2 schématise le fonctionnement de l'appareil. Seules deux paires de voies y sont représentées. Détaillons chaque élément :

- d'abord les capteurs ; il en existe deux types : pour la mesure de luminance ou la mesure d'éclairement. Dans le premier cas, l'extrémité des fibres

optiques reçoit le rayonnement focalisé par une lentille (l'angle d'ouverture est d'environ  $12^\circ$ ) et dans le second cas, celui qui traverse une plaque diffusante ; les luminances dans toutes les directions sont ainsi intégrées, avec le respect de la sensibilité proportionnelle à  $\cos \theta$ , du récepteur plan.

- les fibres optiques : moyen de transmission souple, leur utilisation facilite l'implantation de l'appareil aux structures d'un avion ; leur longueur est égale à environ 1,8 mètre ; leur transmission environ 40 %.
- le modulateur : c'est un disque actionné par un moteur synchrone ; sa périphérie est munie de fenêtres, ce qui permet le découpage du signal optique ; la fréquence de ce découpage est égale à 20,88 Hz.
- les filtres : interférentiels, du type "triple demi-onde" ; ce type de filtre est caractérisé par une bande passante (de l'ordre de 8 nm) qui reste très étroite jusqu'au pied de la courbe de transmission (voir figure III-3 à III-6).
- les récepteurs et la chaîne d'amplification : les récepteurs sont des photodiodes ; ils sont accompagnés, dans le radiomètre, de leurs préamplis ; les préamplis sont rendus sélectifs, par la présence, en contre-réaction, d'une cellule en T qui opère un filtrage ( $Q = 6$ ) centré sur la fréquence de modulation ; un second filtrage est opéré ensuite par les amplis eux-mêmes, qui coupent les fréquences supérieures à 40 Hz, donc éliminent l'essentiel du bruit des récepteurs et préamplis. On trouve enfin l'étage de détection qui fournit des signaux de sortie continus. En 1976, on a amélioré les performances de l'appareil, en implantant une détection synchrone.

La partie optique (les filtres, le modulateur et des lentilles qui jouent le rôle de condenseur), ainsi que les récepteurs et leurs préamplis, sont associés, suivant une structure circulaire à l'intérieur du corps principal du radiomètre. (voir photo n°2)

Les mesures sont enregistrées grâce à une centrale d'acquisition des données, dont les qualités de rapidité commandent la fréquence de sortie des résultats. En 1975, on pouvait obtenir sur imprimante et sur bande perforée la

valeur simultanée des huit signaux toutes les 30 secondes. L'avion volant à environ 180 km/h, ceci représente une mesure tous les 1 500 mètres. Une amélioration de la fréquence de sortie des mesures est donc souhaitable.

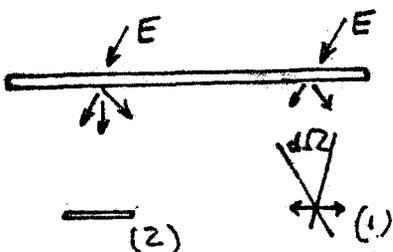
### 5) OPERATION D'ETALONNAGE

Pour éliminer, par différence, la fraction de l'albédo due à la réflexion de surface, il faut que la valeur absolue des albédos soit la plus précise possible. Pour cela, après chaque vol, l'opération d'étalonnage suivante doit être effectuée. La tête de mesure du rayonnement montant est détachée de son support et placée à côté de celle du rayonnement descendant, de façon à recevoir le même éclairement. Le signal, relatif à la voie "rayonnement montant" doit être atténué, puisqu'il est alors égal à environ dix fois celui de la mesure proprement dite. Si  $K$  est le rapport d'atténuation, l'albédo sera donné par

$$A = K \frac{\frac{v_1}{v_2}}{\frac{v_{1E}}{v_{2E}}}$$

$v_{1E}$  et  $v_{2E}$  sont les tensions de sortie pendant l'étalonnage,  $v_1$  et  $v_2$  les tensions pendant la mesure proprement dite, l'indice 1 est relatif au rayonnement montant, 2 au rayonnement descendant.

Lorsqu'on fait des mesures de luminances, on a deux têtes de mesures de nature différente, d'éclairement pour le rayonnement descendant, de luminance pour le rayonnement montant. Pendant l'étalonnage, les deux têtes sont rapprochées et visent une plaque diffusante éclairée par le soleil.



Si  $t$  est la transmission de la plaque,  $d\Omega$  l'angle solide d'ouverture du capteur de luminance, le rapport des tensions  $v_{1E}$  et  $v_2$  à l'étalonnage correspond au rapport d'énergie

$$\frac{K \left( \frac{tE}{\pi} \cdot d\Omega \right)}{t \cdot E} = K \frac{d\Omega}{\pi} .$$

Tandis que pendant la mesure, si on suppose que le rayonnement montant d'éclairement  $E\uparrow$  est isotrope, le rapport  $\frac{v_1}{v_2}$  va correspondre au rapport

$$\frac{\frac{E\uparrow}{\pi} d\Omega}{E\downarrow} = A \frac{d\Omega}{\pi} ,$$

On retrouve donc le même rapport entre le coefficient  $K$  et l'albédo  $A$  d'une part et les rapports des tensions à l'étalonnage et pendant les mesures d'autre part. La formule d'étalonnage vue précédemment peut donc s'appliquer à nouveau.

Les photos présentées à la fin de ce chapitre ont été prises au cours de l'une des trois opérations réalisées jusqu'à ce jour. Sur la deuxième photo, on peut remarquer le corps principal du radiomètre : huit fibres optiques lui sont reliées, quatre sont destinées au rayonnement montant, les quatre autres rejoignent un trou pratiqué au plafond, pour permettre la mesure du rayonnement descendant. Les photos III et IV illustrent l'opération d'étalonnage. Le capteur du rayonnement montant, muni de ses fibres optiques, est placé, grâce à un pied, au niveau du toit de l'avion. On lui donne la même inclinaison et il reçoit dans ces conditions le même éclairement que le capteur du rayonnement descendant.

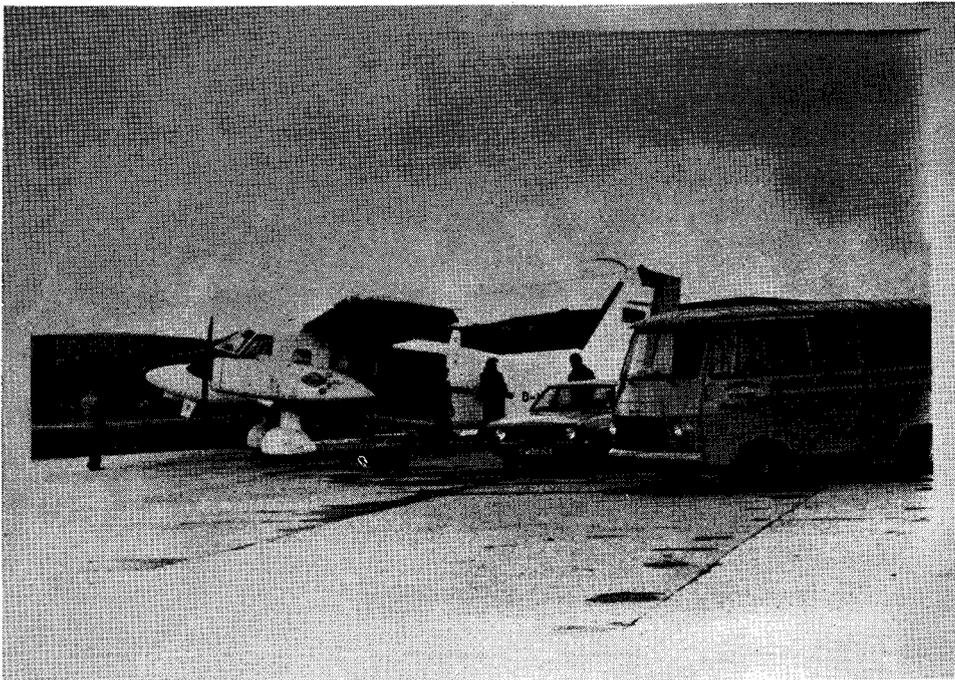
## 6) CONCLUSION

Le radiomètre visible a été utilisé durant trois campagnes de mesure. Ceci représente environ 60 vols de 4 heures. Aux prochains chapitres, nous présenterons les résultats de deux de ces opérations, celles de Cap Lopez 1975 et 1976. La troisième opération a eu lieu en Mer du Nord en avril 1976. Nous étions alors intégrés dans la campagne océanographique "Jondsdap", étude de la zone Fladen. L'opération de surveillance aérienne, appelée "Flex" était organisée par l'organisme de recherche allemand D.F.V.L.R., en collaboration avec l'Université de Hambourg. Outre notre appareil, les instruments suivants

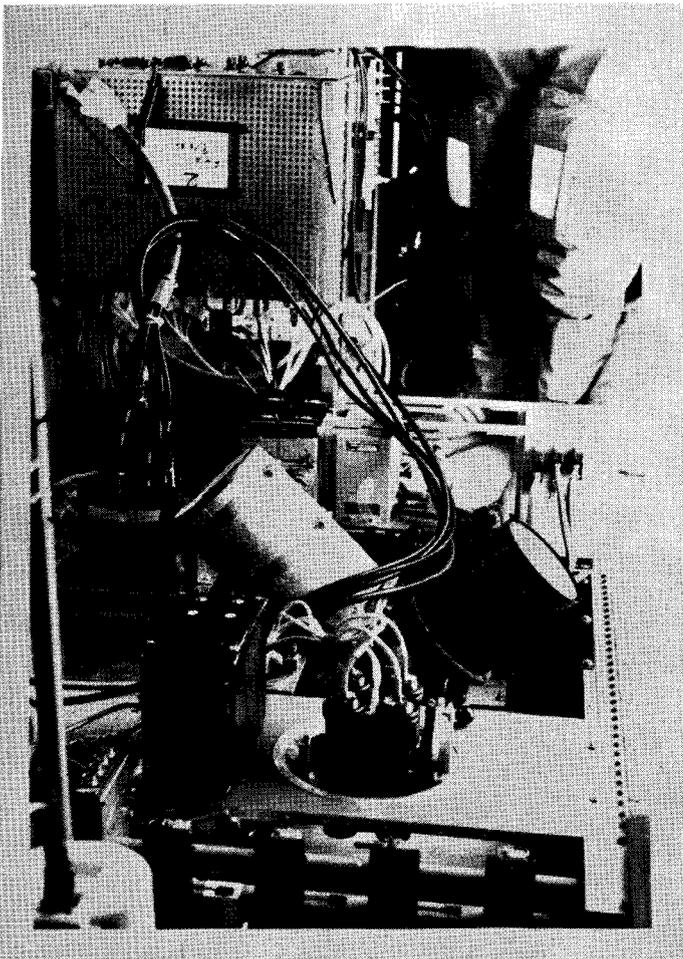
de télédétection étaient utilisés :

- pour la température : radiomètre Barnes PRT5 et PRT6 ;
- pour la chlorophylle : un radiomètre scanner (3 canaux : 443, 525 et 700 nm),  
un radiomètre (4 canaux : 443, 525, 560 et 680 nm),  
un spectromètre (18 canaux) ;
- et trois appareils de photos munis de différents filtres.

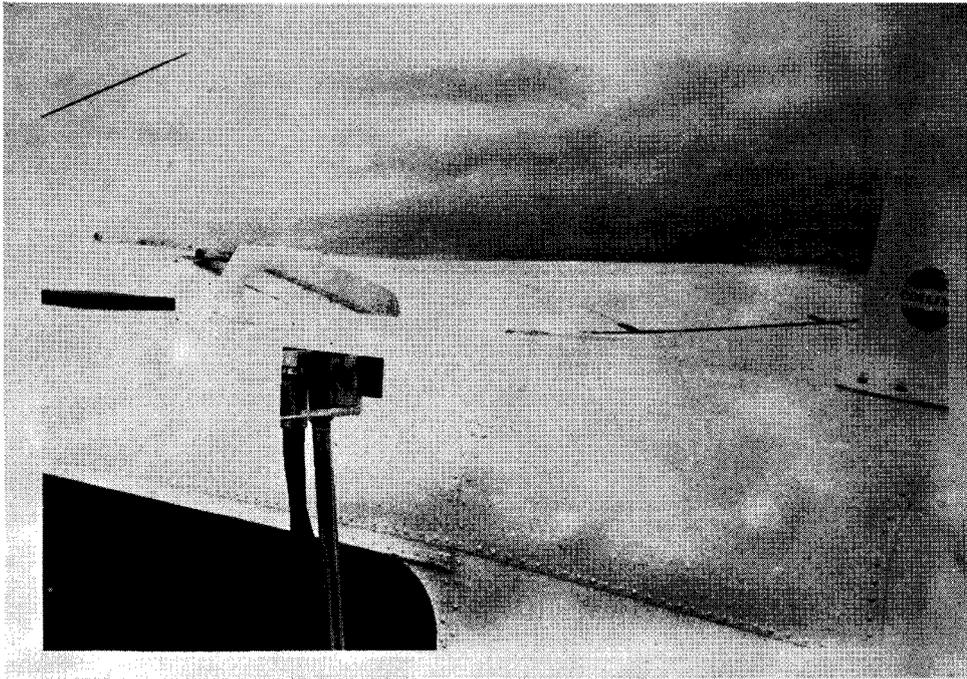
Nos mesures étaient enregistrées sur la centrale d'acquisition des données du D.F.V.L.R. Une opération de transformation des enregistrements magnétiques dans un code standard de lecture est en cours de réalisation ; c'est pourquoi, nous ne pouvons aborder les résultats de cette opération. Nous espérons pourtant que la comparaison des résultats de ces diverses méthodes sera très fructueuse.



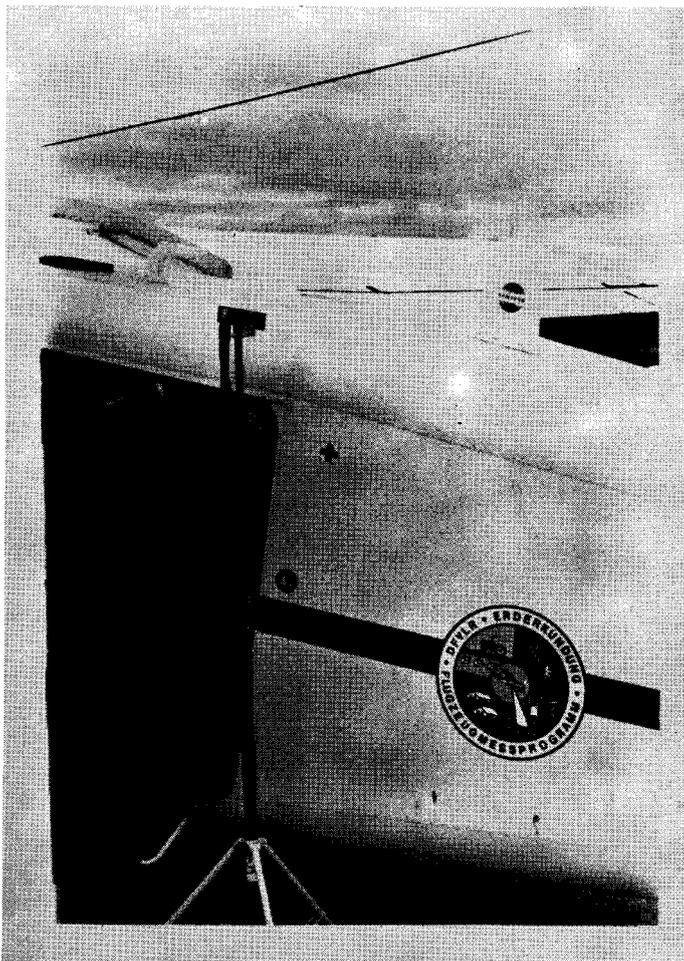
I) L'avion du D.F.V.L.R. basé aux îles Shetland, pendant l'opération Flex 1976.



II) Vue partielle de l'appareillage installé dans la cabine.  
A gauche : le radiomètre du laboratoire d'optique atmosphérique.



III) et IV) Opération d'étalonnage après vol.



**- CHAPITRE IV -**

**RESULTATS DE L'OPERATION CAP LOPEZ 1975**

## 1) INTRODUCTION

Depuis 1972 le laboratoire participe avec la collaboration des biologistes de l'O.R.S.T.O.M., à l'étude océanographique d'une zone située dans le golfe du Gabon. Cette zone s'étend, de part et d'autre de l'équateur, entre le continent et l'île de Sao Tomé. Chaque année, en juin et juillet, les relevés de la température superficielle de l'océan par radiométrie infra-rouge, font progresser notre connaissance de la dynamique des masses d'eaux, froides et chaudes, qui s'opposent, à la suite du développement de l'upwelling du Cap Lopez. L'étude est soutenue par le C.N.E.X.O. dans le cadre du développement des techniques d'aide à la pêche.

En 1975, nous avons testé la méthode de télédétection de la chlorophylle, sans bénéficier malheureusement, des mesures de "vérité-mer" prévues à bord du navire "Capricorne", celui-ci étant immobilisé à la suite d'une panne. Malgré cela, l'opération a permis de roder la méthode de mesure ; certaines défaillances sont apparues, qui ont nui à la précision des résultats ; nous les commenterons. Mais l'opération n'a pas été qu'un banc d'essai pour l'appareillage, ainsi, le soir même après chaque vol, P.Y. Deschamps a pu établir une cartographie de la différence "bleu-vert", c'est-à-dire  $A_{466} - A_{525}$  et ces cartes se sont avérées d'excellents compléments à celles de la température de surface, en mettant clairement en évidence les zones d'enrichissement en chlorophylle. D'autre part, parmi les autres résultats intéressants, on a pu vérifier que la différence  $A_{550} - A_{600}$ , bien qu'elle soit plus délicate à mesurer, assume correctement son rôle d'indicateur de turbidité.

## 2) QUELQUES EXEMPLES DE MESURES

### a) Mesure de l'éclairement descendant

La figure IV-1 représente l'enregistrement pendant vingt minutes des éclairissements descendants. Ce cas correspond à un ciel légèrement couvert, la couverture nuageuse variant entre 2 à 4 octets. C'est sous des éclairages aussi variables, que la quasi-totalité des vols ont eu lieu, ceci prouve, si besoin en était, la nécessité de mesurer le rayonnement descendant simultanément au rayonnement rétrodiffusé.

b) Exemple d'albédos obtenus par mesure de luminance

La figure IV-2 représente des enregistrements relatifs à la période pour laquelle nous venons de présenter les éclaircissements descendants. De bas en haut sont présentés les albédos, les différences d'albédos et la température de surface. Il existe peu de corrélation entre l'éclaircissement descendant et les albédos. Remarquons cependant que les trois faibles valeurs des éclaircissements descendants vers 9 h. 46 (voir figure IV-1) correspondent à un brutal maximum des albédos, ce qui est peut être dû à la situation du type 3 (voir III-3.d) : ombre sur l'avion et visée d'une zone éclairée. Comme l'enregistrement de la température de surface le montre, cette période correspond à une traversée du front, le plus fort gradient est observé à 9 h. 55, et cette traversée s'accompagne d'un changement de couleur, du bleu au vert, très perceptible d'ailleurs par un oeil exercé. On remarque que les variations de  $A_{466}$ , dues à la réflexion, constituent un bruit égal à  $\pm 0,003$  et que la diminution de  $A_{466}$  au passage du front est noyé dans ce bruit. Par contre, sur le tracé des différences, le bruit est plus faible  $\pm 0,001$  et le passage du front est nettement marqué, sur la différence  $A_{466} - A_{525}$ , par une diminution d'environ 0,005.

Sur la figure IV-3 sont représentées des mesures du même vol sur une zone plus homogène où les eaux sont plus chaudes et à priori moins riches. On remarque, entre 9 h. 25 et 9 h. 28, des variations d'albédos d'amplitude égale à 0,02. Avec un polariseur et en visant sous une incidence pas trop oblique, on comprend mal de telles variations. Pourtant, elles semblent bien dues à la réflexion, puisqu'elles disparaissent sur le tracé, très peu bruité, des différences.

c) Exemple d'albédos obtenus par mesure d'éclaircissement

Sur la figure IV-4, on a représenté les albédos et les différences d'albédos, provenant de mesures d'éclaircissement (vol du 30 juin) ; la couverture nuageuse, égale à 3 octets, est comparable à celle qui existait pour les exemples précédents. Comme attendu, les albédos et leurs variations ont des valeurs plus fortes puisqu'ils incluent tous les phénomènes de réflexion ; malgré cela, les différences d'albédos constituent à nouveau un signal peu bruité.

### 3) LES LIMITES DE LA PRECISION DES RESULTATS

Les exemples que nous venons de présenter sont extraits du compte-rendu de mission établi en octobre 1975. Une étude ultérieure plus approfondie a montré que la calibration des albédos n'était pas parfaitement exacte. C'est l'étude de la différence  $A_{550} - A_{600}$  qui a fait apparaître ce problème, en particulier les faits suivants :

a) pour certains vols, pendant lesquels la couverture nuageuse était très variable, la cartographie de la différence  $A_{550} - A_{600}$  met en évidence les zones d'ensoleillement, témoignant ainsi que l'élimination de la réflexion est mal faite, ce qui est la conséquence d'une mauvaise intercalibration.

b) la valeur expérimentale de cette différence a une valeur proche de zéro, quelquefois négative, alors que le modèle théorique prévoit des valeurs entre  $0,3 \cdot 10^{-2}$  à  $1 \cdot 10^{-2}$ .

Si ces problèmes de calibration ont été mis en évidence par l'étude de cette différence, c'est qu'évidemment, l'albédo de rétrodiffusion dans cette région du spectre, est beaucoup plus faible que l'albédo de réflexion.

On a pu démontrer que les défauts de l'appareillage provenait des filtres interférentiels. Les filtres "T.D.O.", de bande passante très étroite dans le visible, ne bloquent pas parfaitement dans les parties très éloignées du spectre et leur légère transmission de l'infra-rouge a perturbé les mesures. Certes la perturbation n'est pas considérable, car le rayonnement solaire est faible dans cette région du spectre, mais elle a été suffisante pour fausser les mesures ; il suffit de se rendre compte que la technique d'élimination de la réflexion par différence, exige une précision relative sur les albédos de l'ordre de 1 %. La découverte de ce défaut nous a conduit à munir l'appareil de filtre infra-rouge (KG5) et nous espérons que les mesures des prochaines opérations seront plus satisfaisantes. Quant aux mesures de Cap Lopez 75, évaluer, théoriquement et précisément, les erreurs commises était impossible. Nous avons seulement constaté et essayé de corriger les deux conséquences suivantes, qui semblent les plus importantes :

a) pendant l'étalonnage, on intercale un atténuateur optique ; les coefficients de transmission de cet atténuateur ont dû être revus parce qu'ils avaient été calculés en laboratoire à l'aide de l'appareil et sous l'éclairage d'une lampe aux caractéristiques spectrales très différentes de l'éclairage naturel ; pour tenter une correction, nous avons repris leur détermination en opérant sous l'éclairage du soleil ; les nouveaux coefficients d'étalonnage ainsi trouvés ont sensiblement amélioré les résultats.

b) pour les mesures de luminance, un polariseur était utilisé, celui-ci perd son efficacité dans l'infra-rouge ; le terme supplémentaire, dû à la réflexion de l'infra-rouge et difficile à évaluer, affecte donc la mesure du rayonnement montant et n'est sans doute pas négligeable lorsque l'albédo est faible ( $A_{550}$  et  $A_{600}$ ).

L'utilisation des nouveaux coefficients d'atténuation mesurés à l'aide du rayonnement solaire, a permis, dans le cas des mesures d'éclairement, de cartographier facilement la différence  $A_{550} - A_{600}$ . Il n'en a pas été de même dans les cas de mesures de luminance, où une correction empirique a dû être appliquée. Cette correction consiste à sous-évaluer  $A_{600}$  de 20 %. Elle permet, par exemple, d'assurer la continuité des résultats pour le vol du 1er juillet, qui est intercalé entre des vols de mesures d'éclairement.

#### 4) DEROULEMENT DE L'OPERATION

L'avion employé pendant l'opération, était un bimoteur à ailes hautes de type Britten-Norman, appartenant au groupement d'armateurs Interthon. Compte tenu du chargement, l'autonomie de vol était d'environ quatre heures, les vols ont eu lieu à une altitude de 500 pieds et à une vitesse moyenne de 120 noeuds. Les biologistes de l'O.R.S.T.O.M. prévoyaient les plans de vols, relevaient la température de surface de l'océan à l'aide d'un radiomètre infra-rouge Barnes PRT-5 installé et mis au point par le laboratoire, et analysaient chaque soir la situation hydrologique (Réf. 1 et 4).

En tout 14 vols de mesures d'albédos ont été réalisés, qui se décomposent ainsi :

- 1) albédos par mesure d'éclairements : les 27, 28, 29 et 30 juin et le 2 juillet,
- 2) albédos par mesure de luminances : le 1er juillet et pour chacun des vols entre le 6 et 13 juillet.

Toutefois les mesures du 27 juin sont incomplètes (manque  $A_{600}$ ) et ne seront pas reprises ici. On notera une interruption de trois jours dans nos mesures, du 3 au 5 juillet, due à une panne de l'avion et à un incident survenu au radiomètre visible.

#### 5) REMARQUES SUR LA PRESENTATION DES RESULTATS

En fin de chapitre, on trouvera les figures relatives à chacun des vols, soit successivement :

- a) les cartes de nébulosité et de l'état de la mer ; ces cartes ont été établies d'après les observations relevées toutes les cinq minutes au cours de chaque vol. Les détails ont été éliminés et seule la tendance générale de la zone apparaît. Ainsi, pour la nébulosité, on a fait ressortir les régions de ciel couvert (de 7 à 8 octets) et les régions d'éclaircie (de 0 à 1 octet).
- b) les cartes des différences  $A_{466} - A_{525}$  et  $A_{550} - A_{600}$ . Toutes les corrections ont été employées : nouveau coefficient d'étalonnage et correction de 20% sur  $A_{600}$  pour les mesures de luminance. Ces corrections conduisent à des variations dans une gamme plus élevée, mais sauf pour les 8 et 9 juillet, les courbes des cartographies présentées dans le rapport de mission d'octobre 75 ne sont que légèrement modifiées. Les chiffres indiqués sur les courbes sont à multiplier par  $10^{-4}$  ; de même dans la suite du texte, le facteur  $10^{-4}$  sera sous entendu. Enfin, par commodité, nous appellerons  $A_{466} - A_{525}$  la différence bleu-vert et la carte de  $A_{550} - A_{600}$  sera la carte de turbidité. Dans l'analyse des cartes des différences bleu-vert, nous qualifierons les eaux de vertes, lorsque cette différence est négative, de bleues lorsqu'elle est nettement positive, supérieure + 60. Cela correspond aux observations visuelles. En effet, sous de bonnes conditions d'éclairage, et en regardant à la verticale, l'oeil peut distinguer ces deux couleurs. D'après le recueil de nos observations, la zone frontière à l'intérieur de laquelle la distinction est

impossible, correspond à des différences comprises entre environ + 15 et + 45. Il est par ailleurs difficile de relever fidèlement d'autres nuances.

c) Pour quelques vols, les enregistrements continus de la température de surface, et des trois différences d'albédos indépendantes  $A_{466} - A_{525}$ ,  $A_{525} - A_{550}$ ,  $A_{550} - A_{600}$  ; en abscisse, les lettres majuscules correspondent aux changements de cap, spécifiés sur les cartes de température. On notera que les variations de  $A_{525} - A_{550}$  sont faibles et ne justifient pas une cartographie, cette différence est voisine de zéro, ne décroît que dans les rares zones de très fort enrichissement.

## 6) ANALYSE DES CARTES

### Remarque préliminaire :

*Les commentaires qui vont suivre ne concernent que les eaux du large ; en effet, les très grandes variations de couleur existant en permanence dans l'estuaire du Gabon ne sont qu'esquissées. Cette zone, proche de Libreville, correspondait d'ailleurs à la mise en marche des appareils.*

### 28 et 29 juin.

Les eaux chaudes guinéennes du contre-courant équatorial sont descendues sur la zone ; on ne rencontre des températures "froides" (23°) qu'au delà de 3°S. Ces eaux chaudes sont pauvres en chlorophylle (voir l'annexe sur l'océanographie biologique), la couleur de l'océan est bleue, les différences bleu-vert sont nettement positives, de l'ordre de 90, quelquefois supérieures à 120, valeurs qu'on rencontrera rarement. On ne discerne aucune évolution durant ces deux jours, et les cartes de température et de la différence bleu-vert sont tout à fait superposables dans leur partie commune. Le plan de vol du 28 consiste en une vaste exploration sud-nord, non loin de la côte. Sur cette côte, on remarquera plusieurs embouchures ; le fleuve principal est l'Ogooué (1 200 kms), il se jette dans l'Atlantique légèrement au sud du Cap Lopez en créant de nombreux bras ; plus au sud on trouve les déversoirs de lagunes côtières alimentées par de petites rivières. Sur les courbes  $A_{466} - A_{525}$  on observe le phénomène qui se révélera quasi-permanent. C'est l'existence d'une petite région relativement verte, qui forme un chapeau au-dessus du Cap Lopez et dont l'extension dans la direction nord-nord-ouest a pour effet de piéger une masse d'eau bleue dans le golfe entre l'estuaire

du Gabon et le Cap Lopez. Etant donné la direction dominante sud-est des vents, l'origine de cette langue d'eaux vertes semble être le déversement du fleuve Ogooué. En plus de ses effets propres d'apports matériels, l'écoulement du fleuve déclenche sans doute un léger upwelling, cause d'un enrichissement indirect. Le phénomène s'établit en effet à l'endroit où existe un front thermique (entre  $25,5^{\circ}$  et  $27^{\circ}$ ).

En dehors de cette zone, on remarque sur la carte du 28, une zone d'eaux froides légèrement plus riches en chlorophylle, au niveau de  $3^{\circ}\text{S}$ .

Examinons maintenant les cartes de turbidité, les variations de  $A_{550} - A_{600}$  sont les opposées de celles de  $A_{466} - A_{525}$  ; près des côtes, on remarque une augmentation liée à celle du nombre de particules diffusantes. Près du Cap Lopez, on observe que la zone verte correspond à une zone de plus grande diffusion, mais on remarque une seconde zone légèrement vers le sud-ouest. Ces deux zones correspondent peut-être à l'écoulement des apports terrigènes, provenant pour la première, de l'embouchure de l'Ogooué, pour la seconde du déversoir situé légèrement plus au sud. Ce phénomène singulier, puisqu'il ne correspond pas à un dédoublement de la zone d'enrichissement en chlorophylle, sera pourtant confirmé, puisqu'on le retrouvera sur les cartes du 30 juin et du 1er juillet.

Enfin la zone d'enrichissement près de  $3^{\circ}\text{S}$ , est aussi une zone de plus grande diffusion, mais les courbes des deux différences n'y sont pas bien corrélées.

### 30 juin.

La zone très proche du Cap Lopez se refroidit très légèrement. L'enrichissement y est plus net que les deux jours précédents. Il s'étend presque concentriquement à la pointe du Cap Lopez, avec cependant une direction privilégiée : le nord-ouest. De part et d'autre, les eaux s'enrichissent légèrement : la masse d'eau très bleue ( $> 120$ ) entre le Cap Lopez et l'estuaire du Gabon, déjà atrophiée le 29, a maintenant "disparu" ; de l'autre côté, la ligne 120 est nettement descendue vers le sud. Quant à la turbidité, elle a aussi augmenté dans la zone du Cap Lopez.

1er juillet.

L'enrichissement s'amplifie nettement. Le phénomène s'oriente comme la veille vers le nord-ouest, mais se prolonge ensuite vers le nord, suivant la zone d'extension des eaux froides. Même la région sud s'enrichit légèrement.

2 juillet.

La source d'enrichissement semble s'être tarie. Toute la région sud est à nouveau très bleue. Ne subsiste de l'enrichissement de la veille que la pointe dirigée vers le nord et qui s'est elle-même très appauvrie. Pourtant la situation thermique est sensiblement la même que la veille. Cela signifie sans doute que la réserve de sels minéraux remontée les jours précédents était faible et qu'elle est déjà complètement épuisée. Ne rejettons pas cependant une autre hypothèse : notre commentaire concerne la chlorophylle de surface, cette interruption de l'enrichissement n'est peut être qu'apparente et correspond simplement à l'enfoncement de la chlorophylle d'une dizaine de mètres.

Du 3 au 5 juillet, il y a pas eu de mesures d'albédos. Le 4 juillet, les relevés de température montrent que l'ensemble de la zone se refroidit nettement, les températures sont comprises entre 23,5° et 25°.

6 juillet.

La situation de ce jour est singulière. L'examen des deux cartes de couleur, montre que comme pour les cas précédents, une source d'enrichissement existe très légèrement à l'ouest du Cap Lopez. Cette zone d'enrichissement file vers le nord-ouest, en restant très étroite, puis s'incurve vers l'île de Sao Tomé, en formant un arc de cercle remarquable. L'origine de l'enrichissement semble indiscutablement liée aux apports côtiers de l'Ogooué. Pourtant la carte de la température montre que c'est toute la zone, sur une longueur de 90 milles, qui est envahie par de l'eau de température inférieure à 23° et que l'arc de cercle correspond au front thermique (entre 23° et 24°).

7 juillet.

Des eaux chaudes apparaissent le long de l'île de Sao Tomé et l'isotherme 23° est nettement repoussée vers l'est. Sur les cartes des couleurs, on distingue encore, mais moins nettement, l'arc de cercle d'enrichissement de la

veille. Dans son ensemble la zone s'est légèrement enrichie, l'aire où la différence  $A_{466} - A_{525}$  est supérieure à 90 a nettement régressée.

#### 8 juillet.

Les eaux chaudes reprennent place dans le nord-est, près de l'estuaire du Gabon. Mais le phénomène le plus important est l'apparition d'eaux très froides ( $22^{\circ}$ ) dans le sud-ouest créant ainsi une nouvelle zone d'enrichissement. A nouveau, c'est dans son ensemble que la zone s'est enrichie, et plus au nord, on retrouve la marque de l'arc de cercle apparue le 6 juillet.

Quant à la carte de turbidité, il est difficile d'en tirer des conclusions. Elle a sans doute peu de signification car les signaux dans les canaux correspondants étaient très élevés, entrant dans le domaine de saturation des amplificateurs.

#### 9 juillet.

Les eaux chaudes continuent leur progression dans le nord-est et ce secteur s'appauvrit puisque la différence bleu-vert augmente. Au sud-ouest, les eaux froides continuent leur extension et un front thermique ( $23^{\circ}$ ) presque rectiligne s'établit, sur lequel on note le maximum d'un très fort enrichissement. Une seconde zone d'enrichissement apparaît le long de l'isotherme  $25^{\circ}$ . On peut remarquer qu'elle reste localisée à l'endroit où les isothermes  $24,5^{\circ}$  et  $25^{\circ}$  sont les plus rapprochées. Enfin les vents du sud, qui soufflaient fortement la veille dans la zone nord-ouest ont, semble-t-il, entraîné l'ensemble de la zone d'enrichissement.

#### 10 juillet.

La configuration des isothermes est sensiblement la même que pour le jour précédent, mais les eaux chaudes ont progressé légèrement vers le sud. Cette progression ne s'arrêtera que le 12 juillet. Phénomène lié à cette progression, des eaux bleues réapparaissent dans tout le nord de la région. Au sud, le front thermique ( $23^{\circ}$ ) a sensiblement la même direction que la veille, il s'accompagne toujours d'un net enrichissement, d'autant plus intensif que les isothermes sont resserrées (vers  $1^{\circ}\text{S}$ ,  $8^{\circ}\text{E}$ ). Près du Cap Lopez, la ligne d'enrichissement traverse les isothermes  $24,5^{\circ}$  et  $25^{\circ}$  et cela rappelle les situations des 28 et 29 juin. La carte de turbidité montre une zone de plus grande diffusion localisée près du front thermique.

11 juillet.

La situation thermique évolue peu. Les eaux chaudes progressent vers le sud, l'appauvrissement du nord de la zone s'étend. Au sud, l'enrichissement est, comme la veille, localisé sur le front thermique (entre 22 et 23°) qui, à l'est, est légèrement remonté vers le Cap Lopez. On note que la ligne d'enrichissement en chlorophylle est très tourmentée, de nombreuses langues dirigées vers le nord-ouest apparaissent ; elles sont pour la plupart bien corrélées avec les zones de haute turbidité. On remarque que l'enrichissement atteint un très haut degré d'intensité dans la langue légèrement à l'ouest du Cap Lopez.

12 juillet.

La situation thermique se stabilise, on note même une légère régression des eaux chaudes, l'enrichissement constaté la veille s'est arrêté. La langue très riche notée à l'ouest du Cap Lopez s'est appauvrie, mais s'est étendue, semble-t-il vers le nord, en coupant la zone en deux. Cette séquence :

- apparition d'une langue verte près du Cap Lopez (le 10)
- enrichissement violent de cette langue (le 11)
- arrêt de l'enrichissement, mais dilution vers le nord, et phénomène de coupure (le 12)

rappelle de façon évidente les situations apparues entre le 28 juin et le 2 juillet.

13 juillet.

Les eaux légèrement enrichies qui s'étendaient vers le nord, se sont définitivement appauvries, les eaux bleues règnent à nouveau dans la partie nord. Mais un upwelling se développe à nouveau, les eaux froides réapparaissent jusqu'au nord de 1°S, et un enrichissement intensif s'installe sur le front thermique entre 23 et 24°.

7) CONCLUSION

L'opération Cap Lopez 75 a permis le développement d'une méthode de mesure de la couleur de l'océan, indépendante de la couverture nuageuse. Cette méthode consiste à utiliser les différences d'albédos. Parmi les différences

possibles,  $A_{466} - A_{525}$ , liée à l'intensité de l'absorption par la chlorophylle, présente un large domaine de variation, ce qui a permis d'en établir la cartographie. Une autre différence,  $A_{550} - A_{600}$ , peut aussi être cartographiée, bien que ses variations soient plus faibles. Dans les zones où la différence  $A_{466} - A_{525}$  diminue, la différence  $A_{550} - A_{600}$ , au contraire, augmente généralement, confirmant ainsi que dans l'intervalle 550 nm à 600 nm, les variations du coefficient d'absorption de l'eau de mer sont faibles par rapport à celles du coefficient de diffusion. On remarque, cependant que ces phénomènes ne sont pas toujours très bien corrélés à plus petite échelle.

Le second résultat de l'opération est ce recueil de cartes, que nous avons analysées et qui constituent des documents supplémentaires, permettant une meilleure étude du milieu. Il est, toutefois, à déplorer que nous ayons été obligés d'apporter des corrections aux coefficients d'étalonnage ; cela crée quelque incertitude sur les valeurs absolues des différences d'albédo.

**- CHAPITRE V -**

**PREMIERS RESULTATS DE L'OPERATION CAP LOPEZ 1976**

## 1) INTRODUCTION

La nouvelle opération Cap Lopez vient de se terminer récemment. Nous allons présenter quelques aspects du travail qui a été effectué sur place ; cela ne constituera donc pas un compte rendu définitif. Nous présenterons d'abord une séquence de cartes de la différence  $A_{466} - A_{525}$  sur lesquelles on retrouvera certains phénomènes relevés en 1975. Puis nous ferons le bilan des opérations de "vérité-mer" ; le navire Capricorne était en effet sur zone au début et à la fin de l'opération. La très grande variabilité temporelle et spatiale des propriétés biologiques de cette partie de l'océan, exigeait que les mesures de chlorophylle soient faites simultanément au passage de l'avion. Nous verrons que de telles mesures ont, malheureusement été trop peu nombreuses, pour que l'on puisse tirer des conclusions définitives. Enfin, nous décrirons les résultats de mesures faites à plus haute altitude.

Avant d'aborder le sujet, faisons quelques remarques générales. Par rapport à l'année précédente, l'appareil a reçu quelques améliorations. Le blocage des filtres a naturellement été revu par l'addition de filtres à bande passante plus large, et de filtres opaques à l'infra-rouge. Pour la partie électronique, le redressement est maintenant assuré par une détection synchrone qui assure une meilleure linéarité. Ce perfectionnement a rendu les opérations d'étalonnage plus pratiques et plus sûres, l'atténuation des signaux correspondant au rayonnement descendant pouvant s'effectuer électroniquement par simple changement du rapport de gain des amplificateurs. L'année précédente, cela était obtenu par la mise en place d'un atténuateur optique.

Quant aux techniques de mesures (éclairage ou luminance), l'opération 75 a montré qu'elles conduisaient à des résultats sensiblement équivalents, les mesures de luminance présentant toutefois une contrainte qui consiste à éviter la direction de réflexion directe du soleil. C'est pourquoi, pour ce type d'opération de quadrillages d'une zone pendant lesquels les changements de cap sont fréquents, nous avons préféré faire des mesures d'éclairage et c'est cette seule technique qui a été utilisée du début à la fin de l'opération.

## 2) PRESENTATION ET ANALYSE DES CARTES

A la suite du texte de ce chapitre, nous présentons les cartes de la différence  $A_{466} - A_{525}$  pour les 20 et 22 juin et pour la période du 4 au

13 juillet. Ces cartes sont associées aux cartes de température de surface dressées par l'équipe de l'O.R.S.T.O.M. Rappelons que, dans les deux cas, ces documents établis sur place seront susceptibles de recevoir quelques modifications après un examen plus approfondi des mesures. Voici une analyse de ces cartes. (fig. n° V-1 à V-12)

20 et 22 juin (le Capricorne était sur la zone).

Durant cette période, on assiste au réchauffement de la zone au nord de 1°S et ce réchauffement s'accompagne d'un appauvrissement en chlorophylle, du moins dans la moitié ouest, puisque la différence bleu-vert remonte au-dessus de 90. La zone est, proche du Cap Lopez, reste, par contre, enrichie. Il semble, qu'en avance par rapport à 75, la remontée des eaux froides se soient déjà produite et qu'on se trouve à la fin d'un premier cycle, dans une période de réchauffement. Les différences bleu-vert relevées le 22 juin, s'établissent entre - 10 et + 100. La gamme est sensiblement identique à celles rencontrées en 75. Cependant, on rencontrera cette année des valeurs, en général, plus basses typiquement de - 30 à + 60, traduisant un plus gros enrichissement en chlorophylle à la surface. Les températures de surface relevées cette année sont par ailleurs, elles aussi, dans leur ensemble plus faibles de 21 à 25° au lieu de 23 à 27°. La carte du 21 juin n'a pu être dressée par suite de l'absence de mesure pendant la première moitié du vol.

4 et 5 juillet.

Ce sont des configurations classiques : des eaux plus chaudes et bleues au nord, des eaux froides et vertes au sud. En dehors de la zone du Cap Lopez, l'enrichissement associé aux eaux froides est maximum dans le sud-ouest, vers 7°20E, il semble plus intensif le 5 juillet. Cette dernière carte présente des éléments de similitude avec celle du 10 juillet 75. A l'est, l'enrichissement du Cap Lopez semble s'être propagé vers le nord-est jusqu'à l'estuaire du Gabon.

Du 6 au 9 juillet.

Les eaux chaudes progressent vers le sud ; on constate, lié à ce mouvement, un appauvrissement en chlorophylle, surtout à l'ouest de 8°E.

Le 8, apparition d'eaux froides relativement pauvres (21°,  $A_{466} - A_{525} = 0$ ) à 2°S.

10 juillet.

Le réchauffement continu se développant depuis le 4 juillet est stoppé, on observe un léger refroidissement près des côtes. Près du Cap Lopez, l'enrichissement est intensif, surtout à l'intérieur de deux langues orientées vers le nord, ce qui rappelle des configurations observées en 1975. Dans ces deux zones, la différence est fortement négative entre - 30 et - 60, valeurs extrêmes rarement mesurées jusqu'alors, en dehors de l'estuaire du Gabon. Ce subit enrichissement est sans doute lié à l'apparition d'un fort vent de sud-est soufflant depuis la veille.

11, 12 et 13 juillet.

L'enrichissement du Cap Lopez se propage vers le nord, ce qui a pour effet de couper la zone en deux, d'autant que des eaux chaudes descendent au large de Libreville. C'est évidemment une séquence qui rappelle celles de 1975.

3) MESURES IN SITU DE CHLOROPHYLLE

Le tableau V-1 montre les mesures réalisées par le navire océanographique Capricorne, pendant la période où nous étions en opération. On trouvera pour chaque station, la température (T) de l'océan, la concentration de chlorophylle (a) aux profondeurs entre 0 et 20 mètres, la profondeur (Ph) de la couche homogène et la profondeur (Ps) de disparition du disque de Secchi. Les mesures de chlorophylle sont obtenues par analyse spectrométrique.

L'examen de ce tableau conduit d'abord aux constatations suivantes :

**TABEAU V-1**  
~~~~~

Station	Date	Heure	Localisation		T(°C)	Profil de la chlorophylle a (mg/m <sup>3</sup> )					Ph (m)	Ps (m)
						0 m	5 m	10 m	15 m	20 m		
69	19/6	08 H	00°10S	06°31E	25,8	0,18	0,13	0,19	0,78	0,95	11	19
70	"	19 H	01°01S	07°25E	23	0,35	0,25	0,62	3,57	2,24	6	-
71	20/6	08 H 30	01°04S	07°30E	22	0,20	0,19	0,19	0,48	1,41	16	16
72	"	22 H	00°01S	08°03E	27,7	0,22	0,11	0,82	0,11	0,25	16	-
73	21/6	09 H 30	00°00	08°00E	26,1	0,18	0,18	0,25	0,15	2,15	16	19 m
74	"	20 H 30	01°00S	07°30E	24,1	0,21	0,14	0,16	0,36	0,69	7	-
75	22/6	09 H 30	"	"	25,5	0,11	0,07	0,11	0,58	0,87	5	19
1	12/7	07 H	00°30S	06°00E	23	0,31	0,28	0,62	0,39	0,22	11 m	-
2	"	16 H 15	"	07°00E	23,8	0,27	0,19	0,79	0,96	0,82	10 m	-
3	"	20 H	"	07°17E	23,2	0,22	-	-	-	-	-	-
4	"	22 H	00°38S	07°35E	22,8	0,21	-	-	-	-	-	-
5	"	24 H	00°45S	07°54E	22,6	0,24	-	-	-	-	-	-
6	13/7	02 H	00°52S	08°11E	22	0,30	-	-	-	-	-	-
7	"	04 H	01°00S	08°23E	21,6	0,31	-	-	-	-	-	-
8	"	06 H	"	"	21,6	0,55	0,73	0,64	0,31	0,33	10 m	-



- a) Aucun profil n'est réellement homogène. Par exemple, la station 70 présente une forte discontinuité entre 10 et 15 mètres (de 0,62 à 3,57 mg/m<sup>3</sup>).
- b) Les variations temporelles sont très grandes. Voici des exemples tirés de stations de localisations quasi-identiques :

Stations 70 et 71 :	19 H	3,57 mg/m <sup>3</sup>	à	15 m
	8 H 30	0,48 "		"
Stations 72 et 73 :	22 H	0,82 mg/m <sup>3</sup>	à	10 m
	9 H 30	0,25 "		"
Stations 74 et 75 :	20 H 30	0,21 mg/m <sup>3</sup>	à	0 m
	9 H 30	0,11 "		"
Stations 7 et 8 :	4 H	0,31 mg/m <sup>3</sup>	à	0 m
	6 H	0,55 "		"

Ces variations liées à un phénomène biologique et accentuées par l'effet de jour et nuit, ne peuvent surprendre.

Etant donné les heures et localisations, seules les stations 71, 73, 75 et 8 ont été survolées. En fait, le survol de l'avion et le prélèvement d'échantillon n'étaient par rigoureusement simultanés. Les écarts sont respectivement égaux à +1H, +0H, -1H et +2H 30. Cela constitue une cause d'incertitude étant donné, d'une part, les variations temporelles que nous venons de constater et d'autre part, l'éventualité d'une dérive du navire pendant ces laps de temps.

La figure V-13, représente le modèle théorique établi au chapitre II. Nous y avons porté ces quatre stations, d'après les valeurs des différences d'albédo  $A_{466} - A_{525}$  et  $A_{550} - A_{600}$ . Pour chaque cas, nous avons fait la moyenne d'une dizaine de mesures, leurs variances sont figurées par des rectangles d'incertitude. Si on ne considère que la chlorophylle de surface, le modèle est dans une certaine mesure confirmé. S'opposent en effet, les stations 8 et 75 respectivement la plus riche et la plus pauvre en chlorophylle dans les dix premiers mètres. Les stations 71 et 73 occupent des positions intermédiaires. Remarquons cependant que les stations 71, 73 et 75 présentent des valeurs de chlorophylle plus élevées entre 15 et 20 mètres. Il est, d'autre part, à regretter qu'aucune mesure n'ait été faite dans une zone d'enrichissement (différence  $A_{466} - A_{525}$  négative et augmentation de  $A_{550} - A_{600}$ ), là où le modèle théorique prévoit des concentrations de l'ordre de 1 mg/m<sup>3</sup>.

Les stations 3 à 7 concernent des prélèvements de surface effectués pendant la nuit du 12 au 13 juillet, alors que le navire était en marche vers l'ouest. On observe qu'il existe un minimum de chlorophylle (station 4) qui correspond à une zone médiane légèrement moins verte remarquée sur les cartes du 12 et 13. La température décroît régulièrement confirmant la carte du 12.

En conclusion, il semble que la différence  $A_{466} - A_{525}$  est réellement liée à la concentration de chlorophylle en surface. Cependant la démonstration reste trop insuffisamment rigoureuse ; d'autres expériences de ce type devront être multipliées.

#### 4) MESURES A DES ALTITUDES DIFFERENTES

Les 12 et 13 juillet, nous avons effectué des comparaisons entre les mesures obtenues à deux altitudes. Ce genre de manipulation est délicat et ampute le plan de vol de précieuses minutes car, seules les mesures obtenues en palier sont valables, les récepteurs optiques n'étant pas horizontaux pendant la montée de l'avion. D'autre part comme la vitesse ascensionnelle de l'avion est relativement faible, il n'est pas facile de s'assurer que l'on se replace sur la même zone lors du second palier, à moins de disposer de points de repère. Ces points de repère ont été le 12 juillet, une plate-forme pétrolière (des panaches de mazout de faible dimension n'ont pas perturbé les mesures) et le 13 juillet, le navire Capricorne. La cadence d'enregistrement des mesures était alors accélérée, ce qui permettait d'obtenir une dizaine de mesures pendant des paliers de deux minutes. Une troisième expérience moins précise était faite le 13 juillet, sans cette fois, de retour en arrière. On a vérifié ultérieurement que la zone survolée était homogène. Pendant ces trois expériences la visibilité était moyenne : 8 kilomètres. Le 12 juillet le ciel était couvert (plafond à 4 000 pieds), le 13 le ciel était plus dégagé, 3 à 4/8 pendant le survol du Capricorne, 1/8 pendant la seconde expérience. Cependant à chaque tentative, nous avons rencontré dès 1 200 pieds de fines nappes nuageuses, qui nous ont obligé à limiter l'expérience à cette altitude. L'altitude habituelle pendant ces vols de 1976 était 300 pieds. C'est donc l'effet d'une augmentation d'altitude égale à environ 800 pieds que nous avons étudié. Cette différence d'altitude peut paraître négligeable devant l'épaisseur totale de l'atmosphère, pourtant, elle conduit à des modifications sensibles des différences d'albédos, comme on

TABLEAU V-2  
 ~~~~~

| Expérience                                   | 12 juillet<br>Plate-forme<br>1°05S-8°40E | 13 juillet<br>Capricorne<br>1°S-8°23E | 13 juillet<br>0°20S-8°E |
|----------------------------------------------|------------------------------------------|---------------------------------------|-------------------------|
| Seconde altitude<br>(en pieds)               | 1 200                                    | 1 100                                 | 1 000                   |
| Mesures à 300 pieds                          |                                          |                                       |                         |
| A <sub>466</sub> - A <sub>525</sub>          | -8 ± 2                                   | 21 ± 5                                | 21                      |
| A <sub>550</sub> - A <sub>600</sub>          | 50 ± 1,8                                 | 38 ± 2                                | 50                      |
| Mesures à la<br>seconde altitude             |                                          |                                       |                         |
| A <sub>466</sub> - A <sub>525</sub>          | 16,1 ± 2,4                               | 43 ± 2,5                              | 37 ± 3                  |
| A <sub>550</sub> - A <sub>600</sub>          | 61,1 ± 1,6                               | 45 ± 2                                | 56 ± 4                  |
| Augmentation due au<br>changement d'altitude |                                          |                                       |                         |
| A <sub>466</sub> - A <sub>525</sub>          | 24,1                                     | 22                                    | 16                      |
| A <sub>550</sub> - A <sub>600</sub>          | 11,1                                     | 7                                     | 6                       |

Les mesures des différences d'albédos sont  
 à multiplier par 10<sup>-4</sup>.



peut le voir sur le tableau V-2. Concluons que le passage de 300 à 1 100 pieds augmente les différences d'albédos ; les chiffres environ  $20.10^{-4}$  pour  $A_{466} - A_{525}$  et  $8.10^{-4}$  sont légèrement plus élevés que ceux calculés au chapitre II, d'après un modèle de diffusion simple, sans aérosol. Le tableau II-5 prévoyait des augmentations respectivement égales à  $15.10^{-4}$  et  $11.10^{-4}$  pour le passage de 0 m à 300 m, c'est-à-dire 1 000 pieds.

## 5) CONCLUSION

Nous le répétons, nous n'avons présenté qu'une partie des résultats de l'opération. Les différences  $A_{550} - A_{600}$ , par exemple, n'ont pas encore été examinées. Outre les expériences de vérité-mer et celles de changement d'altitude, l'acquit le plus important est la reconduction de la plupart des conclusions de l'expérience de 75. Les cartes établies pendant ces deux années présentent en effet des similitudes et la mesure des albédos dans le visible s'avère véritablement comme l'outil supplémentaire, indispensable à une meilleure connaissance de l'écologie marine. En regardant l'ensemble des cartes des deux années, nous avons remarqué, par exemple, les situations suivantes : des enrichissements particulièrement intenses se produisent près du Cap Lopez, le 30.6.75, le 11.7.75 et le 10.7.76 ; dans les trois cas, ils ne sont accompagnés que d'un très léger refroidissement ; les jours suivants, le refroidissement s'accroît et les isothermes forment des boucles se gonflant vers le nord, donc se corrélant aux formes des boucles de l'enrichissement. Contrairement à ce qui se passe au large, l'extension de la zone refroidie semble suivre celle de l'enrichissement. Le brassage des eaux masque-t-il pour un temps l'upwelling ? Y a-t-il prépondérance de l'effet de l'écoulement des apports du fleuve Ogooué ? Ces questions dépassent notre compétence d'opticien.

## — CONCLUSION —

Aux deux premiers chapitres, nous avons développé un modèle théorique, qui a permis de relier la valeur de l'albédo de l'océan à ses propriétés optiques et, moyennant certaines hypothèses, à sa teneur en chlorophylle. Ce modèle théorique a servi de guide à l'élaboration et à l'interprétation des expériences décrites aux chapitres suivants.

L'exactitude de ce modèle de prévision est difficile à prouver. D'une part, cela ne peut être fait au laboratoire, l'imitation des conditions complexes océanographiques et atmosphériques serait douteuse. D'autre part, il faut trouver en mer des teneurs en chlorophylle présentant des écarts significatifs. Celles-ci ont été trouvées au Cap Lopez, mais leurs variations temporelles et spatiales sont telles que l'opération exige beaucoup de rigueur. C'est pourquoi, les mesures in-situ, trop peu nombreuses, de cette année ne peuvent servir à démontrer la justesse du modèle. Au plus, peut-on remarquer qu'elles n'en contredisent pas les conclusions.

Nous n'avons pas exposé les résultats des mesures effectuées en avril 1976 en mer du Nord sur la zone Fladen. En effet, les enregistrements, uniquement magnétiques, des mesures ne nous sont pas encore parvenus. Pour cette opération d'étalonnage de la chlorophylle, ces mesures devraient être plus fructueuses. Les conditions biologiques sont en effet différentes. A cette latitude, le plancton se développe graduellement dès que le printemps arrive. C'est donc une augmentation continue de la teneur en chlorophylle qui a dû être normalement observée pendant une vingtaine de jours. Par ailleurs une étude océanographique de la zone était réalisée par plusieurs navires (opération Jonsdap).

En attendant ces résultats, remarquons que les mesures du navire Capricorne indiquent que le profil de chlorophylle est variable suivant les stations. Compte tenu des conclusions des calculs dans le cas d'un milieu inhomogène (les variations d'albédos sont sensibles à la chlorophylle suivant une pondération de type exponentielle, en fonction de la profondeur), cela peut enlever une part d'intérêt à la méthode. En effet, s'il n'existe aucune corrélation entre les teneurs superficielles et globales de chlorophylle, l'ambiguïté est alors très grande entre le degré d'intensité et la profondeur de l'enrichissement. Nous n'avons sans doute pas assez insisté sur ce point lors de nos analyses, en particulier à propos du déversement des eaux fluviales qui, plus légères, ont tendance à rester en surface.

Quoiqu'il en soit, la méthode que nous avons appliquée pendant ces deux années paraît fructueuse. La manifestation biologique la plus notable, c'est-à-dire l'enrichissement en chlorophylle dans les zones de remontée d'eaux froides, est constamment apparue et l'extension du champ de vision apportée par la télédétection a permis d'en tracer les contours. Deux mécanismes d'enrichissement semblent avoir été distingués, l'un frontal, l'autre à partir de l'estuaire de l'Ogooué. Cela a été réalisé d'après les valeurs de la différence d'albédos  $A_{466} - A_{525}$ . L'autre différence  $A_{550} - A_{600}$ , qui ne doit apporter qu'une correction secondaire, fournit des informations complémentaires.

Enfin, nous avons abordé le problème de la dégradation des mesures par l'atmosphère. En basse atmosphère, un changement d'altitude aussi faible que 300 mètres modifie nettement la différence  $A_{466} - A_{525}$ . Nous le savions : la transposition de nos résultats aux mesures «satellite» ne sera pas immédiate.

- ANNEXE I -

**APPLICATION DE L'ANALYSE DES CORRESPONDANCES A L'ETUDE  
DES SPECTRES DE REFLEXION DE L'OCEAN**

L'exploitation des mesures de spectres de réflexion de l'océan peut être abordée grâce aux méthodes statistiques. En effet, sur un ensemble de spectres, il est possible, de façon purement mathématique, de définir des relations de similitude et de retrouver des classes de spectres qui ont des propriétés communes, par exemple l'altitude de l'enregistrement ou la richesse en chlorophylle de la zone survolée. Ce type d'étude a été entrepris grâce à l'aide de J.M. Monget, au Laboratoire de Ressources Terrestres de l'Ecole des Mines de Paris.

Nous commencerons par décrire le principe de la méthode, c'est-à-dire l'analyse des correspondances. Puis nous verrons son application à deux ensembles de données : d'abord aux spectres provenant d'une opération américaine effectuée par G.L. Clarke et G.C. Ewing (Réf. 19), ensuite aux mesures à quatre longueurs d'onde de l'opération Cap Lopez.

#### 1) PRINCIPE DE LA METHODE

Nous ne ferons ici qu'une brève description des principes de l'analyse des correspondances. Pour retrouver des explications plus rigoureuses, il faudra se rapporter aux ouvrages de J.P. Benzecri (Réf. 24) ainsi qu'aux rapports de J.M. Monget (Réf. 25).

Les domaines d'application de l'analyse des correspondances sont variés : ethnographie, linguistique, économie par exemple. En règle générale, les données se présentent sous la forme d'un tableau de dimension  $I \times J$ , représentant  $I$  individus munis de  $J$  caractères. Ainsi en télédétection, on assimilera une mesure de spectre à un individu et une intensité dans un canal à un de ses caractères. Le principe de base consiste à représenter chacun des spectres par un point dans un espace à  $J$  dimensions, l'espace des canaux. Cela est rendu possible par la définition d'une "distance de similitude" entre spectres.

Soit  $k_{ij}$ , la mesure du canal  $j$  pour le spectre  $i$ . On définit :

$$k_i = \sum_j k_{ij} \quad \text{le "poids" du spectre } i$$

$$k_j = \sum_i k_{ij} \quad \text{le "poids" du canal } j$$

$$k = \sum_{ij} k_{ij}$$

$$p_i = \frac{k_i}{k} \qquad p_j = \frac{k_j}{k}$$

$$p_{ij} = \frac{k_{ij}}{k}$$

$$p_i^j = \frac{p_{ij}}{p_i}$$

La distance de similitude entre deux spectres  $i$  et  $i'$  sera égale à :

$$d^2_{ii'} = \sum_{j=1}^J \frac{1}{p_j} (p_i^j - p_{i'}^j)^2$$

Grâce à cette définition, deux spectres identiques, ou ne différant que par un facteur d'intensité, seront représentés par un même point. Par contre deux spectres possédant les intensités les plus différentes dans chacun des  $J$  canaux, seront "diamétralement opposés". Les points spectres forment un nuage dont la forme définit la structure de l'ensemble des données. Les structures les plus simples, mais inintéressantes, sont décrites par une boule homogène lorsque les  $J$  spectres sont totalement indépendants et par un allongement dans une seule direction s'il existe, au départ, une dichotomie évidente. En dehors de ces cas extrêmes, on cernera la structure des données en cherchant les principales directions d'allongement du nuage. En affectant chaque point d'un poids  $k_i$ , le problème rejoint celui mécanique de la recherche des axes principaux d'inertie : la diagonalisation de la matrice d'inertie fournit un nouveau référentiel, dont les vecteurs de base seront appelés axes factoriels et "sur lesquels, par variance décroissante, viendra se projeter le nuage de points". Le facteur de contraste lié à un axe factoriel est mesuré par "le pourcentage d'inertie", rapport de la valeur propre correspondante à la trace de la matrice. En général, cinq axes factoriels suffisent à découvrir les principaux contrastes et les projections des points sur ces axes résument correctement le tableau initial des données.

