

50376  
1981  
142

50376  
1981  
142

# THESE

*présentée à*

L'UNIVERSITE DES SCIENCES  
ET TECHNIQUES DE LILLE

*pour obtenir le titre de*

DOCTEUR DE SPECIALITE

*par*

Robert FROUIN

\*

CONTRIBUTION À L'ÉTUDE DE LA TEMPÉRATURE DE SURFACE DE LA MER

PAR TELEDETECTION AU MOYEN DE L'EXPERIENCE SPATIALE HCMM



*Soutenue le 20-01-1981 devant la Commission d'examen*

*Membres du Jury*

Mme LENOBLE	Président
M. DESCHAMPS	Rapporteur
M. BECKER	Examineurs
M. CREPON	
M. HERMAN	
M. VERGER	

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA TEMPERATURE DE SURFACE DE LA MER PAR  
TELEDETECTION AU MOYEN DE L'EXPERIENCE SPATIALE H.C.M.M.

Ce travail a été réalisé au laboratoire d'Optique Atmosphérique de l'Université des Sciences et Techniques de Lille sous la direction de Monsieur DESCHAMPS, Chargé de Recherches au C.N.R.S..

Je voudrais d'abord exprimer mes sentiments de vive gratitude à Madame le Professeur LENOBLE, qui m'a accueilli au laboratoire, et qui a bien voulu accepter la présidence du jury chargé de juger cette thèse.

Je tiens à remercier particulièrement Monsieur DESCHAMPS, dont les idées, les conseils et les encouragements m'ont beaucoup apporté. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Je remercie Monsieur BECKER, Professeur à l'Université de Strasbourg, Monsieur CREPON, Maître de Recherches au C.N.R.S., Monsieur VERGER, Professeur à l'Ecole Normale Supérieure, qui ont accepté d'examiner mon travail, témoignant ainsi de l'intérêt qu'ils portent à l'Océanographie Spatiale.

Ce travail a bénéficié de la collaboration scientifique, technique ou morale de toute l'équipe de L.O.A., en particulier de celle de Messieurs BONNEL, CALLIGRAPHI, GONZALES, PANHALEUX, VIOLLIER, de Mademoiselle DEROO et de Madame THEROUX. Que tous trouvent ici l'expression de ma reconnaissance pour l'aide précieuse qu'ils m'ont apporté.

Enfin, j'adresse mes remerciements à la N.A.S.A. et au Centre de Météorologie Spatiale de Lannion qui ont fourni les données des satellites météorologiques utilisées dans cette étude.

## SOMMAIRE

### INTRODUCTION

#### CHAPITRE I - L'EXPERIENCE SPATIALE HCMM

I - 1 - Description

I - 2 - Comparaison avec d'autres expériences satellitaires

I - 3 - Conclusion

Bibliographie, chapitre I

#### CHAPITRE II - ILLUSTRATION ET DESCRIPTION DE PHENOMENES OCEANIQUES AU MOYEN DE HCMM

II - 1 - Introduction

II - 2 - Le Sud de la Mer du Nord et l'effluent thermique du Rhin

II - 3 - Golfe de Gascogne et Mer Celtique

3.1 - Fronts de marée

3.2 - Observations à la limite du plateau continental

3.3 - Refroidissement du plateau continental en période automnale

3.4 - Conclusion

II - 4 - Méditerranée Nord Occidentale

4.1 - Front Nord-Baléares

4.2 - Tourbillons au large des côtes algériennes

4.3 - Courant liguro-provençal et upwellings dans le Golfe du Lion

4.4 - Conclusion

II - 5 - Conclusion

Bibliographie, chapitre II

#### CHAPITRE III - VARIABILITE A MOYENNE ECHELLE DU CHAMP DE TEMPERATURE DE SURFACE DE LA MER

- Présentation

- "Satellite Determination of the Mesoscale Variability of the Sea Surface Temperature"

CHAPITRE IV - ECHAUFFEMENT DIURNE DE LA COUCHE SUPERFICIELLE DE L'OCEAN  
DANS DES CONDITIONS DE VENT FAIBLE

- Présentation
- *"Large Diurnal Heating of the Sea Surface Observed by the  
H.C.M.M. Experiment"*

CONCLUSION

## INTRODUCTION

L'observation du champ de température de surface de la terre et des océans à l'aide des radiomètres infrarouge à balayage embarqués sur satellite est maintenant devenue chose courante. Les premières expériences spatiales dans ce domaine furent lancées dans les années 60, mais ce n'est qu'au début des années 70 que l'expérience VHRR (Very High Resolution Radiometer) sur les satellites météorologiques de la NOAA, permit une observation systématique et assez précise du champ de température de surface. Un grand nombre de phénomènes océaniques ont ainsi été observés à partir de l'espace (voir entre autres les revues par LEGECKIS, 1978, et Mc CLAIN, 1980), mais leur observation était cependant encore quelque peu limitée par les performances instrumentales du VHRR (bruit instrumental équivalent en température, NEDT, de 0.5 à 1°C) aux structures océaniques d'amplitude bien marquée. Au cours de l'année 1978, une nouvelle génération de radiomètres ont été mis en service sur différents satellites, le HCMR (Heat Capacity Mapping Radiometer) sur HCMM, le AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer) sur TIROS-N, et de façon plus plus accessoire le CZCS (Coastal Zone Color Scanner) sur NIMBUS-7, qui tous comportaient un canal dans l'infrarouge permettant d'espérer des performances améliorées pour la mesure du champ de température de surface de la mer, principalement par une réduction notable du bruit instrumental.

Notre étude a porté essentiellement sur l'expérience HCMR/HCMM, lancée en avril 1978, pour laquelle une investigation avait été officiellement acceptée par la NASA. La description de cette expérience est donnée dans le chapitre I, ainsi qu'une comparaison des performances radiométriques du HCMR à celles du VHRR et du AVHRR.

Les produits fournis par la NASA au titre de l'investigation com-

portaient à la fois des produits photographiques et des bandes magnétiques. L'utilisation du produit photographique, particulièrement bien adapté puisque corrigé géométriquement et augmenté en contraste dans la gamme des températures de surface de la mer, s'est avérée fructueuse et le chapitre II donne des exemples de résultats obtenus par photointerprétation pour l'observation de structures marines dans les zones concernées par l'investigation (Manche, Golfe de Gascogne, Méditerranée Nord Occidentale).

Les bonnes performances radiométriques du HCMR ont permis d'entreprendre à partir des données numérisées, une étude statistique du champ de température de la surface de la mer à moyenne échelle (5 - 100 km). Ces résultats sont donnés au chapitre III, sous la forme d'un manuscrit soumis et accepté pour publication dans "*Journal of Physical Oceanography*".

L'heure de survol particulière à HCMM (environ 2 et 14 heures locales) a également permis d'observer dans certains cas des échauffements diurnes importants (plusieurs °C) de la couche superficielle de l'eau. Ces observations sont discutées dans le chapitre IV, qui se présente également sous la forme d'un manuscrit soumis pour publication dans "*Journal of Physical Oceanography*".

REFERENCES

- LEGECKIS, R., 1978 : A survey of worldwide sea surface temperature fronts detected by environmental satellites. - J. Geophys. Res., vol 83, n° C9, 4501-4522.
- McCLAIN, E.P., 1980 : Passive radiometry of the ocean from space:an overview. - Boundary Layer Meteorol., 18, 7-24.

CHAPITRE I

L'EXPERIENCE SPATIALE H.C.M.M.

L'expérience spatiale AEM-A (Applications Explorer Mission-A), débutée en avril 1978 avec le lancement du satellite HCMM (Heat Capacity Mapping Mission), a pour objectif de mesurer les variations de la température de surface de la Terre associées à l'échauffement solaire le jour et au refroidissement radiatif la nuit. Le radiomètre HCRM (Heat Capacity Mapping Radiometer) à bord du satellite mesure la luminance énergétique du rayonnement en provenance de la Terre dans deux canaux de longueur d'onde dans le visible et l'infrarouge, toutes les douze heures à des instants correspondant aux maximum et minimum de température de la surface. Les différences de températures jour/nuit obtenues permettent de déterminer l'inertie thermique de la surface, c'est à dire sa capacité à résister aux changements de température provoqués par les variations de l'énergie solaire incidente durant le cycle journalier. Les principales applications sont les suivantes :

- discrimination de différents types de roches et localisation de gisements de minerais ;
- mesure des changements de l'humidité des sols et de l'évapotranspiration de la végétation ;
- étude des effets sur le climat local des températures élevées des zones urbaines ;
- détermination de l'étendue des surfaces enneigées pour la prédiction de l'apport en eau à la fonte des neiges ;
- étude de l'évolution des effluents thermiques dans les régions côtières et détection de certains polluants marins (hydrocarbures) ;
- étude de l'échauffement diurne de la mer et son influence sur la stratification de la couche de surface.

#### I. - 1.1 - Le satellite HCMM.

Le 25 avril 1978, le satellite HCMM a été placé à 620km d'altitude sur une orbite circulaire quasi-polaire, synchrone du soleil, caractérisée par une inclinaison de  $97.79^\circ$  et une période de 97.2 minutes. L'heure de passage à l'équateur aux noeuds ascendant et descendant est respectivement 14h et 2h en heures locales.

Cette orbite permet de couvrir chaque région de la surface de la Terre entre  $85^\circ\text{S}$  et  $85^\circ\text{N}$  au moins une fois de jour et une fois de nuit dans un intervalle de 16 jours. Les passages du satellite de jour et de nuit à 12 heures d'intervalle sur une même zone se répètent tous les 5 ou 16 jours se-

lon la latitude de la zone. Cependant, les régions situées entre 20° et 32° de latitude (Nord et Sud) sont couvertes de jour et de nuit à 36 heures d'intervalle seulement.

Le satellite HCMM est constitué de deux parties distinctes (Fig. I-1) : 1) un module de base contenant les instruments d'alimentation, de télécommunication, de commande et de contrôle de l'attitude du satellite, et 2) le radiomètre HCMR.

Le radiomètre HCMR (Fig. I-2) est un radiomètre à balayage qui acquiert des données dans le visible-proche infrarouge (0.5 - 1.1  $\mu\text{m}$ ) et l'infrarouge thermique (10.5 - 12.5  $\mu\text{m}$ ). Les caractéristiques du HCMR sont résumées dans le tableau I-1 et la réponse spectrale des deux canaux est indiquée Figs I-3 et I-4.

Le système optique (Fig. I-5) est commun pour les deux canaux : le rayonnement électromagnétique incident est reçu par un miroir elliptique, incliné à 45° sur son axe et dont le champ de vue instantané (IFOV) est de 0.83 milliradian. Le faisceau est ensuite réfléchi et concentré par une optique de 20cm de diamètre vers un miroir dichroïque qui assure la séparation spectrale en deux canaux. Des filtres complètent cette séparation avant que le signal électromagnétique n'atteigne le détecteur correspondant. Le détecteur est une photodiode  $\text{SiO}_2$  pour le canal (0.5 - 1.1  $\mu\text{m}$ ), une cellule Hg - Cd - Te pour le canal 10.5 - 12.5  $\mu\text{m}$ .

Les performances théoriques sont les suivantes : 1) à l'altitude nominale de 620km du satellite, la résolution au sol correspondant à l'IFOV de 0.83 milliradian est approximativement de 500m et le balayage couvre une surface de 700km de large ; 2) la précision de la mesure (instrument + télémétrie + enregistrement) est de  $0.1 \text{ mW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$  en bruit équivalent en luminance (NEDR) pour le canal dans le visible, de 0.4°K en bruit équivalent en température (NEDT) pour le canal dans l'infrarouge thermique.

#### I - 1.2 - Les données : acquisition, traitement.

Les données générées par le HCMR à chaque rotation du miroir elliptique consistent en deux signaux analogiques, un par canal, dont le format indiqué Fig. I-6 comprend (1) la visée de l'espace, (2) une première série de niveaux volts de référence, (3) la visée de la surface de la Terre (approximativement  $\pm 35^\circ$  à partir de la direction du nadir), (4) une deuxième série de niveaux volts de référence, (5) la visée d'un corps noir maintenu à 300°K, (6) la réponse des thermistances au contact du corps noir à 300 ° K.

Ces données, avec celles du module de base, sont multiplexées sur une fréquence porteuse VHF puis transmises à une station de réception. La transmission des données s'effectue en temps réel, c'est à dire que celles-ci sont acquises uniquement quand le satellite est dans le champ de réception (Fig. I-7) des stations de la NASA localisées à Meritt Island, Floride ; Greenbelt, Maryland ; Goldstone, Californie ; Fairbanks, Alaska ; Orroral, Australie ; Madrid, Espagne ; et de la station de l'Agence Spatiale Européenne localisée à Lannion, France.

Les données sont ensuite transportées et centralisées au G.S.F.C. (Goddard Space Flight Center) où le signal est dans un premier temps démultiplexé et digitalisé. Les comptes numériques bruts résultant de cette digitalisation et correspondant à la visée de la surface de la terre sont ensuite calibrés selon une procédure en deux étapes : 1) correction d'éventuels effets de dérive et de non linéarité introduits par les amplificateurs, le système télémétrique et la station de réception ; 2) transformation en comptes numériques directement reliés à une grandeur physiquement significative (e.g., température, luminance, albédo). Cette dernière transformation utilise pour les deux canaux la calibration réalisée avant le lancement du satellite à partir de sources radiatives de référence, et la visée en vol du corps noir à 300° K et de l'espace (supposé être un corps noir à 0°K) pour le canal dans l'infrarouge thermique.

La relation entre le compte numérique calibré et la grandeur physiquement significative a été établie avant le début de l'expérience et reste la même pendant la durée de celle-ci. C'est à dire que pour toutes les données calibrées du HCMR disponibles au cours de l'expérience un même compte numérique représente toujours une même valeur de température, luminance ou albédo. Ce fait facilite beaucoup l'utilisation des données, contrairement à ce qui existe pour certains radiomètres embarqués sur satellite (VHRR/NOAA, AVHRR/TIROS-N, NOAA-6). Pour ceux-ci, en effet, le passage à la grandeur physiquement significative doit être fait par l'utilisateur.

Voici, pour information, comment est établie pour les deux canaux la conversion entre le compte numérique calibré et la grandeur physiquement significative :

(1) pour le canal dans le visible - proche infrarouge, l'albédo A représentant le rapport de la luminance mesurée à la luminance diffuse réfléchie par

une surface lambertienne parfaitement réfléchissante est donné par

$$A = \alpha I_v \quad , \quad (I-1)$$

où  $I_v$  (0 - 255) est le compte numérique calibré et  $\alpha = 1/255$  pour couvrir la gamme d'albédo (0 - 1).

L'expression reliant la luminance mesurée  $\bar{R}$  à l'albédo A s'écrit :

$$\bar{R} = \frac{A}{\pi} \frac{\int_{\Delta\lambda} T_v(\lambda) H(\lambda) d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} T_v(\lambda) d\lambda} \quad , \quad (I-2)$$

où  $T_v(\lambda)$  est la fonction filtre pour le canal considéré,  $H(\lambda)$  est l'éclairement énergétique du soleil en dehors de l'atmosphère à la longueur d'onde  $\lambda$ .

En utilisant le spectre solaire, la fonction filtre Fig. I-3, et la relation (I-1) on obtient la luminance mesurée en fonction du compte numérique calibré par :

$$\bar{R} = 14.04 \cdot 10^{-5} I_v \quad (\text{W cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1} \text{sr}^{-1}). \quad (I-4)$$

(2) Pour le canal dans l'infrarouge thermique, l'émittance énergétique  $\Delta W_\lambda(T)$  fonction de la température T est donnée par :

$$\Delta W_\lambda(T) = W_\lambda(T) \Delta\lambda \quad , \quad (I-5)$$

où  $\Delta\lambda$  est l'intervalle spectral du canal,  $W_\lambda(T)$  la fonction de PLANCK.

Le compte numérique calibré  $I_{ir}$  est défini par :

$$I_{ir} = \Delta W_\lambda(T) - \Delta W_0 \quad (I-6)$$

où  $\Delta W_0$  est une constante. En combinant les équations I-5 et I-6 avec la fonction de PLANCK,  $I_{ir}$  devient :

$$I_{ir} = \frac{K_1}{\exp(K_2/T) - 1} + K_3 \quad (I-7)$$

et en inversant cette équation :

$$T = \frac{K_2}{L_n \left( \frac{k_1}{I_{ir} + K_3} + 1 \right)} \quad (I-8)$$

où  $K_1$ ,  $K_2$ ,  $K_3$  sont des constantes. En prenant  $\lambda = 11.5 \mu\text{m}$ ,  $\Delta\lambda = 2 \mu\text{m}$ , (Fig. I-4), et en utilisant les conditions aux limites  $T(I_{ir} = 0) = 260^\circ\text{K}$ ,  $T(I_{ir} = 255) = 340^\circ\text{K}$ , les valeurs de ces constantes sont  $K_1 = 14421.6$ ,  $K_2 = 1251.6$ ,  $K_3 = -118.214$ .

La luminance moyenne sur l'intervalle spectral du canal est donnée par :

$$\bar{W}(T) = \frac{\int_{\Delta\lambda} T_{ir}(\lambda) W(\lambda, T) d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} T_{ir}(\lambda) d\lambda} \quad (I-9)$$

où  $T_{ir}(\lambda)$  est la réponse spectrale montrée Fig. I-4.

La relation non linéaire entre  $\bar{W}$  et le compte numérique calibré  $I_{ir}$  est approximée à 0.25% près dans le domaine  $260^\circ\text{K} - 340^\circ\text{K}$  ( $I_{ir} = 0$  à 255) par l'expression linéaire suivante :

$$\bar{W} = 4.8 \cdot 10^{-4} + 4.2 \times 10^{-6} I_{ir} \quad (W \text{ cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1} \text{sr}^{-1}). \quad (I-10)$$

Les données calibrées sont ensuite corrigées géométriquement à l'aide des paramètres d'orbite et des informations sur l'attitude du satellite, de façon à obtenir les images de la surface de la Terre dans le même système de projection (Mercator oblique), les rendant ainsi "superposables".

La phase suivante du traitement des données consiste à produire éventuellement des images en différence thermique et inertie thermique en associant un couple de données jour/nuit à 12h ou 36h d'intervalle.

Les différences thermiques ( $\Delta T$ ) sont calculées en effectuant la différence entre les températures radiométriques restituées de jour et de nuit.

L'inertie thermique apparente calculée (ATI) est définie par :

$$ATI = NC(1-A)/\Delta T, \quad (I-11)$$

où :

- N est un facteur d'échelle utilisé pour amener les valeurs dans l'intervalle (0 - 255) ;
- C est à un facteur  $\pi$  près (inclu dans N) le premier coefficient du développement en série de FOURIER de l'éclairement solaire sur la surface terrestre :

$$C = \sin\theta\sin\phi(1 - \tan^2\theta\tan^2\phi)^{1/2} + \cos\theta\cos\phi\arccos(-\tan\theta\tan\phi) ,$$

(I-12)

où  $\theta$  est la latitude sur la Terre, et  $\phi$  la déclinaison solaire ;

- A est l'albédo, obtenu à partir des mesures dans le canal visible-proche infrarouge ;
- $\Delta T$  a été défini précédemment.

Les données traitées sont disponibles sous trois formats :

- 1) des produits photographiques positifs ou négatifs de dimensions 241mm par 241mm à l'échelle 1/4.000.000 ;
- 2) des bandes magnétiques (CCT) de données calibrées et corrigées géométriquement ;
- 3) des bandes magnétiques de données calibrées mais non corrigées géométriquement.

## I - 2 - COMPARAISON AVEC D'AUTRES EXPERIENCES SATELLITAIRES

Des radiomètres à balayage de même type que le HCMR ont été mis en service ces dernières années sur différents satellites pour la mesure de la température de surface : de 1972 à 1978, le VHRR (Very High Resolution Radiometer) sur les satellites de la série NOAA (NOAA-1,2,3,4 et 5) ; en 1978 et 1979, le AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer) sur TIROS-N et NOAA-6. Les performances théoriques de ces radiomètres comparées à celles du HCMR sont indiquées dans le tableau suivant :

	NEDT (300°K)	Résolution au sol	Répétitivité
VHRR/NOAA	0.5° à 1° K	1km	≈ 2 / jour
AVHRR/TIROS-N, NOAA-6	0.1	1	≈ 4 / jour
HCMR/HCMR	0.4	0.5	≈ 1 / jour

Si l'on définit la qualité radiométrique par le produit du NEDT et de la résolution spatiale, les expériences HCMR/HCMR et AVHRR/TIROS-N, NOAA-6

permettent respectivement un gain au moins d'un facteur 2,5 et 5 des performances radiométriques par rapport au VHRR/NOAA.

Afin de mettre en évidence ce gain des performances radiométriques du HCMR par rapport au VHRR, et d'évaluer son impact sur la qualité du champ de température restitué, les données HCMR (11 mai 1978, 2h TU) acquises sur le Golfe de Gascogne ont été comparées aux données VHRR (10 mai 1978, 8h TU) : une structure thermique tourbillonnaire, d'environ 50 km de large, est nettement visible sur les données HCMR (Fig. I-8 a) alors qu'elle n'apparaît que très faiblement sur les données VHRR trop bruitées (Fig. I-8 b). La comparaison des Figs. I-8 a et I-8 b montre de façon évidente le gain appréciable de qualité des données HCMR permettant de détecter et d'étudier de telles structures thermiques qui ont de faibles amplitudes (moins de 1° K).

Cette analyse visuelle a cependant un caractère subjectif, et une analyse spectrale des données a été effectuée afin de mettre en évidence de façon plus quantitative ce gain de qualité des données HCMR observé visuellement.

Les Fig. I-9 et I-10 donnent la comparaison des spectres de densité de variance en température,  $E(k)$ , calculés sur une même zone ( $64 \times 64 \text{ km}^2$ ) correspondant à la structure tourbillonnaire précédente, dans deux directions : le long de la sous trace du satellite et perpendiculairement, et en utilisant respectivement les données HCMR et VHRR. Pour un échantillon de longueur  $L$ , formé de  $N$  points distants de  $\tau$  ( $L = (N - 1)\tau$ ),  $E(k)$  est défini pour les nombres d'onde  $k_j$  à partir des coefficients  $A_j$  du développement en série de FOURIER de la température de l'échantillon de la façon suivante :

$$E(k_j) = \frac{|A_j|^2}{\Delta k}, \quad (\text{I-13})$$

où

$$k_j = \frac{j}{L}, \quad j = 1, 2, \dots, \frac{N}{2} \quad (\text{I-14})$$

est le nombre d'onde associé au coefficient  $A_j$  ; et  $\Delta k = \frac{1}{L}$  est le pas d'échantillonnage dans le domaine des nombres d'onde. Les coefficients  $A_j$  s'expriment en fonction des nombres d'onde  $k_j$  par la relation :

$$A_j = \frac{1}{N} \sum_{l=1}^{N-1} T(l\tau) \exp(-2i\pi k_j l\tau), \quad (\text{I-15})$$

où  $T(l\tau)$ ,  $l = 0, 1, \dots, N - 1$  est la température en chaque point de l'échantillon.

La variance en température de l'échantillon,  $\sigma^2$ , peut être écrite en fonction des amplitudes  $E(k_j)$  de la façon suivante :

$$\sigma^2 = 2 \sum_{j=1}^{N/2} E(k_j) \Delta k . \quad (I-16)$$

Le produit  $E(k_j) \Delta k$  représente donc à un facteur 2 près la contribution à la variance  $\sigma^2$  des nombres d'onde  $k$  tels que :  $k_j - \Delta k/2 < k < k_j + \Delta k/2$ .

Aux nombres d'onde les plus élevés, c'est à dire aux échelles les plus petites dans le domaine des distances, la contribution  $E(k_j) \Delta k$  tend vers celle du bruit des données,  $E_b(k_j) \Delta k$ , et si l'on suppose que celui-ci est gaussien,  $E_b(k_j) = E_b$  (constante) quel que soit  $k_j$ , et on obtient pour la variance  $\sigma_b^2$  du bruit des données :

$$\sigma_b^2 \approx \frac{E_b}{\tau} \approx \frac{E(k_j)}{\tau} , \quad j \rightarrow \frac{N}{2} . \quad (I-17)$$

Sur les Figs. I-9 et I-10, la limite vers laquelle tend l'amplitude des spectres  $E(k)$  aux nombres d'onde élevés donne donc, au facteur d'échantillonnage  $\tau$  près, la variance en température du bruit des données sur la zone étudiée.

Pour un bruit non gaussien, et c'est le cas pour les données VHRR dans la direction de balayage (Fig. I-9), une bonne estimation de la variance  $\sigma_b^2$  peut être obtenue par :

$$\sigma_b^2 \approx \frac{\overline{E(k_j)}}{\tau} \quad (I-18)$$

où  $\overline{E(k_j)}$  désigne l'amplitude moyenne du spectre  $E(k)$  pour les nombres d'onde  $k_j$  tels que  $E(k_j)$  soit situé au-dessous du bruit, ce qui correspond généralement aux valeurs de  $k_j$  supérieures à une limite  $k_{j0}$  en deça de laquelle l'information physique commence à apparaître.

On constate ainsi sur les Figs. I-9 et I-10, que pour les données HCMR la variance du bruit est de  $0.05$  ( $^{\circ}K^2$ ), alors qu'elle est de  $0.6$  ( $^{\circ}K^2$ ) pour les données VHRR, soit environ 10 fois plus élevée. On observe aussi sur les

Figs. I-9 et I-10 que l'on sort du bruit aux nombres d'onde  $k$  tels que  $k < \frac{1}{40}$  ( $\text{km}^{-1}$ ) dans le cas des spectres VHRR, et  $k < \frac{1}{5}$  ( $\text{km}^{-1}$ ) dans le cas des spectres HCMR. Ceci signifie que l'analyse du champ de température de surface d'une zone telle que celle étudiée, où la variance est faible, est limitée, à cause du niveau de bruit, aux échelles supérieures à 40 km dans le cas VHRR, et à 5 km dans le cas HCMR.

Par ailleurs, le bruit non gaussien des données VHRR dans la direction de balayage, l'est pratiquement lorsqu'on analyse les données dans la direction perpendiculaire. Ceci s'explique par le fait que le bruit est décorrélié d'une ligne de balayage à l'autre.

On note aussi, la présence d'un pic important sur le spectre HCMR (Fig. I-9) au nombre d'onde  $\frac{1}{3}$  ( $\text{km}^{-1}$ ), que nous avons retrouvé avec une amplitude plus ou moins élevée sur toutes les données corrigées géométriquement analysées. Ce pic traduit donc l'existence d'un parasite périodique (période 3 km) dans la direction de balayage.

De la même façon que précédemment, une comparaison des performances radiométriques du HCMR et du AVHRR a été effectuée sur les données acquises le 17 juillet 1979 sur la même zone dans le Golfe de Gascogne ( $45^{\circ}30'N - 4^{\circ}30'E$ ), à quelques heures d'intervalle (12h45 TU pour le HCMR, 13h15 TU pour le AVHRR). Ces données ont été reçues par la station de Lannion, France, et n'ont pas été corrigées géométriquement. Les Figs. I-11a et I-11b en donnent une visualisation contrastée.

On observe sur ces figures, la présence ce jour-là d'un grand tourbillon d'environ 300 km de large dans le fond du Golfe de Gascogne. Sur la Fig. I-11 b correspondant aux données du AVHRR, plus de détails sont apparents mettant en évidence la meilleure qualité du champ de température restitué par le AVHRR.

Ceci est confirmé par l'analyse spectrale. Les spectres de densité de variance en température d'une même zone de  $64 \times 64 \text{ km}^2$  correspondant à la partie Ouest du tourbillon, calculés dans deux directions, le long de la sous-trace et perpendiculairement, sont donnés Figs. I-12 et I-13. Dans cette région océanique, le champ de température de surface peut être caractérisé par un spectre  $E(k) \sim k^2$ . Cette détermination est limitée aux nombres d'onde élevés par le niveau de bruit des radiomètres. Le niveau de bruit observé est respectivement de  $0.05$  ( $^{\circ}\text{K}^2$ ) et de  $0.01$  ( $^{\circ}\text{K}^2$ ) pour le HCMR et le AVHRR, dans la direction de balayage, et un peu plus dans la direction perpendiculaire à cause de l'effet de lignage. Les

données du AVHRR sont donc nettement moins bruitées que celles du HCMR. On constate aussi, sur les Figs. I-12 et I-13, que pour les deux expériences on sort du bruit aux échelles supérieures à 5 km. Ceci signifie, outre que les deux expériences sont comparables pour l'observation des régions océaniques, que le compromis niveau de bruit - résolution spatiale n'est pas optimum, surtout pour le HCMR (il est évident qu'il est inutile d'avoir une résolution spatiale de 0,5 km si le niveau de bruit de  $0,05 (^{\circ}\text{K}^2)$  ne permet d'analyser le champ de température qu'aux échelles supérieures à 5 km). Un meilleur compromis serait d'avoir un niveau de bruit de  $0,01 (^{\circ}\text{K}^2)$  et une résolution spatiale de 2 km pour l'étude de la température de surface de telles régions océaniques où la variance est faible.

De cette étude, il ressort donc que la qualité du champ de température restitué par les radiomètres HCMR et AVHRR est nettement supérieure à celle du VHRR. En comparant des images du Golfe de Gascogne, prises les 10 et 11 mai 1978 par le VHRR et le HCMR, le 17 juillet 1979 par le HCMR et le AVHRR, et visualisant des structures tourbillonnaires persistantes, ce gain de qualité a été mis en évidence de façon claire. L'analyse spectrale a montré que le niveau de bruit des données limite l'étude du champ de température de surface aux échelles supérieures à 40 km dans le cas du VHRR, et aux échelles supérieures à 5 km dans le cas du HCMR et du AVHRR. Il apparaît aussi que, dans les régions océaniques, un optimum des performances radiométriques serait un NEDT de  $0,1^{\circ}\text{K}$  et une résolution spatiale de 2 km pour l'analyse du champ de température de surface. Pour l'étude des régions côtières, la résolution spatiale de 0,5 km du HCMR présente un intérêt certain ; mais la répétitivité beaucoup plus importante des données du AVHRR par rapport à celle du HCMR alliée à leur qualité semble indiquer que l'expérience AVHRR/TIROS-N est la plus intéressante pour l'étude de la température de surface de la mer.

### I-3 - CONCLUSION

Les caractéristiques de l'expérience HCMM et l'étude comparative des performances radiométriques du HCMR conduisent aux conclusions suivantes :

. La qualité des performances radiométriques du HCMR, résolution spatiale et NEDT, comparée à celle du VHRR, montre une importante amélioration pour l'étude de la température de surface de la mer et de ses applications en océanographie,

. L'analyse des spectres de densité de variance montre que l'interprétation des données est généralement limitée par les performances radiométriques (niveau de bruit) aux échelles inférieures à 5 km dans les régions océaniques; on peut aussi conclure à partir de cette analyse qu'un niveau de bruit radiométrique de 0.1 °K et une résolution spatiale de 2 km donneraient un meilleur optimum des performances radiométriques pour l'étude de la température de surface dans les régions océaniques,

. Les données HCMM apparaissent être potentiellement très utiles pour une analyse détaillée du champ de température de surface de la mer, particulièrement dans les régions côtières grâce à la résolution spatiale de 0.5 km,

. Les expériences HCMR/HCMM et AVHRR/TIROS-N, NOAA-6 ont des performances radiométriques similaires : la répétitivité et l'existence d'un canal à 3.7 µm pour la correction des effets atmosphériques sont en faveur de AVHRR/TIROS-N, NOAA-6 alors que l'expérience HCMR/HCMM a l'avantage unique de délivrer des produits photographiques et des données digitalisées corrigés radiométriquement et géométriquement qui peuvent être directement utilisés.

Tableau I-1 : Caractéristiques du radiomètre HCMR.

Parameter	Value/description
<i>Design parameters</i>	
Wavelength band at half-power points	0.55-1.1 $\mu\text{m}$ , 10.5-12.5 $\mu\text{m}$
Instantaneous FOV	0.83 mrad
Ground resolution	500 m
Collecting aperture diameter	20 cm (8.0 in.)
Detector type	(1) Silicon-(2) HgCdTe
Detector operating temperature	115 K (ambient)
Scan rate	14.0 rps
Information bandwidth	53.0 kHz
Dynamic range	
Channel 2	260-340 K
Channel 1	0-100% albedo
<i>Performance characteristics</i>	
Noise equivalent temperature difference (NETD) (channel 2)	0.4 K at 280 K
SNR (channel 1)	10 at 1.0% albedo
<i>Physical characteristics</i>	
Weight	24.8 kg
Size	56 $\times$ 30 $\times$ 43 cm
Power (high-low)	24.0-21.0 W



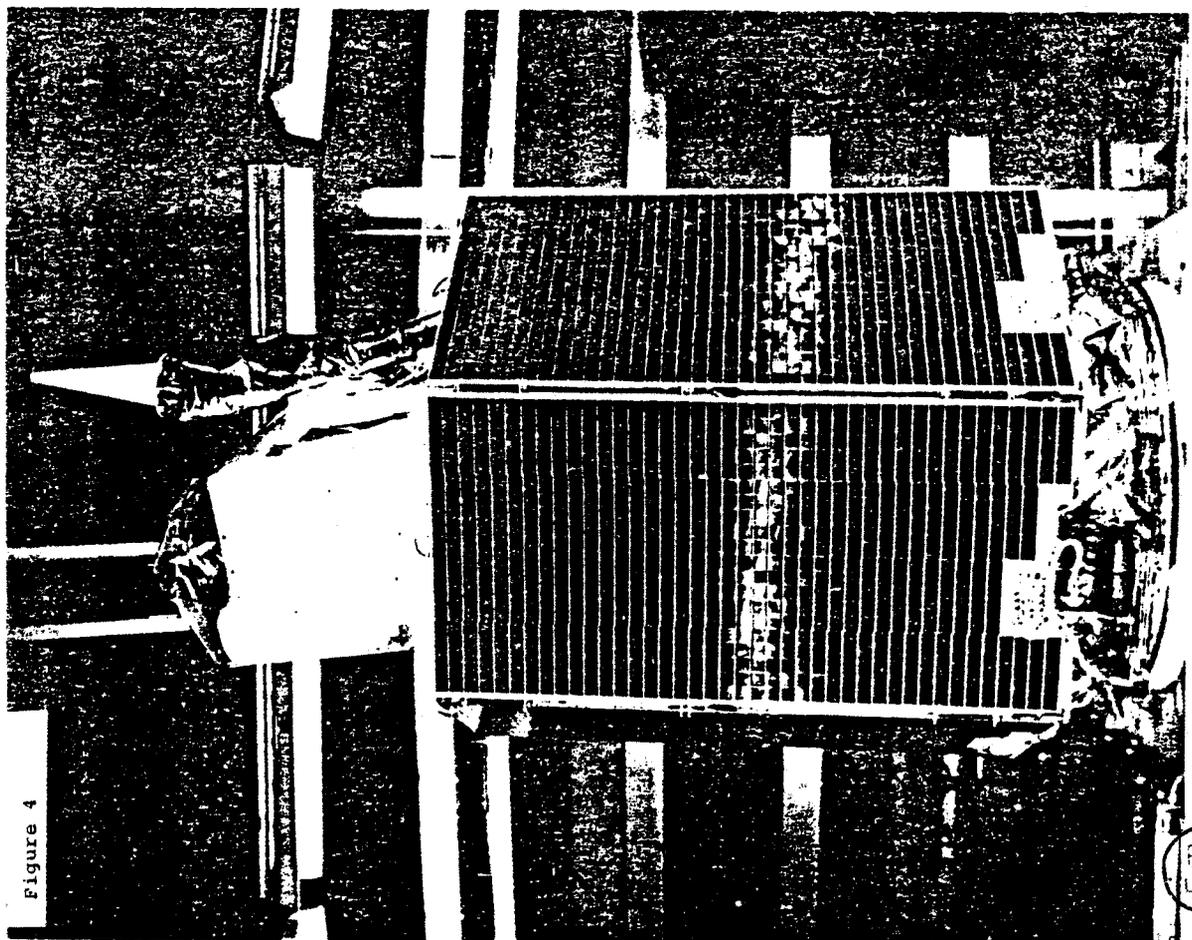


Figure 4

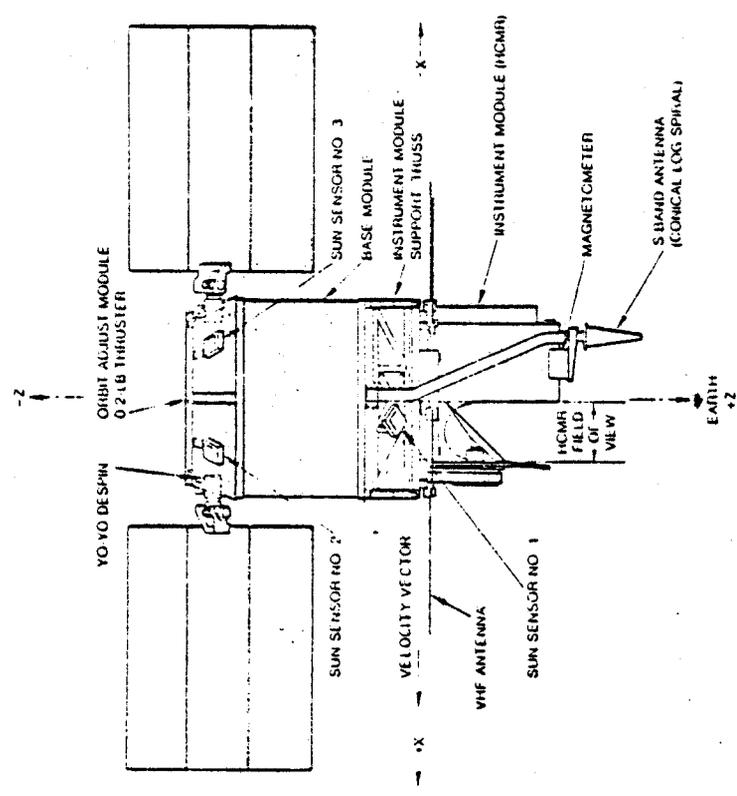


Figure I-1 : Le satellite HCMM.

4.10



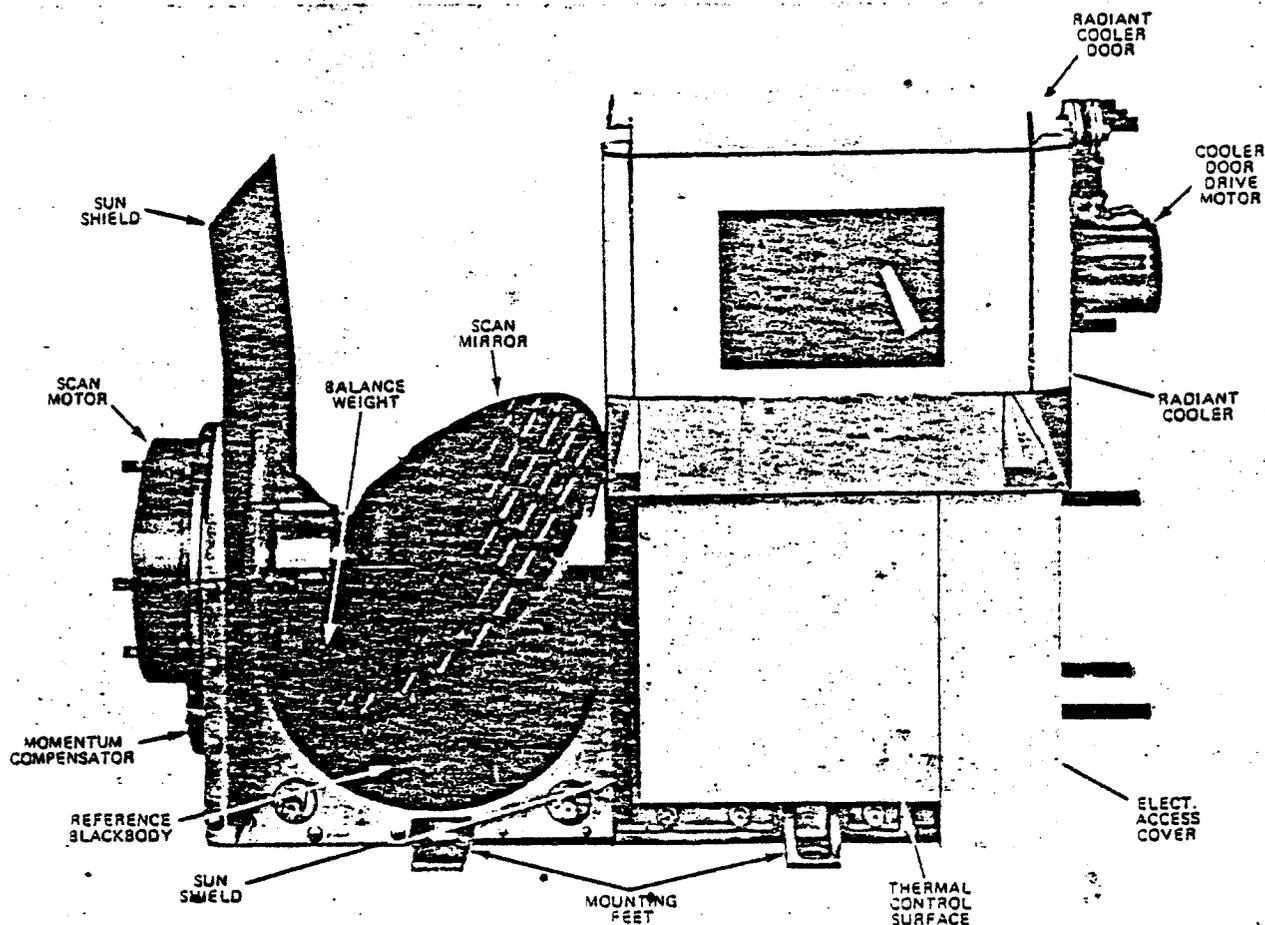


Figure I-2 : Le radiomètre HCMR.

