

214

CO20 - MAR - E

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DE BRETAGNE OCCIDENTALE

DÉPARTEMENT ENVIRONNEMENT
LITTORAL ET GESTION
MARIN

pour obtenir le grade de

Docteur ès-Sciences Physiques

par

Vincent MARIETTE

EFFETS DES ECHANGES ATMOSPHERIQUES SUR LA STRUCTURE THERMIQUE MARINE
APPLICATION A DES ZONES DU LARGE ET A UNE ZONE COTIERE

Soutenu le 20 Décembre 1983 devant la commission d'examen

- | | | | |
|-----------------|----|---|---------------------|
| LE FLOCH | J. | Professeur, Université de Bretagne Occidentale
(rapporteur) | Président |
| COANTIC | M. | Professeur, Université d'Aix-Marseille (rapporteur) | } Examineurs |
| GONELLA | J. | Professeur, Museum National d'Histoire Naturelle | |
| KLEIN | P. | Chargé de Recherche, CNRS | |
| MADLAIN | F. | Responsable du Département Environnement, CNEOX
(rapporteur) | |
| GLEMAREC | M. | Professeur, Université de Bretagne Occidentale | |
| SIMPSON | J. | Professeur, University College of North Wales
(rapporteur) | |

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DE BRETAGNE OCCIDENTALE

pour obtenir le grade de

Docteur ès-Sciences Physiques

par

Vincent MARIETTE

**EFFETS DES ECHANGES ATMOSPHERIQUES SUR LA STRUCTURE THERMIQUE MARINE
APPLICATION A DES ZONES DU LARGE ET A UNE ZONE COTIERE**

Soutenu le 20 Décembre 1983 devant la commission d'examen

LE FLOCH	J.	Professeur, Université de Bretagne Occidentale (rapporteur)	Président
COANTIC	M.	Professeur, Université d'Aix-Marseille (rapporteur)	} Examineurs
GONELLA	J.	Professeur, Museum National d'Histoire Naturelle	
KLEIN	P.	Chargé de Recherche, CNRS	
MADELAIN	F.	Responsable du Département Environnement, CNEXO (rapporteur)	
GLEMAREC	M.	Professeur, Université de Bretagne Occidentale	
SIMPSON	J.	Professeur, University College of North Wales (rapporteur)	

"Comme les hommes ne peuvent engendrer de nouvelles forces, mais seulement unir et diriger celles qui existent, ils n'ont plus d'autres moyens, pour se conserver, que de former par agrégation une somme de forces qui puissent l'emporter sur la résistance, de les mettre en jeu pour un seul mobile et de les faire agir de concert. Cette somme de forces ne peut naître que du concours de plusieurs".

J.J. ROUSSEAU

"Contrat social"

REMERCIEMENTS

Je remercie Monsieur le Professeur LE FLOCH de m'avoir accueilli dans son laboratoire, de m'avoir permis de mener à bien ce travail et d'avoir bien voulu assurer la présidence du Jury.

Je remercie Monsieur le Professeur COANTIC et Monsieur KLEIN, Chargé de Recherche au C.N.R.S., d'avoir bien voulu s'intéresser à ce travail et de m'avoir fait bénéficier de leurs connaissances théoriques par leurs critiques et leurs conseils qui se sont toujours avérés très constructifs.

Je remercie Monsieur le Professeur SIMPSON d'avoir bien voulu participer à ce Jury et de m'avoir fait profiter, par ses encouragements, de sa longue expérience des problèmes d'océanographie Physique dans les mers à marée. Je remercie Messieurs les Professeurs GLEMAREC et GONELLA, ainsi que Monsieur MADELAIN, d'avoir accepté de participer à ce Jury.

L'ensemble du travail présenté dans ce mémoire n'aurait pu avoir lieu sans la participation de nombreuses personnes que je tiens à remercier :

Les équipages de la bouée laboratoire BORHA II, du bateau océanographique de la Marine Nationale "D'ENTRECASTEAUX", des navires océanographiques du C.N.E.X.O., LE SUROIT, LE NOROIT, CRYOS, THALIA, du navire de l'I.S.T.P.M., LA PELAGIA et du bateau de pêche l'ARMORIQUE ont, par leur compétence, contribué très largement à la réussite des mesures à la mer présentées dans cette étude.

Le travail des personnes de l'Université de Bretagne Occidentale, du Centre Océanologique de Bretagne et du Centre de Météorologie Spatiale de Lannion ayant participé au dépouillement des campagnes océanographiques, des images satellites et à l'exploitation des programmes informatiques, constitue une étape essentielle dans l'ensemble du travail présenté ici.

Que les techniciens, chercheurs et amis que j'ai cotoyés régulièrement au cours de ce travail sachent que leur soutien quotidien m'a été indispensable pour mener à bien ce mémoire.

Enfin, je tiens à remercier Chantal MAZE qui, par sa compétence, sa patience et son travail a assuré entièrement la frappe de ce mémoire dans des conditions parfois difficiles.

SOMMAIRE

<u>INTRODUCTION</u>	p. 1
<u>CHAPITRE I : MODELISATION DES COUCHES SUPERFICIELLES DE L'OCEAN</u>	p. 7
<u>INTRODUCTION</u>	p. 8
<u>I. MISE EN EQUATIONS ET DISCUSSION SUR LES MECANISMES PHYSIQUES</u>	p. 10
1) Equations générales	p. 10
2) Equations d'évolution de la couche superficielle de l'océan	p. 14
3) Mécanismes physiques mis en jeu	p. 17
4) Equation de l'énergie potentielle de mélange	p. 20
5) Détermination des conditions aux limites	p. 23
<u>II. MODELES DE SIMULATION DE L'EVOLUTION DE LA COUCHE SUPERFICIELLE DE L'OCEAN</u>	p. 28
1) Définition et intérêt d'un modèle de simulation	p. 28
2) Modèles à couche homogène	p. 30
3) Modèles à fermeture locale	p. 37
<u>ANNEXE I</u>	p. 46
<u>ANNEXE II</u>	p. 54
<u>ANNEXE III</u>	p. 66
<u>CHAPITRE II : ETUDE DE LA STRUCTURE THERMIQUE AU LARGE.</u> APPLICATION A L'ATLANTIQUE ET A LA MEDITERRANEE	p. 73
<u>INTRODUCTION</u>	p. 74

<u>I. RESULTATS DES CAMPAGNES DE MESURE</u>	p. 78
<u>A. Campagne ATOCE</u>	p. 78
1) Mesure des paramètres météorologiques	p. 78
2) Mesure des flux radiatifs	p. 80
3) Mesures océanographiques	p. 81
<u>B. Campagne "THERMOCLINE 77"</u>	p. 87
1) Mesure des paramètres météorologiques	p. 87
2) Mesure des flux radiatifs	p. 90
3) Mesure des températures	p. 91
4) Mesure des courants à immersion fixe	p. 98
<u>II. SIMULATIONS NUMERIQUES</u>	p. 102
1) Conditions de validité	p. 102
2) Simulation avec le modèle MELLOR et DURBIN (1975)	p. 104
3) Simulation avec le modèle NIILER et KRAUS (1977)	p. 105
<u>III. SYNTHESE DES CONFRONTATIONS ET DISCUSSIONS</u>	p. 116
1) Choix et condition d'utilisation d'un modèle unidimensionnel	p. 116
2) Processus bi et tridimensionnels, identification et estimation	p. 124
3) Discussion sur l'importance des processus unidimensionnels	p. 130
<u>BIBLIOGRAPHIE DES CHAPITRES I ET II</u>	p. 133
<u>CHAPITRE III : ETUDE DE LA STRUCTURE THERMIQUE EN MER A MAREE.</u> APPLICATION A LA MER D'IROISE	p. 139
<u>INTRODUCTION</u>	p. 140

<u>I. RESULTATS DE LA CAMPAGNE DYNATLANT 80</u>	p. 143
1) Mesures à l'interface air - mer	p. 143
2) Localisation et évolution du front thermique	p. 145
3) Mesures aux points fixes	p. 153
4) Limites des mesures en mer et recherche d'informations complémentaires	p. 158
<u>II. MODELISATION DES PROCESSUS UNIDIMENSIONNELS EN MER A MAREE</u>	p. 161
1) Discussion sur les hypothèses considérées	p. 161
2) Calcul des courants de marée en mer d'Iroise	p. 166
3) Modèle de la structure thermique en zone frontale	p. 190
<u>III. CONFRONTATION DES RESULTATS NUMERIQUES AVEC LES DONNEES SATELLITAIRES ET LES RESULTATS DE DYNATLANT 80</u>	p. 197
1) Estimation des échanges à l'interface air-mer et des courants de marée et choix d'une structure thermique initiale	p. 197
2) Simulation de la structure thermique pendant la période du 1er avril 1980 au 6 juin 1980 et du 6 au 23 juin 1980	p. 200
3) Confrontation avec les résultats de DYNATLANT 80	p. 210
<u>IV. IMPORTANCE DES PROCESSUS BI OU TRIDIMENSIONNELS</u>	p. 225
1) Dispersion horizontale	p. 226
2) Advection liée aux courants de marée	p. 233
3) Mouvements quasi-géostrophiques liés au champ de densité	p. 242
<u>BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III</u>	p. 256
<u>ANNEXE IV</u>	p. 261
<u>CONCLUSION</u>	p. 275

I. RAPPEL DE LA DEMARCHE GENERALE ET PROBLEMES LIES AUX MESURES	p. 277
II. RESULTATS OBTENUS A L'AIDE DES CONFRONTATIONS ENTRE LES SIMULATIONS NUMERIQUES DE L'EVOLUTION DES COUCHES MARINES SUPERFICIELLES ET DES MESURES IN SITU REALISEES AU LARGE	p. 278
III. EVALUATION DES COURANTS DE MAREE EN MER D'IROISE	p. 279
IV. SIMULATION NUMERIQUE DE LA FORMATION DE LA STRUCTURE THERMIQUE EN MER D'IROISE	p. 280
V. LIMITES D'UNE ETUDE UNIDIMENSIONNELLE	p. 282

INTRODUCTION

Dans nos régions (Nord Est Atlantique), la structure thermique de la couche superficielle de l'océan qui concerne les premières dizaines de mètres, évolue suivant un cycle saisonnier. Alors qu'en hiver on observe une homogénéité verticale en température, avec le printemps commence la formation d'une structure thermique caractérisée par l'existence d'un gradient thermique bien marqué situé entre 10 m et 60 m de profondeur et surmonté d'une couche homogène en température. Ce gradient thermique, appelé thermocline, se forme au moment où la mer commence à gagner de la chaleur et résulte de la succession de périodes ensoleillées (plus nombreuses) et de vents forts. Ce profil thermique subsiste jusqu'en automne et disparaît sous l'effet des forts coups de vent et des pertes thermiques de l'océan. La structure thermique de la couche superficielle de l'océan redevient alors homogène.

Ce cycle saisonnier dû à la prédominance des échanges énergétiques locaux à l'interface air-mer est bien connu par les océanographes physiciens. Depuis quelques temps et notamment avec le développement des modèles numériques, il est apparu un vif intérêt pour la prévision de la structure thermique de la couche superficielle de l'océan. En effet, cette structure thermique conditionne à l'échelle synoptique ou saisonnière, plus ou moins directement la naissance et l'entretien des phénomènes météorologiques (systèmes dépressionnaires ou anticycloniques). A ce titre, elle joue un rôle primordial pour la climatologie. Par ailleurs, l'évolution du profil thermique est d'une importance fondamentale pour la compréhension des processus de la production primaire. En effet, la thermocline en se formant peut isoler la couche homogène de surface des couches sous-jacentes et créer ainsi des conditions de stabilité qui peuvent favoriser les poussées planctoniques quand l'énergie lumineuse et les sels nutritifs se révèlent suffisants. Cette production primaire étant le premier maillon de la chaîne alimentaire, conditionne l'ensemble de la production pélagique. De même, le champ sonore acoustique en mer dépendant directement du champ de densité qui varie essentiellement avec la température, il est nécessaire de connaître l'évolution de la structure thermique pour évaluer la propagation des ondes acoustiques dans l'océan. Enfin, la connaissance de l'évolution de la structure thermique des couches superficielles de l'océan suivant une échelle spatio-temporelle relativement fine (quelques heures et quelques milles) permet de comprendre la formation des champs de densité. Sur une grande échelle d'espace, ces derniers vont créer des gradients de densité (dans les trois dimensions) qui vont engendrer des processus physiques, de

nature et d'échelle quasi-géostrophiques. Ces processus sont susceptibles d'interagir plus ou moins fortement avec les processus unidimensionnels (POLLARD, 1983 ; Mc VEAN et WOODS, 1980). Par ailleurs, ils sont responsables des mouvements à plus grande échelle d'espace et de temps qui vont gouverner la répartition spatiale des paramètres océaniques.

Dans ce travail, nous nous proposons d'apporter des éléments de réponse quant au rôle déterminant joué par les échanges énergétiques à l'interface air-mer sur l'évolution de la structure thermodynamique des couches superficielles de l'océan. Pour ce faire, nous chercherons à comprendre le mécanisme des processus physiques sur la dimension verticale engendrés par les phénomènes locaux. Ainsi, à partir des campagnes à la mer que nous avons organisées en partie, on a pu analyser les effets des échanges énergétiques à l'interface air-mer sur la formation et l'évolution du profil thermique vertical. Puis, pour quantifier les différents phénomènes, nous avons essayé de simuler cette évolution à l'aide de modèles numériques. A cause des multiples intérêts que revêt la connaissance de l'évolution des couches marines superficielles, il nous semble important de considérer que les résultats de ces modèles ne doivent pas constituer une fin en soi, mais qu'ils peuvent être appliqués à la connaissance d'autres phénomènes. Ils constituent tout d'abord un outil qui permet de mieux comprendre et de quantifier certains processus physiques mis en jeu. A ce titre, ils fournissent des informations complémentaires de celles qui résultent, par exemple, des données expérimentales. Par ailleurs, en tant qu'outils de simulation (à condition qu'ils soient validés), ils doivent pouvoir être intégrés dans un modèle plus global et y fournir l'évolution de la couche marine superficielle. L'ensemble de ces modèles numériques unidimensionnels instationnaires dérive des équations générales de la théorie de la turbulence décrivant l'évolution des couches superficielles de l'océan, qui ont été exposées en détail (COANTIC, 1978 ; KLEIN, 1980). Ne nous intéressant qu'à l'influence des phénomènes locaux, nous négligerons les effets d'advection horizontale ainsi que les effets induits par la propagation des ondes internes qui cependant, dans certains cas, peuvent avoir des interactions importantes avec les mécanismes induits par les conditions à l'interface air-mer (MAZE, 1983). Malgré tout, ces derniers processus physiques concernent une échelle spatio-temporelle différente de celle que l'on s'est fixée dans la présente étude, qui s'intéresse à des périodes pouvant aller de quelques jours à quelques semaines sur un domaine de quelques dizaines de milles.

En ce qui concerne les modèles de simulation numérique, nous avons cherché à bien mettre en évidence le rôle et l'influence des différents processus physiques pris en compte, ainsi que la signification physique précise des hypothèses considérées. Dans ce contexte, nous avons analysé les résultats de deux types différents de modèles unidimensionnels instationnaires existant actuellement : le modèle de NIILER et KRAUS et celui de MELLOR et DURBIN. Ceci a permis notamment de mettre en évidence le caractère déterminant des conditions énergétiques locales à l'interface air-mer pour l'évolution de la structure thermique des couches superficielles de l'océan. Pour tester la validité des hypothèses considérées dans ces modèles, nous nous sommes appuyés essentiellement sur la confrontation entre les résultats numériques et les mesures *in situ*. Cette démarche constitue l'essentiel de notre apport et permet de tirer des enseignements précieux à la fois sur le caractère opérationnel des modèles de simulation et sur la méthodologie et la fiabilité des mesures en mer. On pourra remarquer dès à présent que ce dernier point est dans bien des cas largement en retard par rapport au savoir faire et à la mise en oeuvre de la modélisation numérique.

Dans le contexte de cette démarche d'étude, l'utilisation de manière complémentaire de modèles numériques et de données expérimentales, nous avons tout d'abord examiné dans quelle mesure les processus unidimensionnels engendrés par les échanges air-mer locaux étaient prépondérants dans l'évolution de la structure thermique des couches superficielles marines dans des zones au large. Deux zones sont étudiées : l'une est située en Méditerranée Nord Occidentale, l'autre dans l'Atlantique Nord-Est. En ce qui concerne la première, nous avons recueilli des données expérimentales au cours d'une campagne en mer (ATOCE) qui a lieu au printemps. Ces mesures sont donc représentatives de la période de formation et d'établissement de la stratification thermique en Méditerranée. En ce qui concerne la zone de l'Atlantique Nord, une campagne en mer (THERMOCLINE 77) s'est déroulée au début de l'automne. Cette fois, les mesures effectuées peuvent être considérées comme représentatives de la période qui précède juste la destruction de la stratification thermique estivale. Ces deux ensembles de données expérimentales concernent donc, en fait, deux épisodes distincts et relativement critiques de l'évolution de la structure thermique des couches superficielles océaniques. On a donc cherché à connaître, pour chacune des deux périodes, quel était le rôle des processus unidimensionnels vis-à-vis des autres processus de nature bi ou tridimensionnelle

dans l'évolution de cette structure thermique.

Puis, fidèles à notre démarche d'étude, nous avons voulu savoir dans quelle mesure, en zone côtière, les processus unidimensionnels pouvaient être considérés comme prépondérants dans l'évolution de la structure thermique. Cette fois, les processus unidimensionnels résultent non seulement des échanges air-mer, mais également du frottement des courants de marée sur le fond. En présence d'une topographie variable, la structure thermique ne pourra donc plus être considérée comme homogène horizontalement, à l'échelle de quelques milles à quelques dizaines de milles nautiques. Elle sera même fortement hétérogène puisque l'on trouve des zones bien mélangées, et d'autres stratifiées, séparées par des zones à fort gradient horizontal de température qui sont les zones frontales ou fronts thermiques. Pour cette étude, nous avons donc organisé une campagne en mer (DYNATLANT 80) qui a eu lieu au printemps en Mer d'Iroise au large de Brest. Nous avons ensuite établi et mis en oeuvre un modèle numérique à partir du modèle NIILER et KRAUS, en tenant compte cette fois de l'effet des courants de marée. Les données expérimentales et les résultats numériques ont alors été confrontés et interprétés de manière complémentaire, pour identifier les principaux mécanismes physiques mis en jeu dans la formation de la structure thermique en zone côtière au printemps.

Dans les chapitres I et II, nous présentons un travail effectué en collaboration avec J.P. LE SAOS, portant sur la modélisation des couches superficielles de l'océan et sur la confrontation des résultats des simulations numériques avec des mesures à la mer réalisées au cours des campagnes ATOCE et THERMOCLINE 77.