On peut aborder l'analyse des données sous l'autre angle : faire l'analyse structurelle des similitudes entre canaux. On définit une distance de similitude entre canaux, analogue à celle entre spectres et on cherche les principales directions d'allongement du nuage des points canaux dans l'espace des spectres. Les calculs sont théoriquement plus faciles, puisque la matrice d'inertie est dans ces cas de dimension réduite (le nombre de canaux est en général

beaucoup plus petit que le nombre de spectres mesurés). En fait, on peut démontrer que les deux matrices d'inertie ont des valeurs propres communes et que les vecteurs propres des deux espaces se déduisent par simple proportionnalité. Cela veut dire que les écarts entre spectres et ceux entre canaux peuvent se décrire à l'aide d'une structure commune. C'est en cela que réside l'originalité de la méthode de l'analyse des correspondances.

En résumé, les principaux résultats d'une analyse se présenteront de la manière suivante :

- a) les valeurs des pourcentages d'inertie relatifs aux premiers facteurs donneront une idée de la richesse de contrastes contenus dans les données,
- b) les diagrammes représentant simultanément les projections des points canaux et des points spectres sur les plans factoriels, formeront des schémas simples, à travers lesquels un observateur expérimenté pourra retrouver les causes des différents contrastes,
- c) les coefficients de la combinaison linéaire trouvés par la diagonalisation de la matrice d'inertie, permettront le calcul des "contributions absolues" d'un canal à chacun des axes factoriels, qui indiqueront quels sont les canaux où apparaissent le mieux les contrastes considérés.

## 2) ANALYSE DES SPECTRES DE CLARKE ET EWING

G.L. Clarke et G.C. Ewing (Woods Hole Oceanographic Institution) ont fourni à J.M. Monget une partie des résultats de leur campagne de mesures effectuée en mai 1970 dans les Caraïbes et sur la côte Mexicaine. Notre analyse portera sur 247 spectres, constitués par 51 valeurs discrètes entre les longueurs d'onde 400 et 655 nm. Les spectres ont été enregistrés à l'altitude de 5 000 pieds, sauf au-dessus des stations de mesures où plusieurs altitudes sont considérées. Il n'existe malheureusement que cinq stations. Les variétés de concentrations en chlorophylle sont réduites : quatre sont inférieures à  $0,06 \text{ mg/m}^3$  la cinquième  $0,23 \text{ mg/m}^3$  concerne des eaux légèrement plus riches. Voici la description des ensembles de spectres liés à une même concentration de chlorophylle :

| Symbole         | Chlorophylle (mg/m <sup>3</sup> ) | Nombre de spectres | Altitude d'enregistrement (pieds) |
|-----------------|-----------------------------------|--------------------|-----------------------------------|
| CH <sub>1</sub> | 0,03                              | 20                 | de 500 à 15 000                   |
| CH <sub>2</sub> | 0,04                              | 21                 | de 1 000 à 15 000                 |
| CH <sub>3</sub> | 0,06                              | 26 (2 stations)    | de 2 000 à 15 000                 |
| CH <sub>4</sub> | 0,23                              | 11                 | de 2 000 à 15 000                 |

De même pour les ensembles liés à une même altitude :

| Symbole         | Altitude (pieds) | Nombre de spectres |
|-----------------|------------------|--------------------|
| AL <sub>1</sub> | 500              | 6                  |
| AL <sub>2</sub> | 1 000            | 12                 |
| AL <sub>3</sub> | 2 000            | 36                 |
| AL <sub>4</sub> | 5 000            | 134                |
| AL <sub>5</sub> | 10 000           | 29                 |
| AL <sub>6</sub> | 15 000           | 30                 |

Abordons les résultats de l'analyse. Les pourcentages d'inertie pour les trois premiers axes factoriels sont respectivement égaux à 90,1 %, 5,9 % et 1,45 %. La figure 1 représente le plan factoriel (1,2). Les projections des points canaux sont symbolisés par des points. Celles des points spectres des ensembles que l'on vient de définir, sont englobés dans une ellipse dont la forme rend compte de leur état de dispersion. On remarque que les points canaux forment une courbe continue suivant sensiblement la direction de l'axe 1. Cet axe, au pourcentage d'inertie très élevé, pourrait ainsi rendre compte du fort contraste entre les intensités très élevées dans le bleu et celles très faibles dans le rouge.

Sur le plan (2,3) on remarque que les centres des ellipses représentant les ensembles "chlorophylle" se classent, dans le bon ordre, suivant la direction de l'axe 2 (voir la figure 2), tandis que, sur la figure 3, les centres des ellipses "altitude" s'alignent sur l'axe 3. Ce résultat est confirmé par la figure 4 où sont représentées les ellipses des sous-ensembles croisés, par exemple A3C4 réunit les spectres communs à AL3 à CH4. Si on élimine A4C2, les autres sous-ensembles obéissent à cette loi de progression sur l'axe 2 ou l'axe 3 suivant respectivement la richesse en chlorophylle et l'altitude.

Les coordonnées sur l'axe factoriel 2 (l'axe "chlorophylle") de chaque canal sont représentées sur la figure 5. D'après ce schéma ce sont les longueurs d'onde entre 500 et 550 nm qui ont le poids maximum pour l'établissement du contraste. Les longueurs d'onde voisine de 450 nm ont, au contraire, un poids nul. Comme les altitudes sont élevées (en général 5 000 pieds) cela peut s'interpréter en considérant que l'effet de la diffusion atmosphérique déplace la zone de sensibilité vers les plus grandes longueurs d'onde. Cela confirme que la transposition aux mesures à haute altitude des mesures obtenues au niveau de la mer ne sera pas directe.

### 3) ANALYSE DES MESURES DE CAP LOPEZ

Les analyses des mesures relatives aux vols des 12 et 13 juillet 1975 ont été effectuées. Rappelons que les données sont constituées des albédos à quatre longueurs d'onde : 0,466  $\mu\text{m}$ , 0,525  $\mu\text{m}$ , 0,550  $\mu\text{m}$  et 0,600  $\mu\text{m}$ . On se rapportera aux cartes des figures du chapitre IV. Ces cartes, où sont représentées les différences  $A_{466} - A_{525}$  (différence "bleu-vert"), montrent que les eaux chaudes du nord de la zone sont bleues, donc pauvres en chlorophylle, tandis que les eaux froides apparaissant dans le sud sont de couleur verte. Cette corrélation a été retrouvée facilement d'après les résultats de l'analyse des correspondances. Les figures 5 et 6 représentent les projections sur le plan factoriel (1,2). Les points B, V, O, R sont les projections des points canaux (respectivement à 466, 525, 550 et 600 nm). Les ellipses représentent les projections d'ensembles de spectres liés à une température de surface (de 23° à 25°). Dans les deux cas de figures, à cause de leur position dans l'un ou l'autre des demi-espaces, le canal B se distingue nettement des

trois autres, de même que se distinguent les ellipses 25° des ellipses 23°. On trouvera dans le tableau suivant les précisions relatives aux ensembles de spectres présentés sur les figures 5 et 6.

| Température de surface (°C)           | Localisation (centre de la zone) | Nombre de spectres |
|---------------------------------------|----------------------------------|--------------------|
| <u>12 juillet 1975 (232 spectres)</u> |                                  |                    |
| 23                                    | 1°S , 8°10E                      | 17                 |
| 23,5                                  | 1°S , 7°30E                      | 41                 |
| 24 (A)                                | 0°40S , 7°30E                    | 36                 |
| 24 (B)                                | 0°20S , 8°40E                    | 6                  |
| 24,5                                  | 0°15S , 8°E                      | 10                 |
| 25                                    | 0° , 9°E                         | 8                  |
| <u>13 juillet 1975 (254 spectres)</u> |                                  |                    |
| 23 (A)                                | 0°30S , 8°30E                    | 9                  |
| 23 (B)                                | 0°30S , 8°15E                    | 8                  |
| 23,5                                  | 0°40S , 8°E                      | 7                  |
| 24,5                                  | 0° , 8°E                         | 31                 |
| 25                                    | 0°30N , 8°E                      | 20                 |

Dans les deux cas, les pourcentages d'inertie pour le premier facteur sont voisins de 80 % (81,4 et 76 %). Il faut remarquer que, contrairement à l'analyse des spectres d'Ewing, c'est le premier axe et non le second qui rend compte des contrastes dus à l'enrichissement en chlorophylle. Ceci est peut-être dû au fait qu'on ne retrouve pas l'opposition des fortes valeurs du bleu aux faibles valeurs du rouge. En effet, trois phénomènes interviennent pour rapprocher les valeurs des quatre albédos :

- a) les concentrations de chlorophylle sont plus élevées et donnent lieu à un réel maximum pour le vert,
- b) l'altitude des mesures est faible (500 pieds) et le renforcement du bleu par la diffusion atmosphérique n'intervient que faiblement,

c) contrairement au cas de l'expérience d'Ewing le ciel est nuageux et la réflexion des nuages augmente les albédos d'une fraction indépendante de la longueur d'onde.

L'analyse des correspondances a permis dans le cas des mesures de Cap Lopez de retrouver le phénomène biologique élémentaire de l'enrichissement en chlorophylle des eaux froides. A part ce résultat attendu, elle ne peut, à cause du nombre réduit de canaux, apporter beaucoup de conclusions originales. Par contre, en permettant d'aborder les mesures simultanément dans toutes leurs dimensions, cette méthode constituera une aide puissante pour l'interprétation, dès que l'on considérera un plus grand nombre de canaux.

- ANNEXE II -

**NOTIONS SOMMAIRES D'OCEANOGRAPHIE BIOLOGIQUE**

Les quelques notes qui vont suivre, sont établies d'après les traités de J.M. Perès (Réf. 22). Pour les non-spécialistes, elles doivent faciliter la compréhension des phénomènes écologiques du Cap Lopez.

La croissance des végétaux chlorophylliens (le phytoplancton) à partir des sels minéraux et du gaz carbonique, et grâce à l'énergie solaire, constitue le premier maillon de la chaîne de production biologique. La matière organique, ainsi créée, est alors "broutée" par des animaux herbivores, en premier lieu par le zooplancton puis par le necton. Ce terme désigne la catégorie d'animaux plus évolués que le zooplancton, car susceptibles de mouvements actifs ; il comprend donc, en particulier, toutes les sortes de poissons. Ces animaux herbivores, à leur tour, seront dévorés par des animaux carnivores, eux-mêmes susceptibles de se dévorer entre-eux. Puis arriveront, sur ces zones de grandes productions végétales et animales, les grands prédateurs, dont le thon est un exemple. Les déchets organiques (excréments, cadavres) seront remis sous forme minérale par oxydation bactériologique et le cycle pourra reprendre au niveau de la production primaire, c'est-à-dire au développement des végétaux chlorophylliens. Cependant cette régénération des sels minéraux est le phénomène le plus lent du cycle et c'est ce qui explique que la production primaire n'est pas un phénomène continu, même dans les régions tropicales où un bon niveau d'ensoleillement (seconde nécessité) ne manque jamais.

Un phénomène est particulier aux régions tropicales : la thermocline s'y établit à faible profondeur, gêne le brassage des eaux et empêche les sels minéraux de remonter dans la zone euphotique (zone "éclairée"). Il faut donc un phénomène exceptionnel d'affleurement des eaux profondes pour que les sels minéraux, jusqu'alors inexploités, puissent permettre le développement d'une production primaire intense. Ce phénomène de remontées des eaux froides est connu sous le terme anglais d'"upwelling". On le rencontre souvent le long des côtes ouest des continents. Il est déclenché par des conditions locales. Ainsi pour la zone du Cap Lopez, plusieurs phénomènes peuvent intervenir : coup de vent, écoulement des eaux fluviales, divergence de courant, etc.

Le mécanisme est différent pour les mers tempérées et froides. L'insolation n'est suffisante qu'à l'arrivée du printemps. C'est à ce moment que le développement du plancton est intensif ("plankton bloom"). Le stock de sels

minéraux générés pendant l'hiver s'épuise pourtant rapidement et il faut attendre l'automne pour observer un second maximum, toutefois moins évident que le premier.

— REFERENCES —

- 1- J.M. STRETTA, J. NOEL, L. VERCESI  
«Caractérisation des situations hydro-biologiques et potentialités de pêche thonière au Cap Lopez en juin et juillet 1972 et 1974»  
Doc. Scient. Centre Rech. Ocea., Abidjan, Vol. VI, n<sup>o</sup> 2, Nov. 1975.
- 2- C.S. YENTSCH  
«The influence of phytoplankton pigments on the colour of sea water»  
Deep-Sea Res., 7 : 1-9 1960.
- 3- P.Y. DESCHAMPS, P. LECOMTE, C. VERWAERDE, M. VIOLLIER  
«Compte rendu de l'opération Cap Lopez 1975. Mesure de l'albédo de la surface de l'eau»  
Rapport interne.
- 4- J. NOEL, J.M. STRETTA, L. VERCESI  
«Compte rendu de l'opération Cap Lopez 1975»  
Rapport de l'antenne O.R.S.T.O.M. au C.O.B.
- 5- G.N. PLASS et G.W. KATTAWAR  
«Remote sensing of chlorophyll in an atmosphere-ocean environment : a theoretical study»  
Applied Optics, Vol. 15, page 273, jan. 1976.
- 6- H.R. GORDON and Otis B. BROWN  
Irradiance Reflectivity of a flat ocean as a function of its Optical Properties  
Applied Optics, Vol. 12, page 1549, july 1973.
- 7- H.R. GORDON  
Simple calculation of the diffuse reflectance of the ocean  
Applied Optics, Vol. 12, page 2803, déc. 1973.
- 8- H.R. GORDON and O. B. BROWN  
Influence of Bottom Depth and Albedo on the diffuse Reflectance of a Flat Homogeneous Ocean  
Applied Optics, Vol. 13, page 2153, sept. 1974.
- 9- L. PRIEUR  
«Transfert radiatif dans les eaux de mer. Application à la détermination de paramètres optiques caractérisant leur teneur en substances dissoutes et leur contenu en particules»  
Thèse Université Pierre et Marie CURIE, Paris VI, 1976. N<sup>o</sup> d'enregistrement au C.N.R.S. AO 12 187.
- 10- A. MOREL  
«Diffusion de la lumière par les eaux de mer. Résultats expérimentaux et approche théorique»  
Agard lecture series n<sup>o</sup> 61 on optics of the sea.

- 11- Y. FOUQUART  
«Contribution à l'étude du transfert radiatif dans l'atmosphère»  
Thèse de 3e Cycle, Université des Sciences et Techniques de Lille, 1970.
  
- 12- C. DEVAUX, Y. FOUQUART, M. HERMAN, J. LENOBLE  
«Comparaison de diverses méthodes de résolution de l'équation du transfert du rayonnement dans un milieu diffusant»  
J. Quant. Spect. Rad. Transfer 13 - 1973, p. 1421-1431.
  
- 13- P. MOON  
Handbook of Geophysics, The Mac Millan Company New York, C 416, 1960.
  
- 14- D. DEIRMENDJIAN, Z. SEKERA  
«Global Radiation Resulting from multiple Scattering in a Rayleigh Atmosphere»  
Tellus VI (1954) 4, p. 382.
  
- 15- A. IVANOFF  
«Introduction à l'océanographie. Propriétés physiques et chimiques des eaux de mer»  
Tome 2, Ed. Vinbert Paris, 1975.
  
- 16- M. HERMAN  
«Contribution à l'étude du transfert radiatif dans un milieu absorbant et diffusant»  
Thèse de la Faculté des Sciences de Lille, 1968.
  
- 17- L. PRIEUR, A. MOREL  
«Etude théorique du régime asymptotique. Relations entre caractéristiques optiques et coefficients d'extinction relatifs à la pénétration de la lumière du jour dans la mer»  
Cah. Oceanogr. 23 (1), p. 35, 1971.
  
- 18- N.G. JERLOV  
Optical Oceanography, Elsevier Publishing Company, 1968.
  
- 19- G.L. CLARKE, G.C. EWING  
«Application of spectrometry to biological oceanography»  
WHOI - Final Report 73-8 (unpublished).
  
- 20- J.C. AVERSEN et J.P. MILLARD  
«Remote sensing of chlorophyll and Temperature in Marine and Fresh waters» 1971.
  
- 21- J.W. WELDON  
«Remote measurement of water color in coastal waters»  
Nasa - Farth Resources Laboratory - Report n° 083, august 1973.
  
- 22- J.M. PERES  
«La vie dans les mers»  
Que sais-je ? P.U.F.

23- D. TANRE

Thèse de 3e Cycle, en préparation. Université des Sciences et Techniques de Lille I.

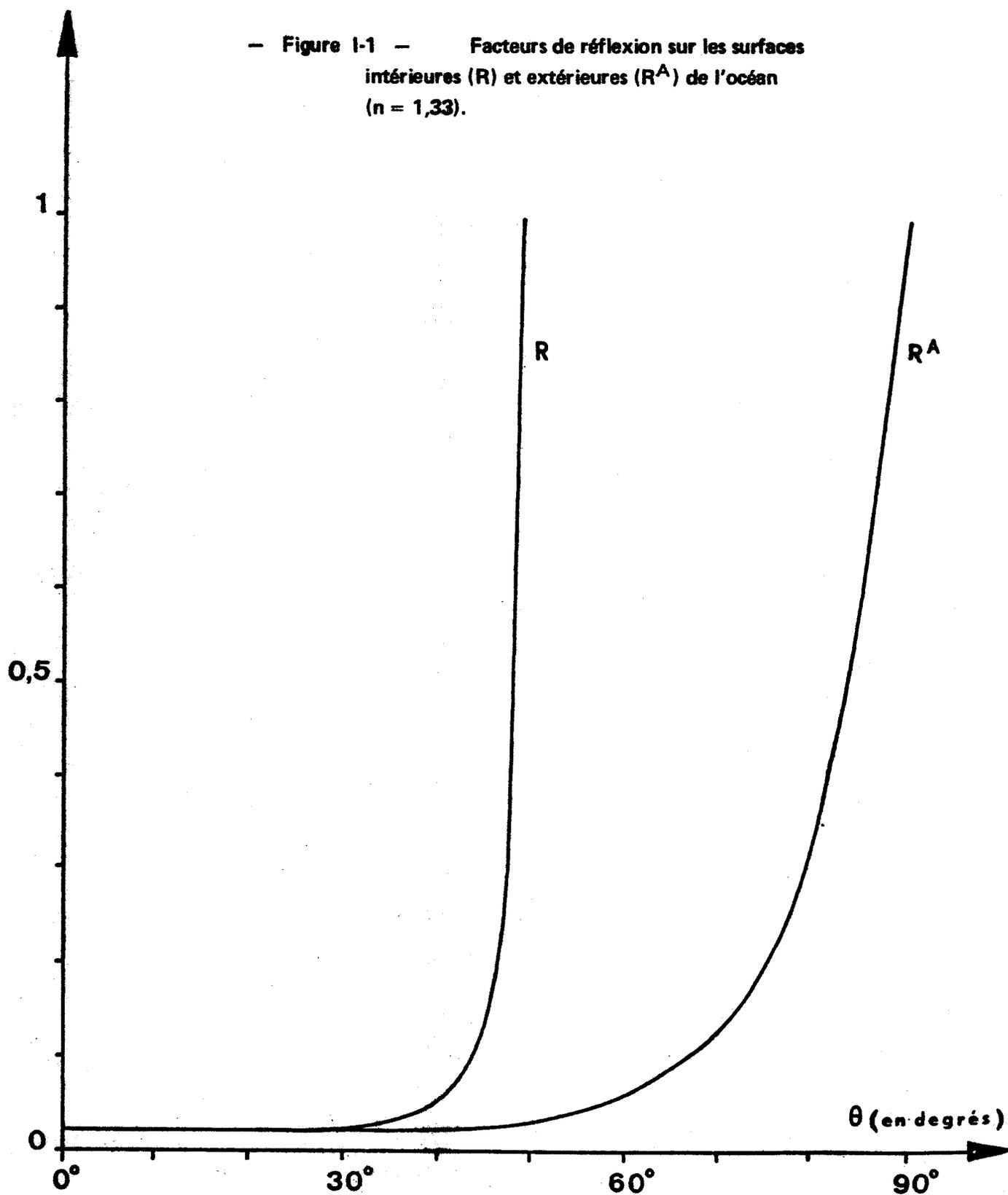
24- J.P. BENZECRI

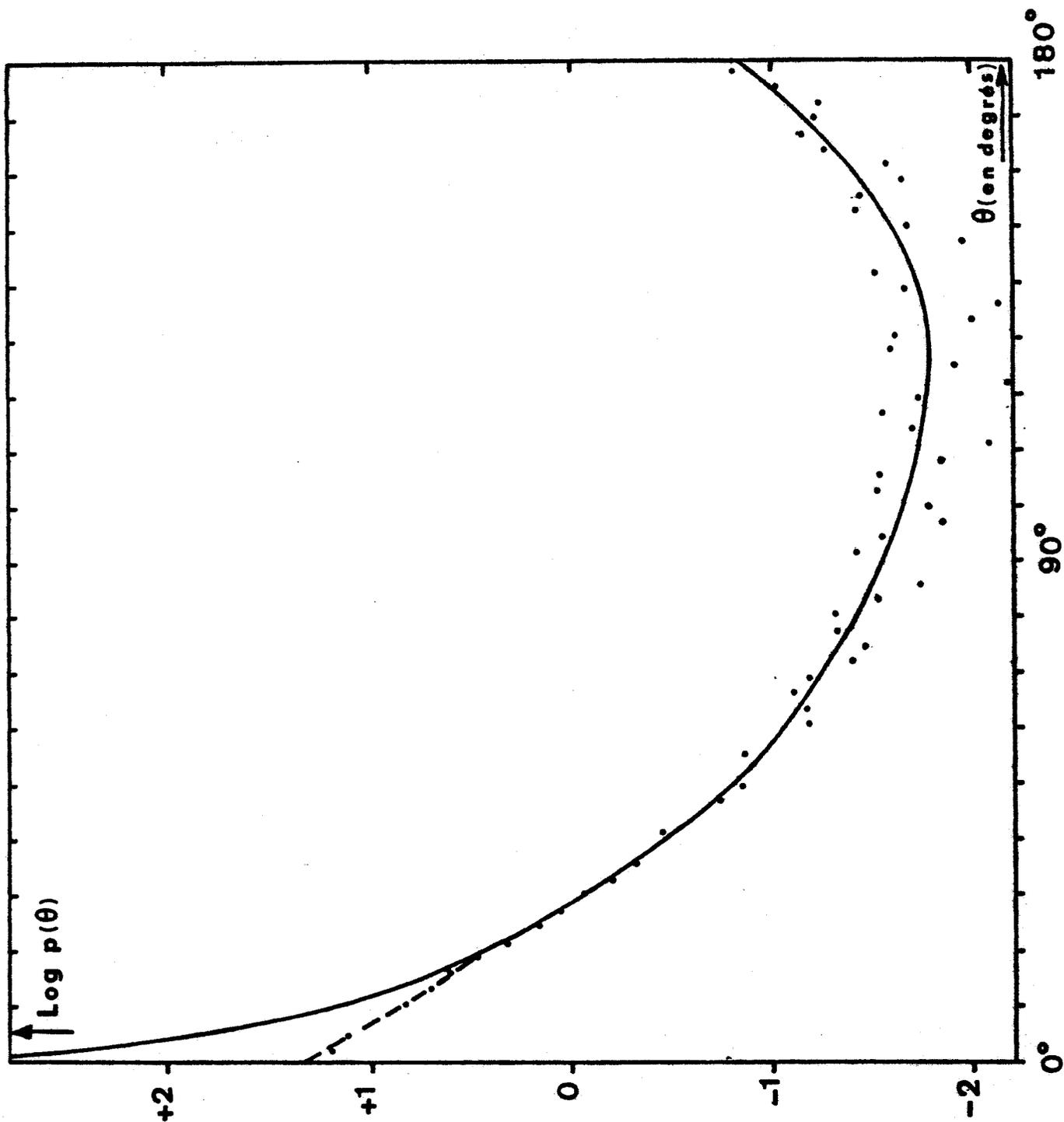
«L'analyse des données» Dunod, Paris 1973.

25- J.M. MONGET, D. SARRAT

«Une méthode de classification des données de la télédétection»  
Automatisme, tome XXI, n° 314, 1976, p. 76-82.

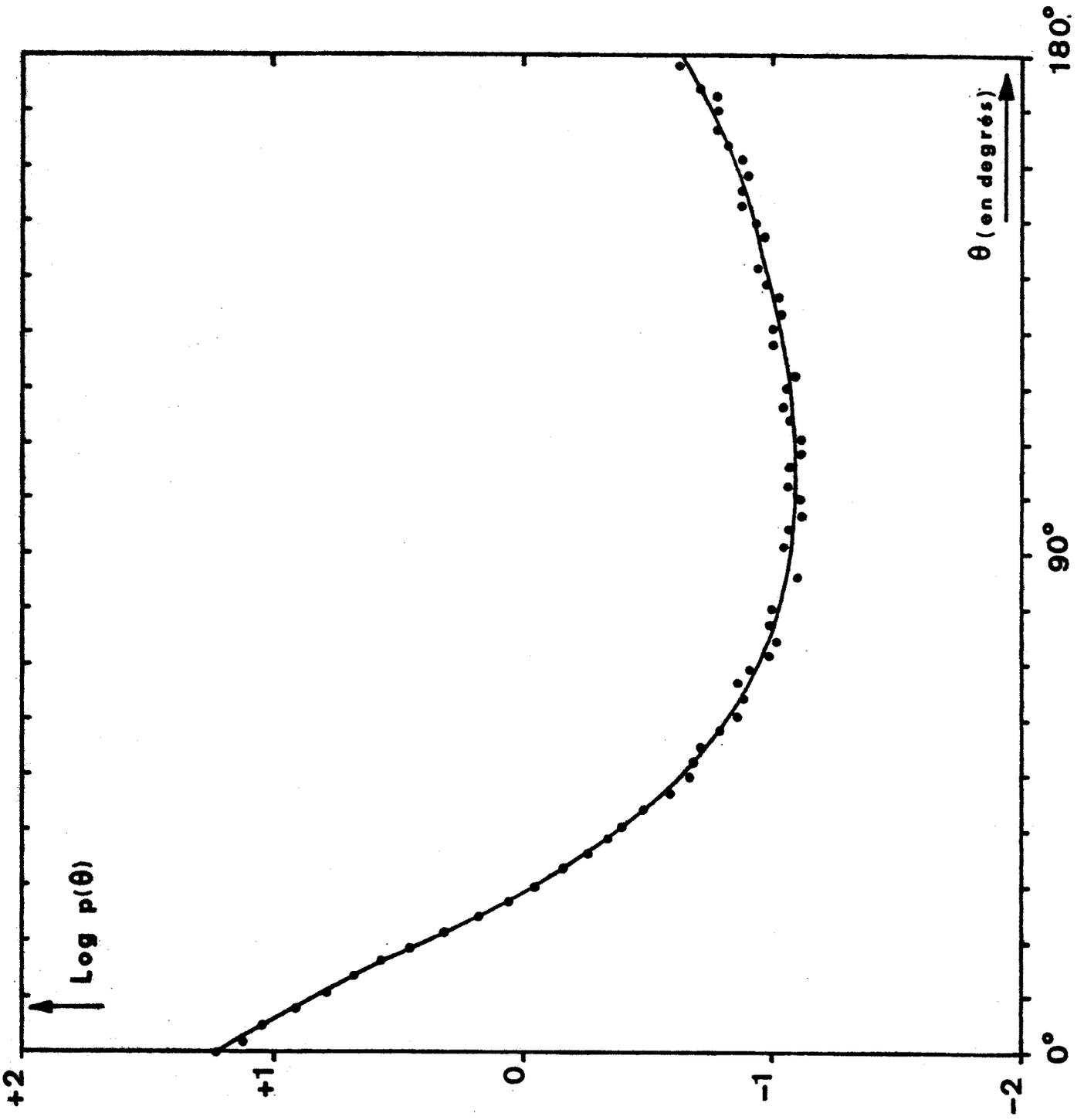
— Figure 1-1 — Facteurs de réflexion sur les surfaces  
intérieures (R) et extérieures ( $R^A$ ) de l'océan  
( $n = 1,33$ ).





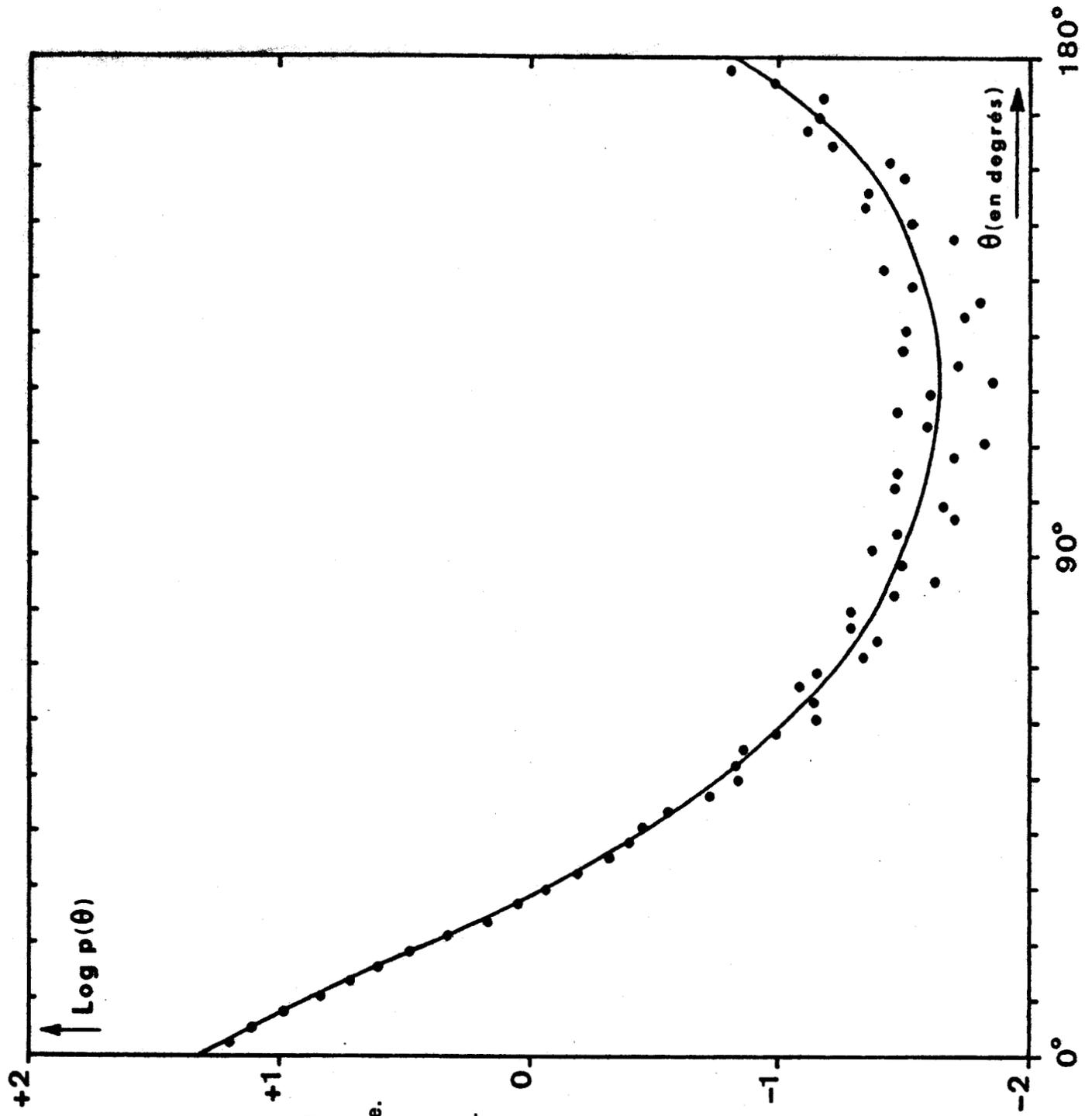
— Figure 1-2 — Fonction de phase pour la diffusion par les particules. La truncature de la pointe avant est représentée en tiretés. Les points hors de la courbe représente la restitution par un développement de 28 polynômes de Legendre.

BHS  
LILLE



- Figure 1-3 - Fonction de phase tronquée. Cas d'une eau claire. Les points hors de la courbe représente la restitution par un développement de 28 polynômes de Legendre.



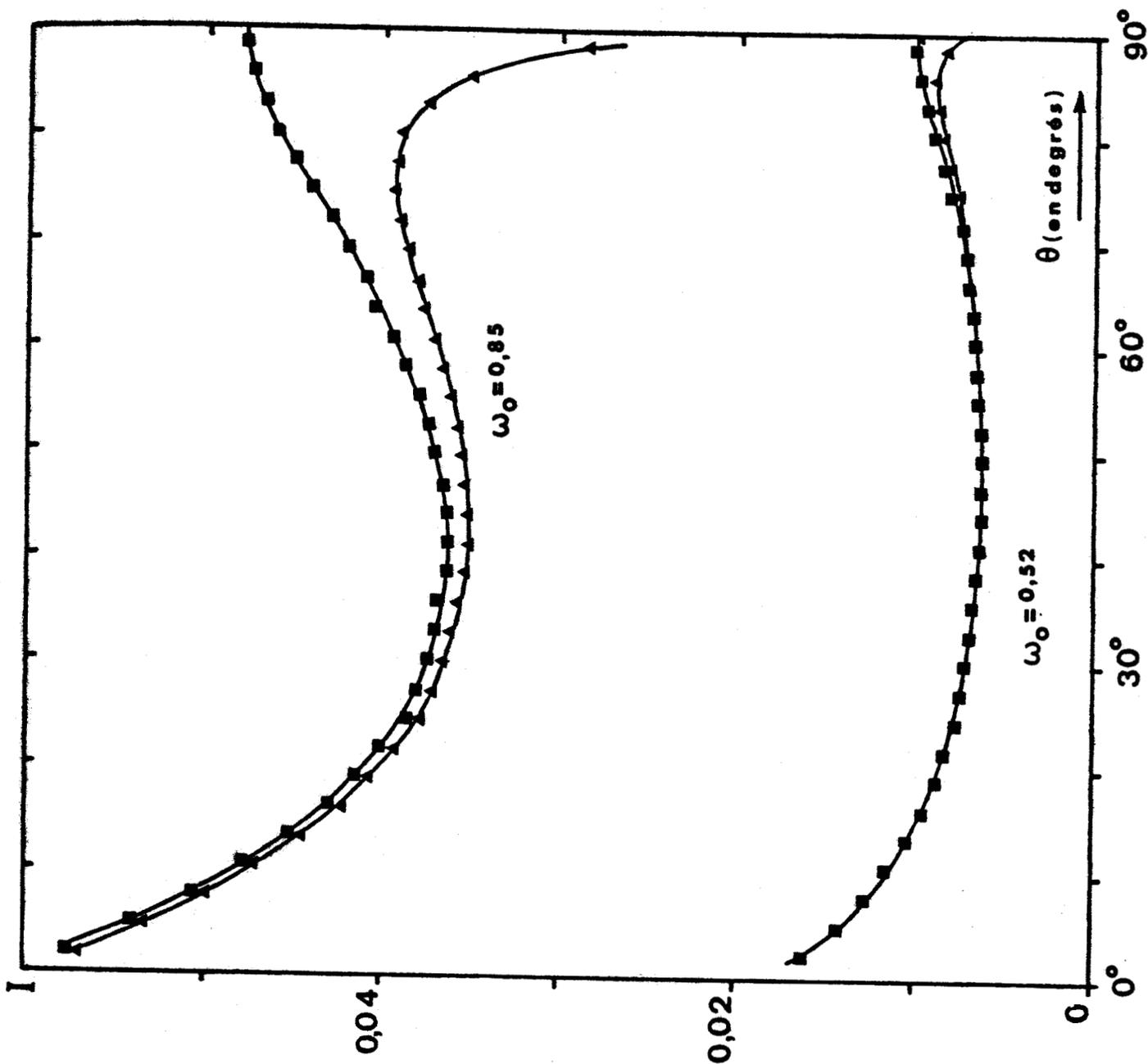


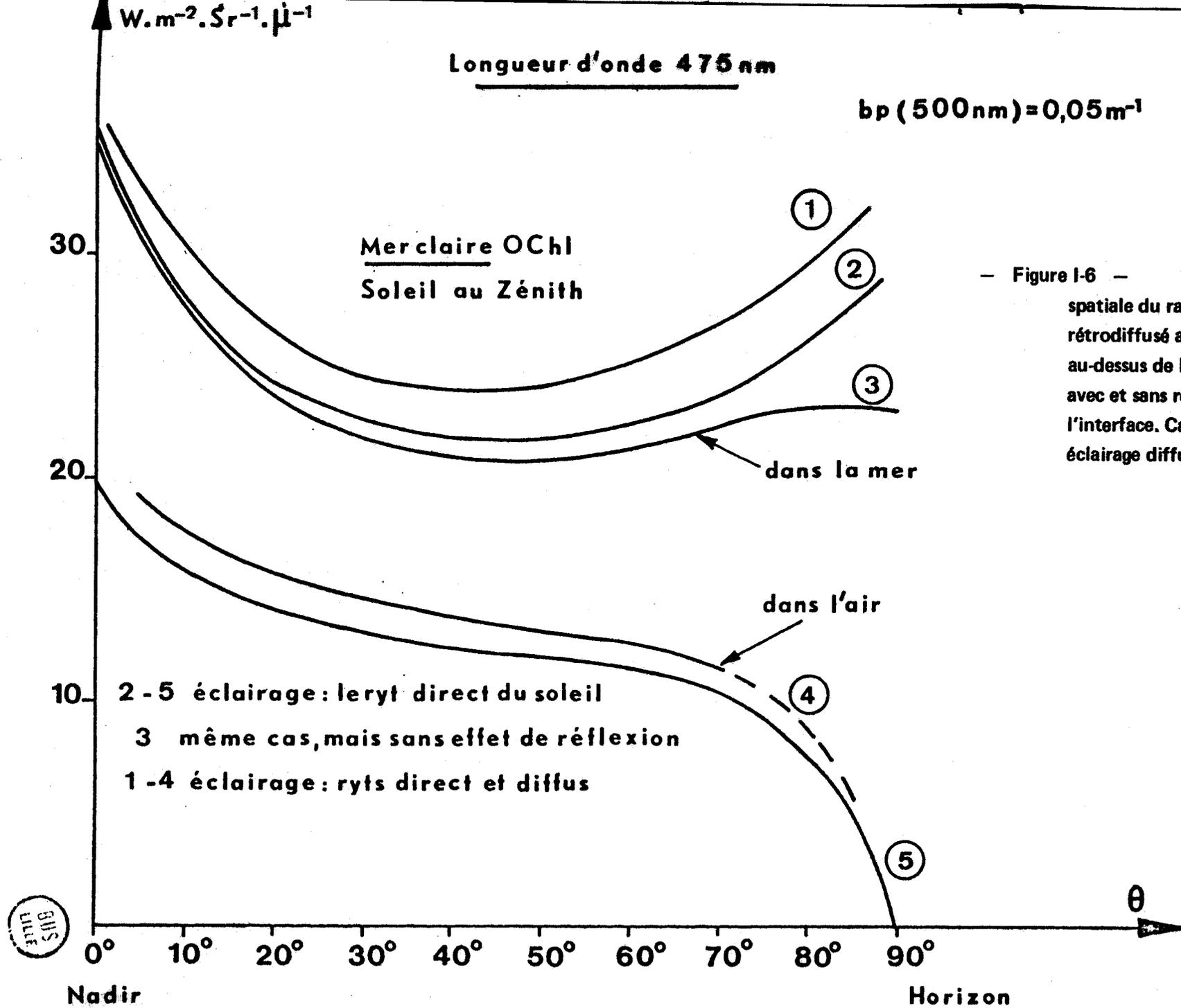
- Figure 1-4 - Fonction de phase tronquée. Cas d'une eau turbide. Les points hors de la courbe représente la restitution par un développement de 28 polynômes de Legendre.



- Figure I-5 - Répartition spatiale du rayonnement rétrodiffusé à profondeur nulle, juste sous la surface, pour deux valeurs de  $\omega_0$  : 0,85 et 0,52. Soleil au zénith ( $\theta_0 = 0^\circ$ )

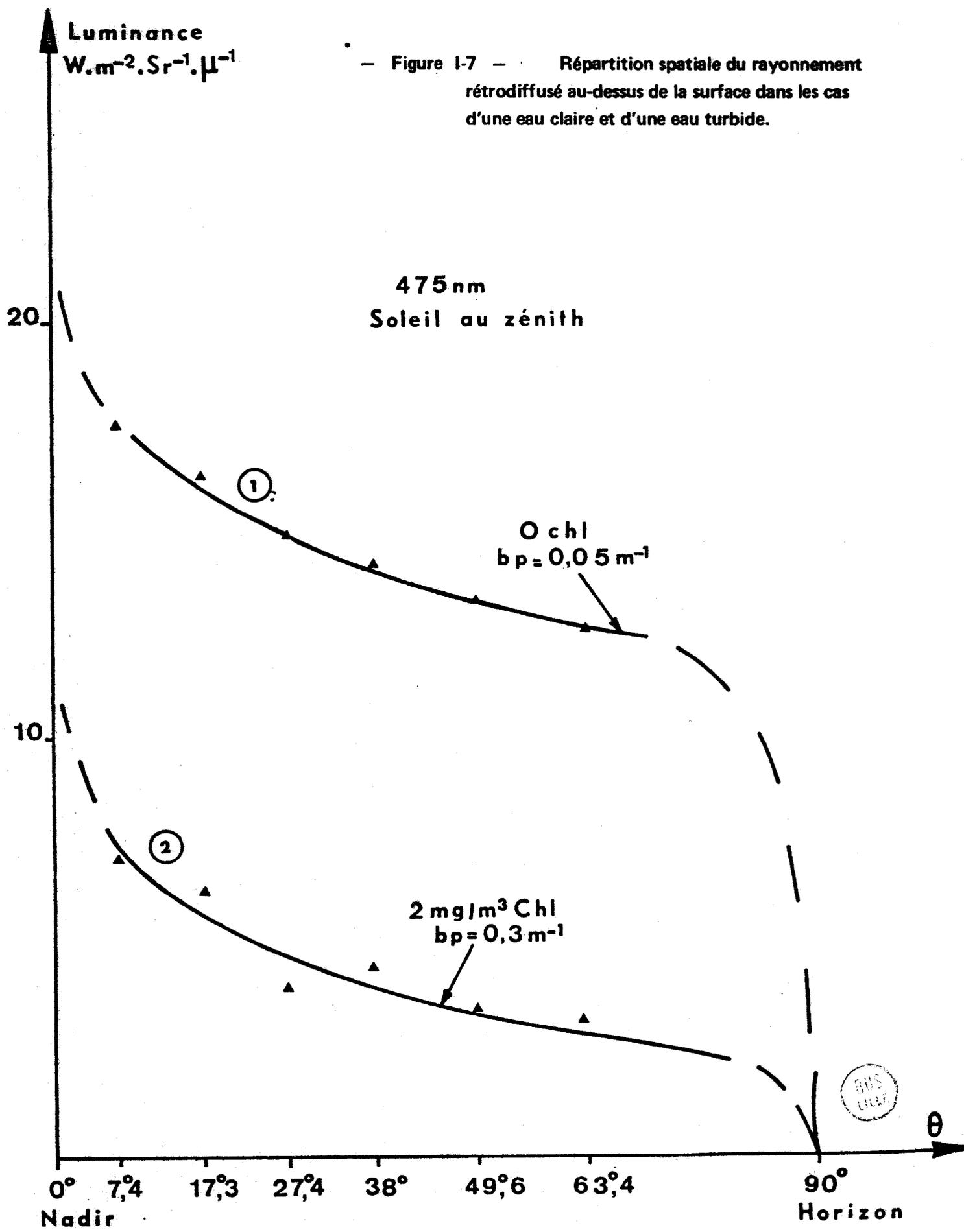
- ▲ sans réflexion à l'interface
- avec réflexion à l'interface.





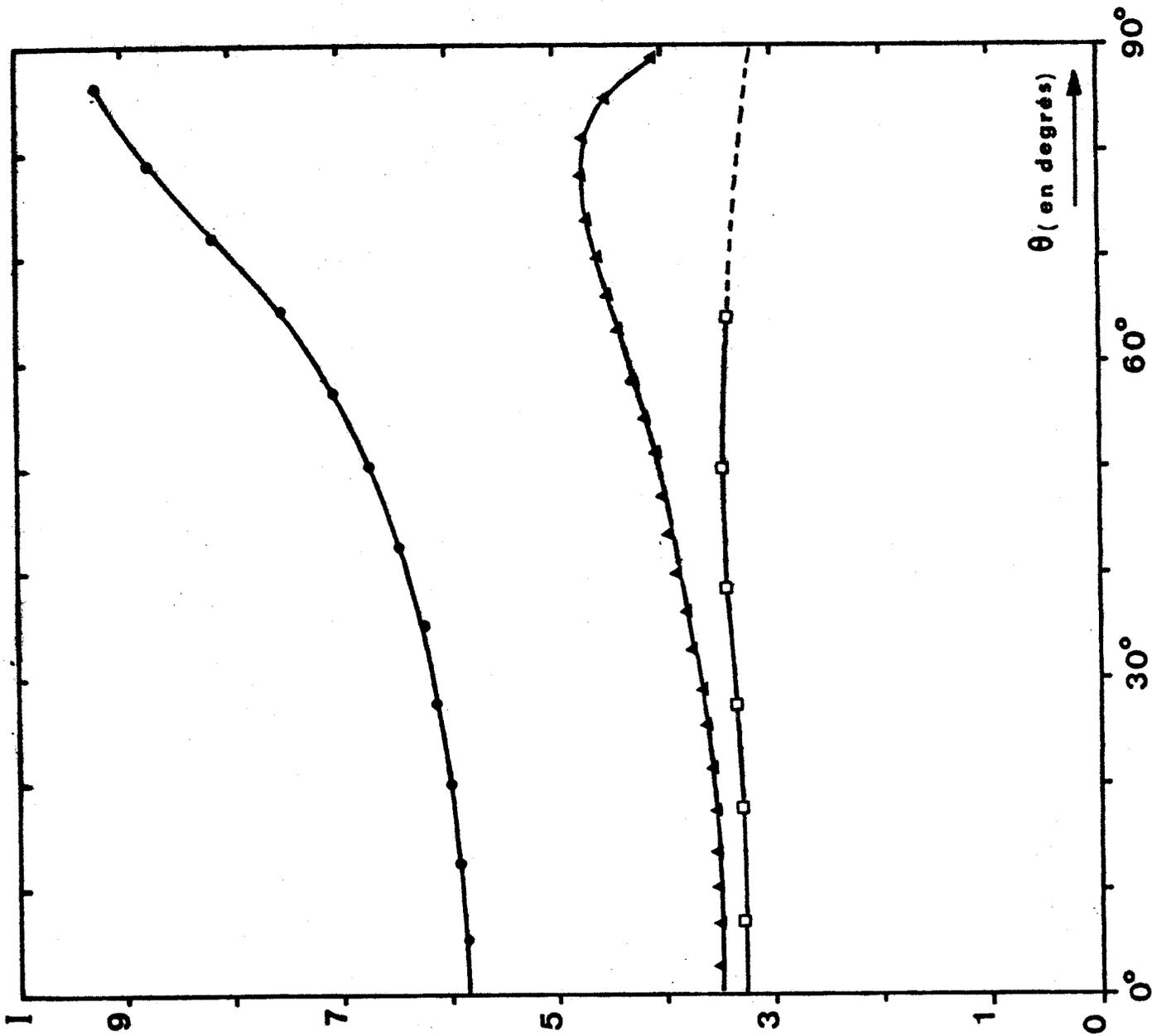
— Figure I-6 — Répartition spatiale du rayonnement rétrodiffusé au-dessous et au-dessus de la surface. Cas avec et sans réflexion à l'interface. Cas avec et sans éclairage diffus.

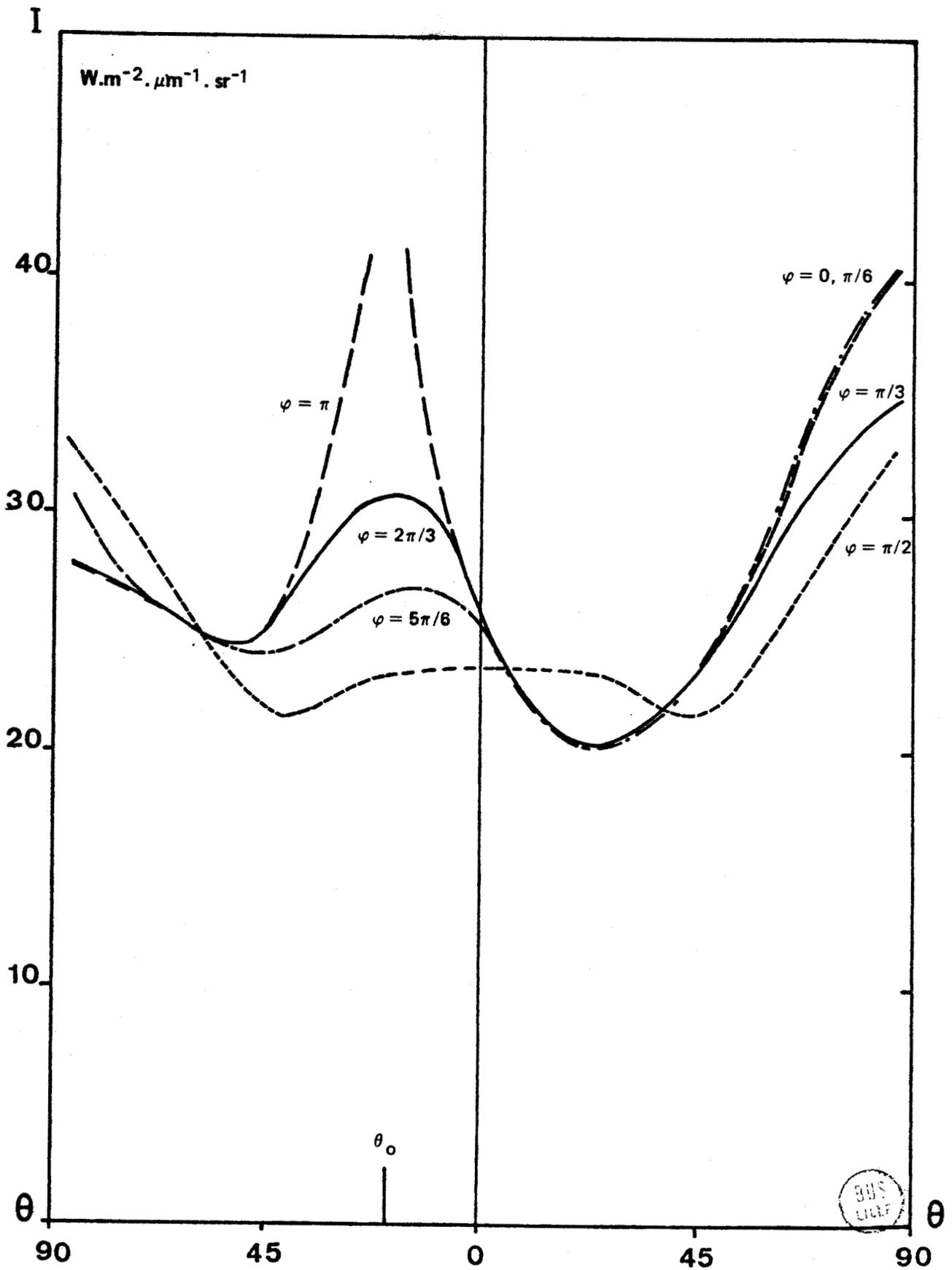
- Figure 1-7 - Répartition spatiale du rayonnement rétrodiffusé au-dessus de la surface dans les cas d'une eau claire et d'une eau turbide.



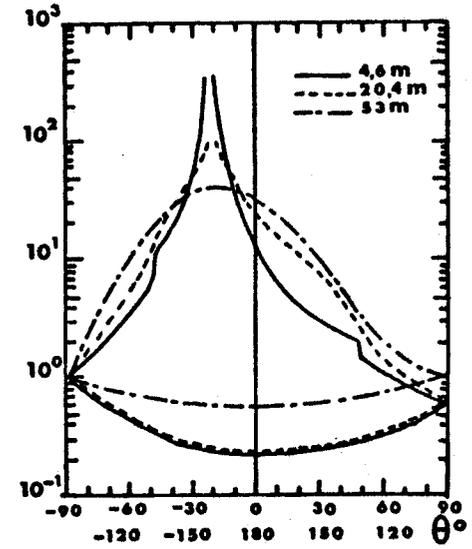
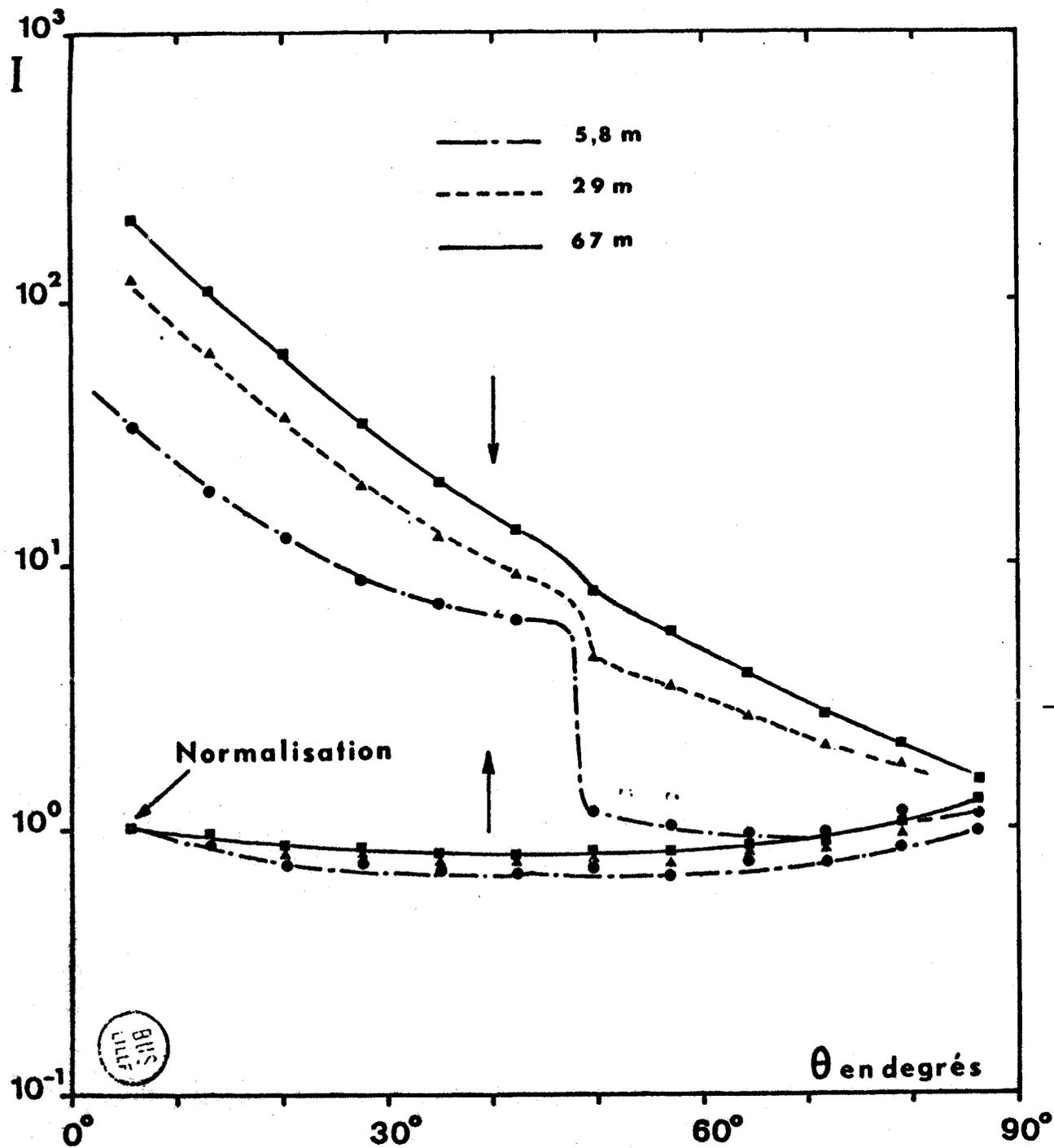
— Figure 1-8 — Répartition spatiale du rayonnement rétrodiffusé dans le cas d'un éclairage diffus et isotrope.

- ▲ dans l'océan, sans réflexion à l'interface
- dans l'océan, avec réflexion à l'interface
- dans l'atmosphère.

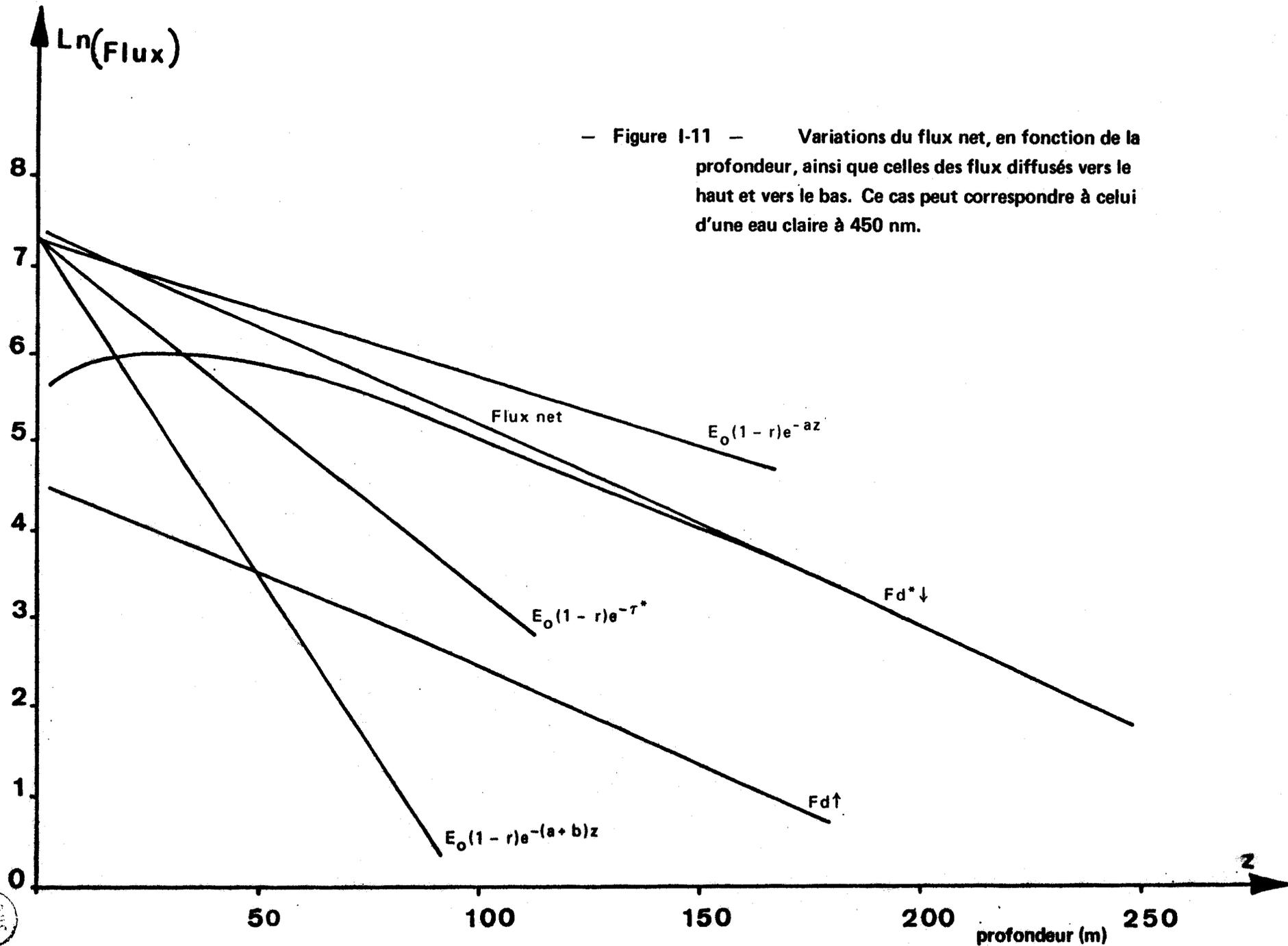


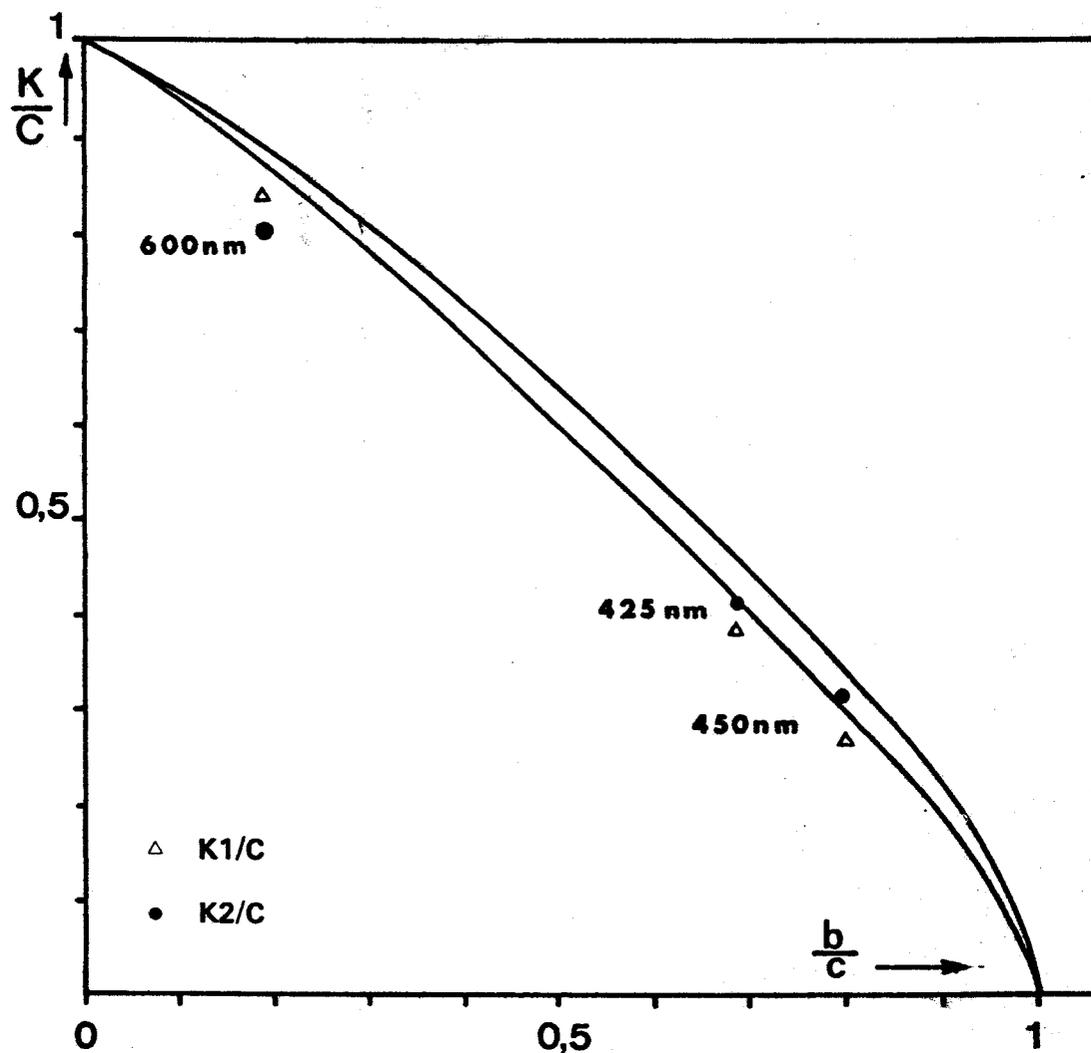


— Figure 1-9 — Cas d'une incidence oblique :  $\theta_0^A = 25^\circ$ .