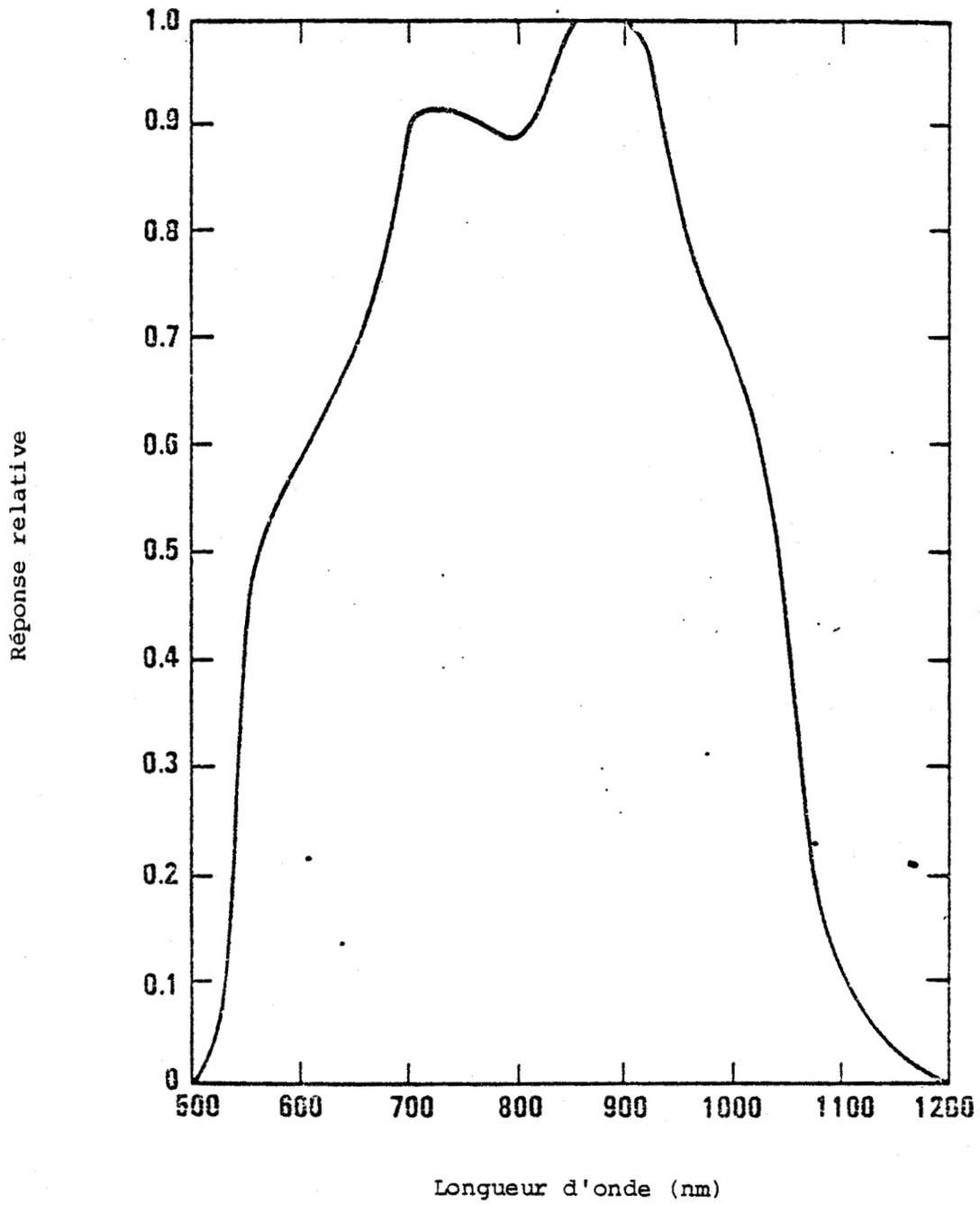


Figure I-3 : Réponse spectrale du radiomètre HCMR, canal dans le visible.



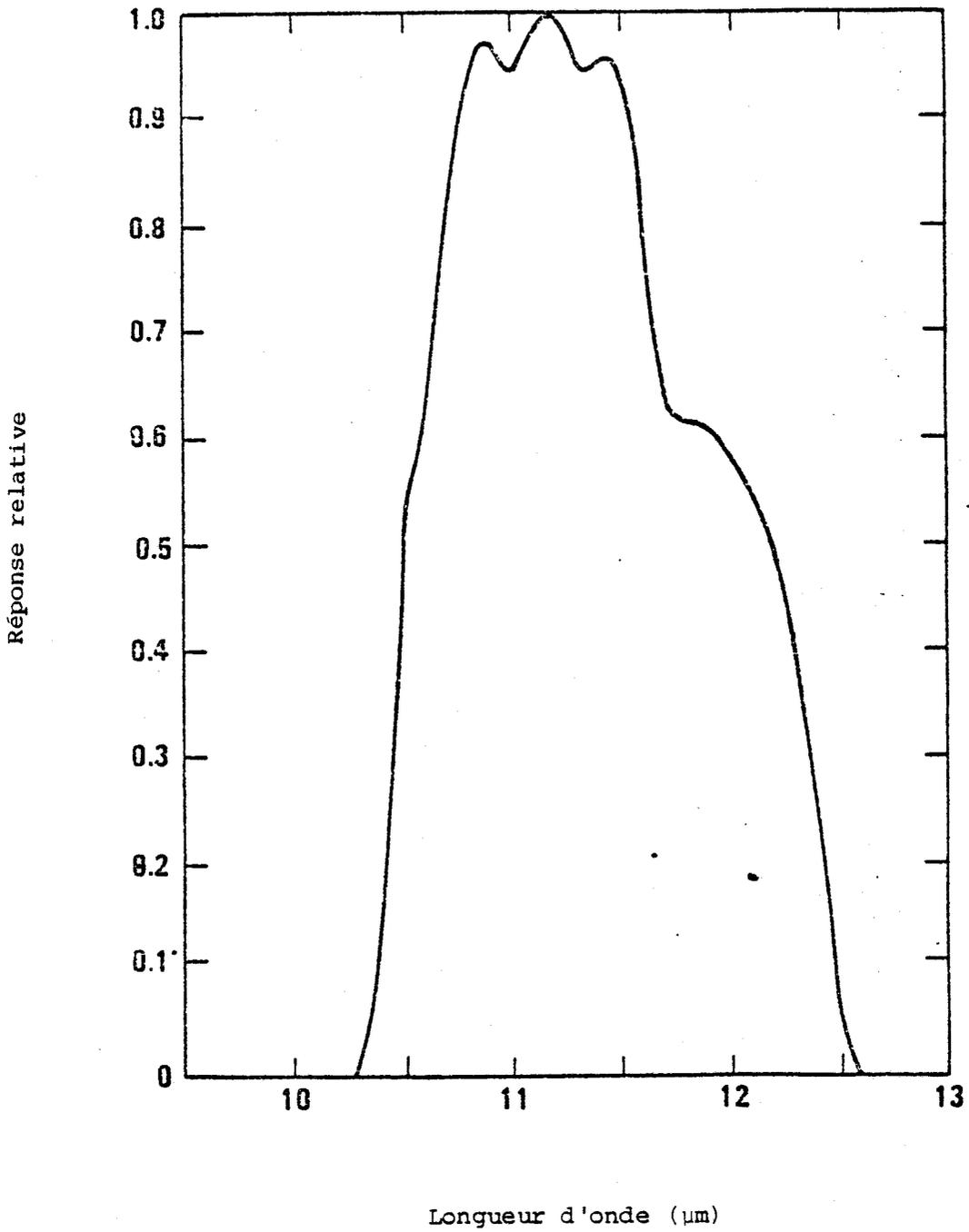


Figure I-4 : Réponse spectrale du radiomètre HCMR, canal dans l'infrarouge thermique.



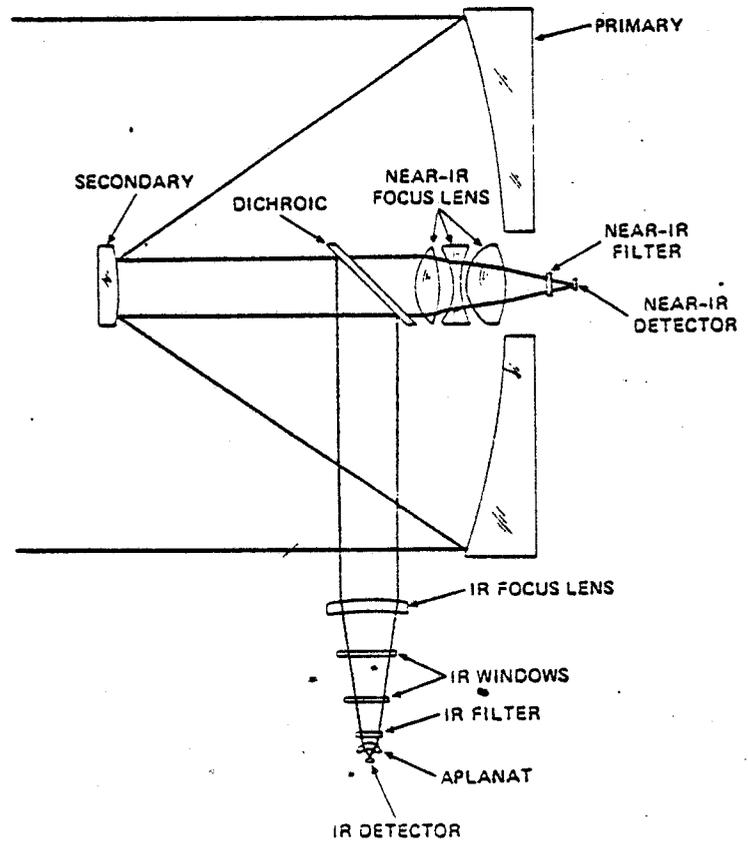


Figure I-5 : Système optique du radiomètre HCMR.



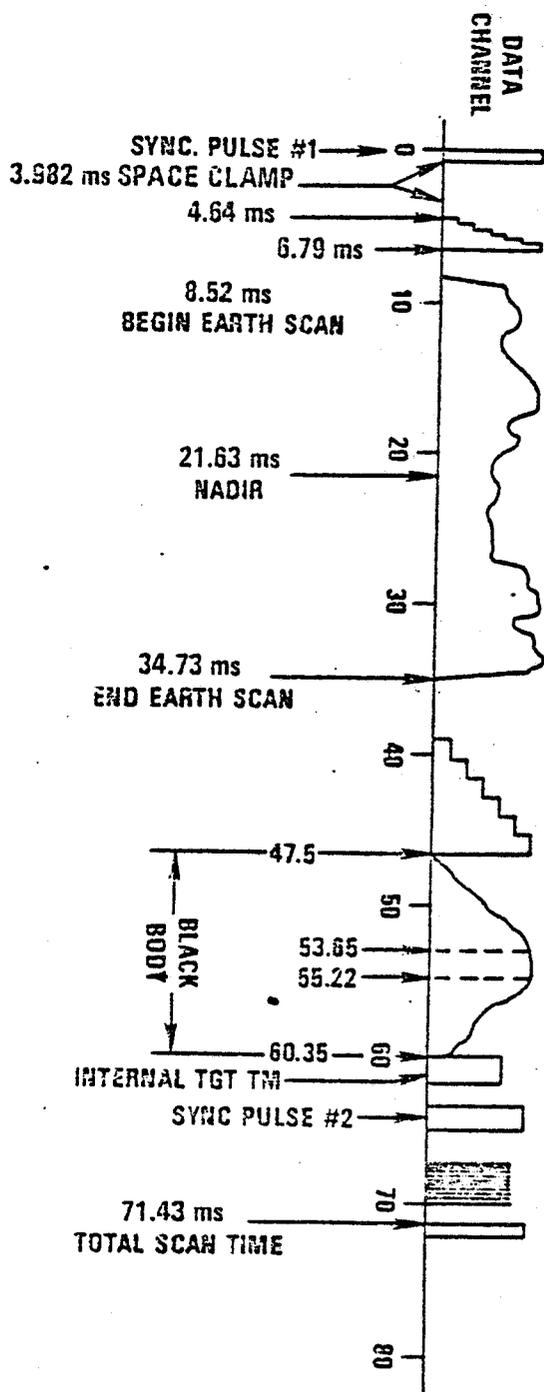


Figure I-6 : Format des données analogiques du radiomètre HCMR.



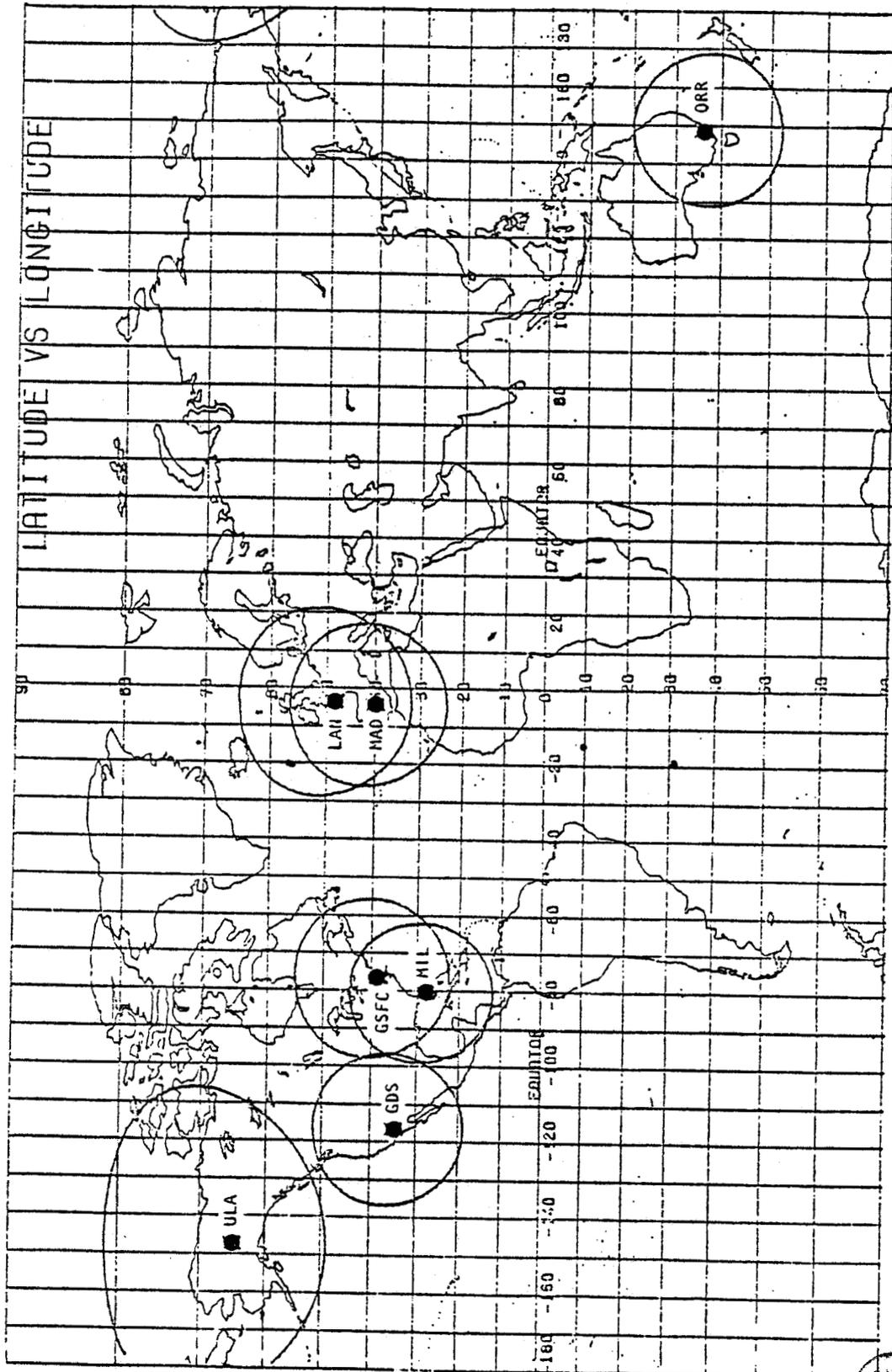
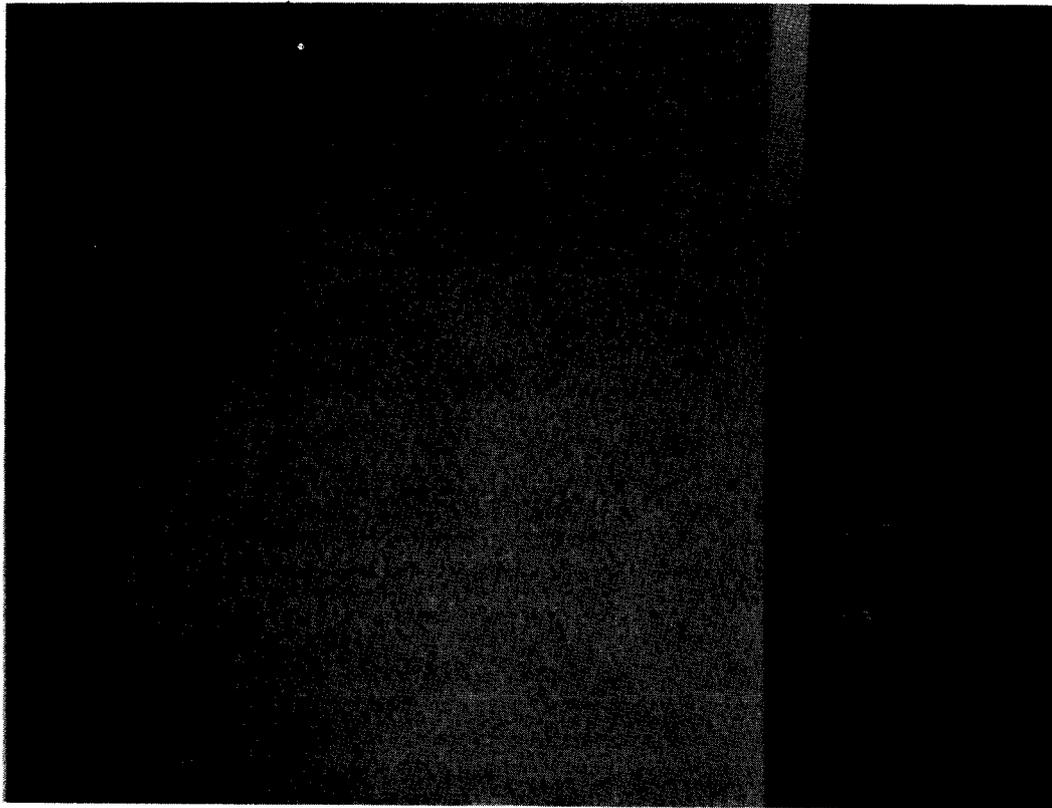
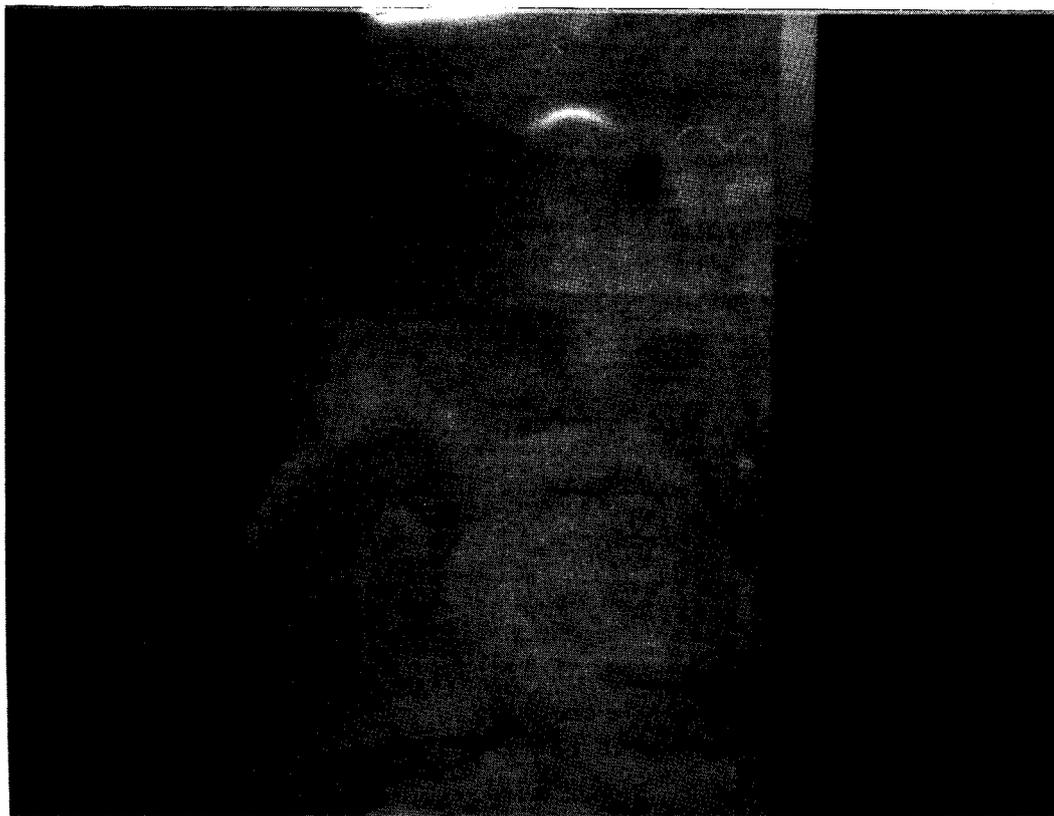


Figure I-7 : Stations de réception des données HCMM.

- ULA : Alaska (Fairbanks)
- GDS : Goldstone (Californie)
- GSFC : Goddard Space Flight Center
- MIL : Merritt Island (Floride)
- LAN : Lannion, France
- MAD : Madrid, Espagne
- ORR : Orroval, Australie



(a)



(b)

BUS  
LILLE

Figure I-8 : Visualisation des données acquises dans l'infrarouge thermique (a) le 10 mai 1978 à 8h TU par le VHRR, (b) le 11 mai 1978 à 2h TU par le HCMR, sur la même zone dans le Golfe de Gascogne (45°N - 4°40'W). Les teintes les plus sombres correspondent aux températures les plus faibles; l'écart entre deux comptes numériques est de 0.7 °C dans le cas (a) (données VHRR), de 0.3 °C dans le cas (b) (données HCMR). On note au centre des images la présence d'un tourbillon d'environ 50 km de diamètre.

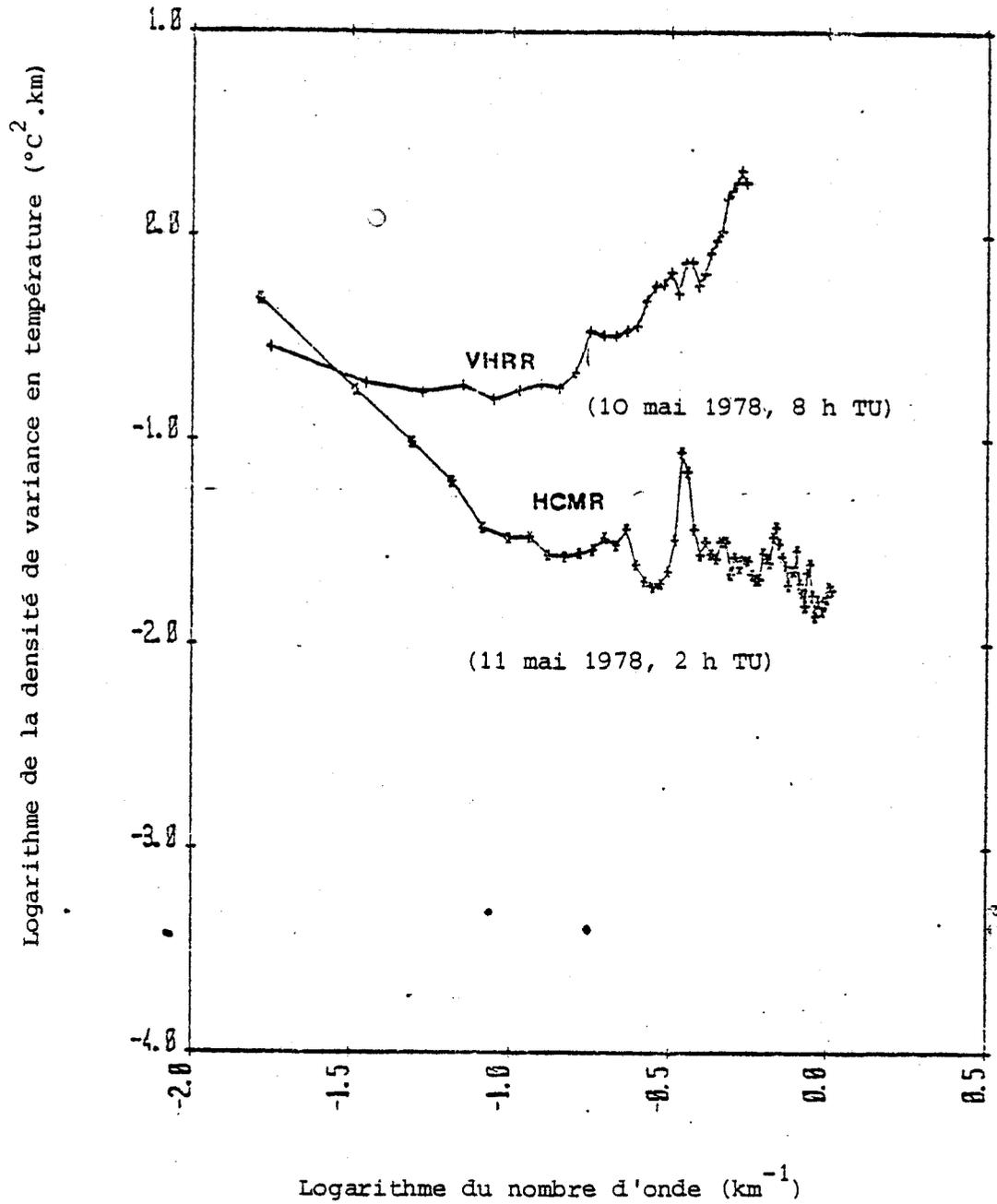


Figure I-9 : Spectres de la densité de variance du champ de température de surface d'une zone (64 x 64 km<sup>2</sup>) dans le Golfe de Gascogne (45°N - 4°40'W), calculés respectivement à partir des données acquises par le VHRR (10 mai 1978, 8h TU) et le HCMR (11 mai 1978, 2h TU). La direction d'analyse est perpendiculaire à la sous-trace du satellite.



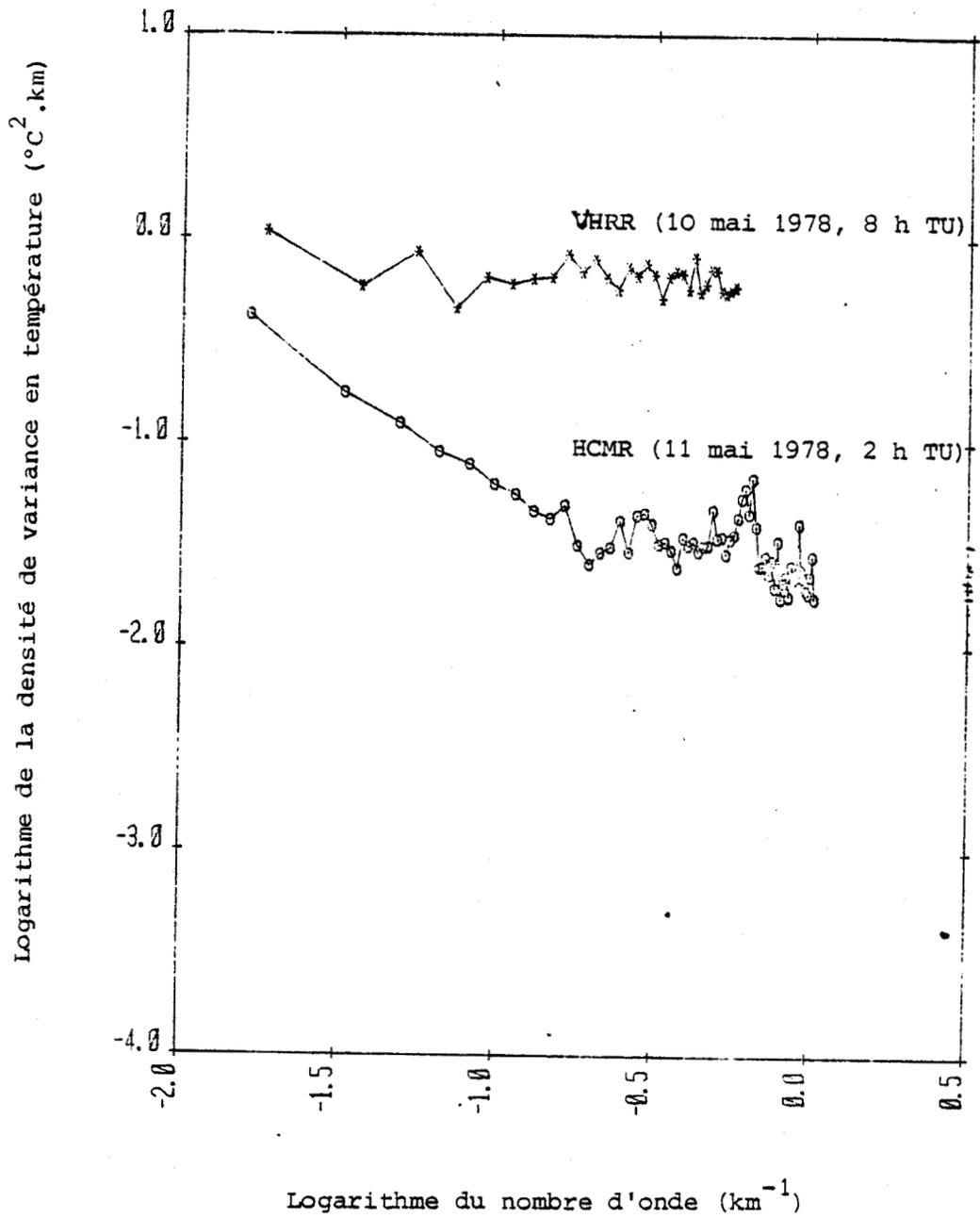


Figure I-10 : Idem que la figure I-9, excepté la direction d'analyse qui est celle de la sous-trace du satellite.





(a)



(b)

BUS  
LILLE

Figure I-11 : Visualisation des données acquises dans l'infrarouge thermique le 17 juillet 1979 (a) à 12h45 TU par le HCMR, (b) à 15h15 TU par le AVHRR, sur la même zone dans le Golfe de Gascogne (45° 30'N - 4°30'W). Les teintes les plus sombres correspondent aux températures les plus faibles; l'écart entre deux comptes numériques est de 0.2 °C dans le cas (a) (données HCMR), de 0.1 °C dans le cas (b) (données AVHRR). On note la présence d'une grande structure structure tourbillonnaire d'environ 300 km de large.

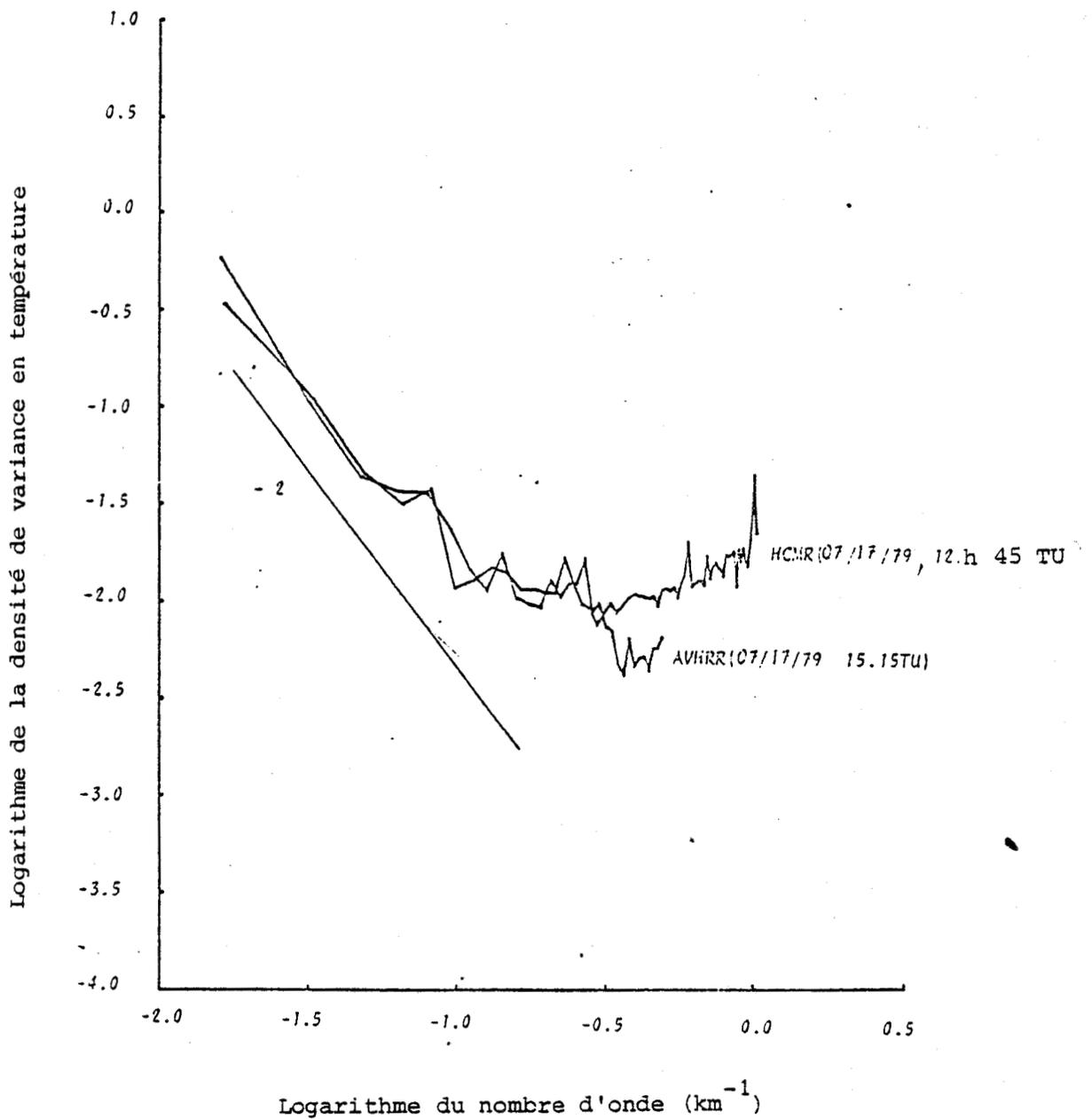


Figure I-12 : Spectres de la densité de variance du champ de température de surface d'une zone (64 x 64 km<sup>2</sup>) dans le Golfe de Gascogne ( 45°30'N - 4°30'E ), calculés respectivement à partir des données acquises le 17 juillet 1979, par le HCMR à 12h45 TU, et le AVHRR à 15h15 TU. La direction d'analyse est perpendiculaire à la sous-trace du satellite.



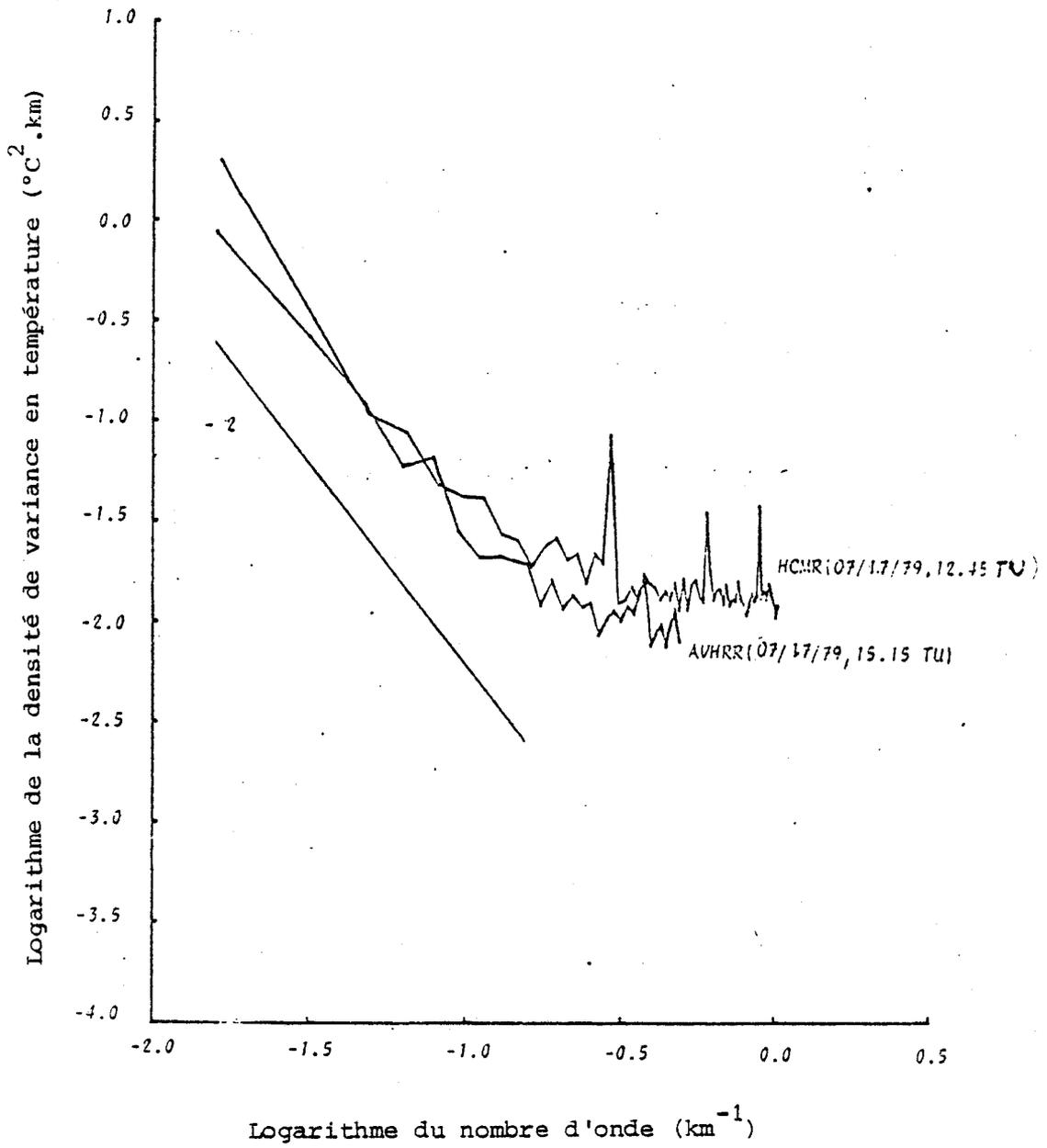


Figure I-13 : Idem que la figure I-12, excepté la direction d'analyse qui est celle de la sous-trace du satellite.



REFERENCES

- BOHSE J.R., BEWTRA M., BARNES W.L., 1979 : Heat capacity mapping radiometer (HCMR) data processing algorithm, calibration, and flight performance evaluation. NASA tech. Memo. 80258, 162 pp.
- BARNES W.L., PRICE J.C., 1980 : Calibration of a satellite infrared radiometer. Applied Optics, vol. 19, n° 13, 2153-2161.
- Heat capacity mapping mission data users' guide. NASA public., déc. 1978.

C H A P I T R E II

ILLUSTRATION ET DESCRIPTION DE PHENOMENES OCEANIQUES AU MOYEN DE HCMM.

## II-1 - INTRODUCTION

Avec le caractère opérationnel de l'expérience VHRR des satellites NOAA, la température de surface des régions océaniques françaises a pu être observée à partir de l'espace de façon systématique à partir des années 70, grâce en particulier à la réception directe des données au Centre de Météorologie Spatiale de Lannion, France, cette observation n'étant limitée que par les performances radiométriques du VHRR et par la présence de nuages dans le champ de vue de l'instrument. Dans les régions de la Manche et de la Mer du Nord, soumise à un régime continu de perturbations atmosphériques, la couverture nuageuse a un effet limitatif considérable à l'observation à partir de l'espace, alors qu'en Méditerranée la situation météorologique est beaucoup plus favorable. L'utilisation du canal dans le visible pour la discrimination des zones nuageuses et les échelles de temps des phénomènes atmosphériques généralement beaucoup plus courtes que celles des phénomènes océaniques ont cependant permis une observation efficace, bien que la présence de nuages ait rendu souvent difficiles les études dynamiques et temporelles.