Ayant mis ainsi en évidence l'importance des interactions à l'interface air-mer, nous avons voulu savoir s'il en était de même pour la formation de la structure thermique en Mer d'Iroise, c'est l'objet du chapitre III. Pour évaluer les courants de marée en Mer d'Iroise, il nous a fallu étalonner et valider un modèle numérique qui avait déjà été utilisé par ailleurs (SALOMON, 1980). Ce modèle bidimensionnel nous a permis d'évaluer les courants de marée avec une échelle spatio-temporelle relativement fine ($\Delta x = \Delta y = 1$ Mille ; $\Delta t = 2$ minutes). Ces mêmes courants ainsi que les échanges énergétiques à l'interface air-mer constitueront les données de la simulation numérique de la mise en place de la structure thermique de la Mer d'Iroise. Là aussi, les ré-

sultats numériques ont été confrontés avec les mesures réalisées lors de la campagne à la mer DYNATLANT 80.

A la fin de ce chapitre, nous analysons le problème des limites d'une étude unidimensionnelle en étudiant certains processus physiques bi et tridimensionnels résultant de la mise en place des zones frontales.

Nous terminerons par un chapitre de conclusion reprenant l'ensemble des différents résultats auxquels nous sommes parvenus au cours de ce travail.

CHAPITRE I

MODÉLISATION DES COUCHES SUPERFICIELLES
DE L'OCÉAN

INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous présentons les équations générales qui servent à décrire l'évolution de la couche superficielle de l'océan. En fait, ces équations découlent des équations générales de la turbulence dont une présentation très détaillée a été réalisée entre autre par COANTIC (1978) pour l'interface air-mer et par KLEIN (1980) pour la couche marine superficielle.

Le rôle important attribué aux processus unidimensionnels dans l'évolution de la structure thermique marine conduit à admettre une hypothèse d'homogénéité horizontale qui revient à négliger les variations horizontales des grandeurs moyennes devant les variations verticales. Les modèles qui en résultent sont alors des modèles unidimensionnels instationnaires.

Nous n'avons pas cherché à élaborer un nouveau modèle : il en existe déjà un nombre important, on en compte pas moins d'une vingtaine dans la récapitulation faite par ZILITINKEVITCH et al. (1979). Notre propos est plutôt de montrer qu'à l'aide des équations générales on identifie les processus physiques pris en compte par les deux grandes catégories de modèles : les modèles intégraux qui supposent a priori l'existence de couches homogènes et les modèles à hypothèse de fermeture locale qui, pour résoudre le systèmes des équations générales de la turbulence, supposent certaines paramétrisations des termes inconnus.

Pour représenter chacun de ces types de modèles, nous avons choisi le modèle de NIILER et KRAUS (1977), pour la première catégorie et le modèle de MELLOR et DURBIN (1975) pour la deuxième catégorie. Ainsi, dans un premier paragraphe, nous présentons la mise en équations de l'évolution de la structure thermodynamique de la couche superficielle de l'océan. Ce paragraphe reprend des arguments déjà développés par de nombreux auteurs. Toutefois, ici, on précise la signification physique et l'incidence des hypothèses faites en particulier sur les échelles de temps et d'espace. Par ailleurs, à partir de l'examen des équations énergétiques, on tente de cerner les mécanismes physiques qui gouvernent l'évolution des couches superficielles océaniques. Les deuxième et troisième paragraphes sont consacrés à l'exposé des principes théoriques particuliers à chacun des deux modèles ainsi qu'à la mise en oeuvre

de leur résolution numérique. En particulier, à la lumière de la discussion du premier paragraphe, on essaye de préciser les principaux processus physiques pris en compte dans chaque type de modèle. Ceci constitue, entre autre, une amélioration par rapport à la présentation qui avait été faite par J.P. LE SAOS dans le cadre de sa thèse de 3ème Cycle, travail que nous avons effectué en commun.

I. MISE EN EQUATIONS ET DISCUSSION SUR LES MECANISMES PHYSIQUES

1) Equations générales

L'évolution du milieu marin, en fonction du temps et de l'espace, est décrite à l'aide d'un certain nombre de variables qui sont la masse volumique ρ , la pression P , la température θ , le rayonnement \vec{R} et la vitesse \vec{U} . Pour l'ensemble de cette étude, nous supposerons que les effets induits par la salinité S sont négligeables par rapport à ceux des autres variables.

Le repère choisi est un repère cartésien, orthonormé Ox, Oy, Oz , où Oz suit la verticale ascendante, Ox et Oy sont dirigés respectivement vers l'Est et le Nord. Tous les flux thermiques seront comptés positivement dans le sens des z croissants.

Ces variables doivent vérifier certaines équations instantanées qui représentent les lois physiques suivantes :

Etat

Conservation de la masse

Conservation de la quantité de mouvement

Bilan radiatif

Conservation de l'énergie

Ce système d'équations instantanées décrivant l'évolution de la structure marine est trop compliqué pour être utilisé tel quel. On doit donc le simplifier en utilisant un certain nombre d'hypothèses générales qui sont les suivantes :

- Approximation de BOUSSINESQ

Cette approximation repose sur un ensemble d'hypothèses (COANTIC, 1978) dont nous retiendrons principalement la suivante : les variables thermodynamiques (ρ, P, θ) s'écartent peu des valeurs qu'elles auraient par rapport à un état de référence (ρ_0, P_0, θ_0) où l'océan serait au repos et d'entropie constante.

Grace à cette approximation et aux conséquences qu'elle engendre, nous pouvons écrire :

$$\rho = \rho_0 + \rho_1, \theta = \theta_0 + \theta_1, P = P_0 + P_1$$

$$\rho = \rho_0 \left[1 - \alpha (\theta - \theta_0) \right], dP_0 = - \rho_0 g dz$$

où α est le coefficient d'expansion thermique.

- Passage aux variables moyennes

L'ensemble des processus océanographiques couvre une gamme d'échelle de temps très vaste (quelques secondes à quelques années). Cependant, on admet couramment qu'il est possible de décomposer ces processus comme la somme d'une fluctuation turbulente (échelle de temps inférieure à la minute) et d'une variation à plus long terme (de l'ordre de quelques heures). Il serait donc possible de trouver une période T qui soit grande devant l'échelle de temps des fluctuations turbulentes et petite devant les temps de variation à plus long terme. Ceci implique que les deux phénomènes d'échelles différentes soient clairement séparés, ce qu'on supposera être le cas dans la suite de l'exposé.

Cette hypothèse permet de décomposer chaque variable en une valeur moyenne et une fluctuation turbulente dont on supposera la valeur moyenne nulle. Ainsi :

$$\rho = \bar{\rho} + \rho', U_i = \bar{U}_i + u'_i, P = \bar{P} + p', \bar{\theta} = \theta + \theta'$$

L'opérateur de moyenne étant défini par :

$$\bar{\xi} = \frac{1}{T} \int_{t - T/2}^{t + T/2} \xi dt$$

où ξ est une variable quelconque et T est l'échelle de temps caractérisant le minimum dans le spectre d'énergie.

Grâce à cet ensemble d'hypothèses, le système d'équations instantanées décrivant l'évolution de la structure marine se simplifie en un système d'équations moyennes ou système d'équations aux moments d'ordre un :

- Equation d'état

$$\bar{\rho} = \rho_0 \left[1 - \alpha (\bar{\theta} - \theta_0) \right]$$

- Equation de continuité

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0$$

- Equation de quantité de mouvement

$$\rho_0 \frac{D\bar{U}_i}{Dt} = - \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} - \bar{\rho} g \delta_{iz} - 2 \rho_0 \epsilon_{ijk} \Omega_j \bar{U}_k + \mu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) - \rho_0 \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_i u'_j}$$

- Equation d'énergie en termes de température

$$\rho_0 c_p \frac{D\bar{\Theta}}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial x_j} - \bar{R}_j - \rho_0 c_p \overline{\Theta' u'_j} \right)$$

Dans lesquelles μ et k sont les coefficients de viscosité moléculaire de la quantité de mouvement et de la chaleur et c_p la chaleur spécifique à pression constante. On remarquera que la notation d'indices d'EINSTEIN remplace la notation vectorielle. Enfin, on définit l'opérateur $\frac{D\xi}{Dt}$ (ξ étant une variable quelconque) par :

$$\frac{D\xi}{Dt} = \frac{\partial \xi}{\partial t} + \bar{U}_i \frac{\partial \xi}{\partial x_i}$$

Ce système de six équations n'est pas fermé puisqu'il comporte en plus des quatre grandeurs moyennes inconnues \bar{U}_i , $\bar{\Theta}$, les moments du second ordre inconnus $\overline{u'_i u'_j}$ et $\overline{\Theta' u'_j}$.

Une méthode classique, pour résoudre ce système est de trouver un nouveau système d'équations d'ordre deux à partir des systèmes d'équations précédents. Ainsi, si l'on soustrait respectivement les équations du système instantané aux équations du système du premier ordre, on obtient le système d'équations dit d'évolution des fluctuations qui sert d'intermédiaire pour obtenir le système d'équations d'évolution des moments du second ordre. Ce nouveau système est obtenu en appliquant l'opérateur de moyenne aux équations des fluctuations après les avoir multipliées terme à terme par les fluctua-

tions turbulentes correspondantes (COANTIC, 1978).

- Equation du tenseur de Reynolds

$$\begin{aligned} & \frac{D \overline{u'_i u'_j}}{Dt} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_i u'_j u'_k}) + \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} = \\ & \mu \left(\frac{\partial^2 \overline{u'_i u'_j}}{\partial^2 x_k} - 2 \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k \partial x_k} \right) - \frac{g}{\rho_0} (\overline{\rho' u'_i} \delta_{jz} + \overline{\rho' u'_j} \delta_{iz}) \\ & - 2 \Omega k (\epsilon_{jkr} \overline{u'_i u'_r} + \epsilon_{ikr} \overline{u'_j u'_r}) \end{aligned}$$

En faisant la somme des trois équations du tenseur de Reynolds correspondant à $D(\overline{u'_i u'_i})/Dt$, il est possible d'obtenir l'équation de l'énergie cinétique turbulente $e^2 = 1/2 \rho_0 (\overline{u'_i u'_i})$.

- Equations des moments liés aux fluctuations de température

$$\begin{aligned} & \frac{D (\overline{u'_i \theta'})}{Dt} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u'_i u'_j \theta'}) - \overline{\theta' u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} = \\ & k u'_i \frac{\partial^2 \bar{\theta}'}{\partial^2 x_i} + \mu \theta' \frac{\partial^2 \overline{u'_i}}{\partial^2 x_j} - g \delta_{iz} \frac{\overline{\rho' \theta'}}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\overline{\theta' \partial p'}}{\partial x_i} \\ & - 2 \epsilon_{ijk} \Omega_j \overline{u'_k \theta'} - \frac{1}{\rho_0 C_p} u'_i \frac{\partial \bar{R}_j}{\partial x_j} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{D \overline{\theta'^2}}{Dt} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\theta'^2 u'_j}) + 2 \overline{\theta' u'_j} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} = k \left[\frac{\partial^2 \overline{\theta'^2}}{\partial^2 x_j} - 2 \left(\frac{\partial \bar{\theta}'}{\partial x_j} \right)^2 \right] \\ & - \frac{1}{\rho_0 C_p} \frac{\overline{\theta' \partial R'_j}}{\partial x_j^2} \end{aligned}$$

On voit apparaître dans ce système de nouvelles inconnues : des moments d'ordre trois, des moments liés aux fluctuations de pression et des corrélations entre dérivées spatiales de fluctuations. Il est donc nécessaire pour résoudre ce nouveau système d'effectuer des hypothèses de fermeture. En fait, l'intérêt d'un tel système est de mettre en évidence les mécanismes physiques qui interviennent dans les processus de transfert turbulent.

2) Equations d'évolution de la couche superficielle de l'océan.

Pour résoudre le système d'équations précédent, il est nécessaire de formuler de nouvelles hypothèses. Dans cette étude, on se limite à la représentation de l'effet des conditions météorologiques locales sur la structure thermique et dynamique des couches superficielles de l'océan. Ceci signifie que les effets d'autres phénomènes comme ceux d'advection verticale due à "l'Ekman pumping", ceux d'advection horizontale de masses d'eau de caractéristiques différentes, l'effet des gradients de pression et de densité horizontaux qui engendrent les mouvements quasi-géostrophiques de type barotrope et barocline, ne sont pas pris en compte. L'échelle de temps associée aux conséquences de ces phénomènes sur la structure thermique et dynamique des couches superficielles de l'océan est généralement de l'ordre de quelques dizaines de jours, alors que pour les effets des conditions météorologiques locales, elle est de l'ordre de quelques heures. Néanmoins, il faudra essayer de vérifier que ces derniers mécanismes physiques, les seuls pris en compte dans cette étude, sont bien les phénomènes prépondérants qui gouvernent l'évolution de la structure marine, à condition que l'échelle de temps ne dépasse pas quelques jours ou quelques dizaines de jours.

De plus, les conditions météorologiques locales à la surface de la mer varient d'un point à un autre du fait de la structure spatiale des centres d'action atmosphériques. L'hypothèse d'uniformité horizontale des conditions météorologiques locales n'est donc vérifiée que si l'échelle horizontale d'espace est limitée à quelques dizaines de milles nautiques. Au-delà, il faut tenir compte de l'hétérogénéité spatiale des échanges air-mer qui va influencer en particulier, les gradients de densité et de pression horizontaux et provoquera une réponse quasi-géostrophique de l'océan qui concerne des échelles de temps de variation bien plus grande. Enfin, le fait de ne considérer que les seuls effets des échanges air-mer locaux conduit également à ne pas

tenir compte de l'effet des ondes internes de période semi-diurnes (liées à la marée) ou de période inertielle.

Ainsi, les échelles d'espace et de temps considérées dans cette étude concernent quelques dizaines de milles nautiques dans le plan horizontal, 100 à 200 m sous la surface de la mer, dans le sens vertical et quelques dizaines de jours. En première approximation, on pourra donc adopter une hypothèse d'homogénéité horizontale.

Cette hypothèse signifie que les variations de toutes les variables (y compris la pression) dans le plan horizontal ont lieu à une échelle très grande par rapport aux variations verticales. Ainsi, il est possible de négliger les dérivées partielles $\frac{\partial}{\partial x}$ et $\frac{\partial}{\partial y}$ des grandeurs moyennes devant les dérivées partielles verticales $\frac{\partial}{\partial z}$.

Les équations qui en résultent par simplification des systèmes d'équations précédents sont les suivantes :

* Equations aux moments du premier ordre

- Equation de continuité

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0$$

Or $\bar{w}(0, t) = 0 \Rightarrow \bar{w}(z, t) = 0$

- Quantité de mouvement

$$\rho_0 \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - \rho_0 f \bar{v} = - \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 \overline{u'w'} - \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \rho_0 f \bar{u} = - \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 \overline{v'w'} - \mu \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)$$

où $f = 2\Omega \sin \phi$ représente le paramètre de Coriolis.

- Equation de température

$$\rho_0 C_p \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 C_p \overline{\theta'w'} - k \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \bar{R} \right)$$

* Equations aux moments du second ordre

- Equation du tenseur de Reynolds

$$\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} \overline{(u'_i u'_j w')} - \frac{1}{\rho_0} \left(\overline{u'_i \frac{\partial p'}{\partial x_j}} + \overline{u'_j \frac{\partial p'}{\partial x_i}} \right)$$

(A) (B) (C)

$$+ \mu \left(\frac{\partial^2 \overline{u'_i u'_j}}{\partial z^2} - 2 \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_k} \right) - \left(\overline{u'_i w'} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial z} + \overline{u'_j w'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial z} \right)$$

(D) (E)

$$+ g\alpha \overline{(\theta' u'_i \delta_{jz} + \theta' u'_j \delta_{iz})} - 2 \Omega_k (\epsilon_{jkl} \overline{u'_i u'_l} + \epsilon_{ikl} \overline{u'_j u'_l})$$

(F) (G)

- Equations des moments liés aux fluctuations de température

$$\frac{\partial \overline{\theta'^2}}{\partial t} = - \frac{\partial \overline{w' \theta'^2}}{\partial z} + k \left(\frac{\partial^2 \overline{\theta'^2}}{\partial z^2} - 2 \frac{\partial \overline{\theta'}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{\theta'}}{\partial x_k} \right) - 2 \overline{\theta' w'} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$$

(A) (B) (D) (E)

$$\frac{\partial \overline{u'_i \theta'}}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} \overline{(\theta' u'_i w')} - \frac{1}{\rho_0} \overline{\theta' \frac{\partial p'}{\partial x_i}} + \mu \overline{\theta' \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_k \partial x_k}} + k \overline{u'_i \frac{\partial^2 \theta'}{\partial x_k \partial x_k}}$$

(A) (B) (C) (D)

$$- \left(\overline{\theta' w'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial z} + \overline{u'_i w'} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right) + g\alpha \delta_{iz} \overline{\theta'^2} - 2 \epsilon_{ijk} \Omega_k \overline{u'_j \theta'}$$

(E) (F) (G)

On pourra se reporter à KLEIN (1980) pour la signification physique de chacun des termes de ces équations ; rappelons seulement les différentes catégories :

- (A) : termes de tendance
- (B) : transport turbulent
- (C) : moments liés aux fluctuations de pression
- (D) : termes dissipatifs
- (E) : termes de production dynamique
- (F) : termes de production gravitationnelle
- (G) : effet des forces de Coriolis

3) Mécanismes physiques mis en jeu

Les équations aux moments du premier ordre font apparaître clairement les effets qui n'ont pas été considérés à cause des hypothèses retenues. Ce sont essentiellement les processus d'advection horizontale et verticale. De plus, les effets des ondes internes ne sont pas pris en compte.

La signification physique des différents termes des équations des moments du second ordre a été discutée par COANTIC (1978). Il nous paraît toutefois utile de rappeler les principaux mécanismes physiques qui gouvernent l'évolution des couches superficielles de l'océan. Ces mécanismes sont révélés par l'examen des équations de l'Energie Cinétique Moyenne (E.C.M.), de l'Energie Cinétique Turbulente (E.C.T.) et de l'Energie Potentielle (E.P.). L'équation d'évolution de l'E.C.M. est déduite des équations de quantité de mouvement en multipliant ces derniers terme à terme par les grandeurs moyennes correspondantes.

L'E.C.T. est définie par :

$$e^2 = \frac{1}{2} \rho_0 (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$$

son équation d'évolution se déduit des équations du tenseur de Reynolds. L'équation d'évolution de l'E.P. est établie en multipliant l'équation de température par - gaz.

Les trois équations obtenues sont les suivantes :

- Energie cinétique moyenne (E.C.M.)

$$\frac{\partial \bar{E}^2}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial}{\partial z} \left[\bar{U} \cdot \overline{u'w'} + \bar{V} \cdot \overline{v'w'} \right] = \left[\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} + \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} \right] \rho_0$$

- Energie cinétique turbulente (E.C.T.)

$$\begin{aligned} \frac{\partial e^2}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{e^2 w'} + \overline{p' w'}) = & - \rho_0 \left[\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} + \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} \right] \\ & + g \alpha \rho_0 \overline{\theta' w'} - \overline{\phi'} \end{aligned}$$

- Energie potentielle (E.P.)