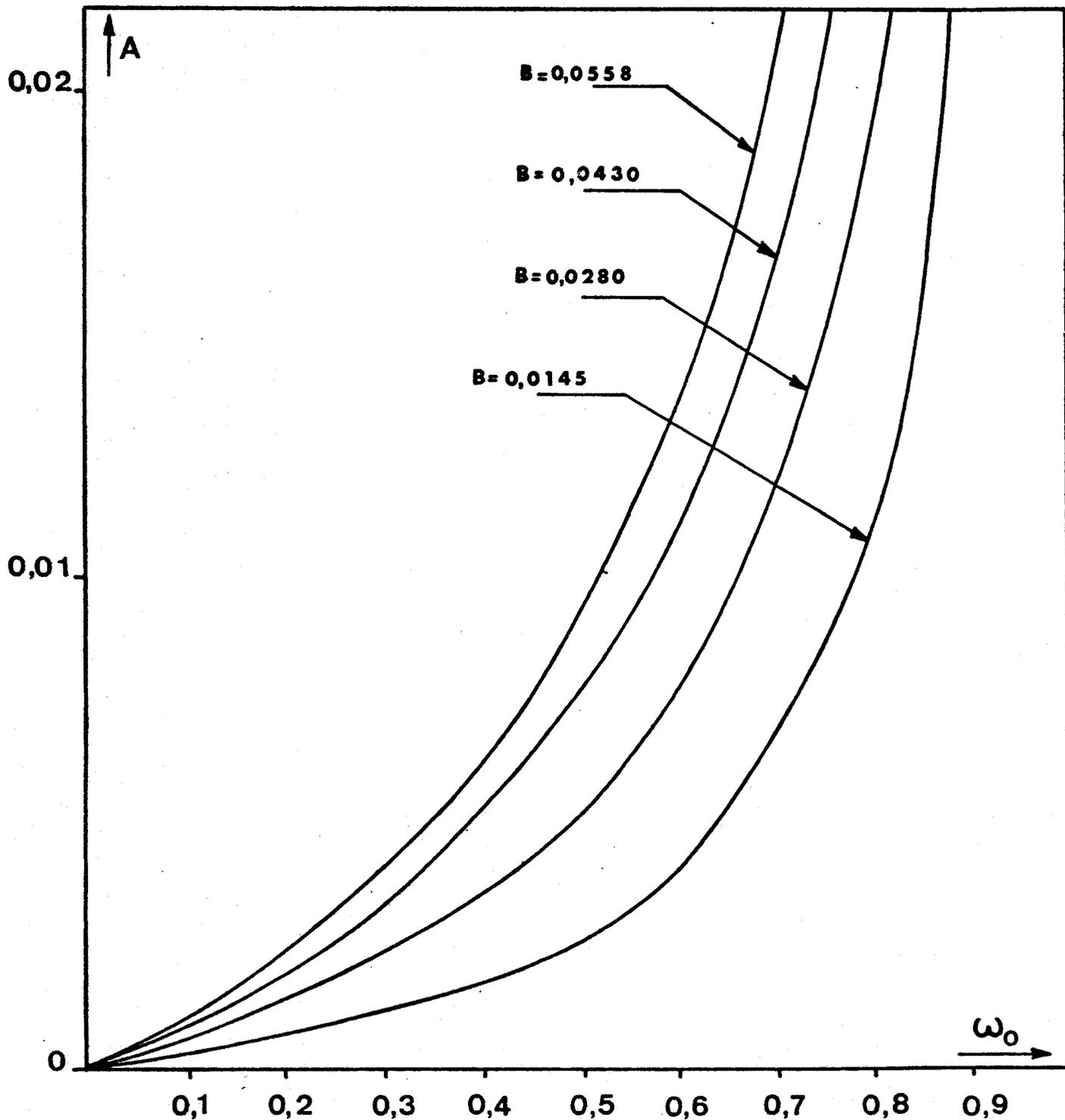


— Figure I-10 — Répartition angulaire calculée des luminances dans l'océan, à différentes profondeurs (Incidence Normale). Ci-dessus, reproduction d'une figure présentée par A. Yvanoff (Réf. 15), montrant des mesures obtenues par R.C. Smith (1974).



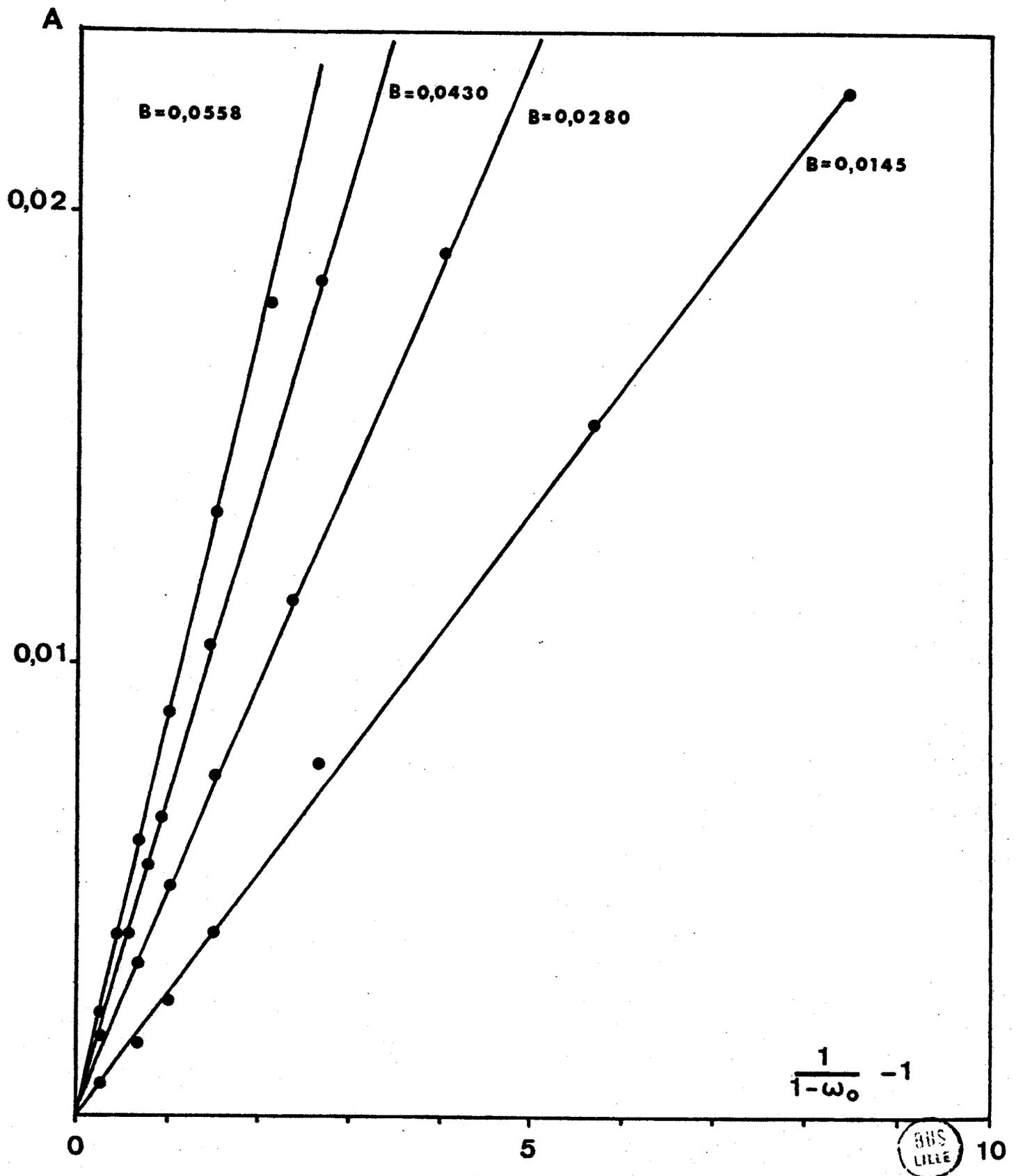


— Figure I-12 — Relations entre  $K/C$  et  $b/c$  pour le régime asymptotique, d'après L. Prieur et A. Morel (Réf. 17). On a reporté trois cas tirés de nos calculs.



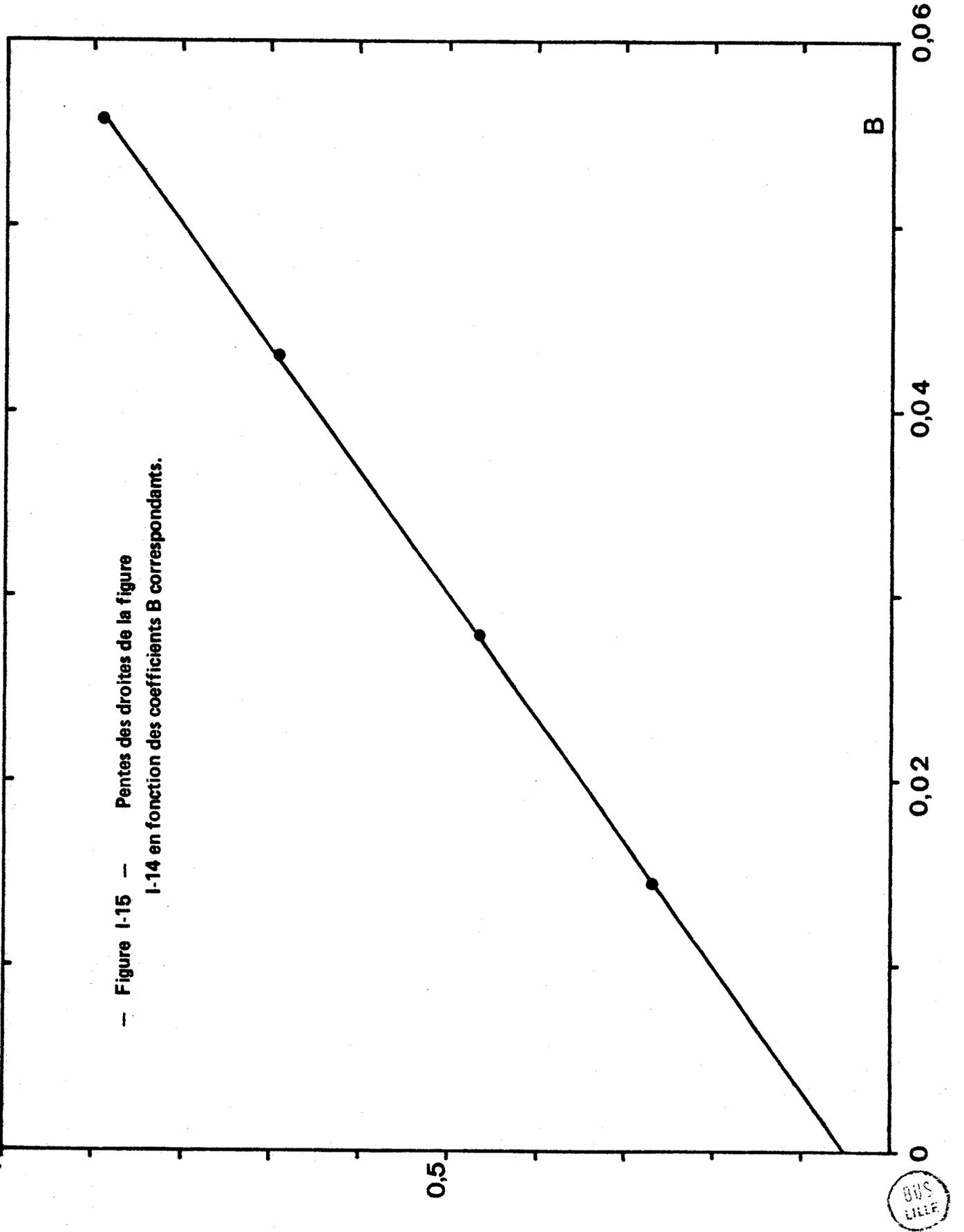
— Figure I-13 — Variations de l'albedo de rétrodiffusion, en fonction de  $\omega_0$ , pour 4 valeurs du coefficient B de rétrodiffusion.

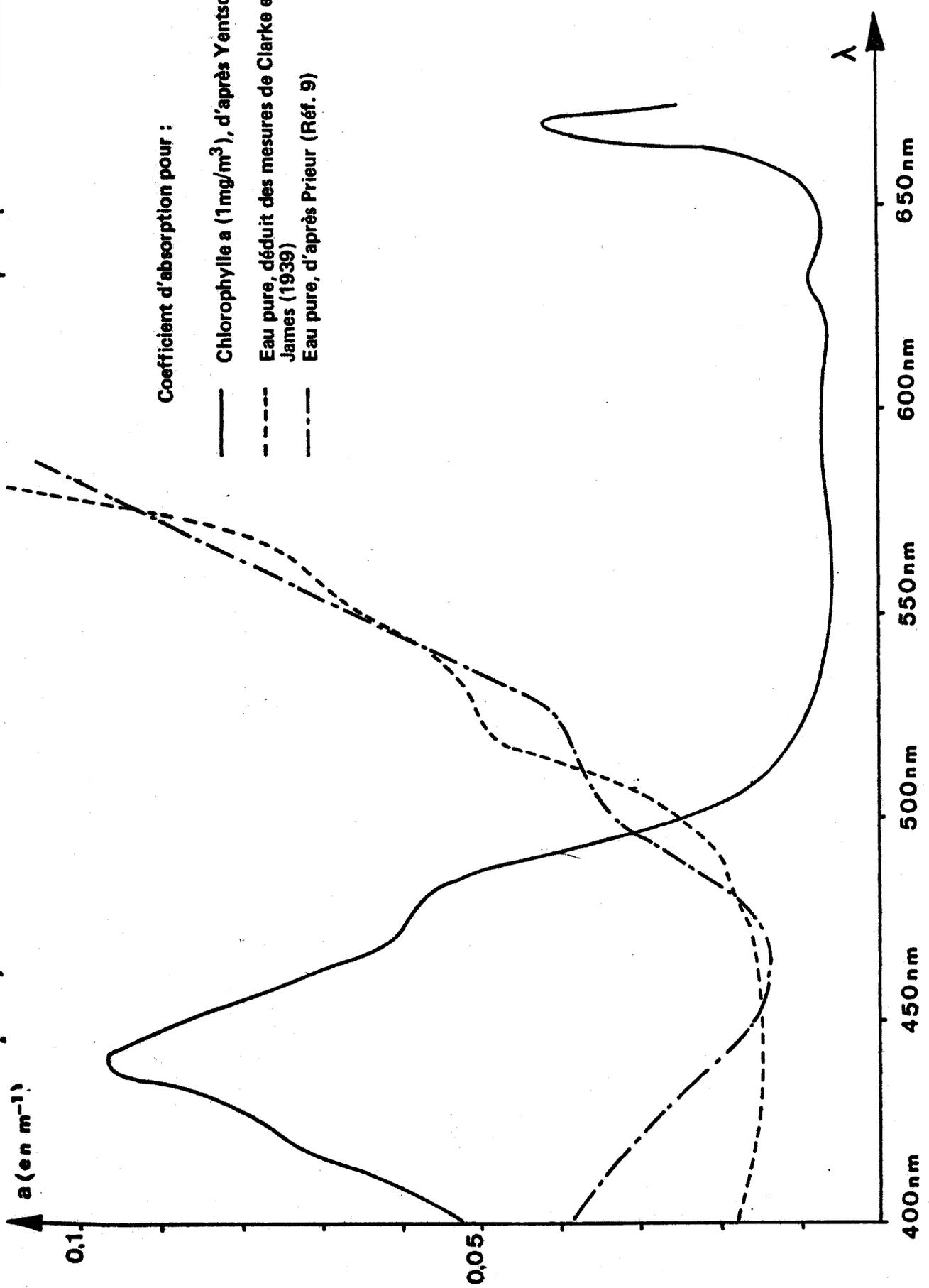




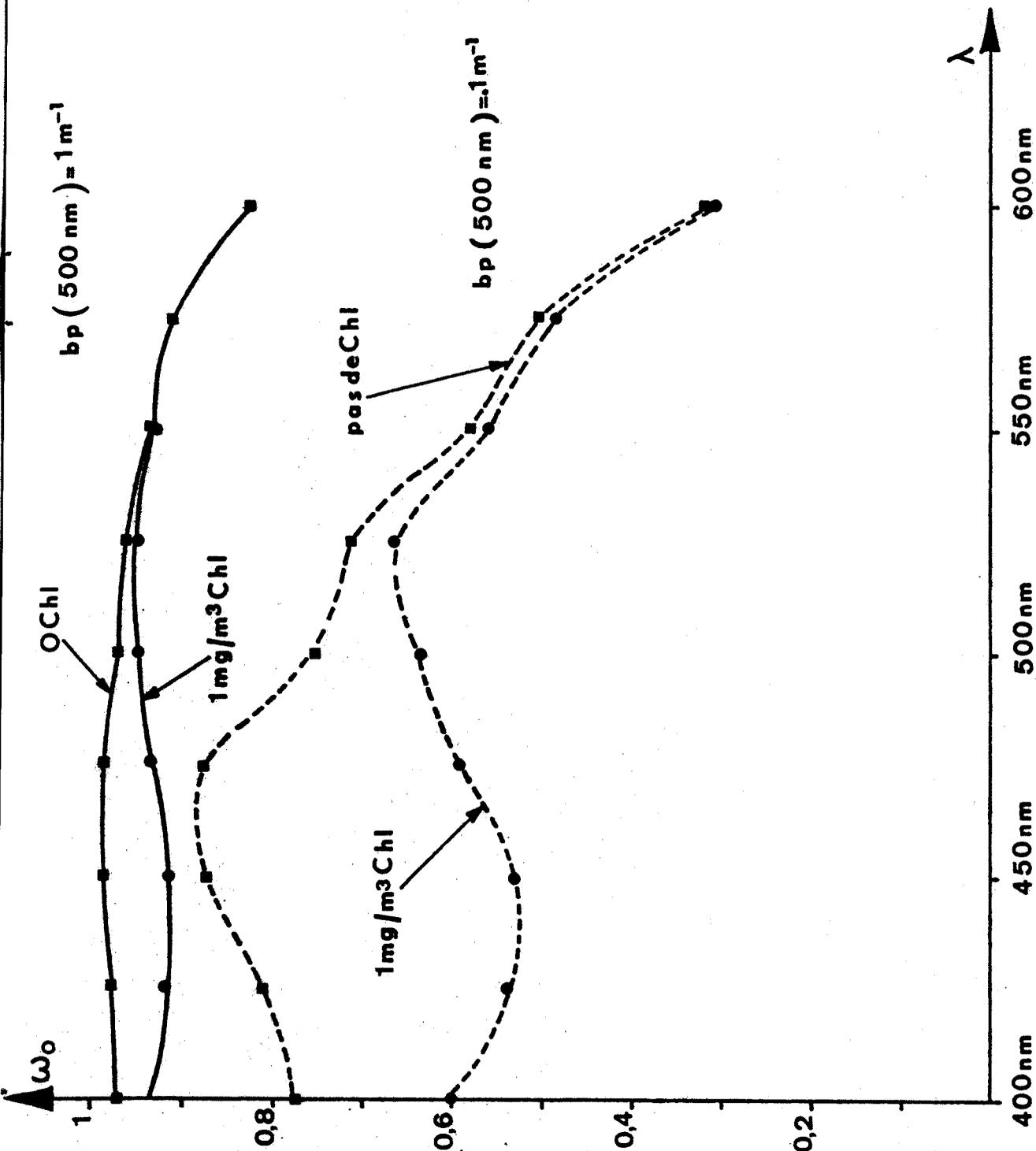
— Figure I-14 — Variation de l'albedo de rétrodiffusion en fonction de  $\left(\frac{1}{1-\omega_0} - 1\right)$ .

— Figure I-15 — Pentas des droites de la figure I-14 en fonction des coefficients B correspondants.

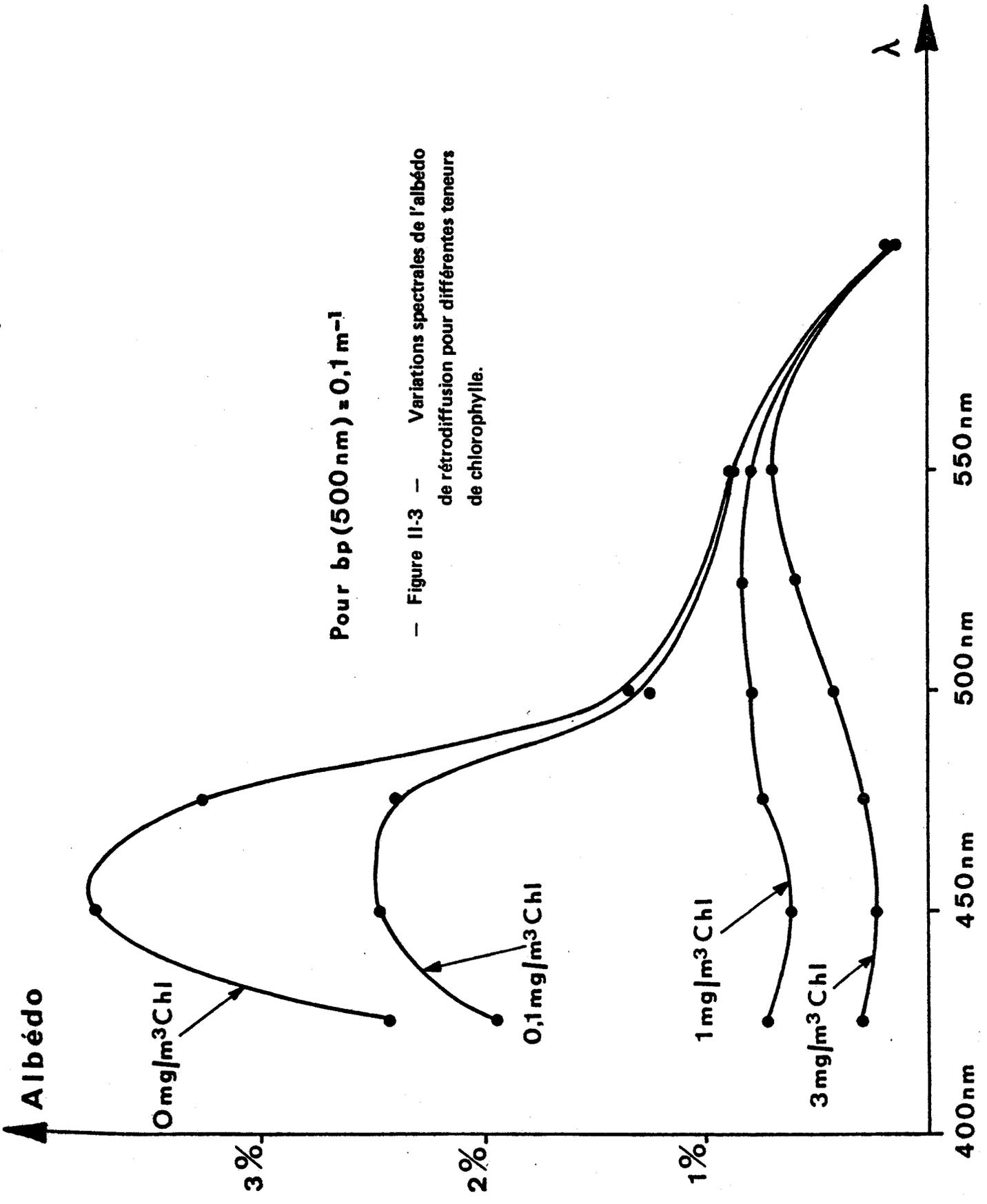




— Figure II-1 — Variations spectrales du coefficient d'absorption de l'eau pure et de la chlorophylle.



- Figure II-2 - Variations spectrales de l'albédo pour une diffusion simple. Cas avec et sans chlorophylle. Cas de milieux moyennement et fortement diffusants.



Pour  $b_p(500 \text{ nm}) = 0,1 \text{ m}^{-1}$

— Figure II-3 — Variations spectrales de l'albédo de rétrodiffusion pour différentes teneurs de chlorophylle.

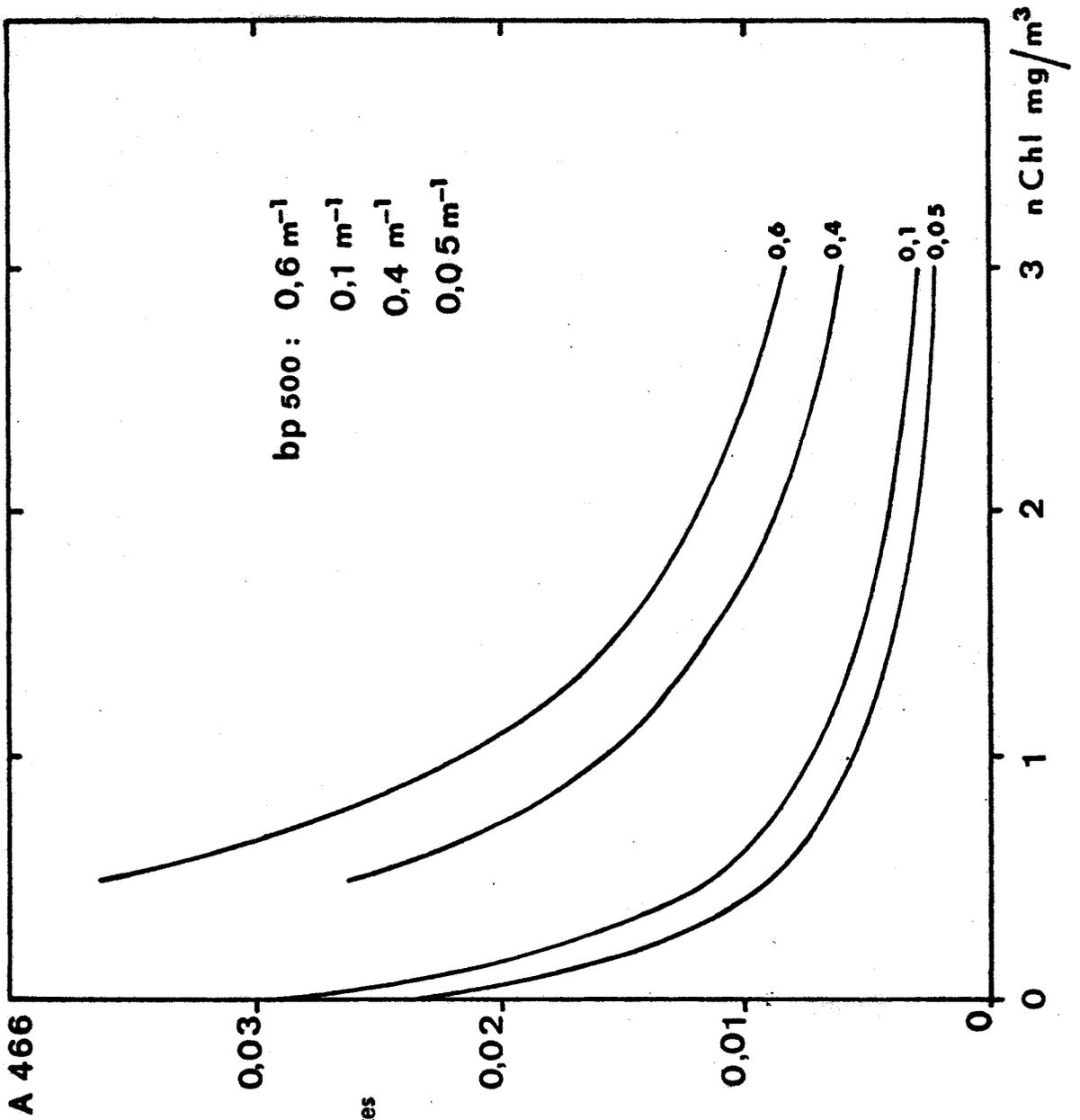


Figure 11-4 - Albédo à 466 nm, en fonction de la teneur en chlorophylle, pour différentes turbidités.



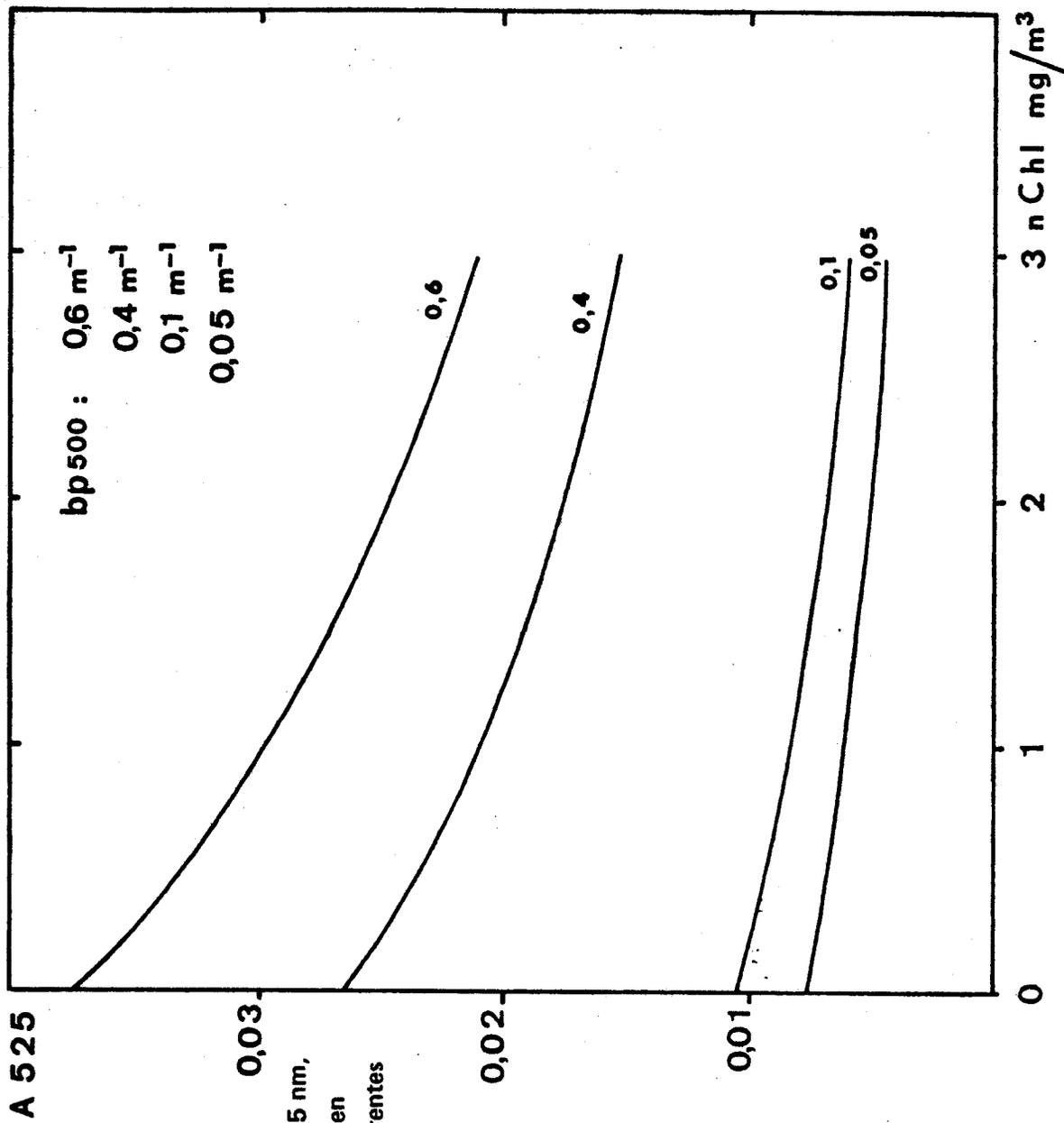
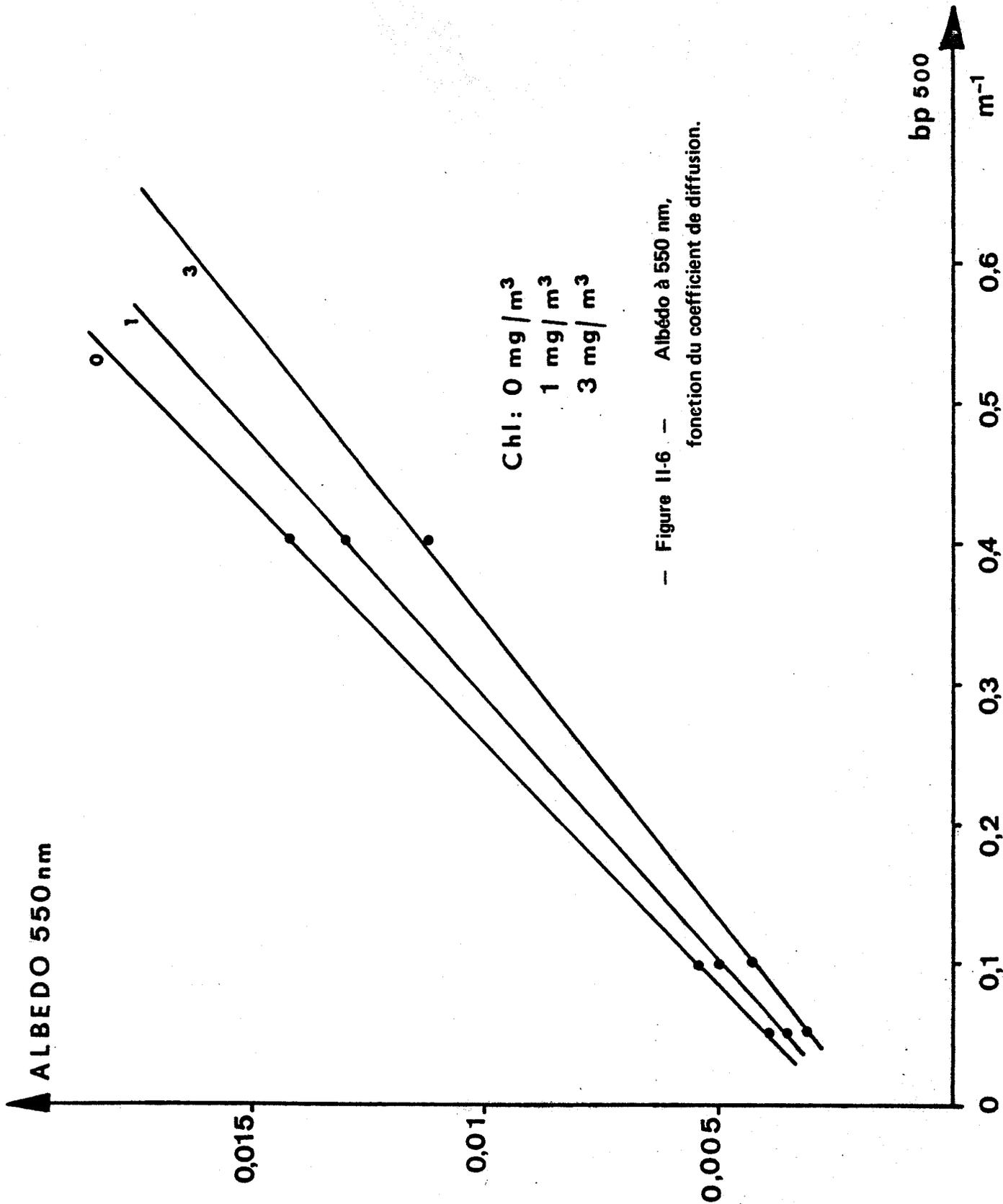
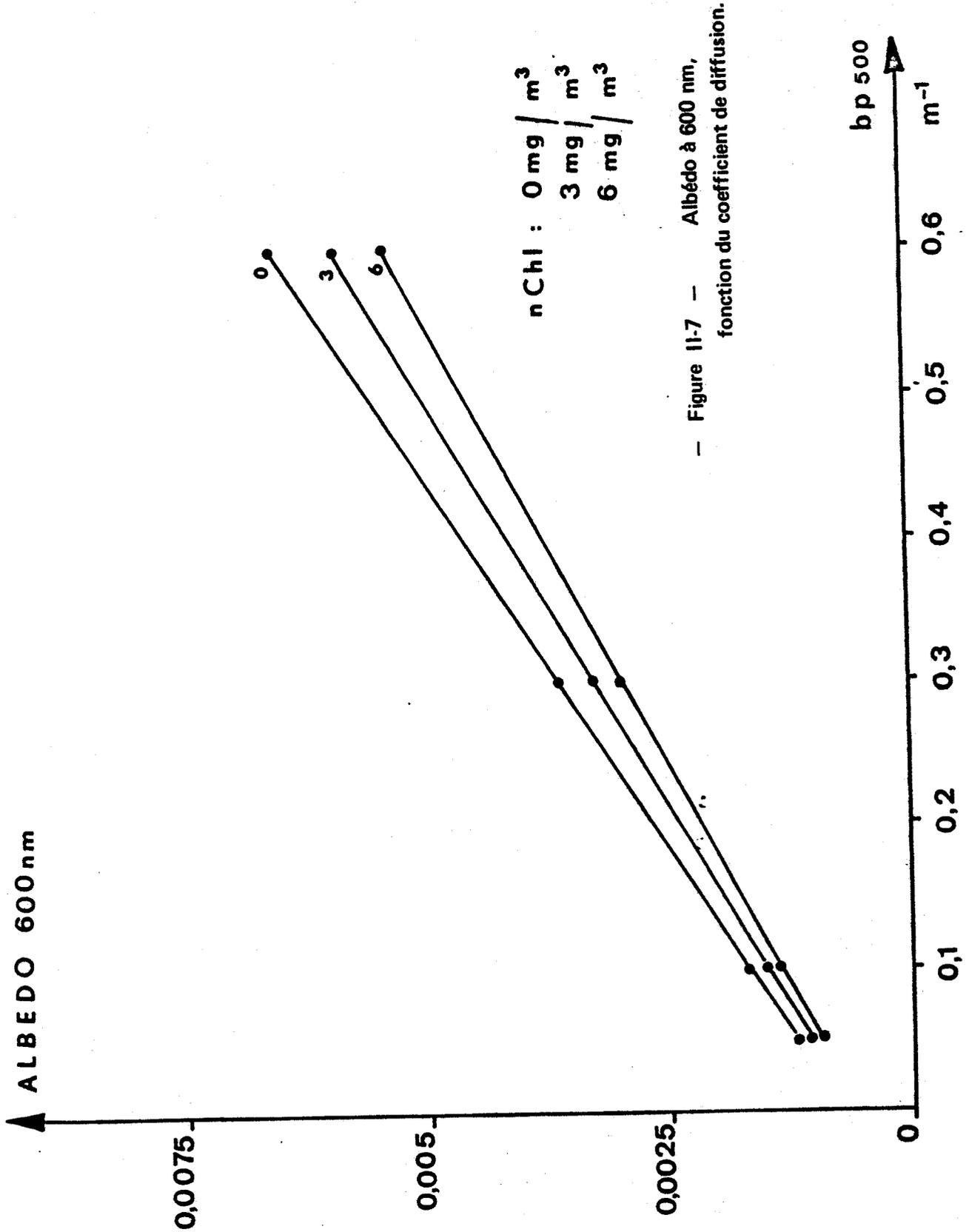


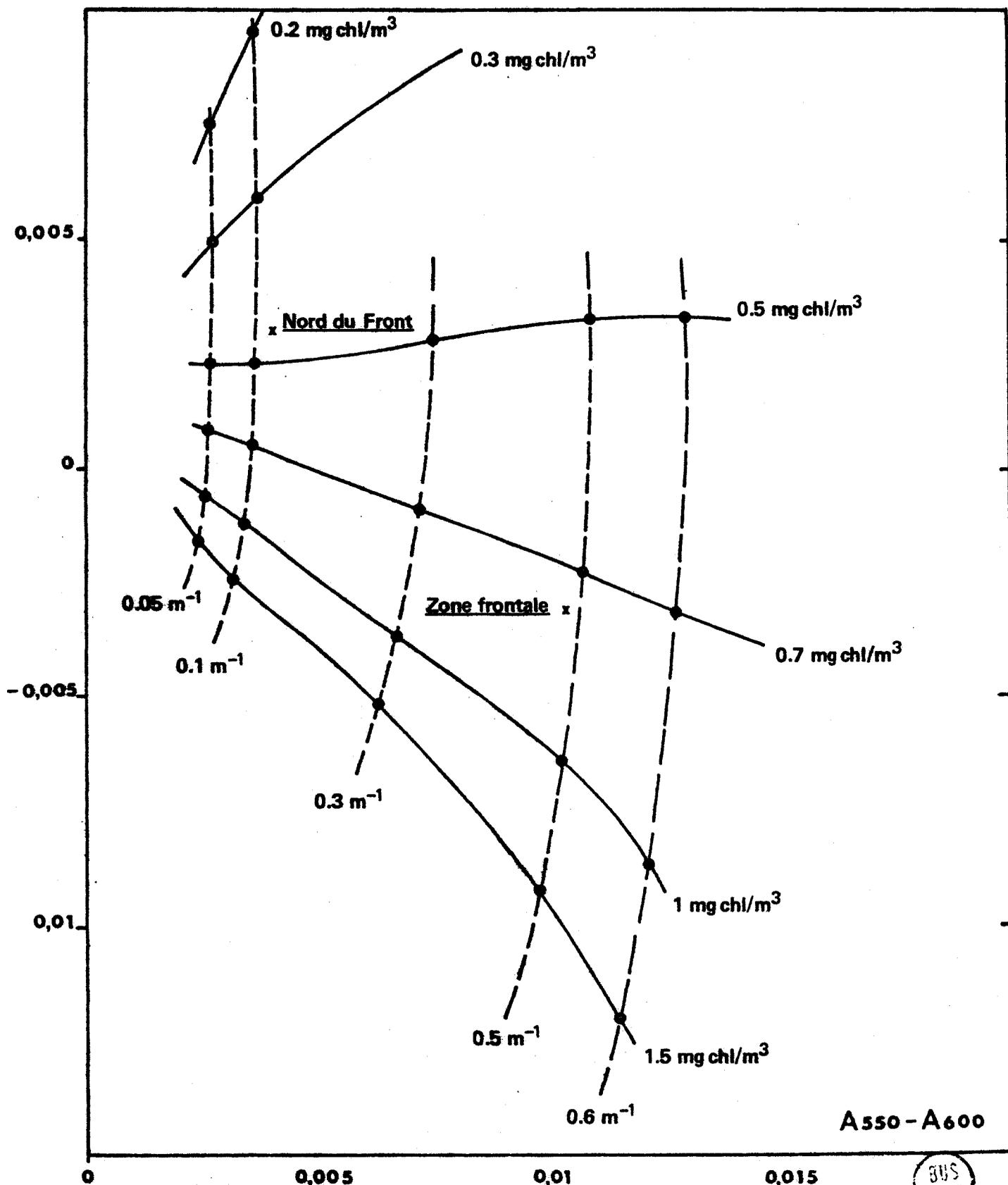
Figure 11-5 - Albédo à 525 nm, en fonction de la teneur en chlorophylle, pour différentes turbidités.



— Figure 11-6 — Albedo à 550 nm,  
 fonction du coefficient de diffusion.

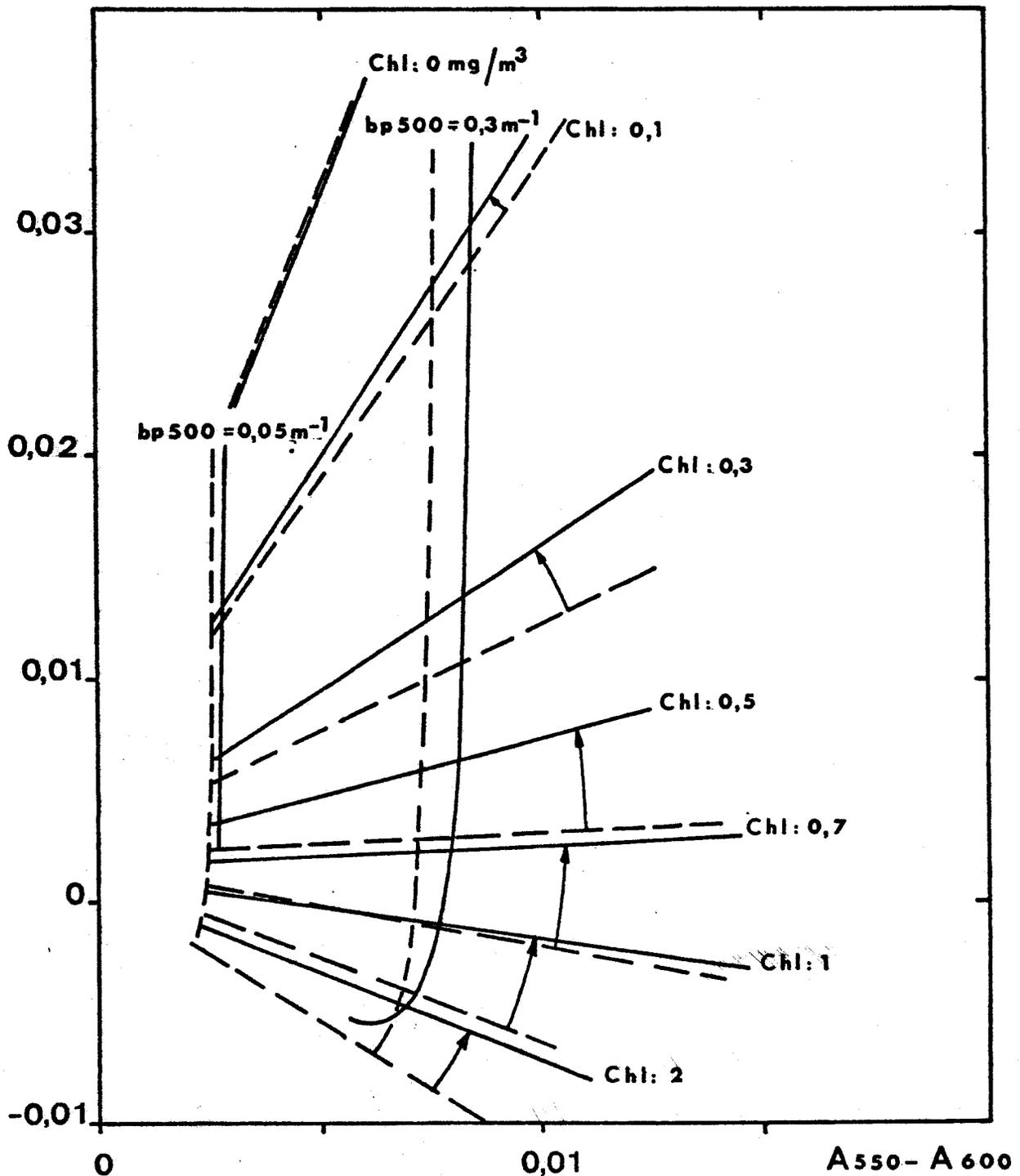






- Figure 11-8 - Abaque permettant de trouver la teneur en chlorophylle et le coefficient de diffusion  $b_p(500)$  d'après les différences d'albédos.

A 466 - A 525

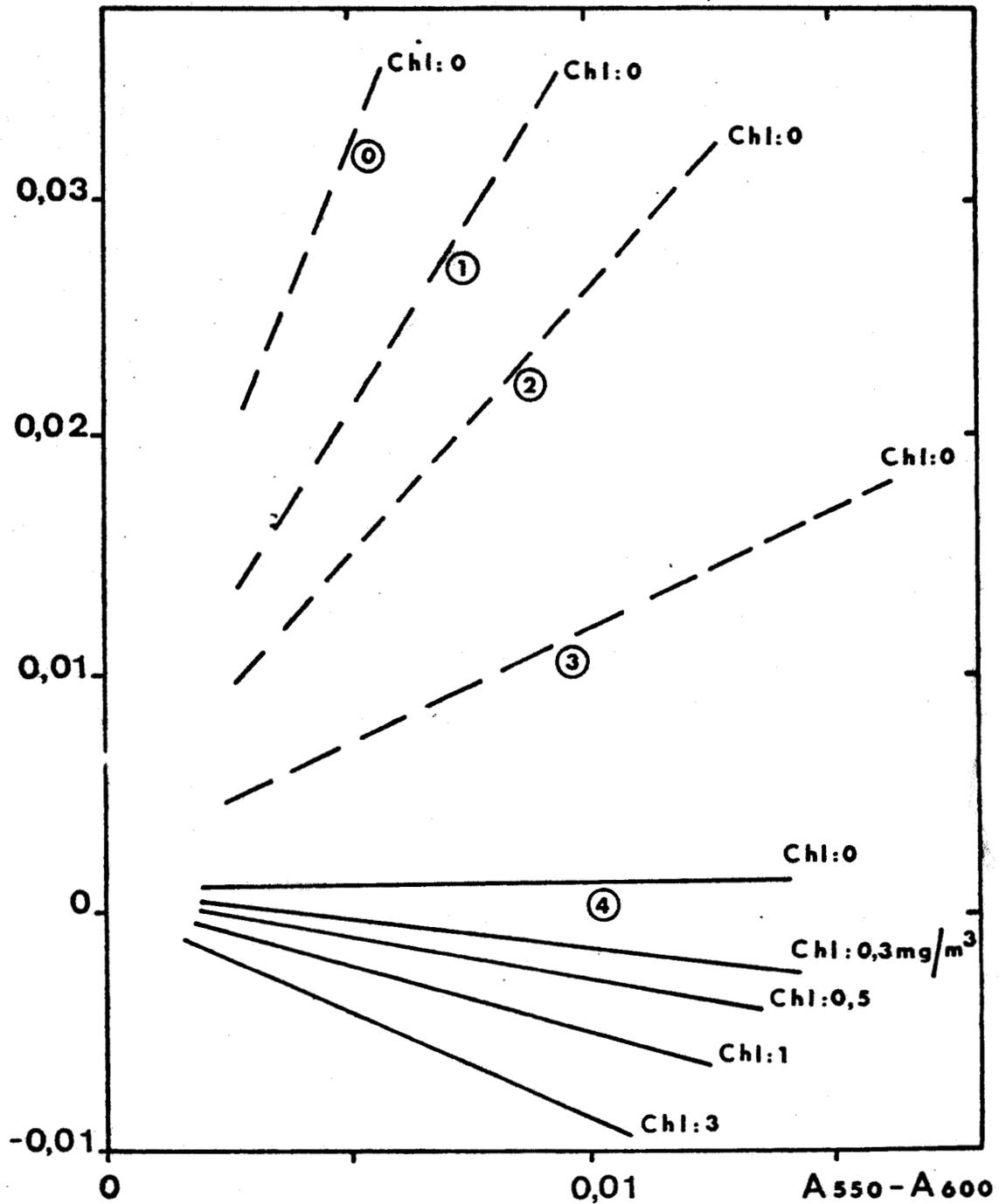


— Figure II-9 — Variations des positions des courbes du diagramme précédent dues à l'incertitude sur le coefficient d'absorption de l'eau :

|                  | aw (525) | aw (600) (m <sup>-1</sup> ) |
|------------------|----------|-----------------------------|
| en tiretés       | 0,039    | 0,185                       |
| en traits pleins | 0,05     | 0,245                       |



A 466 - A 525



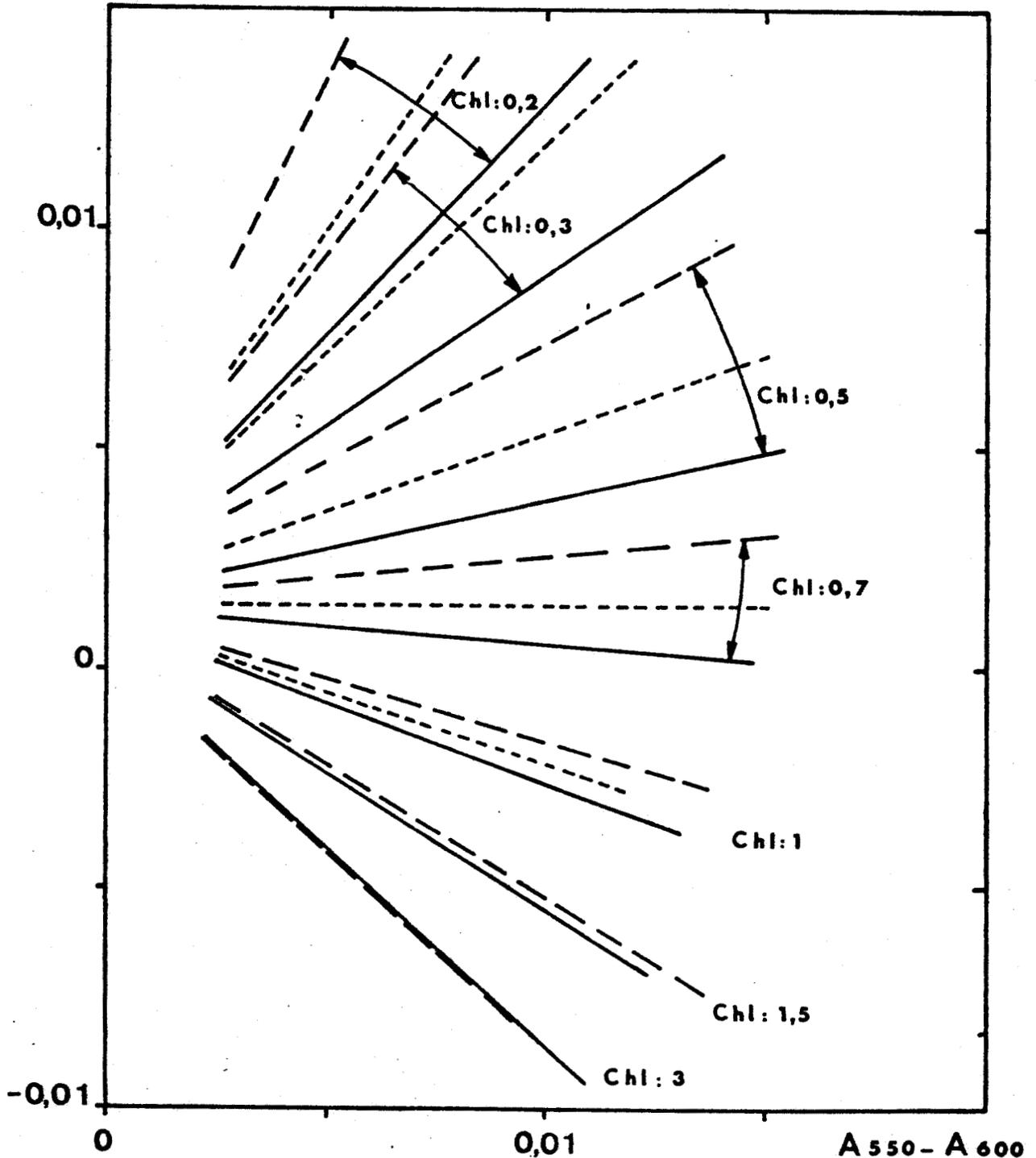
- Figure II-10 - Influence de la présence de substances jaunes.  
**En tiretés :** Résultats relatifs au cas sans chlorophylle, pour les absorptions suivantes par les substances jaunes.

|   | ay (530) (m <sup>-1</sup> ) |
|---|-----------------------------|
| 0 | 0                           |
| 1 | 0,0025                      |
| 2 | 0,005                       |
| 3 | 0,012                       |
| 4 | 0,03                        |

**En traits pleins :** Le dernier cas est étudié pour différentes teneurs en chlorophylle.



A466 - A525



- Figure II-11 - Influence de la présence de substances jaunes.

En tiretés : pas de substance jaune.

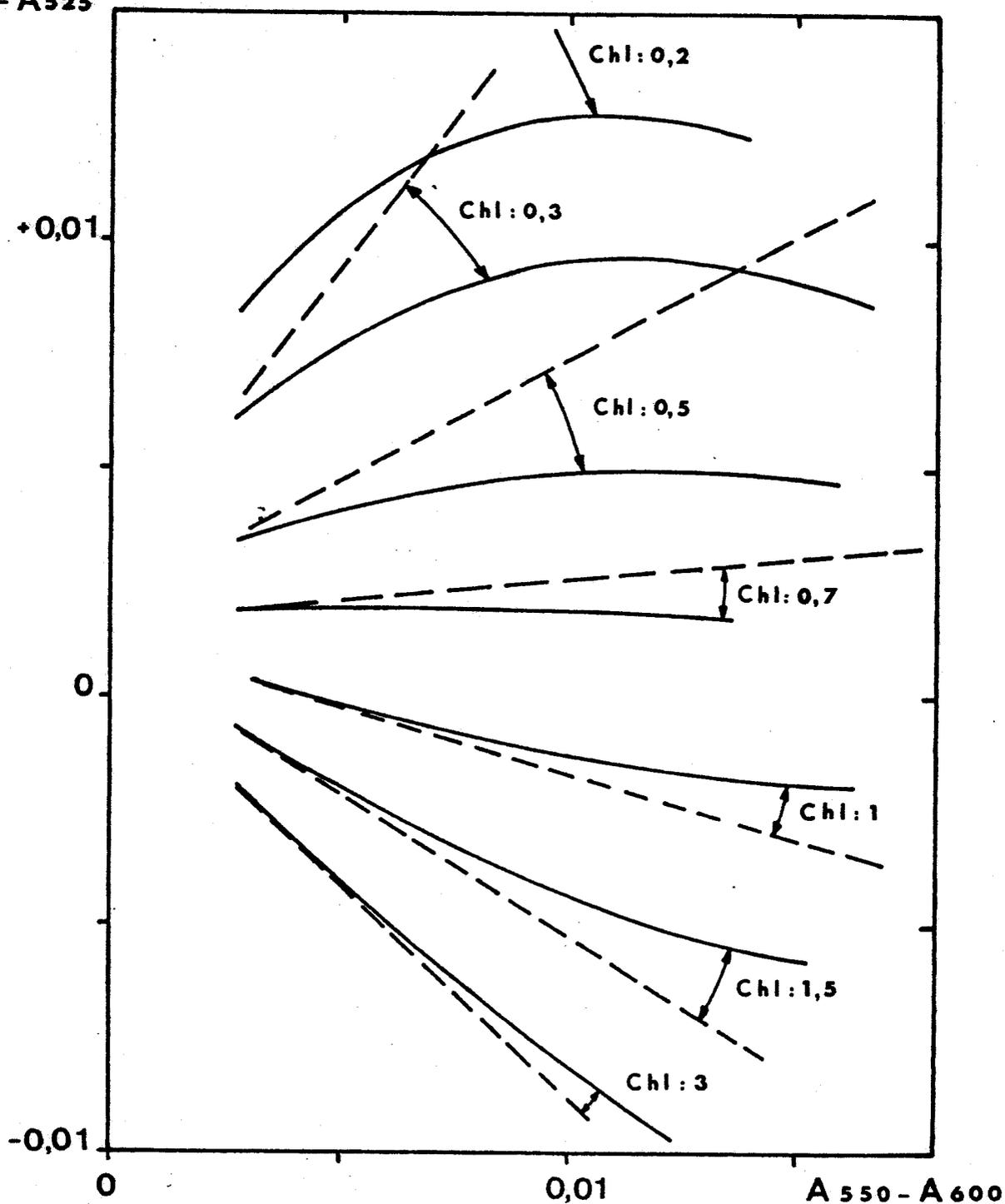
En pointillés :  $a_y(530) = 0,0025 \text{ m}^{-1}$ .