Parmi les phénomènes observés on peut citer : le front de marée en été à l'ouverture de la Manche (PINAGREE et GRIFFITHS, 1978 ; SIMPSON et al, 1978), l'existence d'eau relativement froide en été à la limite du plateau continental breton (PINGREE, 1979), les upwellings côtiers dans le golfe du Lion (MILLOT, 1979), le courant liguro-provençal (WALD, 1980).

La mise en service en avril 1978 du HCMR avec des performances améliorées a permis d'espérer une observation plus fine de ces phénomènes. Les produits photographiques fournis par la NASA, corrigés radiométriquement et géométriquement, et contrastés dans la gamme des températures de la mer se sont avérées particulièrement bien adaptées pouvant être utilisés directement pour l'interprétation. De mai 1978 à mai 1979 environ 1000 scènes HCMM sous forme de tels produits photographiques ont été reçues pour l'observation des régions océaniques françaises et ont été analysées.

Dans le but de montrer l'apport des performances améliorées du HCMR pour l'observation des phénomènes océaniques au large des côtes françaises et de souligner l'intérêt pour l'utilisateur d'avoir des documents directement interprétables, ne nécessitant pas un traitement informatique souvent lourd, des exemples de résultats obtenus par photointerprétation dans le Sud de la Mer du Nord, le Golfe de Gascogne et la Mer Celtique, la Méditerranée Nord-Occidentale sont présentés ci-après.

## II - 2 - LE SUD DE LA MER DU NORD ET L'EFFLUENT THERMIQUE DU RHIN

Le Sud de la Mer du Nord ou "Southern Bight" (Fig. II-1) est une région qui s'étend au Sud du parallèle 54°N jusqu'au Détroit du Pas de Calais, entre les côtes anglaise et européenne (Hollande, Belgique, Nord de la France).

Du point de vue hydrologique, cette région de faible profondeur (la profondeur moyenne est de 25 m) est caractérisée par la présence d'eaux en provenance de la Manche s'écoulant à travers le Détroit du Pas de Calais vers la Mer du Nord. La circulation résiduelle moyenne (NIHOUL et RONDAY, 1975) est dirigée du Sud-Ouest vers le Nord-Est (Fig. II-2) et le courant a tendance à partir en ligne droite du Détroit du Pas de Calais en suivant la ligne des bas-fonds (profondeur supérieure à 30 m) au centre de la Southern Bight. Il décolle donc largement des estuaires du système Rhin-Meuse-Escaut permettant aux effluents de diffuser vers le large, soit Ouest. A la hauteur de l'archipel des îles Frisones, il vient à nouveau s'appuyer plus ou moins fortement sur la côte hollandaise. Du côté de l'Angleterre, le courant résiduel empêche les effluents de la Tamise de diffuser vers l'Est au delà de 1°30' E.

Des courants de marée importante existent dans cette région. Ils renforcent ou contrarient le courant résiduel selon le flot ou le jusant. Par brassage mécanique, ils empêchent généralement la stratification dans cette région de faible profondeur, surtout dans les endroits où le courant a une valeur plus élevée.

Les vents ont aussi une action sur la circulation résiduelle, en induisant des courants de dérive.

Dans ce qui suit, on s'intéresse au mouvement et à la diffusion des effluents du système Rhin-Meuse-Escaut dans le Sud de la Mer du Nord en relation avec les caractéristiques hydrologiques de la région, que nous venons de décrire.

Des observations systématiques de l'effluent thermique du système Rhin-Meuse-Escaut ont été obtenues par l'expérience HCMM et sont présentées sur les planches I, II, III et IV.

L'interaction de cet effluent (plus chaud en été, plus froid en hiver) avec la circulation résiduelle est complexe, mais l'examen des photos montre qu'on peut le diviser en deux parties :

- La partie Sud de l'effluent (Escaut + Meuse) a tendance à s'écouler vers le Sud Ouest avant d'être entraînée par le courant résiduel, formant un panache diffusant en coin le long de la côte belge. Ceci est particulièrement visible sur la planche IV en période hivernale.

Une image LANDSAT (Planche V) confirme ce fait : le transport de sédiments est également entraîné vers le Sud de façon similaire.

Dans cette partie Sud, l'eau dessalée rejetée par le système à une densité plus faible, mais l'action énergétique des courants de marée détruit rapidement et inhibe la stratification en milieu marin.

- La partie Nord de l'effluent (Rhin principalement) est généralement entraînée directement vers le Nord-Est et collée à la côte hollandaise par le courant résiduel (Planches I, II et III en période estivale). Elle forme une frontière bien marquée vers le large, séparant l'eau "atlantique" non stratifiée au centre d'une eau côtière stratifiée. Dans cette partie Nord, la stratification est rendue possible par l'action conjointe de l'apport en eau dessalée moins dense et les valeurs plus élevées du paramètre de SIMPSON-HUNTER (NIHOUL, 1980) qui gouverne la stabilité de cette stratification. A noter qu'en comparaison du modèle de NIHOUL, le modèle développé par PINGREE (1978) n'indique pas cette tendance plus élevée à une stratification sur la côte hollandaise, de La Haye à l'île de Texel (Fig.II-3).

L'examen de la situation météorologique (direction moyenne du vent) sur la période mai-juin 78 (Fig.II-4) permet de déceler l'influence du vent sur la circulation résiduelle. En situation de vents dominants de secteur Ouest (du 4 au 10 juin), le panache thermique Nord est fortement collé à la côte et s'écoule jusque l'archipel des îles Frisonnes (voir les observations des 4 et 9 juin). Au contraire, les vents de secteur Nord-Est (16 au 19 mai; 25 au 31 mai; 14 au 20 juin) entraînent une dispersion plus grande du panache vers le large sur une bande côtière assez large (typiquement 40km) (observations des 18 mai; 30-31 mai; 19-20 juin). Les 19 et 20 juin, après des vents relativement forts de secteur Nord-Est on notera que l'eau froide déstratifiée présente au large des îles Frisonnes pénètre vers le Sud le long de la côte hollandaise : l'apport d'eau douce diffusée très au large est alors insuffisant pour maintenir la stratification, en accord avec la diminution du paramètre de SIMPSON-HUNTER près de la Côte.

La plus ou moins grande diffusion de l'effluent thermique Nord est interprétée comme liée à un affaiblissement ou renforcement du courant résiduel par l'action des vents. Des vents de secteur Ouest tendent

à créer un courant de dérive qui s'ajoute au courant résiduel et l'intensifie, particulièrement le long de la côte hollandaise (PINGREE et GRIFFITHS, 1980), resserrant l'effluent thermique près de la côte et l'entraînant assez loin au Nord. A contrario, les vents de secteur Nord-Est contrarient l'action du courant résiduel, diminuant sa vitesse et le dévient vers la côte anglaise : ceci permet une plus grande diffusion vers le large de l'effluent thermique, mais un entraînement limité vers le Nord.

L'observation de l'effluent thermique du système Rhin-Meuse-Escaut à partir des produits photographiques HCMM permet donc de soutenir les conclusions suivantes qui supportent les résultats de simulation théorique de la circulation dans la partie Sud de la Mer du Nord :

- la circulation générale moyenne est dirigée du Sud-Ouest vers le Nord-Est à partir du Détroit du Pas de Calais (NIHOUL et RONDAY, 1975) ;
- les vents de secteur Ouest renforcent le courant résiduel vers la côte hollandaise, les vents de secteur Nord-Est contrarient le courant résiduel et le dévient vers la côte anglaise (PINGREE et GRIFFITHS, 1980) ;
- la stratification est absente au Sud des estuaires du système Rhin-Meuse-Escaut, mais présente au Nord le long de la côte hollandaise (NIHOUL, 1980 ; a contrario PINGREE, 1978) et est renforcée par l'apport en eau dessalée de ces fleuves.

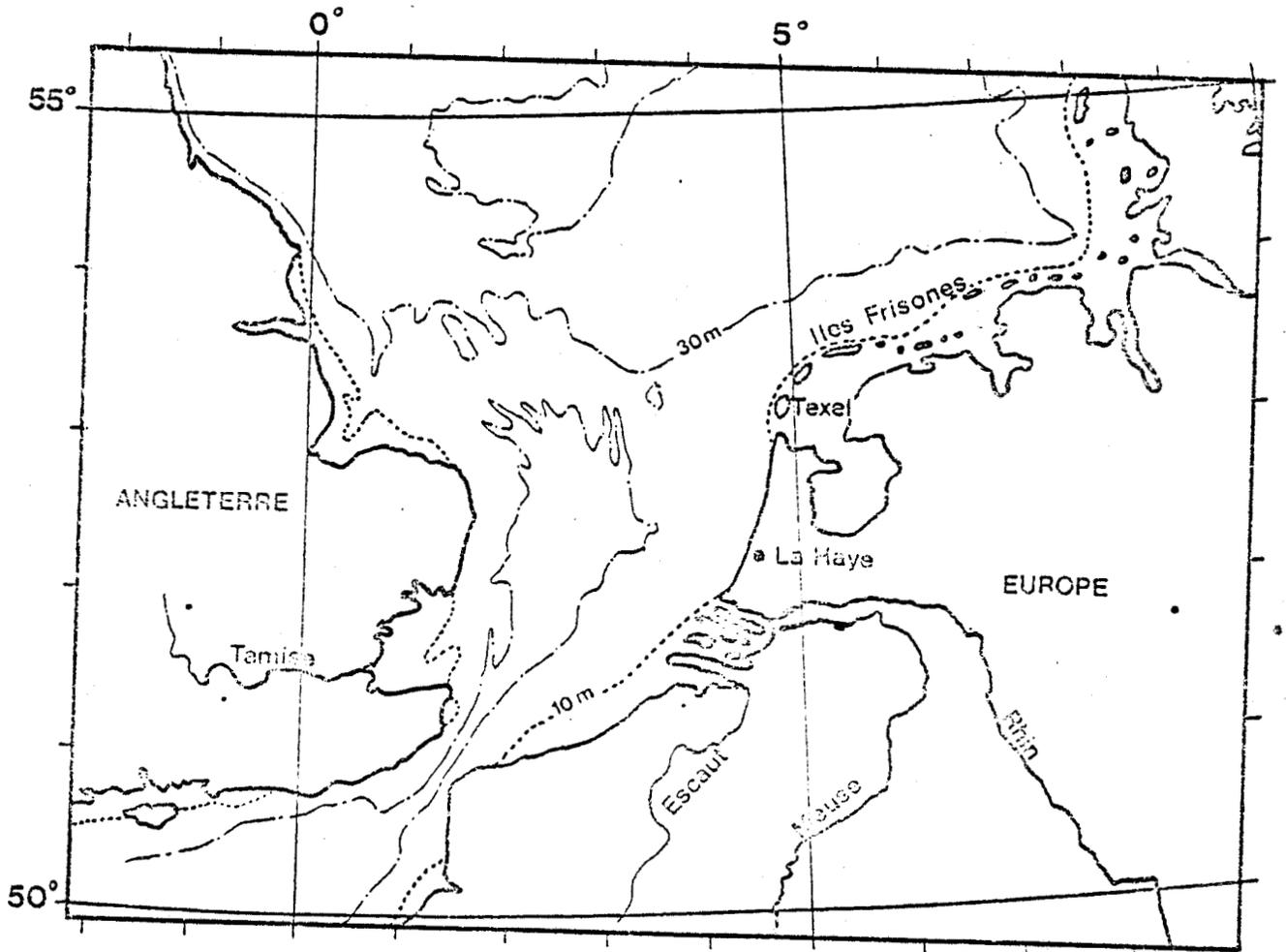


Figure II-1 : Le Sud de la Mer du Nord.



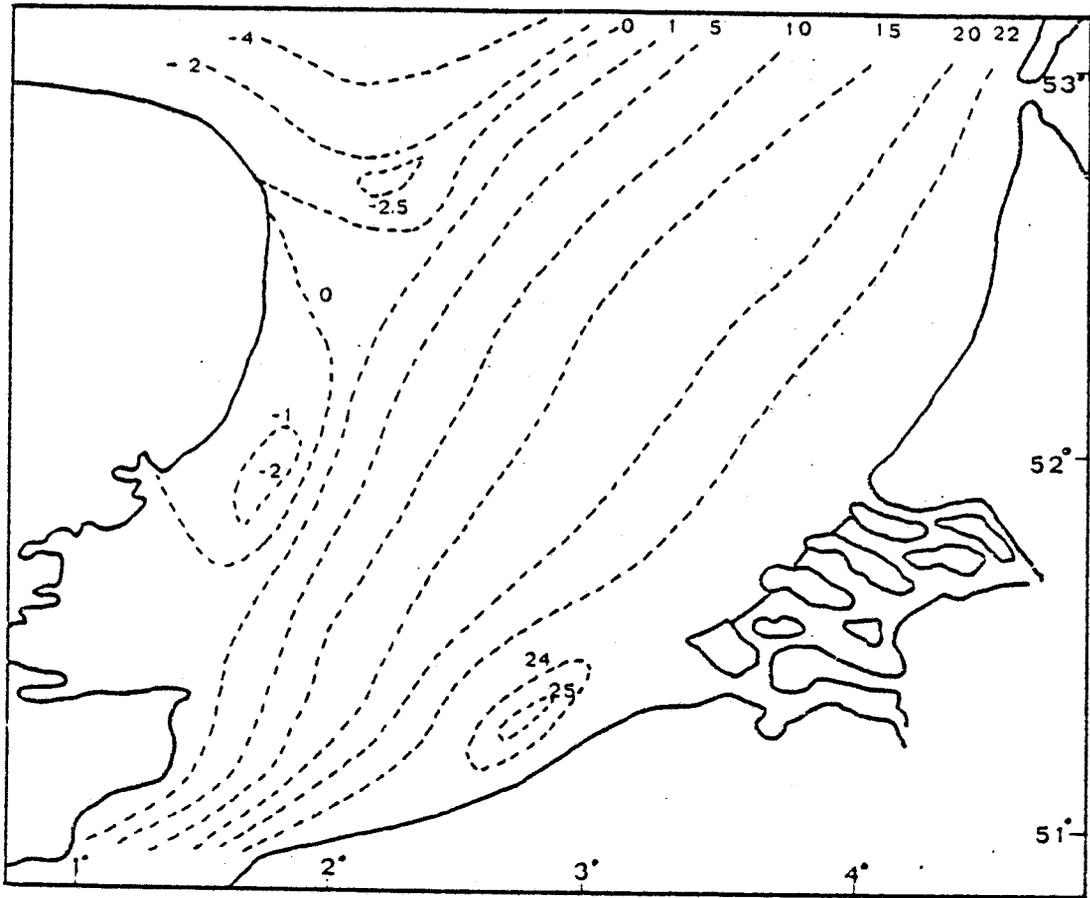
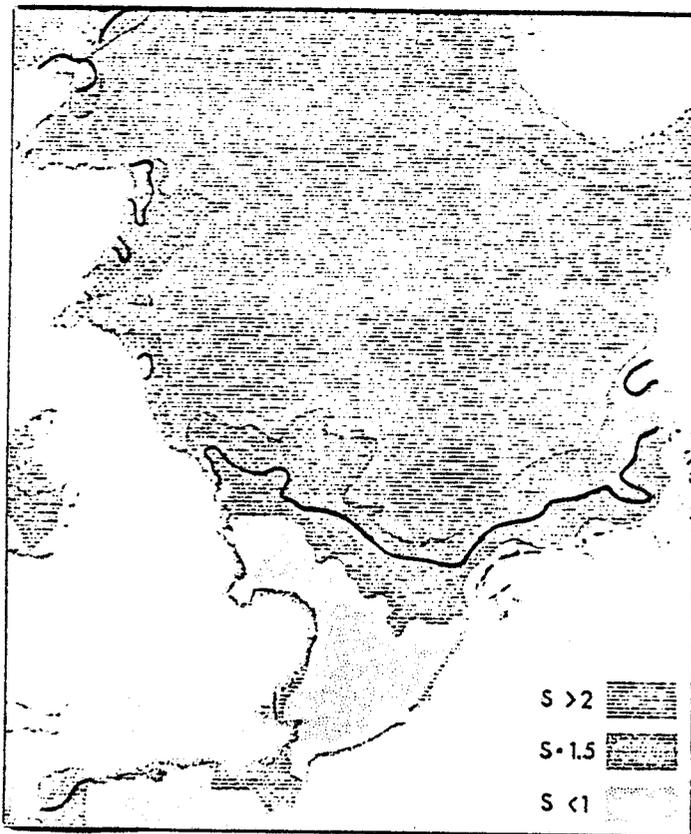


Figure II-2 : Circulation résiduelle dans le Sud de la Mer du Nord d'après NIHOUL et RONDAY (1975): lignes de courant  $\psi = \text{constante}$  ( $10^4 \text{ m}^3/\text{s}$ ). Sur ces lignes, le courant  $U$  est donné par :

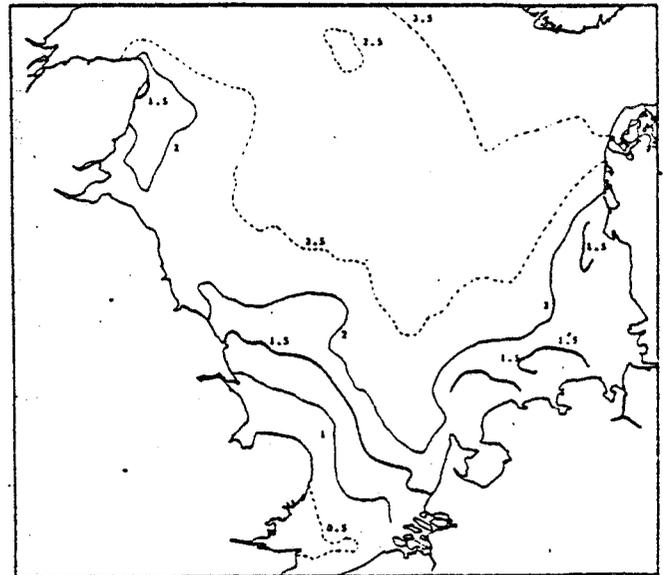
$$U = - \frac{1}{H} \left( \frac{\partial \psi}{\partial n} \right) ,$$

où  $H$  est la profondeur au point considéré, et  $n$  la normale à la ligne de courant.





(a)



(b)

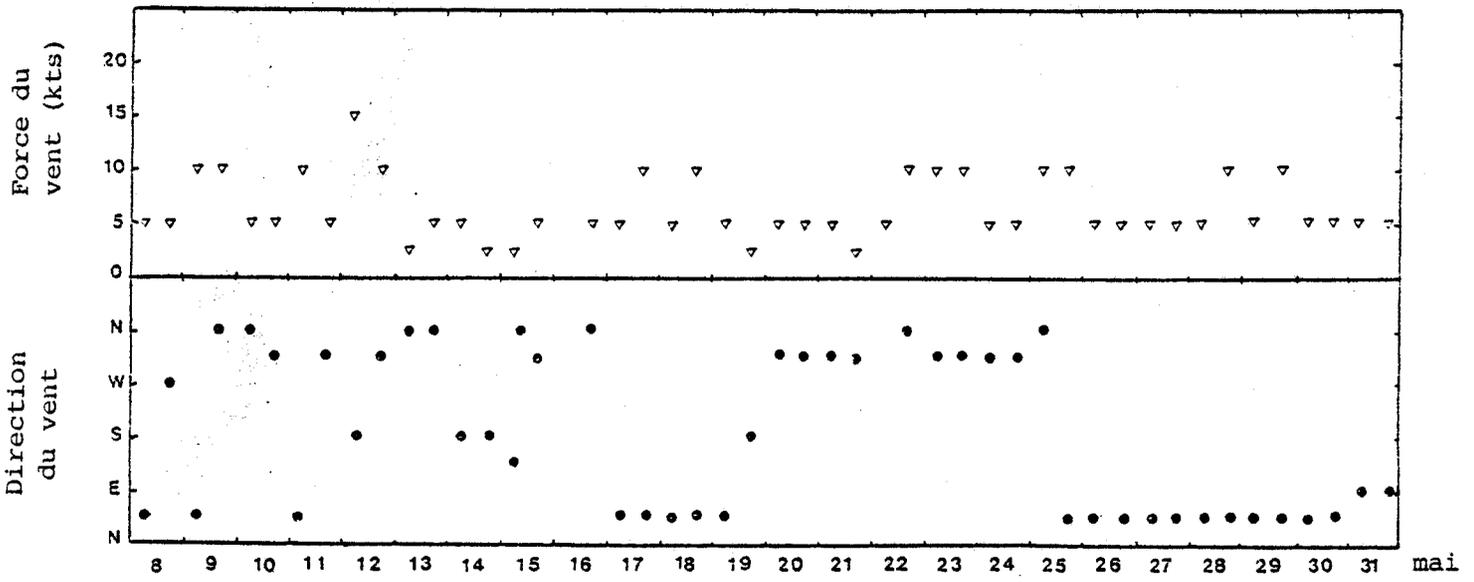
Figure II-3 : Valeurs du paramètre de SIMPSON-HUNTER, S, dans le Sud de la Mer du Nord :

(a) d'après le modèle de PINGREE et GRIFFITHS (1978),

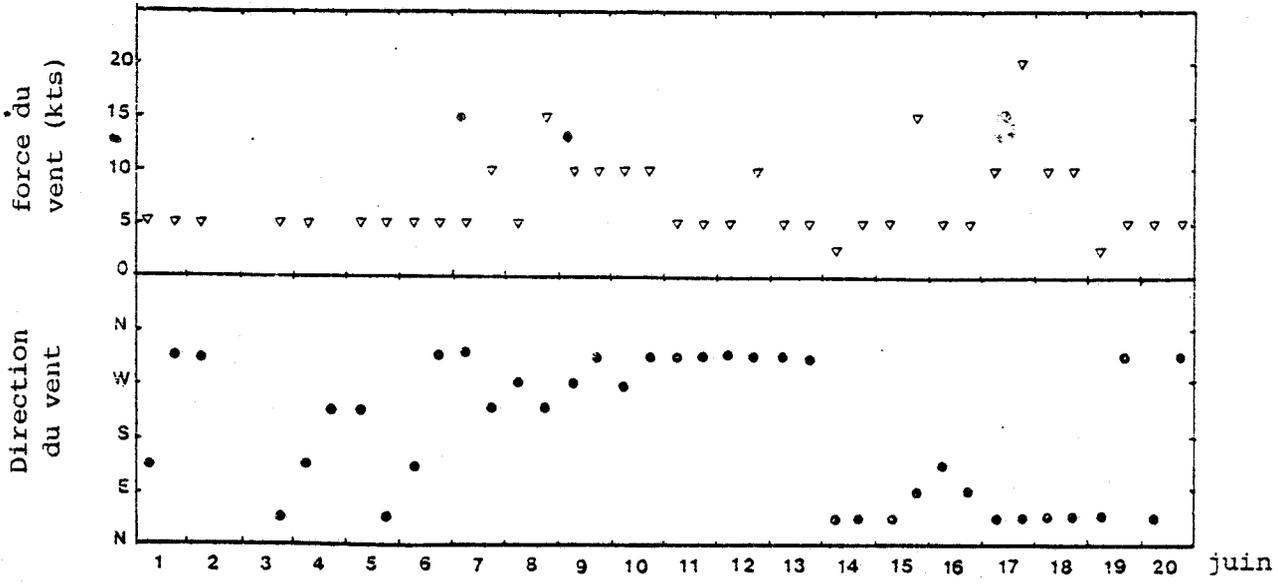
(b) d'après le modèle de NIHOUL (1980).

Les valeurs de S supérieures à 2 correspondent à un milieu stratifié, inférieures à 1 à un milieu homogène; la valeur de  $S = 1.5$  correspond à un régime de transition où l'on peut observer des fronts thermiques.





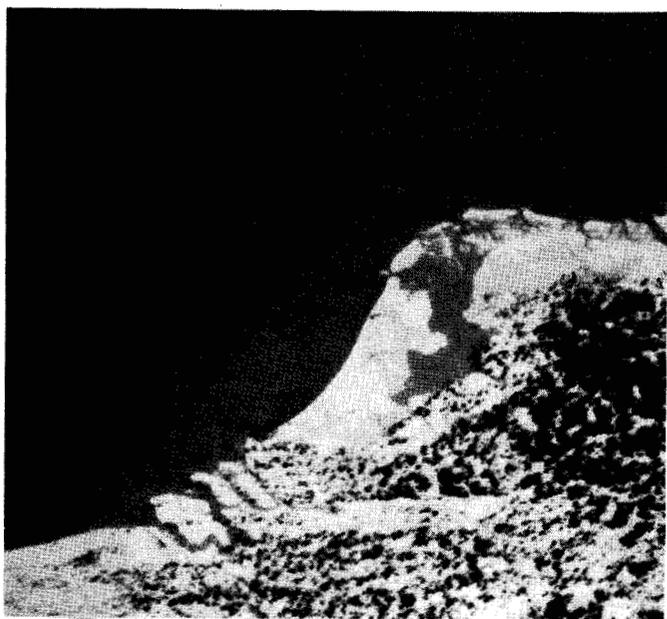
(a)



(b)



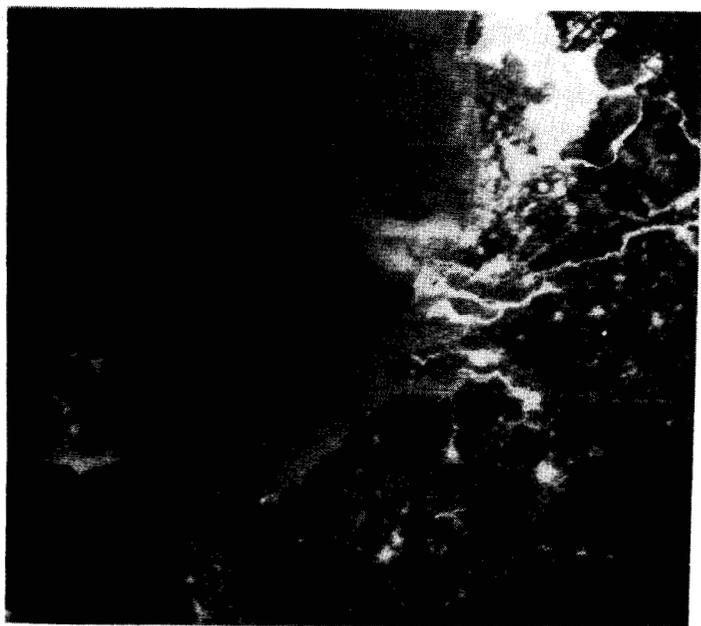
Figure II-4 : Force et direction moyenne du vent dans le Sud de la Mer du Nord pendant les périodes :  
(a) du 8 au 31 mai 78,  
(b) du 1 au 20 juin 78.



(a) : 18 mai 78, 12h47 TU



(b) : 30 mai 78, 13h11 TU



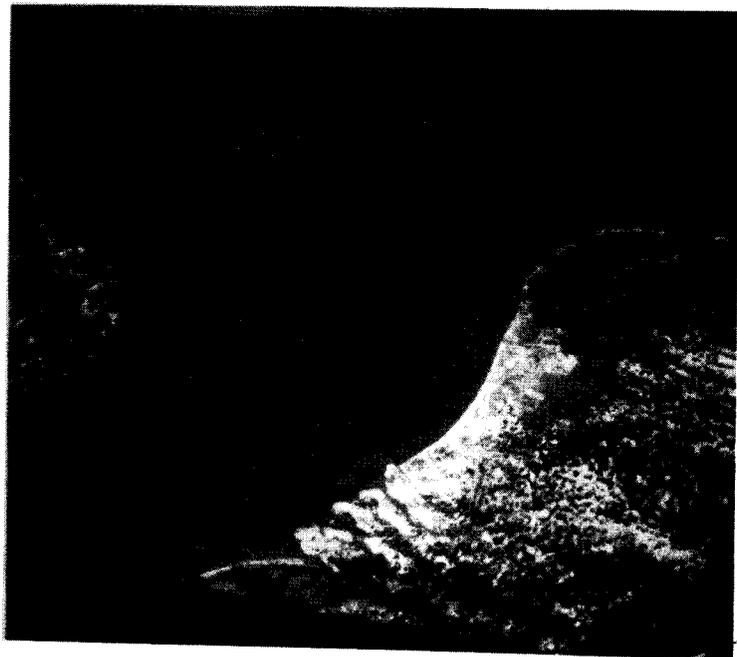
(c) : 31 mai 78, 2h30 TU



Planche I : Observations de l'effluent thermique du système Rhin-Meuse-Escaut pendant les périodes du 16 au 19 mai et du 25 au 31 mai 1978 (vents de secteur Nord-Est) à partir de l'expérience HCMR/HCMM. Les teintes les plus sombres correspondent aux températures les plus faibles. On note la diffusion importante vers le large de l'effluent.



(a) : 4 juin 78, 13h05 TU



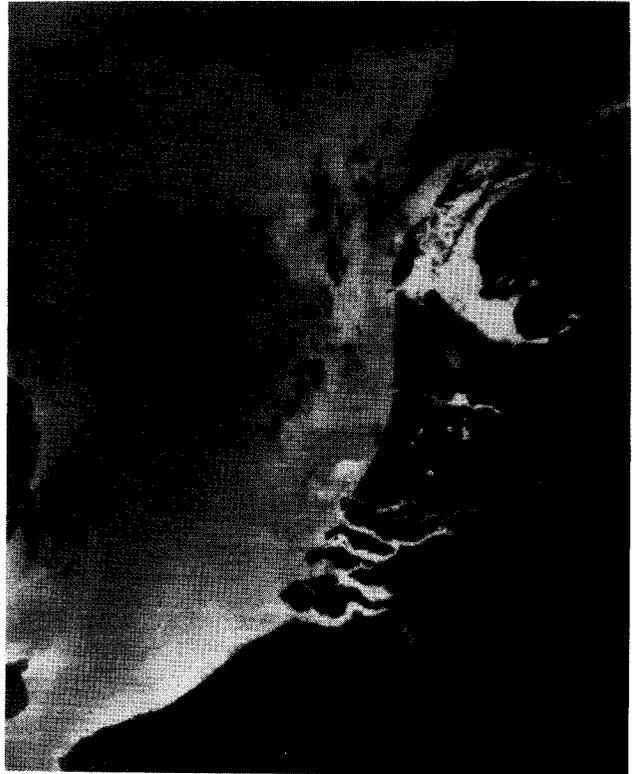
(b) : 9 juin 78, 12h50 TU



Planche II : Idem que Planche I mais pour la période du 4 au 10 juin 1978 (vents de secteur Ouest). Cette fois-ci, l'effluent est fortement collé à la côte hollandaise.



(a) : 19 juin 78, 12h47 TU



(b) : 20 juin 78, 2h03 TU



(c) : 20 juin 78, 13h04



Planche III : Idem que Planche I mais pour la période du 14 au 20 juin 1978 (vents de secteur Nord-Est). L'effluent thermique diffuse encore de façon importante vers le large.

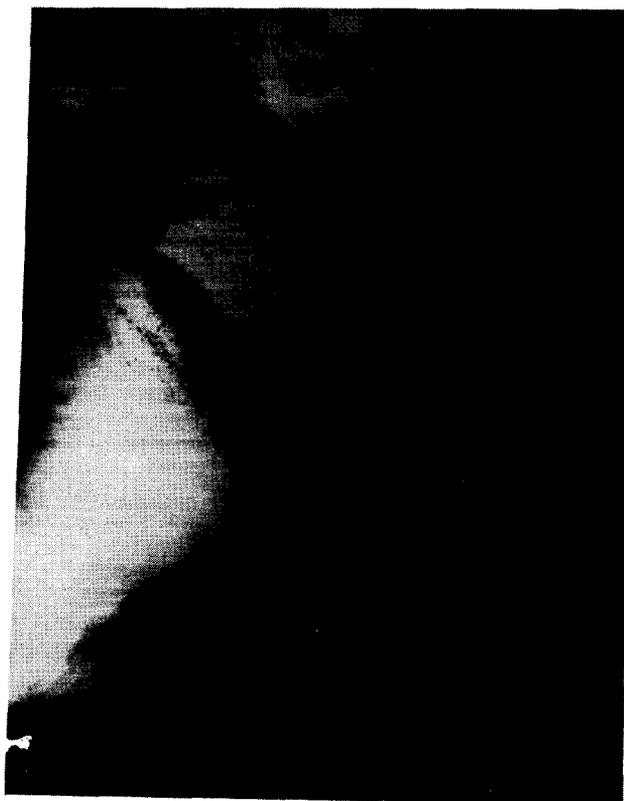
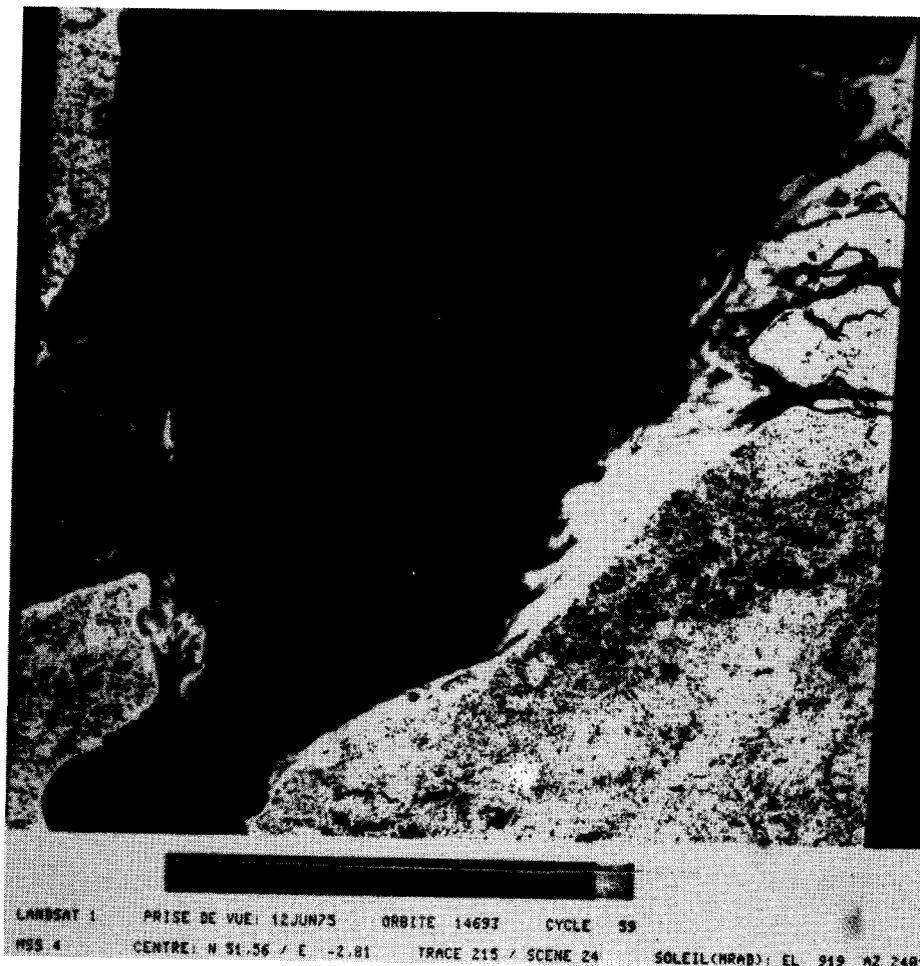


Planche IV : Observation de l'effluent thermique du système Rhin-Meuse-Escaut en période hivernale (14 janvier 1979) à partir de l'expérience HCMR/HCMM. Les teintes les plus sombres correspondent aux températures les plus faibles. La partie Sud de l'effluent s'écoule vers le Sud-Ouest formant un panache diffusant en coin le long de la côte belge.



BUS  
LILLE

Planche V : Image LANDSAT du 12 juin 1975 montrant le transport des sédiments (teintes claires) su système Escaut + Meuse vers le Sud-Ouest le long de la côte belge.

## II - 3 - GOLFE DE GASCOGNE ET MER CELTIQUE.

Le Golfe de Gascogne et la Mer Celtique constituent une région en contact avec l'Océan Atlantique qui s'étend entre l'Irlande, la Cornouaille anglaise, l'entrée de la Manche, jusqu'aux côtes Nord de l'Espagne et du Portugal (Fig.II-5).

Cette région est caractérisée par un plateau continental assez vaste où la profondeur est généralement comprise entre 100m et 200m, dont la limite approximativement parallèle aux côtes françaises est dans la direction Sud-Est - Nord-Ouest, s'incurvant vers le Nord jusqu'au niveau de l'Irlande vers 12°E, resserrant la côte française dans le fond du Golfe de Gascogne. Le long des côtes espagnole et portugaise, le plateau continental est presque inexistant et on atteint rapidement les fonds de 4800m caractérisant le centre du Golfe de Gascogne.

Du point de vue hydrologique, l'eau centrale atlantique provenant des régions tropicales bordières de l'Amérique du Nord par l'intermédiaire d'une branche du Gulf Stream déviée vers l'Est alimente la région..

Les courants de marée sont faibles et peu variés dans le Golfe de Gascogne où l'onde de marée atteint pratiquement en même temps toute la côte française. Plus au Nord, l'onde de marée arrivant du Sud engendre en Mer Celtique des courants de marée diffus et faibles qui s'amplifient à l'entrée de la Manche et sont généralement plus importants au jusant qu'au flot, l'eau s'écoulant en filets concentrés entre les côtes resserrées de la Manche.

Ces caractéristiques hydrologiques, topographiques, l'action des vents qui, soufflant généralement de Secteur Ouest, peuvent par exemple contrarier le courant de jusant en cas de période continue, engendrent des phénomènes thermiques de surface que l'expérience HCMM a permis d'observer systématiquement.

### II - 3.1 - Fronts de marée.

Les planches VI et VIII des 25 août et 21 septembre 78 présentent des observations de fronts de marée, à l'ouverture de la Manche (front de Bretagne), près du Cap Cornwalls (front des Iles Scilly), entre l'Irlande et l'Angleterre (front de la Mer Celtique).

Ces fronts sont connus depuis fort longtemps (déjà signalés par DIETRICH en 1950) et leur mécanisme de formation a été étudié par différents auteurs (SIMPSON et HUNTER, 1974 ; FEARNHEAD, 1975 ; GARZOLI, 1979).

Ils résultent de l'action des courants de marée qui, par brassage turbulent, détruisent la stratification en période estivale dans les régions du plateau continental où la hauteur d'eau H est faible et où la vitesse du courant U est élevée, faisant apparaître en surface une eau homogène plus froide que l'eau stratifiée. La stratification est gouvernée par le rapport  $H/U^3$  (SIMPSON et HUNTER, 1974 ; FEARNHEAD, 1975), le rapport  $H/U^2$  (GARZOLI, 1979), et la position des fronts est donnée par la valeur de ces rapports correspondant à la limite de flottabilité.

La Fig. II-6 indique les positions moyennes des fronts prédits par FEARNHEAD (1975) et, PINGREE et GRIFFITHS (1978). Ces positions déjà vérifiées par l'observation des satellites NOAA (SIMPSON et al, 1978 ; PINGREE et GRIF-FITHS, 1978) sont confirmées par l'observation HCMM.

On remarque aussi sur les planches IV et V que le front de Bretagne, bien marqué au niveau de l'Ile de Ouessant ( $\sim 3^\circ\text{C}$ ), s'estompe plus ou moins au fur et à mesure que l'on se déplace vers le Nord, en accord avec la diminution du rapport  $H/U^3$  ou  $H/U^2$  à la traversée de la partie Nord du front (courants de marée plus faibles, pente plus monotone du plateau continental).

Sur l'image du 25 août, et moins nettement sur celle du 21 septembre, on retrouve un phénomène signalé par PINGREE (1979) : l'eau plus froide et moins stratifiée à l'Est du front de Bretagne diffuse à l'Ouest en filaments perpendiculaires à la direction du front. D'après PINGREE, ces intrusions d'eau froide joueraient un rôle dans le mécanisme d'érosion de la thermocline qui s'effectue à cette époque (fin de l'été) quand l'échauffement de la surface diminue, la thermocline se retirant vers l'Ouest.

La position des fronts de marée est susceptible d'évoluer sous l'action de divers facteurs :

- les coefficients de marée, selon lesquels l'amplitude du courant peut passer du simple au double ;
- l'évolution du bilan énergétique en surface au cours de la saison, occasionnant des conditions de stratification différentes ;
- le vent, qui peut être un facteur prépondérant dans les régions où le courant est faible d'après SIMPSON et al (1978).

Les Figs. II-7, II-8 et II-9 montrent l'évolution de la position du front de Bretagne durant la période mai - septembre 78, à partir des observations HCMM. Celle-ci est très fluctuante, mais on ne note pas de déplacement vers

l'Est de mai à septembre comme l'indiquent les études de PINGREE (1975) et GARZOLI (1979).

On remarque cependant sur la Fig. II-7 concernant la période du 21 mai au 31 mai, des situations très différentes les 21 et 26 mai : le front s'est déplacé de plus de 100km vers l'Ouest au niveau de 49°30'N. Ces observations se situent avant et après une période de forts coefficients de marée, la situation météorologique étant la même du 15 mai au 26 mai (zone en bordure d'un anticyclone stable au large des côtes portugaises, vents faibles généralement de secteur Nord). On peut donc dire que les courants de marée devenant plus importants entre le 21 et le 26 mai ont repoussé le front vers l'Ouest où la profondeur est plus grande, afin de compenser la diminution du rapport  $H/U^3$  ou  $H/U^2$ .