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (-\rho_0 g \alpha \bar{\theta} z) + \frac{\partial}{\partial z} \left[-\rho_0 g \alpha \overline{\theta' w'} z + g \alpha z \frac{k}{C_p} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right] = \\ - \rho_0 g \alpha \overline{\theta' w'} + g \alpha \frac{k}{C_p} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \rho_0 g \alpha z \frac{\partial \bar{R}}{\partial z} \end{aligned}$$

Ces trois équations énergétiques contiennent trois sortes de termes différents. Outre les termes de tendance $\left[\frac{\partial \bar{E}^2}{\partial t}, \frac{\partial e^2}{\partial t} \text{ et } \frac{\partial}{\partial t} (-\rho_0 g \alpha \bar{\theta} z) \right]$, on remarque des termes de transport et des termes de transformation. Ces deux dernières catégories de termes expriment deux mécanismes entièrement différents :

- Les termes des membres de gauche représentent un transport d'une forme déterminée d'énergie d'un point à un autre, ils s'expriment en fonction de la divergence du flux correspondant.

- Les termes des membres de droite révèlent une transformation d'énergie d'une forme à une autre. Ainsi, certains termes se retrouvent avec des signes opposés dans deux équations différentes. On remarquera notamment qu'il y a transformation d'E.C.M. en E.C.T. $-\rho_0 \left[\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} + \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} \right]$ par le mécanisme physique de l'interaction entre les tensions de Reynolds et le cisaillement vertical de courant et transformation d'E.C.T. en E.P. $(\rho_0 g \alpha \overline{\theta' w'})$ par le travail des forces gravitationnelles.

Il est intéressant d'examiner les sources de ces différentes énergies mécaniques. Il s'agit en fait des flux d'E.C.M. et d'E.C.T. donnés par

les conditions à l'interface air-mer. On peut écrire :

$$\overline{u'w'} \bar{U} + \overline{v'w'} \bar{V} \Big|_{z=0} = - (\tau_x \bar{U}(0) + \tau_y \bar{V}(0))$$
$$\overline{e'w'} = - mU_*^3$$

Le flux d'E.C.T. est paramétrisé, à partir de considérations d'analyse dimensionnelle, en fonction de U_* (vitesse de friction), m est une constante. Ce flux représente en fait le flux d'E.C.T. produit par le déferlement des vagues de surface de courtes longueurs d'onde. On voit donc d'après ces équations que l'évolution de la structure thermique et dynamique des couches superficielles océaniques est principalement gouvernée par l'interaction vent-courant de surface, qui représente aussi l'énergie apportée par le vent à la mer, et par le flux d'E.C.T. produit par les vagues de surface.

On remarquera que dans cette discussion les effets des flux turbulents de chaleur à l'interface air-mer et des flux radiatifs n'apparaissent pas explicitement comme sources d'énergie mécanique. La raison est la suivante : l'E.P. définie précédemment ne peut pas être totalement transformée (> 0 ou < 0) en E.C.T. Ainsi, quand tout est mélangé verticalement et en l'absence de flux turbulent ou radiatif de chaleur en surface, la masse d'eau est dans un état neutre, l'E.P. est non nulle, mais il ne peut y avoir de transformation d'E.C.T. en E.P. (puisque $\overline{\theta'w'} = 0$). En fait, c'est l'écart entre l'E.P. existante et l'E.P. correspondant à un état neutre qui sera susceptible d'être transformé (> 0 ou < 0) en E.C.T. La présence de flux de chaleur en surface va augmenter ou diminuer l'E.P. de la masse d'eau (correspondant à un état neutre). La variation de l'écart entre l'E.P. existante et l'E.P. relative à un état neutre fait alors apparaître explicitement les flux de chaleur en surface. Ceci signifie que l'E.P. à considérer dans le cas d'un flux de chaleur non nul en surface, est non plus l'E.P. totale, mais la différence entre cette énergie et celle qu'aurait le système si tout était mélangé instantanément. Cette énergie potentielle disponible ou utilisable est aussi appelée énergie potentielle de mélange. Sa dérivation est exposée dans le paragraphe suivant ; et on verra qu'elle fait apparaître explicitement les flux de chaleur en surface.

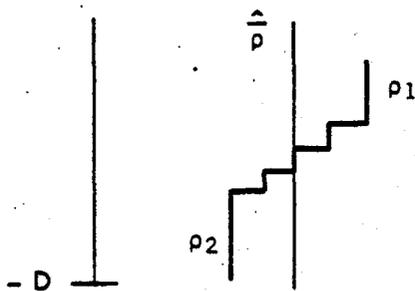
On retiendra simplement ici que les mécanismes physiques extérieurs

qui gouvernent l'évolution de la structure thermique et dynamique des couches superficielles de l'océan sont principalement l'interaction vent-courant de surface, le flux d'E.C.T. produit par les vagues de surface et les flux turbulents et radiatifs de chaleur à la surface de la mer.

Par ailleurs, il apparaît à l'issue de cette brève discussion que l'équation de l'E.C.T. révèle les principaux mécanismes physiques mis en jeu au sein de la couche mélangée et de la thermocline. L'évolution spatiale et temporelle de ces mécanismes dans le cas de "forcings" atmosphériques variés a été étudiée par un certain nombre d'auteurs, en particulier WARN-VARNAS et PIACSEK (1979), KUNDU (1980), KLEIN et COANTIC (1981). Nous analyserons et utiliserons ces résultats dans la suite de ce travail. Ceci souligne et explique l'importance accordée à l'équation de l'E.C.T. dans la plupart des modèles, notamment les modèles intégraux.

4) Equation de l'énergie potentielle de mélange

L'énergie potentielle de mélange caractérise le degré de stratification d'un profil thermique. Cette énergie V est la différence d'énergie potentielle de pesanteur de ce profil thermique avec un état de référence (ou neutre) ayant le même contenu thermique (même masse), mais étant complètement mélangé (SIMPSON, 1978).



$$V = \int_{-D}^0 \bar{\rho} g z dz - \int_{-D}^0 \hat{\rho} g z dz$$

D étant la profondeur à partir de laquelle le profil thermique n'est plus affecté par les processus physiques considérés.

$\bar{\rho}$ est la valeur moyenne de $\hat{\rho}$ sur la profondeur D .

On peut écrire à chaque niveau z :

$$\bar{\rho} = \hat{\rho} + \rho_m$$

* $\frac{\partial \rho_m}{\partial t}$ représente la vitesse de variation de la densité à chaque niveau z , provoquée par le mélange turbulent et la distribution non uniforme suivant la profondeur du rayonnement solaire $R(z)$ et des pertes de chaleur.

* $\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t}$ représente la variation de densité qui serait due à une dilatation (ou contraction) du volume élémentaire dv , à chaque niveau z , provoquée par l'action du rayonnement et des pertes, le bilan thermique étant supposé réparti uniformément sur toute la profondeur.

La variation d'énergie $\frac{\partial V}{\partial t}$ correspond donc bien à une énergie potentielle de mélange uniquement, l'état initial et l'état final étant calculés pour une même colonne élémentaire.

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \int_{-D}^0 \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} g z dz - \int_{-D}^0 \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} g z dz$$

En considérant l'équation d'état et en négligeant l'effet du sel, on peut écrire :

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -\rho_0 g \alpha \int_{-D}^0 z \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} dz + \rho_0 g \alpha \int_{-D}^0 z \frac{\partial \hat{\theta}}{\partial t} dz$$

Sachant que $\frac{\partial \hat{\theta}}{\partial t} = \frac{1}{D} \int_{-D}^0 \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} dz$ et en utilisant l'équation de température on a :

$$\frac{\partial \hat{\theta}}{\partial t} = - \frac{P + R(o)}{\rho_0 C_p D}$$

P : pertes de chaleur à la surface, comptées positivement vers le haut

$R(o)$: rayonnement solaire arrivant à la surface

$$\begin{aligned} \text{et : } \frac{\partial V}{\partial t} = & - \frac{g \alpha}{C_p} \int_{-D}^0 - \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 C_p \overline{\theta'w'} - k \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \overline{R(z)} \right) z dz \\ & - \frac{g \alpha}{C_p} \int_{-D}^0 \frac{P + R(o)}{D} z dz \end{aligned}$$

Soit en développant et en négligeant les termes dépendants de la diffusivité moléculaire :

$$\frac{\partial V}{\partial t} = + \frac{g\alpha}{C_p} \int_{-D}^0 \left[\frac{\partial}{\partial z} (\rho_o C_p z \overline{\theta'w'} + z \overline{R(z)}) + \rho_o C_p \overline{\theta'w'} + \overline{R(z)} \right] dz$$

$$- \frac{g\alpha}{C_p} \int_{-D}^0 \frac{P + R(o)}{D} z dz$$

En intégrant et en supposant que $R(-D) = 0$:

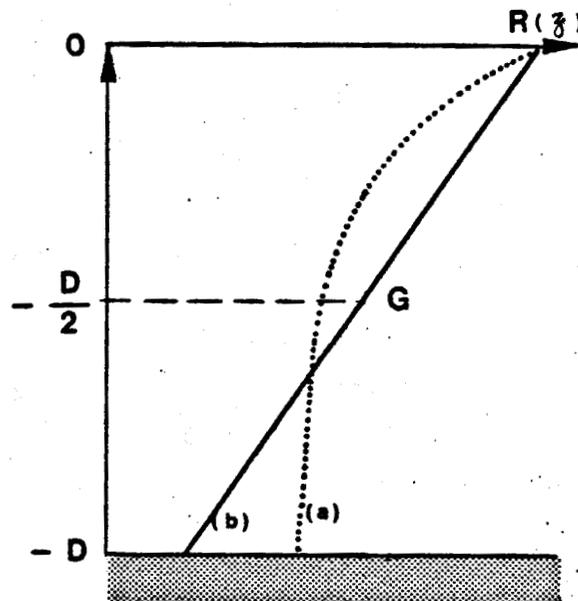
$$\frac{\partial V}{\partial t} = \int_{-D}^0 \rho_o g\alpha \overline{\theta'w'} dz + \frac{g\alpha}{C_p} \int_{-D}^0 \left[\overline{R(z)} dz - \frac{D}{2} R(o) \right] - \frac{g\alpha}{C_p} P \frac{D}{2}$$

(A) (B) (C)

* le terme (A) représente la production ou consommation d'énergie cinétique turbulente par interaction entre le mouvement turbulent et les forces gravitationnelles.

* le terme (B) est négatif et représente une diminution d'énergie potentielle due à la façon dont le rayonnement est absorbé en fonction de la profondeur (a). Dans le cas où le rayonnement décroît de façon linéaire ($R(z) = R(o) \frac{z}{D} + R(o)$), $\int_{-D}^0 R(z) dz = \frac{D}{2} R(o)$, le centre de gravité G de la masse d'eau reste fixe et il n'y a pas de variation d'énergie potentielle due au rayonnement (b) (voir schéma ci-dessous).

* dans le cas d'un refroidissement $P > 0$, le terme (C) est positif et représente une augmentation d'énergie potentielle lorsque l'on passe d'un profil thermique où les pertes sont réparties de façon homogène sur toute la profondeur à un profil thermique où celles-ci restent en surface.



5) Détermination des conditions aux limites

Après avoir défini le système d'équations servant à décrire l'évolution de la structure marine superficielle et après avoir analysé les mécanismes physiques décrits dans ces équations, il est nécessaire de connaître les conditions aux limites pour pouvoir résoudre ce système. Ainsi, il faut pouvoir évaluer à chaque instant la valeur des différentes conditions à l'interface air-mer d'une part et à la profondeur $z = -D$ d'autre part, telle qu'elle a été définie au paragraphe précédent.

a) Conditions à l'interface air-mer

- Dans l'air au niveau de la surface de la mer

Il existe essentiellement quatre processus physiques gouvernant les échanges d'énergie à la base de la couche atmosphérique :

* Un transfert mécanique produit par le vent. La tension du vent au niveau des vagues peut se décomposer en une traînée de forme et un frottement visqueux. Ces deux mécanismes vont engendrer respectivement des vagues et un courant de dérive. La part d'énergie cédée à chacun de ces deux processus est encore mal connue (REVAULT D'ALLONNES, 1978). On pourra néanmoins exprimer la tension du vent en fonction de la masse volumique de l'air ρ_a , de la vitesse de l'air à 10 mètres au-dessus de l'eau U_{10} et d'un coefficient de frottement C_{10} :

$$\vec{\tau}_a = \rho_a C_{10} \vec{U}_{10} |\vec{U}_{10}|$$

Ainsi, la détermination pratique de cette tension dépend de la valeur adoptée pour C_{10} . Des valeurs variant entre $10 \cdot 10^{-4}$ et $25 \cdot 10^{-4}$ ont été proposées par différents auteurs. Nous utiliserons la formule de COANTIC (1978) :

$$C_{10} = (1 + 0,03 \bar{U}_{10}) \cdot 10^{-3} \text{ avec } \bar{U}_{10} \text{ en m/s}$$

* Des transferts radiatifs (Figure 1 a) qui peuvent se décomposer comme la somme du rayonnement de courtes longueurs d'onde Q (bilan du rayonnement solaire incident Q_s et réfléchi Q_r par la surface de la mer) et du rayonnement de grandes longueurs d'onde Q_n (bilan du rayonnement thermique

émis par l'atmosphère Q_a et de celui émis par la surface de l'océan Q_b). Pour évaluer chacun des termes de ce bilan radiatif à la base de l'atmosphère, on a le choix entre la mesure directe et l'estimation à l'aide de formules plus ou moins empiriques. Nous reviendrons dans le chapitre suivant sur les difficultés que rencontrent les mesures à la mer et nous exposons présentement la méthode d'estimation à partir des formules semi-empiriques. Dans l'étude bibliographique que nous avons effectuée (MARIETTE, 1977), nous présentions un grand nombre de formules proposées par différents auteurs pour déterminer les différents termes du bilan radiatif. A l'heure actuelle nous avons retenu les relations suivantes à partir de celles recommandées par LAEVASTU (1960).

- Rayonnement solaire de courtes longueurs d'onde ($0,3 \mu < \lambda < 3 \mu$)

$$Q_s = Q_{os} (1 - 1,1718 \cdot 10^{-3} C^3) \text{ w/m}^2$$

avec C , nébulosité en octas et Q_{os} le rayonnement solaire arrivant à la surface de la mer par ciel clair. Ce dernier terme est évalué à partir des constantes astronomiques et d'un coefficient de trouble atmosphérique moyen, suivant la méthode proposée par DOGNIAUX (1975). Ce coefficient a été évalué à 4,2 pour le Golfe de Gascogne et l'Ouest Bretagne. Pour le rayonnement réfléchi de courtes longueurs d'onde, nous suivons les recommandations de CALATHAS (1970) qui préconise $Q_r = 0,07 Q_s$. Cette valeur provient des mesures que l'auteur a effectuées sur la bouée laboratoire en Méditerranée et sur la plateforme du "parfond" au large du Havre. Une formule similaire avait été proposée par BUDYKO en 1956.

- Rayonnement de grandes longueurs d'onde ($3 \mu < \lambda < 50 \mu$)

Nous utiliserons la formule proposée par LONNQUIST (1954) et conseillée par LAEVASTU (1960) :

$$Q_n = Q_{on} (1 - 0,095625 C) \text{ w/m}^2$$

avec $Q_{on} = 143,8 - 0,9 \theta_s - 46 \text{ Hum}$, le rayonnement par ciel clair, θ_s la température de surface de la mer en °C et Hum, l'humidité relative en %.

* Les transferts turbulents de chaleur constitués par la somme du flux de chaleur sensible Q_c et du flux de chaleur latente Q_e accompagnent l'évaporation ou la condensation. L'évaluation de ces flux peut être réalisée à par-

tir de la méthode des profils qui nécessite les mesures de température de l'air et de tension de vapeur à plusieurs niveaux pour déterminer respectivement Q_c et Q_e . Cependant, en mer, il est plus facile d'utiliser la méthode aérodynamique globale qui permet de déterminer Q_c et Q_e à partir des valeurs moyennes de vent, de tension de vapeur, de température de l'air à un niveau de référence fixé par convention à $z = 10$ m, et de la température superficielle de la mer. Les formules ainsi proposées par LAEVASTU (1960) sont les suivantes :

$$\begin{aligned} &\text{Si } 0,98 e_s - e_{10} > 0 \text{ et si } \theta_s - \theta_{10} > 0 \\ &Q_e = L_\theta (0,26 + 0,07 U_{10}) (0,98 e_s - e_{10}) / 86400 \quad \text{w/m}^2 \\ &Q_c = 18,75 (0,26 + 0,077 U_{10}) (\theta_s - \theta_{10}) \quad \text{w/m}^2 \\ &\text{Si } 0,98 e_s - e_{10} < 0 \text{ et si } \theta_s - \theta_{10} < 0 \\ &Q_e = 0,077 L_\theta U_{10} (0,98 e_s - e_{10}) / 86400 \quad \text{w/m}^2 \\ &Q_c = 1,451 U_{10} (\theta_s - \theta_{10}) \quad \text{w/m}^2 \end{aligned}$$

avec : L_θ : chaleur latente de vaporisation

$$L_\theta = 2495 - 2,3826 \theta_s \quad \text{J/kg}$$

U_{10} : vitesse du vent à 10 m en m/s

e_s : pression de vapeur saturante à la température de la surface de la mer

e_{10} : pression de vapeur d'eau à 10 m

θ_{10} : température de l'air à 10 m

- Dans l'eau au niveau de la surface

A la surface de la mer les transferts à considérer, comprennent essentiellement un flux turbulent de quantité de mouvement $\vec{\tau}_e$, un flux turbulent vertical de chaleur sensible Q'_c et un flux radiatif de courtes longueurs d'onde pénétrant dans l'eau $\bar{R}(z)$. Nous avons donc :

$$\begin{aligned} \tau_{x_e} &= -\rho_o \overline{u'w'} \quad (z = 0^-) \\ \tau_{y_e} &= -\rho_o \overline{v'w'} \quad (z = 0^-) \\ Q'_c &= \rho_o C_p \overline{\theta'w'} \quad (z = 0^-) \end{aligned}$$

Le flux radiatif $R(z)$ pénétrant dans l'eau est paramétrisé à partir du flux radiatif à la surface $R(0)$ et du coefficient d'extinction $k(z)$:

$$R(z) = R(0) \cdot e^{-k(z) \cdot z}$$

Le coefficient d'extinction $k(z)$ dépend de la profondeur et de la turbidité du milieu ; sa valeur est donc essentiellement variable. La connaissance de cette valeur revêt une importance toute particulière car elle va déterminer la répartition verticale de l'énergie radiative absorbée par la mer. La meilleure évaluation possible est sans nul doute la mesure directe à l'aide d'une photopile sous-marine, bien que JERLOV (1968) ait donné des valeurs types du coefficient d'extinction en fonction d'une classification optique de l'eau.

- A l'interface air-mer

Etant donné qu'il ne peut y avoir accumulation de chaleur et de quantité de mouvement à l'interface air-mer, on doit avoir égalité entre les flux exprimés dans l'air à proximité des vagues et ceux exprimés dans l'eau à la surface ($z = 0$).

. Pour la chaleur :

$$Q + Q_n + Q_e + Q_c = Q'_c + R(0)$$

puisque $Q = R(0)$

$$Q_n + Q_e + Q_c = \rho_0 C_p \overline{\theta'w'}|_0$$

Le bilan $P = Q_n + Q_e + Q_c$ correspond le plus souvent à une perte de chaleur pour l'eau, avec la convention de signe faite ici, il aura donc une valeur positive.