En traits pleins :  $a_y(530) = 0,005 \text{ m}^{-1}$ .

Les teneurs en chlorophylle sont exprimées en  $\text{mg}/\text{m}^3$ .

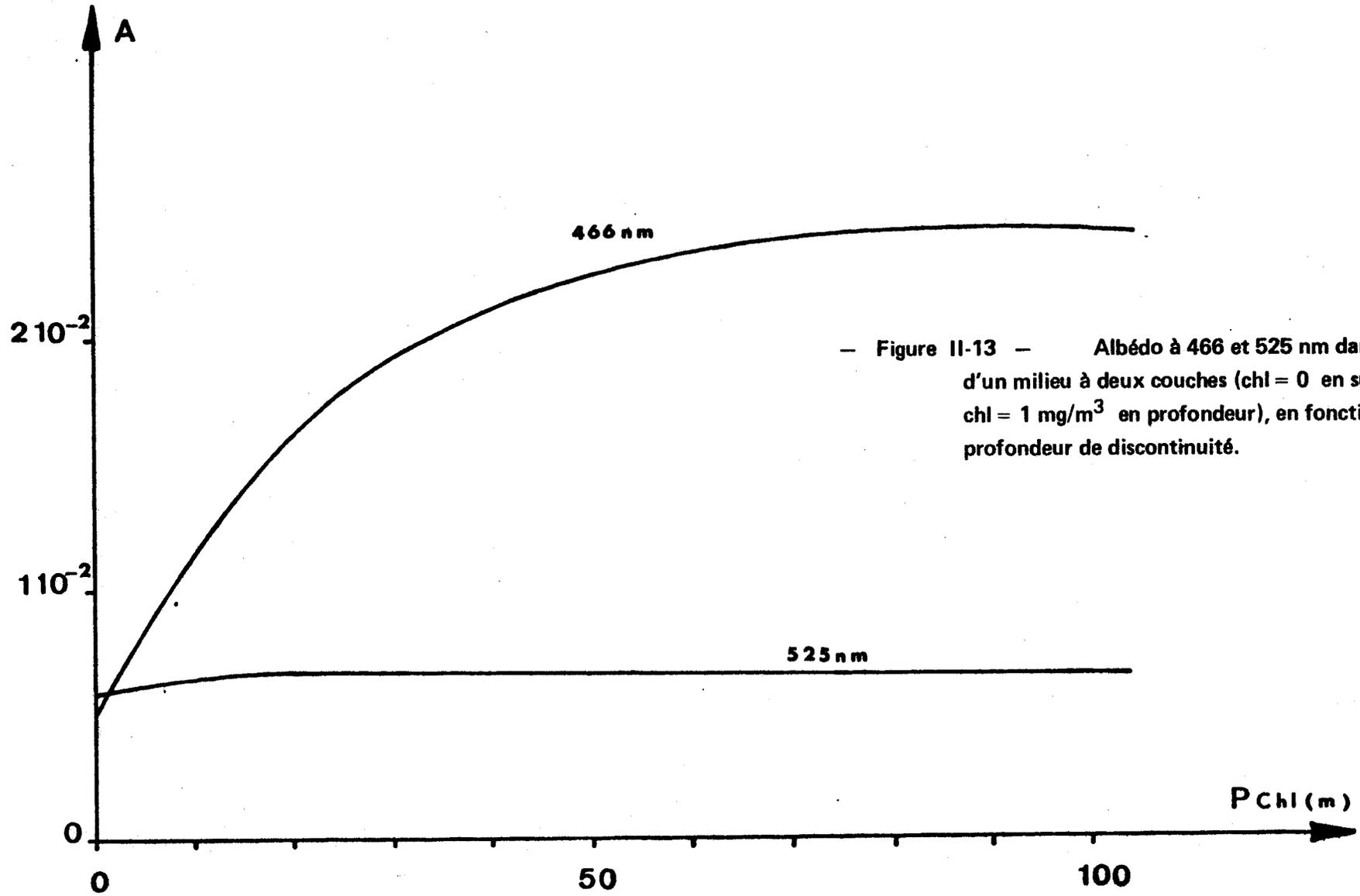


A466 - A525



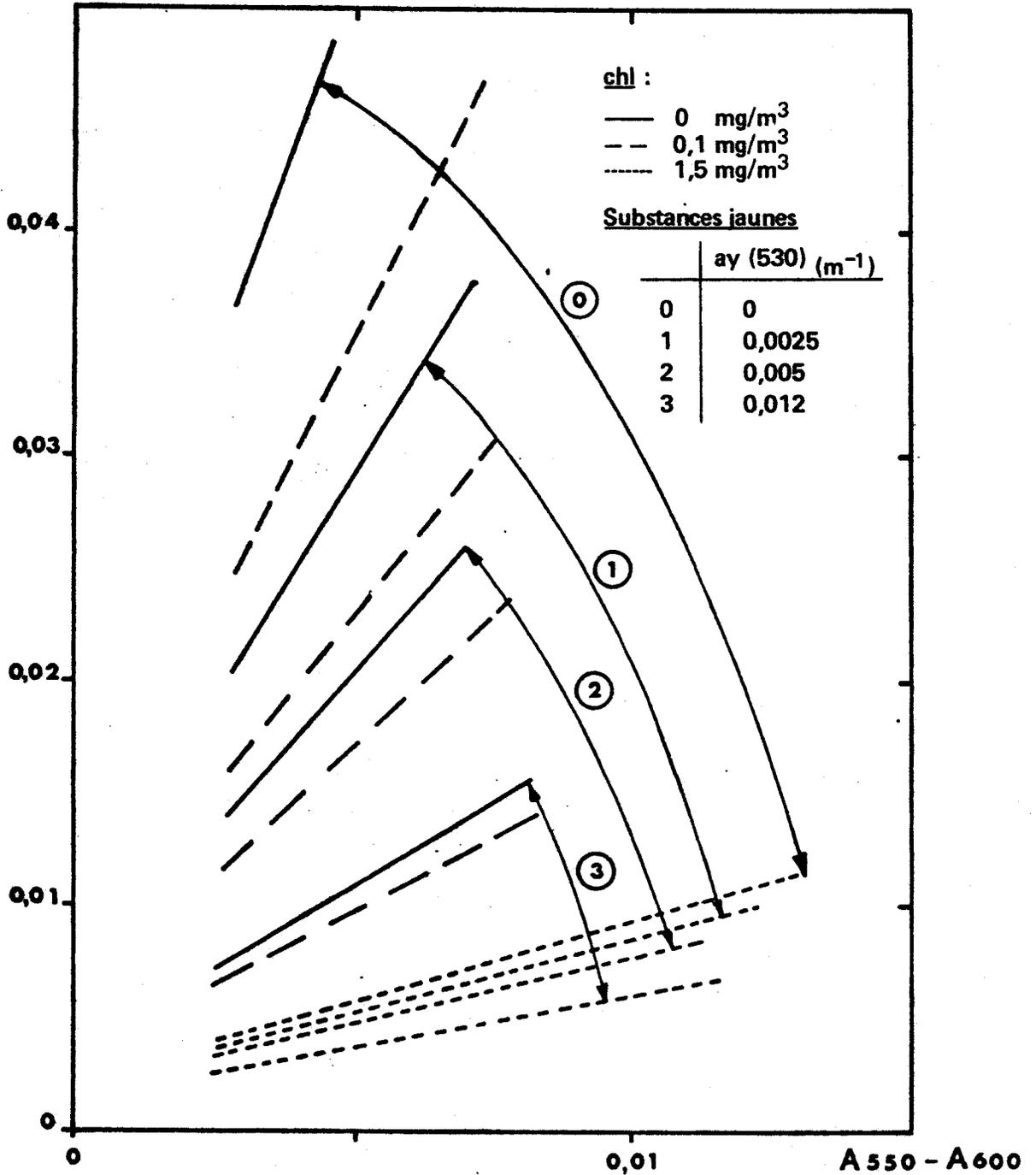
— Figure II-12 — Influence de la présence de particules absorbantes (modèle d'absorption  $a_p = 0,04 bp$ ).  
En tiretés :  $a = a_w + nchl \cdot a_{chl}$   
En traits pleins :  $a = a_w + nchl \cdot a_{chl} + a_p$   
Les teneurs en chlorophylle sont exprimées en  $mg/m^3$ .





— Figure II-13 — Albédo à 466 et 525 nm dans le cas d'un milieu à deux couches (chl = 0 en surface, chl = 1 mg/m<sup>3</sup> en profondeur), en fonction de la profondeur de discontinuité.

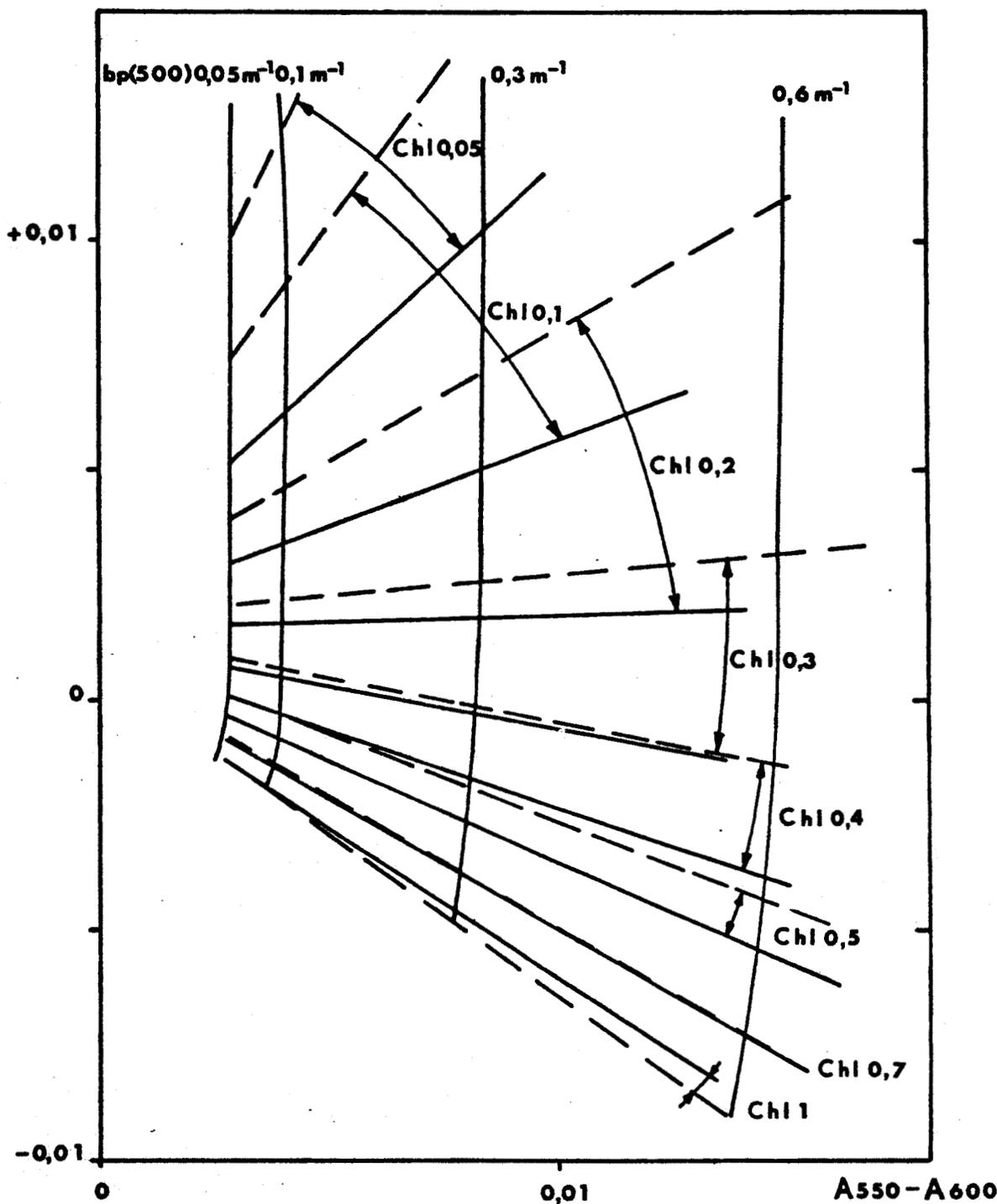
A420 - A600



- Figure II-14 - Cas d'une nouvelle différence : A420 - A600.



A466-A500



— Figure II-15 — Cas d'une nouvelle différence :  $A_{466} - A_{500}$ .

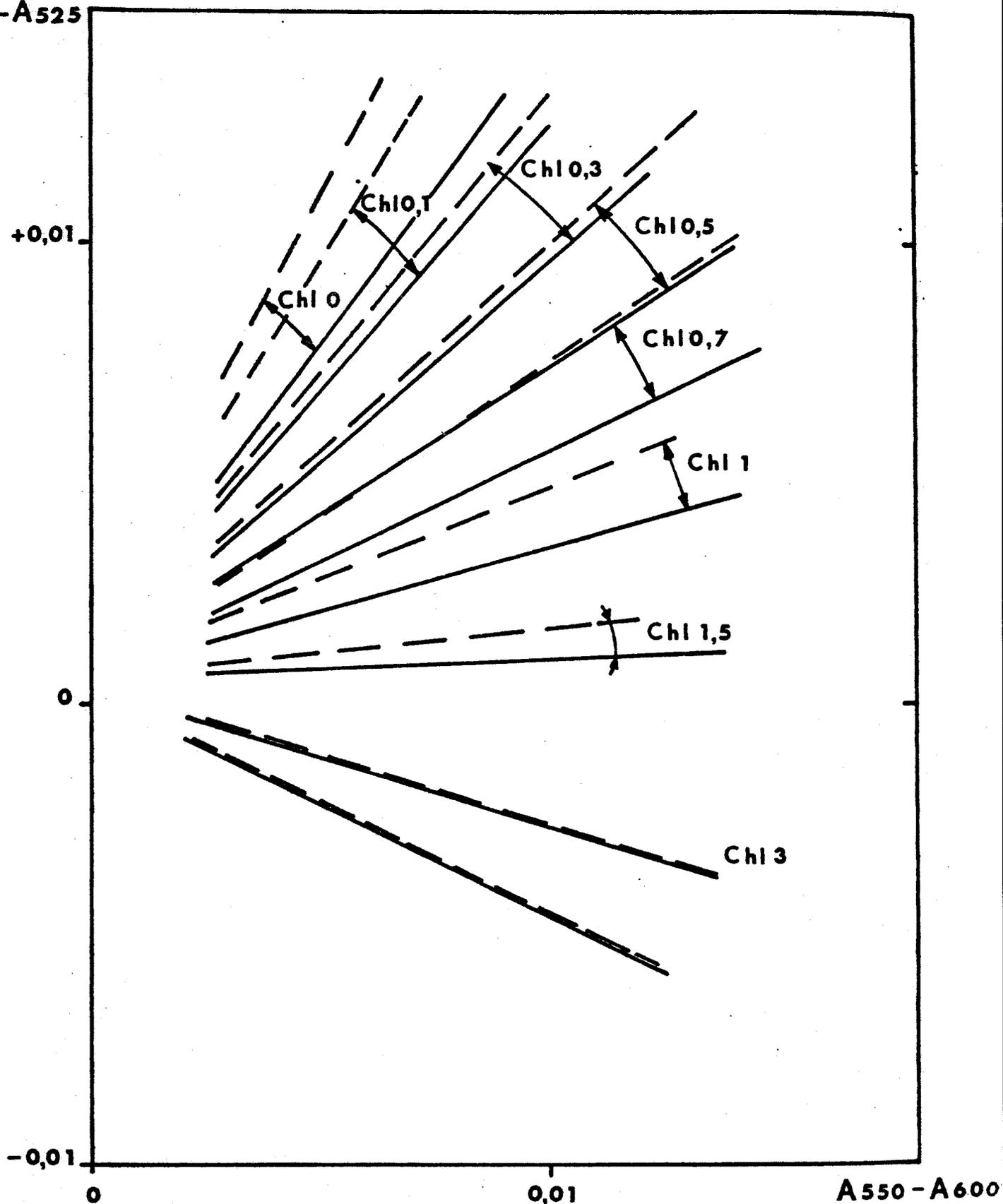
En tiretés : pas de substance jaune,

En traits pleins :  $a_y(530) = 0.005 \text{ m}^{-1}$

Les teneurs en chlorophylle sont exprimées en  $\text{mg}/\text{m}^3$ .



A500 - A525



— Figure II-16 — Cas d'une nouvelle différence :  $A_{500} - A_{525}$ .

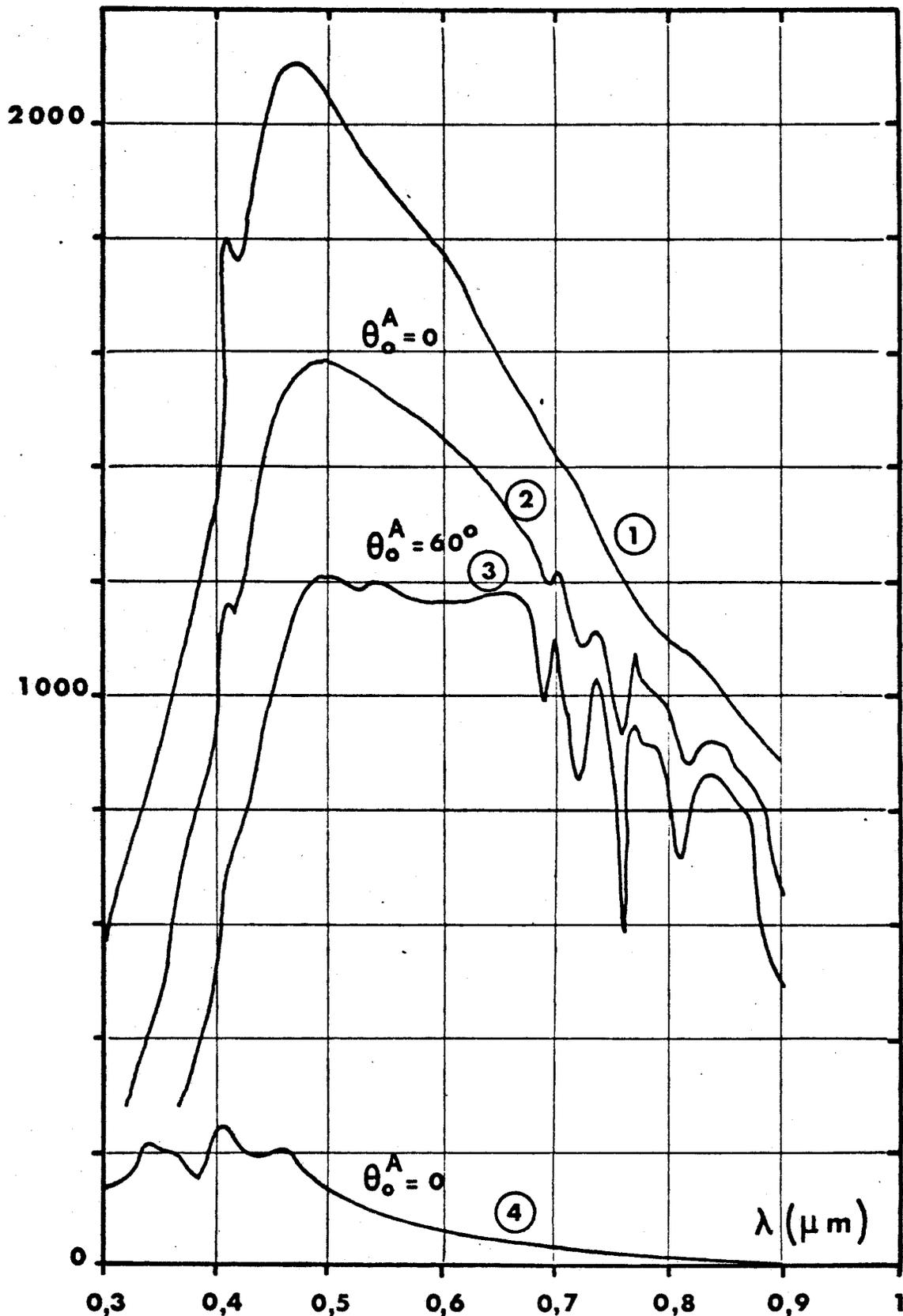
En tiretés : pas de substance jaune

En traits pleins :  $a_y(530) = 0,005 \text{ m}^{-1}$

Les teneurs en chlorophylle sont exprimées en  $\text{mg}/\text{m}^3$ .



$W. m^{-2} \mu m^{-1}$



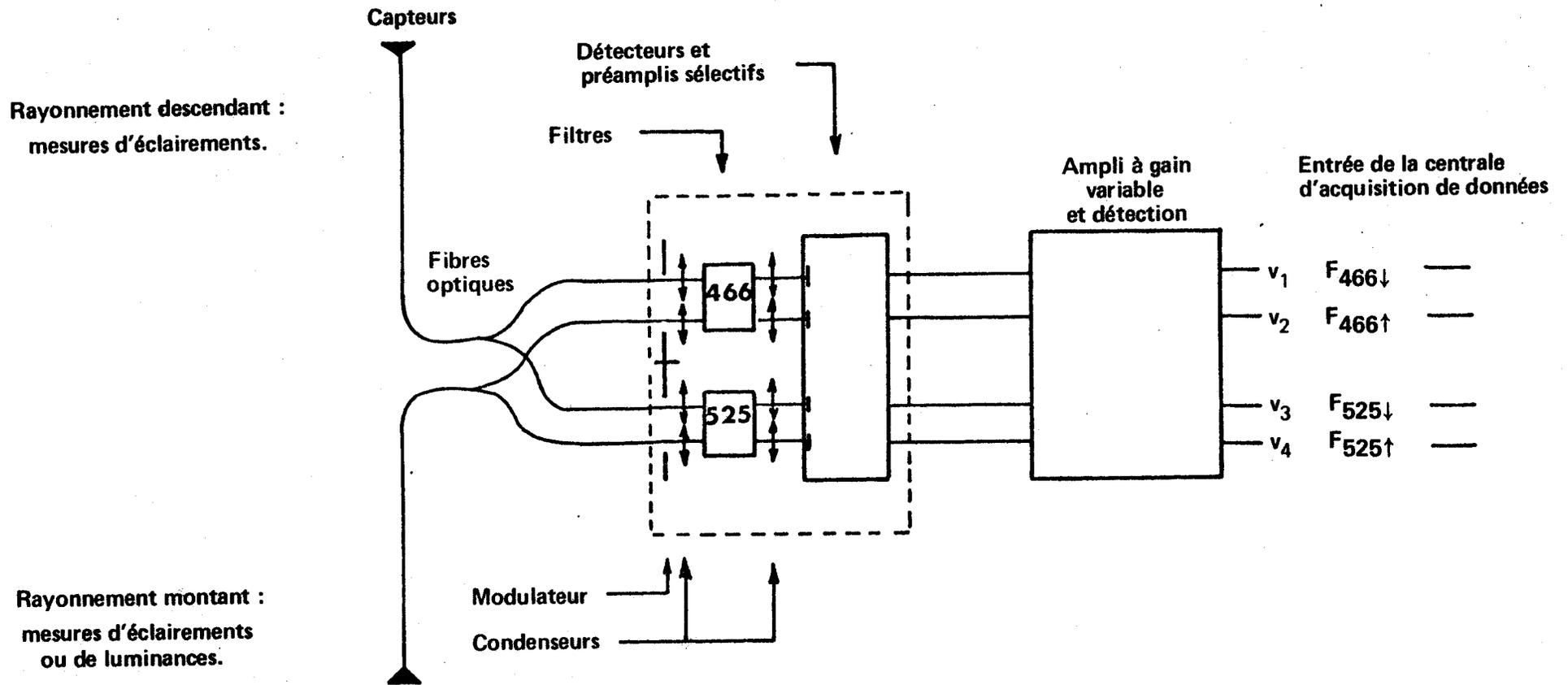
— Figure III-1 — Spectre solaire type d'après Moon (Réf. 13)

1- hors de l'atmosphère,

2-3 au niveau du sol, pour deux cas d'incidence,

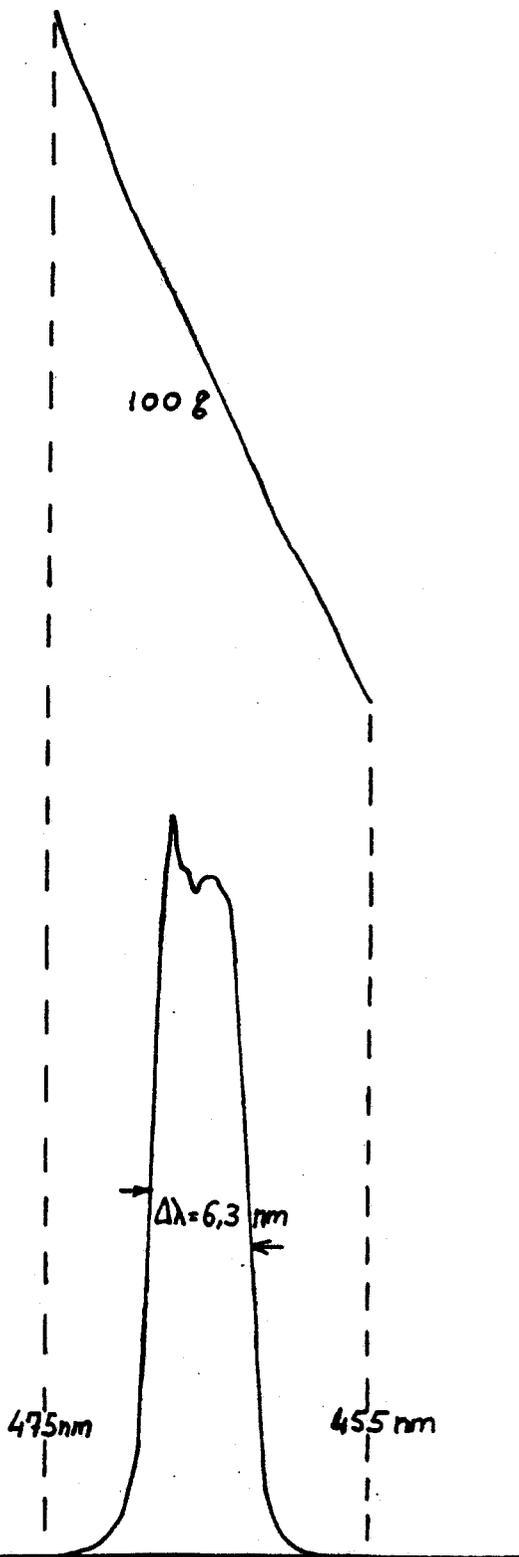
4- rayonnement diffusé d'après Deirmendjian et Sekera (Réf. 14).



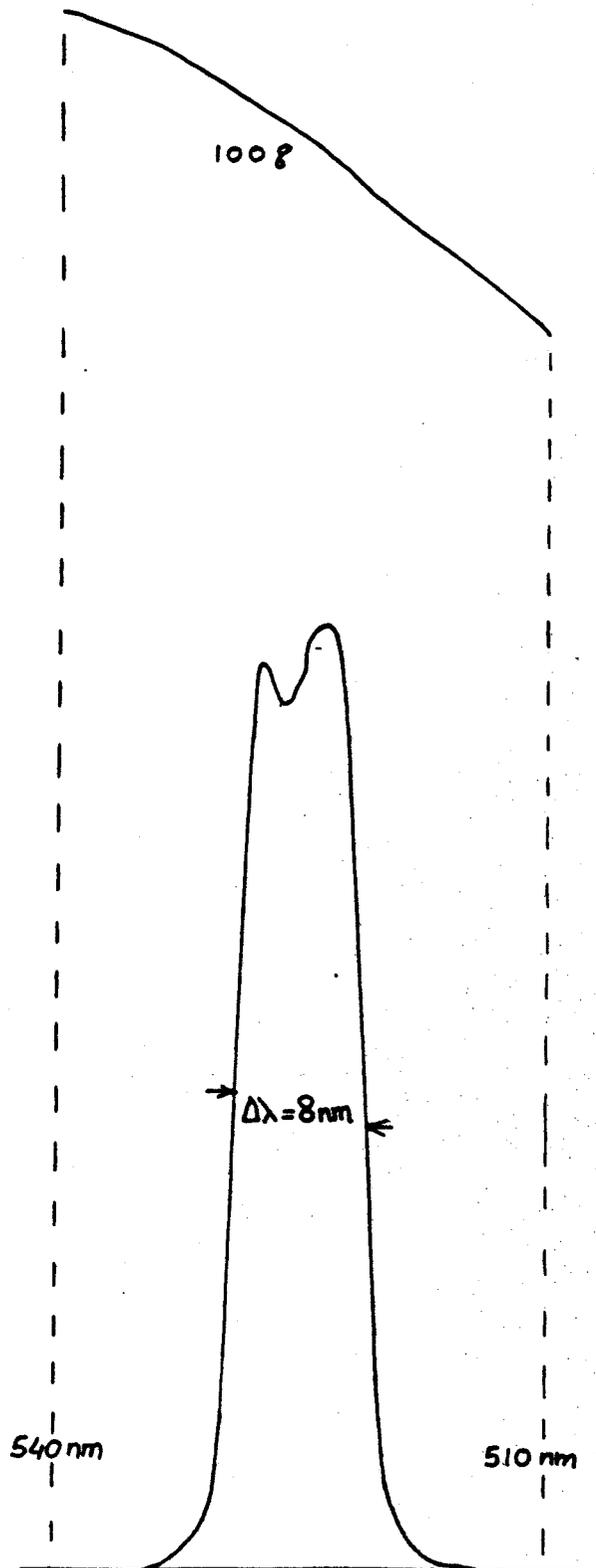


— Figure III-2 — Représentation symbolique de l'appareillage.



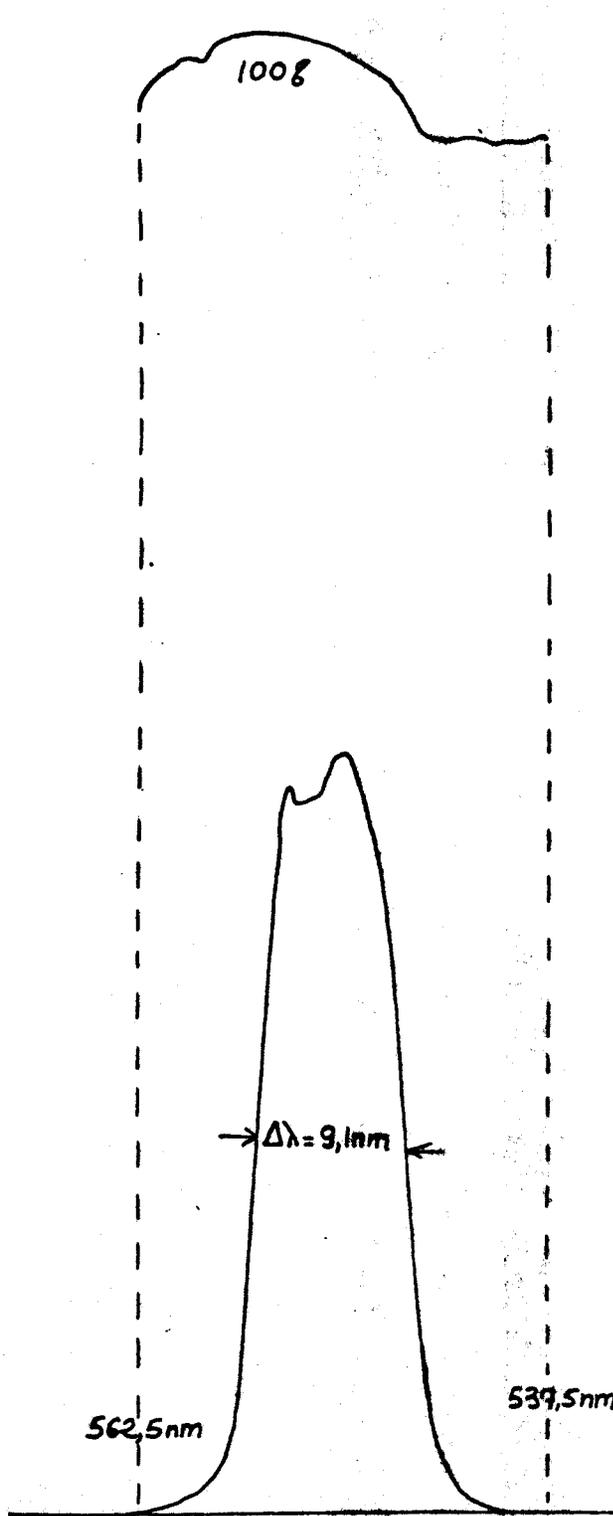


- Figure III-3 -

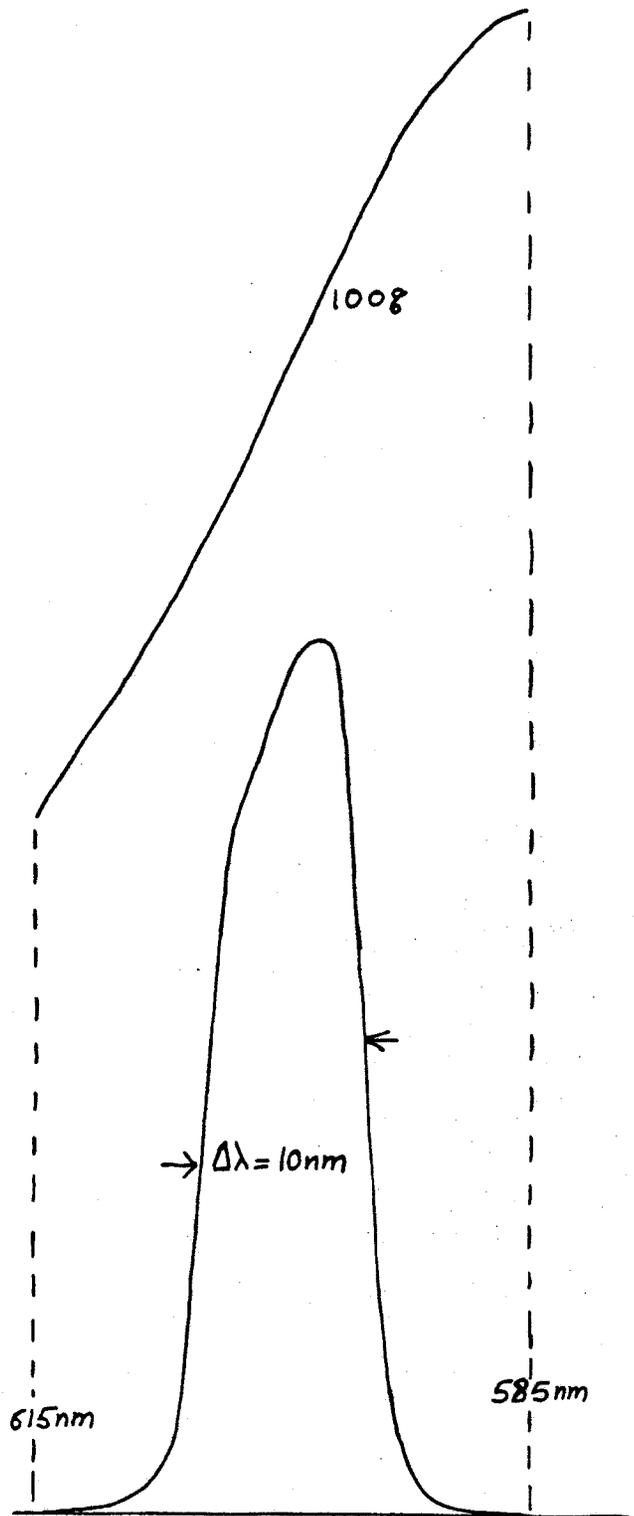


- Figure III-4 -





- Figure III-5 -



- Figure III-6 -



$Wm^{-2} \mu m^{-1}$

13 Juillet 75

— Figure IV-1 —

Flux descendant

- 466 nm
- 525 nm
- ▲ 550 nm
- 600 nm

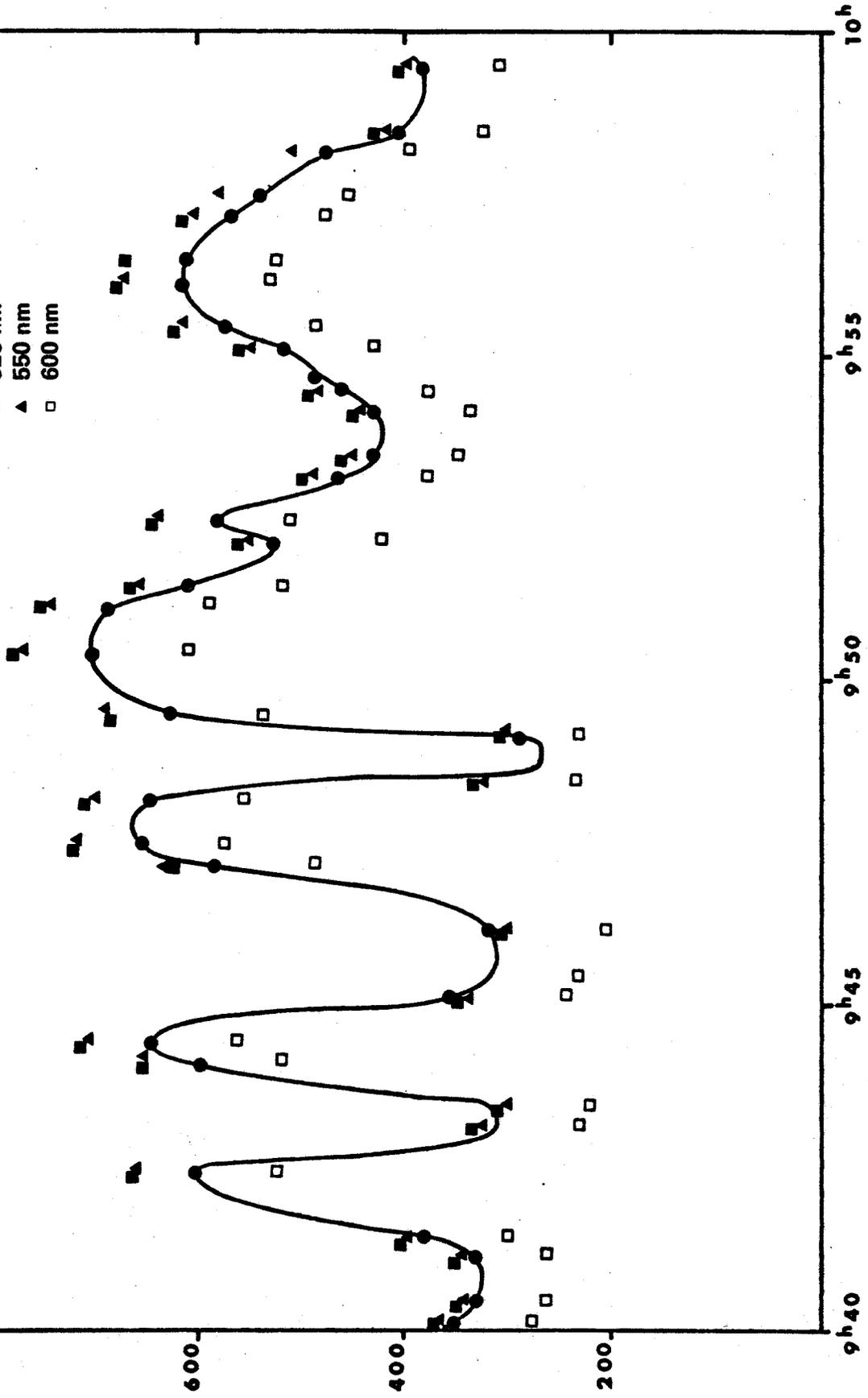


Figure IV-2

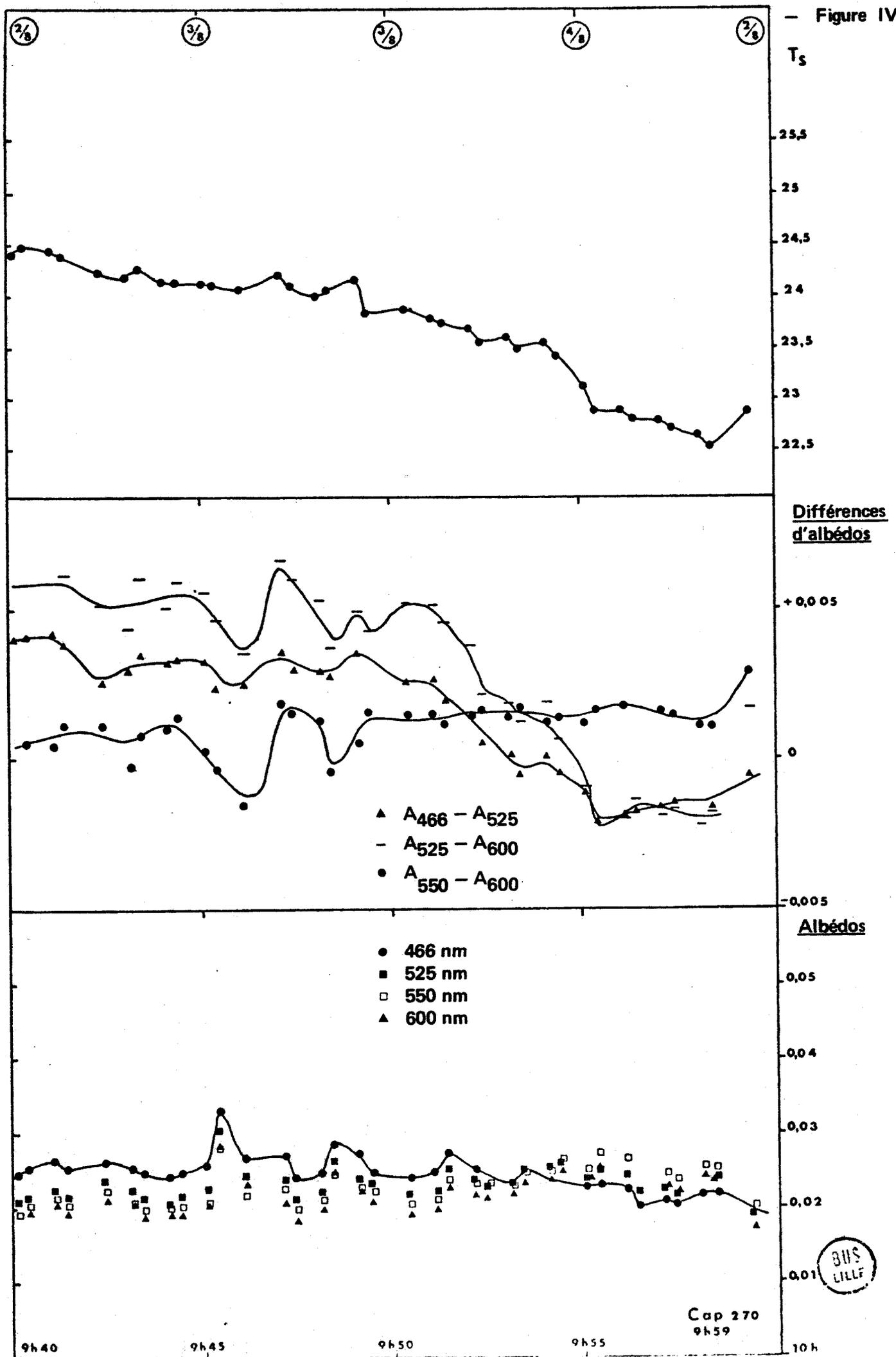
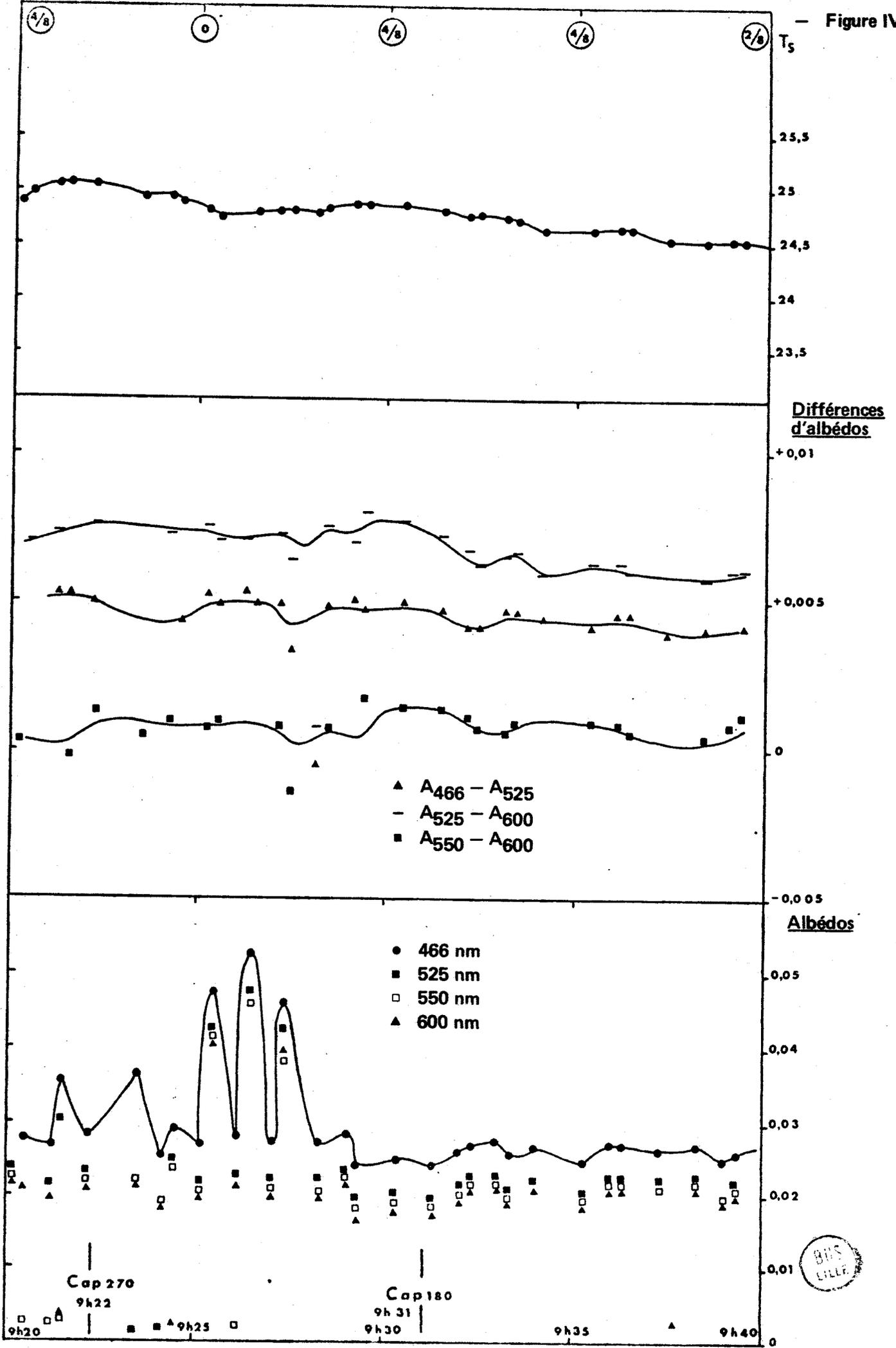
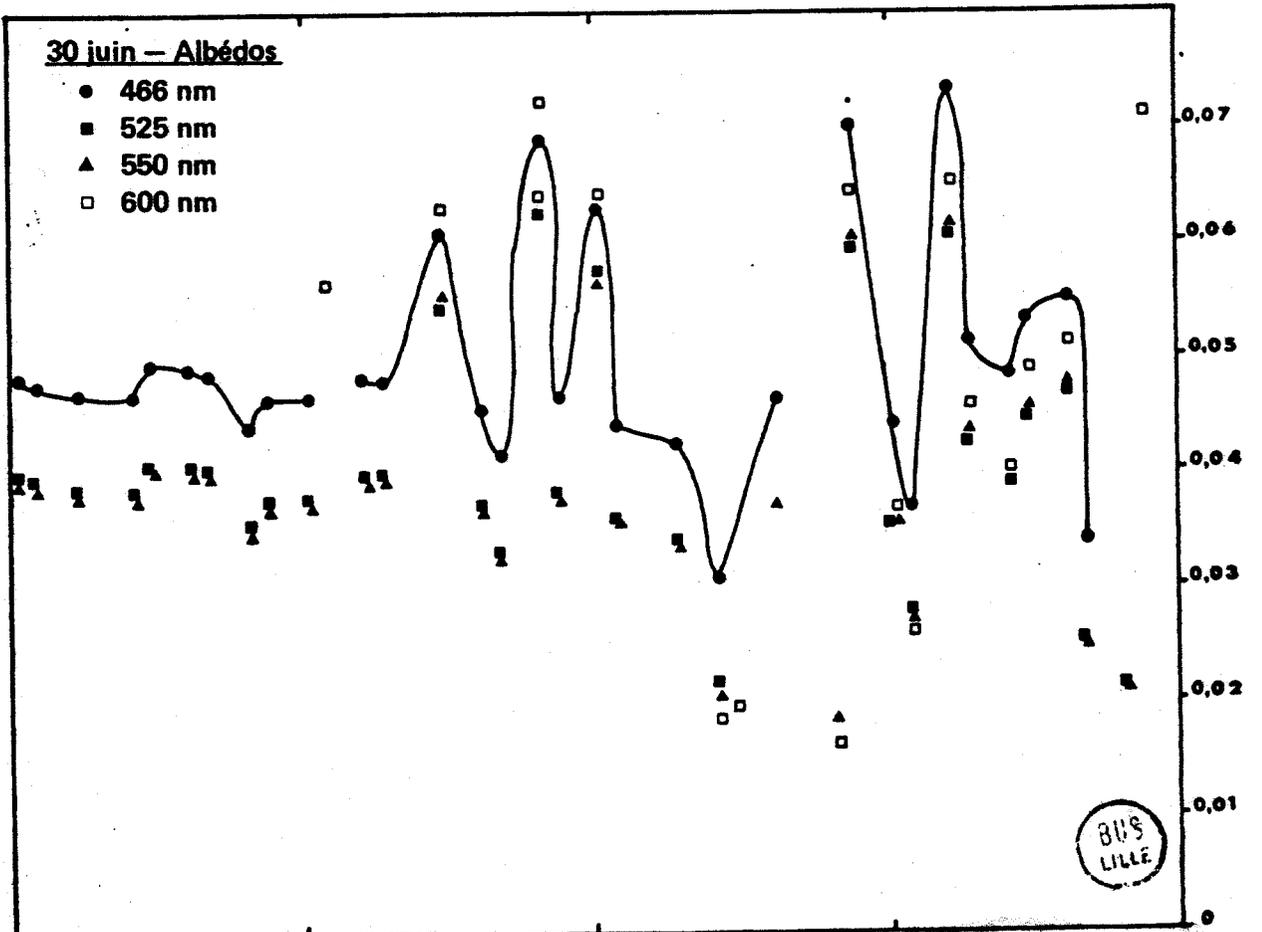
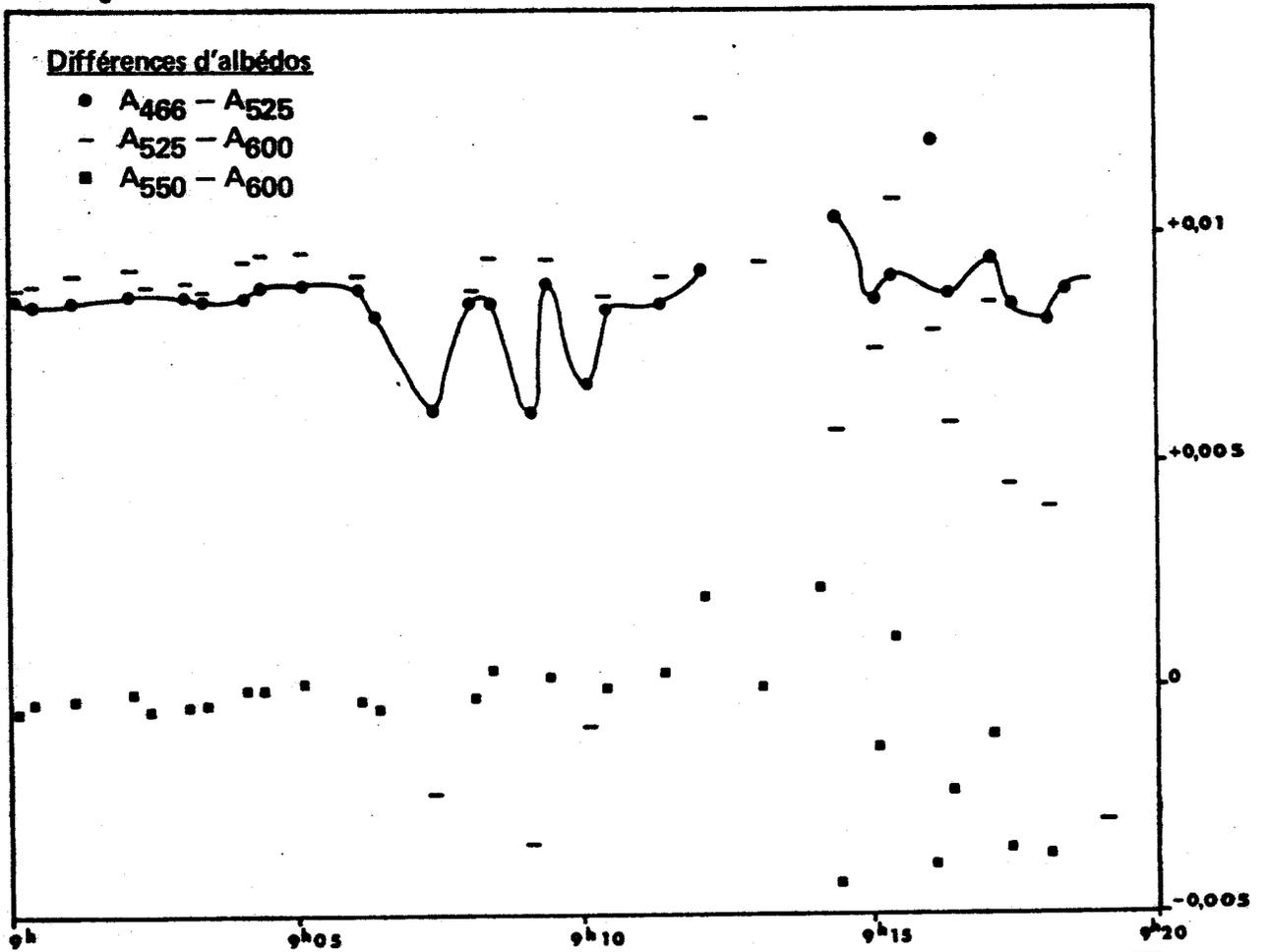


Figure IV-3



- Figure IV-4 -

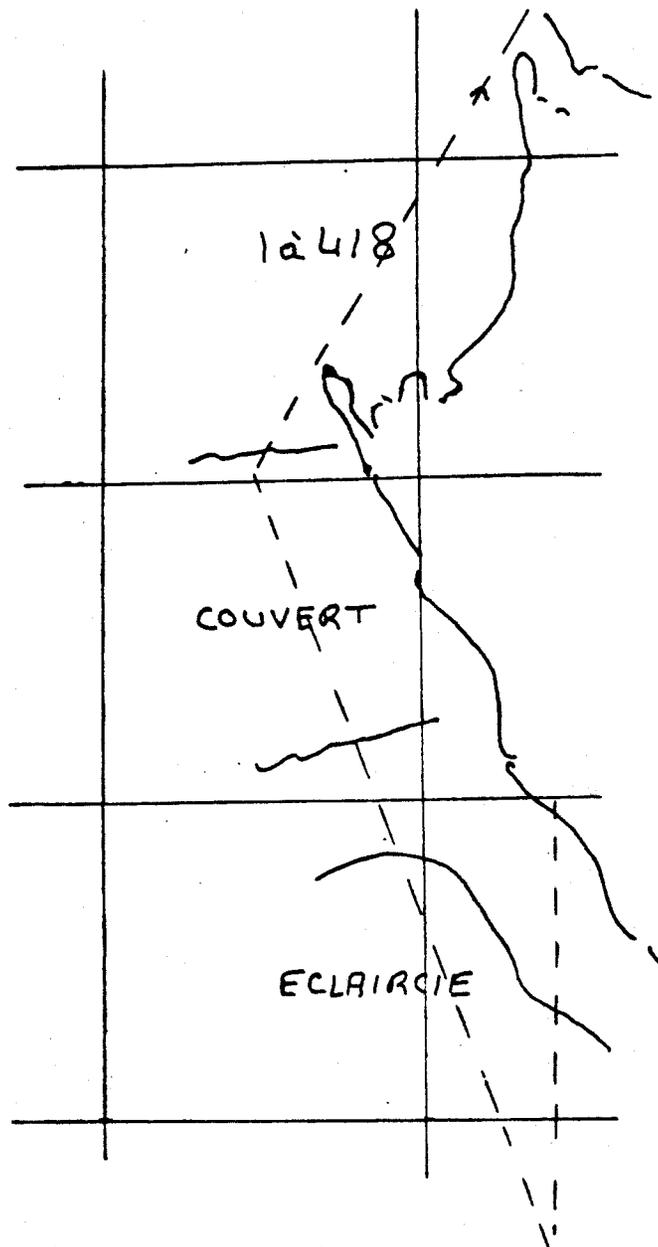


28. 6. 75

Etat de la mer :

belle à peu agitée  
sur toute la zone.