## II-3-2 - Observations à la limite du plateau continental

Les observations faites à partir de satellites (PINGREE, 1979 ; DICKSON et al, 1980) mettent en évidence en période estivale une bande d'eau plus froide située à la limite du plateau continental définie par la rupture de pente brusque du fond qui passe de 200 m à plusieurs milliers de mètres. L'observation de la bande d'eau froide rapportée par PINGREE à partir de données VERR, 1976-1978, se produit de juillet à septembre entre 5° et 10° W. DICKSON et al présentent des observations en mai et juin 1979 obtenues à partir de AVHRR, pour lesquelles la bande d'eau froide couvre pratiquement toute la limite du plateau continental depuis le sud de l'Irlande (11° W) jusqu'au sud de la Bretagne (4° W). L'explication du phénomène, ayant l'apparence d'un upwelling, reste incertaine. DICKSON en s'appuyant sur le travail de KILLWORTH (1978) avance l'hypothèse d'une interaction entre des ondes de Kelvin et la pente du talus, interaction qui est augmentée par la présence de canyons : la théorie proposée par KILLWORTH suppose des vents dominants de NW, parallèles au talus. HEAPS (1980) génère un upwelling à la limite du plateau lorsque l'on a des vents dominants de SW. Aucune de ces théories ne concorde avec les observations satellitaires généralement obtenues lors de situations anticycloniques sur le Golfe de Gascogne et les Iles Britanniques, avec des vents modérés de secteur Est.

Durant la période observée au moyen de HCMR de mai 1978 à mai 1979, une dizaine de scènes exploitables portant sur la limite du plateau continental ont été obtenues. Elles permettent de préciser le phénomène, en faisant les observations suivantes :

1° - L'apparition d'une bande d'eau froide commence bien dès mai-juin, en début de période estivale, ce qui conforte les observations de DICKSON, et correspond à l'établissement d'une thermocline saisonnière. La bande d'eau froide disparaît en période automnale (octobre) lorsque la thermocline disparaît. La bande d'eau froide correspond donc à une destruction locale de la stratification sous l'action de forces qui sont reliées à la présence de la limite du plateau.

2° - Le phénomène est plus intense après une série de marées de vives eaux, (planches VI et VIII du 25 août 78, et du 21 septembre 78) alors qu'en période de mortes-eaux la bande d'eau froide présente un caractère plus diffus (planche VII du 15 septembre 78) qui correspondrait à la dispersion des eaux froides apparues précédemment. Le processus physique provoquant une remontée d'eau froide serait donc l'interaction des ondes de marée avec la limite

du plateau continental.

3° - On constate une évolution du phénomène au cours de la période estivale. En début de période estivale (faible stratification) la bande d'eau froide a une faible largeur (quelques dizaines de km) et est observée sur l'ensemble de la limite du plateau celtique et armoricain, du Sud de l'Irlande jusqu'à environ 46°N - 4°W dans le Golfe de Gascogne. En fin de période estivale (forte stratification), la bande d'eau froide est beaucoup plus large (100 km) mais n'est observée que sur le segment orienté NW - SW de la limite du plateau, de 49°N - 11°W à 46°N - 4°W, et est particulièrement intense entre 9 et 5°W. Les observations des 25 août et 21 septembre 1978 (planches VI et VIII) sont particulièrement typiques de celà. Toutes deux ont été obtenues à la fin d'une période de marées de vives-eaux : les zones les plus intenses du phénomène correspondant aux eaux les plus froides sont localisées exactement aux mêmes endroits sur les deux documents. Soulignons que la partie de la limite du plateau comprise entre 5 et 9°W coïncide avec une zone où la rupture de pente est élevée, voir Figure II-5 (elle varie entre 0,05 et 0,1, alors que dans la partie plus au Nord elle est inférieure à 0,03, et où on trouve les courants de marée les plus forts (1,5 noeud en période de vives-eaux)).

4° - A une occasion, le 16 janvier 1979 (planche X), on a observé en période hivernale une bande d'eau chaude le long de la limite du plateau qui prolonge les eaux plus chaudes dans le fond du golfe de Gascogne. On note aussi cette eau plus chaude au large des côtes Nord-Ouest de la péninsule ibérique où est observé en été un upwelling "froid" (planche VIII). Il semble que l'on ait alors affaire à un upwelling "chaud" d'eau intermédiaire probablement d'origine méditerranéenne, plus chaude et salée, dont la présence dans le Golfe de Gascogne a précédemment été signalée (voir par exemple MADELAIN, 1967)

L'ensemble de ces observations montre qu'il existe une relation étroite entre l'apparition d'eau froide le long du talus continental et l'amplitude du courant de marée, la pente du talus et la stabilité du milieu. MAZE (1980) a montré que le passage d'une marée barotrope sur le talus pouvait engendrer une onde interne barocline (déformation de la thermocline) de grande amplitude éventuellement de l'ordre de grandeur de l'immersion de la thermocline et donc susceptible d'expliquer l'apparition d'eau plus froide en surface. L'amplitude de l'onde interne augmente avec la vitesse du courant et la pente du talus ce qui explique que l'apparition d'eaux froides soit limitée en période estivale, i.e. lorsque la thermocline est bien marquée, à la zone Ouest de la Bretagne où les courants sont maximum et de fortes pentes rencontrées. La planche du 25 août 1978 montre par ailleurs de façon évidente un système assez complexe d'ondes internes ayant une longueur d'onde d'en-

viron 50 km qui correspond à celle des ondes internes ( $C_i = 1 \text{ m.s}^{-1}$ ) ayant la période de la marée. Le régime stationnaire d'ondes internes est particulièrement visible entre la pointe Sud de la Bretagne et le talus, où il semble y avoir résonance avec les conditions aux limites constituées par la côte bretonne et le front de mer d'Iroise. Ces observations confirment la présence d'ondes internes de forte amplitude générées par le passage de l'onde de marée sur le talus continental.

### II-3-3 - Refroidissement du plateau continental en période automnale

A partir de septembre, la couche de surface commence à se refroidir et s'homogénéise de plus en plus profondément. Le mécanisme est plus rapide et brutal dans la zone côtière de hauts fonds ( $h < 20 \text{ m}$ ) où on commence à noter une décroissance plus rapide de la température de surface en période automnale. Fin septembre (planche VIII) on note l'apparition d'eau plus froide en quelques points localisés le long de la côte Sud de Bretagne jusqu'à la Gironde. Fin octobre (planche IX), l'eau froide forme une bande côtière continue, qui suit approximativement la ligne de fonds de 50 mètres. On notera sur cette image l'échelle caractéristique (20 à 50 kms) des intrusions successives d'eaux froides vers le large sur tout le plateau, la thermocline est alors en pleine croissance et l'échelle observée correspond à l'instabilité barocline du milieu, déclenchée par l'homogénéisation de la couche de surface, plus rapide près des côtes et diffusant vers le large de façon caractéristique. Les observations en période hivernale des 16 janvier et 27 février (planches X et XI) montrent une bande d'eau côtière plus froide très homogène qui s'étend fin février jusqu'à la ligne des fonds de 100 mètres, avec un front bien marqué de plusieurs °C, dans le Sud de la Bretagne.

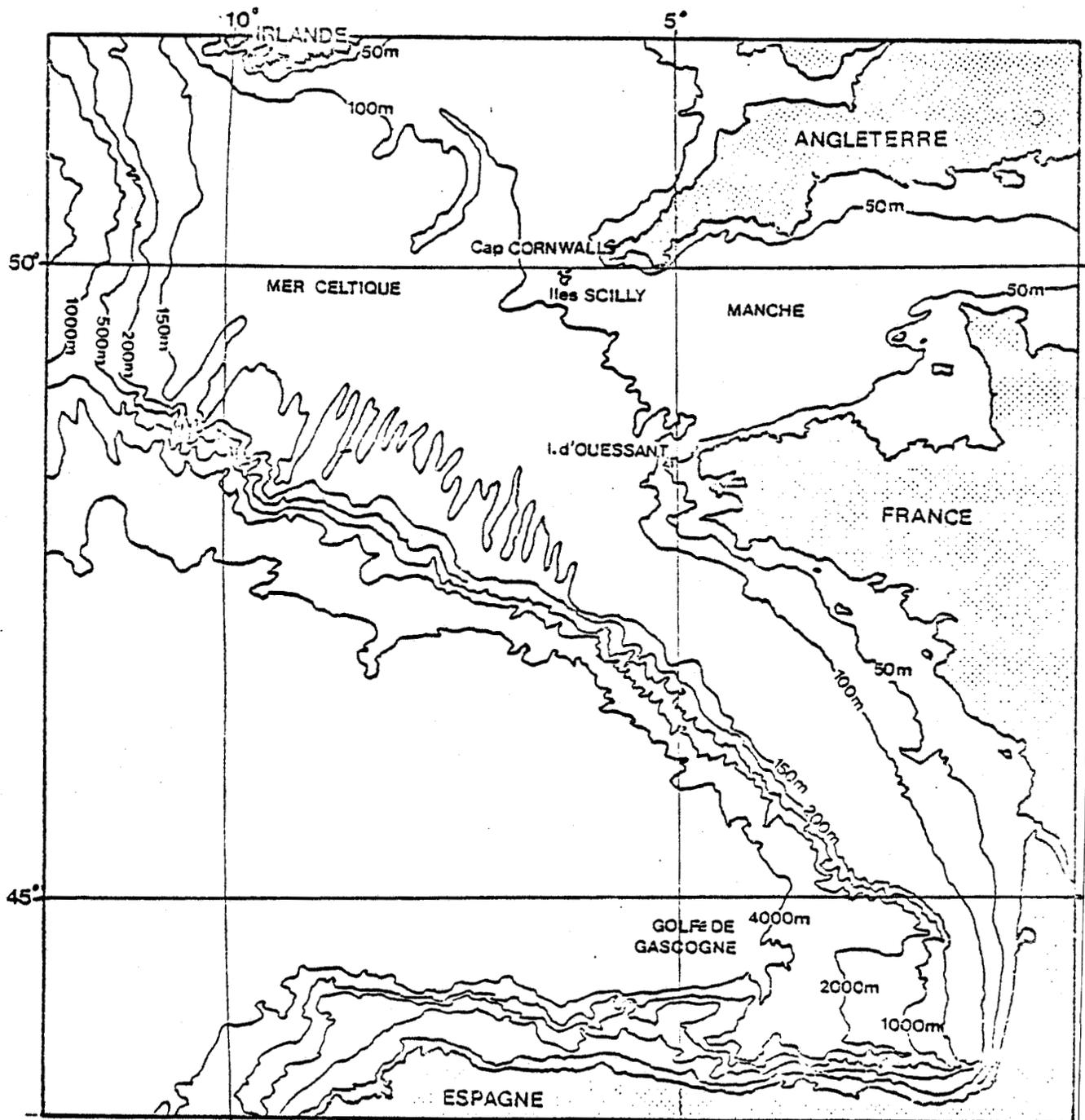


Figure II-5 : Le Golfe de Gascogne et la Mer Celtique.

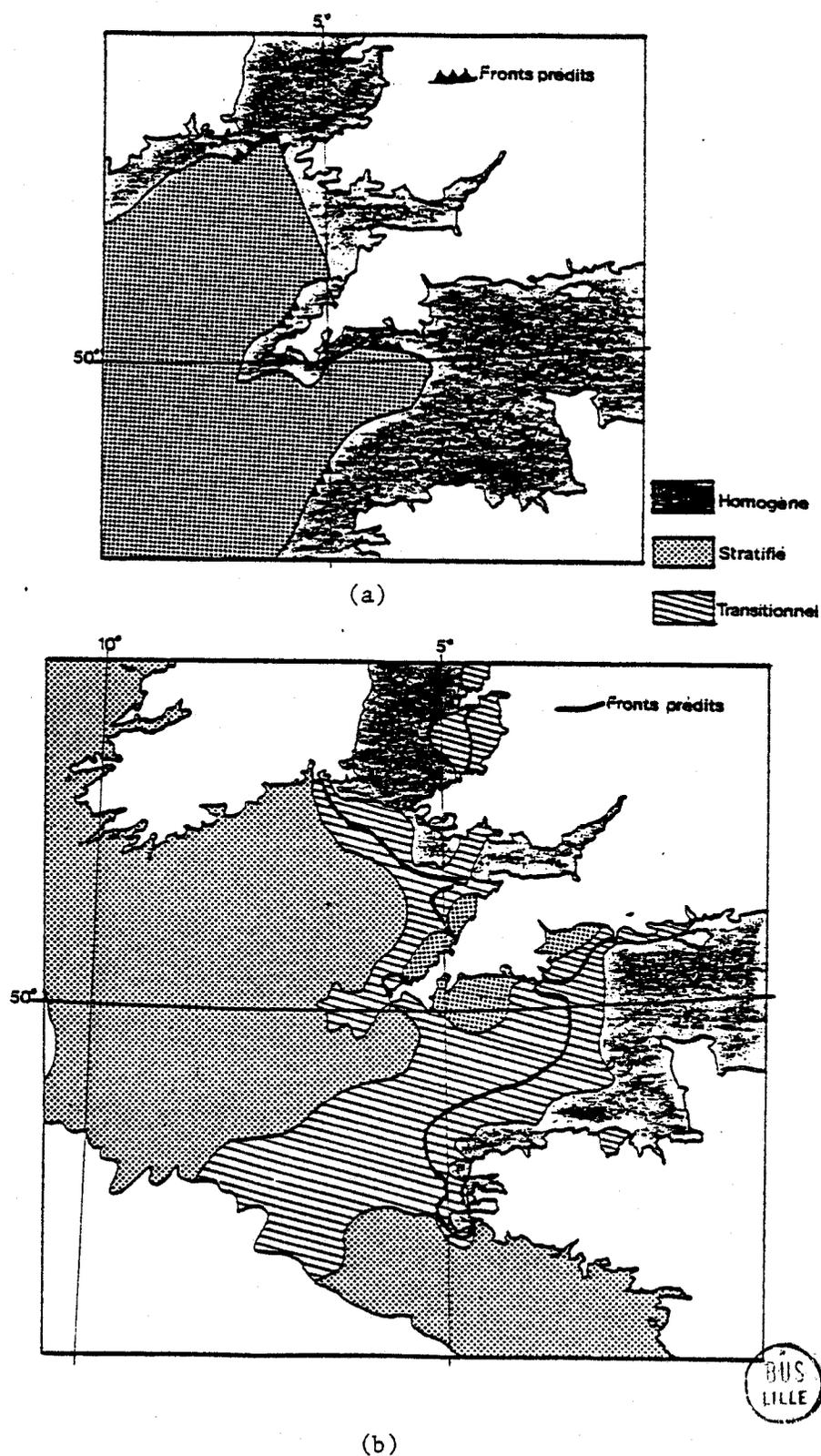


Figure II-6 : Fronts de marée prédits en période estivale à l'ouverture de la Manche et en Mer Celtique par les modèles numériques de :  
(a) FEARNHEAD (1975),  
(b) PINGREE et GRIFFITHS (1978).

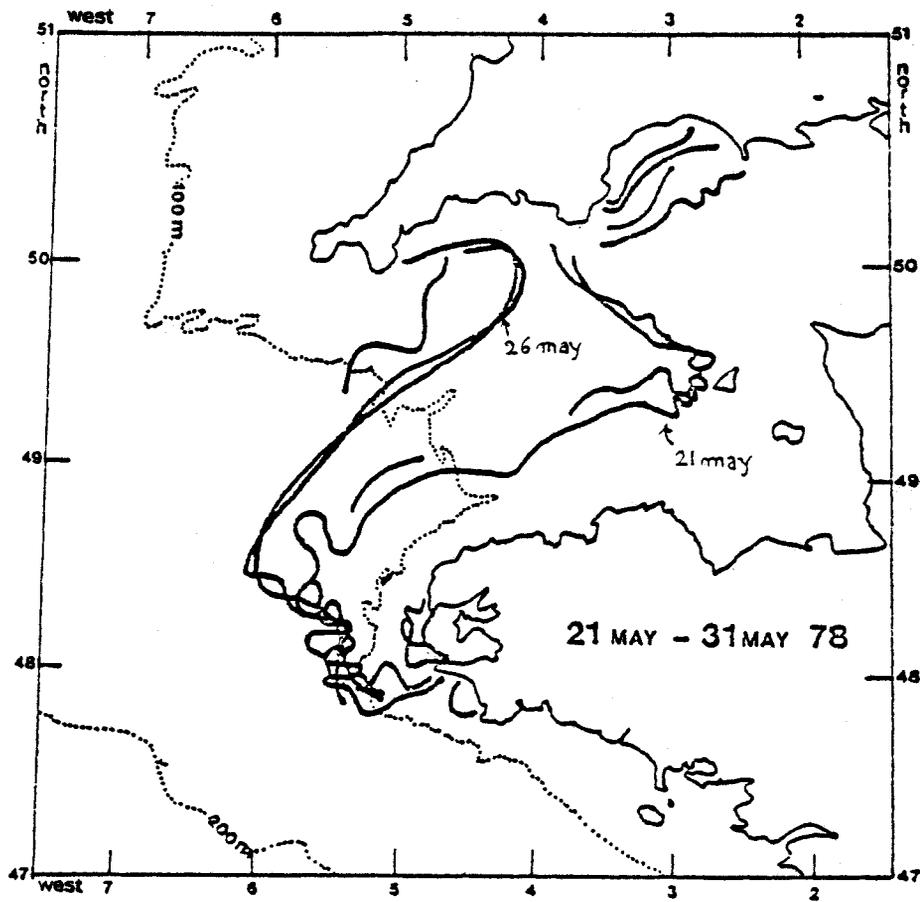


Figure II-7 : Le front de marée à l'entrée de la Manche pendant la période du 21 mai au 31 mai 1978.



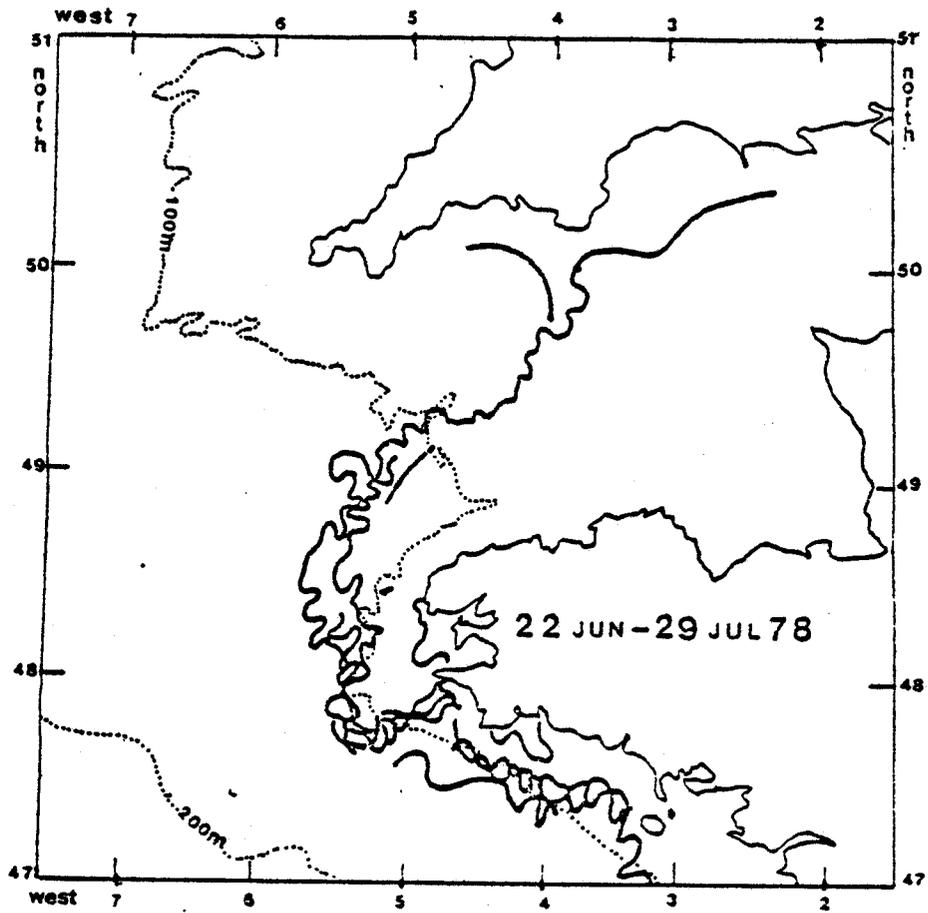


Figure II-8 : Idem que fig. II-7, pour la période du 22 juin au 29 juillet 1978.



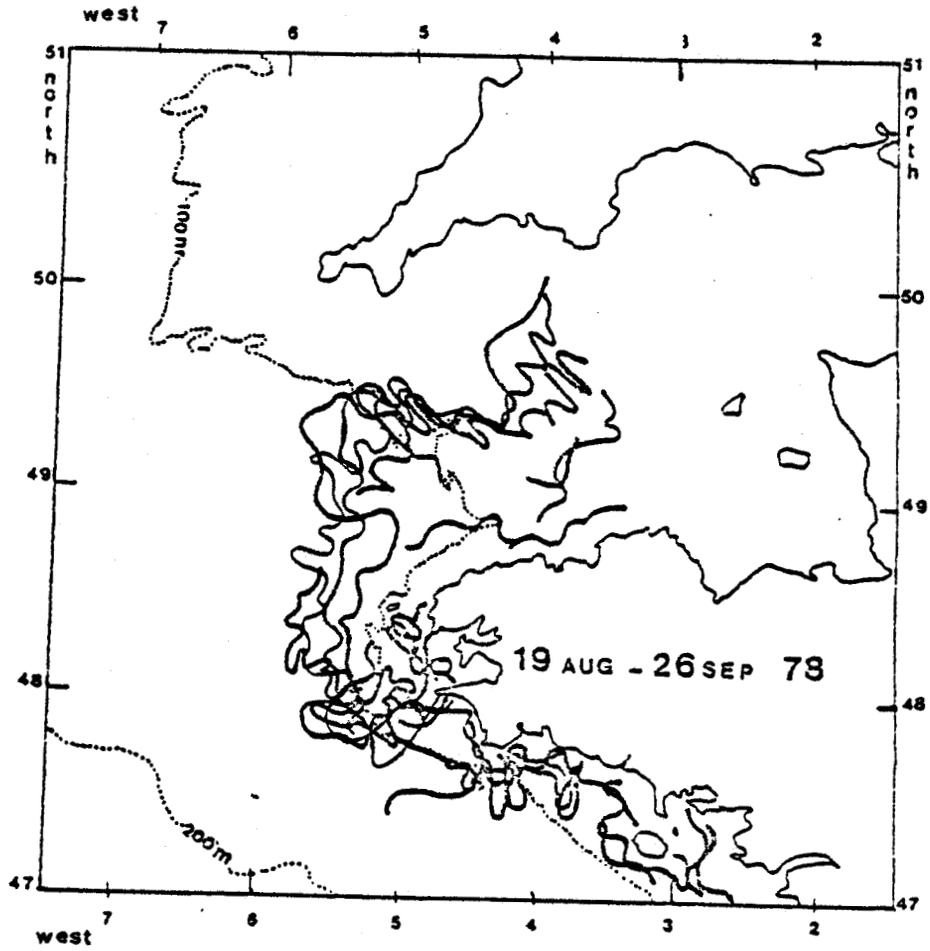
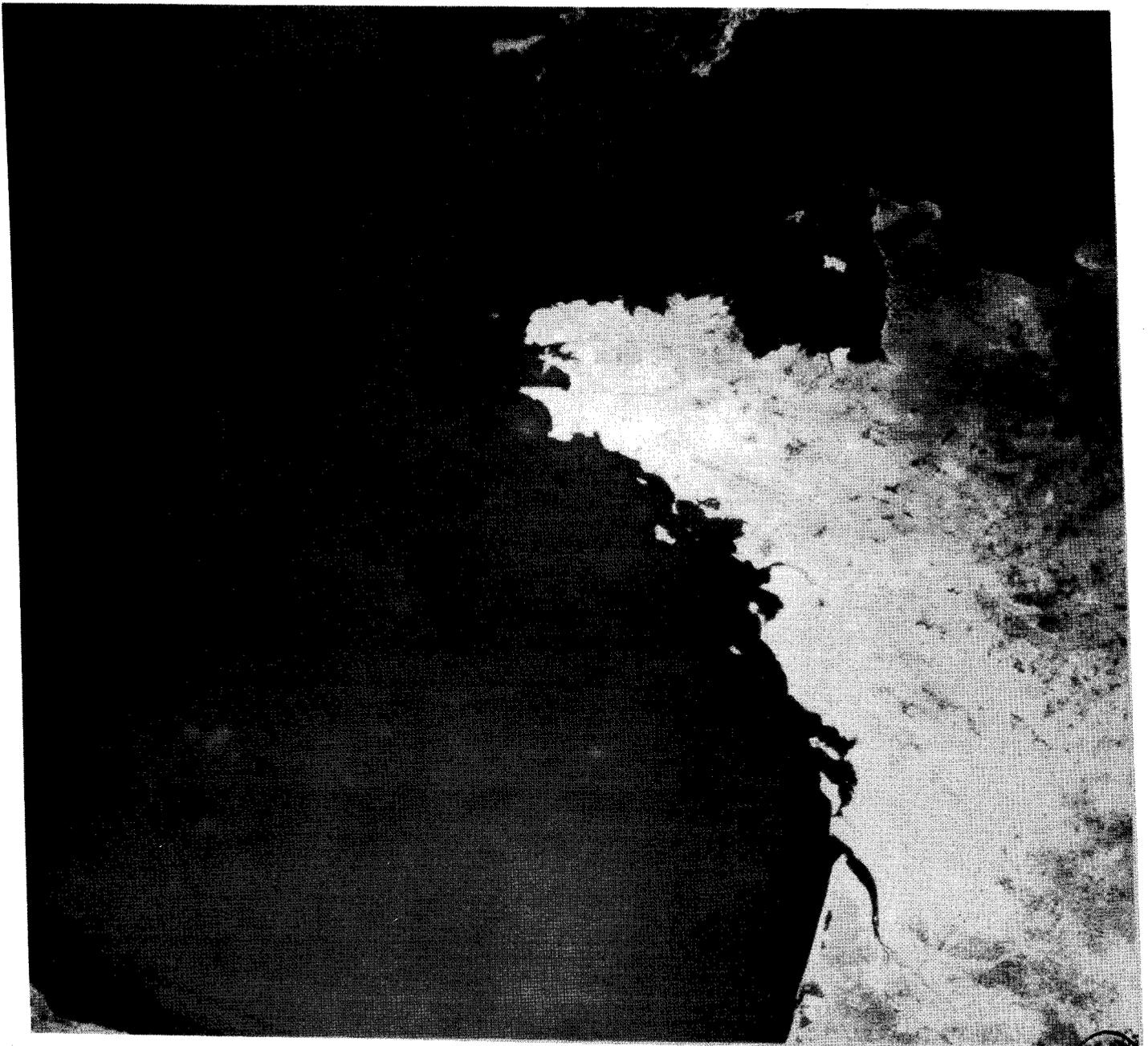


Figure II-9 : Idem que fig. II-7, pour la période du 19 août au 26 septembre 1978





BUS  
LILLE

Planche VI : Observation HCMM du 25 août 1978 à 13h26 TU, canal dans l'infrarouge : les teintes les plus sombres correspondent aux températures les plus faibles. Front de marée à l'ouverture de la Manche. Upwelling à la limite du plateau continental à l'Ouest de la Bretagne.

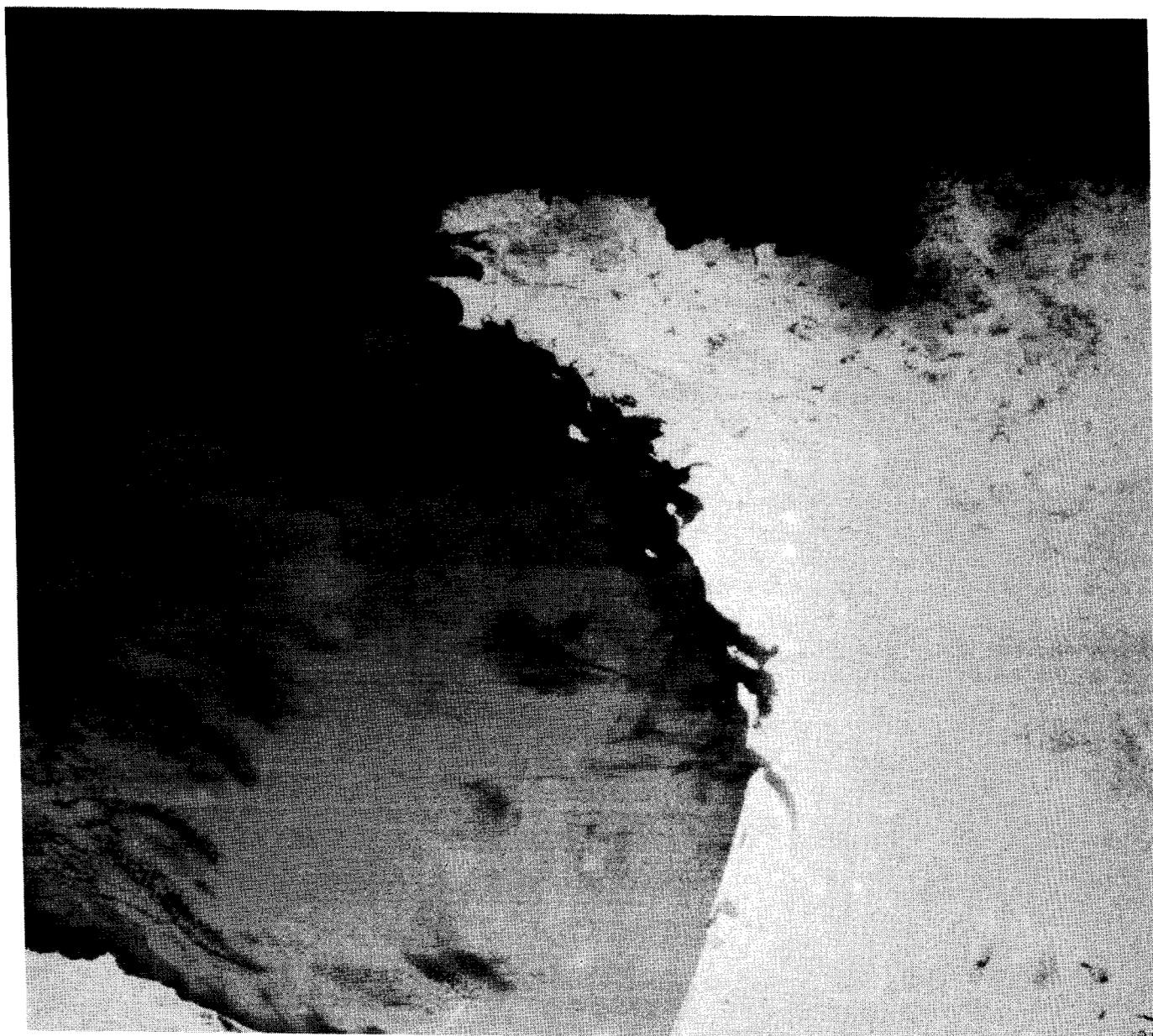


Planche VII : Observation HCMM du 15 septembre 1978 à 13h19 TU, canal dans l'infrarouge : les teintes les plus sombres correspondent aux températures les plus faibles. Upwelling à la limite du plateau continental à l'Ouest de la Bretagne.

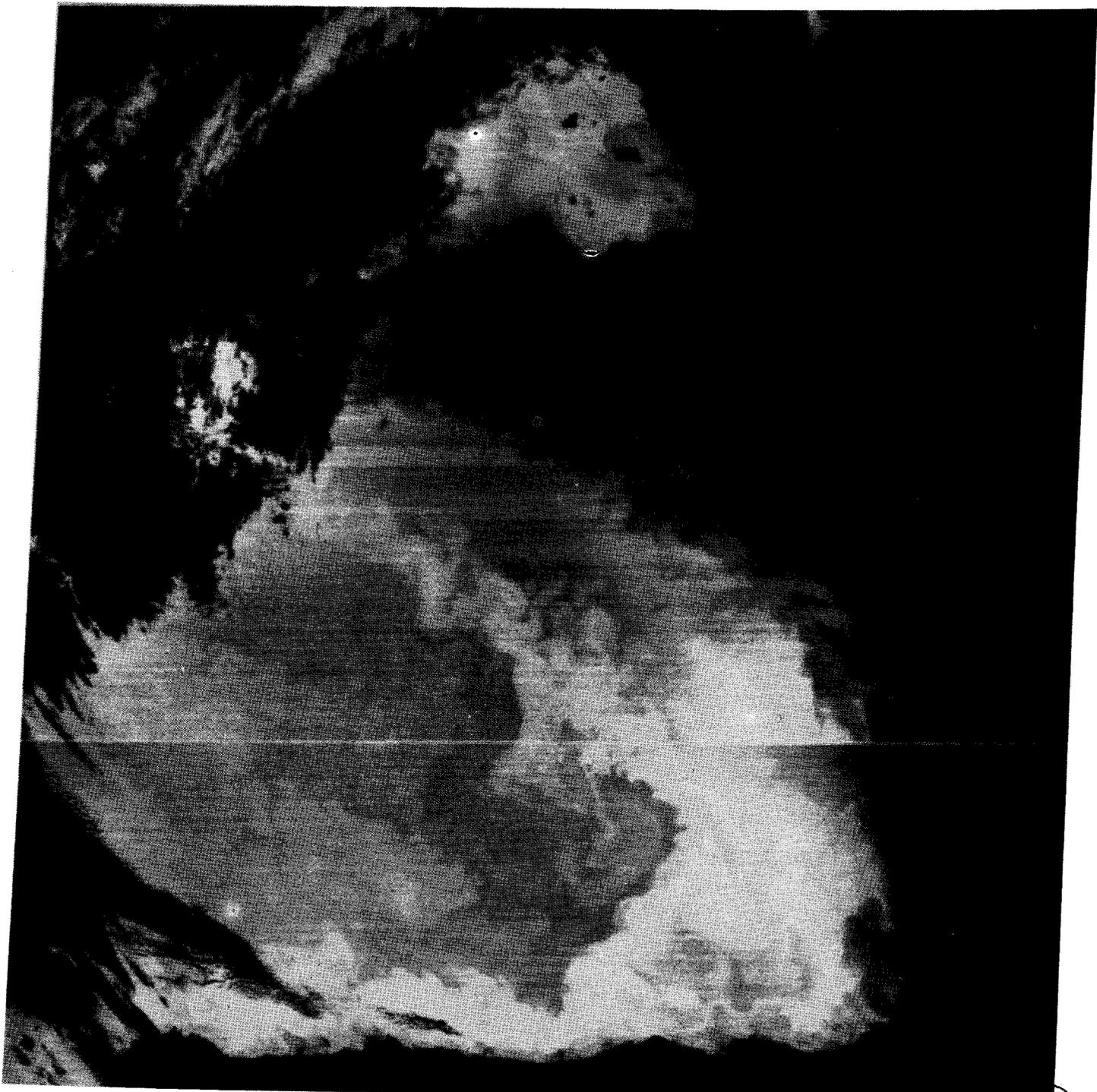


Planche VIII : Observation HCMM du 21 septembre 1978 à 13h32 TU, canal dans l'infrarouge : les teintes les plus sombres correspondent aux températures les plus faibles. Fronts de marée à l'Ouest de la Bretagne, près du Cap Cornwalls, entre l'Irlande et l'Angleterre. Upwelling à la limite du plateau continental à l'Ouest de la Bretagne. Upwellings le long des côtes espagnole et portugaise.



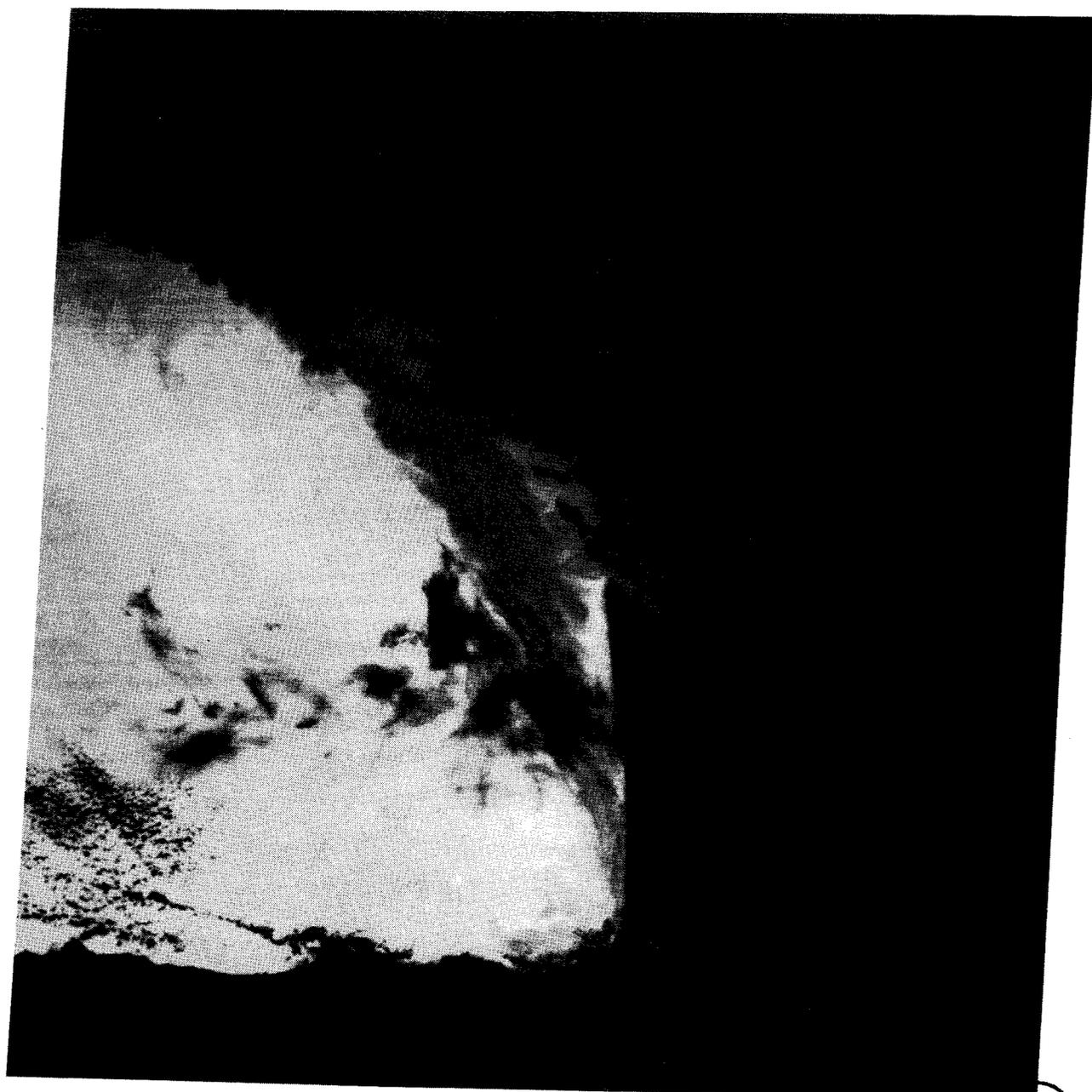
BOS  
LILLE

Planche IX : Observation HCMM du 28 octobre 1978 à 13h18 TU, canal dans l'infrarouge : les teintes les plus sombres correspondent aux températures les plus faibles. Refroidissement du plateau continental en période automnale. Noter la diffusion turbulente de l'eau froide côtière vers le large.



BUS  
LILLE

Planche X : Observation HCMM du 16 janvier 1979 à 2H09 TU, canal dans l'infrarouge : les teintes les plus sombres correspondent aux températures les plus faibles. Upwellings à la limite du plateau continental au Sud-Ouest de la Bretagne, dans le Golfe de Gascogne, le long des côtes espagnole et portugaise.



BUS  
LILLE

Planche XI : Observation HCMM du 27 février 1979 à 1h53 TU, canal dans l'infrarouge : les teintes les plus sombres correspondent aux températures les plus faibles. Noter la bande d'eaux froides le long des côtes françaises.

#### II-4 MEDITERRANEE NORD-OCCIDENTALE

Cette région (Fig. II-10) s'étend du Nord au Sud entre les côtes française et algérienne, d'Ouest en Est des Baléares à la Sardaigne. Elle est caractérisée (LACOMBE et TCHERNIA, 1972) par un important courant superficiel (jusqu'à  $\approx 150$  m) d'eaux en provenance de l'Atlantique, s'écoulant vers l'Est, au sortir de la Mer d'Alboran le long des côtes algériennes (Fig. II-11).

Au sud des Baléares, le courant précédemment resserré entre les côtes espagnole et africaine, s'étale et se divise en deux branches :

- L'une s'incurve vers l'Est et suit la côte africaine jusqu'au détroit de Sicile où elle pénètre en Méditerranée orientale ;

- L'autre s'incurve vers le Nord-Est et vient alimenter une circulation cyclonique dans le bassin Liguro-Provençal et le golfe du Lion, en longeant la côte ouest de la Sardaigne et de la Corse ; une branche secondaire s'incurve plus nettement vers le Nord et boucle une circulation cyclonique autour des Baléares : un front thermique de surface se forme au Nord des Baléares (latitude  $41^{\circ}30'$ ) à la rencontre du courant atlantique superficiel ( $\rightarrow$ NE) et du courant côtier Liguro-Provençal ( $\rightarrow$ SW).