. Pour les quantités de mouvement :

$$\vec{\tau}_a = \vec{\tau}_e$$

$$\text{Soit : } \rho_a C_{10} |\overline{U}_{10}| U_{x10} = - \rho_0 \overline{u'w'}$$

$$\rho_a C_{10} |\overline{U}_{10}| U_{y10} = - \rho_0 \overline{v'w'}$$

b) Conditions à la profondeur $z = -D$

La profondeur D correspond à la limite inférieure de notre domaine d'étude. Cette profondeur est choisie de telle sorte que les échanges à l'in-

terface air-mer n'aient plus d'influence à cette immersion. On pourra donc écrire :

$$\overline{u'w'}|_{z=-D} = \overline{v'w'}|_{z=-D} = 0$$

$$\overline{\theta'w'}|_{z=-D} = 0 \text{ et } R(-D) = 0$$

Figure 1 a

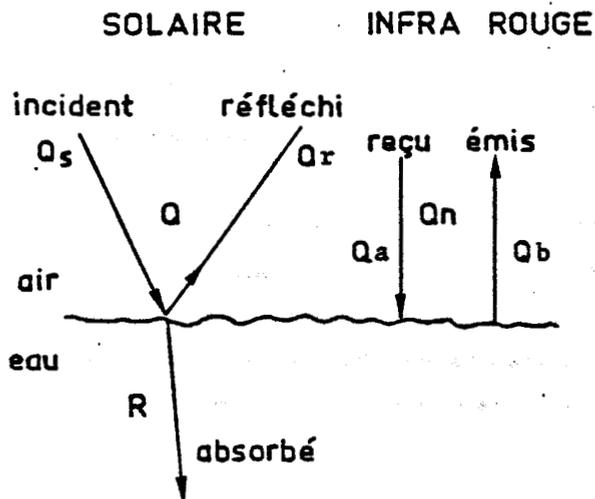


Figure 1 b

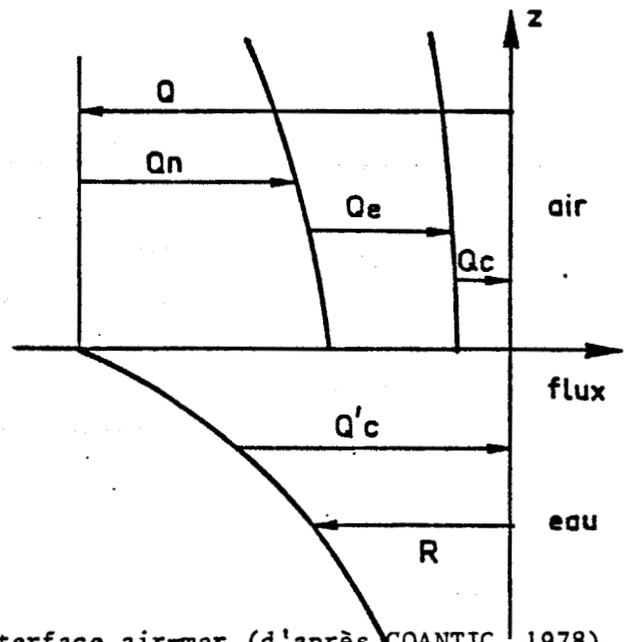


Figure 1 a : Echanges radiatifs à l'interface air-mer (d'après COANTIC, 1978).

Figure 1 b : Bilan thermique à l'interface air-mer (d'après COANTIC, 1978).

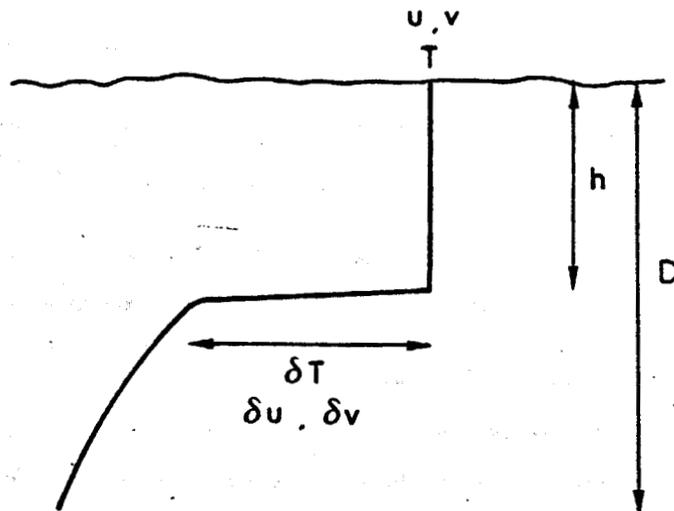


Figure 1 c : Principe d'un modèle à couche homogène.

II - MODELES DE SIMULATION DE L'EVOLUTION DE LA COUCHE SUPERFICIELLE DE L'OCEAN

1) Définition et intérêt d'un modèle de simulation

Nous avons présenté précédemment le système d'équations qui pouvait décrire l'évolution de la couche superficielle de l'océan dans le cas où celui-ci pouvait être supposé homogène horizontalement. La mise en place de ce système d'équations nous a permis de préciser la signification physique des hypothèses effectuées et de discuter des mécanismes physiques gouvernant l'évolution des couches marines superficielles soumises aux échanges océan-atmosphère locaux.

De plus, nous avons rappelé les conditions aux limites nécessaires à la résolution de ce système d'équations. Pratiquement, nous avons vu que pour connaître ces conditions il suffisait d'estimer à tout instant les flux turbulents et radiatifs dans l'air à la surface de la mer.

Cependant, pour résoudre le système d'équations exposé au paragraphe précédent, il est essentiel de disposer de méthodes permettant d'explicitier les flux turbulents de manière à fermer le système et en choisissant une méthode de fermeture du système, on définit un type de modèle. Plusieurs méthodes sont possibles :

- Modèles de turbulence avec fermeture au niveau des moments du second ordre ou d'ordre supérieur. Les moments d'ordre le plus élevé sont exprimés en fonction des moments d'ordre inférieur à l'aide de relations semi-empiriques faisant intervenir des constantes considérées comme universelles.

- Modèles avec fermeture des équations de la turbulence au niveau des moments du premier ordre. On paramétrise les flux turbulents par :

$$-\overline{w'v'} = K_M \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}, \quad -\overline{w'\theta'} = K_H \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$$

Le problème revient à déterminer les coefficients de diffusion turbulente K_M et K_H .

- Modèles à couche homogène. θ , u , v sont supposés constants dans la couche de mélange, ce qui rend possible une méthode d'intégration sur la verticale. Les transports turbulents s'expriment en fonction des quantités moyennes et des conditions aux limites. L'équation d'énergie cinétique turbulente intégrée sur la verticale sert de base à la fermeture du système d'équations.

Ainsi se pose le choix du type de modèle. En effet, tous les modèles nécessitent un certain nombre d'hypothèses de fermeture du système d'équations. Ces hypothèses font intervenir des coefficients déterminés dans certaines conditions. Suivant la méthode de détermination de ces coefficients, on pourra développer des types de modèles, plus ou moins complexes qui pourront aller de la représentation explicite d'un processus physique jusqu'à sa paramétrisation à l'aide de coefficients totalement empiriques.

Ainsi, pour choisir un type de modèle, il faut définir le degré de paramétrisation qui va être fonction non seulement de la complexité des processus physiques que l'on veut représenter, mais aussi des conditions d'utilisation du modèle. On peut en effet se demander quelle est l'utilité d'un modèle très sophistiqué si les conditions aux limites nécessaires à sa mise en oeuvre, si la vérification des hypothèses d'utilisation et si la validation des résultats numériques exigent des mesures à l'interface air-mer d'une part et des mesures océaniques d'autre part, d'une précision excessive. Nous pensons donc que l'utilisation d'un modèle numérique nécessite à la fois un souci de rigueur pour la mise en équations du problème et une connaissance des problèmes des mesures *in situ* que rencontre l'expérimentateur. En effet, comme nous l'avons vu précédemment, pour se servir d'un modèle d'évolution des couches superficielles de l'océan, il faut connaître à chaque instant les paramètres météorologiques de routine, de manière à déterminer les conditions aux limites à l'interface air-mer. Or, dans l'état actuel des modèles de prévision météorologique, ceux-ci ne sont fiables que sur deux journées au maximum et par conséquent il n'est pas possible d'avoir un modèle prévisionnel de la couche superficielle océanique à partir d'un état initial. C'est une des raisons pour lesquelles il faudra considérer l'utilisation de ces modèles comme des simulations numériques. La précision de ces simulations va dépendre de la validité des méthodes de détermination des flux turbulents et radiatifs à l'interface air-mer d'une part et de la précision des mesures des grandeurs moyennes intervenant dans la déter-

mination de ces flux d'autre part. En effet, les mesures à la mer en continu de paramètres tels que le vent, la nébulosité ou le rayonnement solaire global incident, l'humidité, les températures de l'air et de la surface de la mer, le coefficient d'extinction de l'eau de mer comportent une imprécision encore difficile à évaluer. D'autre part, ces simulations numériques permettent de tester la réaction des différents modèles. Elles ont pour but soit de quantifier l'importance relative des différents processus physiques pris en compte en se donnant par exemple des conditions à l'interface air-mer fictives, soit de représenter à posteriori une situation réelle de l'évolution des couches superficielles de l'océan. Le fait de tester un modèle avec des conditions fictives ne permet pas de conclure quant à sa capacité à représenter correctement l'évolution de la couche superficielle océanique alors que la simulation d'une situation réelle devrait nous renseigner sur son aptitude. Mais dans ce dernier cas, en plus des problèmes posés par les conditions aux limites et la résolution numérique, il faut d'une part s'assurer que les hypothèses avec lesquelles ont été formulés les modèles soient vérifiées et d'autre part, confronter les résultats numériques avec les mesures *in situ*. Ces validations sont réalisées à partir des mesures océanographiques qui elles aussi sont entachées d'une certaine imprécision.

Enfin, il nous paraît important de ne pas oublier qu'une des finalités d'un modèle unidimensionnel instationnaire de l'évolution de la couche superficielle de l'océan est de pouvoir être intégré dans un modèle global où d'autres processus physiques négligés dans la présente étude seraient pris en considération. Ce dernier point plaide en faveur d'un modèle de simulation dont la résolution numérique est relativement aisée et rapide.

Après ces remarques tendant à replacer le choix d'un type de modèle dans un cadre d'utilisation potentielle, nous allons exposer deux types de modèles pour lesquels les fermetures du système d'équations sont radicalement différentes. Ce sont les modèles à couche homogène et les modèles de turbulence à fermeture en un point, de manière à pouvoir dans le chapitre suivant, les comparer l'un par rapport à l'autre et les tester avec des situations réelles.

2) Modèles à couche homogène

Il existe de nombreux modèles à couche homogène se différenciant les uns des autres par la paramétrisation des flux turbulents et par les mé-

thodes de résolution numérique. Des synthèses de quelques uns de ces modèles ont été présentées par NIILER et KRAUS (1977) et ZILITINKEVITCH et al. (1978). Nous présentons dans ce paragraphe le modèle retenu à partir de la synthèse de NIILER et KRAUS (1977).

Nous commencerons par préciser les hypothèses propres à ce type de modèle, nous en déduirons le système d'équations et nous donnerons quelques éléments de la méthode de résolution numérique choisie. Cette méthode avait été mise au point par MARIETTE (1977), elle avait été affinée et présentée par LE SAOS (1979). C'est cette dernière présentation que nous rappelons en annexe II.

a) Hypothèses retenues

* Dans ce type de modèle on suppose à priori qu'il existe une couche d'épaisseur h , homogène en température et en courant, avec une discontinuité de ces grandeurs au bas de la couche (Figure 1 c). On est donc en présence de trois inconnues qui sont la température de la couche de mélange $\hat{\theta}$, sa vitesse de composantes \hat{U} , \hat{V} et sa profondeur h . Cette hypothèse de la couche homogène permet d'intégrer selon la verticale les équations de la turbulence. Pour fermer le système d'équations il suffit de déterminer ou de paramétriser les conditions aux limites supérieure et inférieure du domaine d'étude.

* Pour pouvoir intégrer le système d'équations entre la surface et la profondeur $-h$, il est nécessaire de paramétriser le flux de quantité de mouvement et le flux de chaleur au bas de la couche homogène. On suppose donc que si l'épaisseur de la couche de mélange reste constante ou diminue, les flux turbulents sont nuls. Quand l'épaisseur de la couche homogène augmente, ces flux sont respectivement proportionnels aux écarts de courant et de température existant au bas de la couche de mélange et à la vitesse d'entraînement.

$$- \rho_0 (\overline{u'w'})_{-h} = W_e \rho_0 \delta \bar{U}$$

$$- \rho_0 (\overline{v'w'})_{-h} = W_e \rho_0 \delta \bar{V}$$

$$- \rho_0 (\overline{\theta'w'})_{-h} = W_e \rho_0 \delta \bar{\theta}$$

où donc :

$$W_e = \begin{cases} \frac{dh}{dt} & \text{si } \frac{dh}{dt} > 0 \\ 0 & \text{si } \frac{dh}{dt} \leq 0 \end{cases}$$

et $\delta\bar{U}$, $\delta\bar{V}$ représente la discontinuité de vitesse à la base de la couche de mélange :

$$(\delta\bar{U}, \delta\bar{V}) = (\hat{U} - \bar{U}_f, \hat{V} - \bar{V}_f) ; \bar{U}_f \text{ et } \bar{V}_f \text{ étant les composantes du courant immédiatement sous la couche de mélange.}$$

De la même manière, $\delta\bar{\theta}$ représente la discontinuité de température au bas de la couche de mélange.

b) Equations intégrales

Grâce aux hypothèses décrites précédemment, on peut intégrer les équations de température, de quantité de mouvement et d'énergie cinétique turbulente selon la verticale.

- Equation de température

$$\rho_o C_p \frac{\partial}{\partial t} \int_{-D}^0 \bar{\theta} dz = - (Q_c + Q_e + Q_n + R(o)) = - (P + R(o))$$

- Equation de quantité de mouvement

. à l'intérieur de la couche homogène entre $-h < z < 0$

$$\left\{ \begin{aligned} h \left(\frac{\partial \hat{U}}{\partial t} - f \hat{V} \right) &= \frac{\tau_x}{\rho_o} - W_e \delta\bar{U} \\ h \left(\frac{\partial \hat{V}}{\partial t} + f \hat{U} \right) &= \frac{\tau_y}{\rho_o} - W_e \delta\bar{V} \end{aligned} \right.$$

. sous la couche homogène entre $-D < z < -h$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \bar{U}_f}{\partial t} - f \bar{V}_f &= 0 \\ \frac{\partial \bar{V}_f}{\partial t} + f \bar{U}_f &= 0 \end{aligned} \right.$$

On en déduit en particulier :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d}{dt} (h\delta\bar{U}) - fh \delta\bar{V} = \frac{\tau_x}{\rho_o} \\ \frac{d}{dt} (h\delta\bar{V}) + fh \delta\bar{U} = \frac{\tau_y}{\rho_o} \end{array} \right.$$

- Equation de l'énergie cinétique turbulente (cf. Annexe I)

$$0 = \rho_o \frac{m^3}{x} + s \frac{\rho_o}{2} W_e (\delta\bar{U}^2 + \delta\bar{V}^2) - \frac{g\alpha}{C_p} \frac{h}{4} ((1+n)P - (1-n)|P|) \\ - \frac{g\alpha}{C_p} \left[\frac{h}{2} (R(o) - R(-h)) - \int_{-h}^o R(z) dz \right] + \rho_o g\alpha \frac{h}{2} W_e \delta\bar{\theta}$$

(D) (E)

c) Discussion sur les processus physiques mis en jeu

L'équation intégrée de l'énergie cinétique turbulente modélise globalement les processus physiques pris en compte dans les modèles intégraux. Aussi, nous rappelons dans l'annexe I la méthode d'intégration exposée par LE SAOS dans sa thèse de 3ème Cycle et réalisée à partir de la synthèse de NIILLER et KRAUS (1977).

Cette équation exprime qu'il y a équilibre entre d'une part les bilans production - dissipation d'énergie cinétique turbulente correspondant à l'agitation turbulente des vagues à la surface (A), au cisaillement de courant au bas de la couche homogène (B), au refroidissement dû aux pertes à la surface (C), et d'autre part par les consommations d'énergie cinétique turbulente par le réchauffement dû aux pertes à la surface (C) (dans le cas où $P < 0$), par le réchauffement dû au rayonnement solaire (D) et par le refroidissement au bas de la couche homogène lors d'un approfondissement (E).

Nous pouvons également expliciter les mécanismes physiques pris en compte à l'aide de l'équation d'énergie potentielle de mélange telle qu'elle a été introduite au paragraphe précédent. En intégrant suivant la verticale et en tenant compte des hypothèses définies précédemment, on obtient l'équation suivante (LE SAOS et MARIETTE, 1981) :

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{g\alpha}{C_p} \int_{-D}^0 \bar{R}(z) dz - \frac{g\alpha}{C_p} \frac{D}{2} (\bar{R}(0) + P) + \frac{g\alpha}{C_p} \frac{h}{2} P +$$

$$\frac{g\alpha}{C_p} \left[\frac{h}{2} (\bar{R}(0) + \bar{R}(-h)) - \int_{-h}^0 \bar{R}(z) dz \right] - \rho_0 g\alpha W_e \frac{\delta \bar{\theta}}{2}$$

Le premier terme donne l'accroissement d'énergie potentielle par élévation locale de la température due à l'absorption du rayonnement solaire. Les trois autres termes expriment les accroissements (si P est positif on a une diminution) de l'énergie potentielle par le travail des forces d'Archimède contre la turbulence.

Pour exprimer cette variation d'énergie potentielle en fonction des paramètres m, n et s on peut remplacer le terme $\rho_0 g\alpha W_e h/2 \delta \bar{\theta}$ par son expression déduite de l'équation de l'énergie cinétique turbulente. On obtient alors :

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{g\alpha}{C_p} \int_{-D}^0 \bar{R}(z) dz - \frac{g\alpha}{C_p} \frac{D}{2} (\bar{R}(0) + P) + m_1^3 +$$

$$s \frac{\rho_0}{2} W_e (\delta \bar{U}^2 + \delta \bar{V}^2) + \frac{g\alpha}{C_p} \frac{h}{4} (1 - n) (P + |P|)$$

C'est de cette équation que nous nous servirons pour notre résolution numérique.

L'introduction des coefficients m, n, s permet de paramétriser le bilan production - dissipation de l'énergie cinétique turbulente que l'on suppose proportionnel aux trois sources de production. Avec cette paramétrisation on retrouve les différents modèles à couche homogène suivant les valeurs attribuées à chacun de ces trois coefficients à titre d'exemple, on peut citer :

Modèle DENMAN (1973) $m \neq 0$ $n = 1$ $s = 0$

$$0 = m u_x^3 - \frac{g\alpha}{C_p} \frac{h}{2} P - \rho_o g\alpha \frac{h}{2} (\overline{\theta'w'})_{-h} + (D)$$

l'instabilité dynamique n'est pas prise en compte et puisque $n = 1$ la dissipation de l'énergie cinétique turbulente créée par un refroidissement en surface est nulle. Même en l'absence de vent il peut y avoir approfondissement provoqué par le terme $-\frac{g\alpha}{C_p} \frac{h}{2} P$ c'est-à-dire que les pertes agissent par convection pénétrante.