Nébulosité :

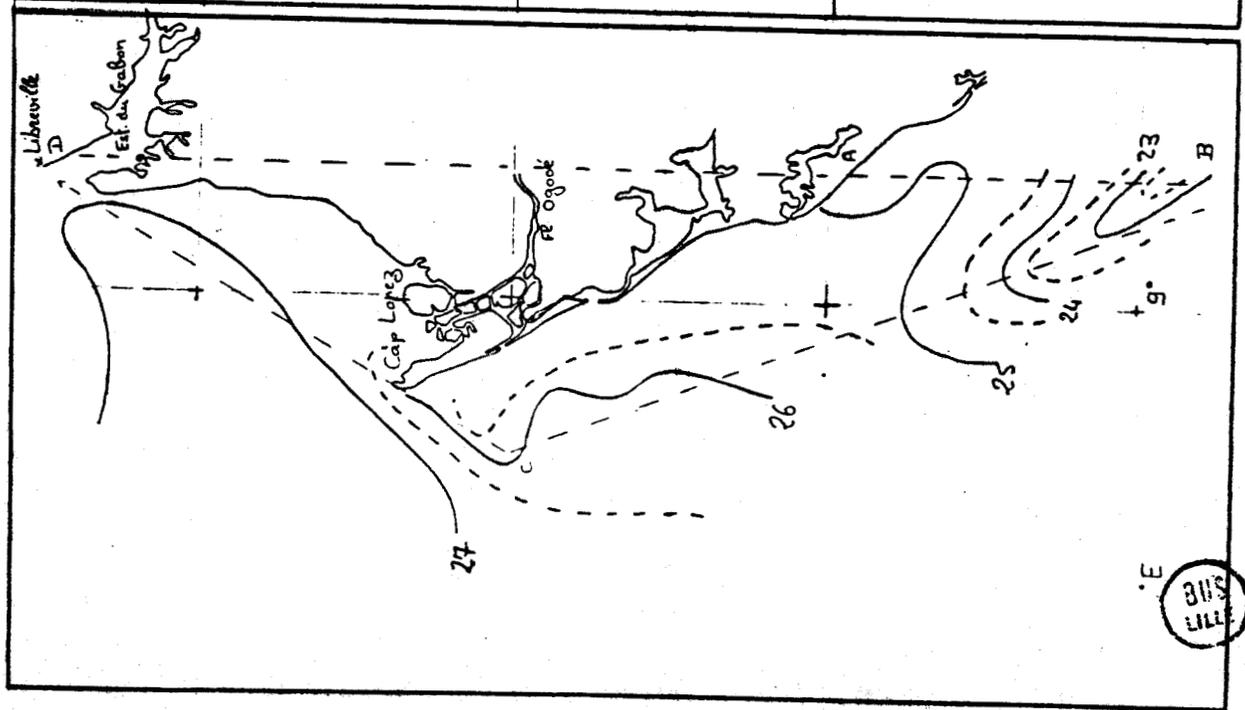


- Figure IV-5 a -



— Figures IV-5 b, c, d —

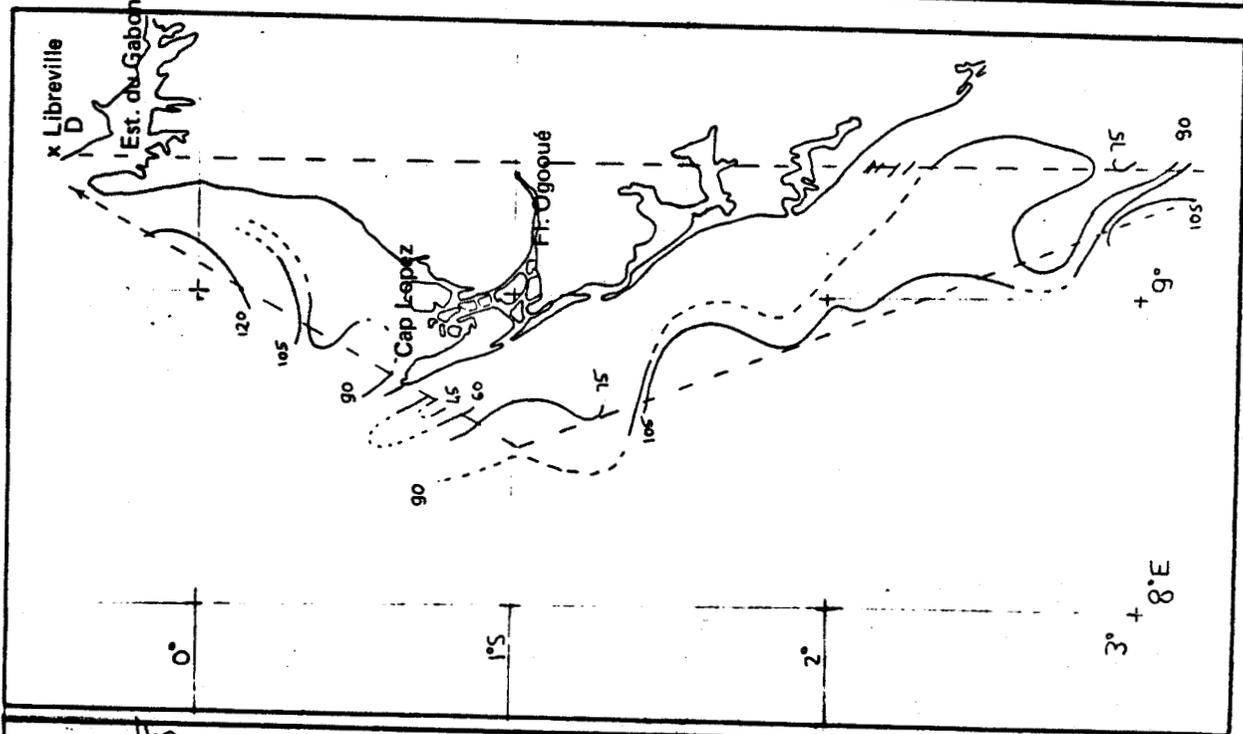
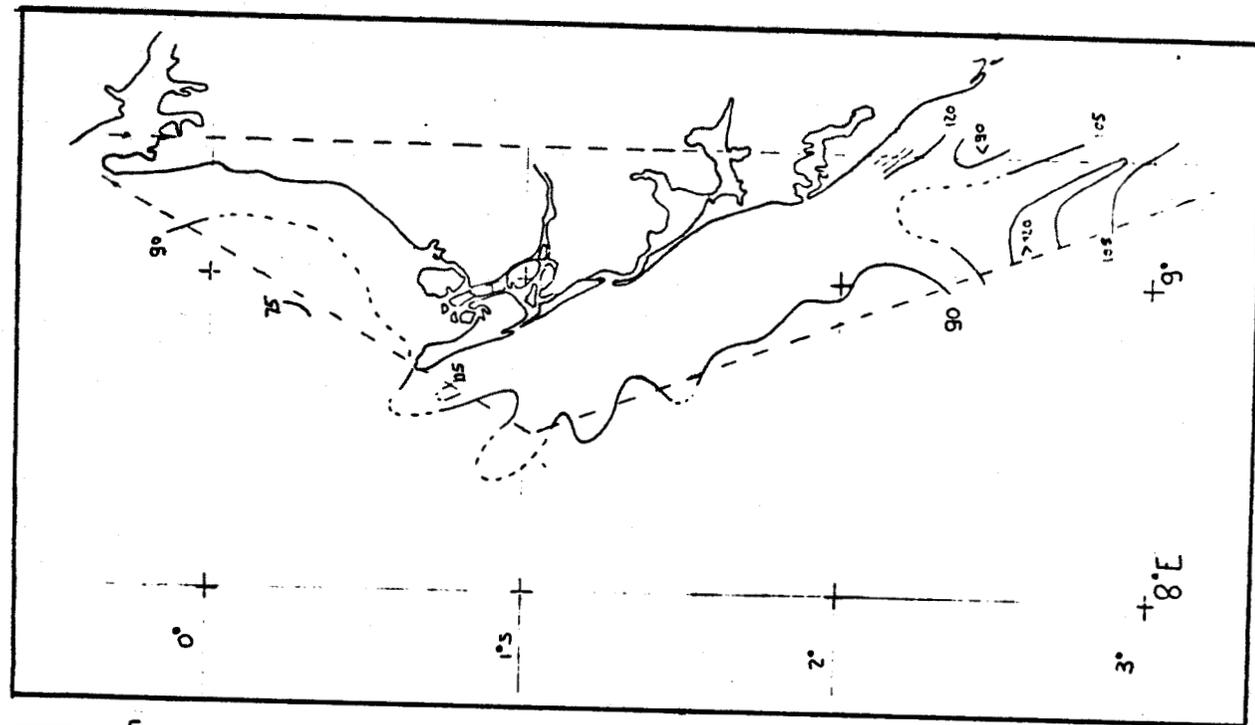
28/6/75



TS

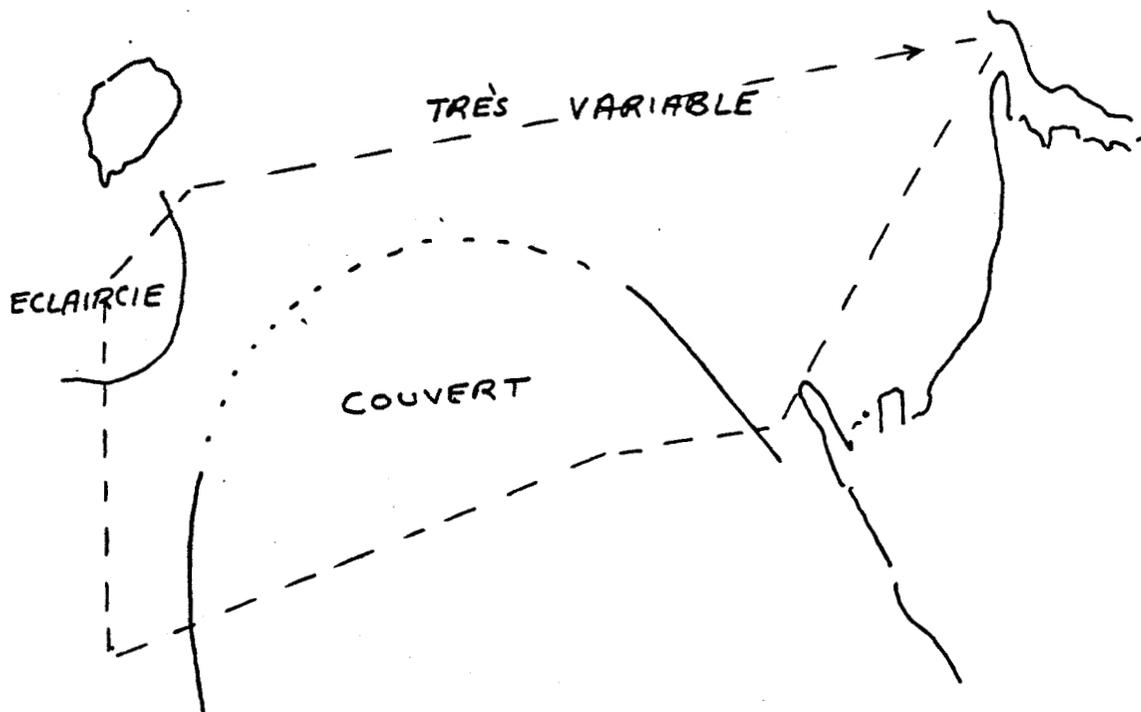
A466 — A525

A550 — A600

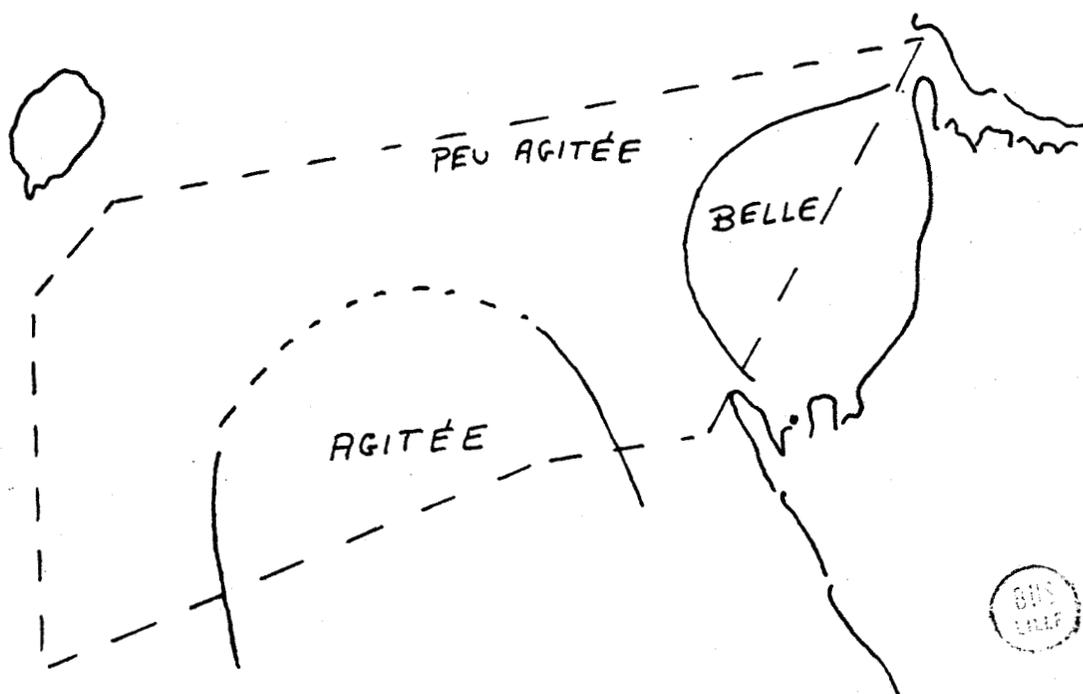


29.6.75

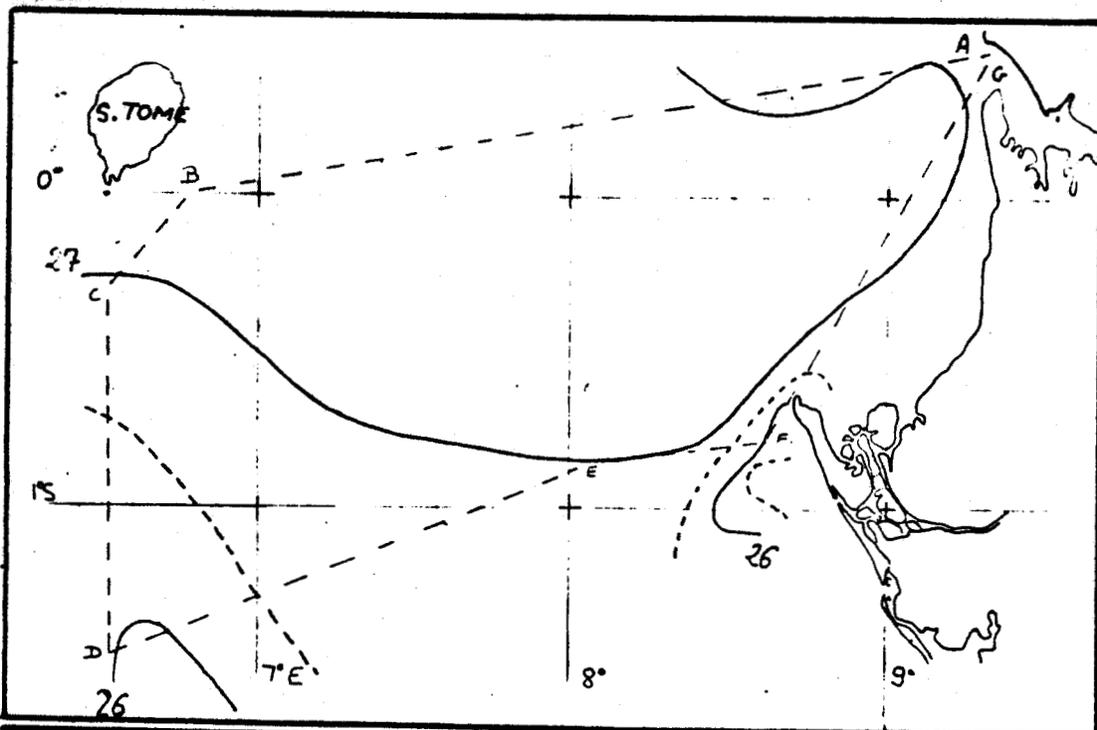
Nébulosité:



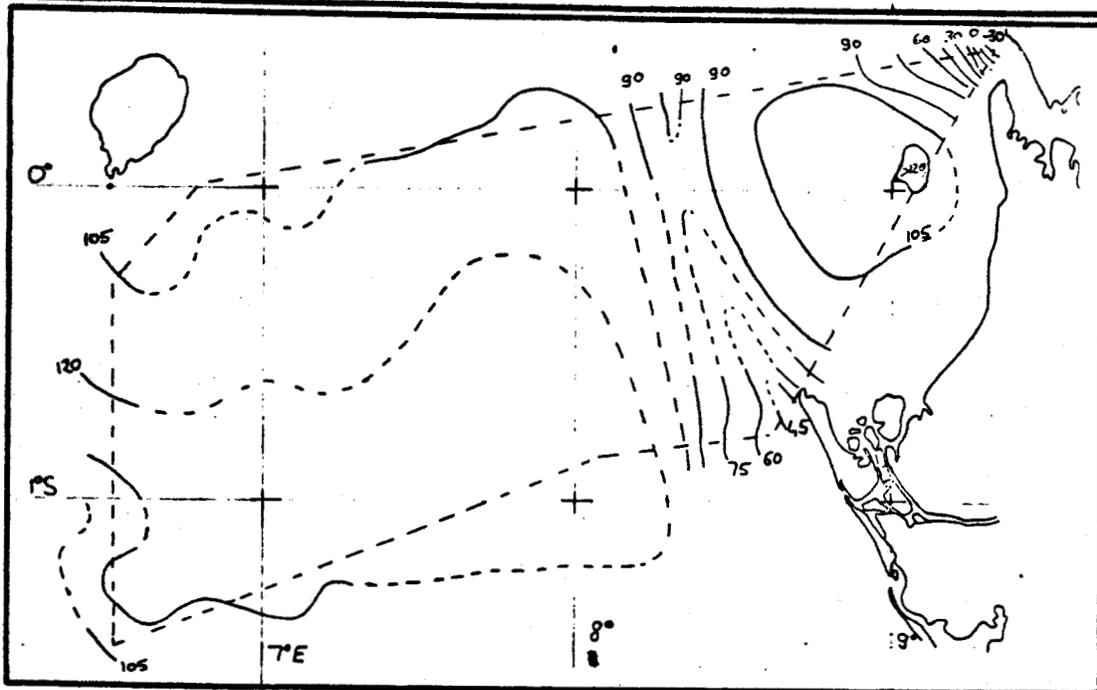
Etat de la mer



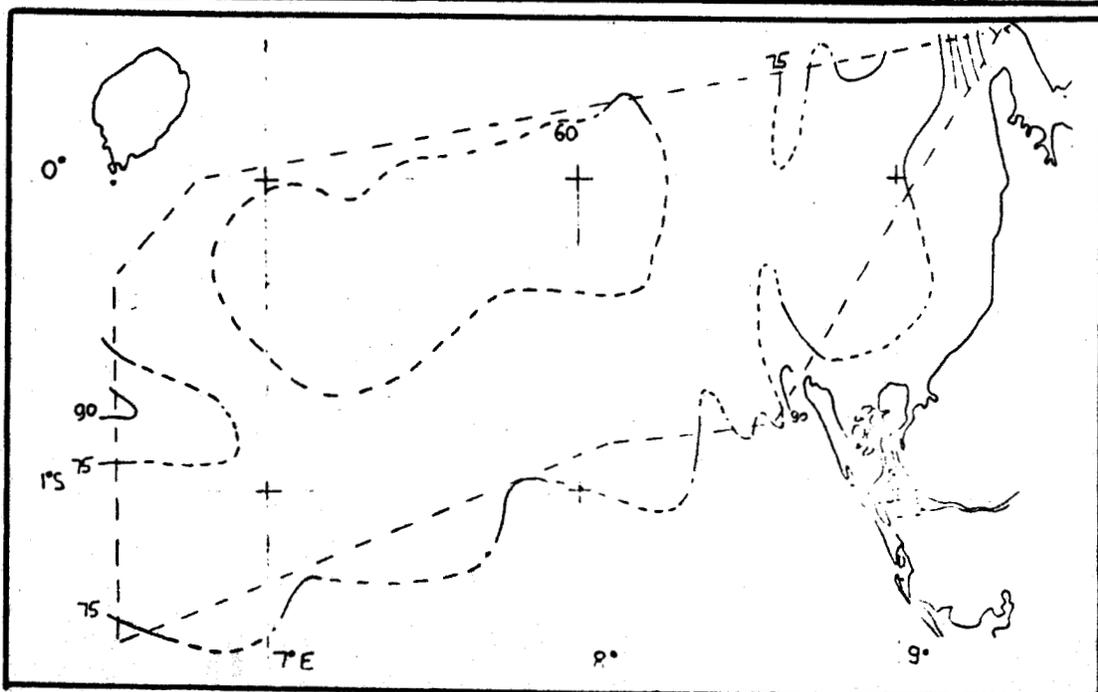
- Figures IV-6 a et b -



TS



A466 - A525



A550 - A600

— Figures IV-6  
c, d, e —

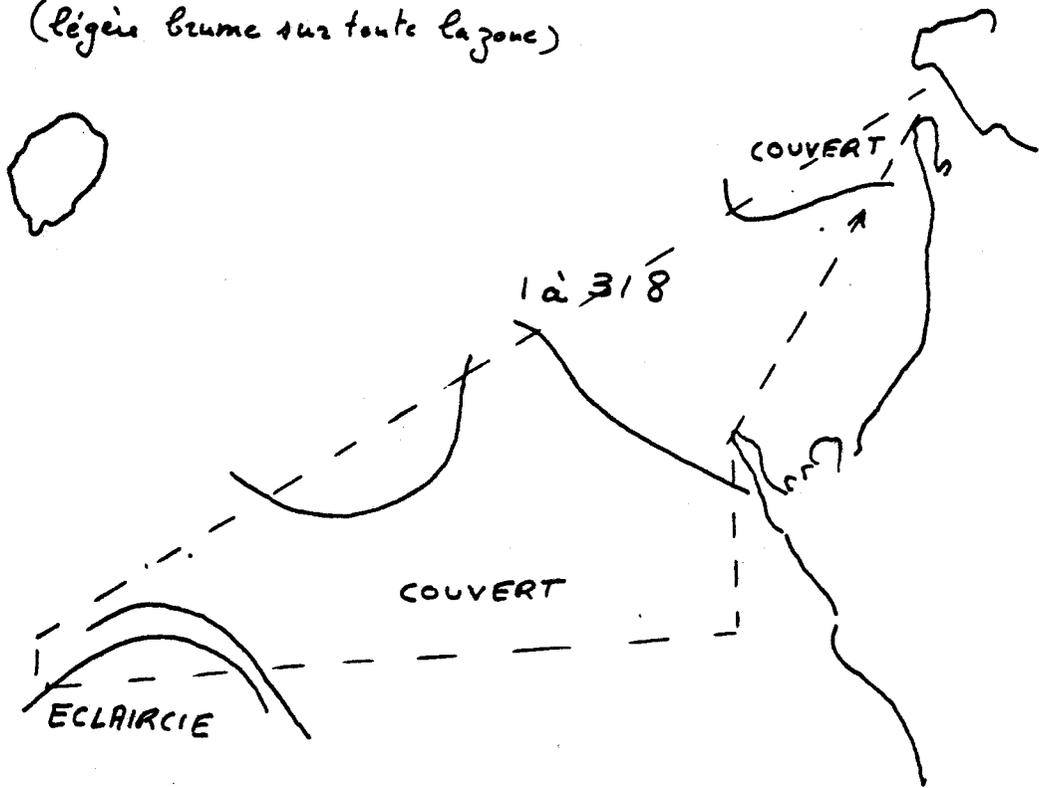
29/6/75



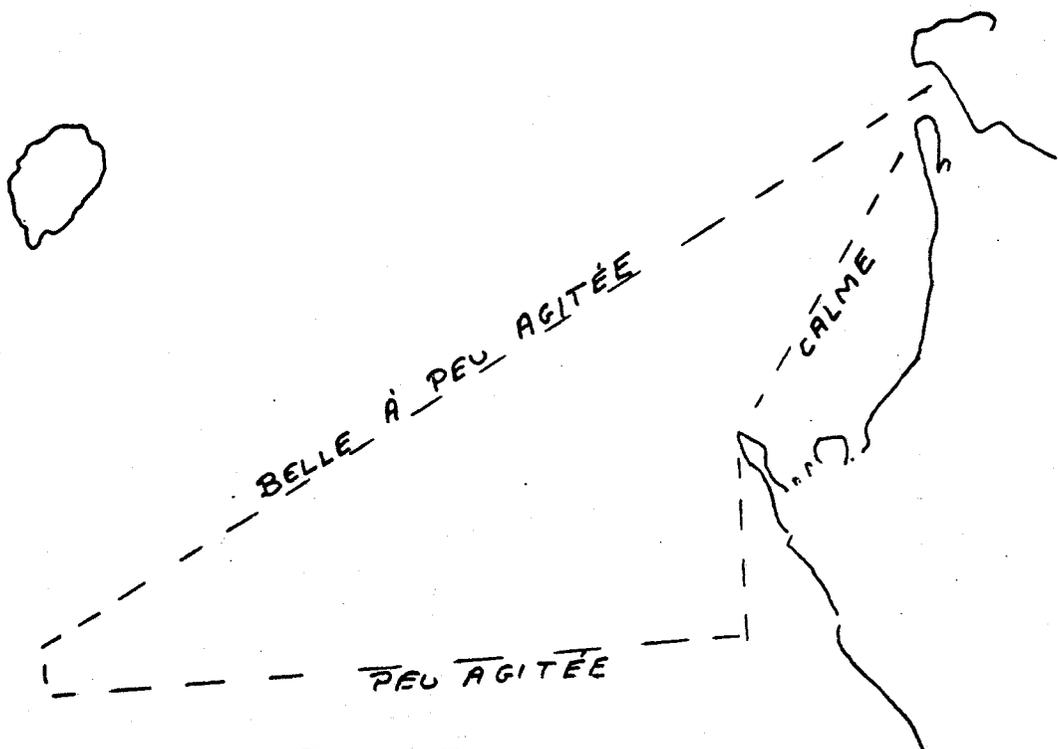
30.6.75

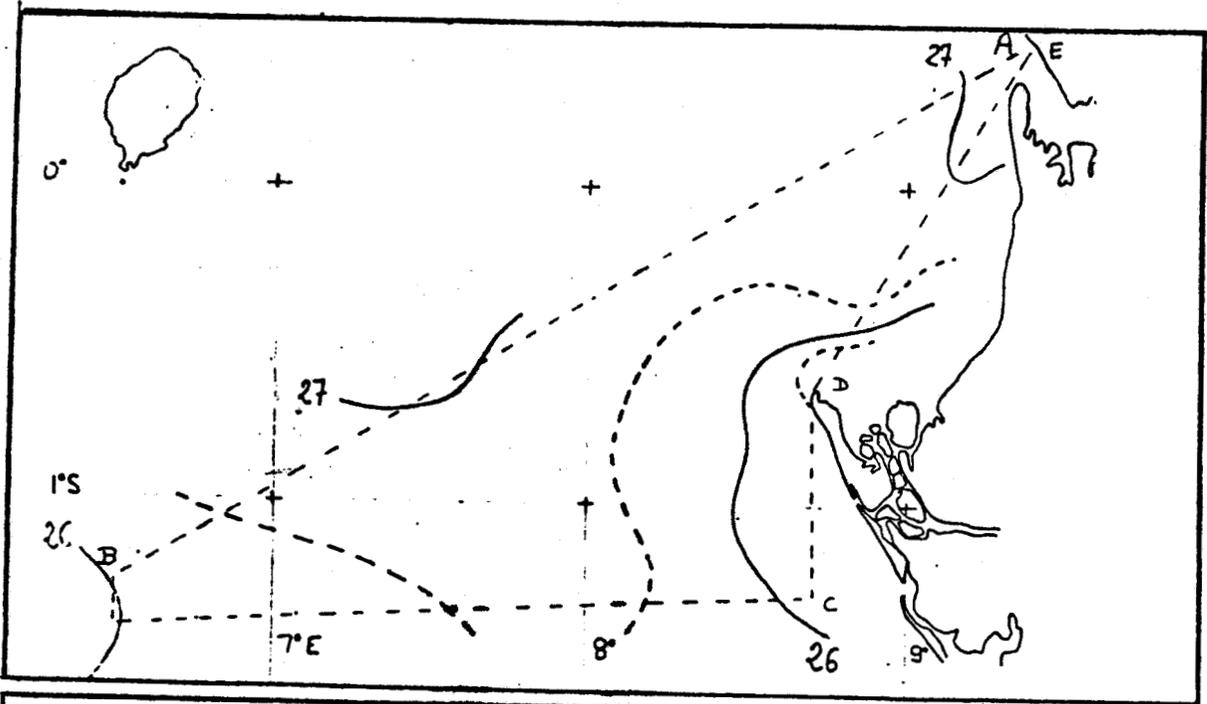
Nébulosité :

(légère brume sur toute la zone)

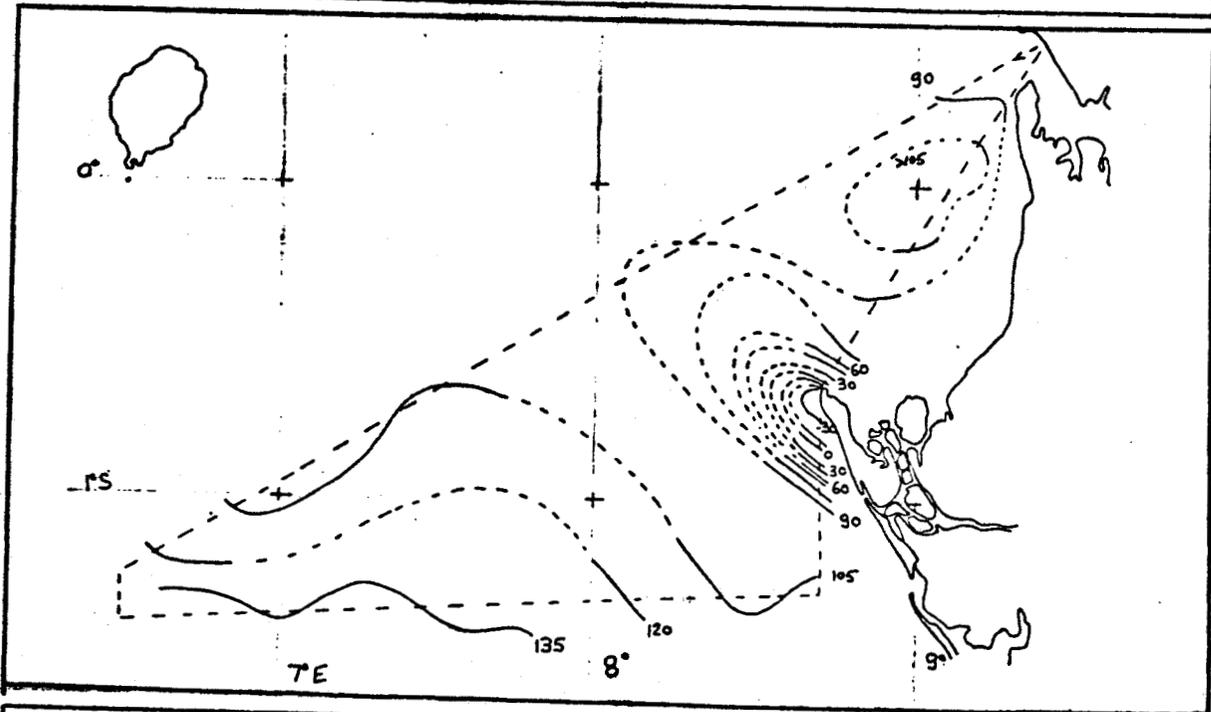


Etat de la mer :

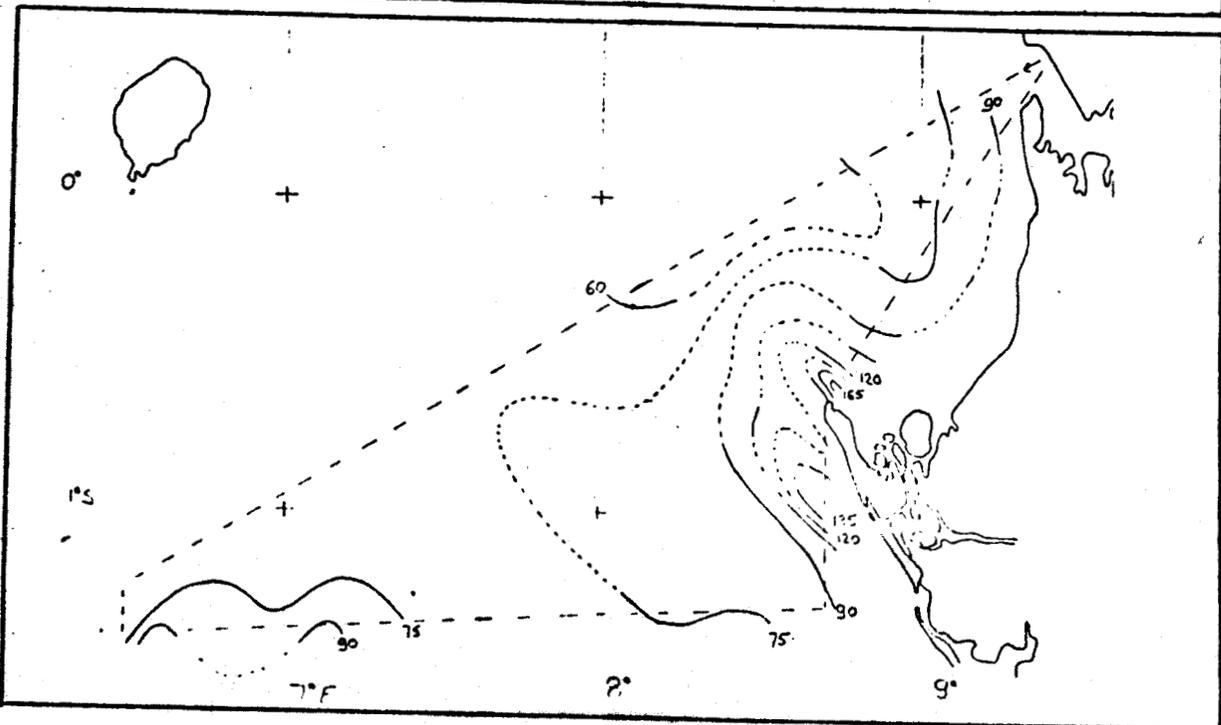




Ts



A466  
- A525



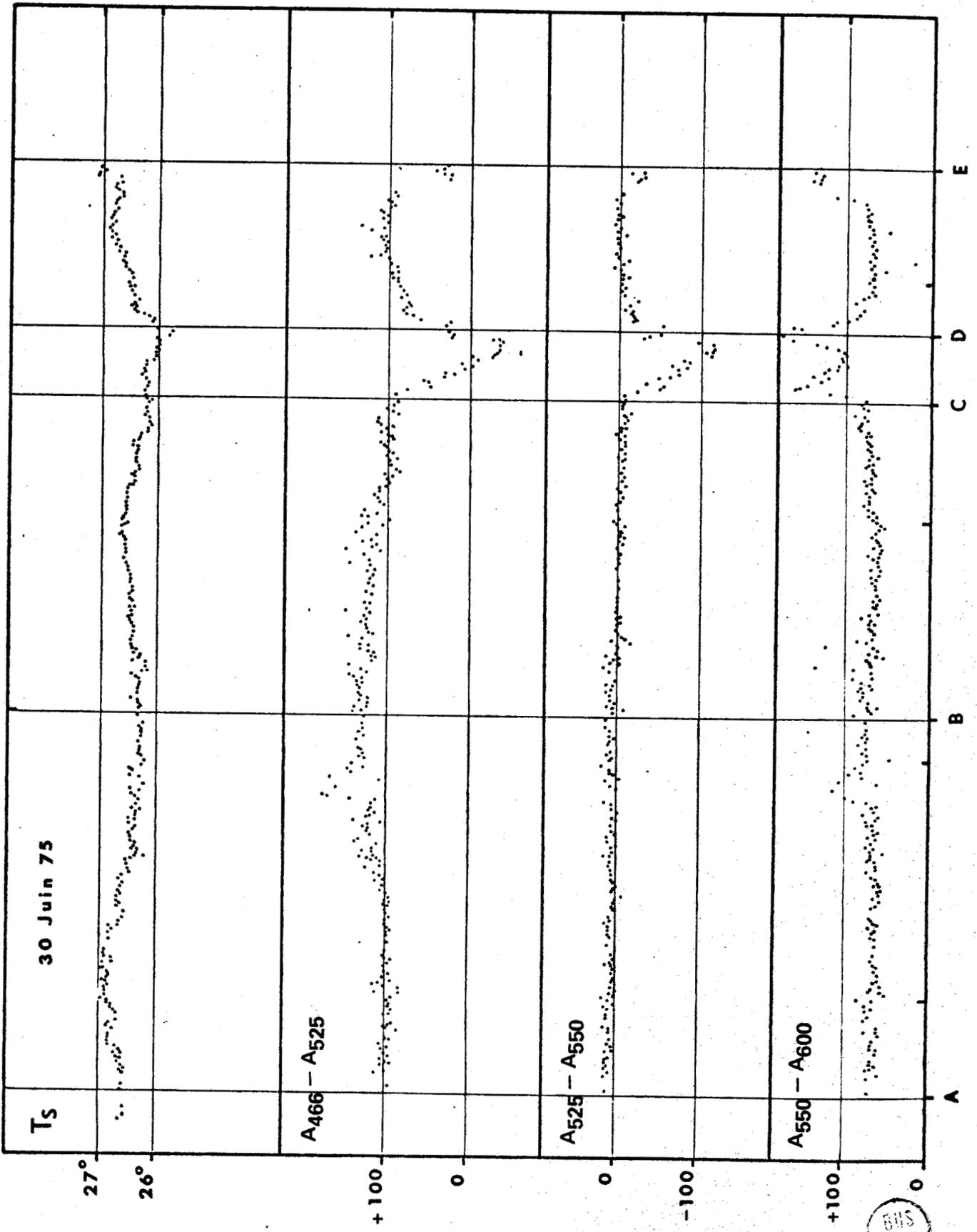
A550  
- A600

- Figures IV-7  
c, d, e -

30/6/75



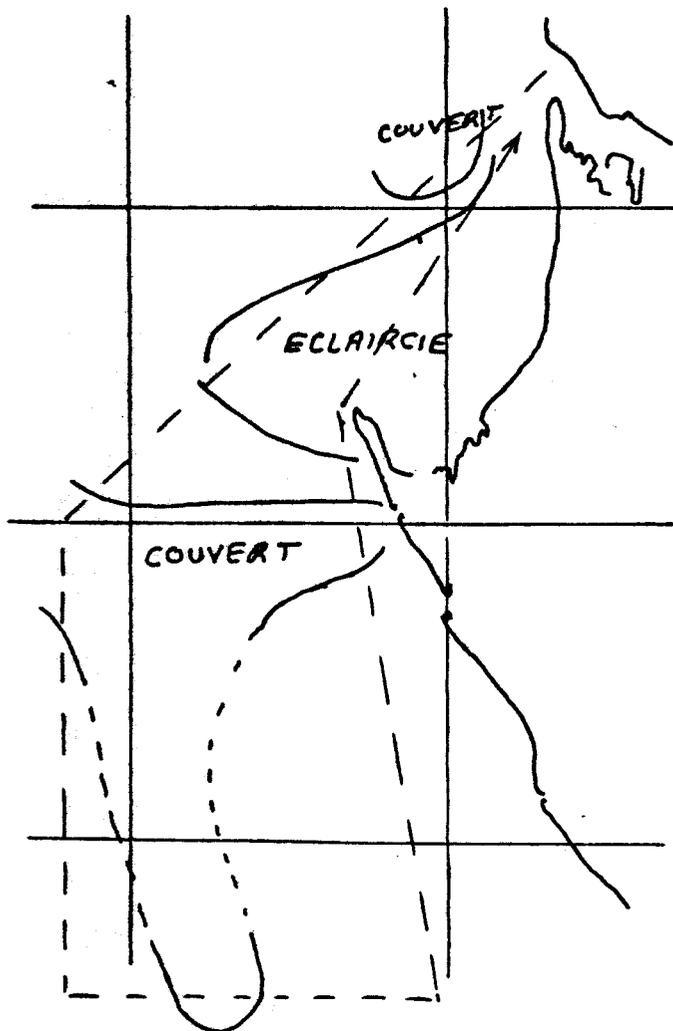
- Figure IV-7 f -



1.7.75

Nébulosité :

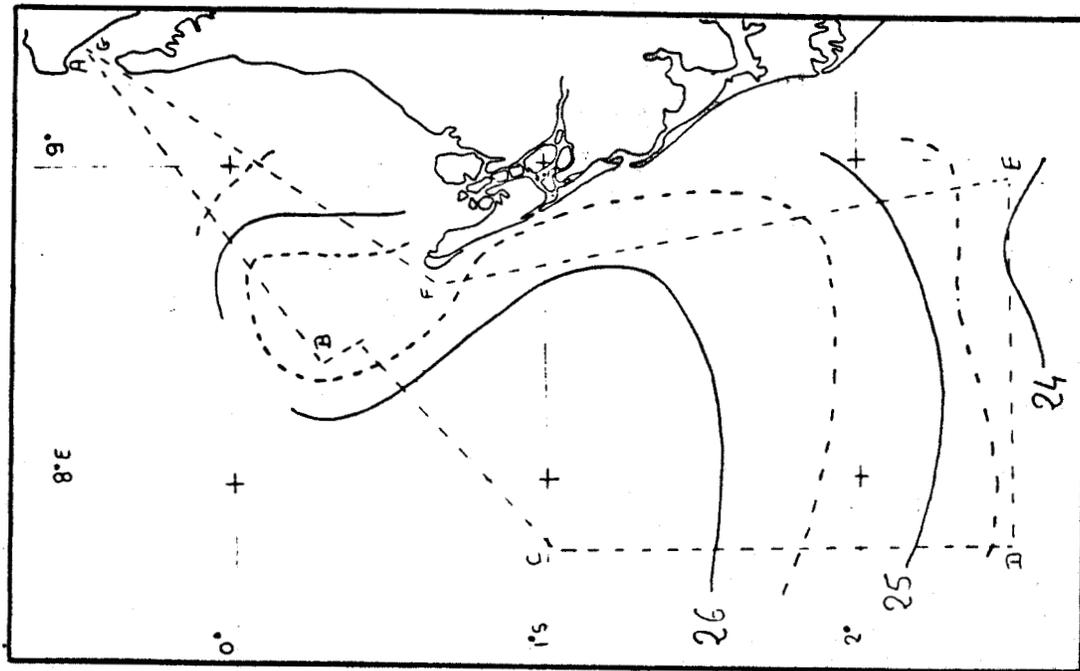
(légère brume près des côtes)



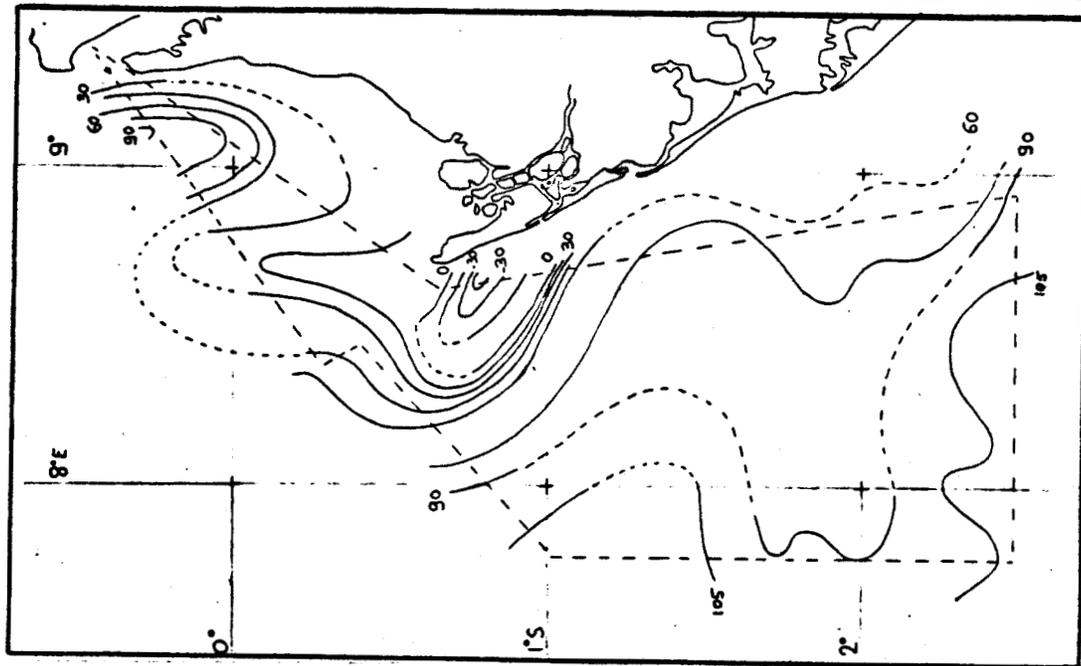
Etat de la mer :

pas de zone marquée,  
tenclance générale : peu agitée.

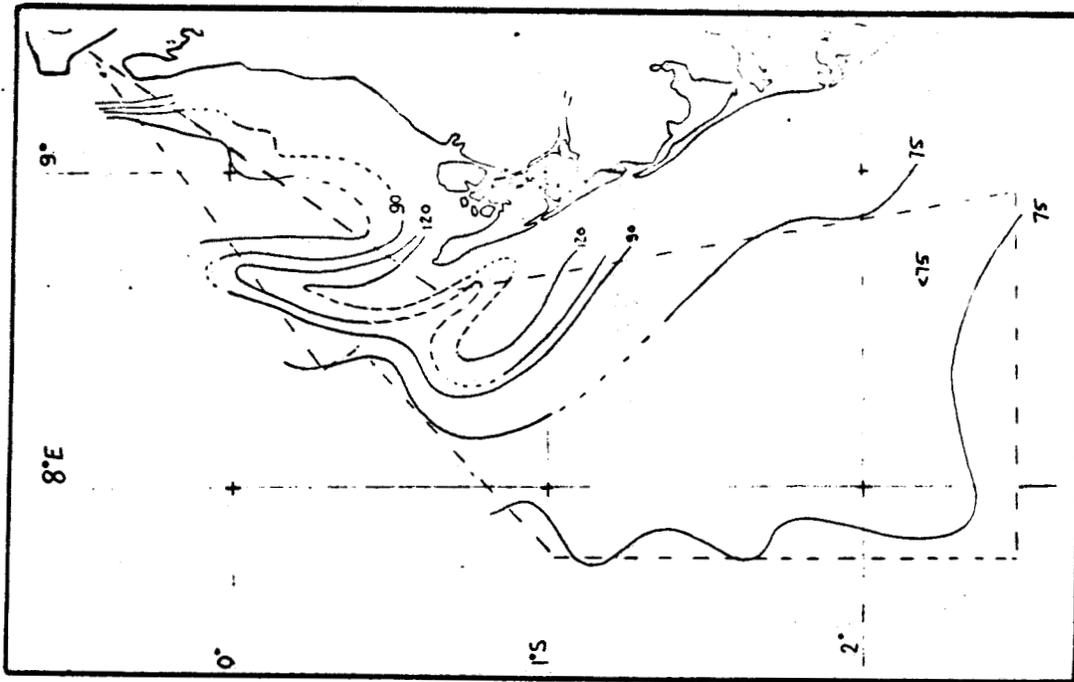
- Figure IV-8 a -



TS

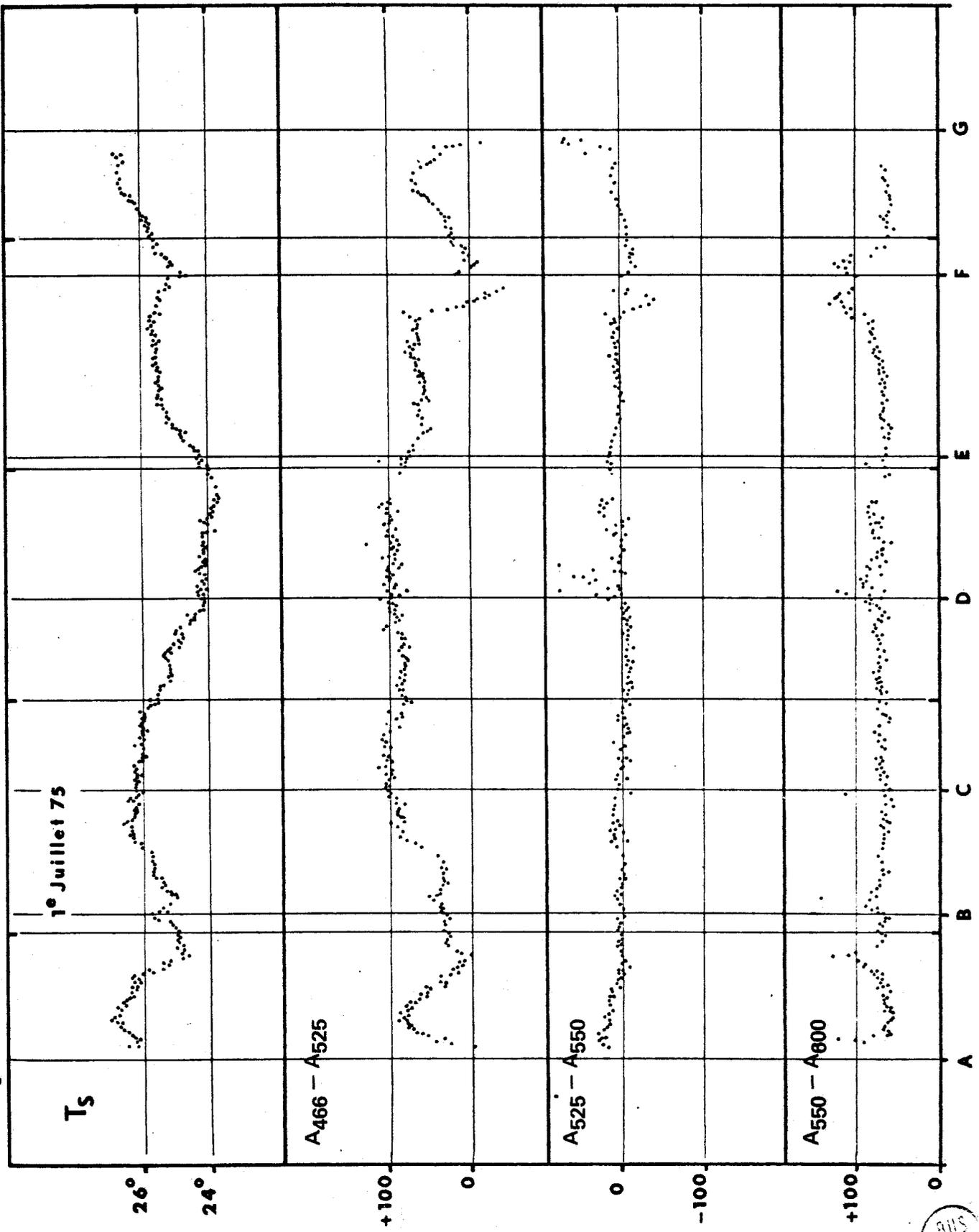


A466 - A525



A550 - A600

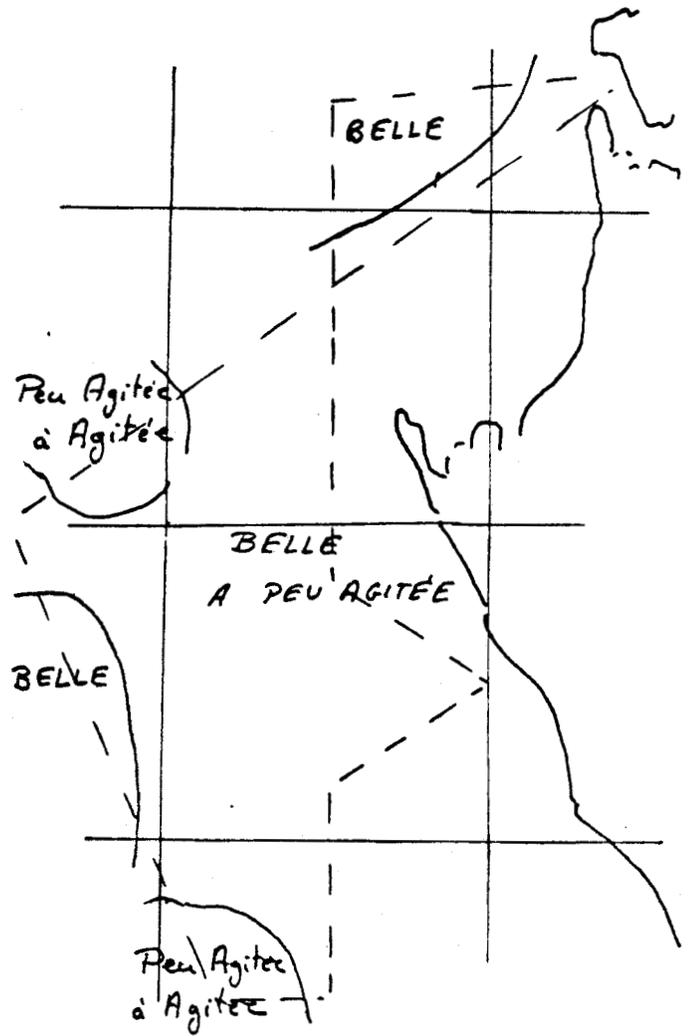
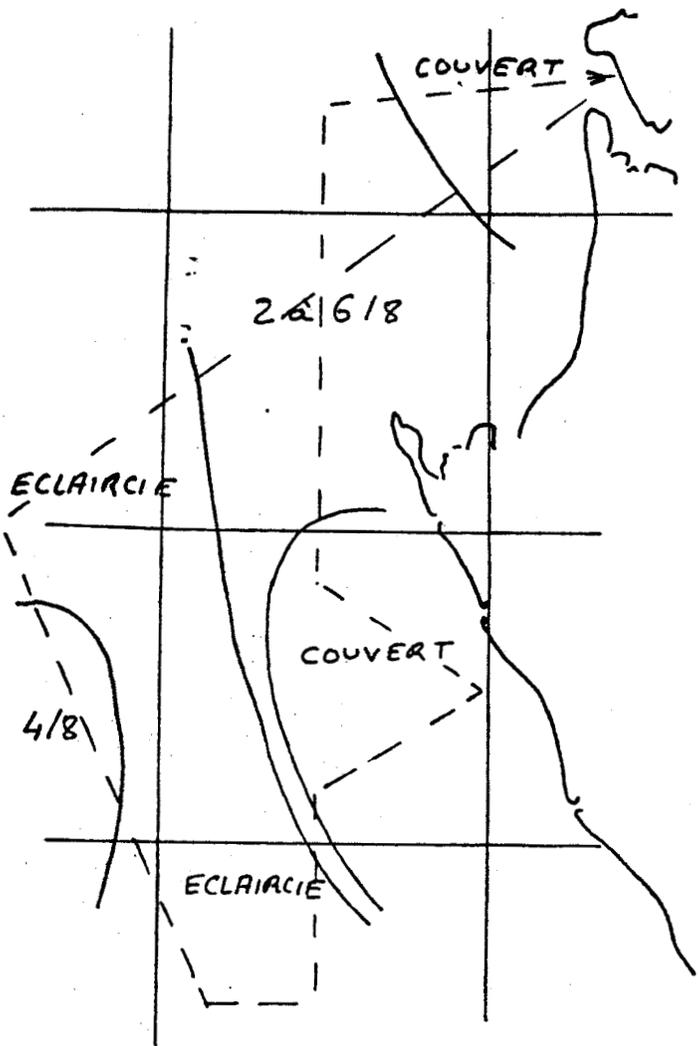
- Figure IV-8 e -



2.7.75

Nébulosité :

Etat de la mer :

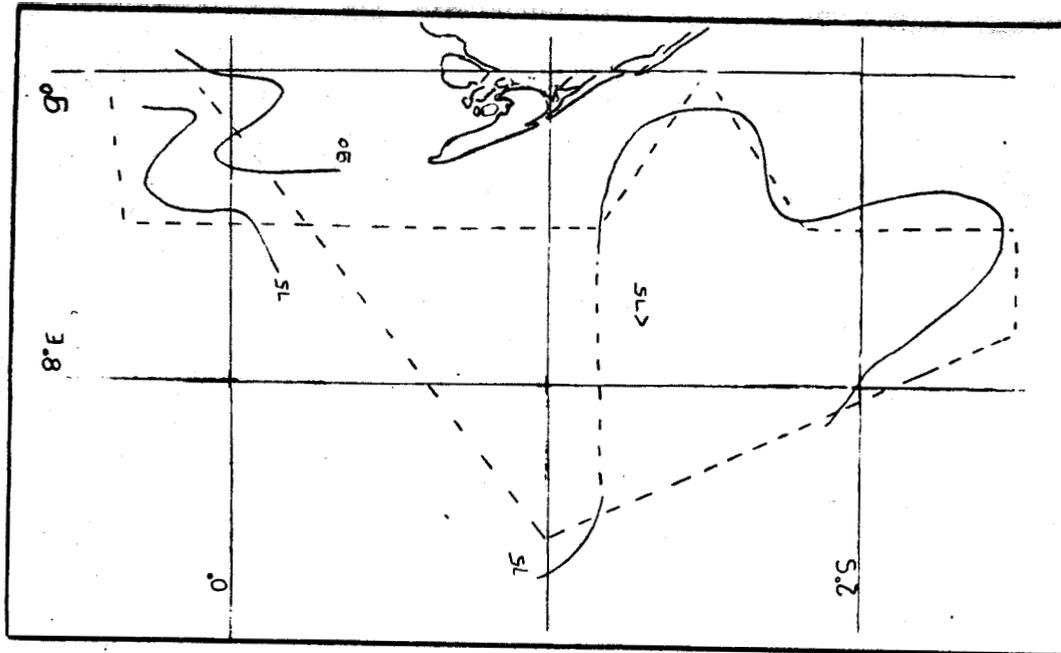
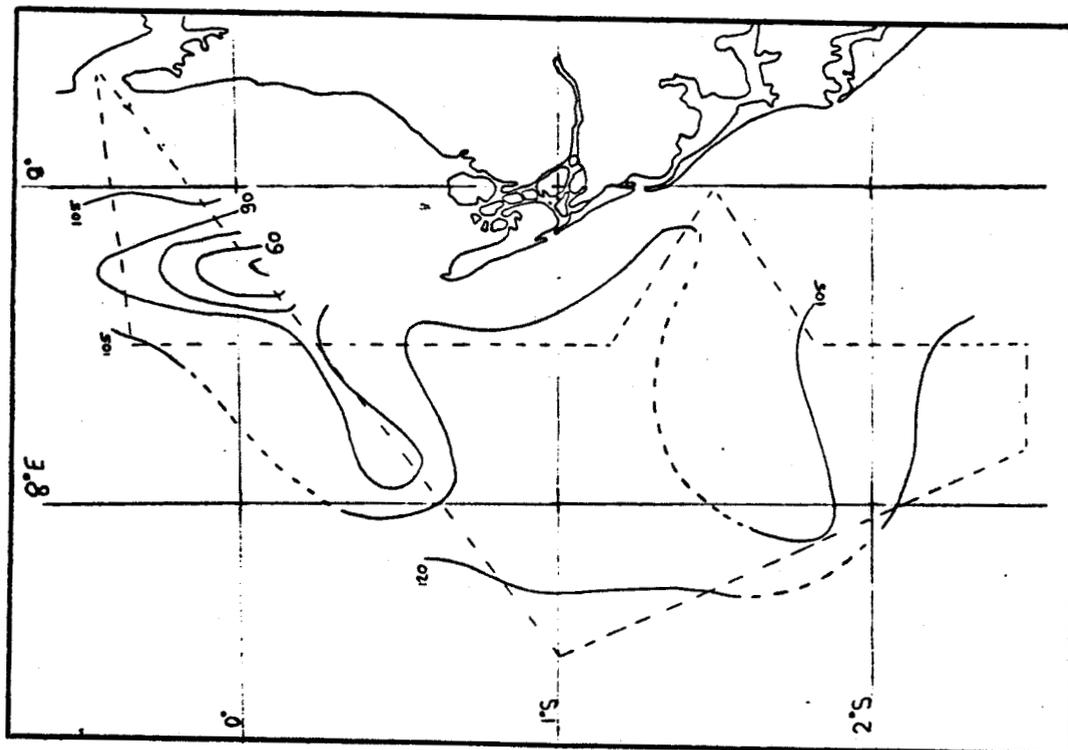
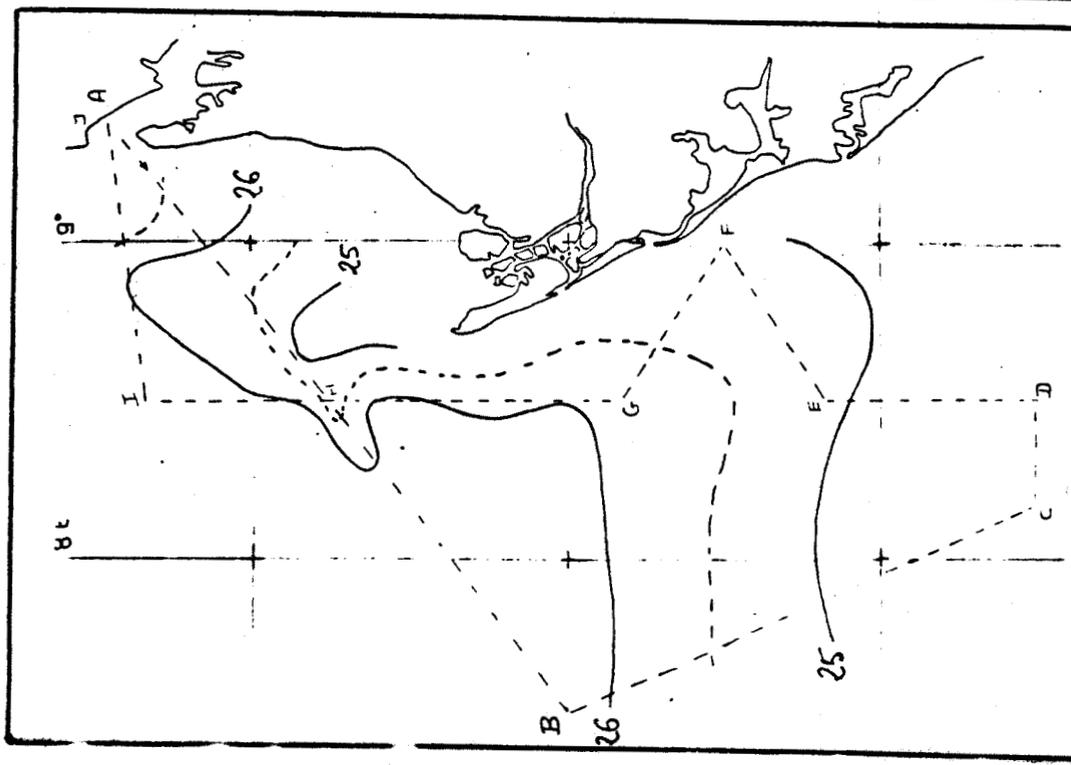


- Figures IV-9 a et b -



— Figures IV-9 c, d, e —

2/7/75

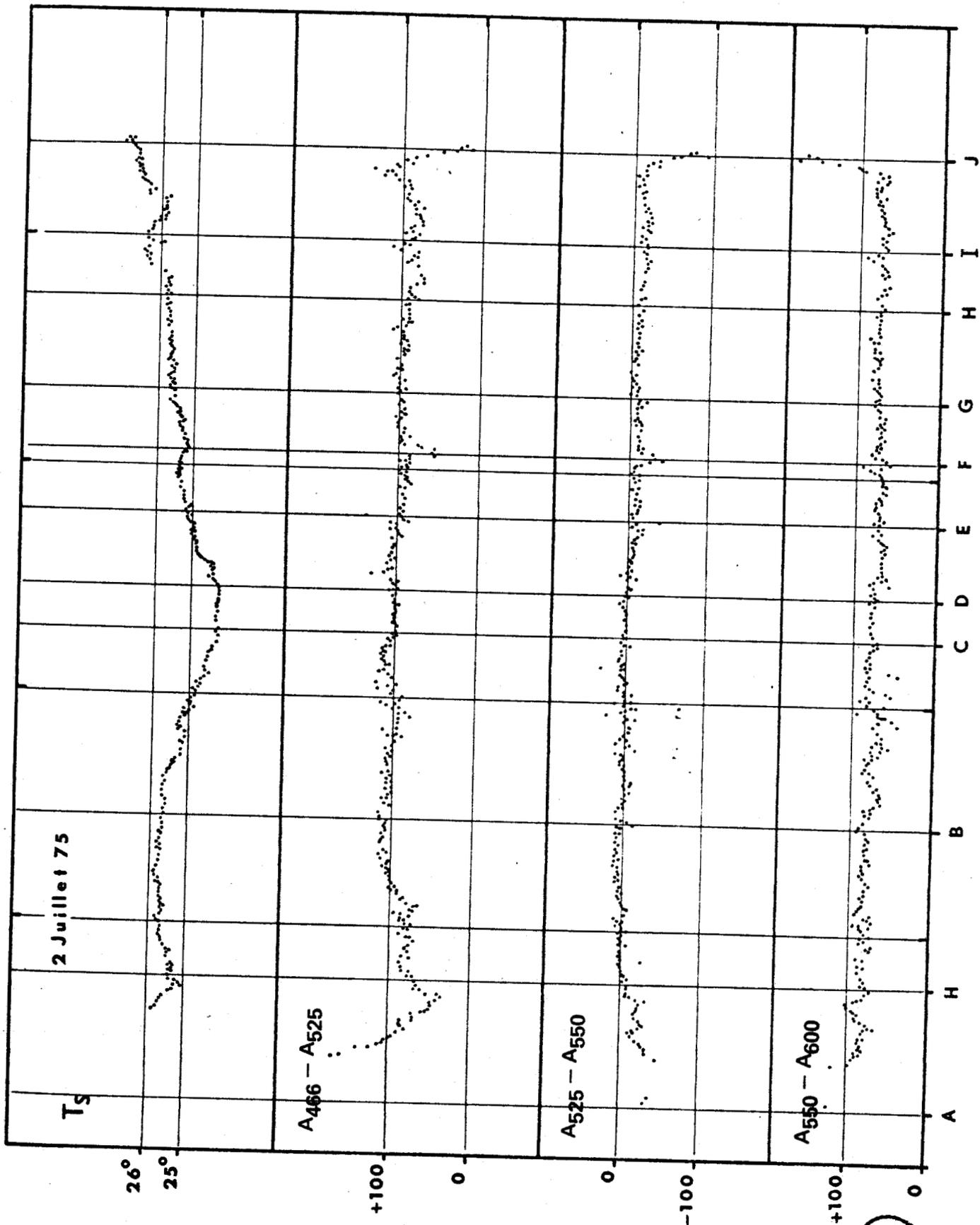


TS

A466 - A525

A550 - A600

- Figure IV-9f -



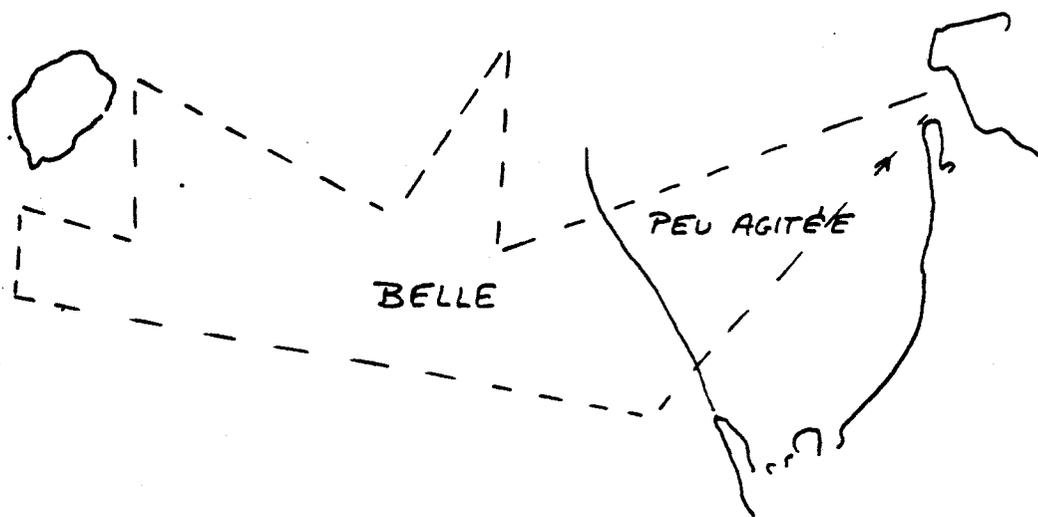
BUS  
LILLE

6.7.75

Nébulosité:

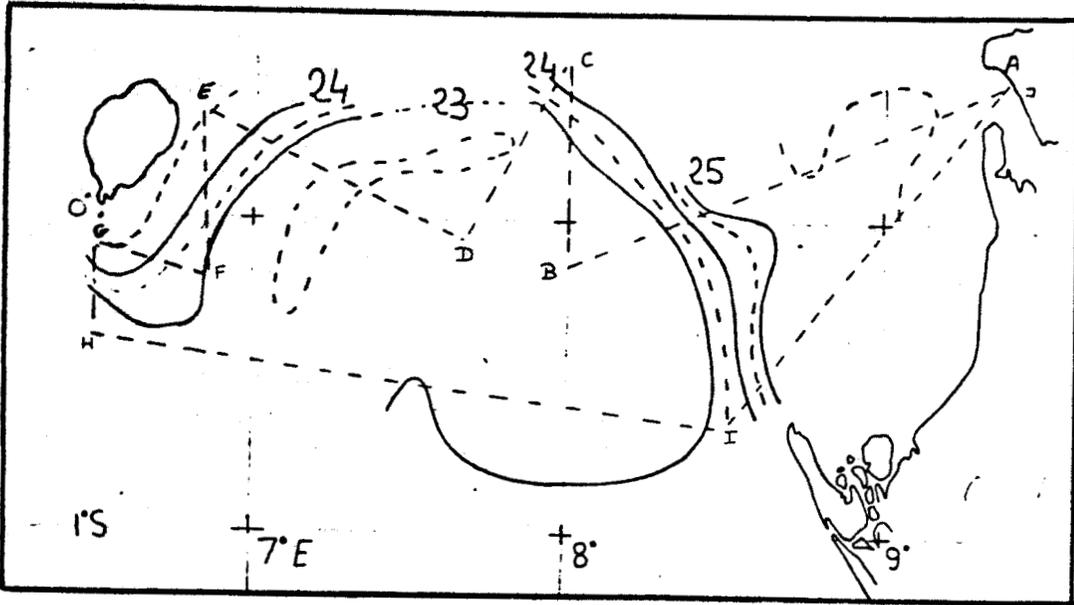
couvert sur toute la zone, de 6 à 8/8  
tendance à la brume.