##### II.4.1 Front Nord-Baléares

Ce front est bien marqué sur les planches XIII, XIV, XVII des 11, 16 juillet et 12 août 1978. On peut noter deux déformations majeures de ce front : le long des côtes espagnoles et autour du méridien  $5^{\circ}30'$  E la poussée du courant côtier l'emporte, alors que la branche secondaire du courant atlantique bouclant autour des Baléares repousse le front vers le Nord jusque  $42^{\circ}$ N, de même que la branche principale autour de  $8^{\circ}$ E le long de la Corse. Cette allure du front est générale en période estivale comme le montre la fig. II-12 où sont indiquées les positions moyennes du front durant l'été 78. On note sur la fig. II-7 un déplacement du front vers le sud de mai à août aux environs de  $7^{\circ}$ E qui peut être mis en relation avec les upwellings déclenchés dans cette région par les vents de secteur NW dominants en été, l'eau froide étant repoussée vers le sud.

En dehors de cette allure générale, le front Nord Baléares présente des méandres à plus petite échelle (typiquement 10-20 kms) qui correspondraient à une instabilité barocline dans une zone frontale (échelle de déformation : quelques kilomètres). Noter également un tourbillon anticyclonique le long des côtes espagnoles près de la frontière franco-espagnole, qui correspond à la déviation du courant liguro-provençal par le cap de Creux.

#### II.4.2 Tourbillons à grande échelle au large des côtes algériennes

Les planches XII à XV présentent des observations les 10, 11, 16 et 21 juillet 1978 dans la zone comprise entre les Baléares, la Sardaigne et la côte Algérienne. Pendant cette période, deux grands tourbillons anticycloniques ayant une dimension d'environ 100 km sont nettement visualisés, pratiquement stationnaires et centrés sur (38° N - 7° E). Une faible propagation E-NE est notée. Ces tourbillons sont matérialisés par l'entraînement d'eaux plus froides provenant soit d'upwellings sur la côte d'Algérie (Cap Bougaroun), soit de l'eau plus froide s'écoulant le long des côtes de Sardaigne.

La partie centrale de la zone Sardaigne-Baléares-côte africaine, où sont observés les tourbillons, correspond à la séparation du courant superficiel atlantique en deux branches déviées vers le Nord et l'Est par la Sardaigne (un courant superficiel plus froid issu de la Mer Tyrrhénienne longe la côte Sud de la Sardaigne puis remonte vers le Nord le long de la côte ouest en se mélangeant à la branche Nord du courant atlantique). Le triangle formé ainsi par les trois courants (les deux branches Nord Est et Est du courant atlantique → Nord Ouest) permet à la divergence du courant superficiel atlantique de former de larges tourbillons anticycloniques à une échelle  $L_E$  (100 km) qui correspond au rayon de déformation  $R_H$  de l'eau superficielle atlantique :

$$L_E \approx \text{plusieurs } R_H$$

avec

$$R_H = \frac{1}{f} \left( g h \frac{\Delta \rho}{\rho} \right)^{1/2} \approx 20 \text{ km}$$

où  $h \approx 150 \text{ m}$  est la profondeur de la couche superficielle,  $\frac{\Delta \rho}{\rho} \approx 310^{-3}$  est la différence relative de densité entre l'eau superficielle et l'eau plus profonde,  $f \approx 1.1 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  est le paramètre de Coriolis à la latitude considérée,  $g$  est l'accélération de la pesanteur.

La planche IX du 21 juillet semble donner confirmation de cela : de petits tourbillons se forment le long de la côte algérienne à partir de  $3^\circ \text{E}$  qui semblent s'amplifier pour donner de larges tourbillons à partir de  $5^\circ \text{E}$ . Par ailleurs, entre  $5^\circ \text{E}$  et  $9^\circ \text{E}$  la dissipation des tourbillons anticycloniques semble produire près des côtes des tourbillons cycloniques à plus petite échelle.

L'observation du 16 juillet met également en évidence un phénomène remarquable entre les Baléares et la Sardaigne autour de  $40^\circ \text{N}$ . Le champ de température de surface est devenu très inhomogène. Des structures plus ou moins organisées en bandes de 5 à 10 km de large donnent au champ de température de surface un aspect de "filamenteux" auquel on peut essayer de donner l'explication suivante. Du 5 au 8 juillet, un vent violent de Nord Ouest (Mistral) a soufflé sur le golfe du Lion, entraînant une poussée du front Nord-Baléares vers le Sud, poussée particulièrement sensible autour de  $5^\circ \text{E}$  sur l'image du 11 juillet. Jusqu'au 16 juillet les vents sont extrêmement faibles et l'eau froide entraînée vers le Sud jusque  $40^\circ \text{N}$  se mélange avec l'eau superficielle atlantique en une succession de poches d'eau froide et chaude, allongées dans le sens des courants, par suite du faible brassage de la couche de surface en période de vent nul. Durant une telle période, la direction des filaments d'eau froide ou chaude serait un remarquable traceur de la direction des courants superficiels, ce qui est également observé pour la zone des tourbillons à grande échelle autour de  $38^\circ \text{N}$ , le 16 juillet.

#### II.4.3 Couvrant liguro-provençal et upwellings dans le golfe du Lion

La situation dans le bassin liguro-provençal est bien mise en évidence sur la planche XVII du 12 août 1978. Au centre du bassin on trouve des eaux relativement plus froides, la circulation se faisant le long des côtes de la Corse, l'Italie et la France dans le sens cyclonique et est soulignée par des eaux plus chaudes (WALD, 1980). L'interface entre l'eau centrale et le courant côtier présente une succession de déformations à tendance anticyclonique et de longueur d'onde  $\approx 50$  km, particulièrement dans la partie Nord. Ce processus qui a été souligné par CREPON et WALD (1980) est analogue aux déformations du front polaire dans l'atmosphère.

Le courant liguro-provençal qui longe la côte française pénètre ensuite dans le golfe du Lion où il interfère en période estivale avec les upwellings côtiers qui s'y déclenchent sous l'influence des coups de vents de secteurs Nord (Mistral) et Ouest (Tramontagne) (planches XVI, XVII des 22 juillet, 12 août 78).

L'image du 22 juillet donne une vue très claire de l'extension des upwellings créés par le coup de vent qui a soufflé du 17 au 21 juillet les jours précédents. L'eau plus froide apparaît à la côte en divers points d'appui (MILLOT, 1979) : cap d'Agde, embouchure du Rhône, cap Sicié, et progresse vers le large en déviant sur la droite du vent par suite de l'accélération de Coriolis.

L'extension vers le Sud des eaux froides remontées peut être assez importante et aller jusqu'à 100 km au Sud de Marseille. L'image LANSAT du 12 septembre 1976 (planche XVIII confirme ce mécanisme ; au moment de l'upwelling les sédiments côtiers sont entraînés vers le large à la hauteur du cap d'Agde et tendent à décrire un courant anticyclonique. Seule la bordure Ouest de l'upwelling généré à l'embouchure du Rhône est visible, mais on note un entrainement important des matières en suspension jusque très Sud.

Après déclenchement de l'upwelling, le courant liguro-provençal pénètre à nouveau dans le golfe du Lion et repousse les masses d'eaux froides remontées soit vers le Sud, soit près des côtes (12 août). La situation du 12 août est mise en évidence sur la fig. II-13 : différentes masses d'eaux froides résidus d'upwelling des jours précédents sont refoulées près des côtes dans le golfe du Lion et jusqu'au Sud du Cap de Creux. Un dernier upwelling intense près du cap Sicié contrarie la progression du courant Liguro-provençal vers le Sud-Ouest.

#### II.4.5 Conclusion

L'observation de la Méditerranée Nord occidentale à partir des produits photographiques HCMM a permis de retrouver les phénomènes à grande échelle de la circulation des eaux dans cette région :

- Le front Nord-Baléares, formé à la rencontre des courants atlantique (→ Nord-Est) et liguro-provençal (→ Sud-Ouest);
- La circulation cyclonique dans le bassin liguro-provençal.

L'observation systématique de la position du front Nord-Baléares durant l'été 78 a montré que ce front se déplace vers le Sud en période estivale de mai à août, ce déplacement pouvant être mis en relation avec les nombreux upwellings déclenchés sous l'action du vent pendant cette période dans le Golfe du Lion et sur les côtes provençales.

Les upwellings observés le long des côtes française et algérienne se sont révélés, par ailleurs, être de bons traceurs de la circulation superficielle dans cette région.

Les produits photographiques HCMM ont aussi mis en évidence la présence de gros tourbillons (diamètre  $\approx$  100 km) au large des côtes algériennes autour 6°E - 38°N en période estivale, dans la zone de divergence du courant atlantique.

Un aspect remarquable du champ de température de surface a été observé (structure en filaments de 5 à 10 km de large) entre les Iles Baléares et la Sardaigne en relation avec une situation météorologique particulière: période de vents très faibles succédant à une période de vents violents (Mistral), ceux-ci ayant permis le mélange dans la zone de l'eau froide de la partie Nord du front Nord-Baléares avec l'eau superficielle atlantique.

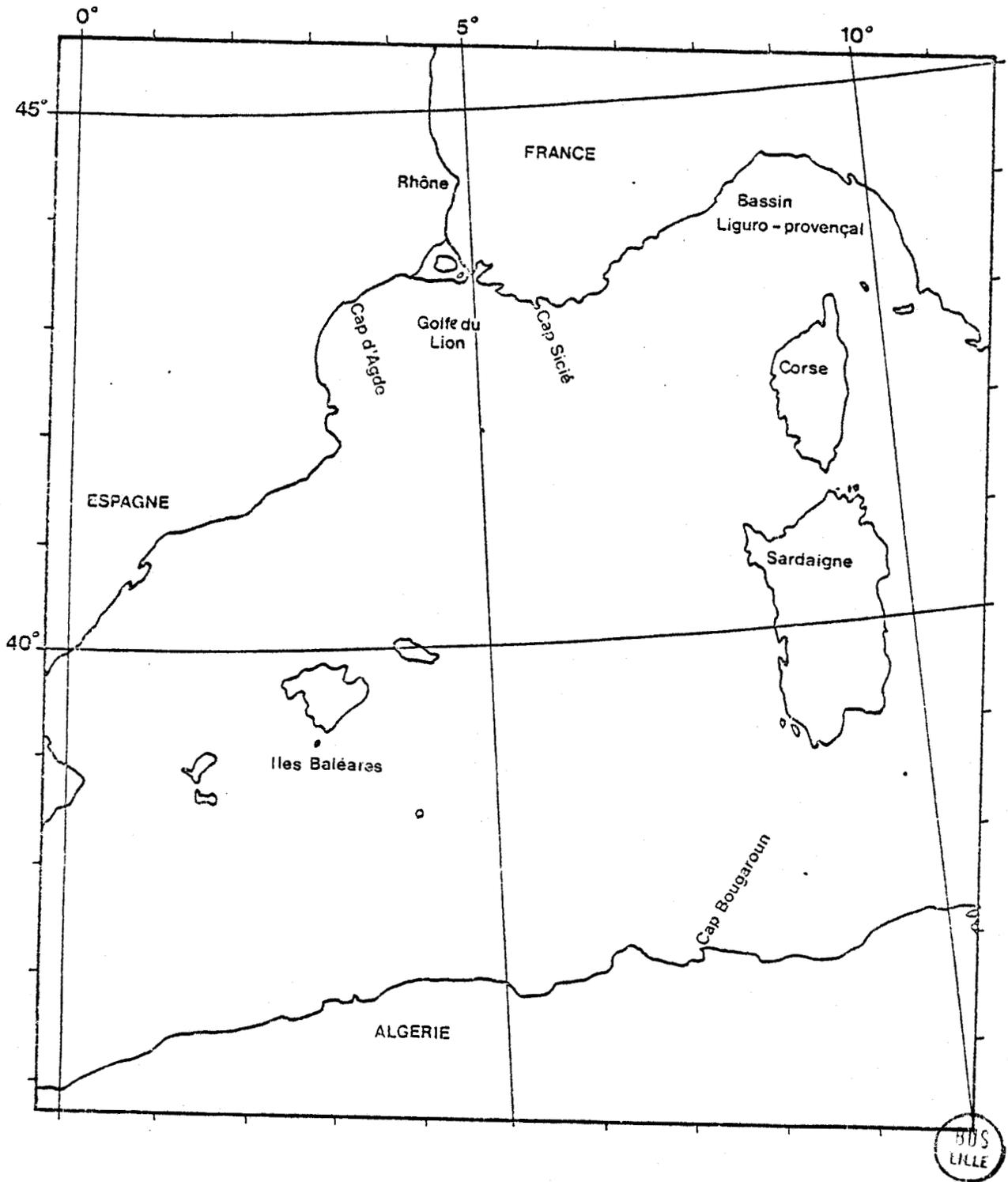


Figure II-10 : La Méditerranée Nord Occidentale.

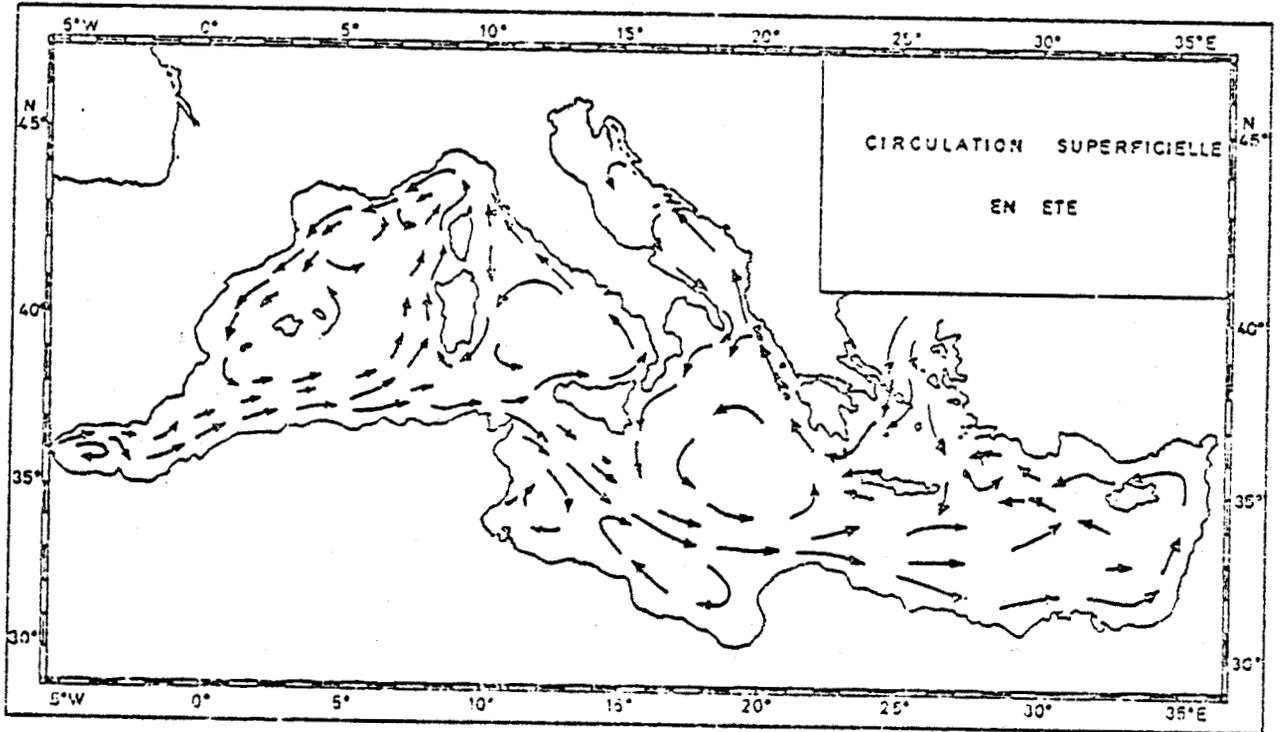


Figure II-11 : Circulation superficielle en été en Méditerranée, d'après LACOMBE et TCHERNIA (1972).



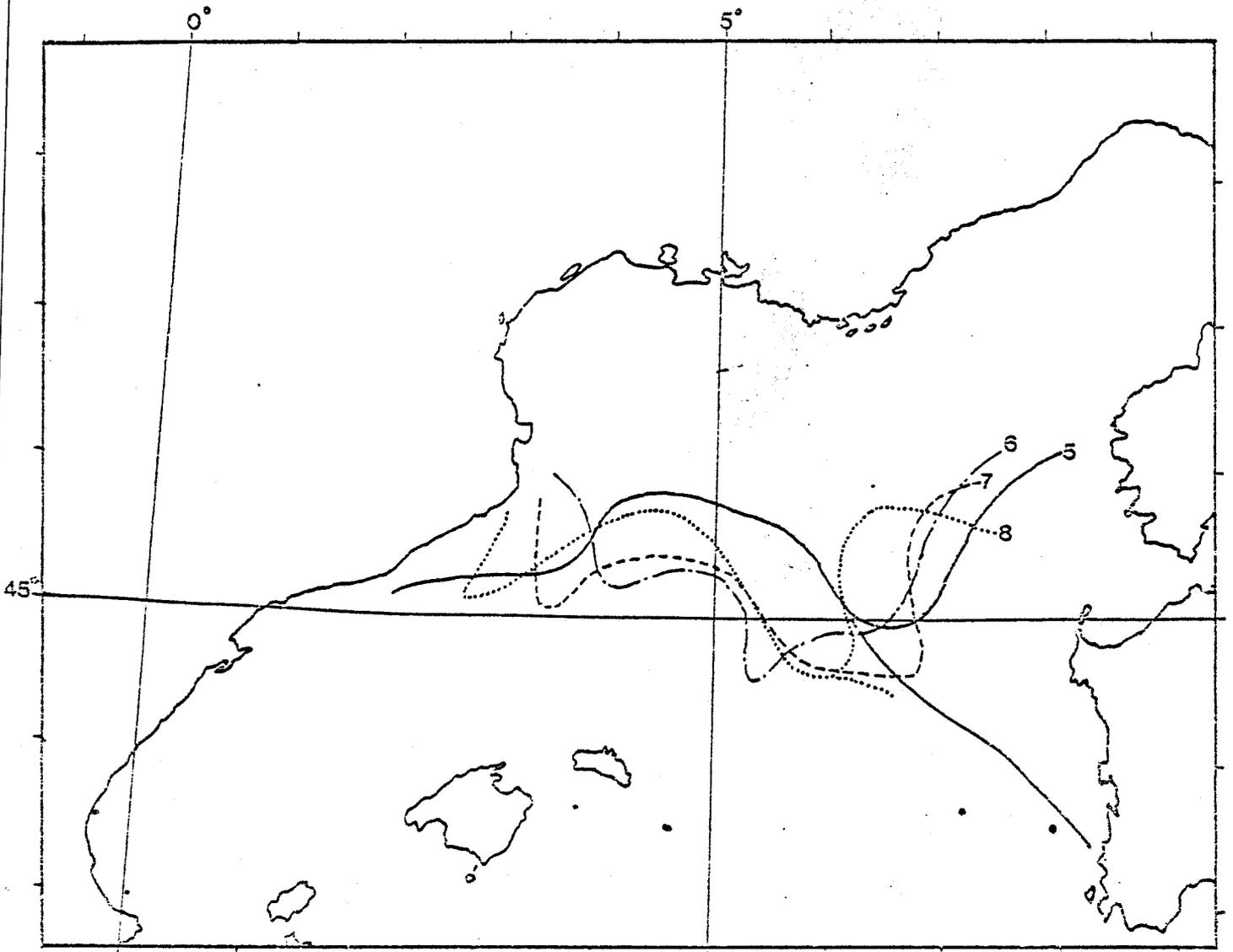


Figure II-12 : Positions moyennes du front Nord-Baléares durant l'été 78.  
Les chiffres indiquent le mois.

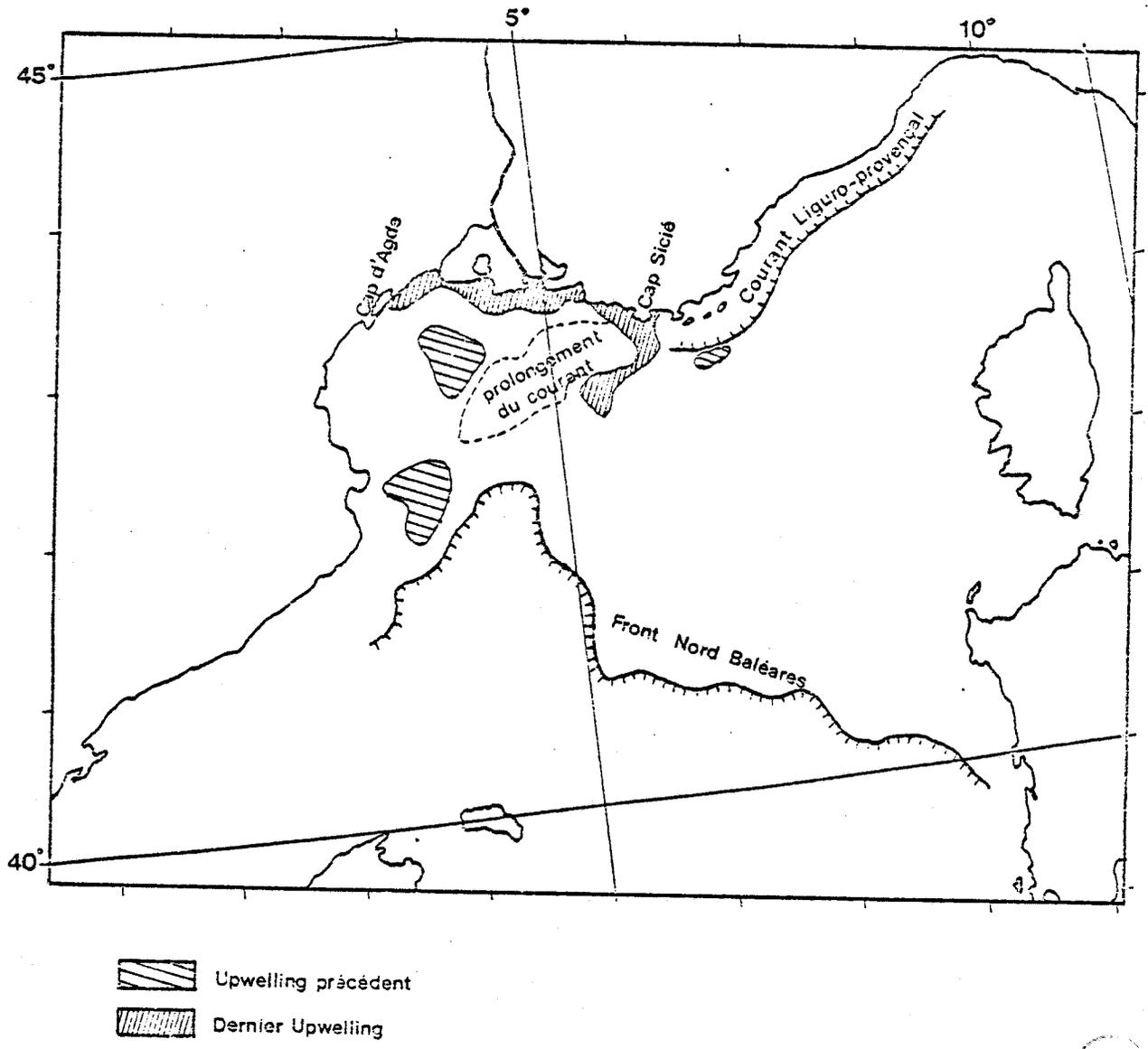
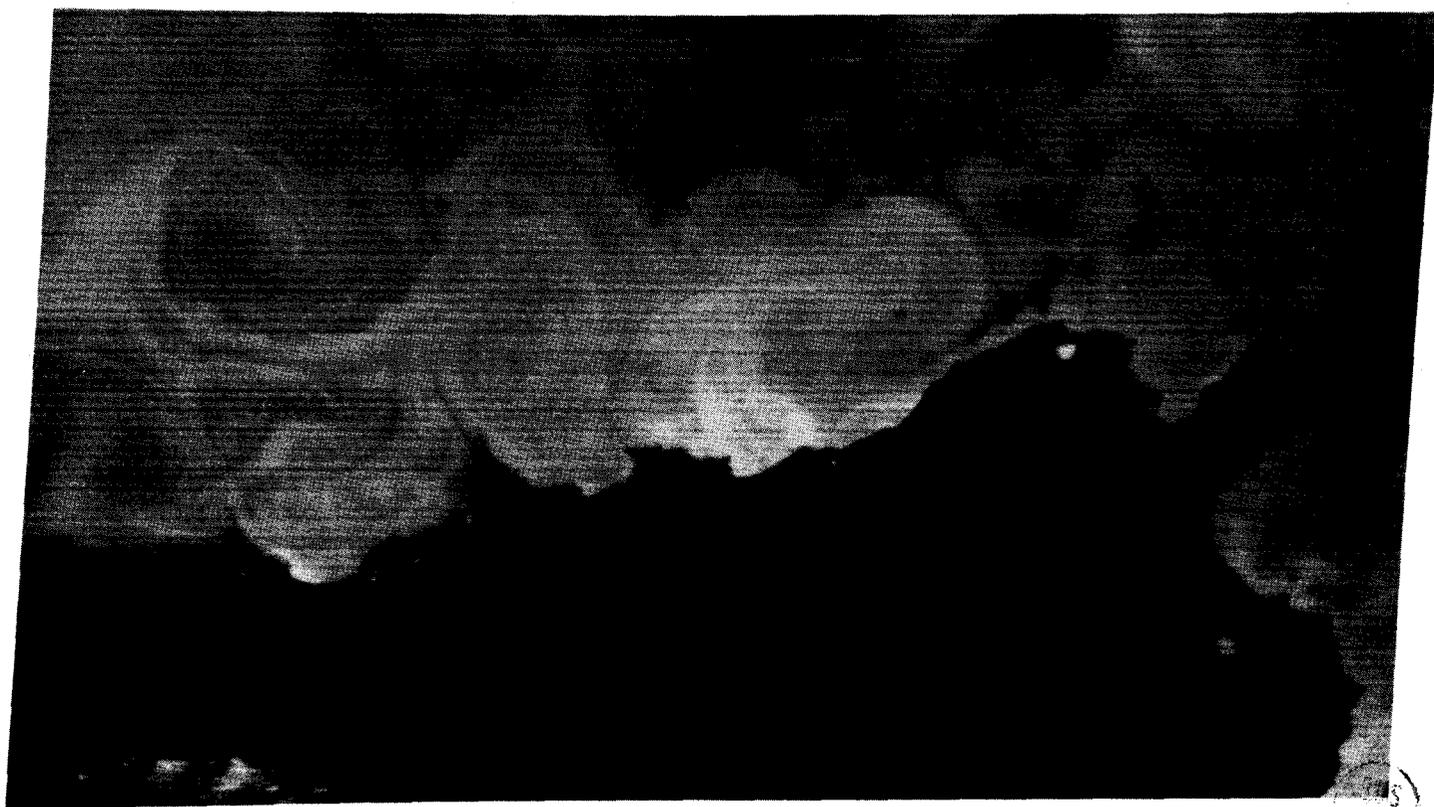


Figure II-13 : Schéma mettant en évidence la situation du 12 août 78 (Planche XI) : le courant liguro-provençal ayant repoussé différentes masses d'eaux froides résidus d'upwellings précédents est contrarié dans sa progression par un dernier upwelling intense déclenché près du Cap Sicié.





IS  
ALLE

Planche XII : Observation HCMM du 10 juillet 1978 à 1h41 TU, canal dans l'infrarouge : les teintes les plus sombres correspondent aux températures les plus faibles. Tourbillons de grandes dimensions ( $\sim 100$  km de diamètre) au large des côtes algériennes.

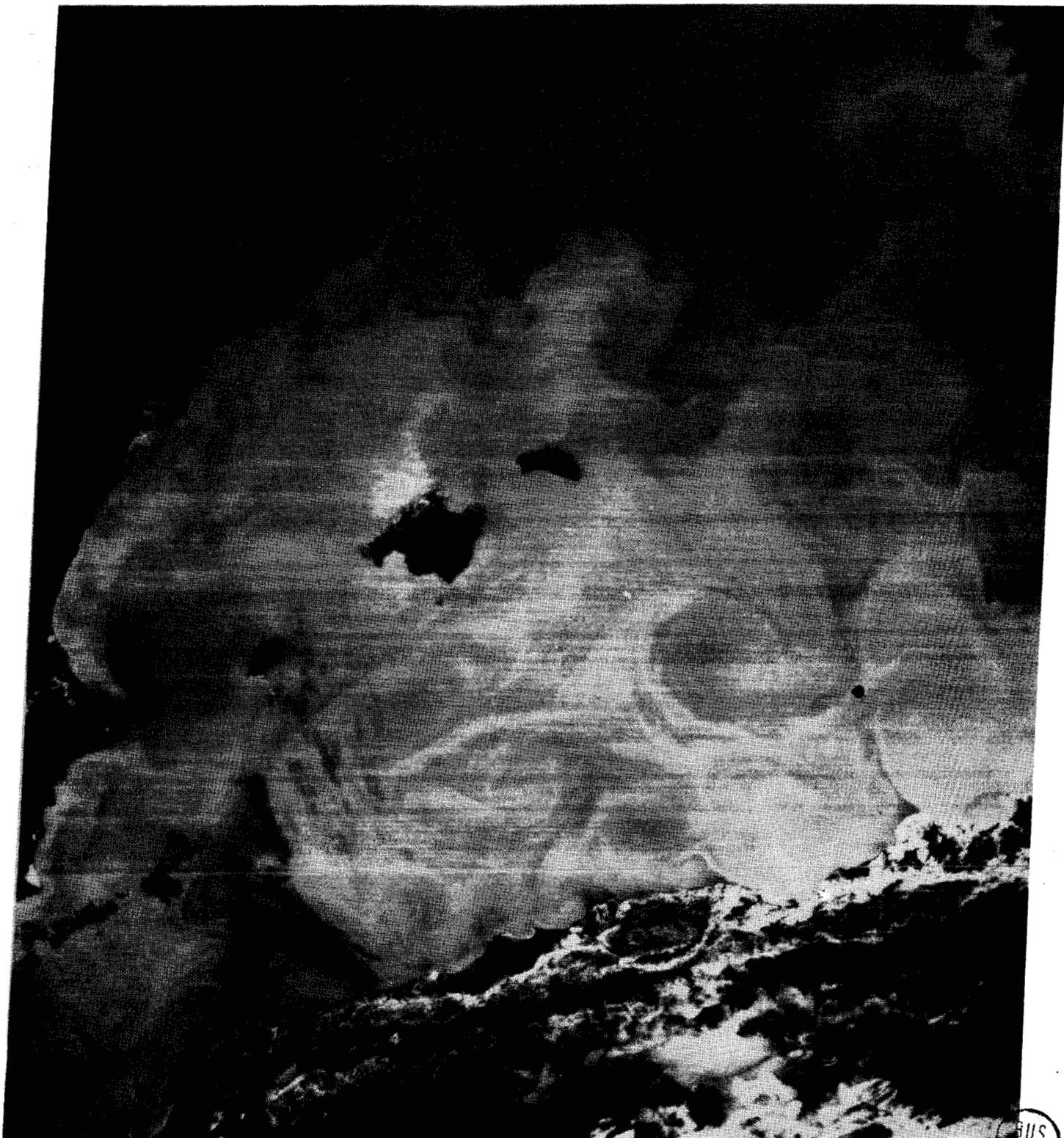


Planche XIII : Observation HCMM du 11 juillet 1978 à 1h59 TU, canal dans l'infrarouge : les teintes les plus sombres correspondent aux températures les plus faibles. Front Nord-Baléares. Tourbillons de grandes dimensions ( $\sim 100$  km de diamètre) au large des côtes algériennes.

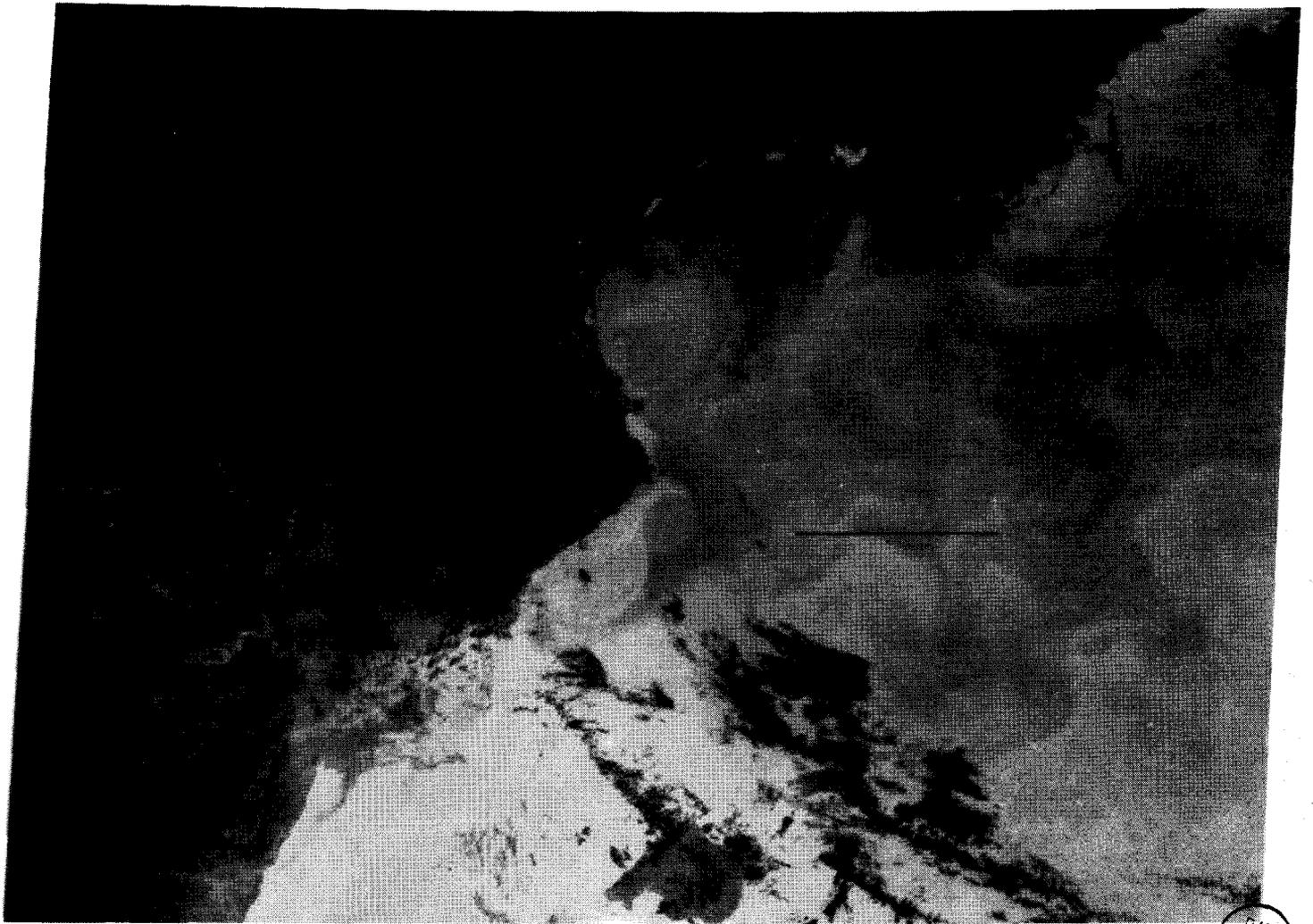


INS  
LHLE

Planche XIV : Observation HCMM du 16 juillet 1978 à 1h51 TU, canal dans l'infrarouge : les teintes les plus sombres correspondent aux températures les plus faibles. Tourbillons de grandes dimensions ( $\sim 100$  km de diamètre) au large des côtes algériennes. Aspect très inhomogène du champ de température de surface entre les Baléares et la Sardaigne.



Planche XV : Observation HCMM du 21 juillet 1978 à 1h45 TU, canal dans l'infrarouge : les teintes les plus sombres correspondent aux températures les plus faibles. Tourbillons de grandes dimensions ( $\sim 100$  km de diamètre) au large des côtes algériennes.



BUS  
LILLE

Planche XVI : Observation HCMM du 22 juillet 1978 à 2h02 TU, canal dans l'infrarouge : les teintes les plus sombres correspondent aux températures les plus faibles. Upwellings dans le Golfe du Lion.

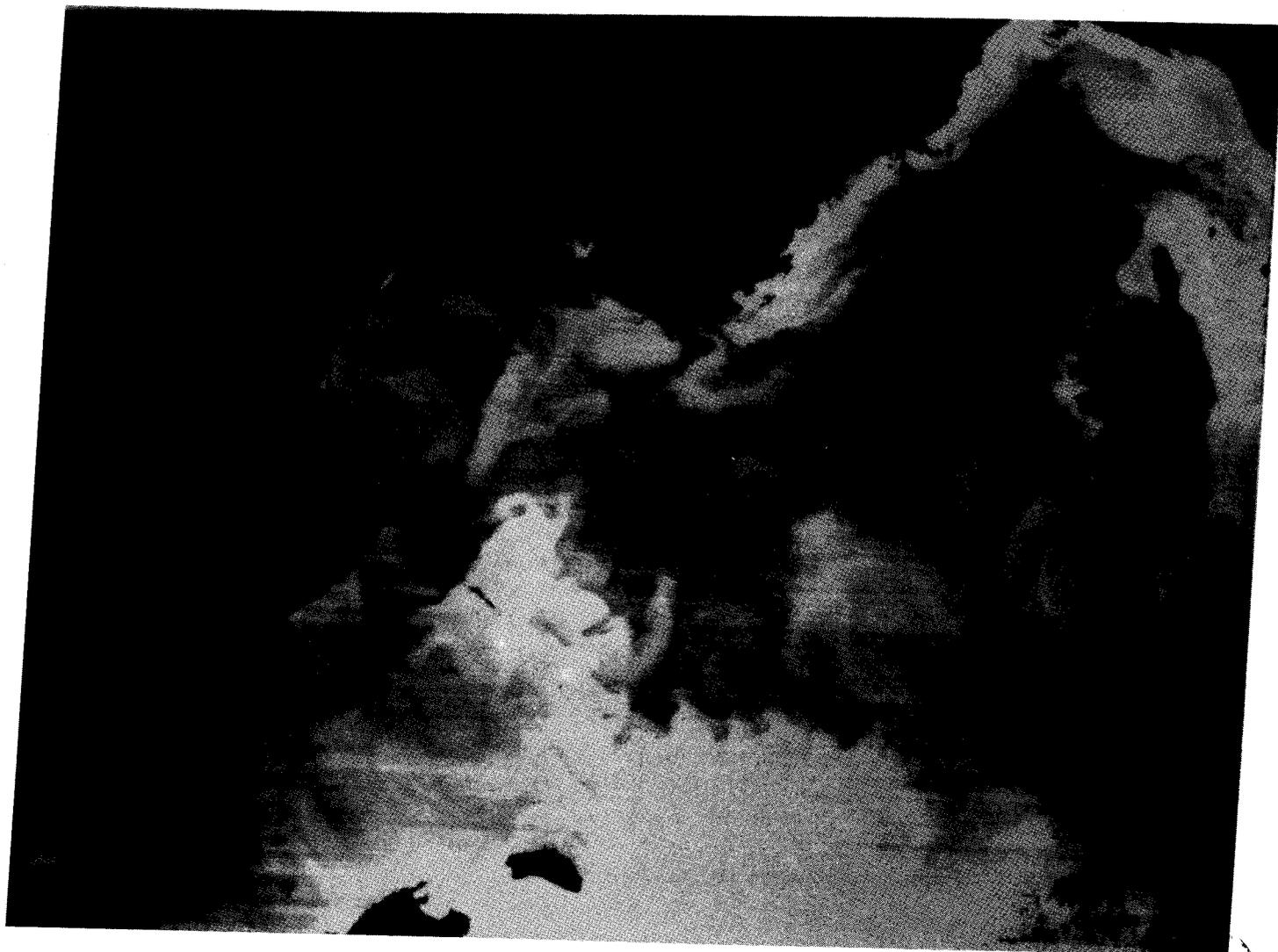


Planche XVII : Observation HCMM du 12 août 1978 à 2h02 TU, canal dans l'infrarouge : les teintes les plus sombres correspondent aux températures les plus faibles. Upwellings dans le Golfe du Lion. Courant ligu-ro-provençal.