Modèle MARIETTE (1977) $m \neq 0$ $n = 0$ $s = 0$

$$0 = m u_x^3 - \frac{g\alpha}{C_p} \frac{h}{4} (P - |P|) - \rho_o g\alpha \frac{h}{2} (\overline{\theta'w'})_{-h} + (D)$$

cette équation n'a pas été présentée de façon explicite dans la thèse de 3ème Cycle de MARIETTE, mais elle traduit bien les phénomènes pris en compte. Puisque $s = 0$ pas d'instabilité dynamique et puisque $n = 0$ toute l'énergie cinétique turbulente créée par un refroidissement en surface est dissipée, c'est-à-dire qu'il y a convection non pénétrante. S'il n'y a pas de vent l'équation n'est résolue dans le cas d'un réchauffement qu'avec $h = 0$, c'est-à-dire, disparition de la couche homogène et dans le cas d'un refroidissement avec $(\overline{\theta'w'})_{-h} = 0$, c'est-à-dire pas d'approfondissement.

Modèle POLLARD et al. (1973) $m = 0$ $n = 0$ $s \neq 0$

$$0 = s \frac{\rho_o}{2} W_e \left(\overline{\delta U^2} + \overline{\delta V^2} \right) - \frac{g\alpha}{C_p} \frac{h}{4} (P - |P|) - \rho_o g\alpha \frac{h}{2} (\overline{\theta'w'})_{-h} + (D)$$

puisque $m = 0$ toute l'énergie créée par le vent à la surface est dissipée, seule l'instabilité dynamique au bas de la couche homogène crée de l'énergie cinétique turbulente qui permet l'approfondissement.

Toutefois, le grand nombre de modèles proposés qui diffèrent les uns des autres par les valeurs des constantes m , n , s souligne la relative fragilité de ce type de modèle. Ainsi, la difficulté essentielle est l'estimation de la part d'énergie cinétique turbulente produite par les différentes sources (vagues, flux de chaleur en surface positif ou négatif, cisaillement de courant

au bas de la couche de mélange) qui est dissipée en chaleur. La détermination de la valeur de certaines de ces constantes m et n a été entreprise à l'aide d'expériences en laboratoire (THOMSON et TURNER, 1975 ; WILLIS et DEARDUFF, 1974). Toutefois, la confrontation avec les données *in situ* démontre l'importance du cisaillement de courant au bas de la couche de mélange et donc de la détermination de la constante s (PRICE et al., 1978).

Néanmoins, ce type de modèle a l'avantage de la simplicité et de la facilité de mise en oeuvre. C'est pourquoi pour essayer de déterminer une gamme de valeurs des constantes m , n , s , nous avons confronté les résultats de simulations numériques avec des mesures *in situ* et nous avons comparé ces mêmes résultats numériques avec ceux d'un modèle de turbulence à fermeture locale. La présentation de cette étude sera faite au chapitre suivant.

d) Méthode de résolution numérique

NIILER et KRAUS (1977), dans leur synthèse des modèles à couche homogène, donnent une solution analytique du modèle que nous avons présenté précédemment, pour quelques cas particuliers : vent nul, vent constant, effet des courants d'inertie, ... Mais pour résoudre le système d'équations dans le cas de situations réelles, il est nécessaire de rechercher une solution numérique. Nous avons résolu les équations de température et de quantité de mouvement intégrées sur la verticale et à la place de l'équation de l'énergie cinétique turbulente, nous avons choisi de résoudre l'équation intégrée de l'énergie potentielle de mélange. Cette méthode a été mise au point il y a plusieurs années (MARIETTE, 1977). Pour le modèle présenté alors ($m \neq 0$; $n = 0$; $s = 0$) le choix de l'équation intégrée de l'énergie potentielle de mélange avait l'avantage d'éviter le calcul d'un terme dépendant de la vitesse d'entraînement W_e d'où un gain de temps pour l'algorithme de résolution. Il est certain que si $s \neq 0$, il existera un terme fonction de W_e qu'il faudra de toute façon déterminer. Néanmoins, nous avons conservé cette même méthode de résolution pour le type de modèle que nous présentons dans ce travail, en tenant compte de la méthode du mélange partiel exposée par THOMPSON (1976).

Pour déduire le profil thermique $\theta^*(z)$ à l'instant $t + \Delta t$ du profil $\theta(z)$ connu à l'instant t on opère en trois étapes :

- Détermination d'un profil fictif $\theta_1(z)$ à l'instant $t + \Delta t$ en ne tenant compte que de l'absorption du rayonnement solaire.

- En supposant $\theta_1(z)$ valable à l'instant t , détermination d'un deuxième profil fictif $\theta_2(z)$ à l'instant $t + \Delta t$ en tenant compte uniquement des échanges thermiques à la surface P.

- En supposant $\theta_2(z)$ valable à l'instant t , détermination du profil réel $\theta^*(z)$ à l'instant $t + \Delta t$ en tenant compte de la variation d'énergie potentielle pendant l'intervalle de temps Δt . La détermination de $\theta^*(z)$ se réduit en fait à celles de l'épaisseur h^* et de la température θ_s^* de la couche homogène, puisque sous cette couche le profil thermique ne change pas. On opère par approximations successives sur la valeur de h^* en partant de $h^* = \Delta z$, pas de profondeur d'1 m, et en cherchant quelle valeur de h^* vérifie l'équation d'énergie potentielle de mélange. Cette dernière n'est jamais vérifiée exactement et pour utiliser l'excédent d'énergie résultant de l'inégalité, on réalise un mélange partiel selon la méthode décrite par THOMSON (1976). Il faut remarquer que l'on doit simultanément déterminer les composantes du courant dans la couche homogène pour pouvoir calculer le terme $s \frac{\rho_0}{2} W_e (\delta U^2 + \delta V^2)$.

Pour le détail de ces trois étapes, on pourra se reporter à l'annexe II où nous rappelons l'exposé fait par LE SAOS (1979).

3) Modèles à fermeture locale

Une synthèse des modèles de thermocline avec fermeture des équations de la turbulence au niveau des moments d'ordre deux a été réalisée par KLEIN (1980). Le problème revient à déterminer à chaque niveau de profondeur, les flux turbulents de chaleur et de quantité de mouvement qui peuvent s'exprimer à l'aide de coefficients de diffusion turbulente K_M et K_H et des grandeurs moyennes \bar{U} , \bar{V} et $\bar{\theta}$.

$$\overline{u'w'} = -K_M \frac{\partial \bar{U}}{\partial z}, \quad \overline{v'w'} = -K_M \frac{\partial \bar{V}}{\partial z}, \quad \overline{\theta'w'} = -K_H \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$$

Ceci revient à déplacer le problème qui maintenant réside dans les calculs de ces coefficients de diffusion turbulente. Il faut en principe considérer les équations aux moments du second ordre qui nécessitent pour leur fermeture, la paramétrisation des moments du troisième ordre, des moments liés aux

fluctuations de pression et des termes dissipatifs. Ainsi, toute une gamme de modèles est proposée dans la littérature suivant les hypothèses adoptées pour la fermeture des équations aux moments du second ordre. Pour le présent travail, nous avons retenu le modèle MELLOR et DURBIN (1975) qui est dérivé de celui proposé par MELLOR et YAMADA (1974).

a) Hypothèses

MELLOR et YAMADA (1974) formulent les hypothèses suivantes pour la fermeture des équations aux moments du second ordre :

- Les moments d'ordre 3 sont paramétrisés à l'aide d'un modèle du type transport à gradient proposé par HANJALIC et LAUNDER (1972).

- Les moments liés aux fluctuations de pression sont paramétrisés suivant l'idée de ROTTA (1951).

- Les termes dissipatifs sont reliés à l'énergie cinétique turbulente et sont paramétrisés à l'aide d'une échelle de longueur.

Même avec ces hypothèses de fermeture, la résolution du système demeure très compliquée. Aussi, ces auteurs introduisent des hypothèses de faible homogénéité et de faible anisotropie. Ceci revient à négliger les termes de tendance et de diffusion dans toutes les équations de la turbulence du second ordre. Cela signifie que l'E.C.T. est produite ou dissipée sur place et les flux turbulents verticaux de quantité de mouvement et de chaleur sont donc exprimés en fonction de grandeurs locales. C'est ce type de modèle qu'ont choisi MELLOR et DURBIN (1975).

b) Modèle MELLOR et DURBIN

Pour résoudre le système d'équations aux moments du premier ordre décrivant l'évolution des couches superficielles de l'océan supposé homogène horizontalement, MELLOR et DURBIN (1975) paramétrisent les flux turbulents verticaux de chaleur et de quantité de mouvement par :

$$\overline{\theta'w'} = - l_e S_H \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$$

$$\overline{u'w'} = - l_e S_M \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

$$\overline{v'w'} = - l_e S_M \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}$$

où l est une échelle de longueur définie comme :

$$l = B_2 \frac{\int_{-\infty}^0 e^{1/2} |z| dz}{\int_{-\infty}^0 e^{1/2} dz}$$

B_2 est une constante numérique égale à 0,10. Cette valeur est déduite d'expériences en laboratoire.

l représente l'énergie cinétique turbulente.

S_H et S_M sont des fonctions de stabilité dépendant du nombre de Richardson de flux Rf .

$$S_H = \frac{0,536639 - 2,514718 Rf}{1 - Rf}$$

$$S_M = S_H \cdot \frac{0,173333 - 0,641333 Rf}{0,229333 - 0,918666 Rf}$$

avec :
$$Rf = \frac{g\alpha \overline{\theta'w'}}{\overline{u'w'} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} + \overline{v'w'} \frac{\partial \overline{V}}{\partial z}}$$

Les variations de S_H et S_M font apparaître une valeur critique de Rf égale à 0,215. Si $Rf > 0,215$ les flux turbulents de chaleur et quantité de mouvement sont nuls. Dans notre cas, ceci revient à admettre que la turbulence ne peut se développer s'il existe un trop fort gradient stable de température (par exemple dans la thermocline).

Par ailleurs, on voit que pour calculer à chaque niveau de profondeur les flux turbulents, il faut calculer l'énergie cinétique turbulente :

$$\frac{\partial e}{\partial t} = 0 = -\rho_0 \left(\overline{u'w'} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} + \overline{v'w'} \frac{\partial \overline{V}}{\partial z} \right) + \rho_0 g\alpha \overline{\theta'w'} - \phi'$$

Dans cette équation, on remarque que le terme de transport turbulent $-\frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'e'} + \overline{p'w'})$ est supprimé à cause de l'hypothèse tendant à négli-

ger les termes de tendance et de diffusion dans les équations des moments d'ordre deux. Ceci revient à supprimer la possibilité de transport turbulent de l'énergie cinétique turbulente d'un point à l'autre du milieu. Ainsi, dans ce type de modèle, il y a une érosion turbulente seulement si il existe une source locale d'énergie cinétique turbulente créée par le cisaillement du courant moyen. Ceci constitue une différence fondamentale par rapport aux modèles intégraux qui à l'inverse considèrent nécessaire ce transport turbulent à l'intérieur de la couche homogène. Ceci est notamment indispensable pour transporter l'énergie cinétique turbulente créée directement à la surface de la mer par l'action du vent sur les vagues (paramétrisé par μ_*^3) vers le bas de la couche homogène pour éroder la thermocline.

Au contraire dans le modèle de MELLOR et DURBIN (1975) l'approfondissement de la couche homogène ne peut être réalisé que par l'énergie cinétique turbulente créée localement au bas de la couche par instabilité dynamique.

Par ailleurs, MELLOR et DURBIN paramétrisent le terme de dissipation locale ϕ' :

$$\phi' = \rho_0 \frac{e^{3/2}}{B_1 \cdot l} \quad B_1 = 15 \text{ est une constante numérique dont la valeur est déduite d'expériences en laboratoire.}$$

On note, là aussi, une différence fondamentale avec le modèle de NIILER et KRAUS. En effet, ces auteurs supposent que la dissipation de l'énergie cinétique turbulente, intégrée sur toute la couche homogène est proportionnelle aux termes de production.

La méthode de résolution numérique telle que nous l'avons réalisée a été exposée par LE SAOS (1979). Nous reproduisons cet exposé en annexe III. Signalons seulement que comme pour les modèles intégraux, le pas d'espace Δz est de 1 m et le pas de temps Δt de 1 heure.

c) Discussion et justification du modèle choisi

- Discussion sur les modèles du deuxième ordre

Les modèles avec fermeture des équations de la turbulence au niveau des moments du second ordre, utilisent des paramétrisations simples relatives

à des processus locaux (dissipation, corrélations, pression - vitesse et pression - températures, corrélations triples), déduites de considérations théoriques et d'expériences de laboratoire, d'après la synthèse de KLEIN (1980). L'hypothèse fondamentale sous-jacente est que ces paramétrisations choisies ont une universalité suffisante pour être appliquées à la simulation des milieux géophysiques (LUMLEY, 1967 ; RODI, 1976). Le système d'équations qui en résulte conduit aux modèles que l'on peut appeler de niveau 4 dans la hiérarchie de MELLOR et YAMADA (1974).

Remarquons que l'un des éléments empiriques de ce type de modèle réside dans la paramétrisation des termes dissipatifs. La prise en compte d'une équation d'évolution pour le taux de dissipation (ZEMON et LUMLEY, 1978) n'est pas convaincante du fait des hypothèses de fermeture à adopter (cf. MELLOR, 1973) et des nombreuses constantes numériques qui apparaissent dont la détermination est encore incertaine. MELLOR et YAMADA (1982) préfèrent utiliser une échelle de longueur déterminée à l'aide d'une équation algébrique (MELLOR et YAMADA, 1974) ou d'une équation d'évolution (YAMADA et MELLOR, 1975 ; WORTHEM et MELLOR, 1979). Le choix d'une expression algébrique pour cette échelle de longueur semble suffisante dans le cas du problème d'évolution d'une couche limite (MELLOR et YAMADA, 1982).

Les simplifications ultérieures, basées sur l'hypothèse de faible anisotropie des moments turbulents (cf. par exemple RODI, 1979) qui conduisent aux modèles de type niveau 3, ne semblent pas altérer les résultats numériques (cf. MELLOR et YAMADA, 1974 ; YAMADA et MELLOR, 1975 ; MELLOR et YAMADA, 1982).

Des modèles de ce niveau de complexité ou de niveau supérieur ont été utilisés pour simuler l'évolution de la couche mélangée océanique et de la thermocline : WARN-VARNAS et PIACSEK (1979) ont développé et utilisé un modèle un peu plus complexe que le niveau 4 ; la principale différence concerne l'estimation des corrélations triples à l'aide d'équations d'évolution. Ce modèle a été utilisé pour simuler l'évolution de la couche superficielle océanique observée au cours de l'expérience MILE (WARN-VARNAS et al., 1981).

KUNDU (1980) a utilisé le modèle de GIBSON et LAUNDER (1976) qui est un modèle semblable (par ces hypothèses) au niveau 3 de MELLOR et YAMADA (1974), mais qui paramétrise le taux de dissipation à l'aide d'une équation

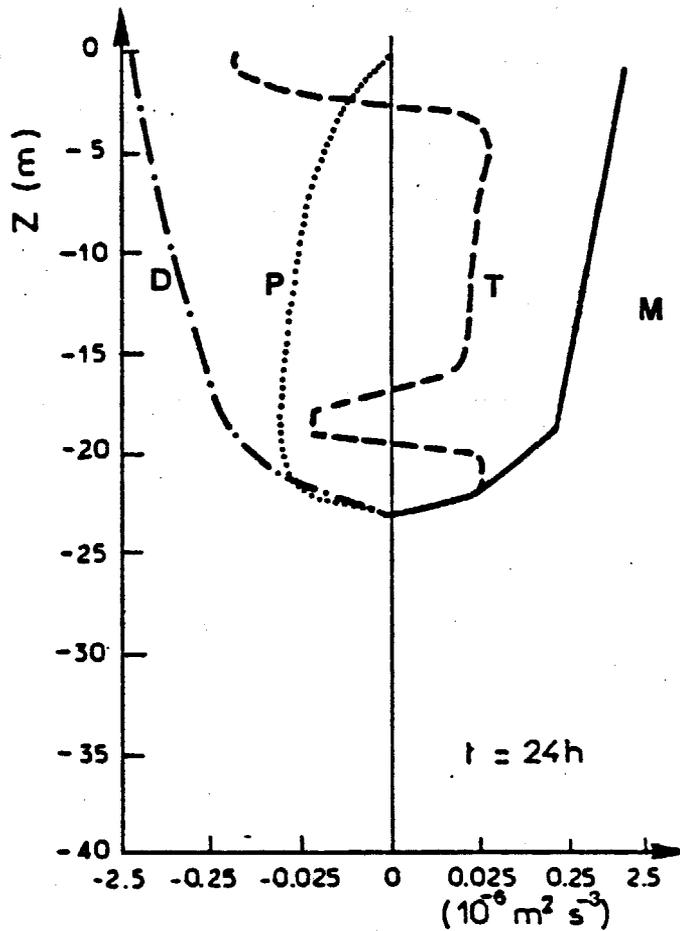
d'évolution.

KLEIN et COANTIC (1981) ont utilisé un modèle très proche du niveau 3 de MELLOR et YAMADA (1974).

- Résultats obtenus à l'aide des modèles de deuxième ordre

Un des principaux intérêts des résultats numériques obtenus avec ces modèles est de mettre en évidence et de quantifier les processus physiques induits par les "forcings" atmosphériques locaux qui gouvernent l'évolution de la couche superficielle de l'océan. L'analyse de ces processus physiques est possible entre autre par l'examen des termes de l'équation de l'E.C.T. Les modèles de type niveaux 4 et 3 permettent justement de révéler l'évolution spatiale et temporelle des différents termes du bilan de l'E.C.T. Une analyse et une discussion de l'évolution de ces termes, dans le cas d'une structure marine soumise à divers "forcings" atmosphériques de nature dynamique et thermique, a été faite par différents auteurs : MELLOR et DURBIN (1975), WARN-VARNAS et PIACSEK (1979), KUNDU (1980), KLEIN et COANTIC (1981).

Voyons par exemple ce qui se passe dans le cas de la réponse de l'océan à un coup de vent sans flux de chaleur en surface. La figure 2 révèle que la production d'E.C.T. d'origine dynamique M et le terme dissipatif D, dans la couche de mélange sont du même ordre de grandeur et d'un ordre de grandeur supérieur aux autres termes. Il y a alors dans la couche homogène principalement, une transformation d'E.C.M. en énergie interne à travers l'E.C.T. L'E.P. locale est très peu affectée par la transformation d'E.C.T. Il apparaît donc que le principal rôle de la turbulence au sein de la couche homogène est de transporter les énergies moyennes (E.C.M. et E.P.) puisque la diffusion de ces énergies dépend du niveau de turbulence (voir équations E.C.M., E.P. et E.C.T.). A la base de la couche mélangée il y a un accroissement local de la production d'E.C.T. par cisaillement, production équilibrée à la fois par le terme gravitationnel (qui révèle l'érosion des couches stables), le terme de transport et le terme de dissipation (Figure 2). Il y a alors transformation d'E.C.M. en E.P. et en énergie interne à travers l'E.C.T. A l'intérieur de la thermocline, le terme de transport est une source importante d'E.C.T. utilisée pour l'érosion de la thermocline. D'autres simulations réalisées avec un flux d'E.C.T. en surface non nul ont montré que l'E.C.T. produite à la surface par



- M** : production d'E.C.T. d'origine dynamique
- P** : production d'E.C.T. d'origine gravitationnelle
- D** : terme de dissipation
- T** : terme de transport

Figure 2 : Bilan adimensionnel de l'énergie cinétique turbulente 24 heures après le début d'un coup de vent (d'après KLEIN et COANTIC, 1981).

le déferlement des vagues est rapidement dissipée dans les premiers mètres sous la surface (KUNDU, 1980 ; KLEIN et COANTIC, 1981). Au bas de la couche homogène et dans la thermocline, les résultats sont pratiquement inchangés par rapport à la même simulation avec un flux d'E.C.T. nul en surface. Ceci signifie alors que l'E.C.T. transportée dans la thermocline ne provient pas de la surface ou du sein de la couche homogène, mais est produite principalement par le cisaillement de courant au bas de la couche homogène.