Etat de la mer:

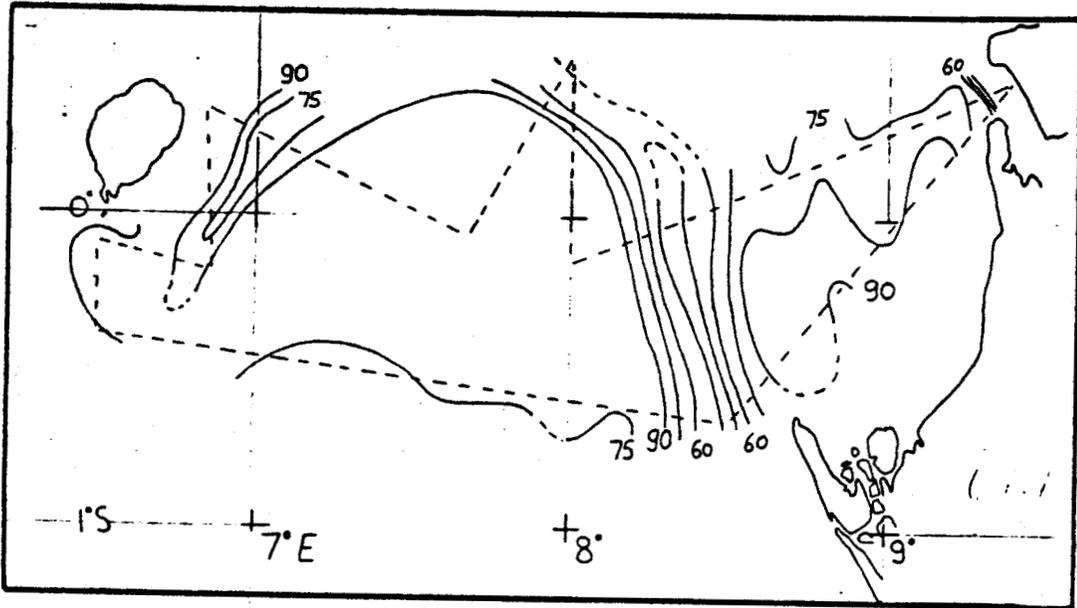


- Figure IV-10 a -

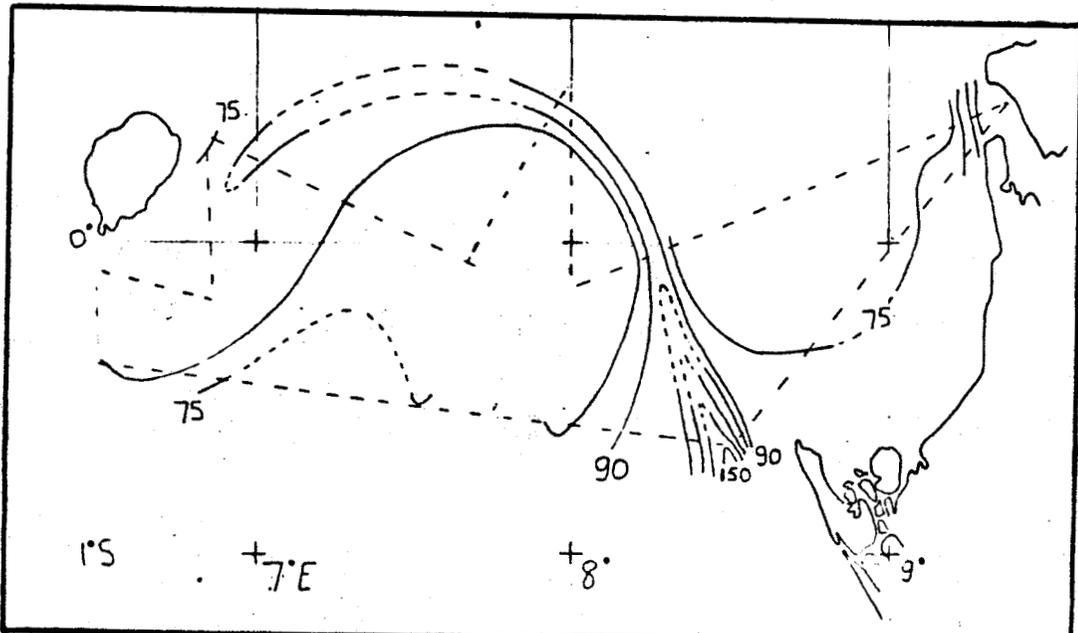




Ts



A466 - A525



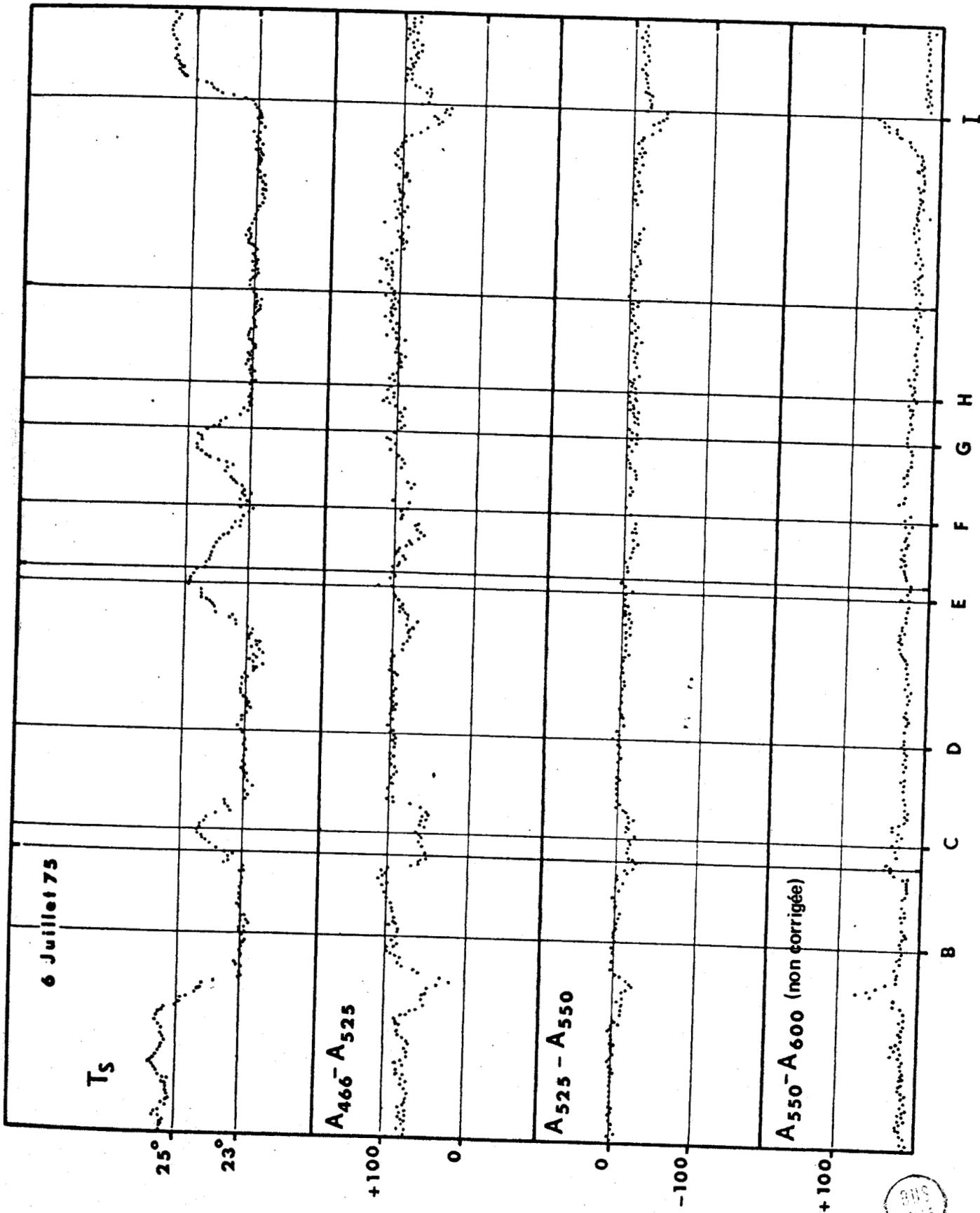
A550 - A600

— Figures IV-10  
b, c, d —

6/7/75

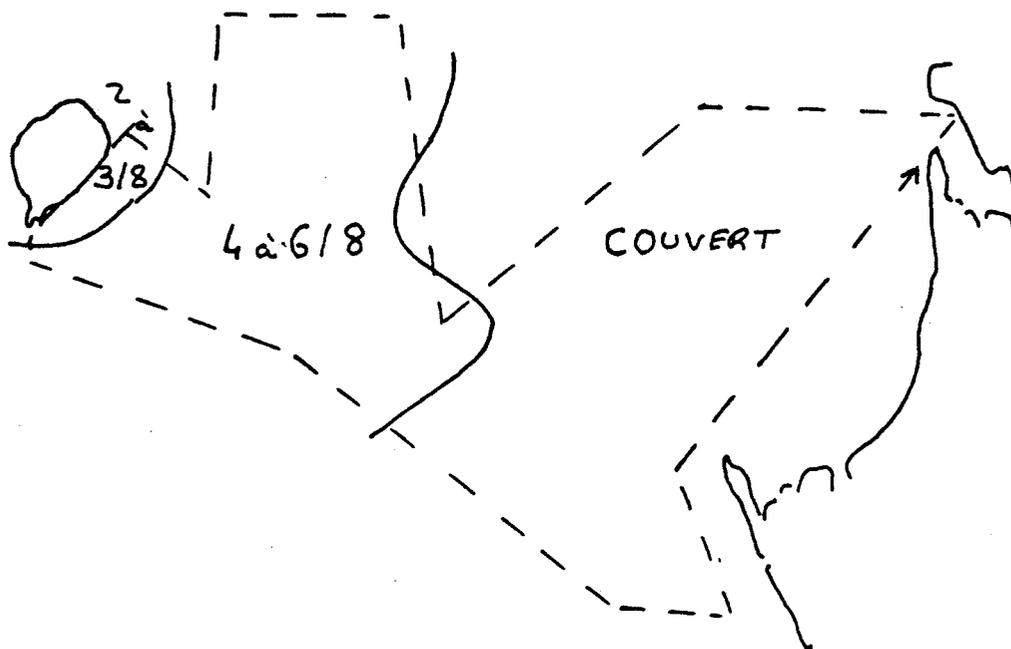


- Figure IV-10 e -



7.7.75

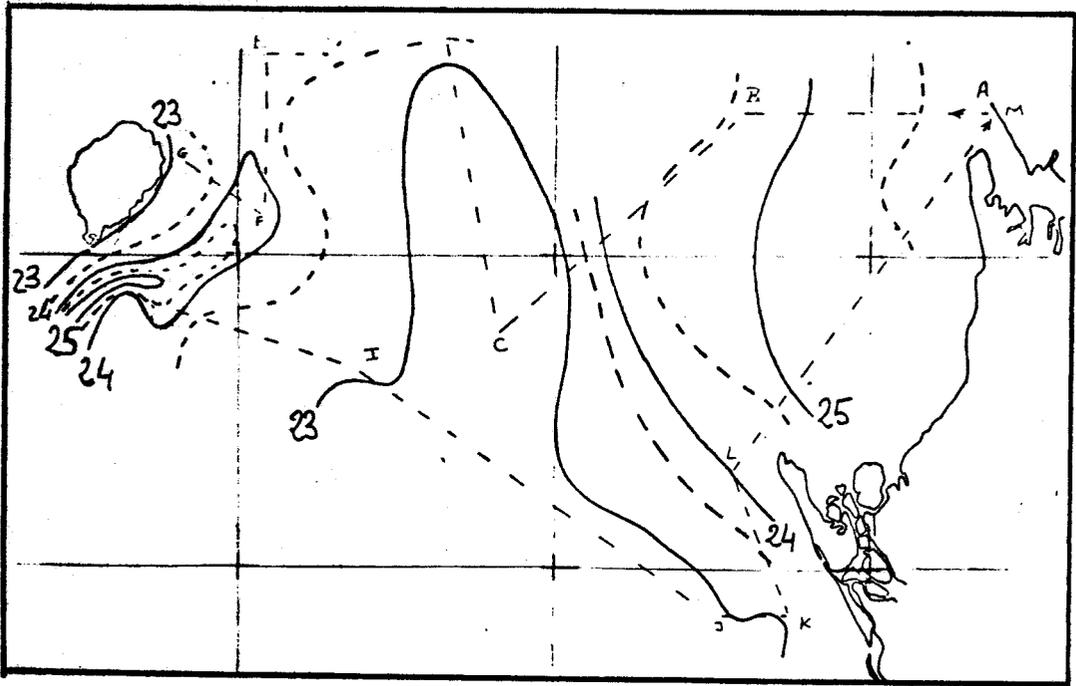
Nébulosité :



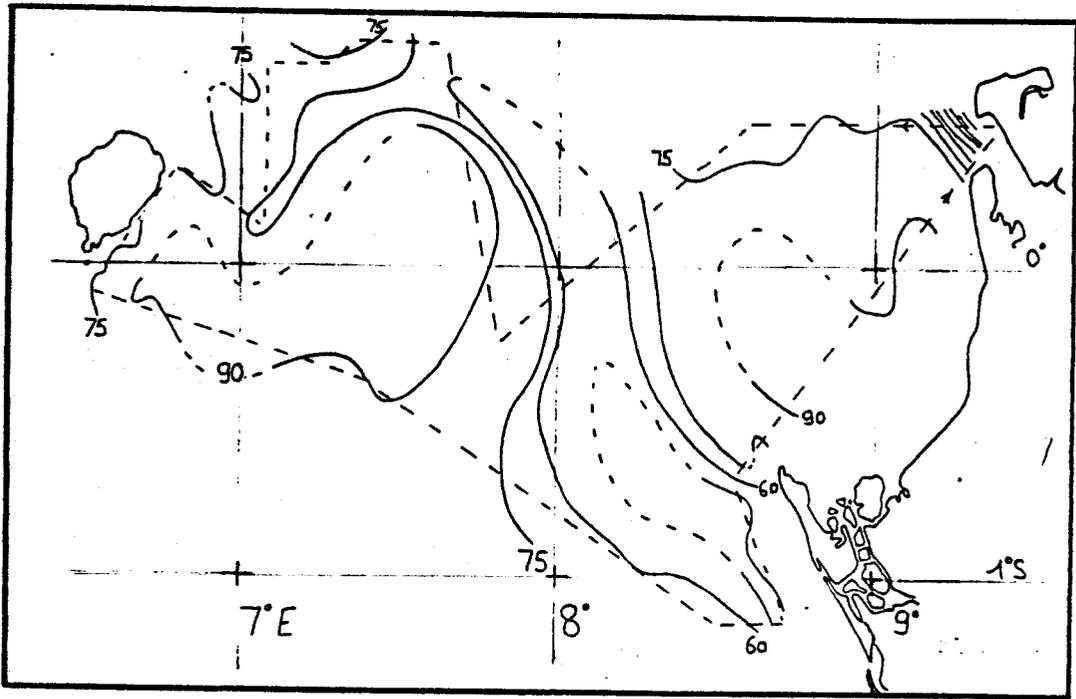
Etat de la mer :

mer belle sur toute la zone.

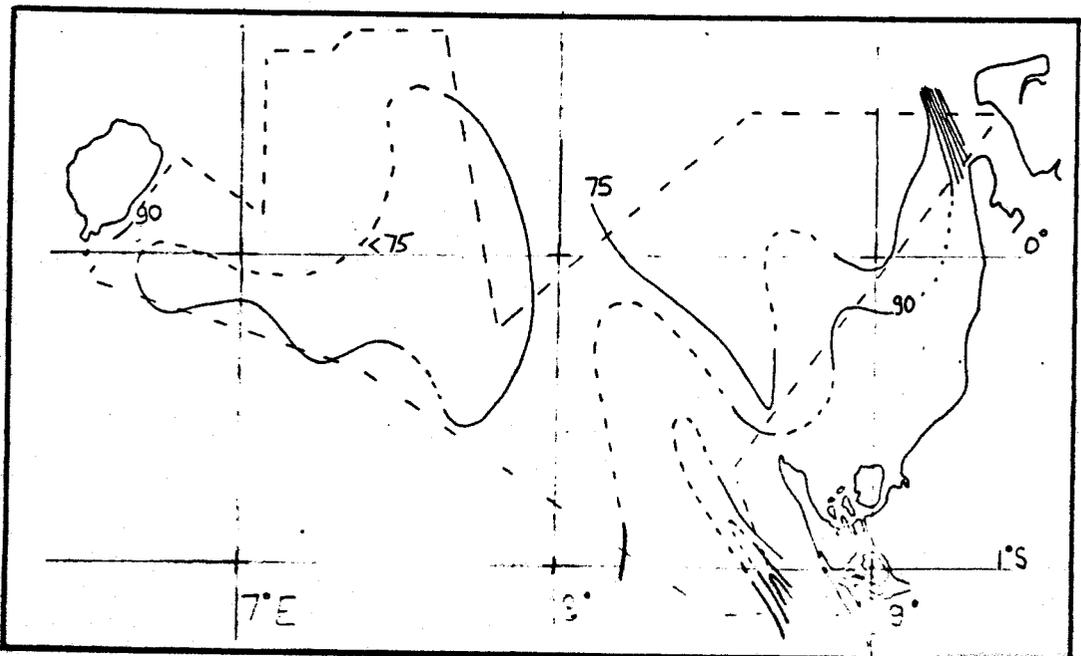
- Figure IV-11 a -



Ts



A466 - A525



A550 - A600

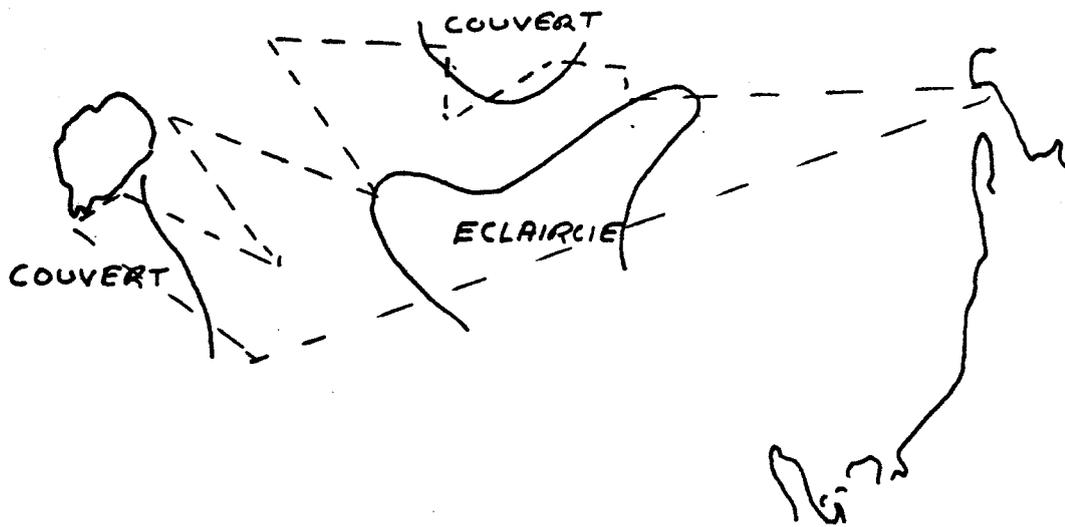
- Figures IV-11  
b, c, d -

7/7/75

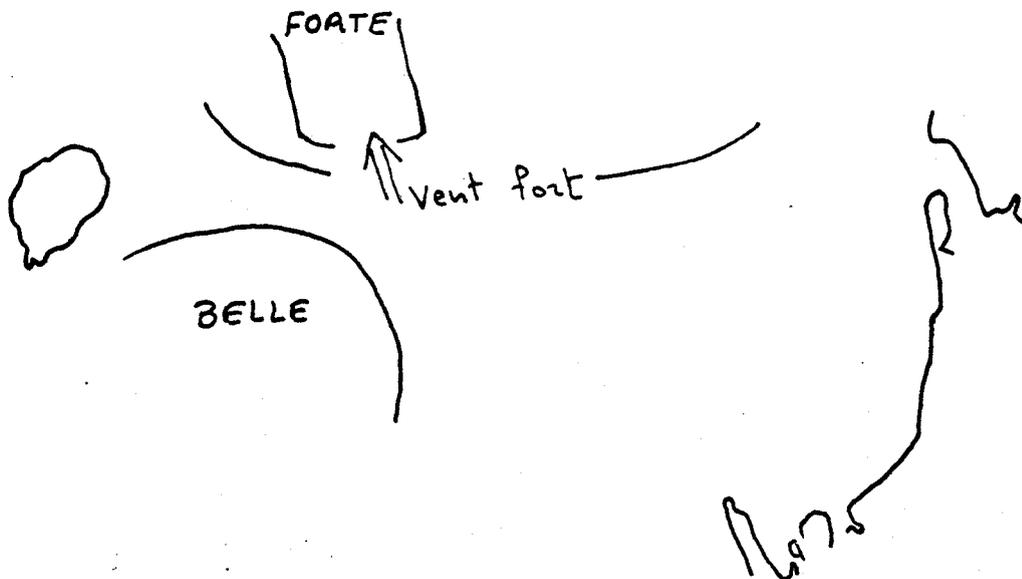


8.7.75

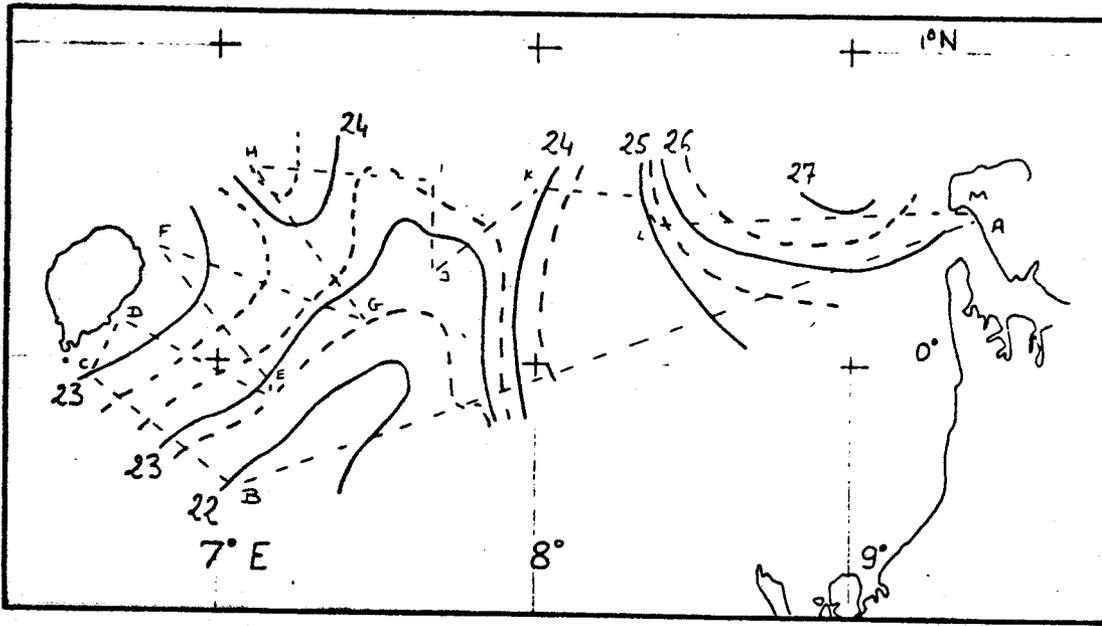
Nébulosité :



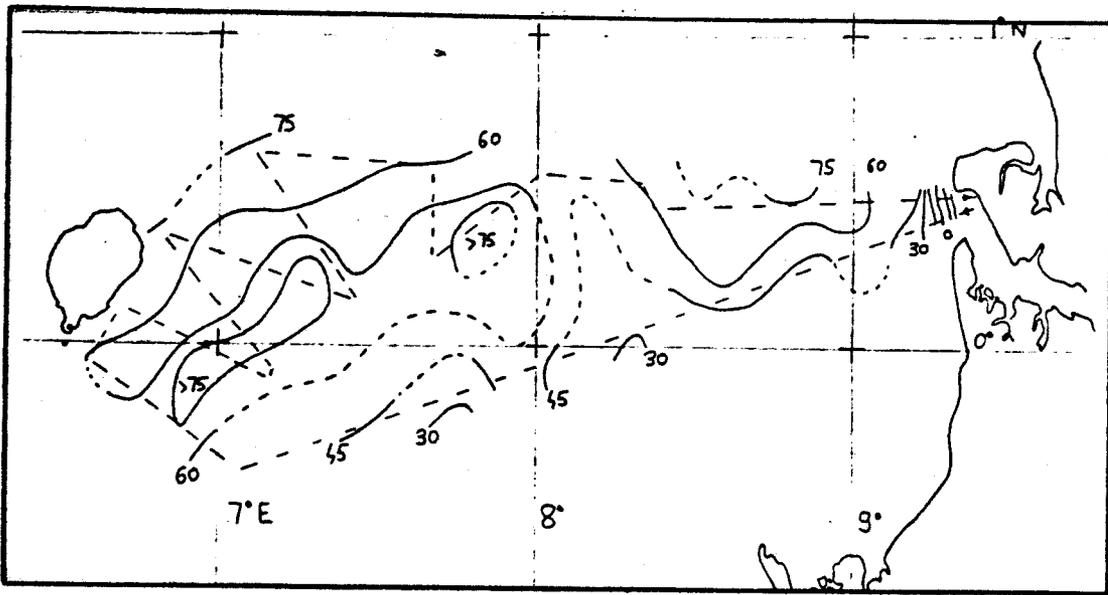
Etat de la mer :



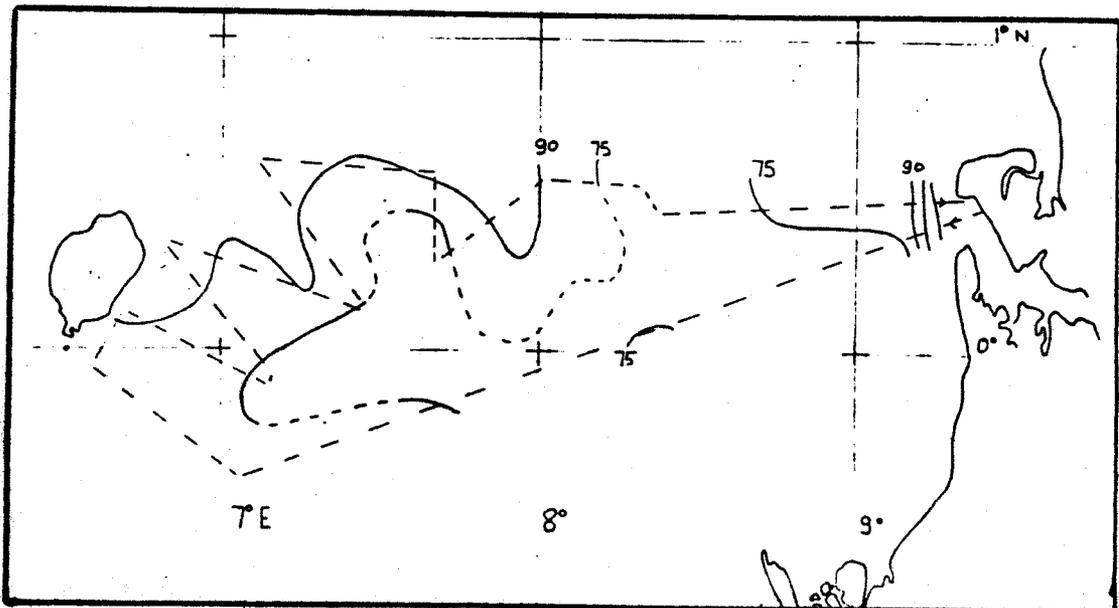
- Figures IV-12 a et b -



Ts



A466 - A525



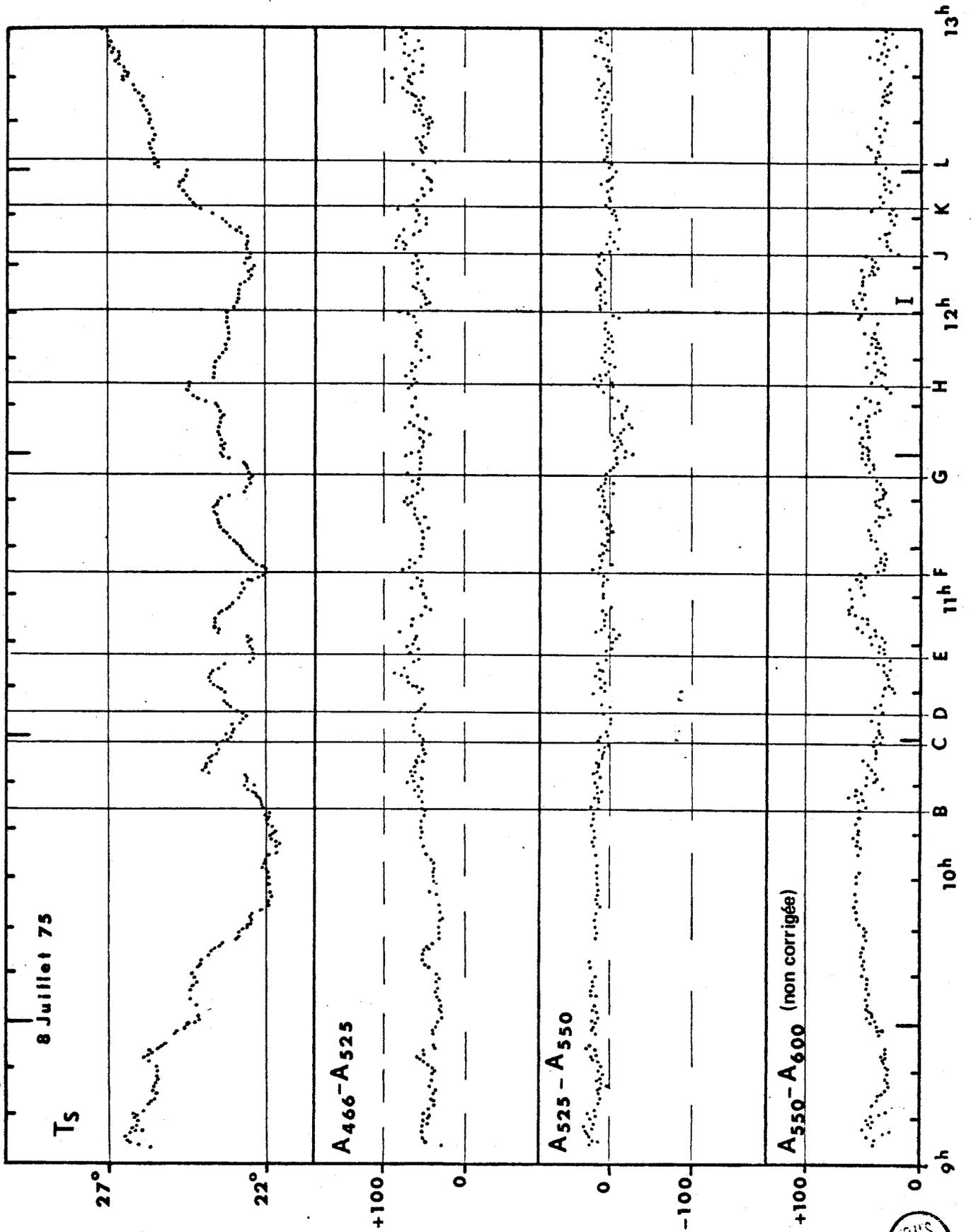
A550 - A600

Figures IV-12  
c, d, e -

8/7/75

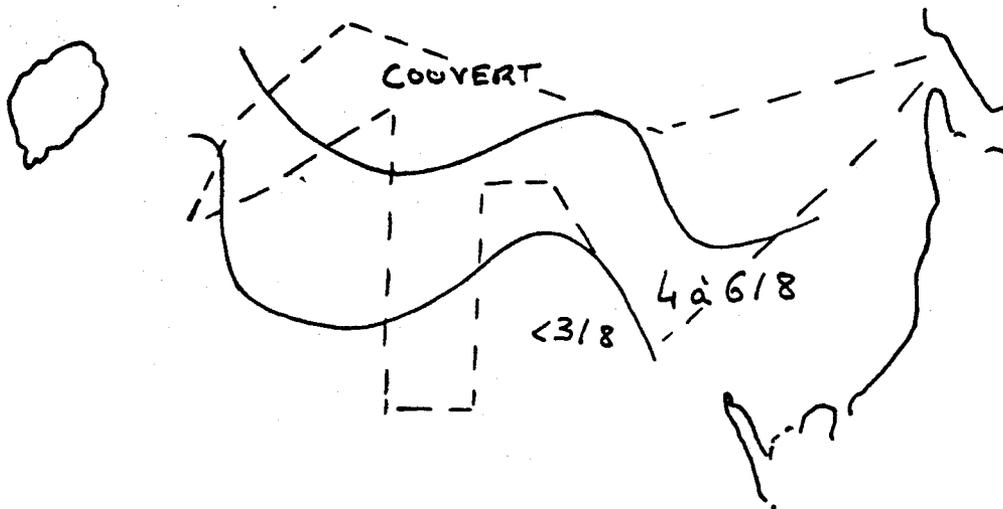


- Figure IV-12f -

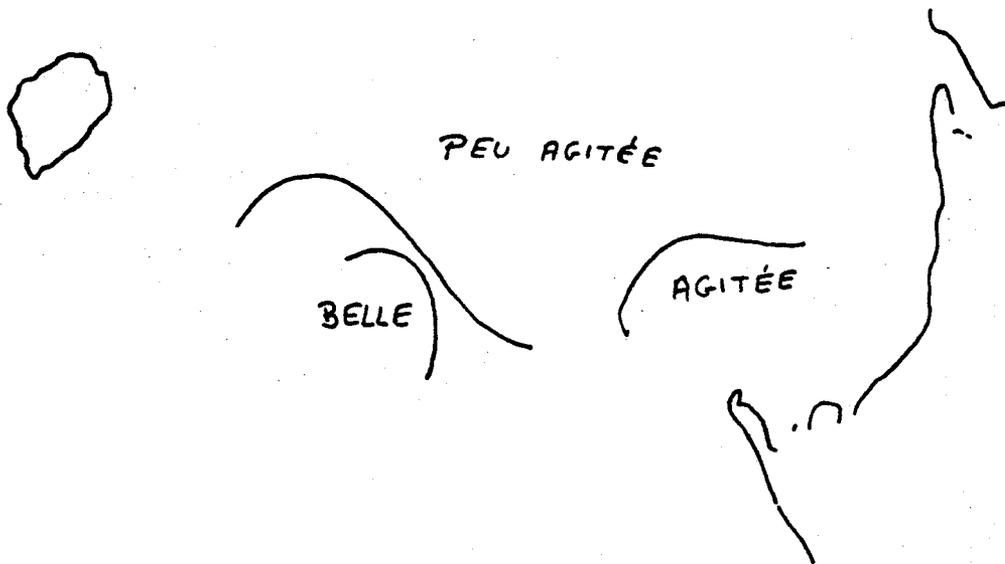


9.7.75

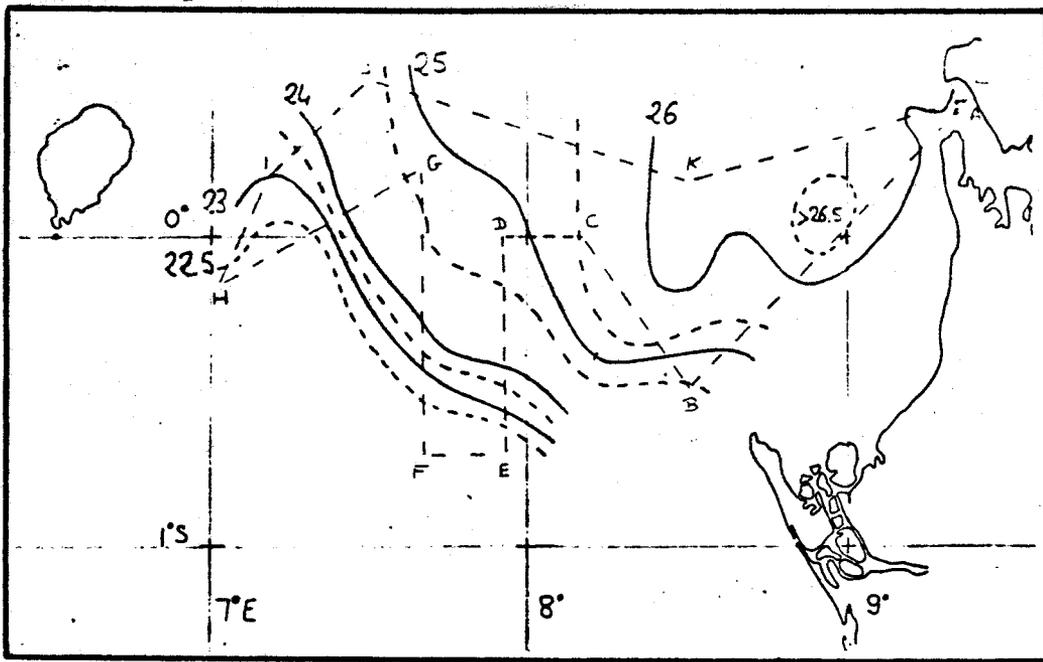
Nébulosité:



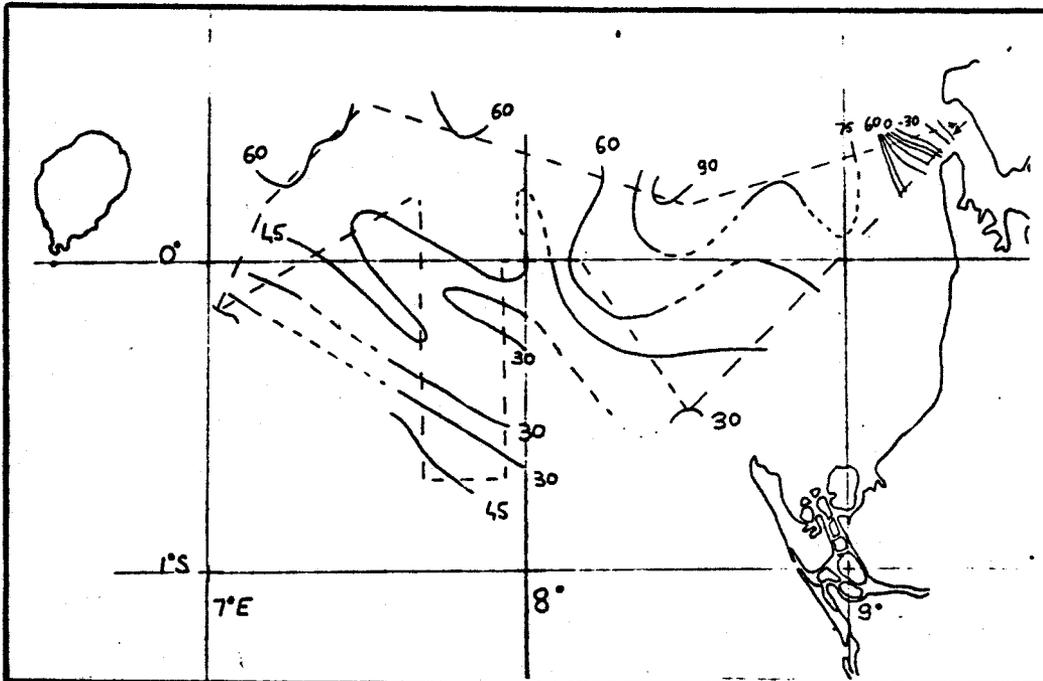
Etat de la mer:



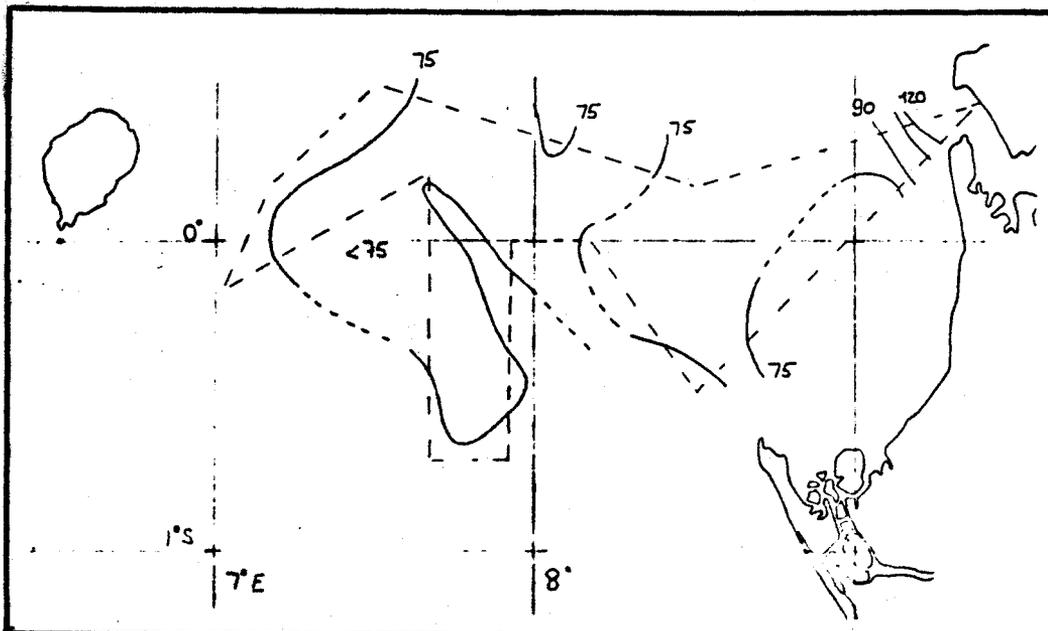
- Figures IV-13 a et b -



Ts



A466 - A525



A550 - A600

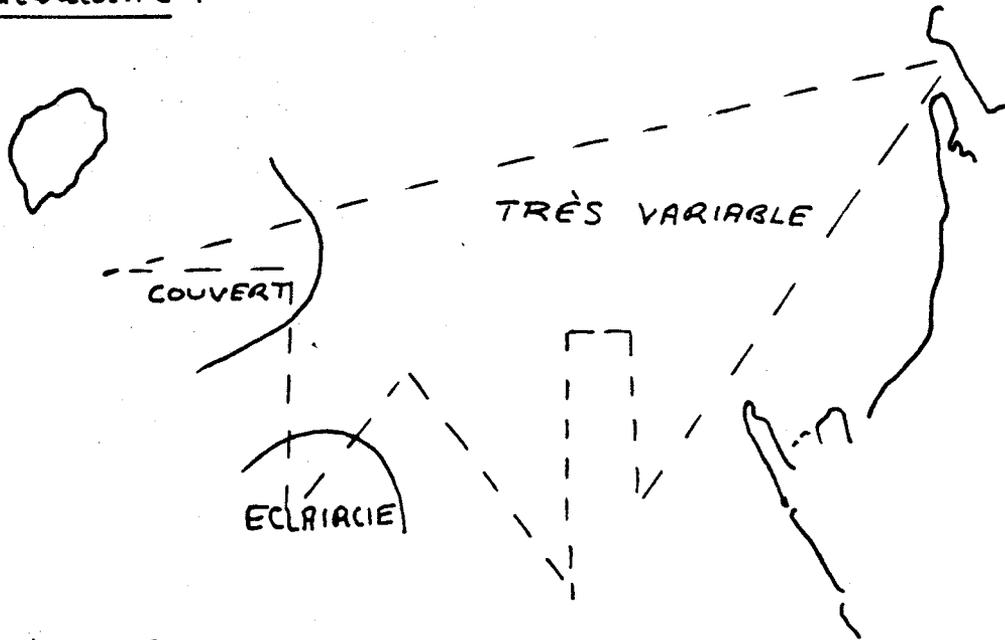
- Figures IV-13  
c, d, e -

9/7/75

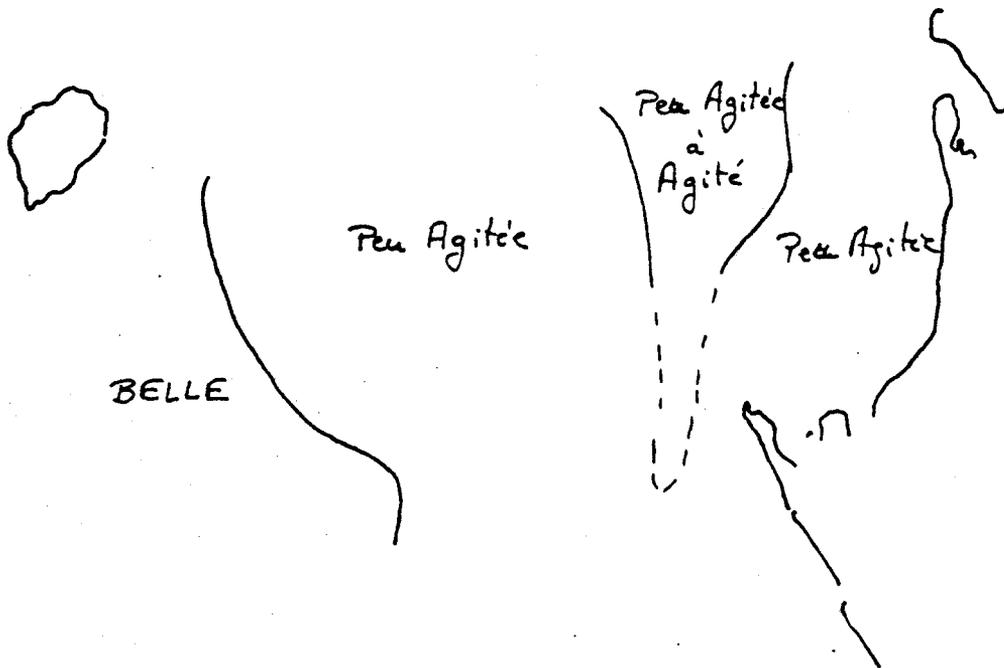


10.7.75

Nébulosité :



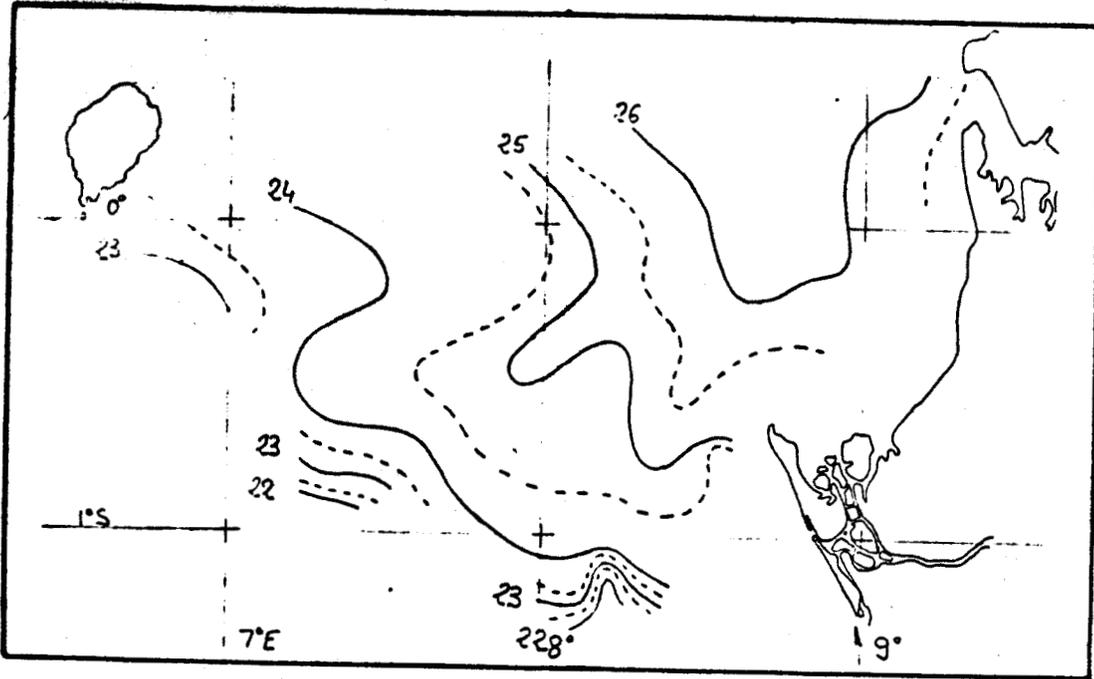
Etat de la mer :



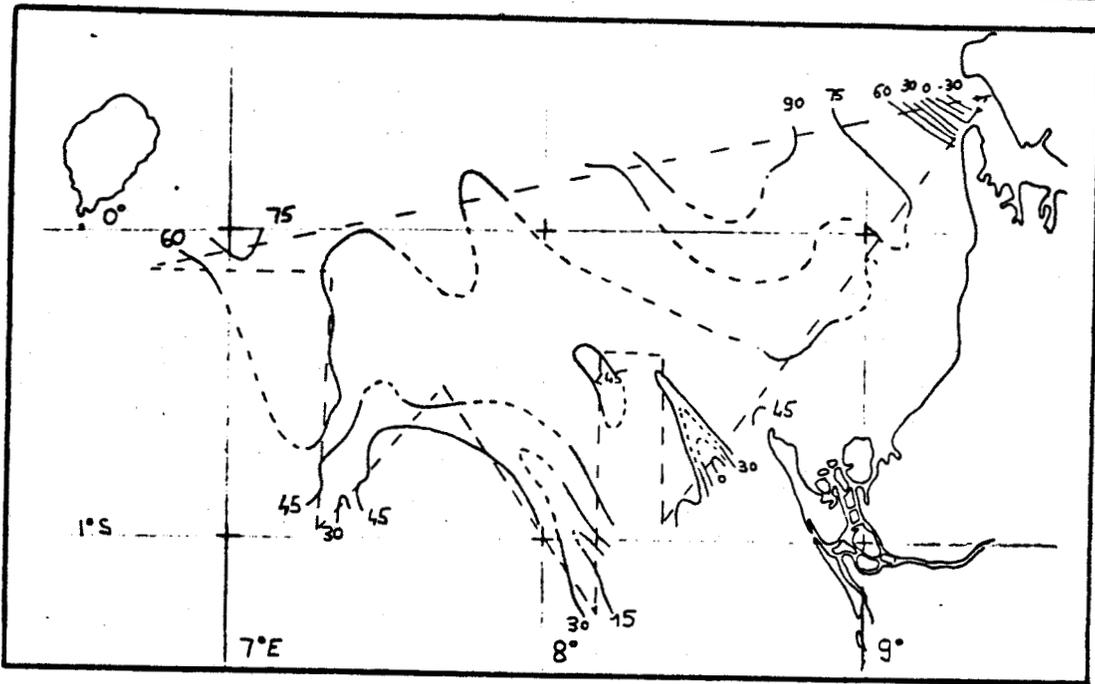
- Figures IV-14 a et b -



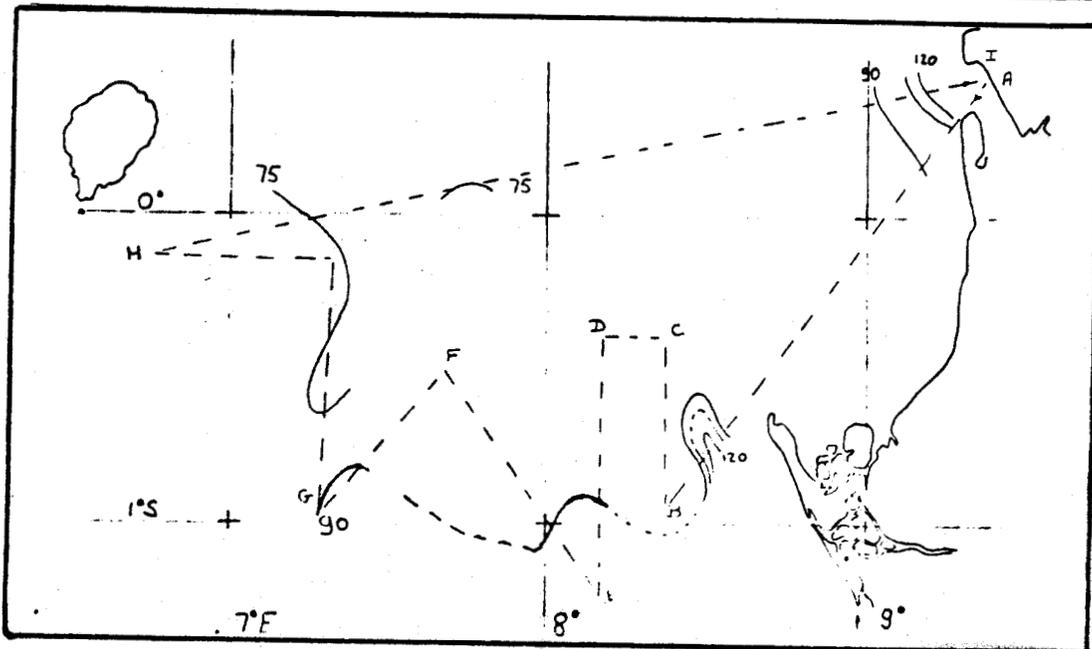
Ts



A466 - A525



A550 - A600



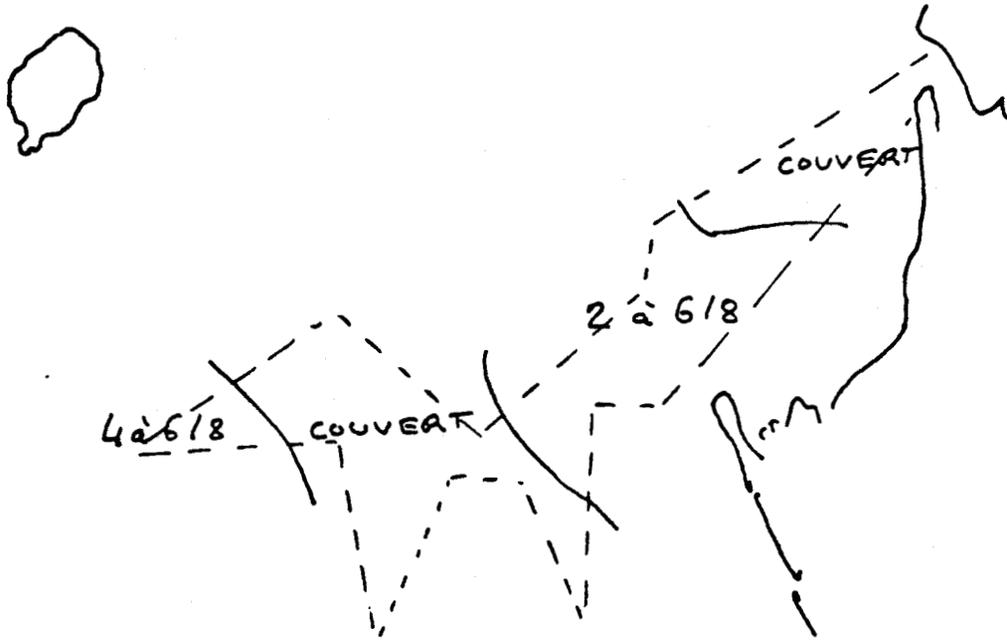
— Figures IV-14  
c, d, e —

10/7/75



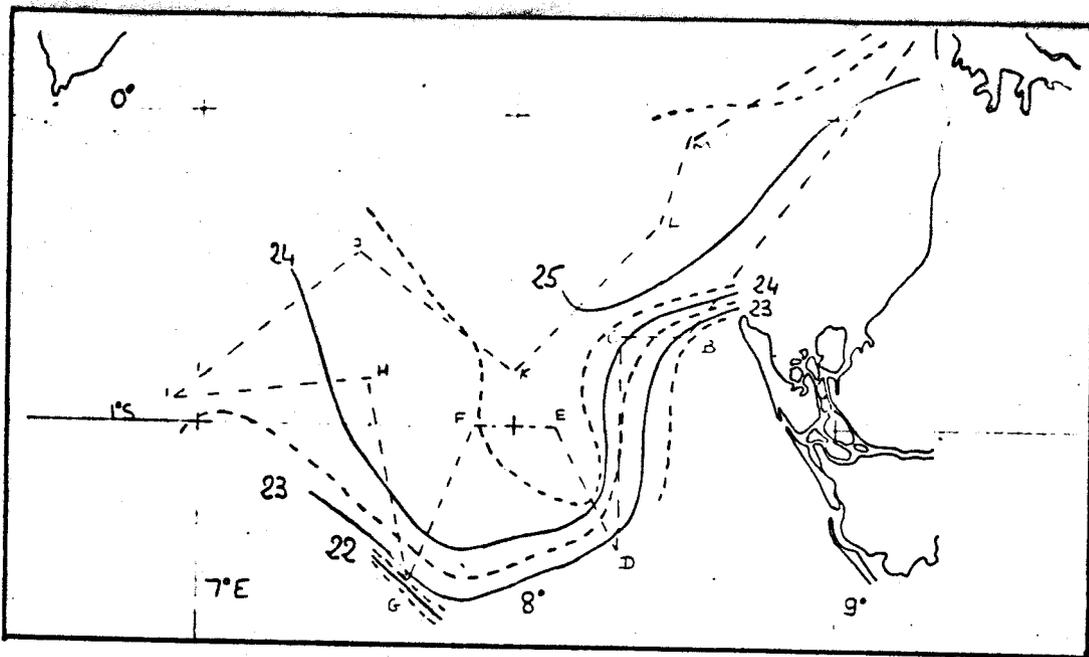
11.7.75

Nébulosité:

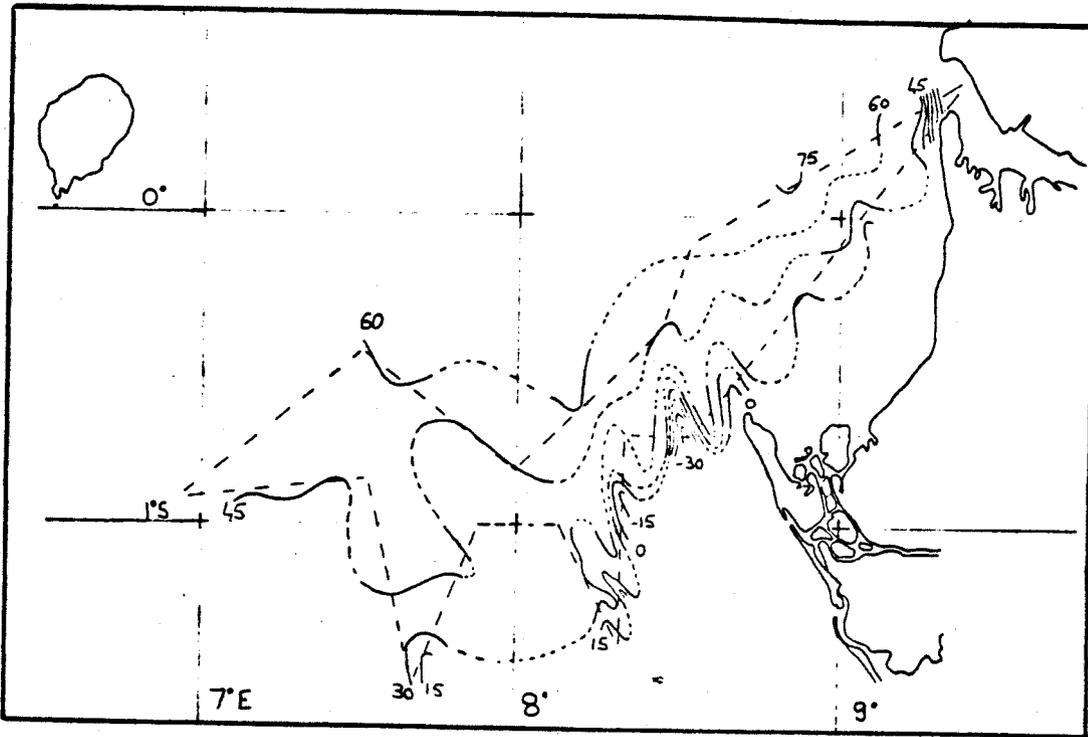


Etat de la mer:

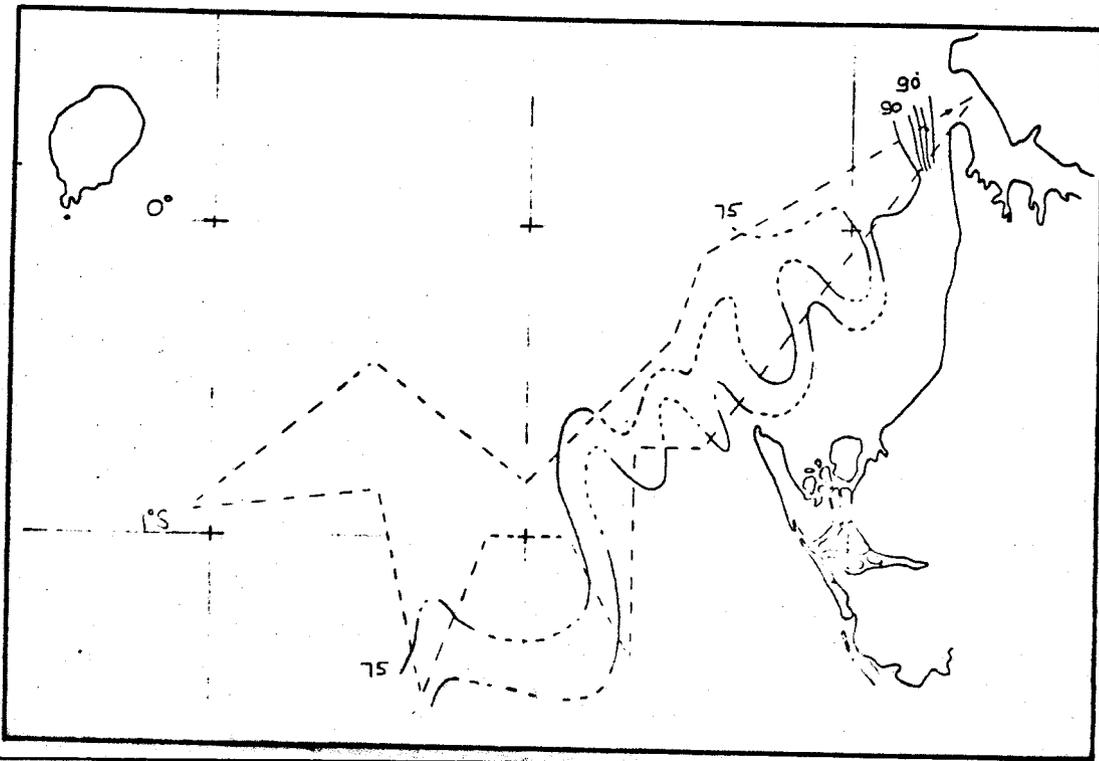




Ts



A466 - A525



A550 - A600

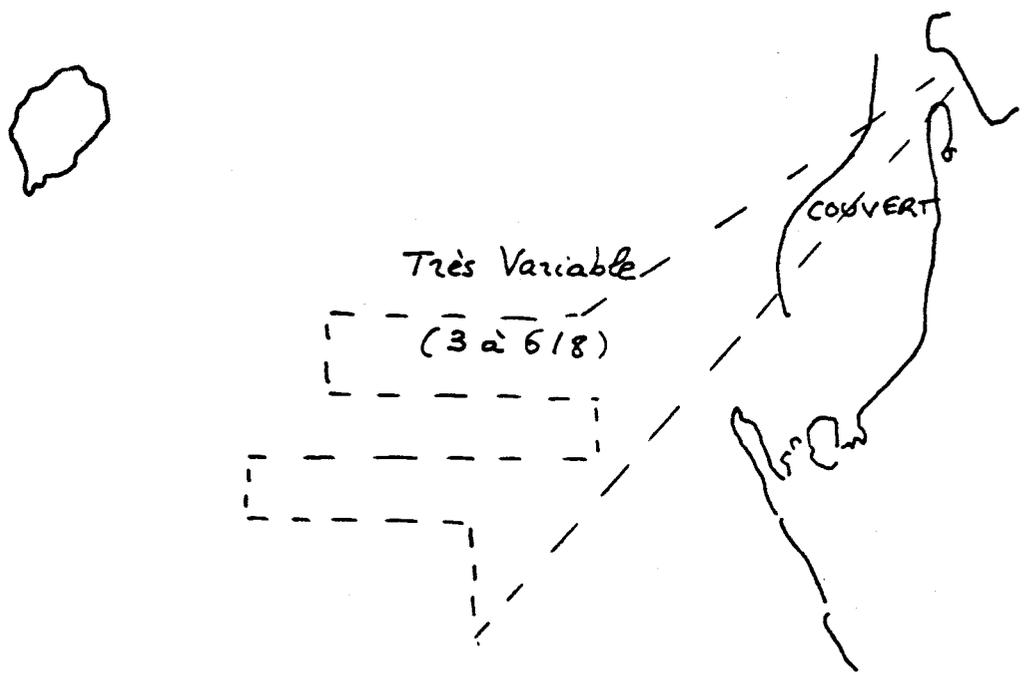
— Figures IV-15  
c, d, e —

11/7/75

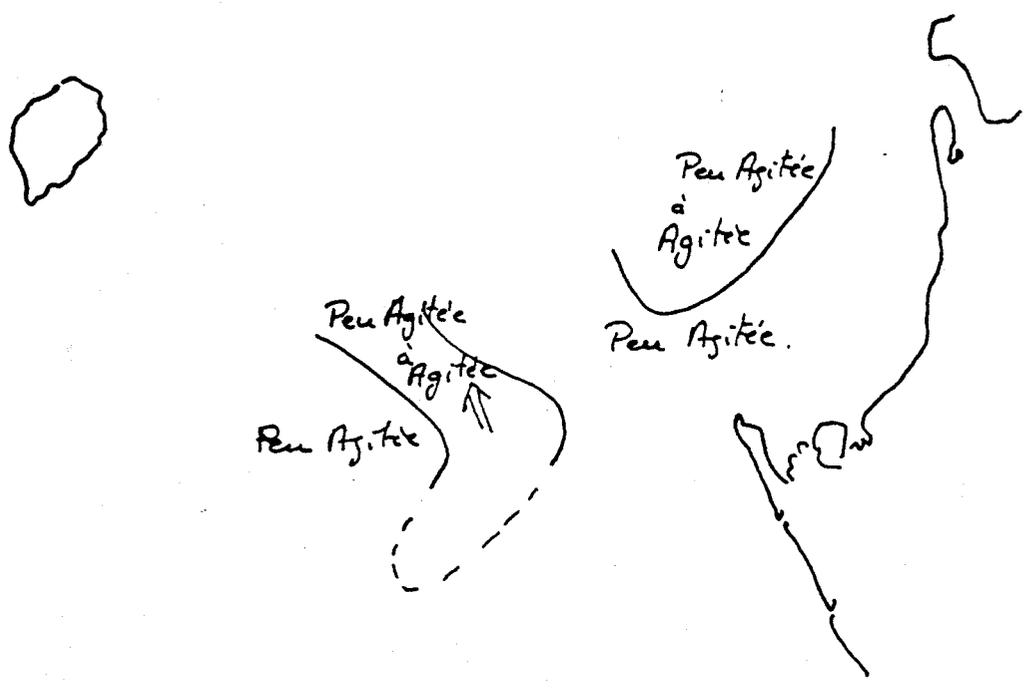


12.7.75

Nébulosité:

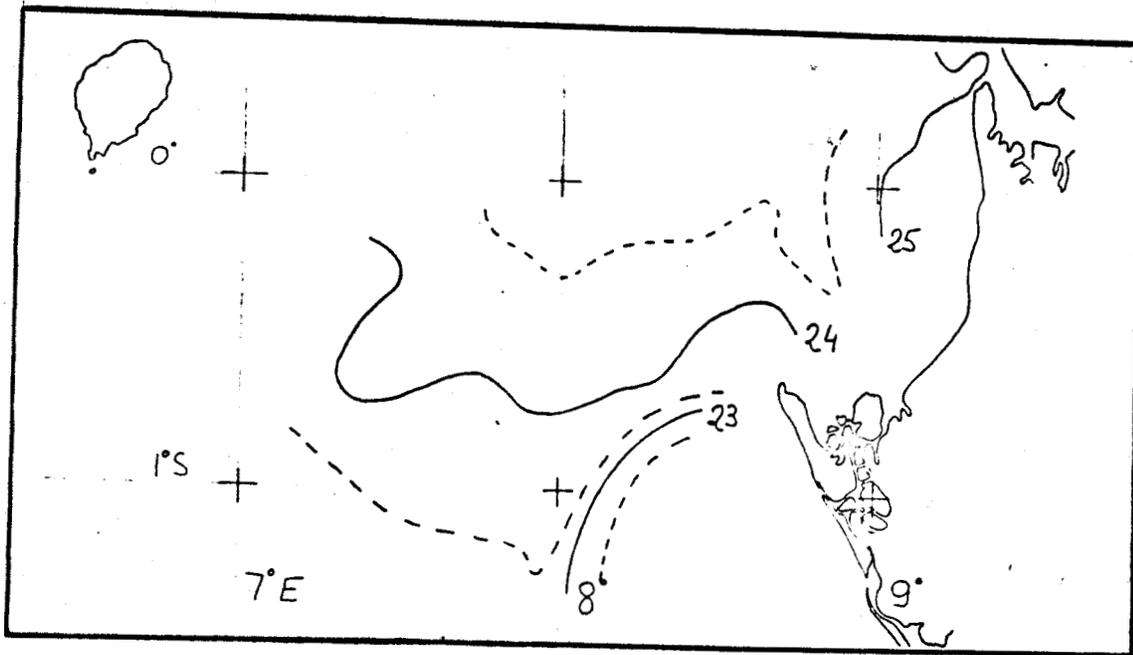


Etat de la mer:

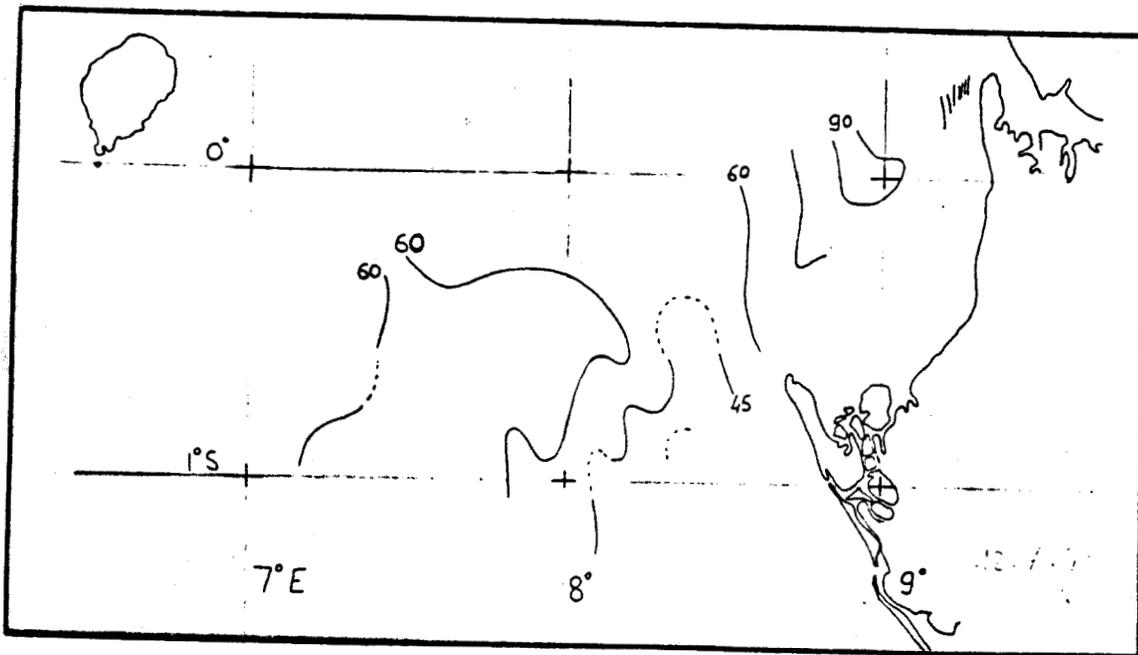


- Figures IV-16 a et b -

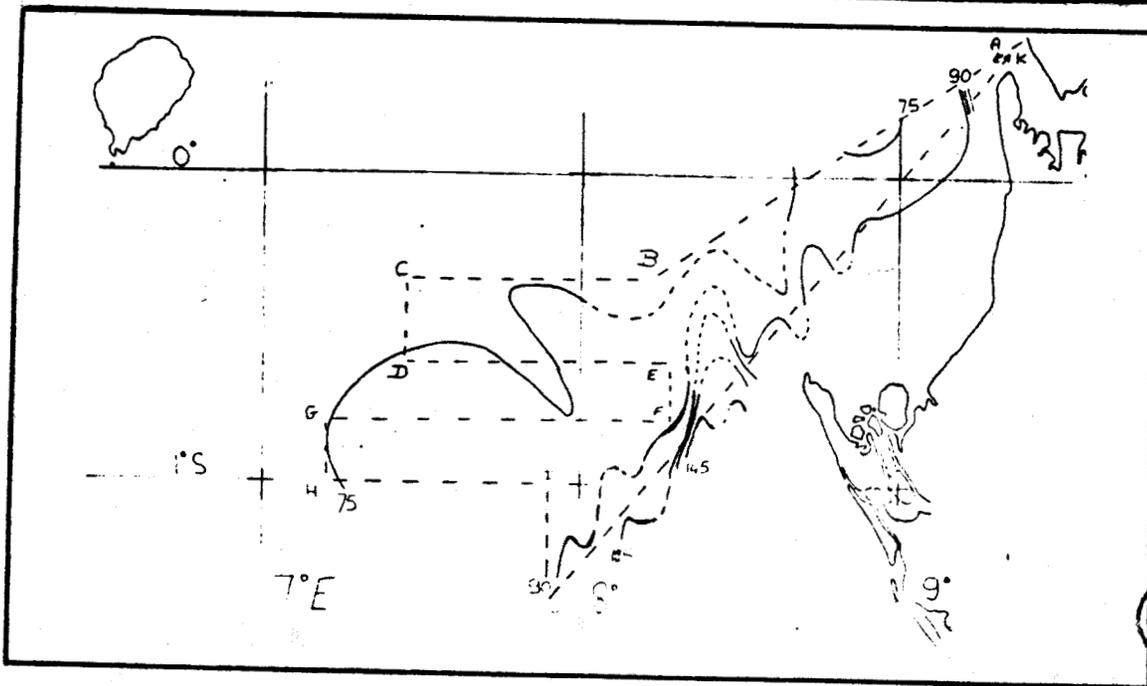




Ts



A466  
- A525



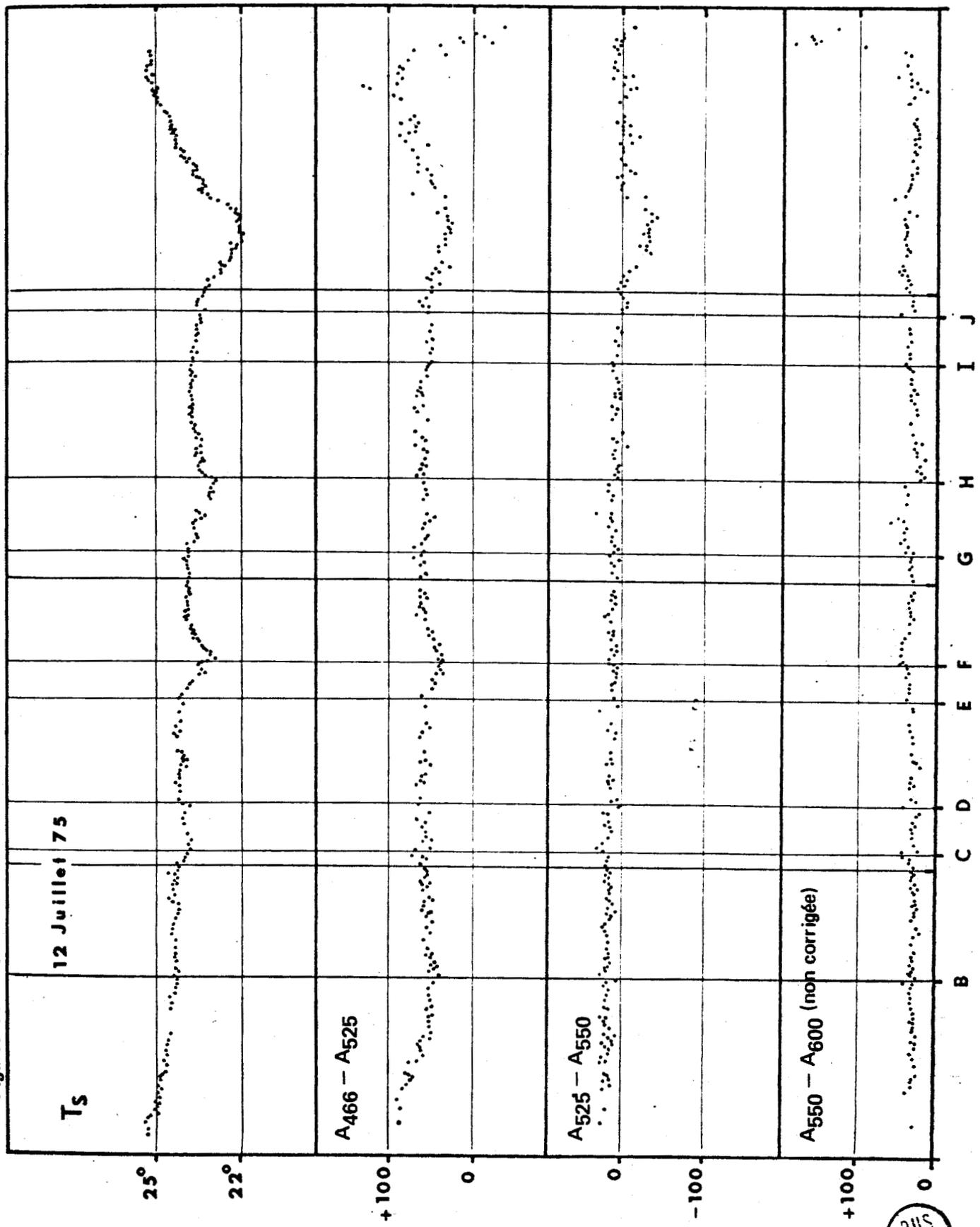
A550  
- A600

Figures IV-16  
c, d, e -

12/7/75

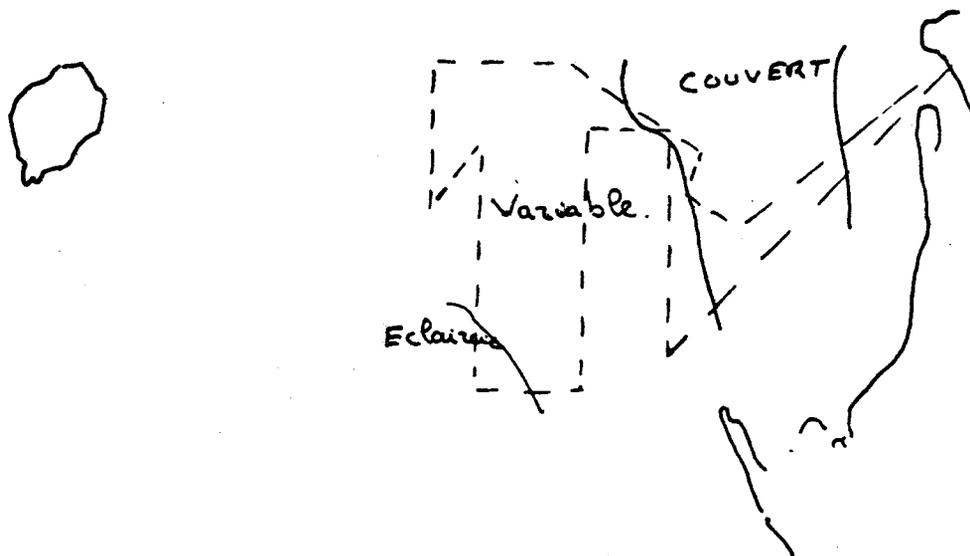


- Figures IV-16 f -

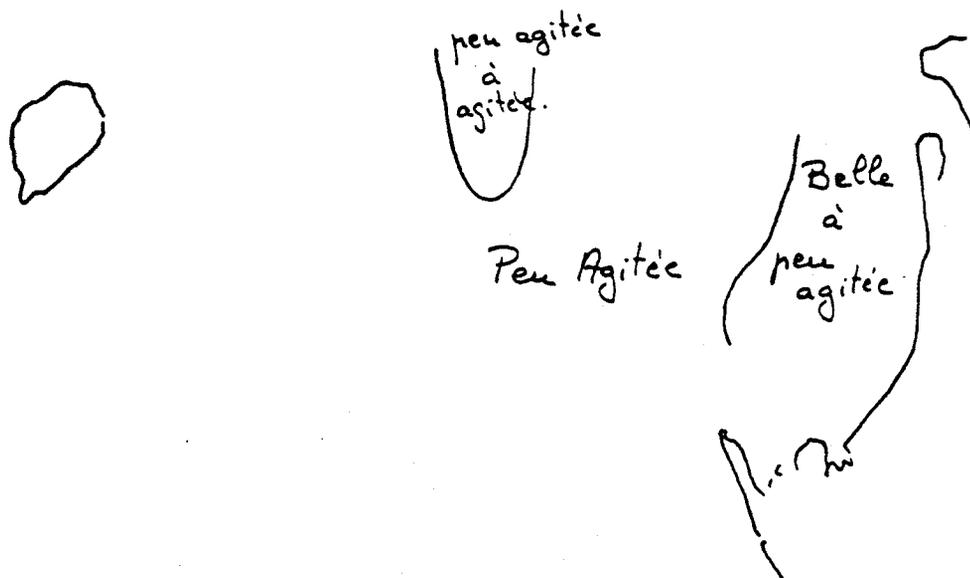


13.7.75

Nébulosité:

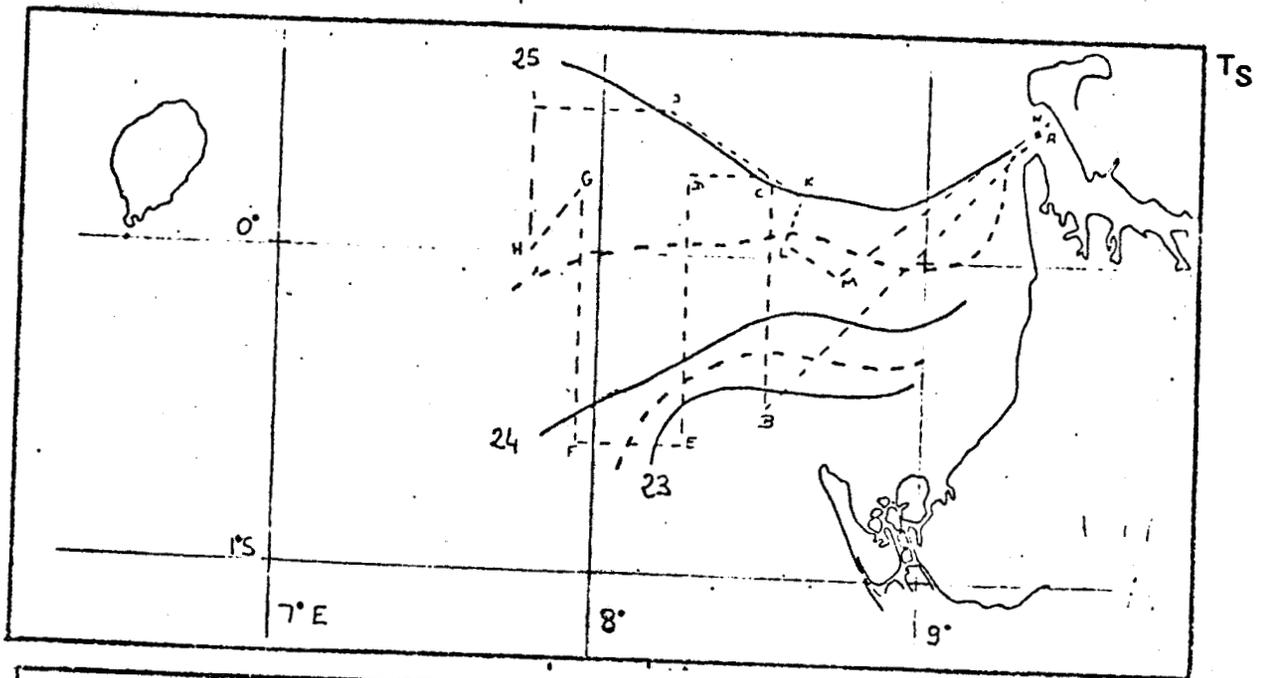


Etat de la mer:

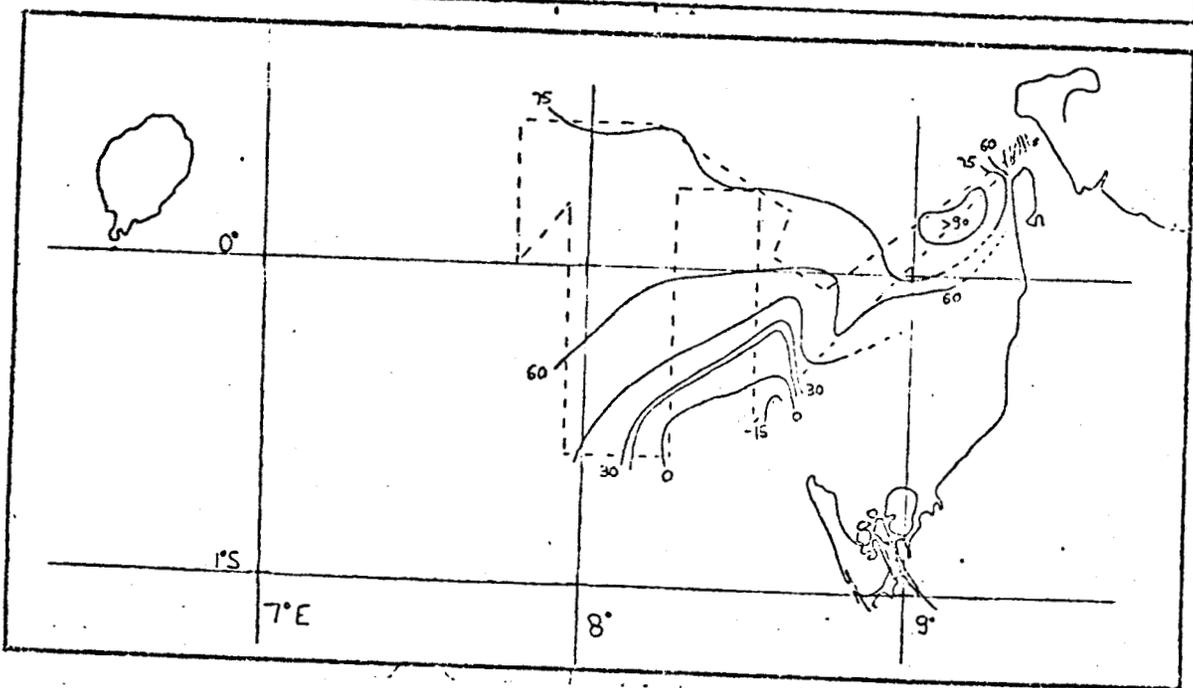


- Figures IV-7 a et b -

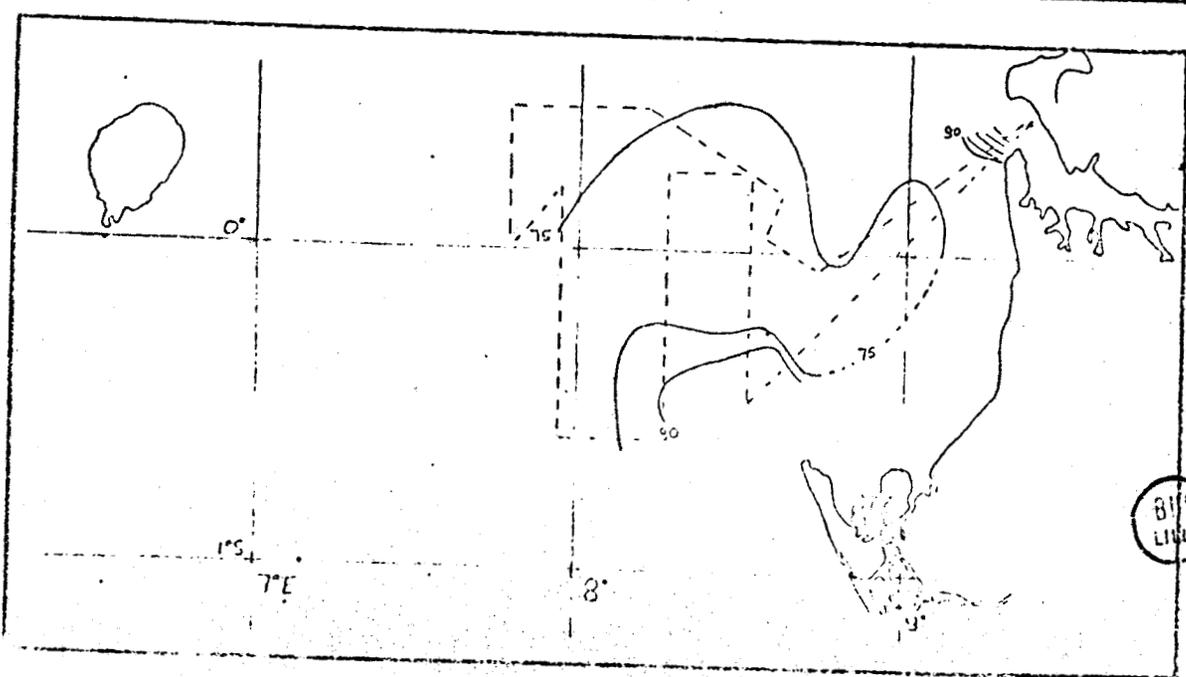




Ts



A466  
- A525



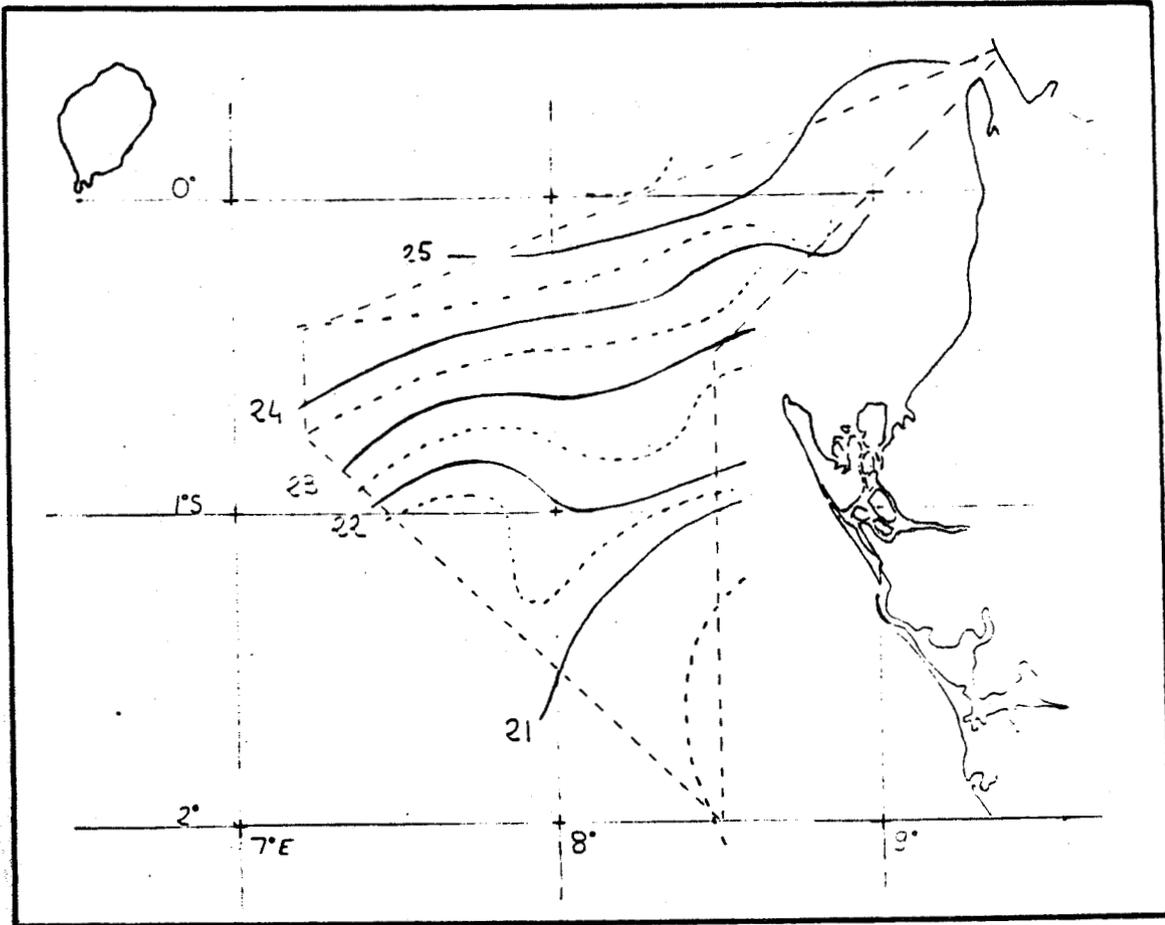
A550  
- A600

Figures IV-17  
c, d, e -

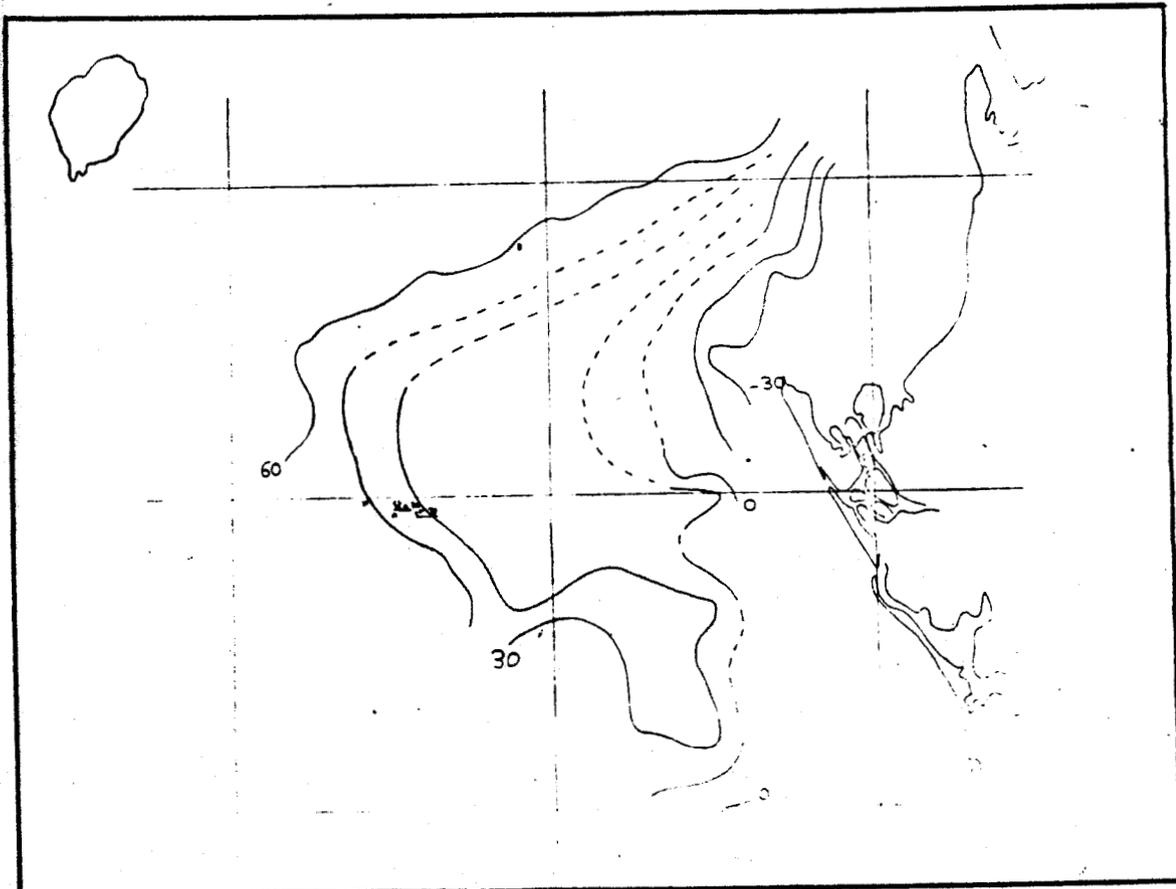


13/7/75

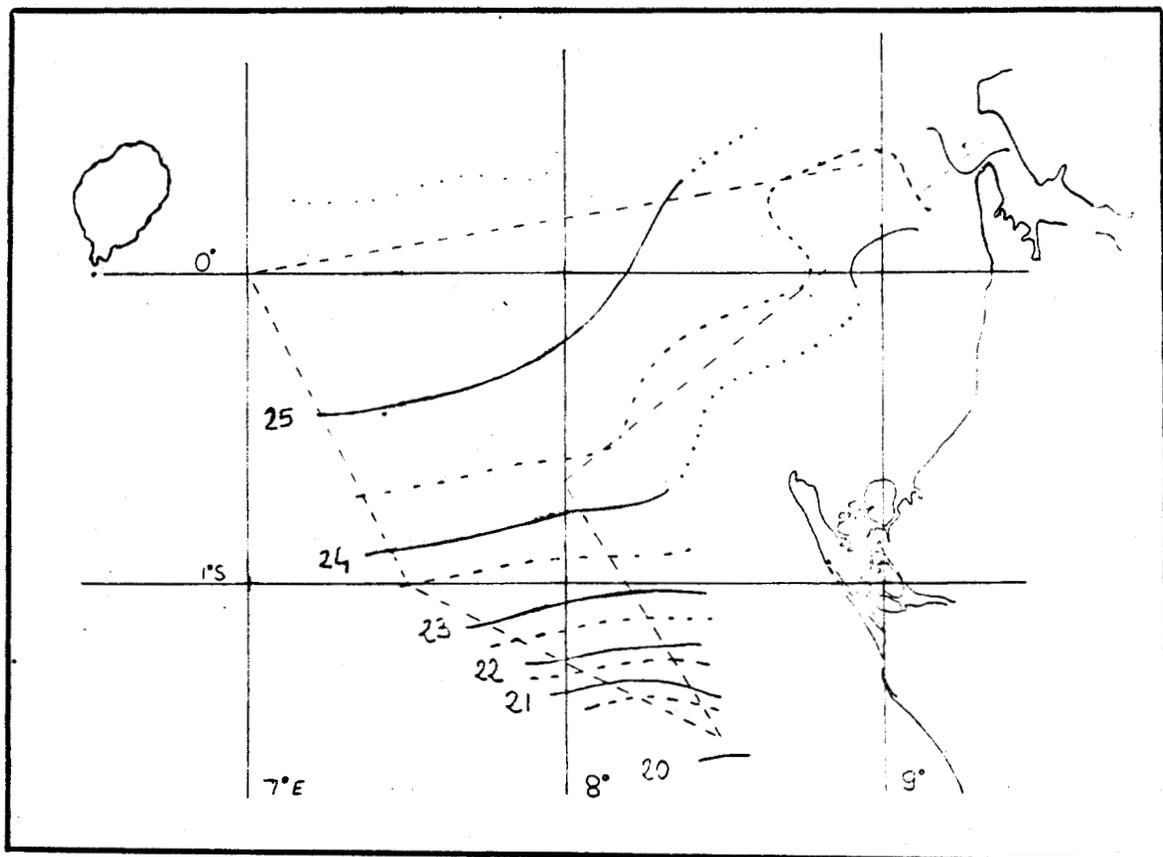
Ts



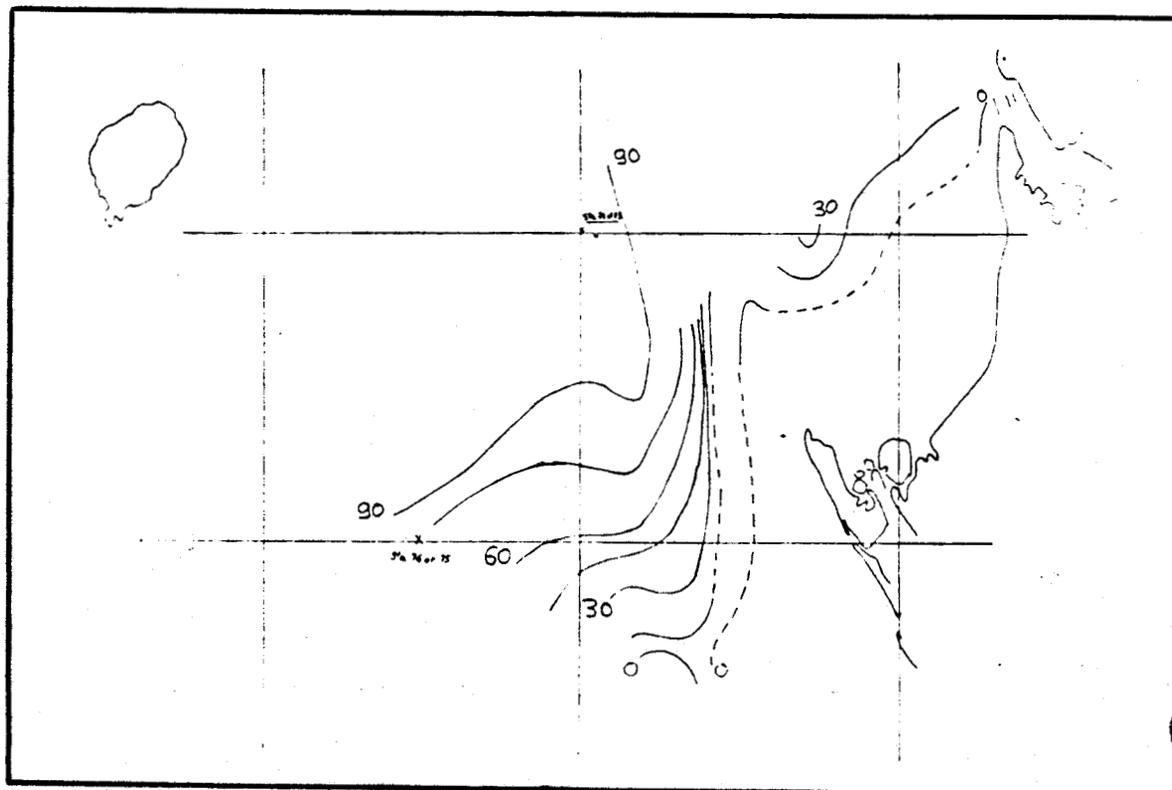
A466 - A525



BIS  
LILLF

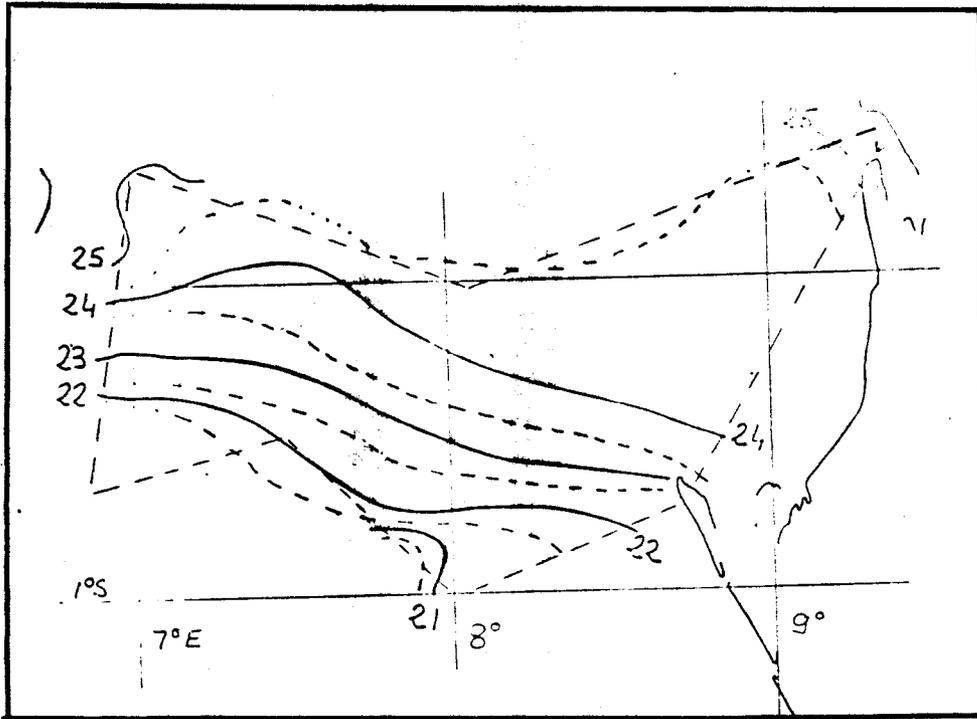


Ts

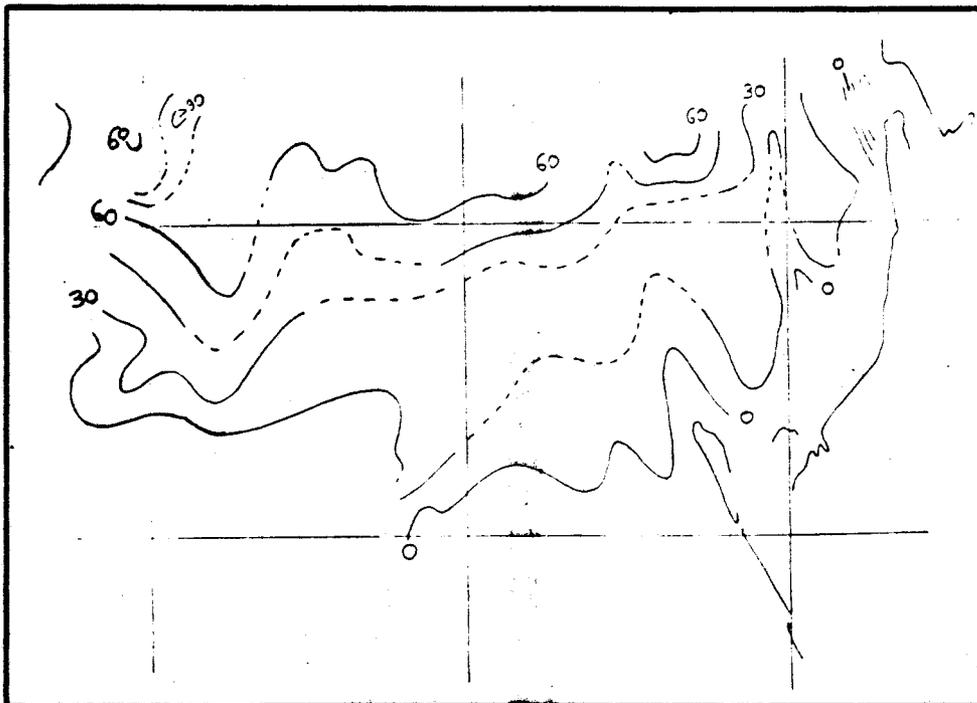


A466 - A525

BUS  
LILLF



Ts

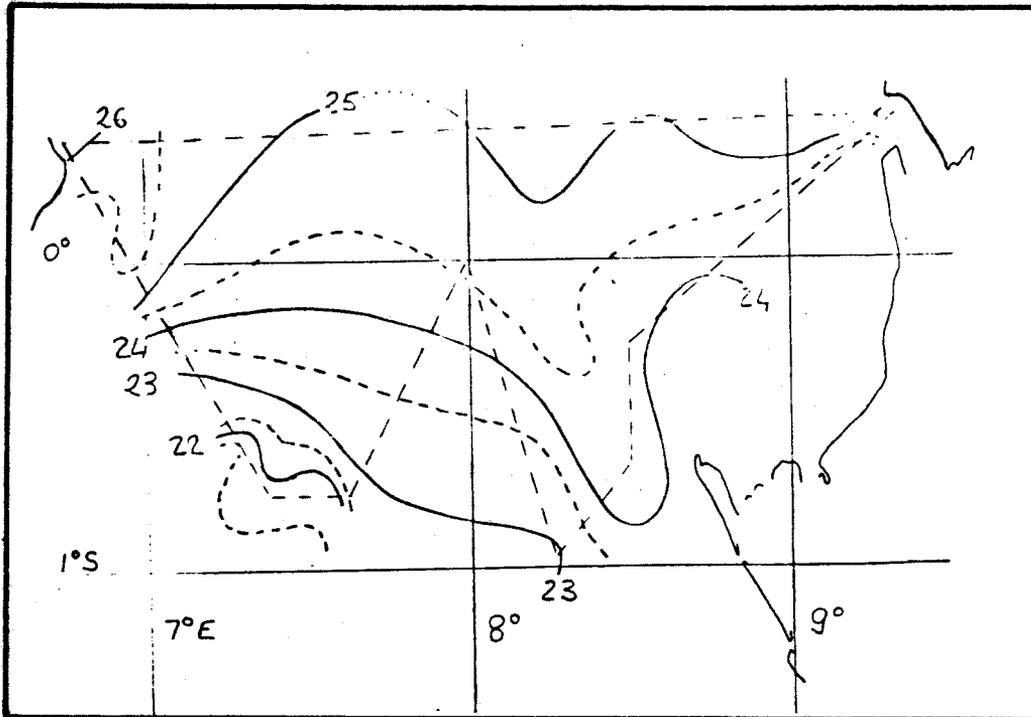


A466 - A525

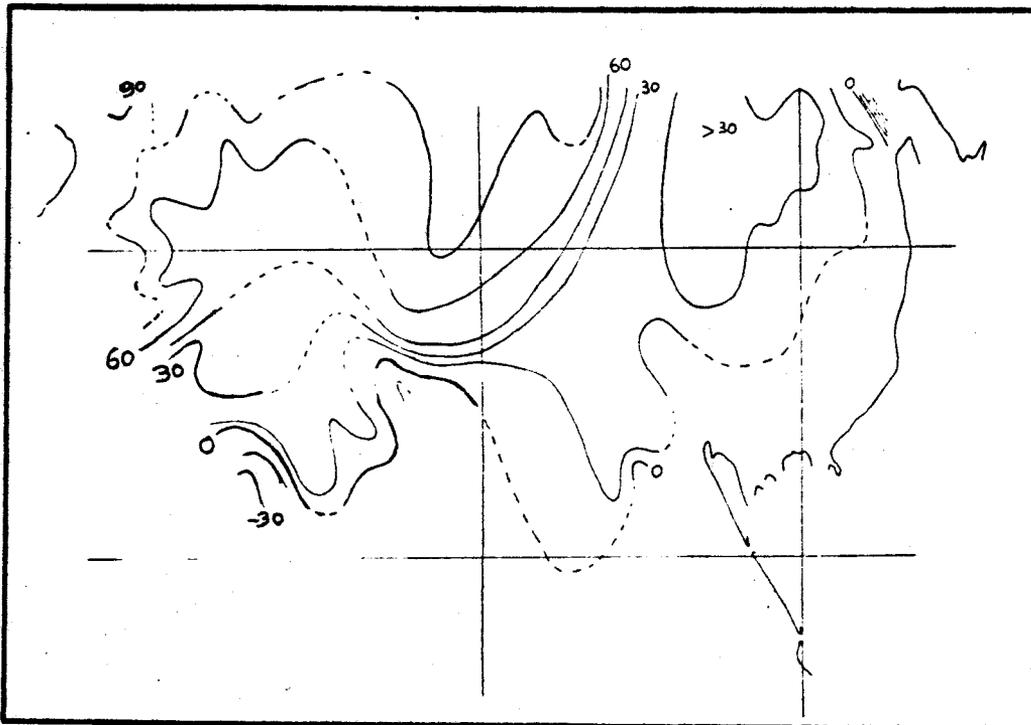


- Figures V-4 a et b -

5/7/76



Ts

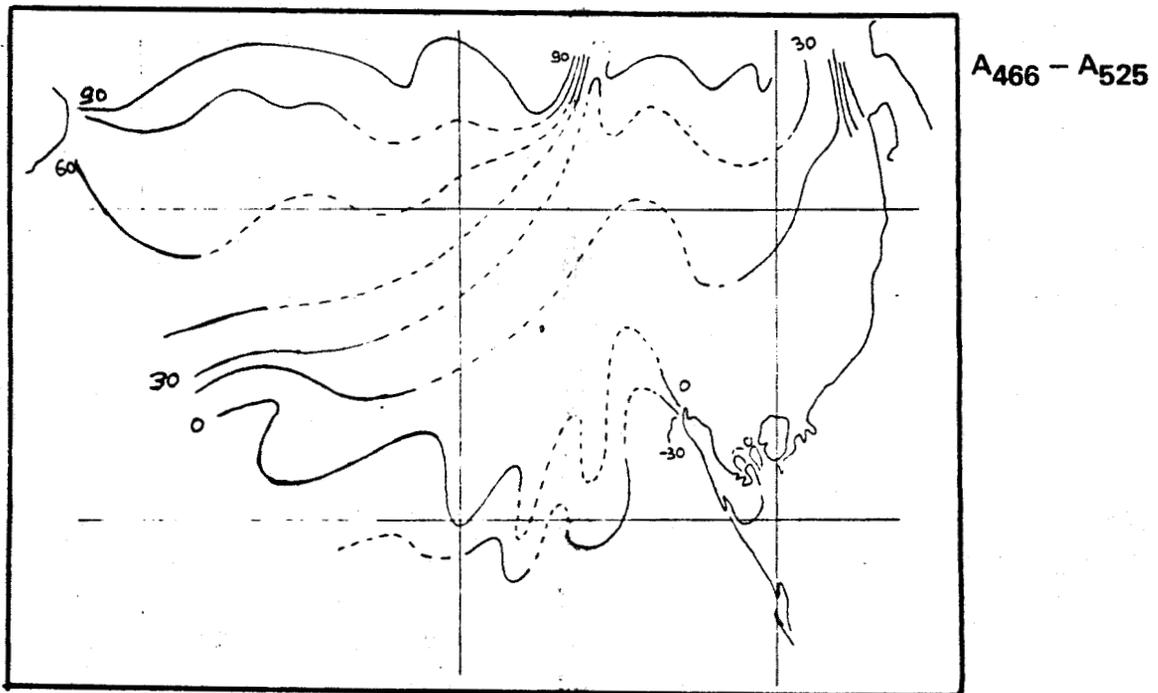
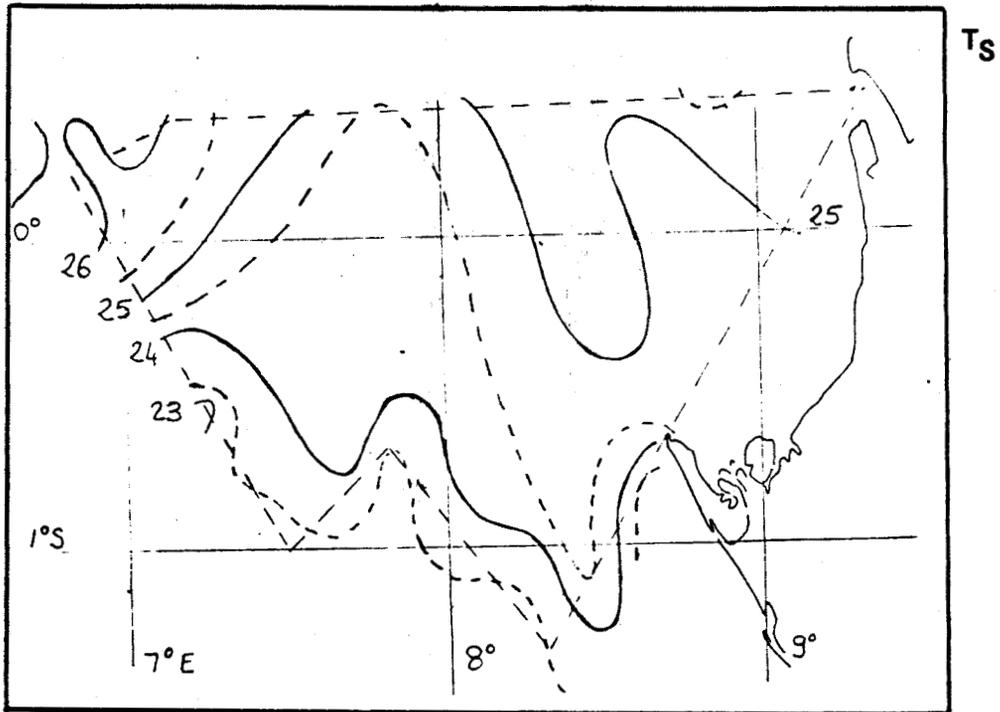