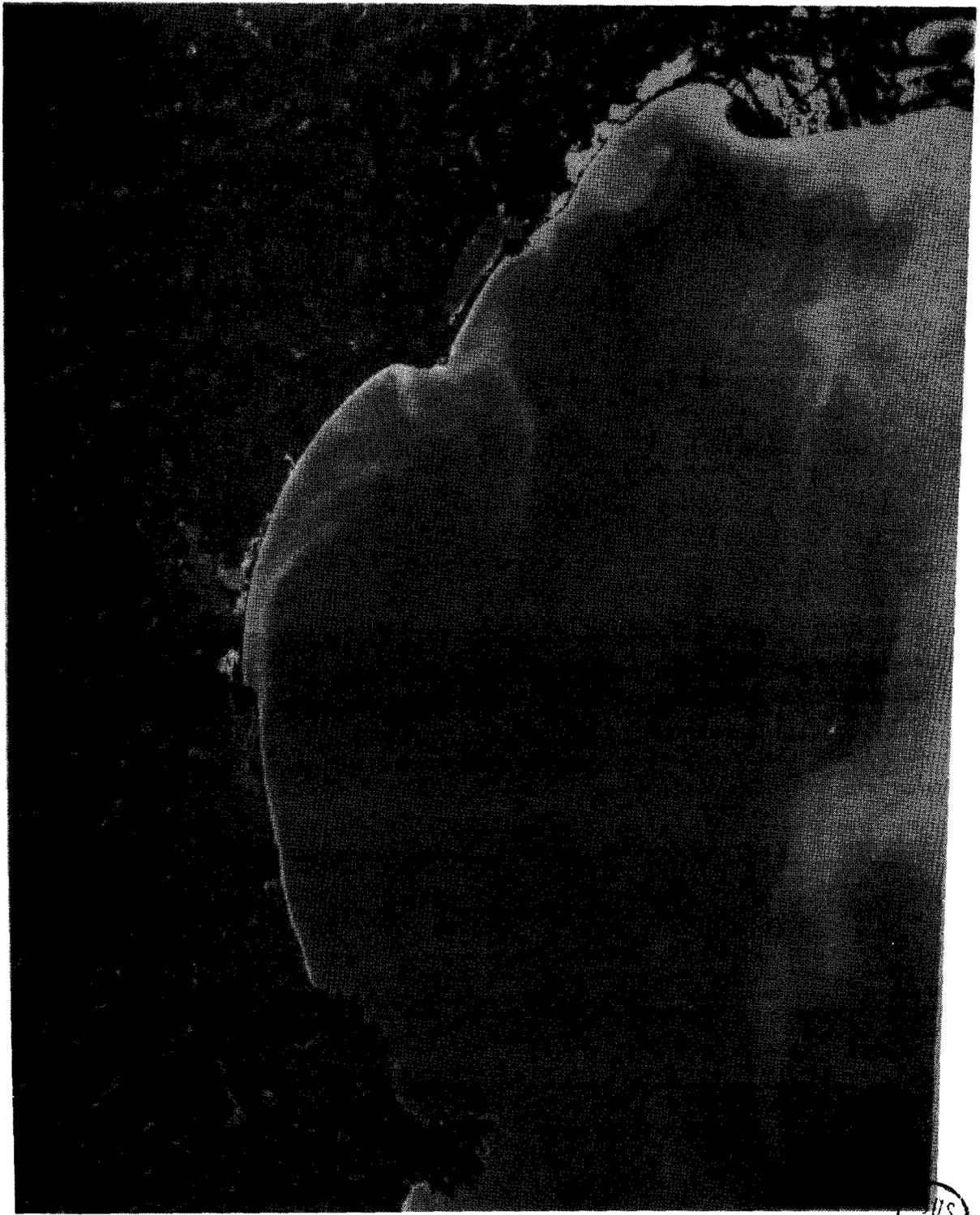


Planche XVIII : Observation LANDSAT du 12 septembre 1976. Upwellings dans le Golfe du Lion. Les sédiments côtiers (teintes claires) sont entraînés vers le large; jusque très Sud dans le cas de l'upwelling généré à l'embouchure du Rhône.

REFERENCES

- DICKSON R.R., GURBUTT P.A., PULAI V.N., 1980 : Satellite evidence of enhanced upwelling along the European continental slope. *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 813-819.
- DIETRICH G., 1950 : Die Anomale Jahresverteilung der Wärmeinhalte im Englischen Kanal, ihre Ursachen und Auswirkungen. *Deutsche Hydrographische Zeitschrift*, 3, 184-204.
- FEARNHEAD P.G., 1975 : On the formation of fronts by tidal mixing around the British Isles. *Deep Sea Res.*, 22, 311-321.
- GARZOLI S., 1979 : Contribution à l'étude de la formation et de l'évolution du front thermique sur le plateau continental breton. *Ann. Hydrogr.*, 5ème série, vol. 7, fasc. 2, 5-25.
- HEAPS, N.S., 1980 : A mechanism for local upwelling along the European continental slope. *Oceanol. Acta*, vol. 3, n° 4, 449-454.
- KILLWORTH P.D., 1978 : Coastal upwelling and Kelvin waves with small longshore topography. *J. Phys. Oceanogr.*, 8, 188-205.
- LACOMBE H., TCHERNIA P., 1972 : Caractères hydrologiques et circulation des eaux en Méditerranée. Dans : *The Mediterranean Sea*, édité par Stanley D.J., Dowden, Hutchinson et Ross, Stroudsburg, 26-36.
- MADELAIN F., 1967 : Etude hydrologique au large de la péninsule ibérique. *Cah. océanogr.*, XIX, 2, 125-136.
- MAZE M.R., 1980 : Formation d'ondes internes stationnaires sur le talus continental. Application au Golfe de Gascogne. *Ann. Hydrogr.*, n° 754, 45-58.
- NIHOUL J.C.J., RONDAY F.C., 1975 : The influence of the tidal stress on the residual circulation. *Tellus*, 29, 484-490.
- NIHOUL J.C.J., 1980 : Residual circulation, long waves and mesoscale eddies in the North Sea. *Oceanol. Acta*, vol. 3, n° 3, 309-316.
- NILLOT C., 1979 : Wind induced upwellings in the Gulf of Lions. *Oceanol. Acta*, vol. 2, n° 3, 261-274.
- PINGREE R.D., 1975 : The advance and retreat of the thermocline on the continental shelf. *J. Mar. Biol. Ass. U.K.*, 55, 965-974.
- PINGREE R.D., GRIFFITHS D.K., 1978 : Tidal fronts on the shelf seas around the British Isles. *J. Geophys. Res.*, vol. 83, n° C9, 4615-4622.

- PINGREE R.D., 1979 : Baroclinic eddies bordering the Celtic Sea in late Summer. J. Biol. Ass. U.K., 59, 689-698.
- PINGREE R.D., GRIFFITHS D.K., 1980 : Currents driven by a steady uniform wind stress on the shelf seas around the British Isles. Oceanol. Acta, vol. 3, n° 2, 227-236.
- SIMPSON J.H., HUNTER J.R., 1974 : Fronts in the Irish Sea. Nature, London, 1250, 404-406.
- SIMPSON J.H., ALLEN C.M., MORRIS N.C.G., 1978 : Fronts on the continental shelf. J. Geophys. Res., vol. 83, n° C9, 4607-4614.
- WALD L., NIHOUS G., 1980 : Ligurian Sea : Annual variation of the sea surface thermal structure as detected by satellite NOAA-5. Oceanol. Acta, vol. 3, n° 4, 465-469.
- WALD L., CREPON M., MONGET J.M., 1980 : Low frequency waves in the ligurian sea during December 77 from satellite NOAA-5. To be published in J. Geophys. Research.

CHAPITRE III

VARIABILITE A MOYENNE ECHELLE DU CHAMP DE TEMPERATURE DE SURFACE DE LA MER

PRESENTATION

Dans le manuscrit ci-après, soumis et accepté pour publication dans "*Journal of Physical Oceanography*", une analyse statistique de la variabilité à moyenne échelle du champ de température de surface de la mer a été effectuée en utilisant les données dans l'infrarouge thermique des radiomètres VHRR et HCMR, dans le but de caractériser les propriétés turbulentes de ce champ. L'exposant  $n$ , du spectre spatial de densité de variance  $E(k) \sim k^{-n}$  ( $k$  est le nombre d'onde), est obtenu à partir du calcul de la fonction de structure de la température de surface. L'étude a d'abord été débutée par WALD sur les données du VHRR/NOAA-5 dans le domaine d'échelles 40-100 km; le faible niveau de bruit des données du HCMR a permis de l'étendre aux échelles plus petites, jusque 3 km. L'étude a porté sur 11 scènes VHRR et 9 scènes HCMR, et dans le domaine d'échelles 3 - 100 km, les valeurs de  $n$  obtenues varient entre 1.5 et 2.3 avec une valeur moyenne de 1.8. Ces valeurs de  $n$  sont voisines de celles prédites par les théories de la turbulence à deux dimensions. Cependant un désaccord existe, et des théories plus avancées sont nécessaires pour expliquer cette détermination expérimentale de la variabilité à moyenne échelle du champ de température de surface de la mer.

SATELLITE DETERMINATION OF THE MESOSCALE VARIABILITY  
OF THE SEA-SURFACE TEMPERATURE

P.Y. DESCHAMPS<sup>(1)</sup>, R. FROUIN<sup>(1)</sup>, L. WALD<sup>(2)</sup>

(1) Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Equipe associée au C.N.R.S.,  
Université des Sciences et Techniques de Lille,  
59655 Villeneuve d'Ascq Cédex, France.

(2) Centre de Télédétection et d'Analyse des Milieux Naturels,  
Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, Sophia-Antipolis,  
06560 Valbonne, France.

ABSTRACT

Satellite infrared data have been used to investigate the mesoscale variability of the SST (Sea Surface Temperature) field. A statistical analysis of the SST field has been performed by means of the structure function. Results give the equivalent power law exponent,  $n$ , of the spatial variance density spectrum,  $E(k) \sim k^{-n}$ . The exponent  $n$  was found to vary from 1.5 to 2.3 with a mean value of 1.8 in the range of scales 3-100 km which is in agreement with previous one-dimensional analysis from shipborne and airborne measurements. These observed values of  $n$  are discussed and compared with the values predicted by turbulence theories.

## 1. Introduction

Present day satellite infrared radiometers permit the determination of the mesoscale SST (Sea Surface Temperature) field on an operational basis thanks to their improved radiometric performances, which typically are of a few tenths of ( $^{\circ}\text{C}$ ) for a nadir resolution of  $1 \text{ km}^2$ . This gives a potential tool for a systematic investigation of mesoscale thermal features such as thermal fronts, eddies and plumes which have already been observed and studied by means of infrared pictures or derived SST maps. In addition to these observable features, a part of the SST field must be considered as random and containing some other information which can only be retrieved by a statistical analysis - e.g. the spectral density of variance.

Attempts to compute the spatial spectrum of the SST have previously been made by Mc Leish (1970), Saunders (1972 a) and Holladay and O'Brien (1975), from airborne infrared measurements along an aircraft track. Examples of mesoscale spectra have also been determined from shipborne measurements (Voorhis and Perkins, 1966, Fieux et al., 1978). Satellite observations give a unique opportunity to investigate the mesoscale variability of the SST field, down to scales of 1 km, at any given time, with a frequency which is limited only by the cloud cover. In the present study, we intend to demonstrate the feasibility of using satellite data to obtain statistical parameters of the mesoscale SST field.

## 2. Statistical analysis of the SST field

Studies of the variability of the temperature (or any scalar) field usually make extensive use of spectral methods - i.e. the computation of the density spectrum of the scalar variance by means of Fourier transformation or autocorrelation function, to obtain a typical power law which characterizes the variability of the temperature field and which can be related to turbulence theories. In the present study, the structure function has been employed in order to more accurately determine the power law exponent in the presence of the large noise level found in satellite infrared data.

### 2.1 - Structure function

If the SST field is considered as being an isotropic random process with homogeneous increments (at least locally), the structure function can be computed as :

$$D_{TT}(h) = \frac{1}{2} \overline{\{T(x+h) - T(x)\}^2} \quad (1)$$

where  $T(x)$  is the temperature at  $x$ ,

$h$  is the spatial scale, and the  $\bar{\quad}$  denotes an average operator. In the subsequent,  $k$  denotes the wavenumber of the form  $k = h^{-1}$ .

The main advantage of the structure function,  $D(h)$  when compared with the spectrum of the variance density,  $E(k)$ , or with the autocorrelation function,  $B(h)$ , is that its experimental determination is more accurate and much less affected by random variations because

only increments are taken into account (Panchev, 1971). An example is given in Fig. 1 where both  $E_T(k)$  and  $D_{TT}(h)$  have been computed and are shown for the same sample of the SST field, measured by the AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer) experiment on board the TIROS-N satellite. This example shows clearly that the structure function is more regular than the spectrum, allowing an easier determination of the characteristic parameters - e.g. the power law exponent given by the slope when using logarithmic coordinates.

## 2.2 - Interpretation of the structure function

The structure function  $D(h)$  represents the statistical influence of a point upon other points a distance  $h$ . For a homogeneous and isotropic random process,  $D(h)$  and  $B(h)$  are linked by the following relationship :

$$D(h) = [B(0) - B(h)] \quad (2)$$

As  $B(h)$  and  $E(k)$  are the Fourier transformations of each other,  $D(h)$  may thus be related to  $E(k)$  (Panchev, 1971) :

$$D(h) = \int_0^{\infty} (1 - \cos 2\pi kh) E(k) dk \quad (3)$$

for a one-dimensional analysis.

In the inertial range, the spectrum is usually characterized by the following law :

$$E(k) \sim k^{-n} \quad (4)$$

From (3), it can be shown that the structure function then may be written, as :

$$D(h) \sim h^{-P} \quad (5)$$

where :

$$n = p + 1 \quad (6)$$

when  $n > 1$  in order to respect the convergence of the integral (3) at small scales. The exponent,  $n$ , of the spectral density can thus be alternately determined from the structure function using (6), if the field under study is homogeneous.

Two kinds of error may affect the satellite based determination of the SST field : instrumental data noise, atmospheric effect.

Although the structure function has the advantage of being much more regular than the spectrum, the study of the structure function and of its shape is generally limited by the noise level at the smallest scales. This effect is illustrated in Fig. 1b, where the observed slope giving the power law exponent of the structure function decreases from about 1 at the large scales to 0 at the smallest scales.

In the particular case of random fluctuations due to an instrumental white noise, both the spectral density and the structure function resume to constants,  $E_n$  and  $D_n$ , with  $E_n = \sigma_n/k_0$  ;  
 $D_n = \sigma_n$ , where  $\sigma_n$  is the noise variance,  $k_0$  the upper wavenumber

limit of the spectral analysis. This noise constant adds to the actual structure function of the SST, which restricts the exponent determination at the largest scales where the noise constant may be neglected ( $D_n \ll D(h)$ ). When necessary, a suitable spatial smoothing may reduce the noise, with a corresponding degradation of the ground resolution.

Smoothing also introduces a bias in the determination of the structure function. If  $D_F(h)$  is the structure function of the smoothed field, and  $Q$  is the convolution square of the smoothing function,  $F$ , it may be shown (Matheron, 1970), that :

$$D_F(h) = D \star Q - A \quad (7)$$

where  $\star$  is the convolution operator and  $A$  is a constant :

$$A = \int_{-\infty}^{+\infty} D(u) Q(u) du \quad (8)$$

When  $F$  is the spatial average in a square of side,  $a$ ,  $A = D(a)/3$  for  $p = 1$ . Similarly to the noise constant, the influence of the bias introduced by smoothing rapidly decreases when  $h$  increases, and is less than 10 % at  $h > 3a$ . Above this scale, the influence of smoothing can then be neglected ( $A \ll D(h)$ ).

The atmospheric transmittance,  $\tau$ , in the 10.5 - 12.5 $\mu$ m channel mostly used on satellites, depends mainly upon the atmospheric water vapor content and typically varies between 0.9 and 0.3 (Kneizys et al., 1980). The radiometric temperature,  $T_B$ , measured from space, must thus be expressed as :

$$T_B = \tau T_W + (1 - \tau) T_a \quad (9)$$

where  $T_W$  is the water temperature, and  $T_a$  is an appropriate mean air temperature. From (9) it is obvious that the structure function computed from satellite data depends not only upon the variations of  $T_W$ , but also of  $T_a$  and  $\tau$ . Atmospheric variability is generally assumed to be at larger scales than oceanic variability, so that atmospheric fluctuations could be neglected at scales less than 100 km. Nevertheless, the satellite determination of the structure function may on some occasions be partially contaminated by air temperature and water vapor variations, but it is very unlikely that this would occur over the open sea where it can be assumed that atmospheric parameters are stable within the scale range. A further study involving satellite and surface measurements along the same track would have been necessary in order to resolve this problem. Assuming a constant atmosphere :

$$T_B(x+h) - T_B(x) = \tau (T_W(x+h) - T_W(x)) \quad (10)$$

and :

$$D_{T_B T_B}(h) = \tau^2 D_{T_W T_W}(h) \quad (11)$$

where the influence of the atmosphere affects only the determination of the structure function amplitude, and not the determination of the power law exponent,  $p$ . Because the atmospheric transmittance cannot be accurately determined over the oceans, only one parameter of the structure function can be determined from a satellite ; this is the power law exponent,  $p$ , obtained from the slope of the curve in a log-log plot.

The hypothesis of the homogeneity of the random field must be verified, otherwise erroneous determinations of the exponent could be obtained. For example, a frontal zone would have a spectrum  $E_T(k) \sim k^{-2}$ , but  $D_{TT}(h) \sim h^2$ . Since these exponents are close to the physically expected values, it is necessary to carefully check the homogeneity of the SST field and to remove the existing trend if necessary. When the mean horizontal gradient of the SST,  $\partial T/\partial x$ , is small, it is sufficient to respect :

$$(\partial T/\partial x)^2 h^2 \ll D(h) \tag{12}$$

over the study range of scales, otherwise the standard procedures must be applied to detrendize the data.

### 3. Results

The results of two independent but complementary studies are hereby presented. The first study deals with data obtained from the VHRR (Very High Resolution Radiometer) on board NOAA-5, and was limited to the range of scales 40-100 km because of the large level of instrumental noise. The improved radiometric performances of the HCMM (Heat Capacity Mapping Mission) data, - i.e. a nadir resolution of 0.5 km and NEDT = 0.3° K (see Table 1) - allowed us to extend the study down to scales of 3 km. The visible channel was used to select cloudfree study areas in the Northeastern Atlantic Ocean and the Mediterranean Sea. Only areas in which no large scale specific features were viewed on fully enhanced images were considered homogeneous and used in this study.

Locations are shown in Fig. 2 and dates are given in Table 2. At each location, the unidimensional structure functions were computed in four directions,  $\theta = 0$  (across the satellite track - i.e. approximately east to west),  $\pi/4$ ,  $\pi/2$  (along the satellite track) and  $3\pi/4$ .

Examples of the computed structure functions are given in Fig. 3 for VHRR/NOAA-5 and in Fig. 4 for HCMM. The results generally show that the SST field is not exactly isotropic. Nevertheless, the structure functions, if not equal, are roughly parallel on a log-log plot, so that the anisotropy is confined in the amplitude,  $A(\theta)$  :

$$D_{TT}(\theta, h) = A(\theta) h^p \quad (13)$$

but the slope  $p$  remains very nearly isotropic.

Values of  $p$  from 0.5 to 1.3 have been observed in this study with an estimated accuracy of about 0.1. Using VHRR/NOAA-5 data, 44 estimations of  $p$  were made in the range of scales 40-100 km, and HCMM data were used to make 37 estimations in the range of scales 3-30 km. The corresponding histograms of the observed  $p$  are given in Fig. 5a and Fig. 5b. The most frequent values are 0.9-1.0 and the mean values are 0.8 (3-30km) and 0.9 (40-100 km) with a standard deviation of about 0.2. About 90 % of the observed values are distributed between 0.5 and 1.1. The results correspond to a mean value of the power law exponent of the spectrum,  $n$ , of 1.8 in the wavenumber range  $0.01-0.3 \text{ km}^{-1}$ .

The amplitude of the structure functions varied from  $10^{-2}$  to  $10^{-1} (\text{°C})^2$  at  $h = 40 \text{ km}$ . Even after spatial smoothing, it was noted

that the noise level tended to slightly reduce the estimated values of  $p$  because the structure function of the noise is a constant ( $p=0$ ). This is particularly true when the noise level ( $5 \cdot 10^{-3} (\text{°C})^2$  for the HCMM data,  $3 \cdot 10^{-2} (\text{°C})^2$  for the VHRR/NOAA-5 after smoothings) is of the same order as the structure function (see Fig. 1). Whenever possible, the estimates of  $p$  were corrected for this effect, but the effect could partly explain the lowest values of  $p$ .

On the other hand, a mean horizontal thermal gradient would give  $D(h) \sim h^2$ . The areas studied were carefully selected to avoid the existence of thermal gradients which would increase the estimate of  $p$  towards larger values ; nevertheless some influence on the data could remain. Both of these effects, noise level and horizontal thermal gradients, could partly but not totally explain the spread of the results around the mean value, between 0.5 and 1.3, which remains significant. There is no evidence of correlation between the estimates of  $p$  and the corresponding geographical locations or seasons, but nevertheless, we would guess that it is probably necessary to involve physical processes in the explanation of the observed  $p$  values.

#### 4. Discussion

Using (6) and the results from this structure function analysis, we obtain a spectral density power exponent with a range of  $1.5 < n < 2.3$ . This agrees fairly well with the previous results reported by several authors either from shipborne measurements (Fieux et al, 1978), or from airborne measurements (Saunders, 1972a), for the one-dimensional temperature spectra (see Table 3). Holladay and O'Brien (1975) attempted to reconstruct the

two dimensional SST field from the tracks of the aircraft survey and found  $n \approx 3$  for the isotropic part of the two-dimensional spectrum, which probably is an overestimation of the value due to the smoothing of high wavenumbers produced by the SST mapping procedure.

The experimental values,  $1.5 < n < 2.3$ , have to be compared with those given by turbulence theories. All of the theories assume the existence of an inertial range, i.e. that the considered scales are far from the energy sink and source scales. It is not evident that the range of scales 3-100 km in the ocean is an inertial one. The scales of input and sink of energy remain puzzling (see a review in Rhines (1977) or Woods (1977)). The final energy dissipation occurs at molecular scales but larger scales play a role via internal and surface wave breaking. These waves may also generate motion at larger scales via non linear processes (Hasselmann, 1971). The interactions between internal waves and mesoscale eddies are uncertain. Müller (1974) predicts that internal waves gain energy from eddies, while the critical-layer absorption theory of Ruddick (1980) suggests the opposite. The typical scales of internal waves are to the lower limit of the studied range and interactions may occur.

Input of kinetic energy related to wind is found at scales of the same order as the wind waves (100 m), and the meteorological systems (1000 km or more). Energy inflow due to thermodynamic forcing is found at even large scales. All of these scales are one or two orders of magnitude smaller or greater than those studied. At some locations, interior processes such as baroclinic instability may also play an important role in converting energy through non-linear mechanisms. The scales of these phenomena are on the order of one to six times the

internal radius of deformation, depending on the physics of the problem. This radius is of approximately 50 km in the open ocean and 7 km in the Mediterranean sea. If these physical processes are of importance in the area studied, the 3-100 km range is not an inertial one. In fact, we cannot specifically determine whether or not the 3-100 km range is an inertial one from our observations : by looking at Fig. 3 and 4, one can notice that the structure functions do not exhibit any peak characterizing a very energetic scale in the range we deal with, but this may only mean that the energy inputs are from outside the studied range.

In the range of scales 3-100 km, horizontal scales are the larger if compared with vertical ones, and the observed variability may be considered a quasi two-dimensional process. Therefore the observations can be related to the  $n$ -values predicted by the theories of two dimensional turbulence (Kraichnan, 1971) and of geostrophic turbulence in the atmosphere (Charney, 1971). These theories take into account either the conservation of energy and of enstrophy (half of the mean square of the vorticity) in the case of Kraichnan's theory, or the conservation of energy and of the pseudo-potential enstrophy (Charney). Both of these theories agree when predicting the power law of the kinetic energy spectrum :  $E_K(k) \sim k^{-3}$ . But the relations between current and temperature are not obvious and the different mechanisms involved lead to drastically different theoretical power laws for the temperature variance spectrum. Kraichnan's theory, considering that temperature is a passive contaminant implies that  $E_T(k)$  only depends upon  $k$  and upon the dissipation rates of enstrophy and temperature variance. Then, from a dimensional analysis,  $E_T(k)$  must follow a  $k^{-1}$  power law. Charney made use of the perfect gas law and of the hydrostatic relation to compute a relation between the temperature and the stream function

and he found the same law for  $E_T(k)$  as for  $E_K(k)$  - i.e.  $E_T(k) \sim E_K(k) \sim k^{-3}$ . Also assuming  $E_K(k) \sim k^{-3}$ , Saunders (1972 b) deduced a temperature variance spectrum  $E_T(k) \sim k^{-5}$ , by the use of the thermal wind equation. These examples demonstrate how results may be very different according to various authors. In this study, the mean observed value of 1.8 for  $n$  is far from the assessment ( $n=5$ ) made by Saunders but falls between the Kraichnan and Charney predictions ( $n=1$  and  $3$ ). This discrepancy may be due to the fact that the conditions of the theories have not been fully met and namely that the study range is not an inertial one.

Three-dimensional theories of turbulence (Kolmogorov, 1941, Bolgiano, 1962) or space-time variability theories of internal waves (Garrett and Munk, 1972, 1975) report values of  $n$  close to those found in our study (respectively 1.7, 1.4 and 2), but the physical basis of their hypothesis can hardly be extended to the mesoscale range.

We may also notice that several experimental studies of air temperature variability mention values of  $n$  in agreement with our study at similar range of scales (100-1000 km). See reviews by Gage (1979) and Panchev (1971). Some of these results are obtained by using spectral analysis on time-series data and equivalent wavenumbers are computed by using Taylor's relation. As the validity of this relation is dubious for such scales, these time-series results must be viewed sceptically. But as for the oceanographic observations, there is no

atmospheric theory to explain the observed results.

In summary, the power law exponent  $n$  of the spectral temperature variance observed in the range of scales 3-100 km is nearly 2. This is very discordant with the values predicted by turbulence theories which are widely spread around this value. Results and conclusions from the present study are very similar to the experimental results published by Saunders (1972 a) nearly a decade ago but it is emphasized that further advanced theories are still needed in order to explain the experimental determination of the mesoscale SST variability.

## 5. Conclusion

This study has proven that it is feasible to estimate the random properties of the SST field in the mesoscale range 3-100 km from satellite infrared data. As compared with previous analysis of shipborne and airborne observations, the use of satellite data allowed us to perform more systematic study, including the isotropy of the SST field. Using the structure function, the power law exponent,  $n$ , of the SST field variance density spectrum can be retrieved with good accuracy ( $\pm 0.1$ ). A mean value of 1.8 and a standard deviation of 0.2 have been found in the range of scales 3-100 km, and extreme values of 1.5 and 2.3 have been observed.

The results give rise to several questions : (i) Is the range of scales 3-100 km an inertial one ? (ii) If yes, is there any turbulence theory which would explain the spectrum power law observed ? (iii) If not, at which scales are the inputs of energy and to which

processes are they related ? At the present time, further investigations, both theoretical and experimental, are needed to interpret the physical mechanisms and parameters involved in the mesoscale variability of the SST field.

#### ACKNOWLEDGEMENTS

The authors are indebted to the receiving station of the "Météorologie Nationale" at Lannion, France, for providing them the infrared data from meteorological satellites. HCMM data have been received from NASA as a support to HCMM investigation number 15. They wish also to acknowledge the helpful advice of J.M. Monget and the fruitful suggestions of Dr. Crepon. Thanks to L.F. Martin for his aid in the translation. Support for this work has been provided by the following french agencies : CNRS (Centre National de la Recherche Scientifique), CNES (Centre National d'Etudes Spatiales) and CNEXO (Centre National pour l'Exploitation des Océans).

REFERENCES

- BOLGIANO R., 1962 : Structure of turbulence in stratified media.  
J. Geophys. Res., 67, 8, 3015-3023.
- CHARNEY J.G., 1971 : Geostrophic turbulence. J. Atmos. Sci., 28, 1087-1095.
- FIEUX M., S. GARZOLI and J. GONELLA, 1978 : Contribution à la connaissance de la structure spatiale des courants superficiels au large du golfe du Lion. J. Rech. Oceanogr., 3, 4.
- GAGE K.S., 1979 : Evidence for a  $k^{-5/3}$  law inertial range in mesoscale two dimensional turbulence. J. Atmos. Sci., 36, 1950-1954.
- GARRETT C. and W. MUNK, 1972 : Space time scales of internal waves.  
Geophys. Fluid Dynamics, 3, 225-264.
- GARRETT C. and W. MUNK, 1975 : Space time of internal waves : a progress report. J. Geophys. Res., 80, 3, 291-297.
- HASSELMAN K., 1971 : On the mass and momentum transfer between short gravity waves and larger scales motions. J. of Fluid Mechanics 50 (1), 189-205.
- HOLLADAY C.G. and J.J. O'BRIEN, 1975 : Mesoscale variability of sea surface temperature. J. Phys. Oceanogr., 5, 761-772.
- KNEIZYS F.X., SHETTLE E.P., GALLERY W.O., CHETWYND J.H. Jr., ABREU W.L., SELBY J.E.A., FENN R.W., Mc CLATCHEY R.A., 1980 : Atmospheric Transmittance Radiance : Computer Code LOWTRAN 5. Environmental Research Papers, 697, Air Force Geophysics Laboratory, Massachusetts.
- KOLMOGOROV A.N., 1941 : The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. Dokl. Akad. Nauk. SSSR, 30, 301-305.

- KRAICHNAN R.H., 1971 : Inertial-range transfer in two and three-dimensional turbulence. J. Fluid Mech., 47, 3, 525-535.
- Mc LEISH W., 1970 : Spatial spectra of ocean surface temperature. J. Geophys. Res. 75, 6872-6877.
- MATHERON G., 1970 : La théorie des variables régionalisées et ses applications. Cahiers du Centre de Morphologie Mathématiques de Fontainebleau. Ecole des Mines de Paris, Editors.
- MULLER P., 1974 : On the interaction between short internal waves and larger scale motion in the ocean. Hamb. Geophys. Einzelachr., 23.
- PANCHEV S., 1971 : Random functions and turbulence. Pergamon Press, 444 p.
- RHINES P.B., 1977 : The dynamics of unsteady currents. In The Sea, 6, 189-318, Wiley Interscience, New York, 1048 p.
- RUDDICK B., 1980 : Critical layers and the Garrett-Munk spectrum. J. of Marine Research, 38, 1, 135-145.
- SAUNDERS P.M., 1972 a : Space and time variability of temperature in the upper ocean. Deep-Sea Res., 19, 467-480.
- SAUNDERS P.M., 1972 b : Comments on "Wavenumber-frequency spectra of temperature in the free atmosphere". J. Atmos. Sci., 29, 197-199.
- VOORHIS A.D. and PERKINS H.T., 1966 : The spatial spectrum of short-wave fluctuations in the near surface thermocline. Deep-Sea Res., 13, 641-654.
- WOODS J.D., 1977 : Parametrization of unresolved motions. In "Modelling and Prediction of the Upper Layers of the Ocean", 118-140, Kraus E.B. Editor, Pergamon Press.



Table 1. Radiometer performances of the satellite experiments used in this study.

Satellite experiment	Ground resolution at nadir ( km ) <sup>2</sup>	Noise equivalent temperature difference (°C)
VHRR/NOAA-5	1	0.8
HCMR/HCM	0.25	0.3
AVHRR/TIROS-N	1	0.1



Table 2. Summary of the different areas studied

Area	Date	Location	Experiment
Eastern Mediterranean Sea	19 Mar., 1978	33°00'N-28°00'E	VHRR
"	05 May, 1978	34°00'N-15°00'E	"
"	08 May, 1978	33°00'N-29°00'E	"
"	14 May, 1978	33°30'N-28°30'E	"
"	17 May, 1978	33°30'N-26°00'E	"
Western Mediterranean Sea	29 Sep., 1977	41°00'N-04°00'E	"
"	29 May, 1978	39°05'N-07°15'E	HCMM
"	29 May, 1978	40°05'N-06°55'E	"
"	11 Jul., 1978	38°55'N-04°50'E	"
"	11 Jul., 1978	41°55'N-06°55'E	"
"	26 Jul., 1978	39°20'N-06°15'E	"
"	28 Jul., 1978	38°15'N-03°45'E	"
"	28 Jul., 1978	38°35'N-05°05'E	"
"	28 Jul., 1978	37°40'N-07°25'E	"
"	14 Aug., 1978	38°30'N-03°00'E	VHRR
"	14 Sep., 1978	40°25'N-06°30'E	HCMM
"	14 Sep., 1978	40°35'N-11°55'E	"
"	14 Sep., 1978	41°40'N-06°45'E	"
Northeastern Atlantic Ocean	11 Sep., 1977	46°00'N-06°30'W	VHRR
"	14 Sep., 1977	45°00'N-07°00'W	"
"	06 Jan., 1978	46°30'N-09°00'W	"
"	10 May, 1978	46°00'N-08°00'W	"
"	11 May, 1978	45°15'N-04°40'W	HCMM
"	11 May, 1978	38°35'N-11°45'W	"
"	18 Jun., 1978	46°00'N-08°35'W	"



Table 3. Summary of observed mesoscale SST variability.

Authors	Range of scales ( km )	Power law exponent n	Comments
SAUNDERS (1972)	3 - 100	$2.2 \pm 0.1$	1-D, surface temperature, airborne infrared sensor.
HOLLADAY and O'BRIEN (1975)	3 - 20	3	2-D, SST maps from aircraft surveys.
FIEUX and Al. (1978)	1 - 64	2	1-D, surface temperature, ship-towed sensors.
This study	3 - 100	$1.5 < n < 2.3 ; \bar{n} = 1.8$	2-D, surface temperature, satellite data.



CAPTIONS

Figure 1 - Comparison between the density of temperature variance  $E_T(k)$  (a) and the structure function  $D_{TT}(h)$  (b), computed from AVHRR data, July 17, 1979, over the Bay of Biscay ( $45^\circ 30' N - 4^\circ 30' W$ ). The dashed line indicates the radiometer noise level.

Figure 2 - Geographical locations of the different study areas for HCMM data ( $\blacktriangledown$ ), and VHRR data ( $\bullet$ ).

Figure 3 - Example of structure functions computed from VHRR data.

Figure 4 - Example of structure functions computed from HCMM data.

Figure 5 - Histograms of the observed values of the power law exponent  $p$  of the structure function in the range of scales 40 - 100 km (a) and in the range of scales 3-30 km (b).

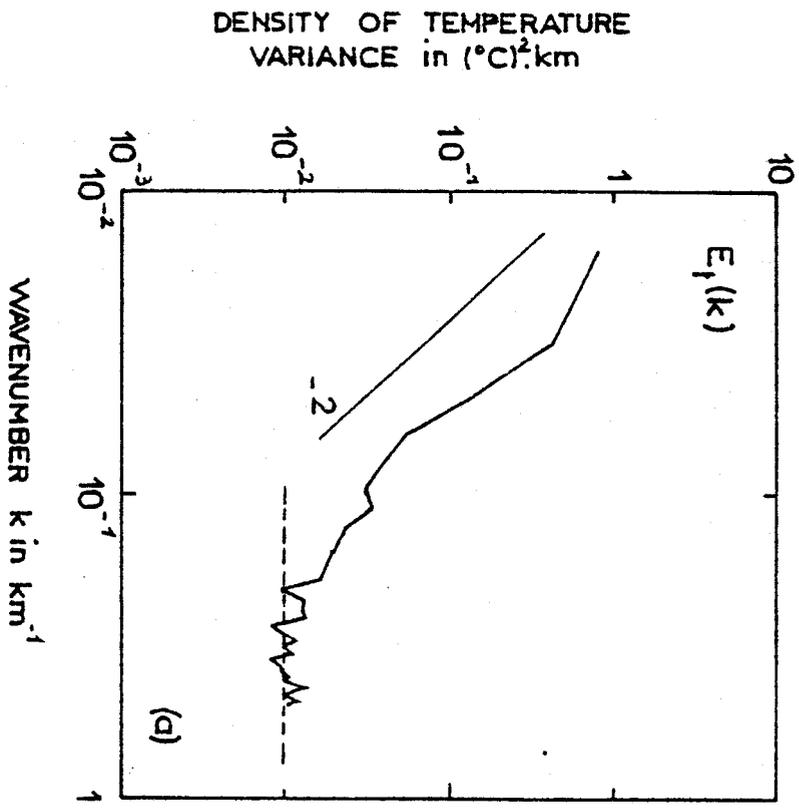


Fig. 1a

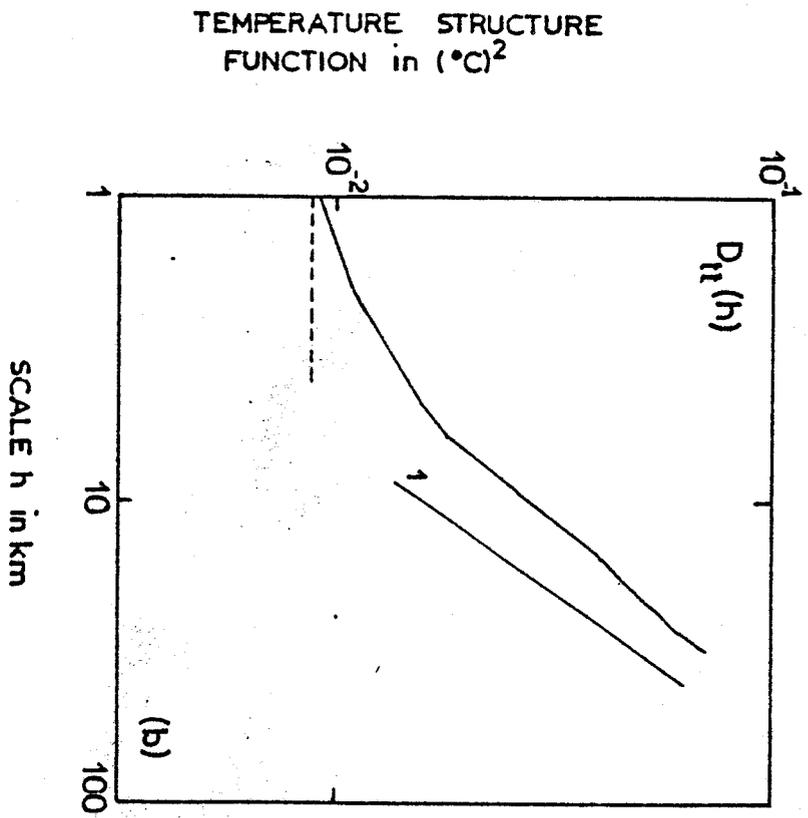


Fig. 1b

Figure 1 - Comparison between the density of temperature variance  $E_t(k)$  (a)

and the structure function  $D_{tt}(h)$  (b), computed from AVHRR data,

July 17, 1979, over the Bay of Biscay ( $45^{\circ} 30' \text{ N} - 4^{\circ} 30' \text{ W}$ ).

The dashed line indicates the radiometer noise level.



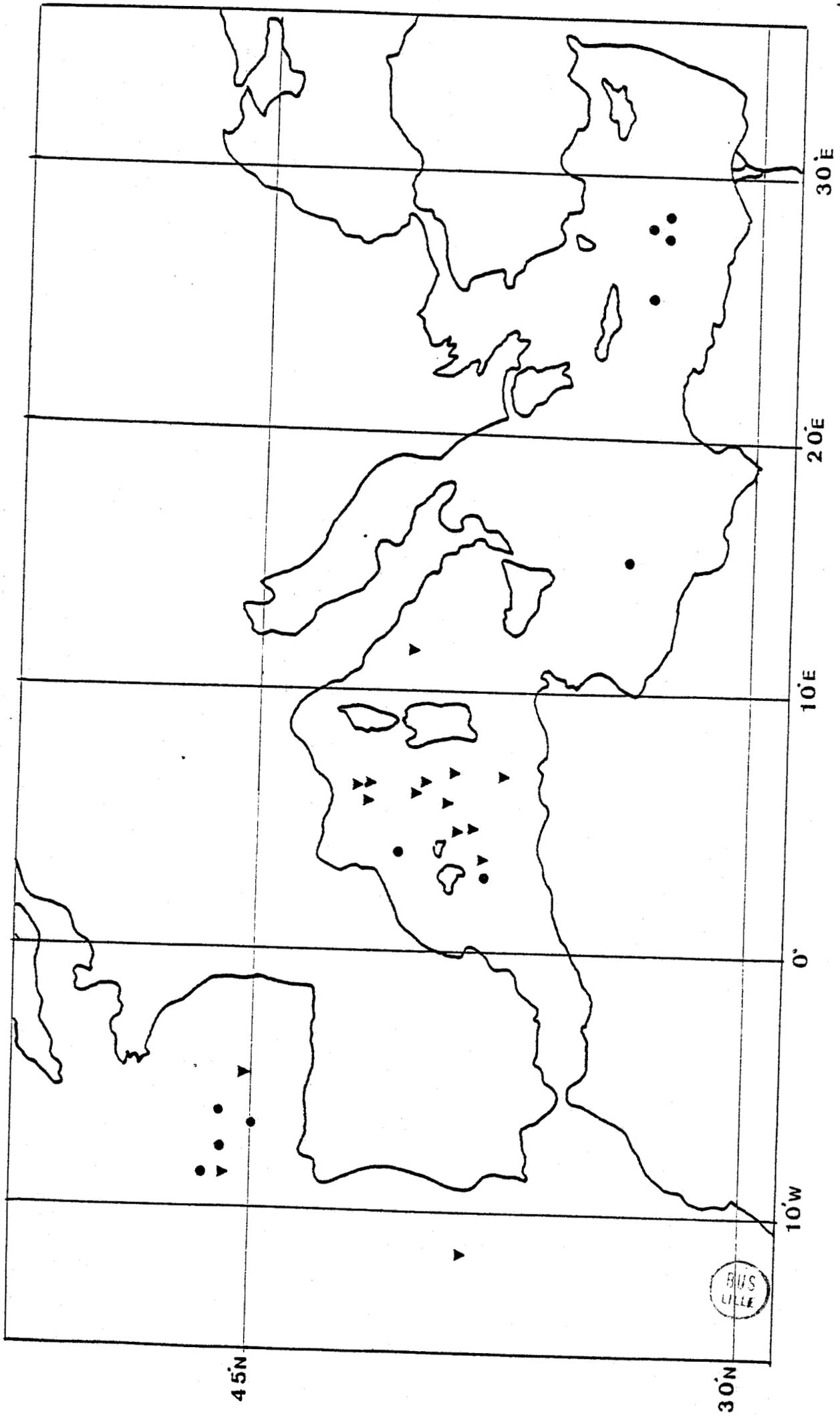


Figure 2 - Geographical locations of the different study areas for HCMM data (▼), and VHR data (●).