En résumé, dans le cas d'un "forcing" atmosphérique de type dynamique, les effets des vagues de surface, en tant que source d'E.C.T. peuvent être considérés comme négligeables pour autant que la profondeur de la couche homogène soit suffisamment grande. L'érosion de la thermocline est principalement gouvernée par l'instabilité dynamique due au cisaillement de courant au bas de la couche mélangée, cisaillement de courant qui résulte lui-même de la diffusion turbulente de l'E.C.M. provenant de la surface. Donc, dans ce cas, c'est principalement l'interaction vent - courant de surface (qui induit le cisaillement de courant au bas de la couche homogène) qui gouverne l'évolution de la couche superficielle de l'océan (KLEIN et COSTE, 1983).

En présence de flux de chaleur en surface non nuls, les résultats précédents sont encore valables (KLEIN et COANTIC, 1981) à condition toutefois que les effets de ces flux de chaleur ne soient pas dominants vis-à-vis de ceux du vent (comme dans les situations fortement convectives où les hypothèses de fermeture sont toutes à revoir - ZEMAN et LUMLEY, 1976). Dans la réalité, ces situations de fortes convections sont cependant peu fréquentes, du moins à nos latitudes (WARSH, 1973).

- Justification du modèle choisi

Les modèles plus simples tels que le niveau 2 de MELLOR et YAMADA (1974) négligent les termes de tendance et de diffusion pour tous les moments d'ordre 2. Ceci signifie en particulier (on l'a vu dans le paragraphe précédent), que l'effet d'un flux d'E.C.T. en surface ne peut être pris en compte et que toute l'E.C.T. produite au bas de la couche homogène par le processus d'instabilité dynamique est entièrement utilisée localement pour l'érosion des couches stables. Par rapport aux résultats obtenus avec des modèles d'ordre plus élevé, ceux obtenus avec le niveau 2 révèlent une érosion des couches

stables très légèrement inférieure, mais les principales caractéristiques quant à l'évolution de la couche mélangée et de la thermocline sont les mêmes (WARN-VARNAS et al., 1981 ; KLEIN et COANTIC, 1981). Ceci n'est guère étonnant puisque le principal mécanisme d'érosion, le processus d'instabilité dynamique au bas de la couche mélangée, est correctement représenté.

Ceci justifie donc le choix du modèle de niveau 2 de MELLOR et YAMADA (1974) utilisé par MELLOR et DURBIN (1975) pour la simulation de l'évolution des couches superficielles océaniques à condition toutefois que les conditions d'utilisation soient vérifiées, c'est-à-dire : que l'épaisseur de la couche homogène soit plus grande que quelques mètres et que les effets des flux de chaleur en surface ne soient pas dominants vis-à-vis de ceux du vent.

ANNEXE I

Intégration de l'équation de l'énergie cinétique turbulente (d'après LE SAOS, 1979)

Il faut intégrer l'équation d'évolution de l'énergie cinétique du mouvement turbulent (E.C.T.) :

$$\frac{\partial \overline{e'}}{\partial t} = 0 = - \frac{\partial}{\partial z} \left(\overline{w'e'} + \overline{p'w'} \right) - \rho_0 \left(\overline{u'w'} \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} + \overline{v'w'} \frac{\partial \overline{V}}{\partial z} \right) - \rho_0 g \alpha \overline{\theta'w'} - \overline{\phi'}$$

Le terme temporel est supposé négligeable (cf. NIILER et KRAUS, 1977) ; cette équation signifie alors qu'il y a équilibre local entre :

- production d'E.C.T. par action des tensions de Reynolds sur le gradient du courant moyen (2ème terme) ;
- production ou consommation d'E.C.T. par interaction du mouvement turbulent avec les forces gravitationnelles (3ème terme) ;
- disparition d'E.C.T. par dissipation en chaleur (4ème terme) ;
- transport d'E.C.T. sans changement de forme d'un point à l'autre de la couche (1er terme).

Ces quatre termes sont intégrés successivement :

a) Intégration du premier terme

$$\int_{-h}^0 - \frac{\partial}{\partial z} \left(\overline{w'e'} + \overline{p'w'} \right) dz = - \left(\overline{w'e'} + \overline{p'w'} \right)_0 + \left(\overline{w'e'} + \overline{p'w'} \right)_{-h}$$

Il représente le flux des fluctuations d'énergie cinétique et des fluctuations de pression. A la surface ce flux est supposé égal à une fraction du travail du vent sur les vagues et par conséquent proportionnel au produit de la tension du vent par la vitesse du vent au niveau des vagues. On sait que cette dernière est très difficile à déterminer. Toutefois, on admet (à l'aide

de considérations d'analyse dimensionnelle) que ce flux est proportionnel au produit de la tension du vent par la vitesse de frottement dans l'eau définie par :

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho_0}}$$

$$-(\overline{w'e^z} + \overline{p'w'})_0 = m'_1 \tau u_* = m'_1 \rho_0 u_*^3$$

Pour le flux au bas de la couche homogène, NIILER et KRAUS (1977) le supposent négligeable par des considérations d'ordre de grandeur, par conséquent, nous le supposons nul :

$$(\overline{w'e^z} + \overline{p'w'})_{-h} = 0$$

β) Intégration du deuxième terme

A l'intérieur de la couche homogène le deuxième terme est nul puisque l'on a :

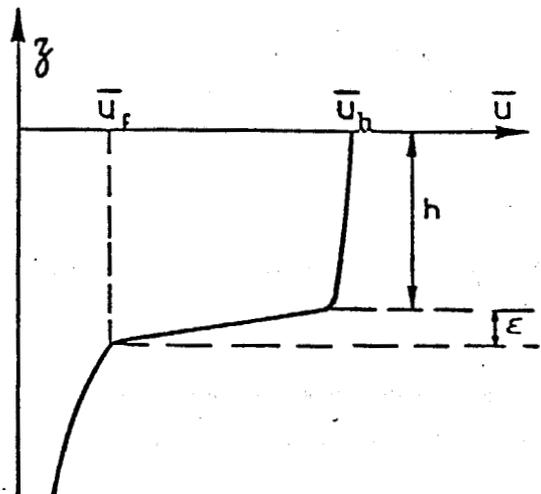
$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial z} = \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} = 0$$

Au bas de la couche si l'on admet, conformément à la réalité, que la thermocline a une certaine épaisseur ϵ on peut paramétriser le flux turbulent de quantité de mouvement pour $-h-\epsilon < z < -h$:

$$(\overline{u'w'})_z = -W_e \cdot (\bar{U}_z - \bar{U}_f)$$

$$(\overline{v'w'})_z = -W_e \cdot (\bar{V}_z - \bar{V}_f)$$

avec \bar{U}_f , \bar{V}_f composantes du courant sous la thermocline.



Le deuxième terme s'écrit :

$$\begin{aligned}
 \rho_0 \int_{-h-\epsilon}^{-h} \left(-\frac{w'u'}{w} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} - \frac{w'v'}{w} \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} \right) dz &= \rho_0 \int_{-h-\epsilon}^{-h} w_e \left((\bar{U} - \bar{U}_f) \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} + (\bar{V} - \bar{V}_f) \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} \right) dz \\
 &= \frac{\rho_0}{2} w_e \left[\bar{U}^2 \right]_{-h-\epsilon}^{-h} + \frac{\rho_0}{2} w_e \left[\bar{V}^2 \right]_{-h-\epsilon}^{-h} - \rho_0 w_e \bar{U}_f \left[\bar{U} \right]_{-h-\epsilon}^{-h} - \rho_0 w_e \bar{V}_f \left[\bar{V} \right]_{-h-\epsilon}^{-h} \\
 &= \rho_0 \frac{w_e}{2} \left(\bar{U}_h^2 - \bar{U}_f^2 - 2 \bar{U}_h \bar{U}_f + 2 \bar{U}_f^2 \right) + \rho_0 \frac{w_e}{2} \left(\bar{V}_h^2 - \bar{V}_f^2 - 2 \bar{V}_h \bar{V}_f + 2 \bar{V}_f^2 \right) \\
 &= \rho_0 \frac{w_e}{2} \left(\bar{U}_h - \bar{U}_f \right)^2 + \rho_0 \frac{w_e}{2} \left(\bar{V}_h - \bar{V}_f \right)^2
 \end{aligned}$$

Par conséquent, si l'on fait tendre ϵ vers 0, on obtient avec les notations déjà utilisées $\delta \bar{U}$ et $\delta \bar{V}$ représentant les discontinuités du courant au bas de la couche.

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \rho_0 \int_{-h-\epsilon}^{-h} \left(-\frac{w'u'}{w} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} - \frac{w'v'}{w} \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} \right) dz = \frac{1}{2} \rho_0 w_e \left(\delta \bar{U}^2 + \delta \bar{V}^2 \right)$$

Ce terme représente l'énergie cinétique turbulente créée par le travail des tensions de Reynolds sur la discontinuité du courant moyen au bas de la couche homogène lorsqu'il y a approfondissement. Si l'on avait tenu compte de l'amortissement des oscillations d'inertie il aurait fallu ajouter le terme correspondant.

Près de la surface avec les hypothèses d'homogénéité qui ont été prises, le terme est nul. Mais en réalité, l'action du vent crée un gradient du courant moyen près de la surface. Pour respecter les hypothèses prises, NIILER et KRAUS (1977) supposent que ce gradient est détruit par les tensions de Reynolds avec une production d'énergie cinétique turbulente que l'on peut donc prendre proportionnelle au travail du vent à la surface :

$$\int_{-\epsilon}^0 -\rho_0 \left(\frac{u'w'}{w} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} + \frac{v'w'}{w} \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} \right) dz = \rho_0 m''_1 u_*^3$$

En fait ce terme est combiné avec celui de l'action du vent sur les vagues

$$-\left(\overline{w'e'} + \overline{p'w'}\right)_0 + \int_{-e}^0 -\rho_0 \left(\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} + \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} \right) dz = \rho_0 m' u_*^3 + \rho_0 m'' u_*^3$$

$$= \rho_0 m_1 u_*^3$$

En résumé, l'intégration des deux premiers termes montre que la production d'énergie cinétique turbulente est due d'une part au frottement en surface ($m_1 u_*^3$) et d'autre part au cisaillement de courant $\left[\frac{1}{2} \rho_0 W_e (\delta \bar{U}^2 + \delta \bar{V}^2) \right]$ au bas de la couche de mélange.

Remarquons que l'agitation turbulente en surface est paramétrisée par DENMAN (1973) sous la forme :

$$m_1 u_*^3 = k_1 \rho_a C_{10} (U_{10})^3$$

D'après la définition de la vitesse de frottement dans l'eau et de la tension du vent on obtient :

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho_0}} \quad \text{et} \quad \tau = \rho_a C_{10} (U_{10})^2$$

soit

$$u_* = \left(\frac{\rho_a C_{10}}{\rho_0} \right)^{1/2} \cdot U_{10}$$

d'où la relation entre les deux coefficients m_1 et k_1 :

$$k_1 = m_1 \cdot \left(\frac{\rho_a C_{10}}{\rho_0} \right)^{1/2}$$

et avec les valeurs moyennes $\rho_a = 1.293 \cdot 10^{-3}$ C.G.S.

$$\rho_0 = 1.026 \text{ C.G.S.} \quad C_{10} = 15 \cdot 10^{-4}$$

$$k_1 = m_1 \cdot 14 \cdot 10^{-4}$$

γ) Intégration du 3ème terme

Le troisième terme $-\rho_o g \alpha (\overline{\theta'w'})$, qui représente l'énergie cinétique turbulente produite ou consommée par l'interaction entre le mouvement turbulent et les forces gravitationnelles, est essentiel dans la méthode de résolution puisqu'il intervient directement dans l'équation de l'énergie potentielle : ce terme représente une transformation (réversible) d'énergie cinétique turbulente en énergie potentielle. Nous en donnons donc l'intégration de façon détaillée.

Dans un premier temps, on évalue le flux turbulent de chaleur par intégration de l'équation de l'enthalpie entre la surface et une profondeur z plus petite que l'épaisseur de la couche homogène :

$$\int_z^0 \rho_o C_p \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} dz = \int_z^0 - \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_o C_p \overline{\theta'w'} + \bar{R}(z) \right) dz$$

d'où l'on déduit :

$$- (\overline{\theta'w'})_z = + z \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} - (\overline{\theta'w'})_o - \frac{\bar{R}(o) - R(z)}{\rho_o C_p}$$

pour $z = -h$ cette relation s'écrit :

$$- (\overline{\theta'w'})_{-h} = - h \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} - (\overline{\theta'w'})_o - \frac{R(o) - R(-h)}{\rho_o C_p}$$

d'où :

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = \frac{1}{h} (\overline{\theta'w'})_{-h} - \frac{1}{h} (\overline{\theta'w'})_o - \frac{1}{h \rho_o C_p} (\bar{R}(o) - \bar{R}(-h))$$

On obtient donc pour le flux de chaleur à la profondeur z :

$$-\rho_o C_p (\overline{\theta'w'})_z = \rho_o C_p \frac{z}{h} \left((\overline{\theta'w'})_{-h} - (\overline{\theta'w'})_o \right) - \frac{z}{h} (\bar{R}(o) - \bar{R}(-h))$$

$$-\rho_o C_p (\overline{\theta'w'})_o - (\bar{R}(o) - \bar{R}(z))$$

Ayant ainsi déterminé le flux de chaleur à la profondeur z , il est maintenant possible d'effectuer l'intégration de ce troisième terme. En remarquant que :

$$\overline{(\theta'w')}^0 = \frac{P}{\rho_0 c_p} \quad \text{on obtient :}$$

$$\int_{-h}^0 -\rho_0 g \alpha (\theta'w') dz = -\frac{g\alpha}{c_p} \frac{h}{2} P - \frac{g\alpha}{c_p} \left[\frac{h}{2} (\bar{R}(0) + \bar{R}(-h)) - \int_{-h}^0 \bar{R}(z) dz \right]$$

$$- \rho_0 g \alpha \frac{h}{2} \overline{(\theta'w')}_{-h}$$

Cette équation montre que la production ou consommation d'énergie cinétique turbulente par interaction entre le mouvement turbulent et les forces gravitationnelles est en fait le bilan de trois termes :

$-\frac{g\alpha}{c_p} \frac{h}{2} P$ est positif si P est positif donc dans le cas d'un refroidissement

à la surface, est négatif si P est négatif donc dans le cas d'un réchauffement à la surface. Ce terme représente bien la production (consommation) d'énergie cinétique turbulente lors de la redistribution dans la couche homogène du refroidissement (réchauffement) superficiel par le mouvement turbulent qui alors agit en moyenne dans le même sens (en sens contraire) que celui des forces gravitationnelles.

$-\frac{g\alpha}{c_p} \left[\frac{h}{2} (\bar{R}(0) - \bar{R}(-h)) - \int_{-h}^0 \bar{R}(z) dz \right]$ est négatif et représente la consommation

d'énergie cinétique turbulente lors de la redistribution dans la couche homogène par le mouvement turbulent, de la chaleur apportée par le rayonnement solaire.

Si cet apport ne s'était fait qu'à la surface on n'aurait que la première partie de ce terme. Comme l'apport de chaleur par absorption du rayonnement solaire est déjà réparti sur la verticale (approximativement de façon exponentielle), le travail du mouvement turbulent contre les forces de gravitation en est diminué d'autant, d'où le terme correctif

$$\frac{\rho_0 g \alpha}{c_p} \int_{-h}^0 \bar{R}(z) dz$$

$-\rho_o g \alpha \frac{h}{2} (\overline{\theta' w'})_{-h}$ est négatif. En effet, dans ce terme intervient le flux de chaleur au bas de la couche homogène qui a lieu lorsqu'il y a approfondissement. Ce terme peut donc être paramétrisé : $1/2 \rho_o g \alpha h W_e \delta \bar{\theta}$. Il y a bien consommation d'énergie cinétique turbulente lors de la redistribution dans la couche homogène par le mouvement turbulent du refroidissement ayant lieu au bas de cette couche lors d'un approfondissement.

δ) Intégration du quatrième terme

$\int_{-h}^0 \overline{\phi'} dz$ représente la quantité d'énergie cinétique turbulente qui est dissipée sous forme de chaleur. On peut remarquer que cet apport de chaleur ne figure pas dans l'équation de l'enthalpie car il est négligeable par rapport à ceux dû au rayonnement solaire et aux pertes à la surface. Cette dissipation peut donc être considérée comme une disparition d'énergie cinétique turbulente. NIILER et KRAUS (1977) supposent que cette dissipation est proportionnelle aux termes de production d'énergie cinétique turbulente. Or, d'après les résultats déjà obtenus, l'équation intégrée de l'énergie cinétique turbulente s'écrit :

$$0 = m_1 u_*^3 + \frac{1}{2} \rho_o W_e (\delta \bar{U}^2 + \delta \bar{V}^2) - \frac{g \alpha}{C_p} \frac{h}{2} P - \frac{g \alpha}{C_p} \left[\frac{h}{2} (\bar{R}(0) + \bar{R}(-h)) - \int_{-h}^0 \bar{R}(z) dz \right] - \rho_o g \alpha \frac{h}{2} (\overline{\theta' w'})_{-h} - \int_{-h}^0 \overline{\phi'} dz$$

Dans cette équation les deux premiers termes sont toujours des termes de production, le troisième terme est un terme de production si P est positif ; les autres termes sont toujours des termes de consommation. On pose donc :

$$\int_{-h}^0 \overline{\phi'} dz = (m_1 - m) u_*^3 + (1 - s) \frac{\rho_o}{2} W_e (\delta \bar{U}^2 + \delta \bar{V}^2) - (1 - n) \frac{g \alpha}{C_p} \frac{h}{2} \frac{P + |P|}{2}$$

La dissipation relative aux pertes est exprimée de telle sorte qu'elle n'intervient pas lors d'un réchauffement ($P < 0$). Les coefficients m, n, s, sont

des constantes. Si l'on choisit $m = m_1$, $n = 1$ et $s = 1$ cela revient à supposer qu'il n'y a pas de dissipation, par contre si l'on choisit $m = 0$, $n = 0$ et $s = 0$ cela revient à supposer que toute l'énergie cinétique turbulente créée est dissipée.

c) Equation intégrée de l'énergie cinétique turbulente

Finalement l'équation intégrée de l'énergie cinétique turbulente s'écrit :

$$\begin{aligned}
 0 = & \underbrace{m u_*^3}_{(A)} + s \frac{\rho_o}{2} W_e \underbrace{(\overline{\delta U^2} + \overline{\delta V^2})}_{(B)} - \frac{g\alpha}{C_p} \frac{h}{4} \underbrace{\left((1+n) P - (1-n) |P| \right)}_{(C)} \\
 & - \frac{g\alpha}{C_p} \left[\frac{h}{2} \left(\overline{R}(0) + \overline{R}(-h) \right) - \int_{-h}^0 R(z) dz \right] - \rho_o g \alpha \frac{h}{2} \underbrace{(\overline{\theta' w'})_{-h}}_{(E)}
 \end{aligned}$$

(D)

ANNEXE II

Résolution du modèle NIILER et KRAUS (1977) (d'après MARIETTE, 1977 et LE SAOS, 1979)

Dans tout ce paragraphe une grandeur moyenne \bar{X} sera écrite X afin de ne pas surcharger les notations. L'évolution temporelle est discrétisée selon un schéma explicite avec un pas de temps Δt que nous avons choisi égal à une heure. De même, le profil thermique est discrétisé selon un pas de profondeur constant Δz avec $\theta(J)$ température de la couche d'eau située entre les profondeurs $-(J-1)\Delta z$ et $-J\Delta z$. Le même schéma est utilisé pour le profil de courant et dans les deux cas, nous avons choisi $\Delta z = 1$ m.