A466 - A525



- Figures V-5 a et b -

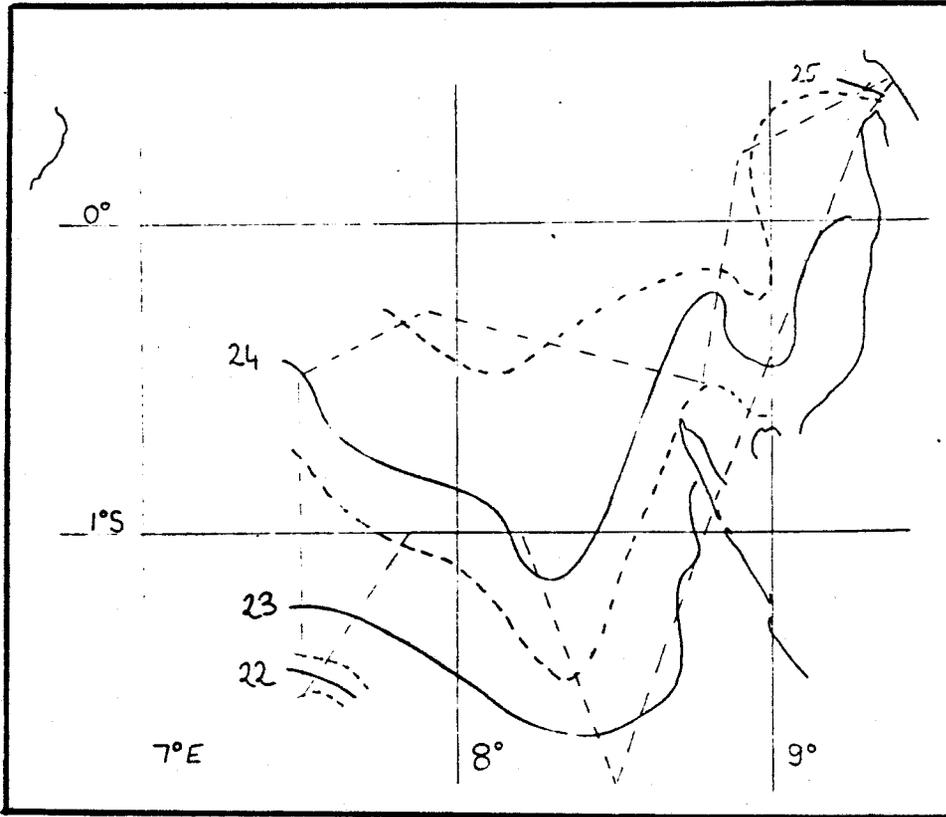
6/7/76



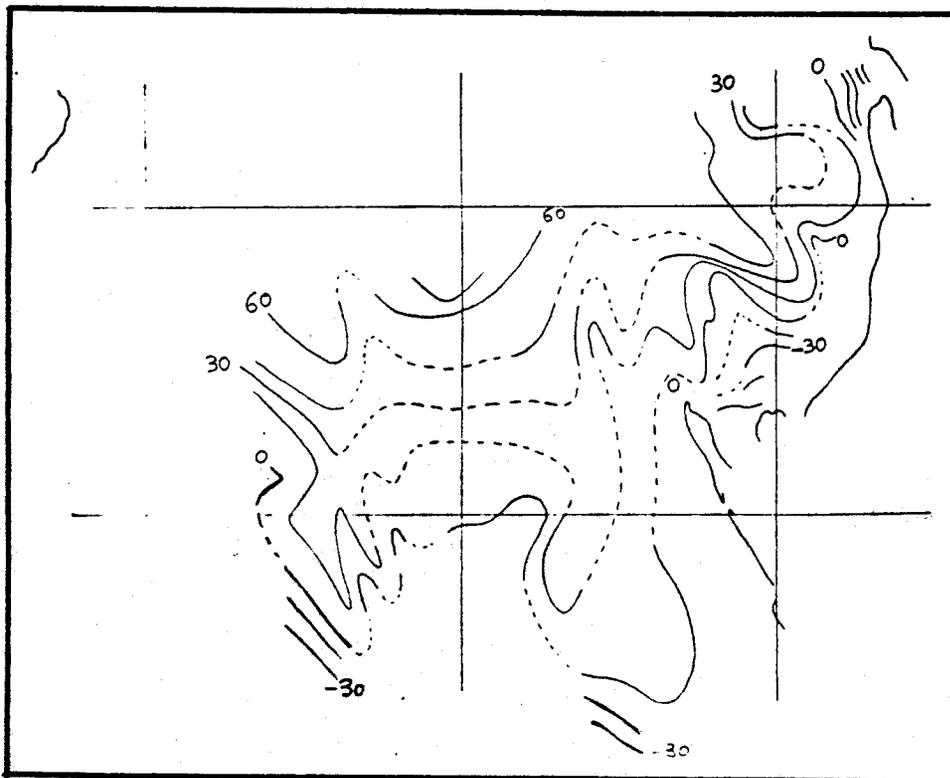
BUS  
LILLE

- Figures V-6 a et b -

7/7/76

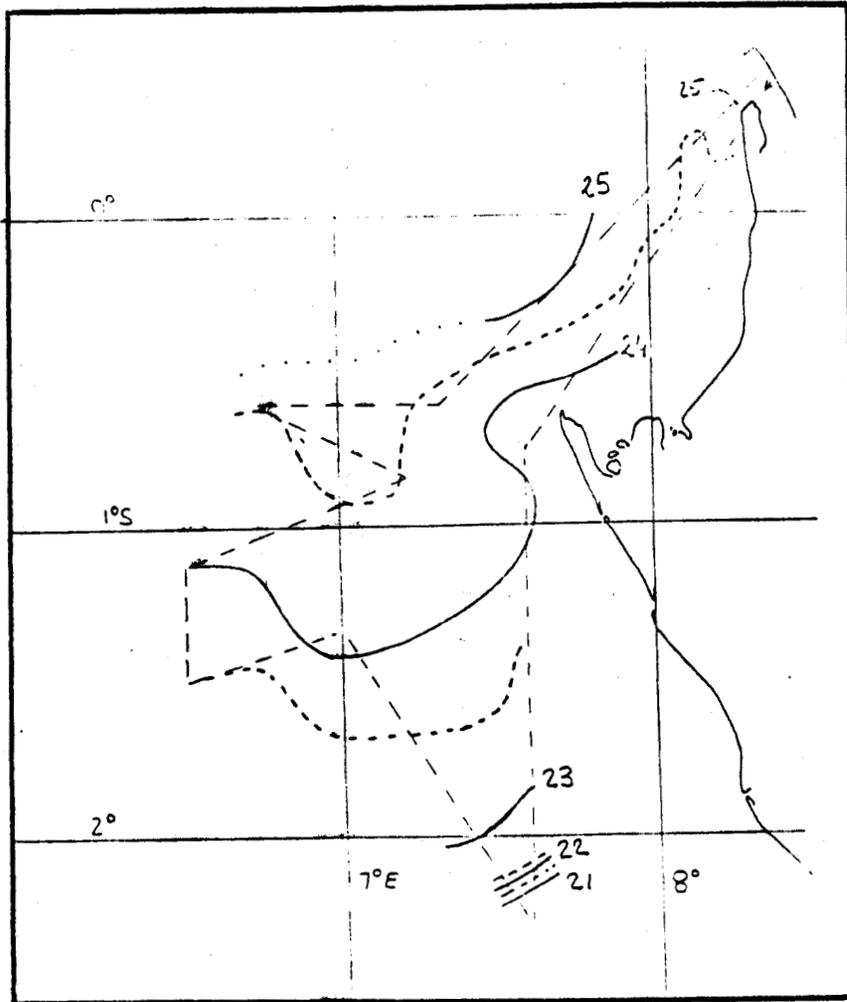


Ts

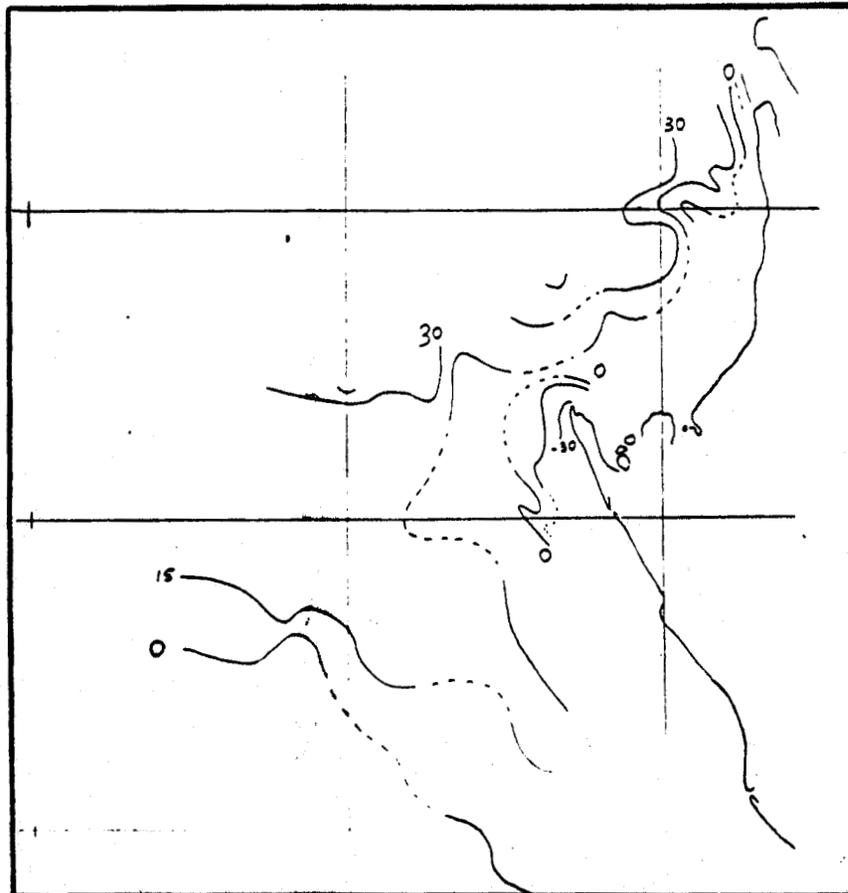


A466 - A525





Ts

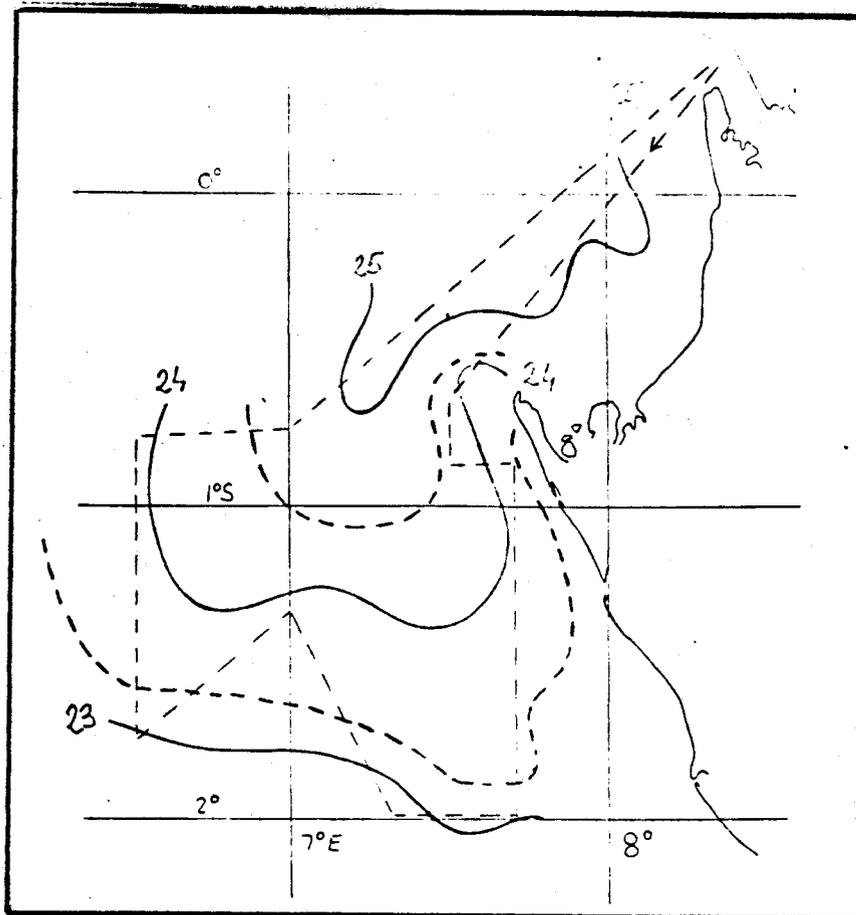


A466 - A525

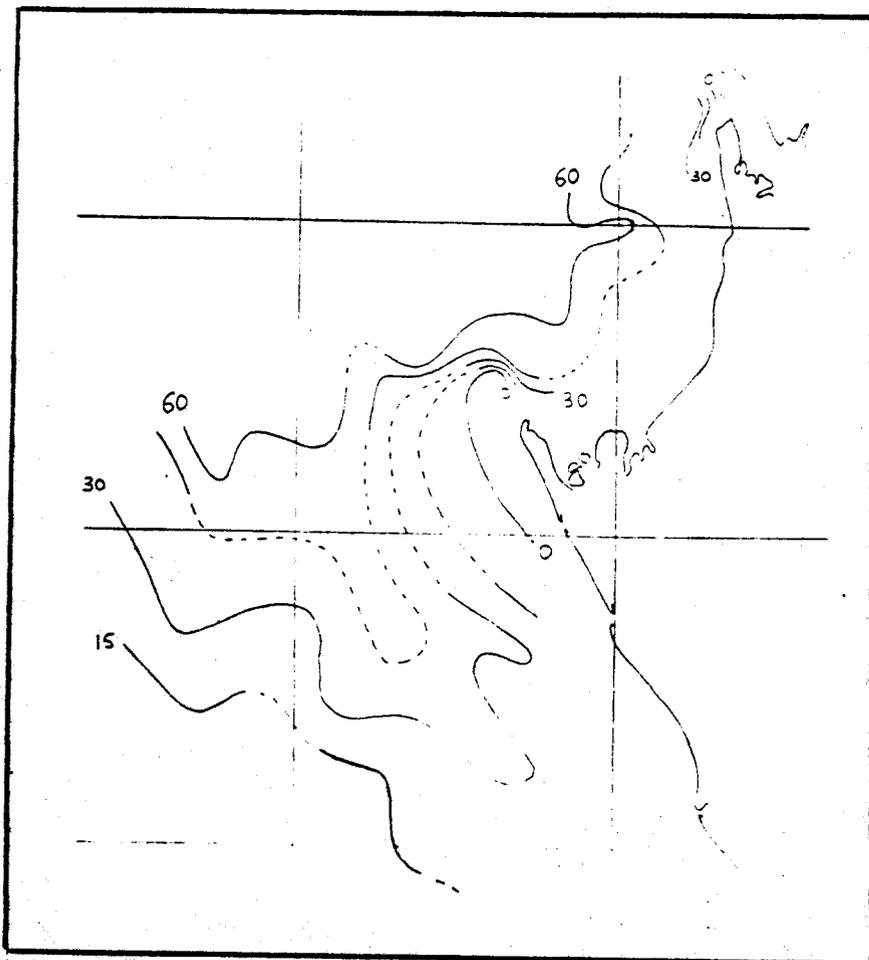
— Figures V-7  
a et b —

8/7/76

BUS  
LILLE



Ts

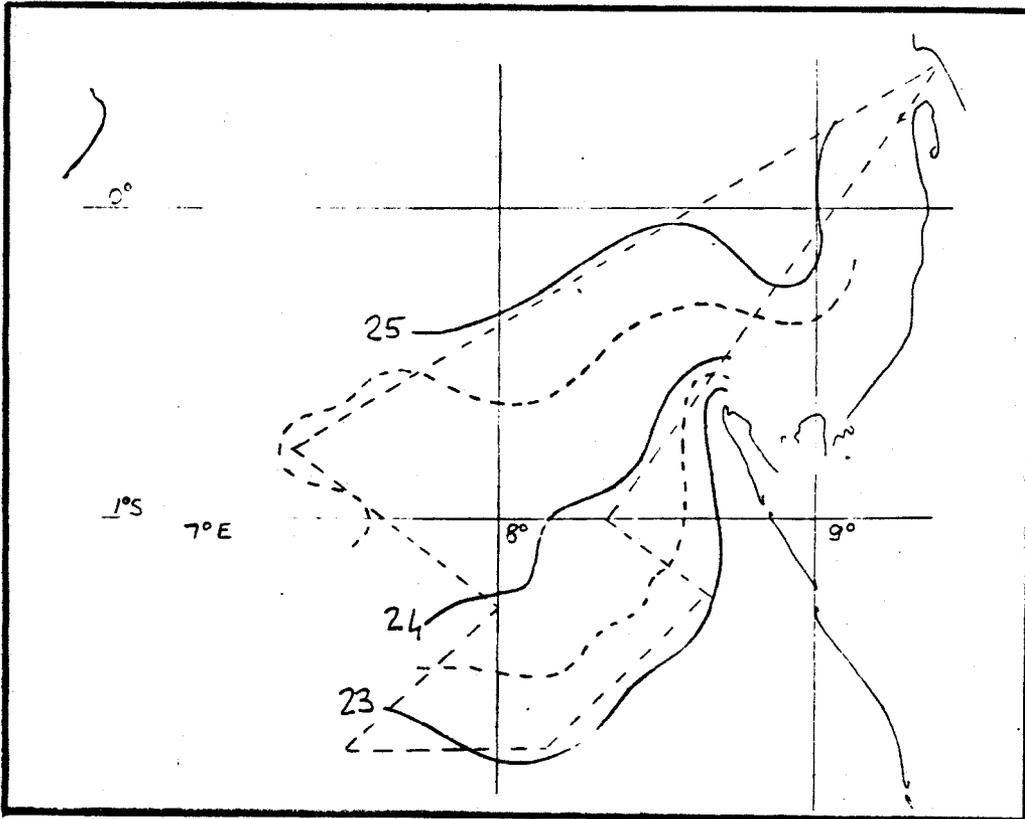


A466 - A525

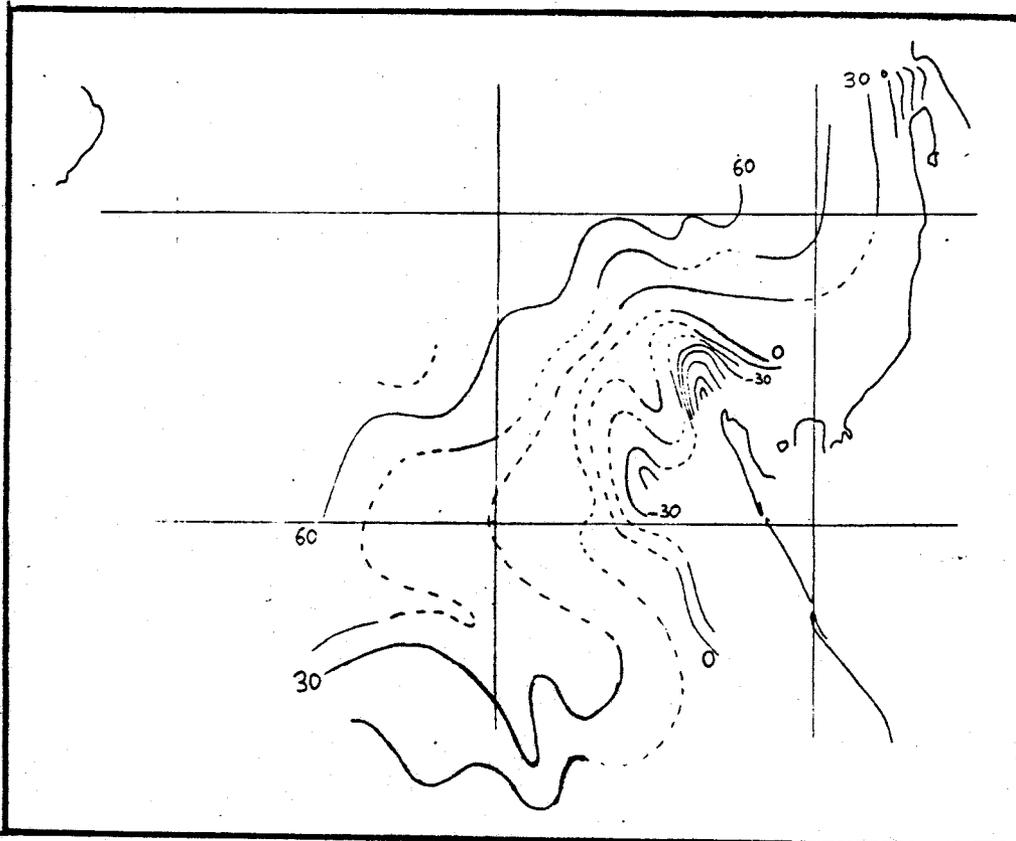
— Figures V-8  
a et b —

9/7/76





Ts

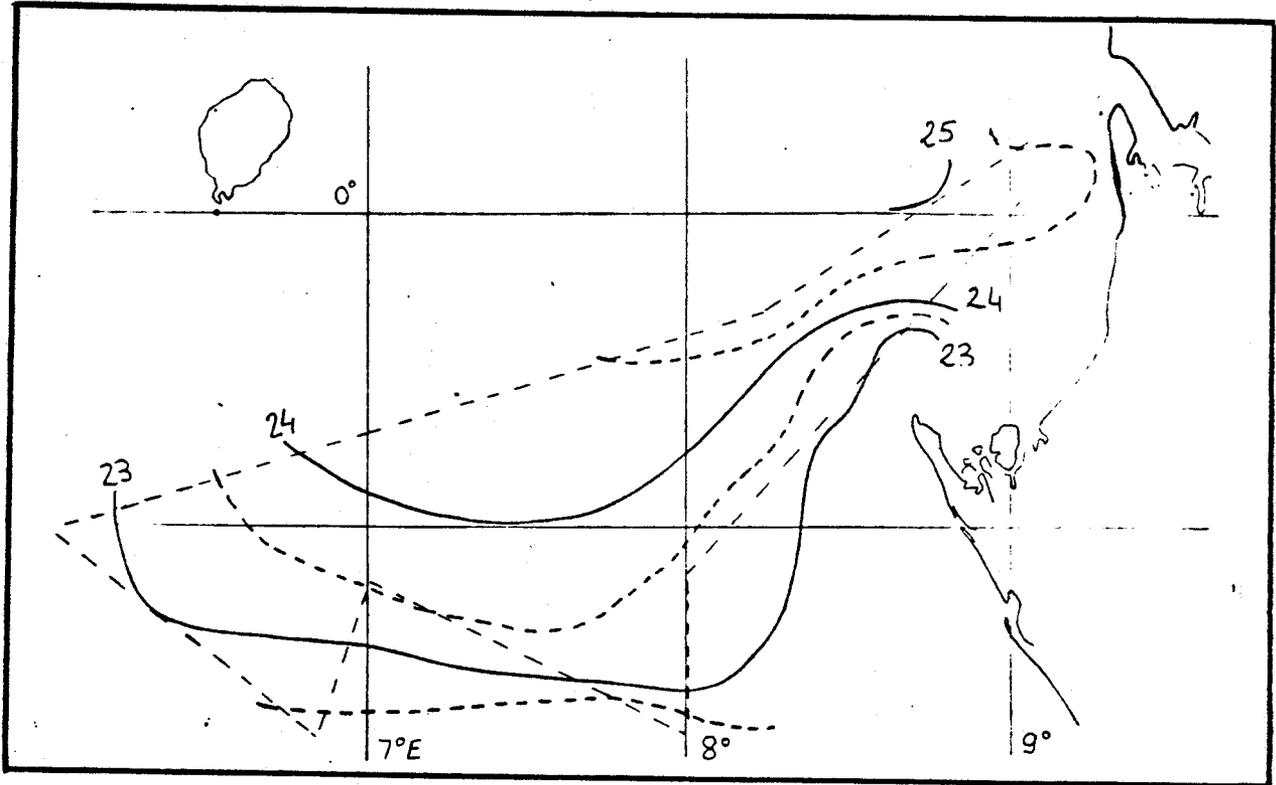


A466 - A525

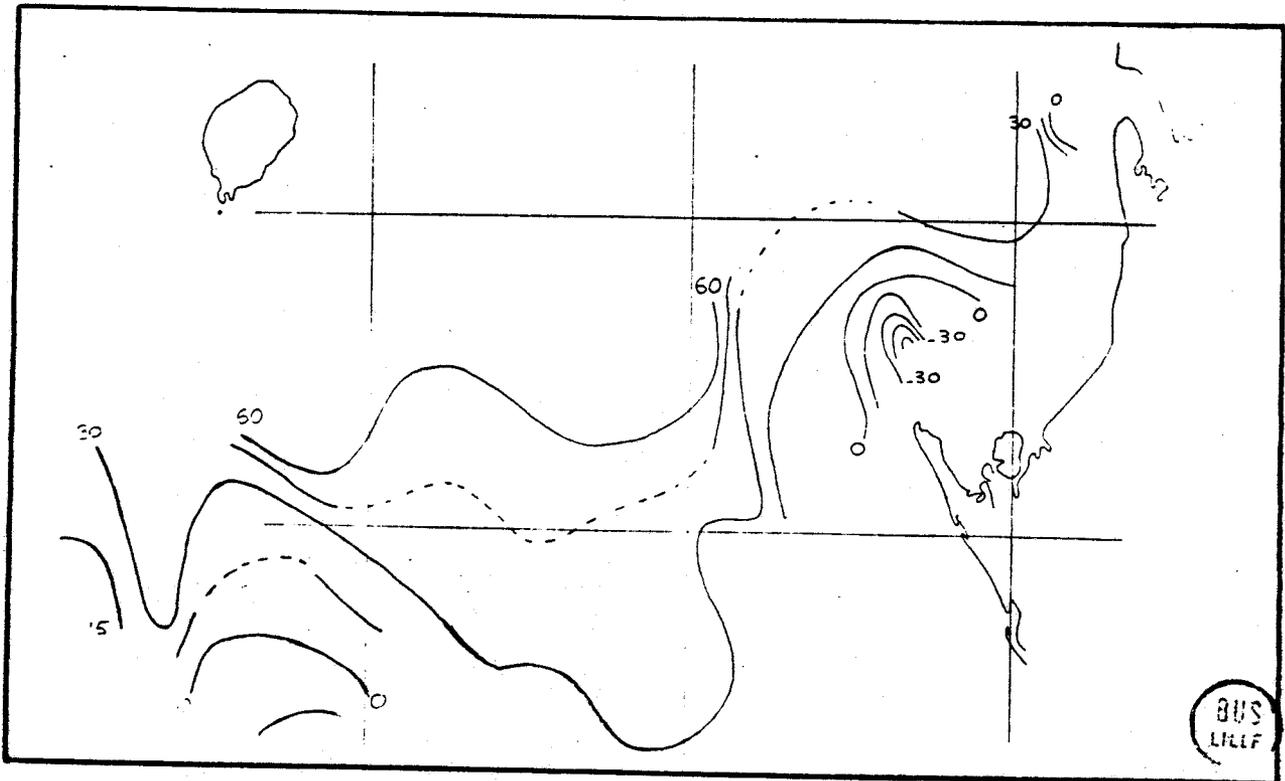
- Figures V-9  
a et b -

10/7/76





Ts



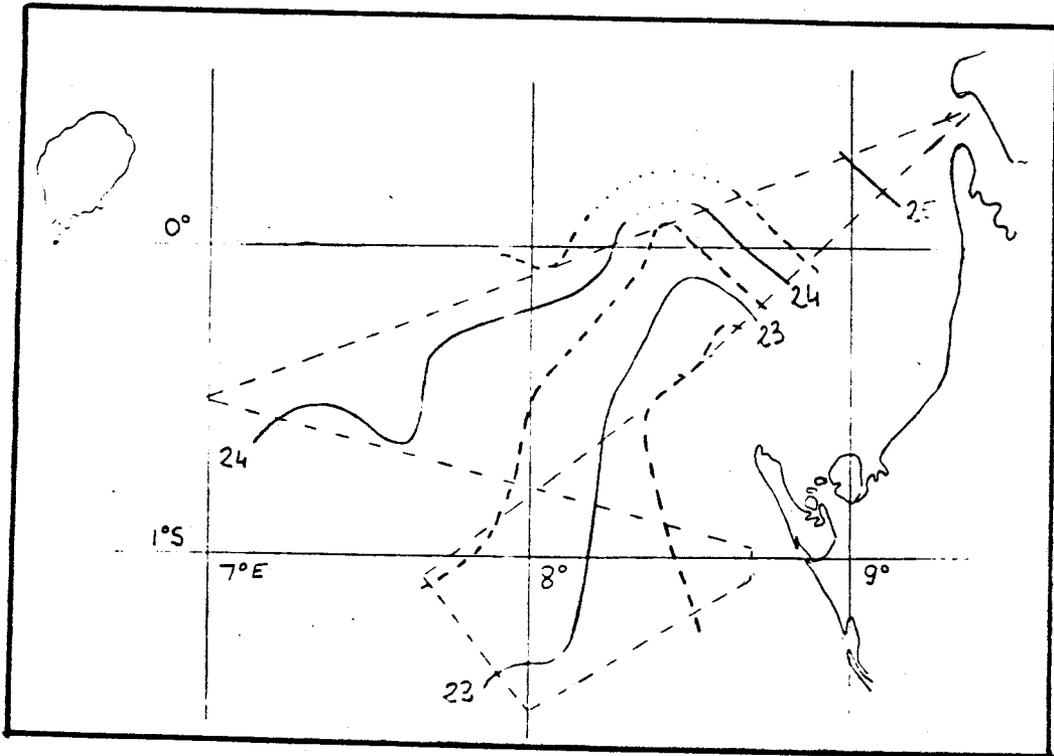
A466

- A525

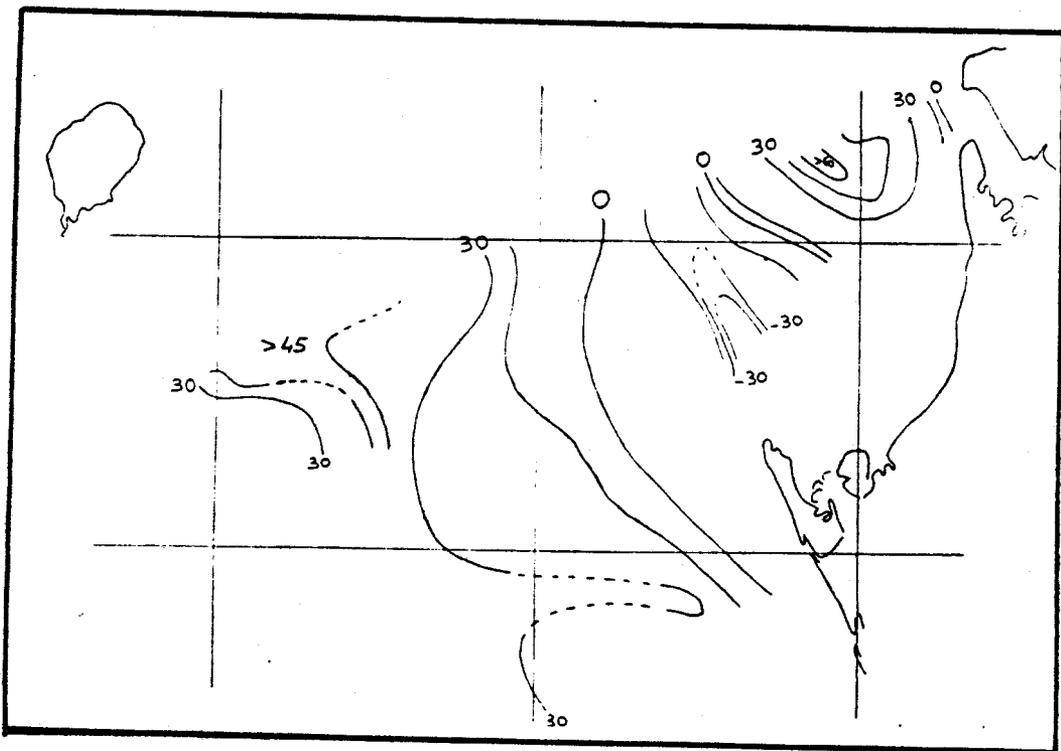
BUS  
LILF

- Figures V-11 a et b -

12/7/76



Ts

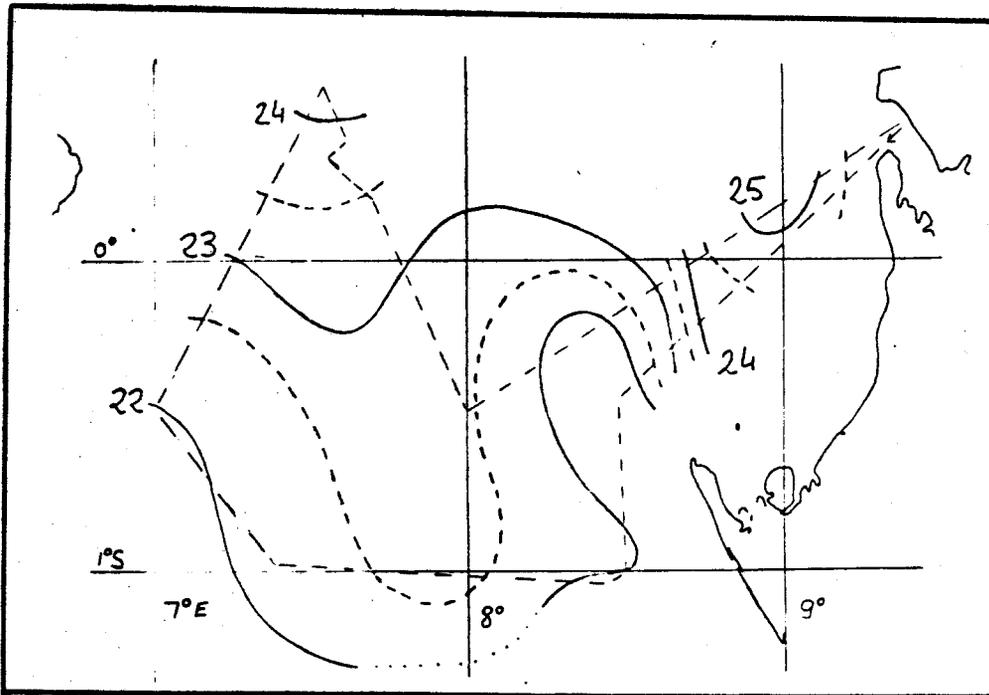


A466 - A525

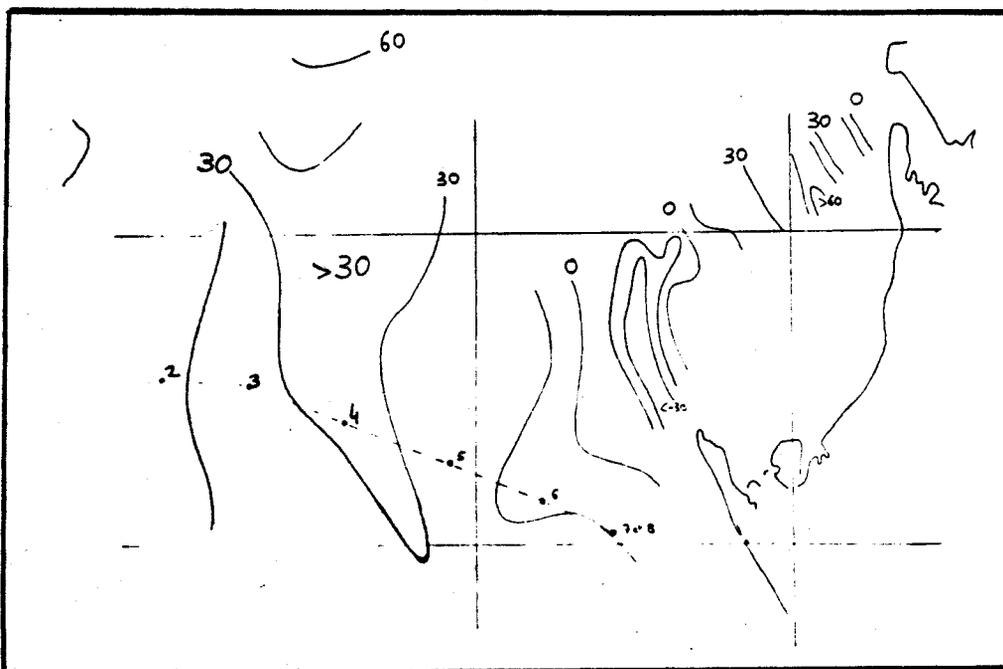
BIS  
LILLE

- Figures V-12 a, b, c -

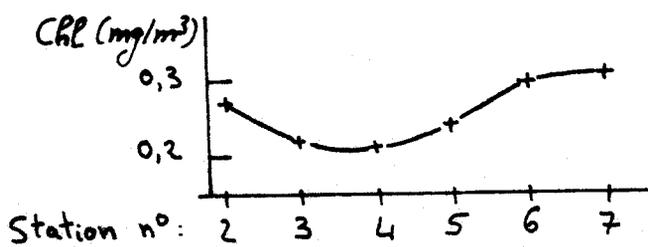
13/7/76



Ts



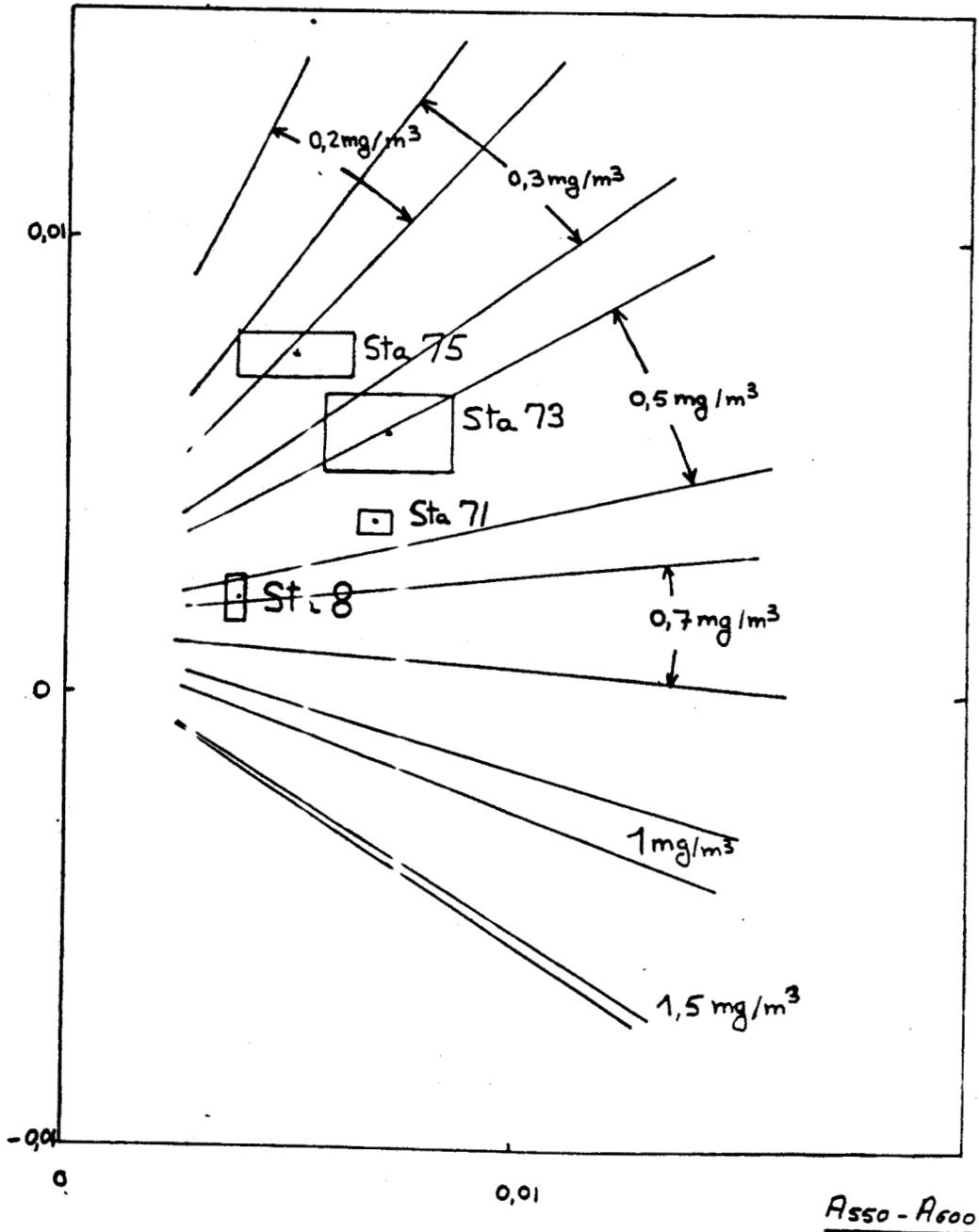
A466 - A525



Chlorophylle de surface mesurée par le Capricorne pendant la nuit du 12 au 13/7/76.

— Figure V-13 — Report sur le graphique de la figure 11 du chapitre II, des mesures relatives aux stations du Capricorne.

A466-A525



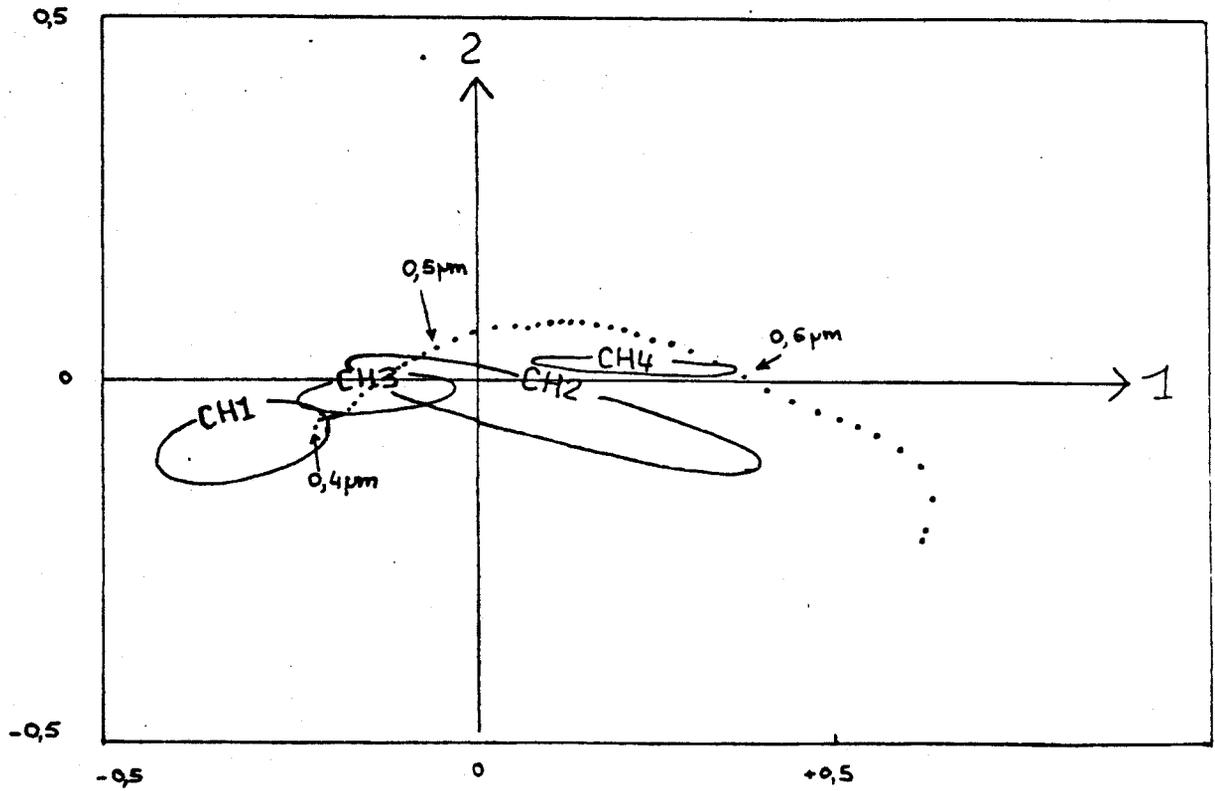
A550-A600

concentration en chlorophylle a ( $\text{mg}/\text{m}^3$ )

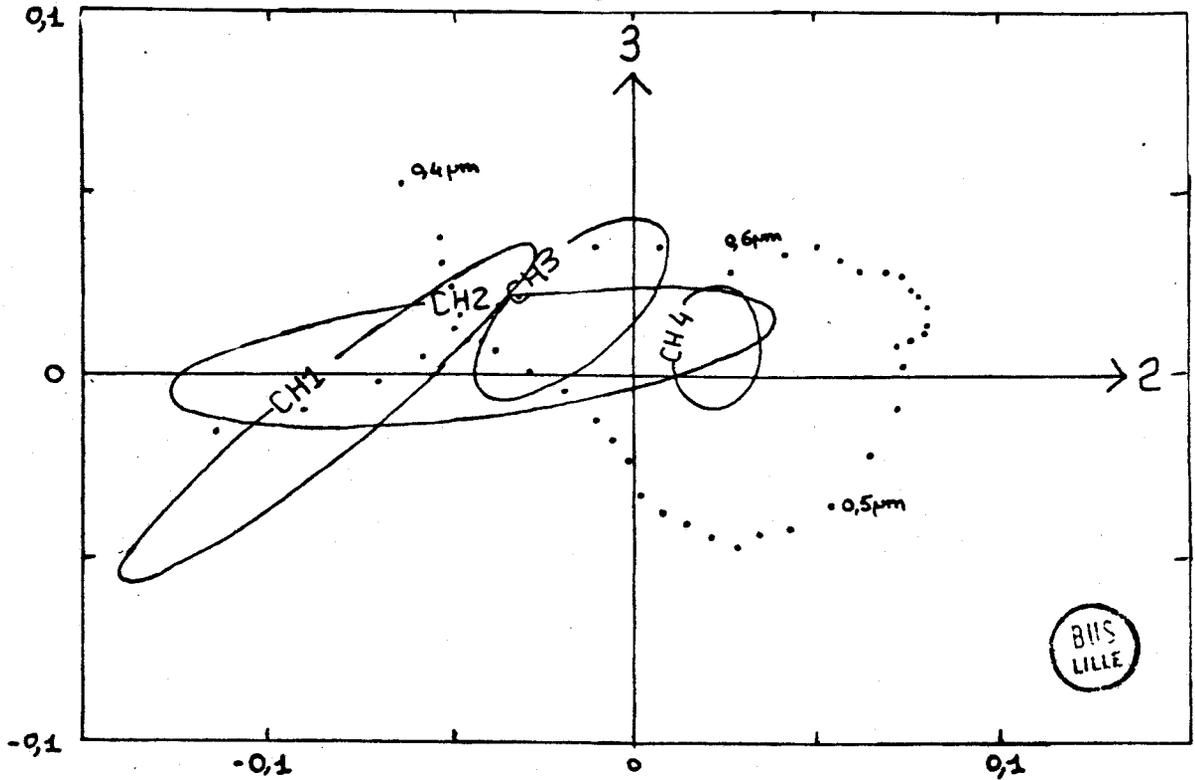
| Profondeur (m) | Stations 75 | 73   | 71   | 8    |
|----------------|-------------|------|------|------|
| 0              | 0,11        | 0,18 | 0,20 | 0,55 |
| 5              | 0,07        | 0,18 | 0,19 | 0,73 |
| 10             | 0,11        | 0,25 | 0,19 | 0,64 |
| 15             | 0,58        | 0,15 | 0,48 | 0,31 |
| 20             | 0,87        | 2,15 | 1,41 | 0,33 |



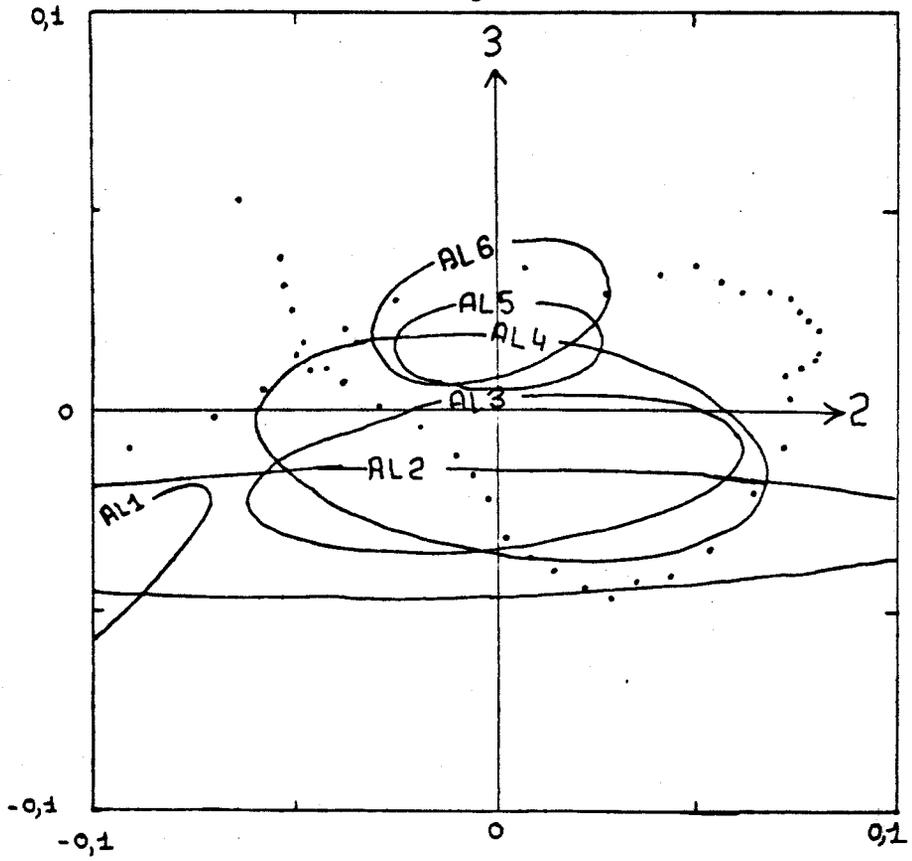
- Figure A-1 -



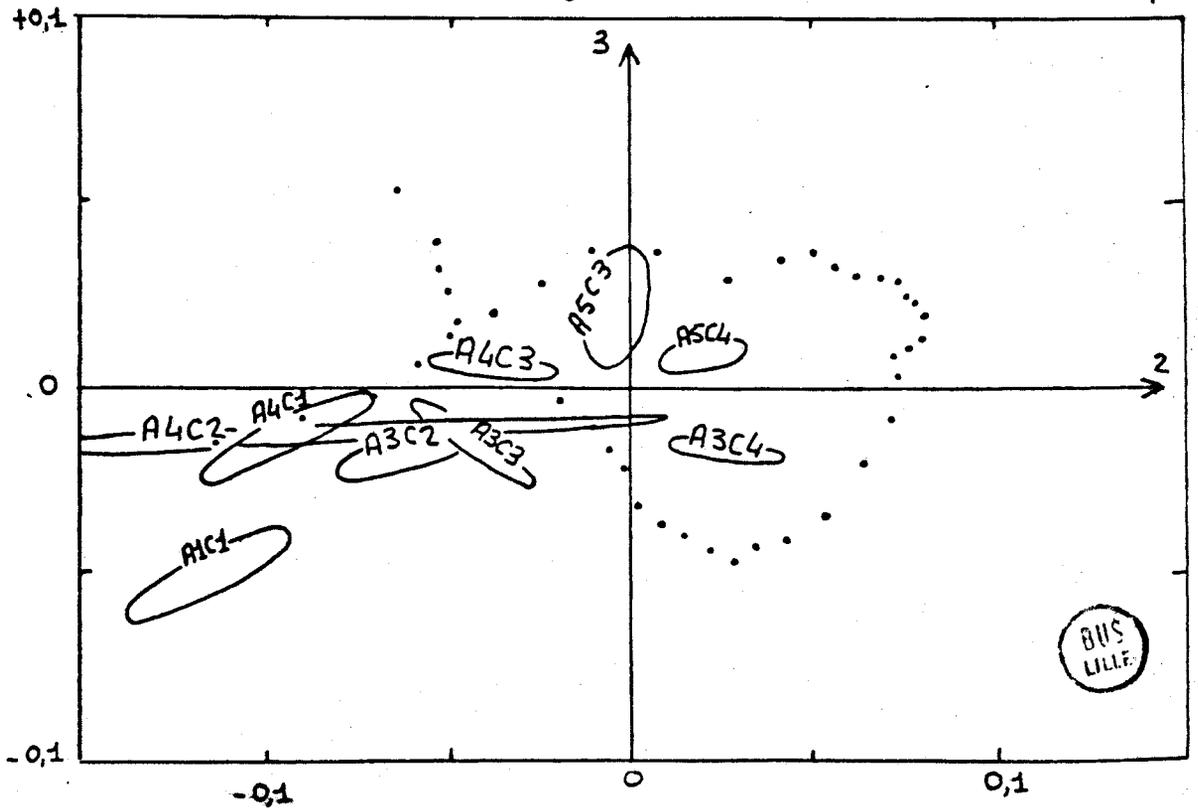
- Figure A-2 -



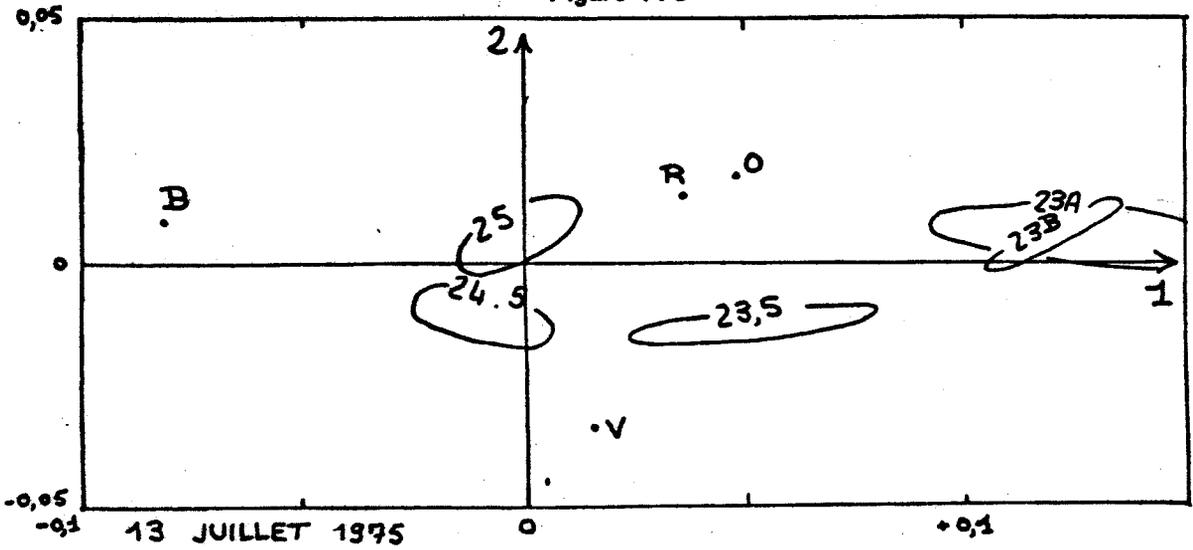
- Figure A-3 -



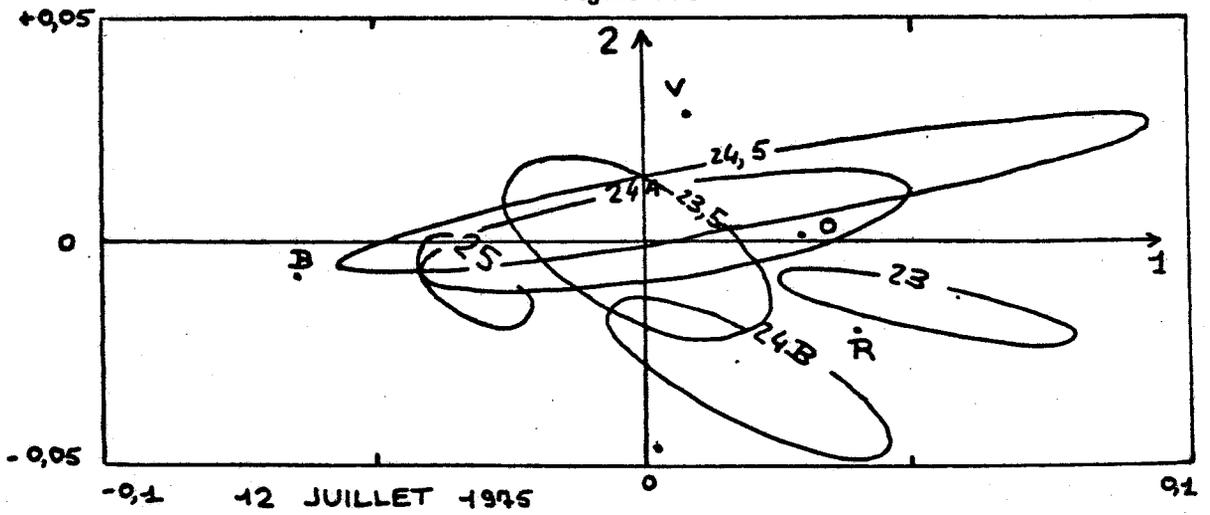
- Figure A-4 -



- Figure A-5 -

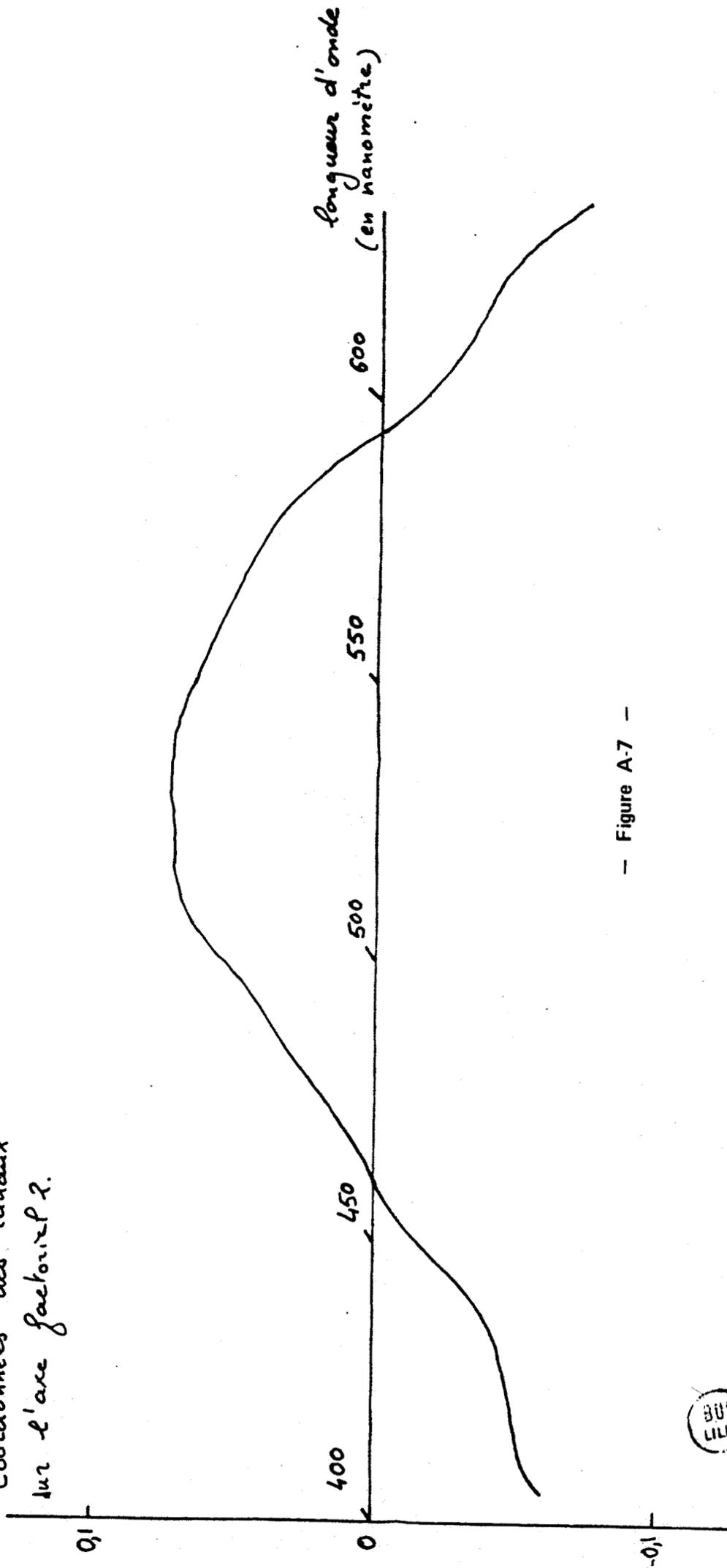


- Figure A-6 -



BNS  
LILLE

Coordonnées des canaux  
sur l'axe factonip. 2.



- Figure A-7 -