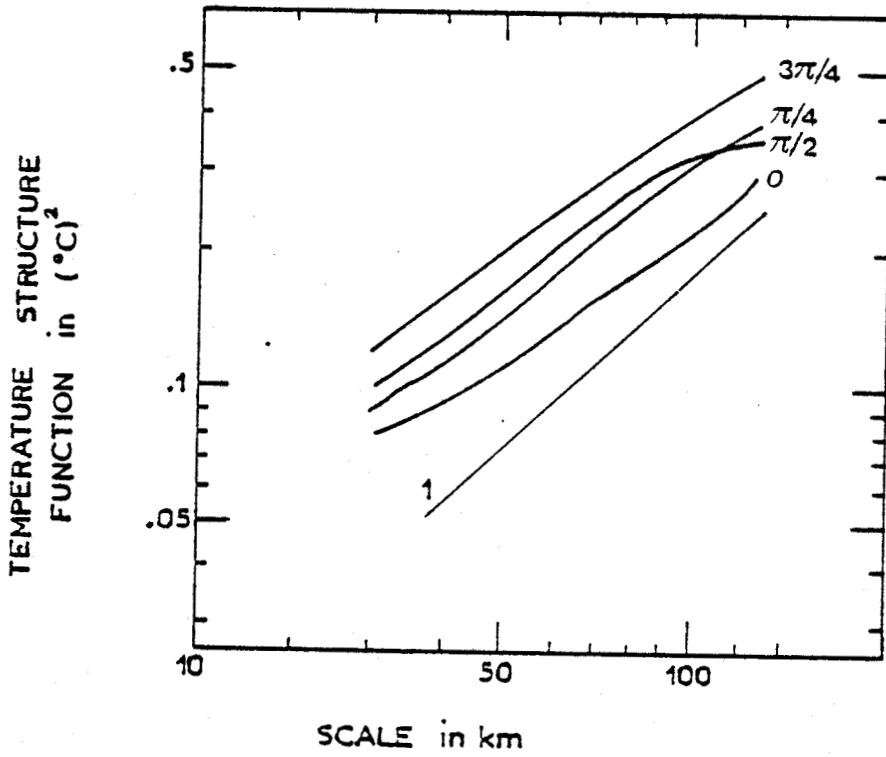


Figure 3 - Example of structure functions computed from VERR data.



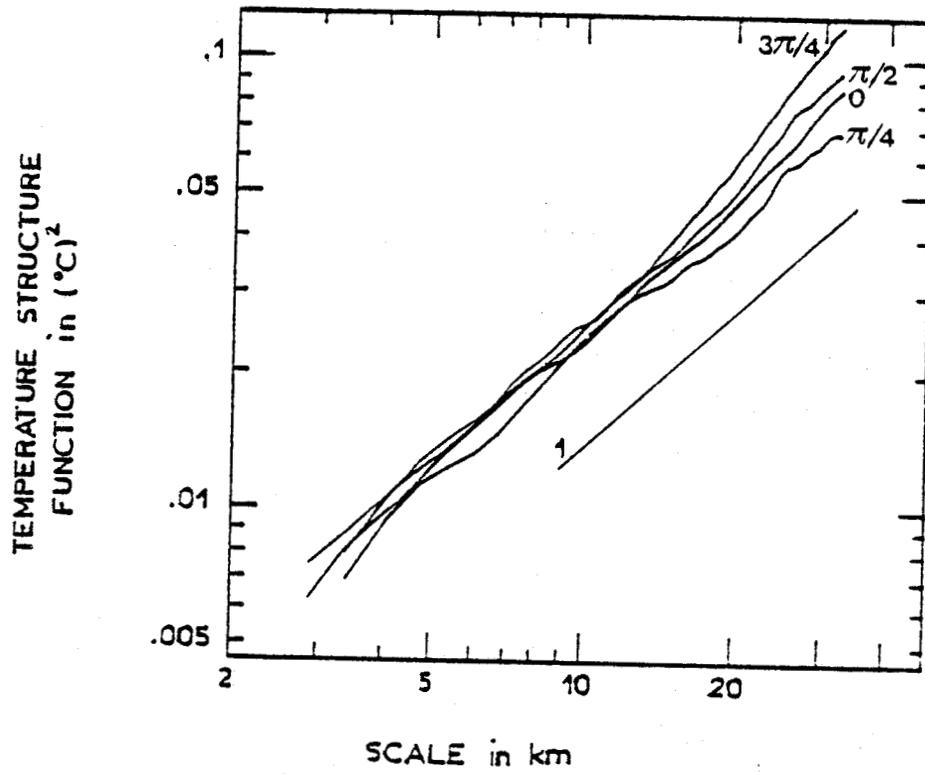
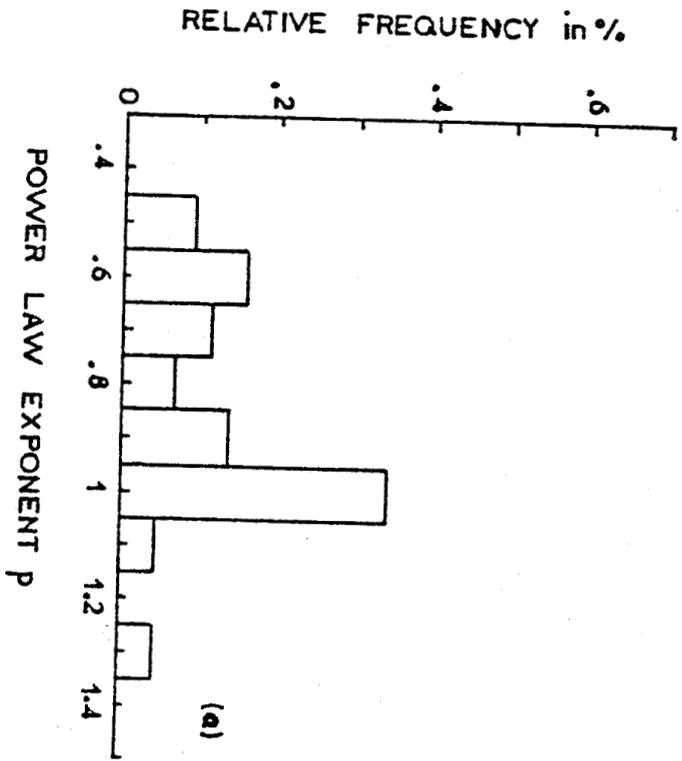
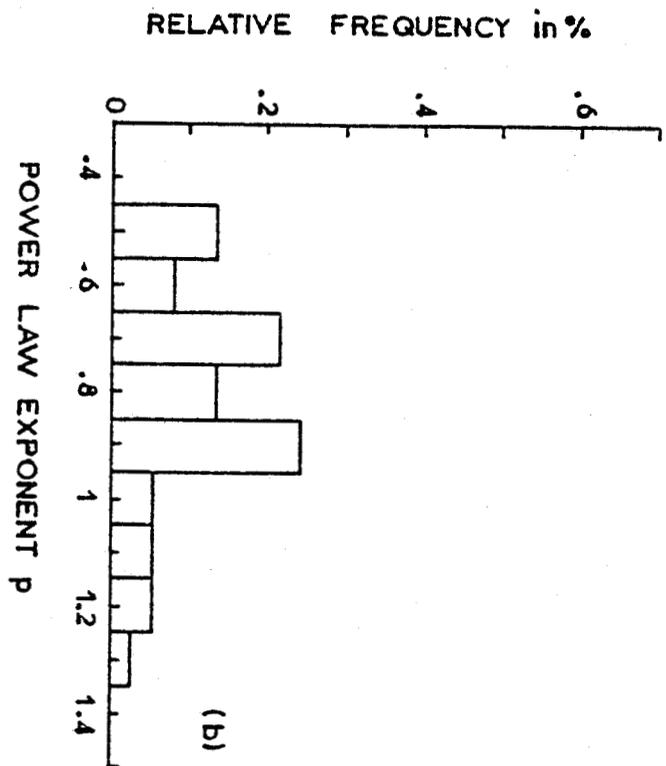


Figure 4 - Example of structure functions computed from HCMM data.





(a)



(b)

Figure 5 - Histogram of the observed values of the power law exponent  $p$  of the structure function in the range of scales 40 - 100 km (a) and in the range of scales 3-30 km (b).



CHAPITRE IV

ECHAUFFEMENT DIURNE DE LA COUCHE SUPERFICIELLE  
DE L'OCEAN DANS DES CONDITIONS DE VENT FAIBLE

## PRESENTATION

Les données HCMR de jour ont montré l'existence occasionnelle de zones de la surface marine plus chaudes, de largeur variant de 10 à 100 km, et dont la température y est plus élevée de plusieurs degrés C. Ces zones sont facilement détectées sur les produits photographiques car elles ont des limites très régulières qui ne peuvent être confondues avec celles plus "turbulentes" des phénomènes thermiques océaniques et sont interprétées comme résultant d'un échauffement diurne important de la couche superficielle de la mer dans des conditions de vent faible. L'évidence de cette interprétation est supportée par plusieurs arguments :

(1) L'analyse des observations météorologiques montre que les zones plus chaudes sont associées à des situations de vent faible - i.e. des situations anticycloniques, ou à des régimes de brise côtière.

(2) Le " glitter " - i.e. la réflexion de la lumière solaire directe par la surface agitée vers le radiomètre - a été utilisé pour dériver une vitesse de vent équivalente à partir des données acquises par le HCMR dans le canal visible, quand cela a été possible ( l'observation doit être proche de la réflexion spéculaire pour une mer parfaitement calme). Les zones plus chaudes observées sont toujours associées à des variations de l'effet moyen du " glitter " correspondant à des vitesses de vent plus faibles.

(3) Les zones plus chaudes disparaissent sur les données de nuit consécutives du HCMR.

Dans ces conditions de vent faible, la turbulence induite par le vent dans la couche de surface est fortement réduite, et la plupart de l'énergie solaire absorbée est stockée sans propagation en profondeur. Des simulations théoriques utilisant un modèle de transfert radiatif et conductif ont été effectuées et prédisent d'importants taux d'échauffement dans

les premiers mètres, et un échauffement maximum de plusieurs °C en surface qui est confirmé par quelques mesures in-situ. Les échauffements diurnes importants existent seulement dans les premières dizaines de cm et sont rapidement détruits par le refroidissement nocturne.

Les données du HCMR nous ont permis de découvrir qu'un échauffement diurne de plus d' 1°C peut affecter des zones étendues. L'éventualité d'un tel échauffement est relativement élevée en Méditerranée Occidentale où plus de 10% de la surface marine est affectée un jour où un autre, alors que des échauffements diurnes aussi importants sont très improbables en Mer du Nord (seulement une scène). Dans de telles zones fortement affectées, les champs de température de surface obtenus à partir des données satellitaires de jour pourront, en conséquence, ne pas avoir de signification, et les observations devront être restreintes de nuit, ou tôt le matin quand la couche de surface est la plus homogène.

Dans le manuscrit qui suit, soumis pour publication dans "*Journal of Physical Oceanography*", le détail de cette étude sur l'échauffement diurne est donné.

LARGE DIURNAL HEATING OF THE SEA SURFACE OBSERVED

BY THE HCMM EXPERIMENT

P.Y. DESCHAMPS AND R. FROUIN

Laboratoire d'Optique Atmosphérique,  
Equipe Associée au CNRS n° 466,  
Université des Sciences et Techniques de Lille,  
59655 Villeneuve d'Ascq Cédex, France

25 novembre 1980

ABSTRACT

Day-night surface temperature differences have been measured in the infrared (10.5 - 12.5  $\mu\text{m}$  channel) by the HCMM satellite experiment, which show large diurnal heating (several  $^{\circ}\text{C}$ ) of the upper layer of the ocean, very frequently during summer months in the Mediterranean Sea, when the wind speed is low. When observed in the 0.5 - 1.1  $\mu\text{m}$  channel, glitter reflectance - i.e. direct solar radiation specularly reflected towards the sensor - correlates with diurnal heating. Glitter reflectance has been modeled to retrieve an equivalent wind speed, and observed diurnal heatings,  $\Delta T$ , rapidly decrease with the wind speed,  $U$ , from a maximum value of about  $5^{\circ}\text{C}$ . An empirical law is given :  $\Delta T_{(^{\circ}\text{K})} \approx 3.5 \cdot 10^{-3} Q_{(\text{W.m}^{-2})} / (0.7 + U_{(\text{M.s}^{-1})})$  where  $Q$  is the irradiance at sea level. A mean diurnal heating of nearly  $1^{\circ}\text{C}$  is calculated for the marine coastal areas of the south France, in summer time. During this period, satellite observations should be restricted to night and early morning times, and to the only high wind speed ( $U > 5 \text{ m.s}^{-1}$ ) at noon and during the afternoon..

## I - INTRODUCTION

A daily variation of the temperature in the surface layer of the oceans is known to be produced by the diurnal heating of the absorbed solar radiation. The amplitude of the daily temperature is usually small because of the large turbulent mixing which usually prevails over the molecular thermal diffusivity. A solar irradiance of  $1000 \text{ W.m}^{-2}$  when absorbed in a mixed layer of 10 m would only give a heating rate of  $0.1^\circ \text{ C}$  per hour, and a daily variation of less than  $0.5^\circ \text{ C}$ . While if the turbulent mixing is reduced and the mixed layer thickness is restricted to less than 1 m, a heating rate of  $1^\circ \text{ C}$  per hour may be expected and daily variations of several  $^\circ \text{ C}$  should be observed. With the exception of very shallow waters, large diurnal heatings in open oceans thus correspond to the case of lower wind speeds as far as turbulence in the upper surface layer is mostly locally induced by the surface wind stress.

From a theoretical simulation of radiative and heat transfer in the upper ocean layer, HASSE (1971) has predicted that the deviation of the sea surface temperature (SST)  $T_0$  from the bulk temperature  $T_{10}$  taken at 10 meter-depth should vary as :

$$T_0 - T_{10} = C_2 Q U^{-1} \quad (1)$$

where  $Q$  is the solar irradiance,  $U$ , the wind speed, and  $C_2 = 3.5 \cdot 10^{-3}$  when  $Q$  is expressed in  $\text{W.m}^{-2}$ ,  $U$  in  $\text{m.s}^{-1}$ . According to HASSE, Eq. (1) is only valid for  $U \geq 2 \text{ m.s}^{-1}$ , but the evidence that the SST diurnal variations increase when  $U$  decreases is supported by several observations : ROMER (1969), STOMMEL et al (1970) where large diurnal variations of more than  $1^\circ \text{ C}$  are occasionally found at very low wind speeds - i.e. for  $U < 2 \text{ m.s}^{-1}$ . These obser-

vations are nevertheless restricted to a single location and limited time occasions.

Satellite infrared radiometers offer the opportunity to investigate more systematically such large diurnal variations of the SST. The first satellite experiment to provide adequate capability for this purpose was the HCMR (Heat Capacity Mapping Radiometer) experiment launched in late April 78 with an improved temperature resolution ( $0.3^{\circ}$  C) and a nearly noon overpass. Results from this experiment are hereby reported in order (i) to investigate large diurnal SST variations at low wind speeds (ii) to give an assessment of the relation frequency of such an event and its impact on the determination of the SST field in such area like Mediterranean Sea where the occurrence of diurnal heating is rather large.

## II - OBSERVATIONS OF DIURNAL HEATING FROM HCMR SATELLITE DATA

### II-1 - The HCMR experiment

The basic objectives of the HCMR experiment are to measure diurnal variations of the earth surface temperature for applications to earth resources (geology, hydrology...). For this purpose, the satellite is sun-synchronous and <sup>its</sup> orbit was chosen to cross the equator at about 2 a.m and 2 p.m local time so that surface temperature data are obtained close to the minimum and the maximum of the diurnal variation. Satellite altitude is 620 km, and orbit inclination is  $98.87^{\circ}$ . The HCMR consists of a two-channel scanning/imaging radiometer, with a  $0.5 - 1.1 \mu\text{m}$  spectral bandwidth in the visible and  $10.5 - 12.5 \mu\text{m}$  in the thermal infrared. Similar channels have been used on previous meteorological satellites, but the interests of the HCMR experiment are (i) a

large improvement of the radiometric performances in the thermal infrared channel for which the temperature resolution is  $0.3^{\circ}$  C and the nadir ground resolution is 500 m as compared to respectively  $0.7^{\circ}$  C and 1 km for the previous VHRR/NOAA satellite, (ii) the facility offered to the user to obtain differential surface temperature maps between day and night at 12 or 36 hours intervals. The HCMR experiment was originally designed to produce thermal inertia data for soil and geology applications but the very good performances of HCMR are suitable also for oceanographic studies. Data were received from NASA (National Administration for Space Research) through an investigation concerned with sea surface temperatures of the coastal zones of France.

Available HCMR data are photographic or digital products covering a  $700 \times 700 \text{ km}^2$  square scene. The following informations are displayed :

- (1) surface diffuse albedo or reflectance in the visible channel (day only),
- (2) surface temperature from the infrared channel, (3) surface temperature difference between day and night, (4) thermal inertia, which was not used in the present study.

About 1000 scenes covering the coastal zones of France were received for the period May 1978 - May 1979. Examples of the photographic products are given for two areas in the Western Mediterranean Sea (Fig. 1) and in the North Sea (Fig. 2)) where large diurnal variations of the SST were observed.

#### II-2 - Diurnal heating and glitter (sun glint) patterns

A large number of the received data from May to July 1978, over the Mediterranean Sea exhibited very interesting and similar features in both the visible and the infrared channels, as shown in (Fig. 1) between Corsica Island and the south coast of France, and also close to the east coasts of

of Corsica and Sardinia Islands. Warmer areas in the thermal channel are associated with changes of brightness in the visible.

The observed changes of brightness in the visible are identified as glitter or sunlint patterns - i.e. specular reflexion of direct solar radiation by the wavy sea surface. During the concerned period around the summer solstice, the observation angle of the HCMR imagery was allowed to be very close to the specular reflection of direct solar radiation, in the western part of the scenes, which is favorable for observations of glitter patterns. Most of the time, the glitter increases from rough to calm seas, when the wind decreases and the sea surface becomes more specular, and exhibits a maximum brightness when the observation angle is close <sup>to</sup> the specular reflexion of solar radiation : a homogeneous bright area is thus noted in the south-west part of Fig. 1-a. But for very calm seas, the surface reflexion becomes nearly specular, and a decrease of the brightness may also be observed because it is very unlikely that the observation angle is strictly towards the specular reflexion. Such a darkening is observed in the northwest part of Fig. 1-a, where the two processes are present with both bright and dark areas corresponding respectively to weak and nul wind speeds. The fact that smoothing of the surface could produce either an increase or a decrease of the glitter brightness was previously mentionned by LA VIOLETTE et al (1980). A physical and detailed description is given in Appendix, to support a further quantitative analysis of the data. The dark patterns in a mean bright glitter can thus be clearly interpreted as nul wind and calm sea areas, which obviously are favourable to a larger diurnal heating of the upper layer of the ocean because the heat transfer to deeper ocean layers is limited by a low turbulent mixing and thermal diffusivity.

### II-3 - Meteorological observations

Evidence of a large diurnal heating corresponding to low wind speed conditions is also given by correlative meteorological observations. Surface observations are presented in Fig. 1-d for the case in the Mediterranean Sea, and in Fig. 2-c for an other case found in the North Sea where, due to higher latitudes, glitter is almost always unobservable. On Fig. 2-a a large warm spot was detected by HCMR in the middle of the North Sea which is coincident with the center of high anticyclonic situation pressure where nul wind speed is reported. Warmer areas observed in the Mediterranean Sea on Fig. 1-b are also coincident with low or nul wind speeds, but the observed wind field is much more complicated because most of the reporting coastal weather stations are affected by some breeze effects which surimpose to an anticyclonic circulation. Cloudfree satellite SST observations are frequently acquired during similar anticyclonic situations with moderate wind speeds. It must be outlined that satellite estimations of SST may thus be systematically affected by diurnal heating, and a tentative statement of this is discussed in section III-4.

### II-4 - Day-Night observations

Heat loss during the night very rapidly destroys most of the diurnal heating, at least in the upper layer, which was produced during day time. Evidence of a diurnal heating may thus be found from a comparative analysis of two successive day and night observations at 12 hours intervals. For the two cases given in Fig. 1-c and 2-b, nighttime observations show a much more constant SST field and the noticeable daytime warmer features disappear.

Figure 1-d gives the result of the computed day-night temperature differences after the proper calibration algorithms have been applied by NASA. These differences present the advantage to be independent of the mean mesoscale SST field and allow to enhance the diurnal heating, which again closely correlates with glitter patterns in the visible channel. Day-night temperature differences are used in the followings for a more quantitative analysis of diurnal heating.

### III - DEPENDENCE OF DIURNAL HEATING ON SEA STATE AND WIND SPEED

The observed diurnal heatings were further quantitatively analysed to derive its relationship with the sea state and the wind speed. Day-night temperature differences were correlated to the reflectance of the 0.5 - 1.1  $\mu\text{m}$  channel. This reflectance, mostly due to sun glitter, is related to the surface slope variance and to a mean wind speed using the statistical model from COX and MUNK (1955).

#### III-1 - Diurnal heating and glitter reflectance

Day-night temperature differences (Fig. 1-d) - i.e. SST diurnal variations - show patterns similar to the glitter patterns (Fig. 1-a), on June 3, 1978. Fig. 3 gives the result of the correlation obtained when the diurnal heating,  $\Delta T$ , is plotted as function of the glitter reflectance,  $\rho_g$ , in a small study area, east of Sardinia. Most evidently a close correlation exists and  $\Delta T$  rapidly decreases when  $\rho_g$  increases. To further interpret that fact,  $\rho_g$  has to be related to the wind speed, or more exactly to the statistics of surface slopes.

Using the statistical distribution of surface slopes from COX and MUNK (1955), a model was developed to relate the glitter reflectance to the wind speed. This model is detailed in Appendix. Results indicate that  $\rho_g$  could either increase or decrease with wind speed :  $\rho_g$  presents a maximum value for a given wind speed value which both of them depend on solar and observation angles through  $\theta_n$  ( $\text{tg } \theta_n$  is the surface slope allowing specular reflection toward the sensor). Fig. 4 give the relationship between  $\rho_g$  and the wind speed,  $U$ , for  $\theta_n = 8^\circ, 10^\circ, \text{ and } 12^\circ$ , which correspond to the area previously studied for  $\Delta T = f(\rho_g)$ . In this case  $\rho_g$  increases rapidly at the lower wind speeds and then is rather constant for  $U > 3 \text{ m.s}^{-1}$  so that  $U$  can be estimated with a good accuracy from  $\rho_g$ , only for  $U < 3 \text{ m.s}^{-1}$ . The study has thus to be limited to this wind speed range. It should also be noted that  $\rho_g$  is physically linked to the surface slope variance, and only statistically to the wind speed. Local anomalies may thus occur, in particular when the fetch of the wind over the sea is variable. Keeping in mind these cautions, we may now transform  $\Delta T(\rho_g)$  in  $\Delta T(U)$  which is given in Fig. 5.

### III-2 - Diurnal heating and the wind speed

The first point to be noted on Fig. 5 which gives the diurnal heating as a function of the wind speed, is that  $\Delta T$  rapidly decreases from several  $^\circ\text{C}$  to  $1^\circ \text{C}$  when  $U$  increases up to  $2 \text{ m.s}^{-1}$ . The scatter of observations on Fig. 5 is remarkably less on Fig. 3 for  $\Delta T(\rho_g)$ , because the variations of  $\rho_g$  with changes of observation angles within the study area have been eliminated. A fit of  $\Delta T(U)$  on Fig. 5 would give :

$$\Delta T = 0.4 U + 1.1 \quad (2)$$

(in  $^\circ\text{C}$  for  $U$  in  $\text{m.s}^{-1}$ )

Some uncertainties related to the model  $\rho_g(U)$  have been previously outlined. Additional errors may be due to atmospheric effects on the measured radiances. An aerosol atmospheric reflectance<sup>of</sup> about 0.02 was estimated from the minimum reflectance within the scene ( $\rho_g \approx 0$ ) and subtracted in the 0.5 - 1.1  $\mu\text{m}$  channel. Day-night temperature differences have not been corrected for atmospheric emission in the infrared. This approximation would be valid only if the atmosphere remains the same between the two satellite overpasses, but a bias due to a change of atmospheric parameters - i.e temperature and water vapor concentration - could have occur which would possibly explain the 1.1° C constant found in (2). Last, the observed  $\Delta T$  are certainly underestimated by a factor  $\tau$ , the atmospheric transmittance in the 10.5 - 12.5  $\mu\text{m}$ , which is typically  $\tau = 0.7$  for a midlatitude summer atmosphere.

The results may be compared to the predicted values from HASSE (1971). Using a mean solar irradiance at sea level  $Q = 900 \text{ W.m}^{-2}$  in (1),  $\Delta T$  is found to vary like  $3:2U^{-1}$  ( $U$  in  $\text{m.s}^{-1}$ ) which fits the measured values in the wind speed range 1-3  $\text{m.s}^{-1}$ , but overestimates  $\Delta T$  for  $U < 1 \text{ m.s}^{-1}$ . As pointed out by HASSE, the results of the model given in (1) can not be applied to the lower wind speed range because the model used by HASSE refers to a steady state assumption which is then not respected at <sup>a</sup> scale of a few hours.

### III-3 - Limit value of the diurnal heating

Fig. 5 and other HCMM scenes with large diurnal heatings indicate that diurnal heating do not exceed about 5° C, and that a limit value should exist at low wind speed. This value may be obtained by solving the heat transfer equation :

$$\frac{d}{dz} (k(z) \frac{dT(z,t)}{dz}) + \frac{dF(z,t)}{dz} = \rho c \frac{dT(z,t)}{dt} \quad (3)$$

for  $k(z) = k_m$  the thermal molecular diffusivity - i.e no turbulent diffusivity at  $U = 0$ . Eq. (3) was solved using the following conditions :

$$F(z,t) = F(o,t) g(z) - F_o \quad (4)$$

where  $F(o,t)$  is the solar irradiance at sea level,  $F_o$  the heat loss by the surface, and

$$g(z) = \sum a_i \exp(-k_i z) \quad (5)$$

where  $a_i, k_i$  are given in Table 1 and were obtained from a fit of  $g(z)$  according to the work by PRUVOST (1975).  $g(z)$  is taken as independent of time in (4) which is a rather good approximation since the underwater penetration of the direct solar radiation is close to the nadir even at low solar elevation angles. An homogeneous layer defined by  $F(o,t) g(z_o) = F_o$  was set just below the surface for which  $(\frac{dT}{dz}) = 0$  ( $z_o$  is a few centimeters for  $F_o \approx 100 \text{ W.m}^{-2}$ ,  $F(o,t) \approx 1000 \text{ W.m}^{-2}$ ). Under these conditions,  $\Delta T$  was found to vary nearly with the net heat budget of the surface :

$$\Delta T_{\max} \approx C \int_0^{t_o} (F(o,t) - F_o) dt \quad (6)$$

with  $C = 0.65 \cdot 10^{-6} \text{ K.j}^{-1} \text{ m}^2$ . For the HCMM observations on June 3, 1978,  $\int_0^{t_o} (F(o,t) - F_o) dt$  was estimated to about  $600 \text{ W.m}^{-2}$  during 4 hours (in fact a maximum value of  $900 \text{ W.m}^{-2}$  at noon at satellite overpass) and

$$\Delta T_{\max} = 5.6 \text{ }^\circ\text{C} \quad (7)$$

The Hasse's formula (1) may be simply accomodated to account for the limit found in (6) by writing :

$$\Delta T = 3.5 \cdot 10^{-3} Q / (U_0(t) + U) \quad (8)$$

where  $U_0(t)$  depends of the given hour during the day. In our case,  $U_0$  should be about  $0.7 \text{ m.s}^{-1}$  and when plotted in Fig. 5, Eq. (8) fits pretty well the observations.

#### III-4 - Frequency of diurnal heating

From May 13 to August 28, 1978, 60 HCMM scenes taken over the Western Mediterranean Sea were examined, of which about 34 scenes exhibited large diurnal (typically more than  $1^\circ \text{ C}$ ) heating of particular areas of 10 to 100 km width. Relative frequency of the event is rather large, and is enhanced in some areas which are affected by a breeze effect, and where the wind systematically becomes nul at some distance of the coast. Table 2 give relative frequencies of low wind speeds ( $U < 3 \text{ m.s}^{-1}$ ) at some stations along the Coast of France during the summer months (from DARCHEN (1974)). Frequency of nul wind allowing a diurnal heating of more than  $1^\circ \text{ C}$  are between 10 to 30 % . Frequency of low wind speed ( $1 < U < 3 \text{ m.s}^{-1}$ ) is from 20 to 50 %, allowing a diurnal heating of about  $1^\circ \text{ C}$ . From these frequencies,  $N_1$  and  $N_2$ , a mean diurnal heating  $\bar{\Delta T}$  was calculated as

$$\bar{\Delta T} = 2.5 N_1 + N_2$$

and is given also in Table 2. The mean diurnal heating range from  $0.5$  to  $1.5^\circ \text{ C}$  along the south coast of France with a maximum on the French Riviera (Cap Ferrat)

IV - CONCLUSION

The present investigation, using SST satellite observations from the HCMM experiment has shown a high frequency of large diurnal heatings (more than 1° C) of the sea surface during summer months in such areas like the Mediterranean Sea where low wind speed are very frequent. This shows that satellite observations at noon and during the afternoon should be rejected, or at least checked to eliminate those corresponding to low wind speed ( $U < 3 \text{ m.s}^{-1}$ ). If not, a systematic bias could be introduced in the SST analysis of some areas, particularly the marine coastal areas affected by a sea-land breeze effect.

Using simultaneous observations of the glitter reflectance, the diurnal heating was correlated to the wind speed. Diurnal heatings of about 1° C were found for  $U \approx 2 \text{ m.s}^{-1}$ , which fits the formulation given by HASSE (1971). A maximum diurnal heating of 5° C is found for nul wind conditions, which is in agreement to the value calculated from the radiative and heat transfer, assuming the thermal diffusivity is only molecular.

APPENDIX

Glitter refers to direct solar radiation reflected by the sea surface. This reflection is specular for a planar surface. When there is wind, the surface is agitated and consists of elements which are statistically distributed around the horizontal plane. This produces a more or less bright spot of variable dimensions which is commonly called glitter.

The radiance  $L_g$  reflected by the agitated sea surface can be expressed (COX and MUNK, 1956)

$$L_g = \frac{E_s R(\omega)}{4 \mu_v \mu_n} p \quad (A-1)$$

and the equivalent reflectance  $\rho_g$  will be expressed as

$$\rho_g = \frac{\pi L_g}{\mu_s E_s} = \frac{\pi R(\omega)}{4 \mu_s \mu_v \mu_n} p \quad (A-2)$$

where  $E_s$  is the direct solar radiation at sea level,  $R(\omega)$  is the reflection coefficient of water at a given incidence  $\omega$ ,  $p$  is the probability of encountering a properly oriented surface element,

$\mu_v = \cos\theta_v$ ,  $\mu_s = \cos\theta_s$ ,  $\mu_n = \cos\theta_n$ , respectively define the zenithal angles of the observation direction, the direction of incidence, and their bisector,

$\varphi$  is the angle between the planes of incidence and observation. :

$$\mu_n = \frac{\mu_s + \mu_v}{2 \cos \omega} \tag{A-3}$$

$$\cos 2\omega = \mu_s \mu_v + \left(1 - \mu_s^2\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \mu_v^2\right)^{\frac{1}{2}} \cos \varphi \tag{A-4}$$

From a study of aerial photographs of glitter patterns, COX and MUNK (1955) developed  $p$  in a Gram Charlier series which in a first approximation is reduced to a gaussian distribution, with revolution symmetry :

$$p = \frac{1}{\Pi \sigma^2} \exp - \frac{(\text{tg } \theta_n)^2}{\sigma^2} \tag{A-5}$$

$$\text{with } \sigma^2 = 0,003 + 5,12 \cdot 10^{-3} U_{m.s}^{-1} \pm 0,004 \tag{A-6}$$

for  $1 < U < 14 \text{ m.s}^{-1}$

Figure 6 gives an example of the glitter spot  $\rho_g$  thus computed as a function of solar zenithal angle for different values of  $W$ , and for a nadir viewing ( $\theta_v = 0$ ). In accordance with the reciprocity principle, by permutation ( $\theta_s; \theta_v$ ), Fig.6 also gives  $\rho_g$  as a function of observation angle for a sun at the zenith ( $\theta_s = 0$ ). For a given angle  $\rho_g$  presents a maximum,  $\rho_{gm}$ , at a certain value of  $\sigma_m$  which is related to wind speed.  $\sigma_m$  and  $\rho_{gm}$  are given by :

$$\sigma_m^2 = \text{tg}^2 \theta_n = \mu_n^{-2} - 1 \tag{A-7}$$

$$\rho_{gm} = \frac{R(\omega)}{4 \mu_s \mu_v \mu_n^2 (1 - \mu_n^2)} \tag{A-8}$$

The dashed curve in Fig.6 envelops the preceding curves and represents the maximum glitter  $\rho_{gm}$  as defined by (A-8).

REFERENCES

- 1 - COX, C., MUNK, W., 1955 - Slopes of the sea surface deduced from photographs of the sun glitter. Bulletin of the Scripps Institution of Oceanography, California, 6 (9), 401-488.
- 2 - COX, C., MUNK, W., 1956 - Journal of Marine Research 14 (1), 63-78.
- 3 - DARCHEN, J., 1974 - Éléments climatologiques concernant les côtes de la France métropolitaine (Méditerranée). Monographie n° 93 de la Météorologie Nationale, France.
- 4 - HASSE, L., 1971 - The sea surface temperature deviation and the heat flow at the sea-air interface. Boundary Layer Meteorology 1, 368-379.
- 5 - LA VIOLETTE, P.E., PETEHERYCH, S., GOWER, J.F.R., 1980 - Oceanographic implications of features in NOAA satellite visible imagery. Boundary Layer Meteorology 18, 159-175.
- 6 - PRUVOST, P., 1975 - Etude du flux solaire et de l'échauffement radiatif dans la mer par temps clair. Annales Hydrologiques 5ème série vol. 3 (1), 25-34.
- 7 - ROMER, J., 1969 - Variations de la température de surface de la mer au voisinage de la surface. Note EERM n° 262, Météorologie Nationale, France.
- 8 - STOMMEL, H., SAUNDERS, K., SIMMONS, W., COOPER, J., 1969 - Observations of the diurnal thermocline. Deep. Sea Research, Supplement vol. 16, 269-284.

Table 1 - Coefficients  $a_i$ ,  $k_i$  in (5) for solar irradiance underwater penetration.

	$a_i$	$k_i (m^{-1})$
$i = 1$	.041	3365.9
$i = 2$	.139	201.18
$i = 3$	.211	13.05
$i = 4$	.24	1.22
$i = 5$	.37	.07



Table 2 - Relative frequencies of low wind speeds :

$N_1$  : nul ;  $N_2$  : Beaufort forces 1 and 2 ( $1 < U < 3 \text{ m.s}^{-1}$ ),  
 during June, July and August in the french mediterranean  
 coastal area from DARCHEN (1974). An estimate of the mean diurnal  
 heating  $\bar{\Delta T}$  is given in column (3).

Station	$N_1$ %	$N_2$ %	$\bar{\Delta T}$ °C
Cap Bear	16.0	26.9	0.67
Sète	9.5	42.3	0.66
Panègues	21.3	26.8	0.80
Cap Camarat	10.8	46.6	0.74
Cap Ferrat	35.1	50.4	1.38
Cap Corse	18.4	35.5	0.82
Pertusato	6.4	21.0	0.37
42° N-6E	7.6	/	

FIGURES CAPTIONS

Figure 1 - Diurnal heating in the Western Mediterranean Sea :

- (a) - HCMM scene A-A0038 - 12440 on June 3, 1978 at 12.40 TU, image center is at 40.54 N, 011.04 E. Visible channel : darker tones are lower reflectances. Note the bright patterns East and West of Corsica and Sardinia.
- (b) - Same as (a) but infrared channel : darker tones are colder sea surface temperatures. Note warmer waters East and west of Corsica and Sardinia.
- (c) - Day-night temperature differences between HCMM scenes obtained on June 3, 1978 at 1.50 TU (night) and 12.40 TU (day). Darker tones are smaller diurnal heatings.
- (d) - Meteorological situation, on June 3, 1978 at 12.00 TU.

Figure 2 - Diurnal heating in the North Sea :

- (a) - Day HCMM scene A-A0034 - 13120, on May 30, 1978 at 13.10 TU. Image center is at 54.27 N, 00.01E. Infrared channel : darker tones are colder waters. Note the warm (bright) spot between Scotland and the top right of the image where a thermal front is shown close to Norway.
- (b) - Night HCMM scene A-A0035 - 02280, on May 31, 1978 at 2.30 TU. Image center is at 56.13 - 03.00E. Infrared channel : darker tones are colder waters. The warm spot disappeared during the night.
- (c) - Meteorological situation on May 30, 1978.

Figure 3 - Day-night temperature difference vs glitter reflectance on June 3, 1978, for a study area East of Sardina.

Figure 4 - Retrieved wind speed vs glitter reflectance for the study area.

Figure 5 - Day-night temperature difference vs retrieved wind speed for the study area. Dashed line is from HASSE (1971). Full line is (8) : the HASSE's formula after modification to account for a low wind speed limit of  $\Delta T$ .

Figure 6 - Glitter reflectance vs zenithal viewing angle, for a sun at zenith, and several wind speeds from 0 to  $15 \text{ m.s}^{-1}$ . Maximum glitter reflectance is given by a dashed line.



Figure 1 - (a) - HCMM scene A-A0038 - 12440 on June 3, 1978 at 12.40 TU, image center is at 40.54 N, 011.04 E. Visible channel : darker tones are lower reflectances. Note the bright patterns East and West of Corsica and Sardina.



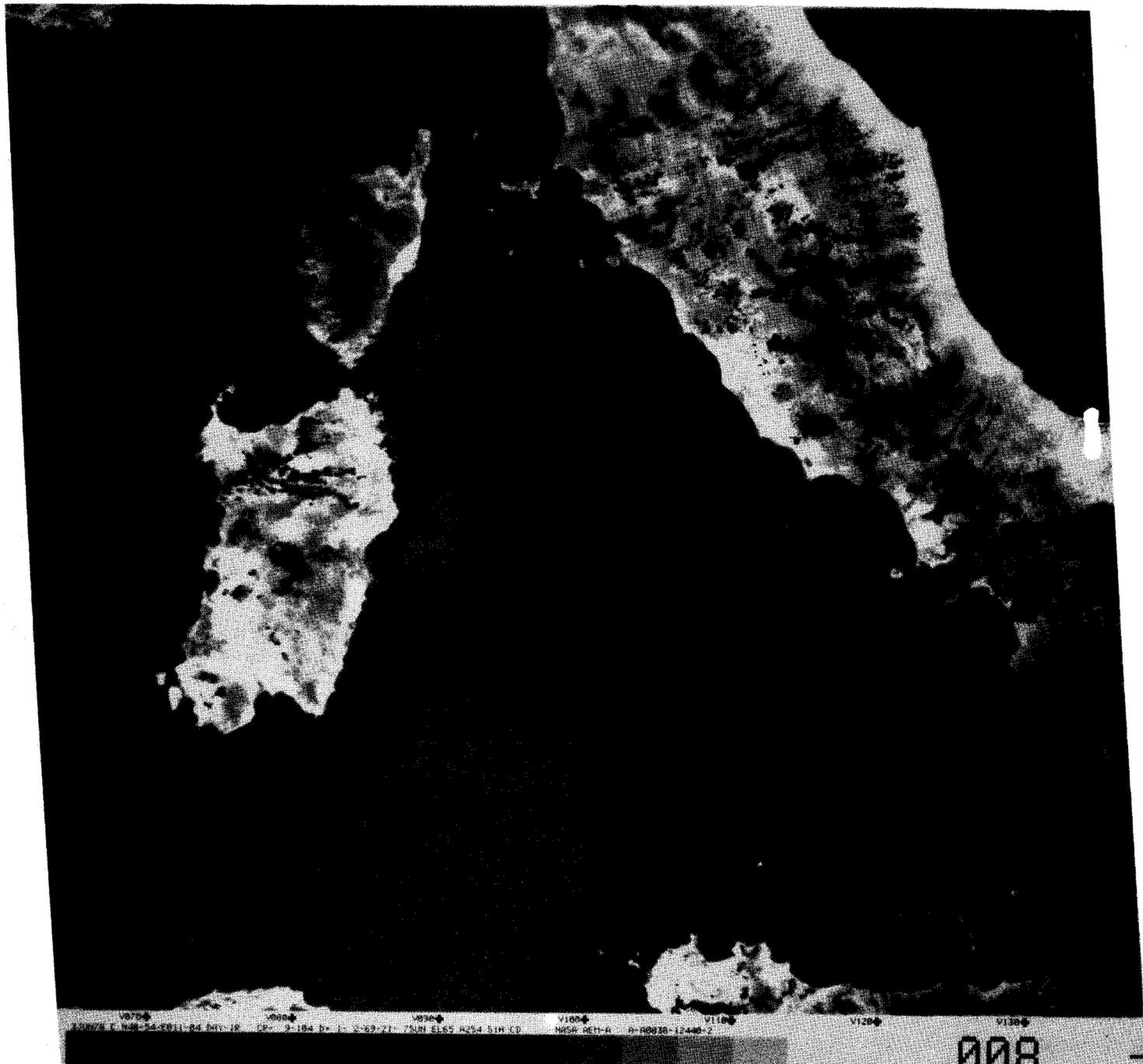


Figure 1 - (b) - Same as (a) but infrared channel : darker tones are colder sea surface temperatures. Note warmer waters East and west of Corsica and Sardinia.