1) Action du rayonnement solaire

Connaissant le coefficient d'extinction $k(z)$ ainsi que le rayonnement solaire $Q(o)$ arrivant à la surface de l'eau (bilan du rayonnement incident Q_s et réfléchi Q_r). Si $R(J)$ est le rayonnement solaire arrivant à la profondeur $-(J-1)\Delta z$ et $k(J)$ le coefficient d'extinction valable entre $-(J-1)\Delta z$ et $-J\Delta z$, par définition on peut écrire :

$$k(J) = \frac{\text{Log}(-R(J)) - \text{Log}(-R(J+1))}{\Delta z}$$

$$\text{Soit } R(J+1) = R(J) \cdot e^{-k(J)} \cdot \Delta z$$

Par conséquent, l'énergie solaire absorbée $Q(J)$ par la couche d'eau entre $-(J-1)\Delta z$ et $-J\Delta z$ sera :

$$Q(J) = -R(J) + R(J+1)$$

d'où avec les coefficients d'extinction :

$$Q(J) = Q(o) \cdot e^{-(k(1) + k(2) + \dots + k(J-1)) \cdot \Delta z} \cdot (1 - e^{-k(J) \cdot \Delta z})$$

Si l'on tient compte uniquement du rayonnement solaire, l'équation de l'enthalpie s'écrit :

$$\rho_o C_p \frac{\partial \theta}{\partial t} = - \frac{\partial R(z)}{\partial z}$$

Soit, sous forme discrétisée :

$$\rho_o C_p (\theta_1(J) - \theta(J)) = - \frac{R(J) - R(J + 1)}{\Delta z} \cdot \Delta t = \frac{Q(J) \cdot \Delta t}{\Delta z}$$

Le profil fictif à l'instant $t + \Delta t$ est donc déterminé par l'équation :

$$\theta_1(J) = \theta(J) + \frac{\Delta t}{\rho_o C_p \Delta z} Q(J)$$

Ce profil ainsi défini présente en général dans la journée, une couche homogène d'épaisseur nulle, ou plus exactement selon le maillage numérique choisi, une épaisseur égale à Δz .

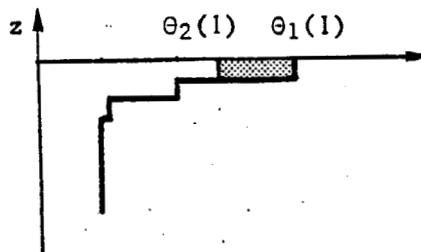
2) Répartition des pertes

Les pertes en surface P interviennent comme données à chaque pas de temps. Par définition $P = Q_n + Q_e + Q_c$.

La valeur de P étant connue, elle permet à partir du profil thermique $\theta_1(z)$ considéré à l'instant t , de déterminer le deuxième profil fictif $\theta_2(z)$ à l'instant $t + \Delta t$. Cette répartition des pertes est faite en conservant le gradient thermique de la thermocline dans le cas où on considère une convection non pénétrante ($n = 0$). De plus, on interdit toute inversion de température c'est-à-dire toute instabilité statique. On opère donc de la façon suivante :

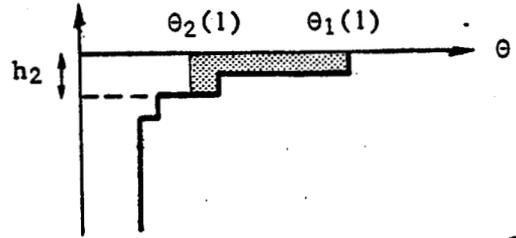
On suppose les pertes réparties uniquement sur la première couche Δz . La température de cette couche devient :

$$\theta_2(1) = \theta_1(1) - \frac{P \cdot \Delta t}{\rho_o C_p \cdot \Delta z}$$



Si la température $\theta_2(1)$ obtenue est supérieure à celle de la couche inférieure $\theta_1(2)$, le calcul s'arrête. On peut remarquer qu'il en sera ainsi lorsque les pertes correspondent à un réchauffement ($P < 0$). Si la température $\theta_2(1)$ est inférieure, il y a instabilité et par conséquent on répartit les pertes sur les deux premières couches.

$$\theta_2(1) = \frac{\theta_1(1) + \theta_1(2)}{2} - \frac{P \cdot \Delta t}{2 \rho_o C_p \cdot \Delta z}$$



Finalement, on obtient une couche homogène d'épaisseur h_2 .

3) Détermination du profil thermique réel $\theta^*(z)$ à l'instant $t + \Delta t$

D'après les équations générales d'évolution du contenu thermique et de l'énergie potentielle de mélange entre l'instant t et l'instant $t + \Delta t$, c'est-à-dire, entre le profil $\theta(z)$ et le profil $\theta^*(z)$ on doit écrire :

$$\rho_o C_p \int_{-D}^0 \theta^* dz - \rho_o C_p \int_{-D}^0 \theta dz = - (P + R(o)) \cdot \Delta t$$

$$\begin{aligned} \frac{\Delta V}{\Delta t} &= \frac{g\alpha}{C_p} \int_{-D}^0 R(z) dz - \frac{g\alpha}{C_p} \frac{D}{2} (R(o) + P) + \mu u_x^3 + \frac{s\rho_o}{2} W_e (\delta U^2 + \delta V^2) \\ &+ \frac{g\alpha}{C_p} \frac{h}{4} (1 - n) (P + |P|) \end{aligned}$$

Or, par définition, $\frac{\Delta V}{\Delta t}$ s'écrit en introduisant $\theta_2(z)$ (profil thermique après avoir considéré le rayonnement et les pertes).

$$\frac{\Delta V}{\Delta t} = \rho_o g\alpha \underbrace{\int_{-D}^0 \theta^* gz dz - \int_{-D}^0 \theta_2 gz dz}_{(1)} + \underbrace{\int_{-D}^0 \theta_2 gz dz - \int_{-D}^0 \theta gz dz}_{(2)}$$

$$\underbrace{- \int_{-D}^0 \hat{\theta}^* gz dz + \int_{-D}^0 \hat{\theta}_2 gz dz}_{(3)} - \underbrace{\int_{-D}^0 \hat{\theta}_2 gz dz + \int_{-D}^0 \hat{\theta} gz dz}_{(4)}$$

(3)

(4)

Le terme (2) est égal à : $\frac{g\alpha}{C_p} \int_{-D}^0 R(z) dz$

Le terme (3) est nul car il n'y a pas de variation de densité de la colonne d'eau considérée entre les 2 premières étapes et la troisième.

Le terme (4) est égal à : $-\frac{g\alpha}{C_p} \frac{D}{2} (R(0) + P)$

L'équation d'énergie potentielle de mélange devient :

$$\rho_0 g\alpha \int_{-D}^0 \theta^* gz dz - \rho_0 g\alpha \int_{-D}^0 \theta_2 gz dz = (V_p + V_v + V_c) \Delta t$$

$$\text{avec : } V_p = \frac{g\alpha}{C_p} \frac{h}{4} (1 - n) (P + |P|)$$

$$: V_p = \mu u_*^3$$

$$: V_c = s \frac{\rho_0}{2} We (\delta U^2 + \delta V^2)$$

A partir du profil $\theta_2(z)$ il faut donc déterminer le profil $\theta^*(z)$ ayant le même contenu thermique mais dont l'énergie potentielle de mélange a varié de la quantité $(V_p + V_v + V_c) \Delta t$. Cette détermination est réalisée en remarquant que le profil $\theta^*(z)$ doit présenter une couche homogène d'épaisseur h et de température θ_s et sous cette couche la température est identique à celle du profil $\theta_2(z)$. Pour le contenu thermique on peut écrire en scindant l'intégration :

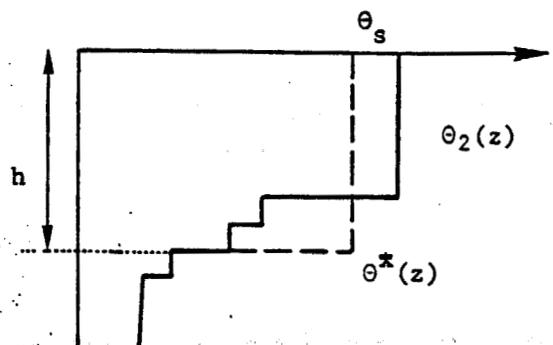
$$\int_{-D}^{-h} \theta^*(z) \cdot dz + \int_{-h}^0 \theta^*(z) \cdot dz = \int_{-D}^{-h} \theta_2(z) dz + \int_{-h}^0 \theta_2(z) \cdot dz$$

avec

$$\int_{-D}^{-h} \theta^*(z) \cdot dz = \int_{-D}^{-h} \theta_2(z) \cdot dz$$

et

$$\int_{-h}^0 \theta^*(z) dz = h \theta_s$$



On obtient finalement :

$$h \theta_s = \int_{-h}^0 \theta_2(z) \cdot dz$$

De la même manière pour l'énergie potentielle de mélange :

$$+ \rho_o \text{ ga} \int_{-h}^0 z \theta^*(z) dz = \rho_o \text{ ga} \int_{-h}^0 z \theta_2(z) dz + (V_p + V_v + V_c) \cdot \Delta t$$

On obtient finalement :

$$- \rho_o \text{ ga} \frac{h^2}{2} \theta_s = \rho_o \text{ ga} \int_{-h}^0 z \theta_2(z) \cdot dz + (V_p + V_v + V_c) \cdot \Delta t$$

Les deux équations du contenu thermique et de l'énergie potentielle peuvent se regrouper en éliminant θ_s :

$$- \rho_o \text{ ga} \frac{h}{2} \int_{-h}^0 \theta_2(z) \cdot dz = \rho_o \text{ ga} \int_{-h}^0 z \theta_2(z) dz + (V_p + V_v + V_c) \cdot \Delta t$$

soit en notation simplifiée :

$$E_h^* = E_{2,h} + (V_p + V_v + V_c)_h \cdot \Delta t$$

Cette dernière équation permet de calculer h. On opère par hypothèses successives sur la valeur de h en commençant par $h = \Delta z$. On obtient :

$$E_{\Delta z}^* < E_{2,\Delta z} + (V_p + V_v + V_c)_{\Delta z} \cdot \Delta t$$

Il faut continuer le calcul jusqu'à obtenir pour $h = (J + 1) \Delta z$:

$$E_{(J+1)\Delta z}^* > E_{2,(J+1)\Delta z} + (V_p + V_v + V_c)_{(J+1)\Delta z} \cdot \Delta t$$

L'épaisseur de la couche homogène est alors choisie égale à $J \cdot \Delta z$. En reportant dans l'équation du contenu thermique on obtient la température de cette couche homogène :

$$\theta_s = \frac{1}{J \cdot \Delta z} \int_{-J\Delta z}^0 \theta_2(z) \cdot dz$$

Il faut remarquer qu'en général, pour $h = J \cdot \Delta z$ on obtient :

$$E_{J \cdot \Delta z}^* < E_{2, J \cdot \Delta z} + (V_p + V_v + V_c) J \cdot \Delta z \cdot \Delta t$$

et non l'égalité. Par conséquent, un excédent d'énergie n'est pas utilisé :

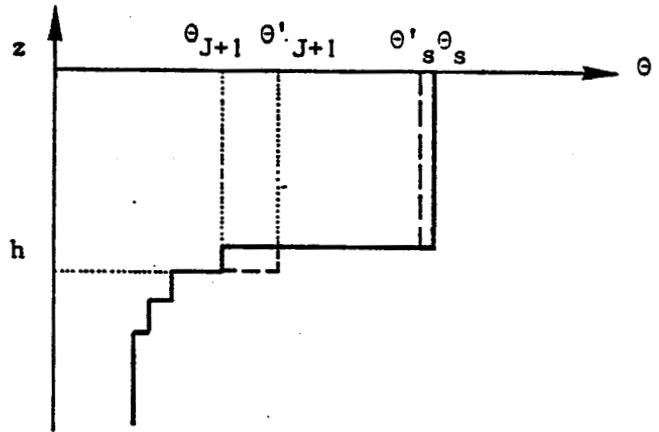
$$\Delta E = E_{2, J \cdot \Delta z} + (V_p + V_v + V_c) J \cdot \Delta z \cdot \Delta t - E_{J \cdot \Delta z}^*$$

On peut cependant l'intégrer dans le profil thermique en réalisant un mélange partiel selon la méthode indiquée par THOMSON (1976).

En conservant le contenu thermique, on diminue la température de la couche homogène et on augmente la température de la couche sous-jacente.

$$\theta'_s = \theta_s - k \cdot \frac{\Delta z}{h} (\theta_s - \theta_{J+1})$$

$$\theta'_{J+1} = \theta_{J+1} + k (\theta_s - \theta_{J+1})$$



Le coefficient k est tel que la variation d'énergie ainsi obtenue correspond à l'excédant d'énergie ΔE :

$$\Delta E = \left(-\rho_o g \alpha \theta'_s \frac{h^2}{2} - \rho_o g \alpha \Delta z \left(h + \frac{\Delta z}{2} \right) \theta'_{J+1} \right) - \left(-\rho_o g \alpha \theta_s \frac{h^2}{2} - \rho_o g \alpha \Delta z \left(h + \frac{\Delta z}{2} \right) \theta_{J+1} \right)$$

ΔE

soit $k =$ _____

$$-\rho_o g \alpha \frac{\Delta z}{2} \cdot (h + \Delta z) \cdot (\theta_s - \theta_{J+1})$$

4) Détermination du profil de courant

La résolution précédente suppose le terme

$$V_c = s \frac{\rho_o}{2} \cdot W_e (\delta U^2 + \delta V^2) \text{ connu. Il peut donc intervenir dans le modèle com-}$$

me donnée si on a pu le mesurer à l'aide d'un profileur ou à l'aide de deux courantomètres lorsque le champ de courant peut être schématisé en deux régions. Dans le cas contraire, il faut simultanément au profil de température, déterminer le champ de courant à chaque pas de temps. A l'intérieur de la couche homogène nous avons obtenu les deux équations des composantes U et V du courant :

$$\frac{\partial U}{\partial t} - fV = \frac{1}{h} \frac{\tau_x}{\rho_0} - W_e \delta U$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + fU = \frac{1}{h} \frac{\tau_y}{\rho_0} - W_e \delta V$$

sous la couche homogène :

$$\frac{\partial U_f}{\partial t} - fV_f = 0$$

$$\frac{\partial V_f}{\partial t} + fU_f = 0$$

En passant aux grandeurs complexes :

$$C = U + iV \quad \tau = \tau_x + i \tau_y \quad \delta C = \delta U + i \delta V$$

A l'intérieur de la couche homogène :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + ifC = \frac{1}{h} \frac{\tau}{\rho_0} - W_e \delta C$$

Sous la couche homogène :

$$\frac{\partial C_f}{\partial t} + ifC_f = 0$$

Pour cette dernière équation, la solution est :

$$C_f = C_{of} e^{-ift}$$

Il y a uniquement rotation du courant avec la période d'inertie sans changement de module. Si U_f et V_f sont les composantes du courant à l'instant t , U_f^* et V_f^* les composantes à l'instant $t + \Delta t$ sont donc obtenues dans chaque tranche Δz sous la couche homogène par les deux équations :

$$U_f^* = U_f \cos f\Delta t + V_f \sin f\Delta t$$

$$V_f^* = V_f \cos f\Delta t + U_f \sin f\Delta t$$

A l'intérieur de la couche homogène nous ne pouvons obtenir qu'une solution approchée en supposant que le second membre de l'équation est une constante pendant l'intervalle de temps Δt considéré. On a alors une équation différentielle du premier ordre que l'on résoud par la méthode de variation des constantes. La solution est :

$$C = C_0 e^{-ift} + \frac{1}{ifh} \left(\frac{\tau}{\rho_0} - W_e \delta C \right) \cdot \left(1 - e^{-ift} \right)$$

En notation réelle, on obtient les composantes U^* et V^* à l'instant $t + \Delta t$ en fonction des composantes U et V à l'instant t :

$$U^* = U \cos f\Delta t + V \sin f\Delta t + \frac{1}{f.h} \left(\frac{\tau_y}{\rho_0} - W_e \delta V \right) \left(1 - \cos f\Delta t \right) + \frac{1}{f.h} \left(\frac{\tau_x}{\rho_0} - W_e \delta U \right) \sin f\Delta t$$

$$V^* = V \cos f\Delta t - U \sin f\Delta t - \frac{1}{f.h} \left(\frac{\tau_x}{\rho_0} - W_e \delta U \right) \left(1 - \cos f\Delta t \right) + \frac{1}{f.h} \left(\frac{\tau_y}{\rho_0} - W_e \delta V \right) \sin f\Delta t$$

D'après ces équations, chacune des composantes U^* , V^* à $t + \Delta t$ est donc la somme de cette composante à l'instant t ayant subi une rotation ($U \cos f\Delta t + V \sin f\Delta t = U'$) et de deux autres termes où inversement la tension du vent et l'approfondissement. La signification physique de ces deux termes apparaît mieux si l'on considère un intervalle de temps suffisamment petit pour approcher :

$$\sin f\Delta t \approx f\Delta t \text{ et } \cos f\Delta t \approx 1$$

On obtient alors :

$$U^* = U' + \frac{\Delta t}{h} \left(\frac{\tau_x}{\rho_0} - w_e \delta U \right)$$

$$V^* = V' + \frac{\Delta t}{h} \left(\frac{\tau_y}{\rho_0} - w_e \delta V \right)$$

soit en multipliant par h :

$$hU^* = hU' - \Delta h \delta U + \frac{\tau_x \Delta t}{\rho_0}$$

$$hV^* = hV' - \Delta h \delta V + \frac{\tau_y \Delta t}{\rho_0}$$

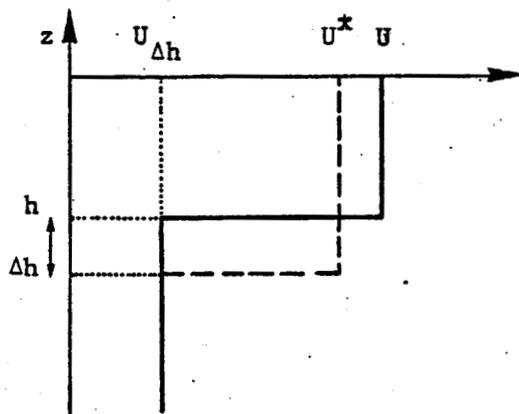
D'après nos hypothèses de départ, δU et δV représentent la discontinuité de courant au bas de la couche homogène. D'après les équations précédentes, δU et δV peuvent être considérés comme l'accroissement de courant de la couche d'épaisseur Δh située sous la couche homogène à l'instant t (courant $U_{\Delta h}$, $V_{\Delta h}$) et faisant partie de la couche homogène à l'instant $t+\Delta t$ (donc courant U^* , V^*). On pose donc :

$$\delta U = U^* - U_{\Delta h} \text{ et } \delta V = V^* - V_{\Delta h}$$

Les deux équations simplifiées du courant s'écrivent alors :

$$(h + \Delta h)U^* = h.U' + \Delta h.U_{\Delta h} + \frac{\tau_x \Delta t}{\rho_0}$$

$$(h + \Delta h)V^* = h.V' + \Delta h.V_{\Delta h} + \frac{\tau_y \Delta t}{\rho_0}$$



On retrouve que la quantité de mouvement contenue dans la couche homogène d'épaisseur $h+\Delta h$ à l'instant $t+\Delta t$ est égale à la quantité de mouvement contenue à l'instant t sur cette même épaisseur augmentée de la quantité de mouvement apportée par le vent. La thermocline fait aussi écran à la quantité de mouvement.