BUS  
LILLE

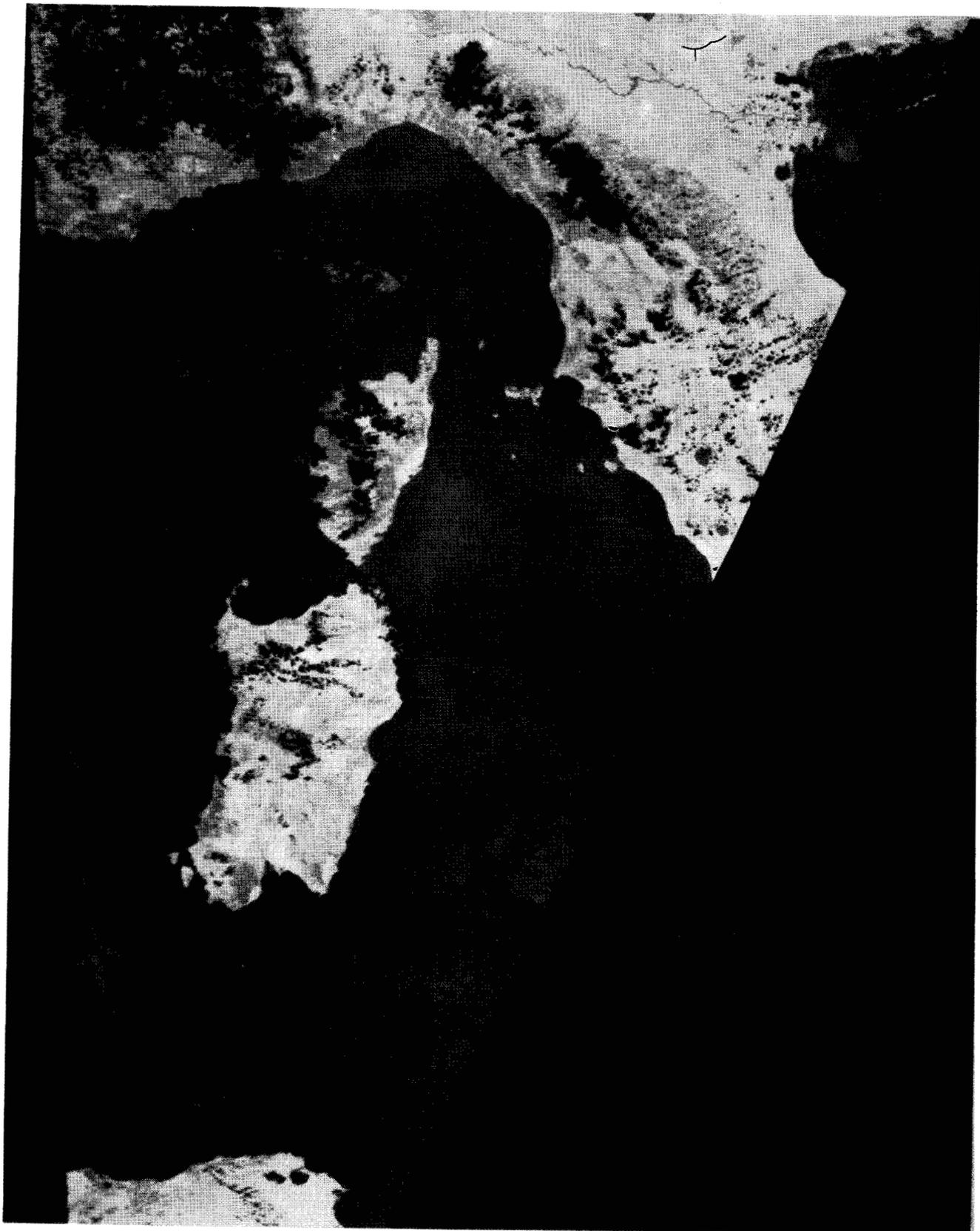


Figure 1 - (c) - Day-night temperature differences between HCMM scenes obtained on June 3, 1978 at 1.50 TU (night) and 12.40 TU (day). Darker tones are smaller diurnal heatings.

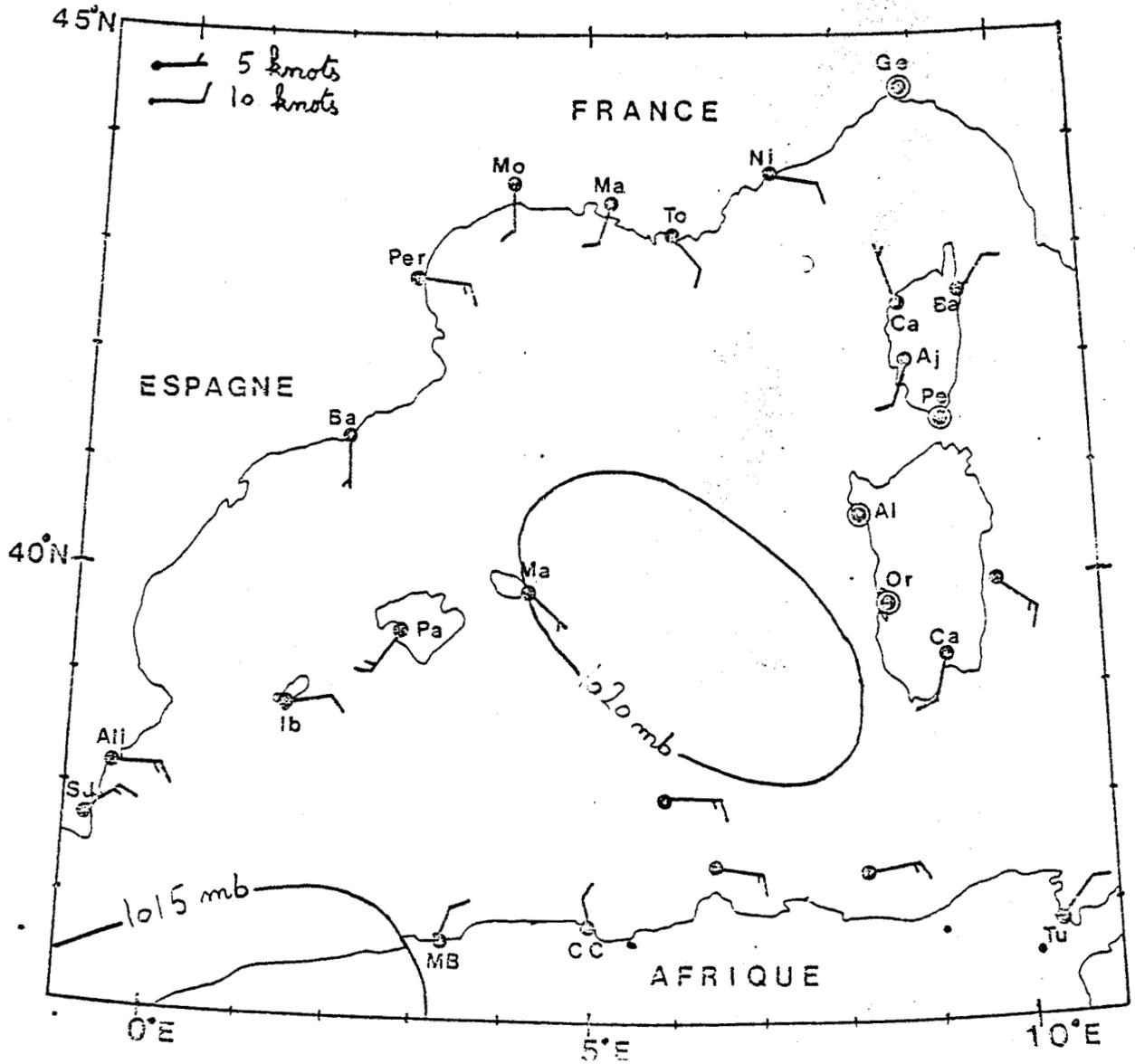


Figure 1 - (d) - Meteorological situation, on June 3, 1978 at 12.00 TU.



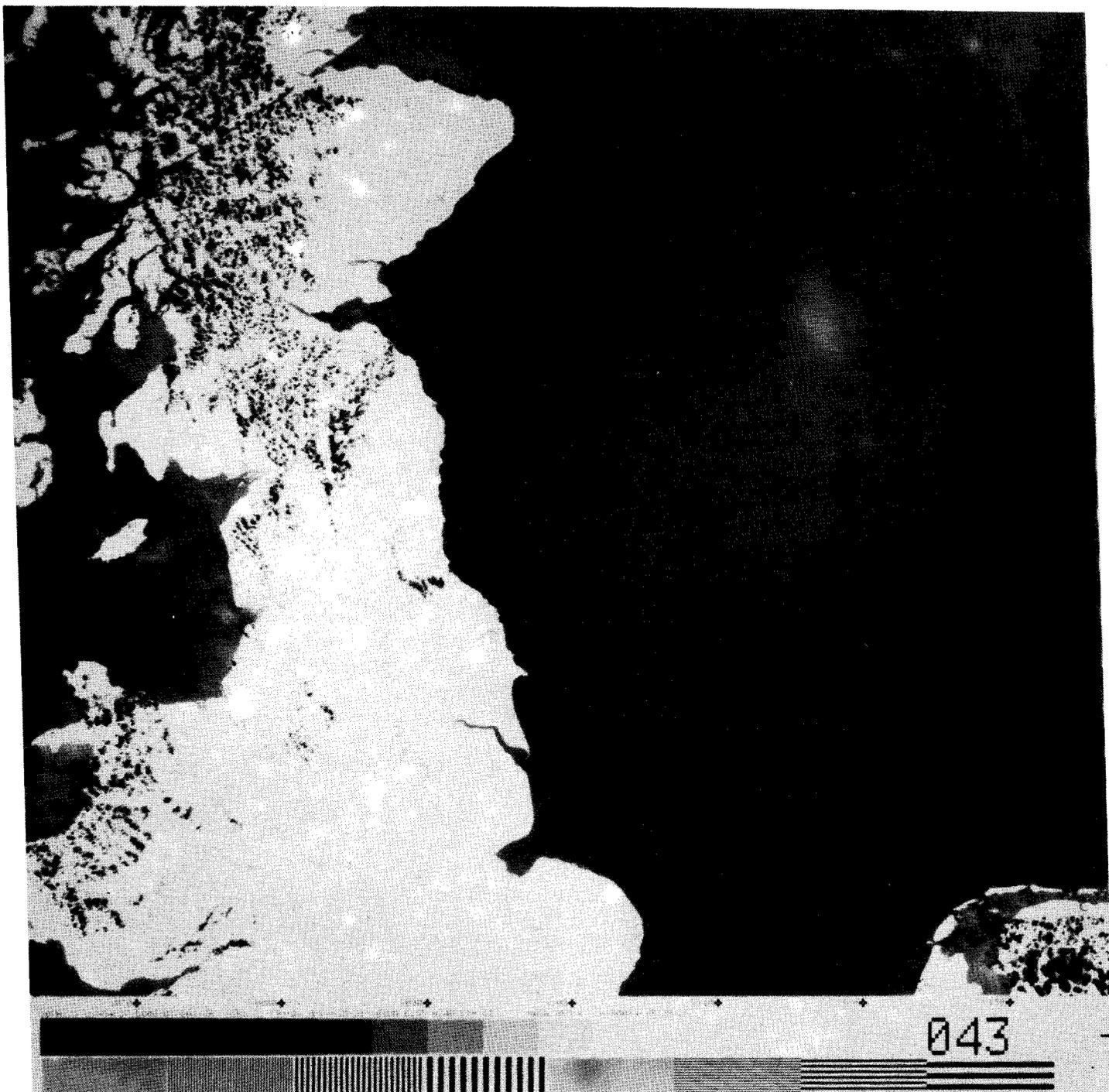


Figure 2 - (a) - Day HCMH scene A-A0034 - 13120, on May 30, 1978 at 13.10 TU.

Image center is at 54.27 N, 00.01E. Infrared channel : darker tones are colder waters. Note the warm (bright) spot between Scotland and the top right of the image where a thermal front is shown close to Norway.



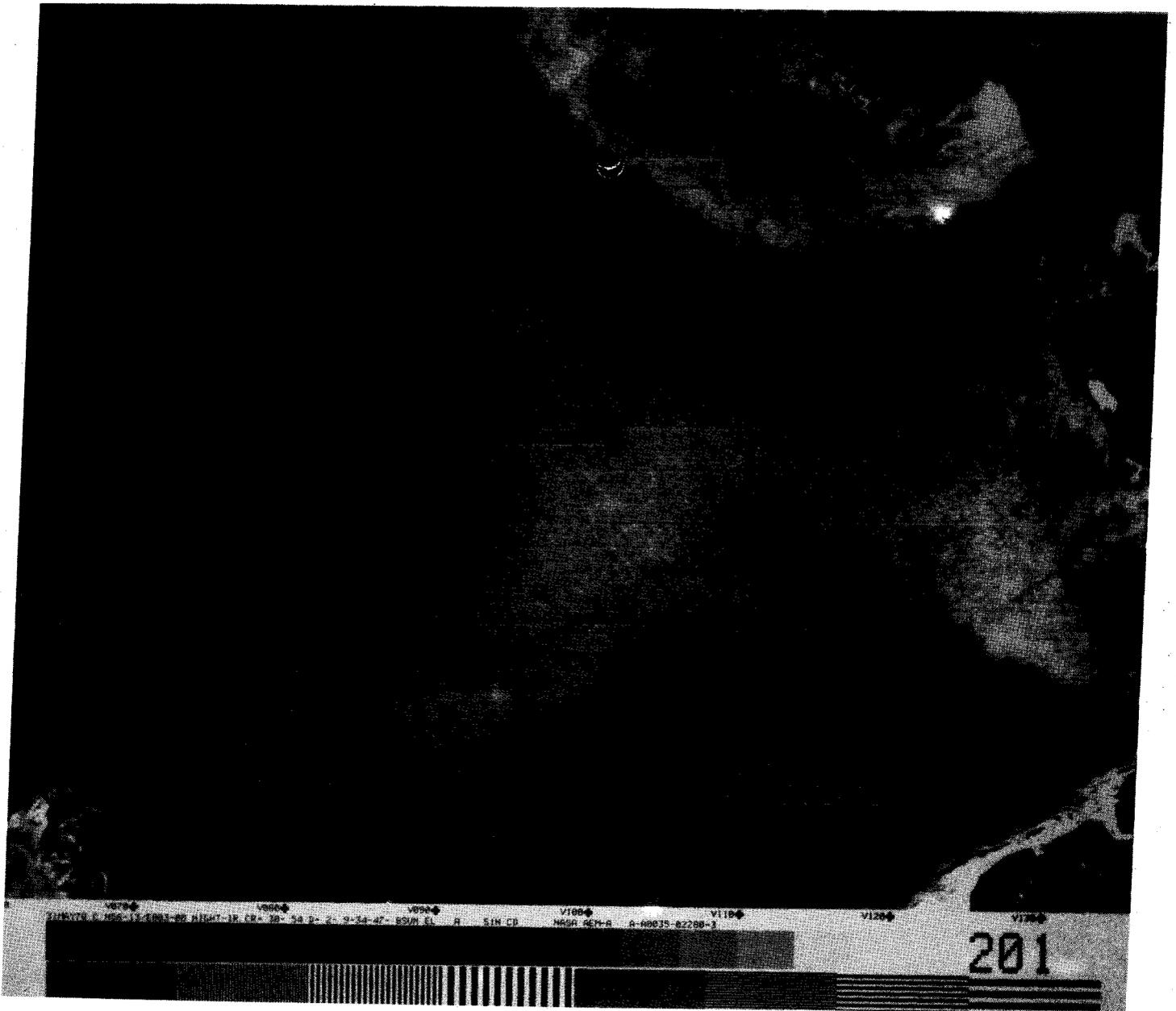


Figure 2 - (b) - Night HCMM scene A-A0035 - 02280, on May 31, 1978 at 2.30 TU.  
Image center is at 56.13 - 03.00E. Infrared channel : darker  
tones are colder waters. The warm spot disappeared during the  
night.

BUS  
LILLE

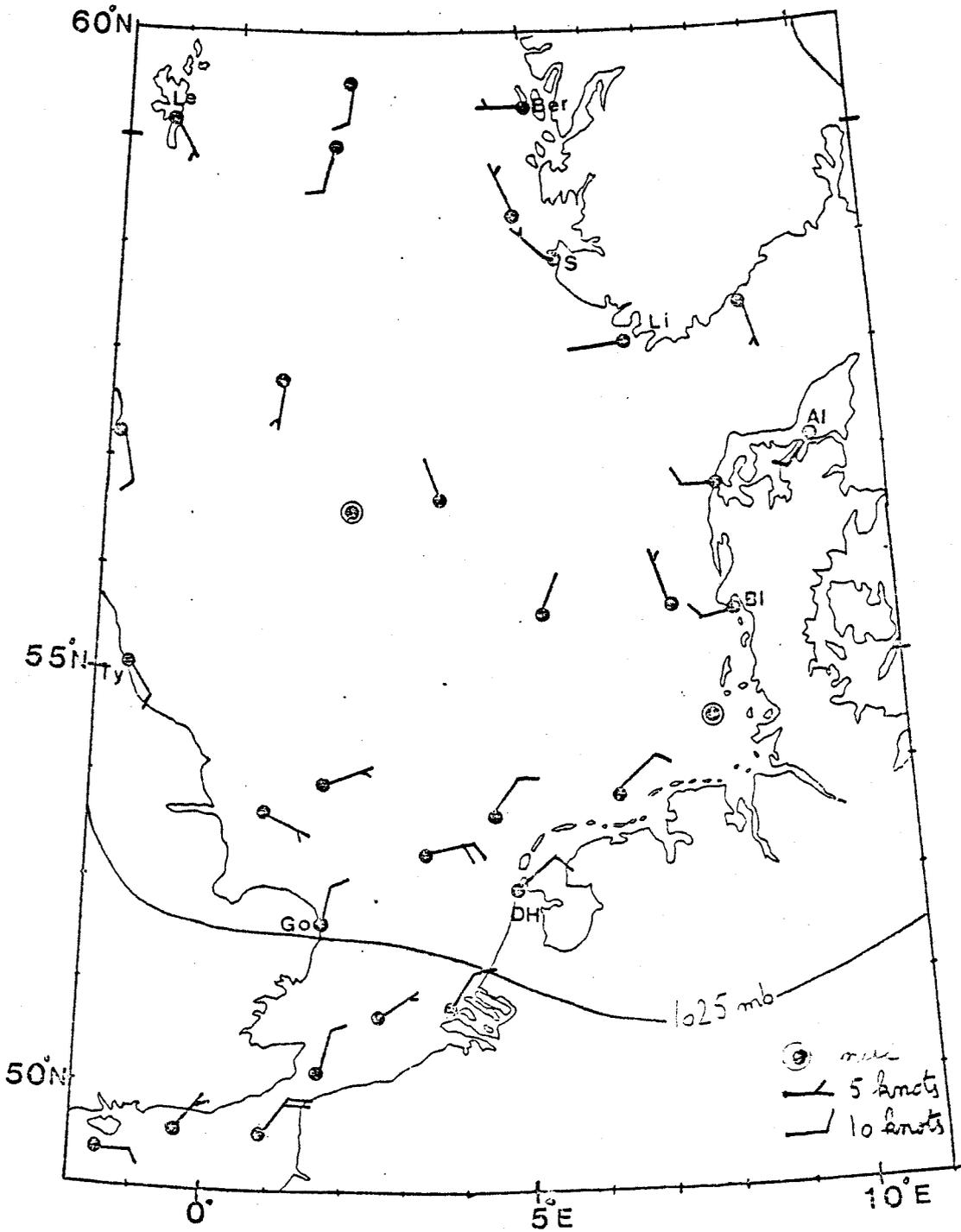


Figure 2 - (c) - Meteorological situation on May 30, 1978.



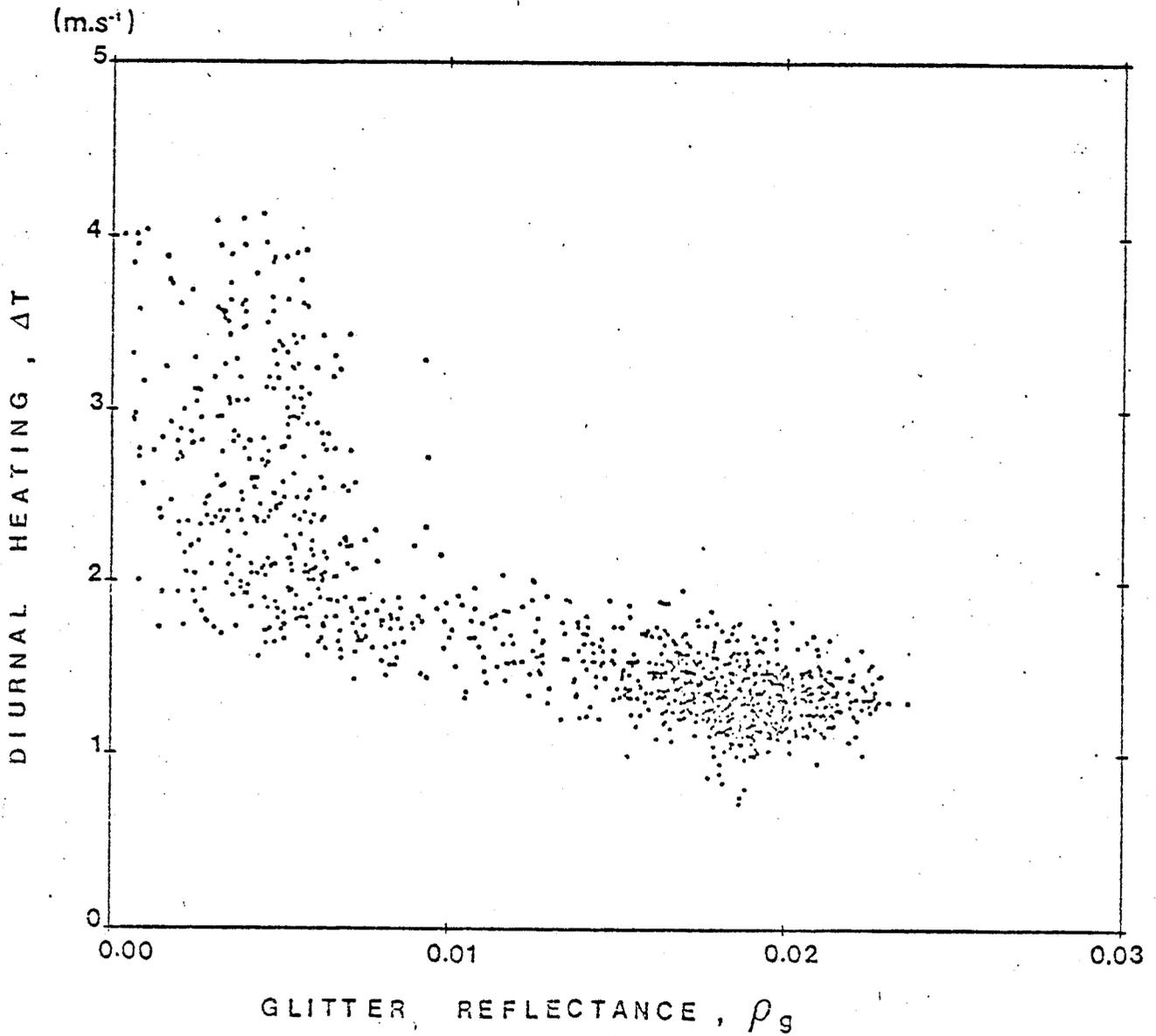


Figure 3 - Day-night temperature difference vs glitter reflectance on June 3, 1978, for a study area East of Sardina.



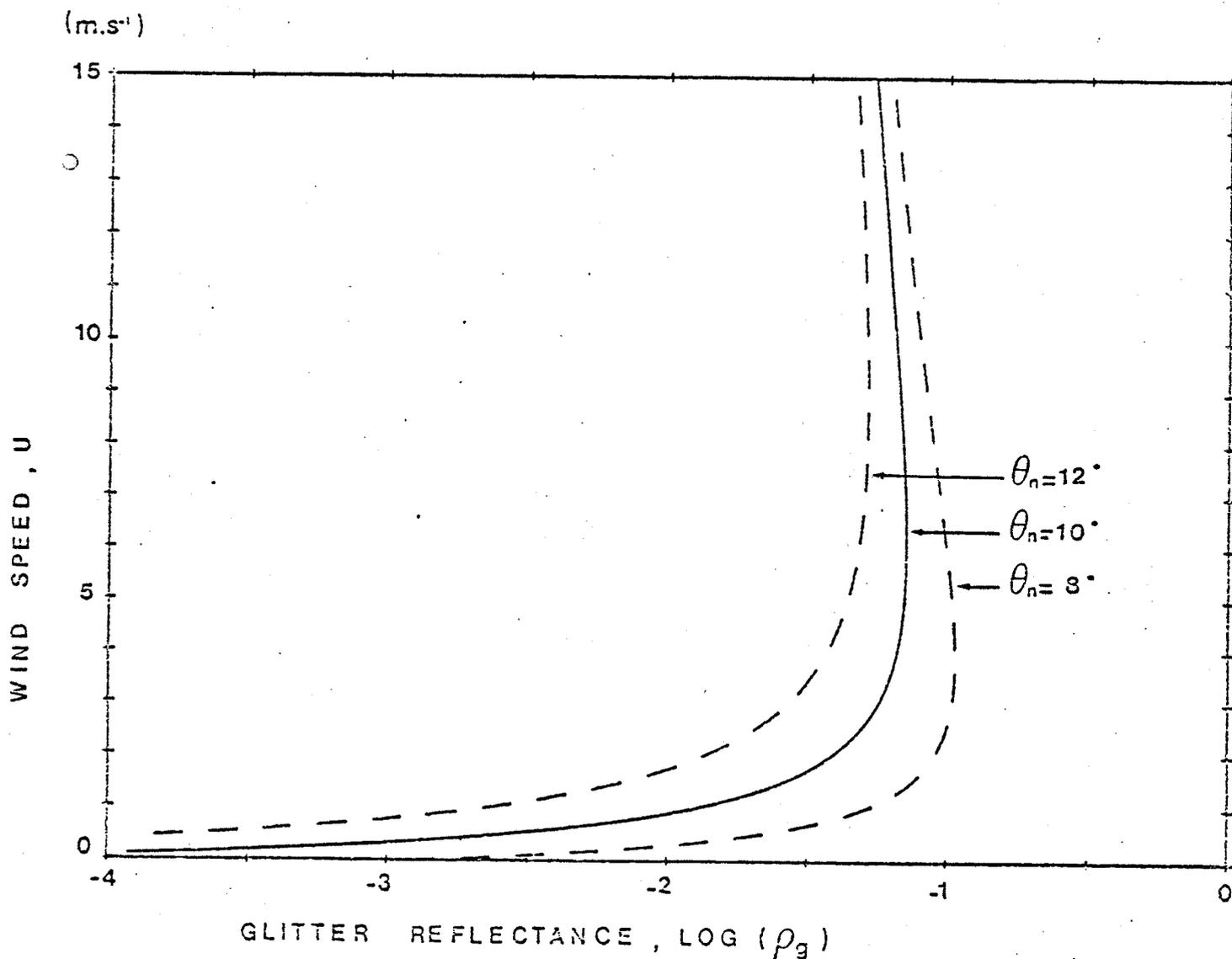


Figure 4 - Retrieved wind speed vs glitter reflectance for the study area.



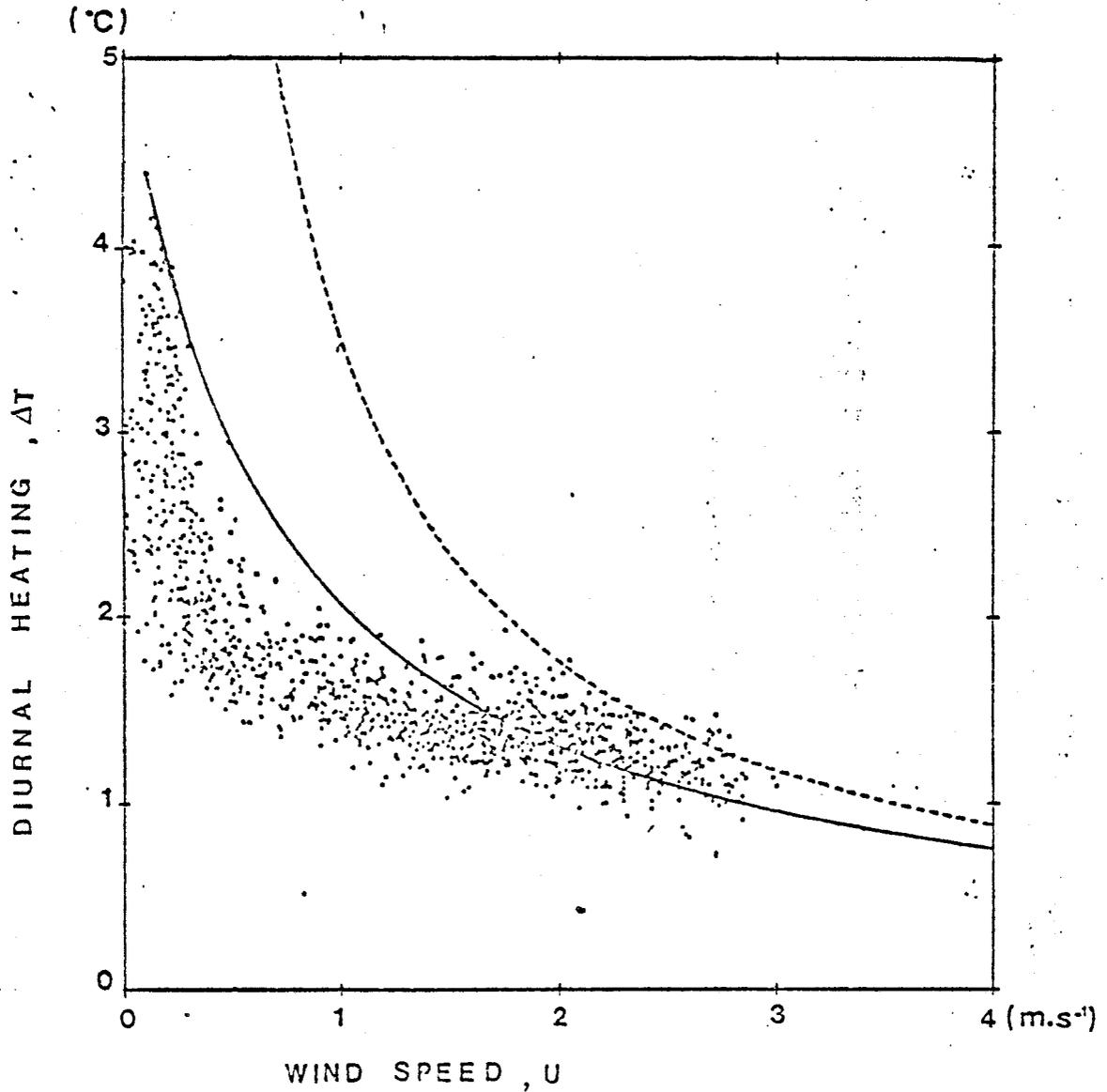


Figure 5 - Day-night temperature difference vs retrieved wind speed for the study area. Dashed line is from HASSE (1971). Full line is (8) : the HASSE's formula after modification to account for a low wind speed limit of  $\Delta T$ .



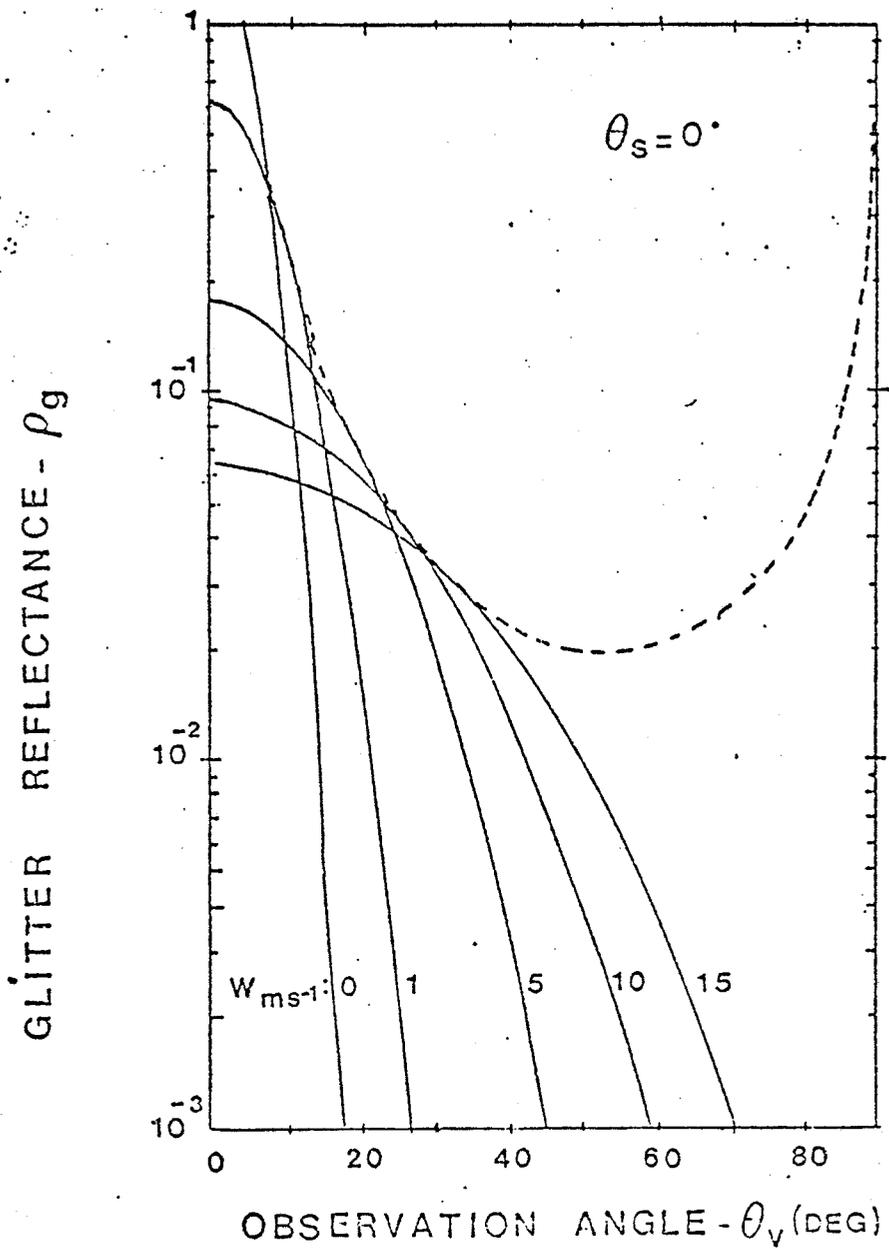


Figure 6 - Glitter reflectance vs zenithal viewing angle, for a sun at zenith, and several wind speeds from 0 to 15 m.s<sup>-1</sup>. Maximum glitter reflectance is given by a dashed line.



## CONCLUSION

Dans cette étude, les produits photographiques et données numérisées fournis par l'expérience HCMR/HCMM ont été systématiquement utilisés. Deux types de conclusion peuvent en être tirées: les premières portent sur l'adéquation de l'expérience elle-même et des produits d'imagerie fournis au but recherché, l'observation du champ de la température de surface de la mer; les autres conclusions font ressortir les résultats d'intérêt océanographique obtenus à partir de HCMR/HCMM.

La comparaison des performances radiométriques (produit de la résolution au sol par la résolution en température, NEDT) du HCMR à celles du VHRR fait apparaître un gain d'un facteur 7 environ, gain que l'on retrouve également pour l'expérience AVHRR/TIROS-N qui est donc comparable à HCMR/HCMM. Ce gain est décisif et essentiel pour l'observation des structures à moyenne échelle (10 - 100 km) en zone océanique : la démonstration en a été fournie tant par l'étude faite au chapitre III sur la variabilité de la température de surface de la mer à échelle moyenne que par certaines observations originales rapportées au chapitre II (tourbillons de grandes dimensions en Méditerranée Occidentale).

La qualité du produit photographique délivré par la NASA, corrigé géométriquement et contrasté dans la gamme des températures de surface de la mer, a grandement facilité l'interprétation des données obtenues. Il évite dans la plupart des cas de procéder à un traitement informatique plus lourd, comme dans le cas des données de satellites météorologiques (données du VHRR et du AVHRR). Cette facilité offerte augmente grandement le nombre et la qualité des interprétations possibles, sans moyens importants à déployer, et est très favorable à une dissémination large et rapide des

documents à la communauté des océanographes utilisateurs. L'application d'un traitement similaire aux données du AVHRR pour la fourniture opérationnelle de tels produits photographiques correspondant aux besoins des océanographes, permettrait certainement de faire progresser plus rapidement l'utilisation de l'outil spatial, complémentaire aux mesures à la mer.

Bien qu' HCMR et AVHRR aient potentiellement des performances radiométriques voisines, il serait vain de nier certains avantages de l'expérience AVHRR : répétitivité accrue, ce qui est essentiel pour l'élimination de la couverture nuageuse; correction de l'absorption atmosphérique au moyen d'un canal centré à  $3.7 \mu\text{m}$ ; caractère opérationnel de l'expérience jusqu'au milieu des années 80.

L'interprétation des produits photographiques HCMR a permis d'apporter des conclusions originales sur plusieurs aspects océanographiques que nous rappelons brièvement ci-dessous :

- la mise en évidence de l'influence du courant résiduel à travers le Détroit du Pas de Calais sur l'effluent thermique du Rhin : la plus ou moins grande diffusion de cet effluent à partir de la côte est associée à des vents de secteurs Nord-Est ou Ouest qui respectivement freinent ou accélèrent le courant résiduel,
- l'interprétation des images obtenues sur l'apparition d'eaux plus froides en été à la limite du plateau continental à l'Ouest de la Bretagne soutient fermement l'hypothèse d'un mécanisme déclenché par des ondes internes générées par les courants de marée à la rupture de la pente.
- la détection de structures tourbillonnaires de grande amplitude ( $\approx 100$  km) en Méditerranée Occidentale autour de  $6^\circ\text{E} - 38^\circ\text{N}$  en période estivale, probablement liés à la division du courant atlantique en deux branches bouclant les deux bassins méditerranéens occidental et oriental,
- l'apparition fréquente d'échauffements superficiels diurnes importants

(plusieurs °C) liés à des vents très faibles, en Méditerranée, qui représentent statistiquement jusqu'à 10% des zones observables : cela doit conduire à utiliser avec suspicion les observations faites de jour en période estivale.

Les données numérisées HCMR ont été utilisées pour approfondir en détail certains mécanismes :

- la pente des spectres de densité de variance en température a été déterminée expérimentalement dans le domaine (3 - 30 km) à moyenne échelle. La valeur moyenne observée est proche de -2. L'interprétation de cette valeur au moyen des théories actuelles de la turbulence est encore insatisfaisante.
- l'échauffement diurne observé a été relié à l'état d'agitation de la surface de la mer déterminé par l'observation du " glitter dans le canal visible. L'échauffement diurne ne devient important ( $> 1^{\circ}\text{C}$ ) qu'aux faibles vitesses de vent ( $< 1 \text{ m.s}^{-1}$ ) et tend vers une valeur limite de  $5^{\circ}\text{C}$  qui correspond à celle calculée au moyen d'un modèle de transfert radiatif et conductif en supprimant toute diffusion turbulente.

L'ensemble du travail effectué sur HCMR porte sur une période assez restreinte d'un an, mai 1978 à mai 1979. Il est évident que l'imagerie spatiale peut encore fournir potentiellement bien d'autres résultats d'intérêts océanographiques, par l'observation systématique et répétitive fournie notamment par AVHRR dans les années à venir, par exemple pour filtrer la couverture nuageuse et étudier des évolutions temporelles. Nous espérons que ce travail a contribué à l'évolution dans ce sens pour une plus grande compréhension de notre milieu océanique.