5) Réalisation numérique du calcul des composantes du courant (U,V)

Nous avons montré qu'une rotation intéresse toute la colonne d'eau. Par conséquent, à chaque pas de profondeur, on commence par appliquer la relation correspondant à la rotation :

$$U' = U \cos f\Delta t + V \sin f\Delta t$$

$$V' = V \cos f\Delta t + U \sin f\Delta t$$

Sous la couche homogène ces deux relations nous donnent bien le courant réel U^*, V^* à l'instant $t + \Delta t$.

A l'intérieur de la couche homogène, le calcul dépend essentiellement de l'épaisseur $h + \Delta h$ de cette couche à l'instant $t + \Delta t$. Celui-ci n'est donc possible que simultanément avec la détermination du profil thermique $\theta^*(z)$ qui est obtenu, nous l'avons vu, par hypothèses successives sur la valeur de $h + \Delta h$. Lorsque la valeur supposée de h est inférieure à celle obtenue au pas de temps précédent, c'est-à-dire lorsqu'on suppose que l'épaisseur de la couche homogène a diminué, les termes contenant W_e sont nuls et on peut calculer le courant dans la couche homogène d'après les équations :

$$U_h^* = U' + \frac{l}{fh} \frac{\tau_y}{\rho_0} (1 - \cos f\Delta t) + \frac{l}{fh} \frac{\tau_x}{\rho_0} \sin f\Delta t$$

$$V_h^* = V' - \frac{l}{fh} \frac{\tau_x}{\rho_0} (1 - \cos f\Delta t) + \frac{l}{fh} \frac{\tau_y}{\rho_0} \sin f\Delta t$$

si le pas de temps est petit on peut utiliser les équations simplifiées :

$$U^* = U' + \frac{\tau_x \Delta t}{h \rho_0}$$

$$V^* = V' + \frac{\tau_y \Delta t}{h \rho_0}$$

Lorsque l'hypothèse sur h est supérieure à l'épaisseur obtenue au pas de temps précédent on doit utiliser les équations complètes où interviennent les termes en $W_e \delta \bar{U}$. D'après l'étude précédente ces termes vont s'écrire :

$$W_e \cdot \delta U = \sum_i \frac{\Delta z}{\Delta t} (U^* - U'_i) \quad .$$

$$W_e \delta V = \sum_i \frac{\Delta z}{\Delta t} (V^* - V'_i)$$

la sommation portant sur les k couches élémentaires d'épaisseur Δz , si l'on suppose que l'épaisseur de la couche homogène s'est accrue de $\Delta h = k \Delta z$ pendant l'intervalle de temps Δt .

Ces deux termes peuvent encore s'écrire :

$$W_e \delta U = \frac{\Delta h}{\Delta t} U^* - \sum_i \frac{\Delta z}{\Delta t} U'_i$$

$$W_e \delta V = \frac{\Delta h}{\Delta t} V^* - \sum_i \frac{\Delta z}{\Delta t} V'_i$$

En reportant dans les équations complètes on obtient après transformation :

$$U^* \left(f \cdot h + \frac{\Delta h \sin f \Delta t}{\Delta t} \right) + V^* \left(\frac{\Delta h}{\Delta t} \cdot (1 - \cos f \Delta t) \right) = f \cdot h \cdot U'$$

$$+ \left(\frac{\tau y}{\rho_0} + \frac{\sum \Delta z \cdot V'_i}{\Delta t} \right) (1 - \cos f \Delta t) + \left(\frac{\tau x}{\rho_0} + \frac{\sum \Delta z U'_i}{\Delta t} \right) (\sin f \Delta t)$$

$$U^* \left(- \frac{\Delta h}{\Delta t} (1 - \cos f \Delta t) \right) + V^* \left(f \cdot h + \frac{\Delta h}{\Delta t} \sin f \Delta t \right) = f \cdot h \cdot V'$$

$$- \left(\frac{\tau x}{\rho_0} + \frac{\sum \Delta z U'_i}{\Delta t} \right) (1 - \cos f \Delta t) + \left(\frac{\tau y}{\rho_0} + \frac{\sum \Delta z V'_i}{\Delta t} \right) (\sin f \Delta t)$$

Il suffit alors de résoudre ce système linéaire pour obtenir U^* et V^* à l'intérieur de la nouvelle couche homogène. Si l'on considère un pas de temps petit on utilise directement les équations simplifiées :

$$U^* = \frac{1}{h + \Delta h} \left(h \cdot U' + \frac{\tau x \Delta t}{\rho_0} + \sum_i \Delta z U'_i \right)$$

$$V^* = \frac{1}{h + \Delta h} \left(h \cdot V' + \frac{\tau y \Delta t}{\rho_0} + \sum_i \Delta z V'_i \right)$$

6) Calcul pratique de V_c

Le calcul de l'accroissement d'énergie potentielle V_c dû au cisaillement de courant se déduit de l'équation de définition :

$$V_c = s \frac{\rho_0}{2} W_e (\delta U^2 + \delta V^2)$$

Avec la discrétisation définie précédemment :

$$V_c = s \frac{\rho_0}{2} \left(\sum_i \frac{\Delta z}{\Delta t} (U^* - U'_i)^2 + \sum_i \frac{\Delta z}{\Delta t} (V^* - V'_i)^2 \right)$$

En pratique, étant donné notre mode de résolution par hypothèse successive sur la valeur de h à partir de Δz , nous sommes obligés de démarrer la sommation à l'instant $t + \Delta t$ dès la première couche Δz lorsque h supposée est inférieure à h obtenu à l'instant t . Si la valeur supposée de h est supérieure, la sommation ne porte que sur les couches Δz correspondant à l'accroissement de l'épaisseur de la couche homogène.

ANNEXE III

Résolution du modèle de MELLOR et DURBIN (1975) (d'après LE SAOS, 1979)

1) Détermination générale de la température et du courant

En utilisant la notation complexe pour le courant $C = U + iV$, et en remplaçant les flux turbulents par leur expression en fonction des coefficients de diffusion turbulente K_H , K_M et des gradients verticaux des grandeurs moyennes, les équations du mouvement et de l'enthalpie s'écrivent :

Mouvement

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + i f \bar{C} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\left(K_M + \frac{\mu}{\rho_0} \right) \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} \right)$$

Enthalpie

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\left(K_H + \frac{k}{\rho_0 C_p} \right) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\bar{R}_z}{\rho_0 C_p} \right)$$

Ces deux équations sont résolues numériquement selon un schéma implicite trapézoïdal en fonction du temps. Les dérivées selon z sont calculées par différence finie centrée. Ainsi, les notations de la discrétisation spatio-temporelle sont représentées pour la température sur le schéma ci-après. Des notations similaires sont utilisées pour le courant. Avec ces notations, les deux équations de la température et du mouvement s'écrivent pour la couche d'épaisseur Δz située entre les profondeurs $-(J-1)\Delta z$ et $-J.\Delta z$:

$$\begin{aligned} \frac{\theta^*(J) - \theta(J)}{\Delta t} &= \frac{1}{\Delta z} \left(K_H^*(J) + \frac{k}{\rho_0 C_p} \right) \frac{\theta^*(J-1) - \theta^*(J)}{\Delta z} \\ &- \frac{1}{\Delta z} \left(K_H^*(J+1) + \frac{k}{\rho_0 C_p} \right) \frac{\theta^*(J) - \theta^*(J+1)}{\Delta z} \\ &- \frac{1}{\rho_0 C_p \Delta z} \left(R(J) - R(J+1) \right) \end{aligned}$$

$$\frac{c^*(J) - C(J)}{\Delta t} + i.f. \frac{c^*(J) + C(J)}{2} = \frac{1}{\Delta z} \left(K_M^*(J) + \frac{\mu}{\rho_o} \right) \frac{c^*(J-1) - c^*(J)}{\Delta z} - \frac{1}{\Delta z} \left(K_M^*(J+1) + \frac{\mu}{\rho_o} \right) \frac{c^*(J) - c^*(J+1)}{\Delta z}$$

Pour la première couche près de la surface, d'épaisseur Δz , les deux équations générales prennent la forme particulière avec :

$$P = Q_e + Q_n + Q_c$$

$$TOX = \rho_a \cdot C_{10} \cdot |W_{10}| \cdot W_{10x}$$

$$TOY = \rho_a \cdot C_{10} \cdot |W_{10}| \cdot W_{10y}$$

$$\frac{\theta^*(1) - \theta(1)}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta z} \left[\frac{P}{\rho_o C_p} - \left(K_H^*(2) + \frac{k}{\rho_o C_p} \right) \frac{\theta^*(1) - \theta^*(2)}{\Delta z} \right] - \frac{1}{\rho_o C_p \Delta z} R(1) - R(2)$$

$$\frac{c^*(1) - C(1)}{\Delta t} + i.f. \frac{c^*(1) + C(1)}{2} = \frac{1}{\Delta z} \left[(TOX + i TOY) - \left(K_M^*(2) + \frac{\mu}{\rho_o} \right) \frac{c^*(1) - c^*(2)}{\Delta z} \right]$$

Pour la dernière couche on a supposé que les flux turbulents de chaleur et quantité de mouvement étaient nuls. Les deux équations générales prennent la forme particulière :

$$\frac{\theta^*(N) - \theta(N)}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta z} \left(K_H^*(N) + \frac{k}{\rho_o C_p} \right) \frac{\theta^*(N-1) - \theta^*(N)}{\Delta z} - \frac{1}{\rho_o C_p \Delta z} \cdot (R(N) - R(N+1))$$

$$\frac{c^*(N) - C(N)}{\Delta t} + i.f. \frac{c^*(N) + C(N)}{2} = \frac{1}{\Delta z} \left(K_M^*(N) + \frac{\mu}{\rho_o} \right) \frac{c^*(N-1) - c^*(N)}{\Delta z}$$

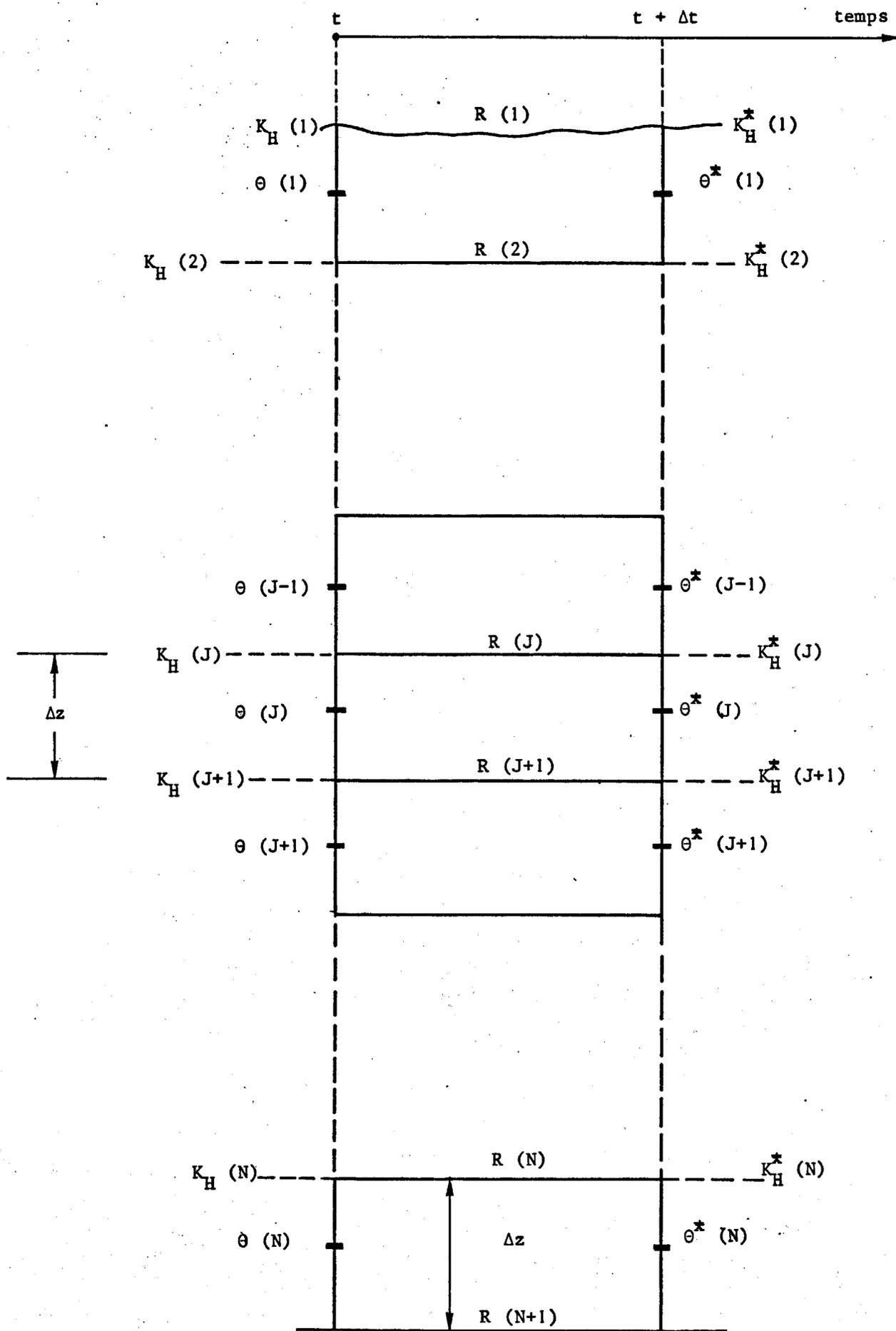


Schéma de discrétisation pour la température

On peut écrire les équations de la température en regroupant à gauche du signe égal les termes relatifs à l'instant $t + \Delta t$:

$$\begin{aligned} \theta^* (1) \left[1 + \frac{\Delta t}{\Delta z^2} \cdot \left(K_H^* (2) + \frac{k}{\rho_o C_p} \right) \right] + \theta^* (2) \left[- \frac{\Delta t}{\Delta z^2} \left(- K_H^* (2) + \frac{k}{\rho_o C_p} \right) \right] \\ = \theta (1) - \frac{\Delta t}{\Delta z^2 \rho_o C_p} \cdot \left(- P + R (1) - R (2) \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \theta^* (J-1) \left[- \frac{\Delta t}{\Delta z^2} \left(K_H^* (J) + \frac{k}{\rho_o C_p} \right) \right] + \theta^* (J) \left[1 + \frac{\Delta t}{\Delta z^2} \left(K_H^* (J) + K_H^* (J+1) + \frac{2k}{\rho_o C_p} \right) \right] \\ + \theta^* (J+1) \left[- \frac{\Delta t}{\Delta z^2} \left(K_H^* (J+1) + \frac{k}{\rho_o C_p} \right) \right] = \theta (J) - \frac{\Delta t}{\Delta z^2 \rho_o C_p} \left(R (J) - R (J+1) \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \theta^* (N-1) \cdot \left[- \frac{\Delta t}{\Delta z^2} \left(K_H^* (N) + \frac{k}{\rho_o C_p} \right) \right] + \theta^* (N) \left[1 + \frac{\Delta t}{\Delta z^2} \left(K_H^* (N) + \frac{k}{\rho_o C_p} \right) \right] \\ = \theta (N) - \frac{\Delta t}{\Delta z^2 \rho_o C_p} \left(R (N) - R (N-1) \right) \end{aligned}$$

Ce système comporte N équations linéaires à N inconnues $\theta^* (J)$. La matrice du système est tridiagonale et peut donc être résolue par la méthode de RICHTMYER et MORTON (1967).

On opère de façon identique avec le système linéaire à matrice tridiagonale obtenue avec les équations du courant :

$$\begin{aligned} C^* (1) \left[1 + i f \frac{\Delta t}{2} - \frac{\Delta t}{\Delta z^2} \left(K_M^* (2) + \frac{\mu}{\rho_o} \right) \right] + C^* (2) \cdot \left[- \frac{\Delta t}{\Delta z^2} \left(K_M^* (2) + \frac{\mu}{\rho_o} \right) \right] \\ = C (1) \cdot \left(1 - i f \frac{\Delta t}{2} \right) - \frac{\Delta t}{\Delta z^2} (TOX + i TOY) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} C^* (J-1) \left[- \frac{\Delta t}{\Delta z^2} \left(K_M^* (J) + \frac{\mu}{\rho_o} \right) \right] + C^* (J) \cdot \left[1 + i f \frac{\Delta t}{2} + \frac{\Delta t}{\Delta z^2} \left(K_M^* (J) + K_M^* (J+1) + \frac{2\mu}{\rho_o} \right) \right] \\ + C^* (J+1) \left[- \frac{\Delta t}{\Delta z^2} \left(K_M^* (J+1) + \frac{\mu}{\rho_o} \right) \right] = C (J) \left(1 - i f \frac{\Delta t}{2} \right) \end{aligned}$$

$$C^* (N-1) \left[-\frac{\Delta t}{\Delta z^2} \left(K_M^* (N) + \frac{\mu}{\rho_0} \right) \right] + C^* (N) \left[1 + \text{if} \frac{\Delta t}{2} + \frac{\Delta t}{\Delta z^2} \left(K_M^* (N) + \frac{\mu}{\rho_0} \right) \right]$$

$$= C (N) \cdot \left(1 - \text{if} \frac{\Delta t}{2} \right)$$

2) Détermination des coefficients de diffusion turbulente

Pour calculer les N coefficients $K_H (J)$ et les N coefficients $K_M (J)$ à partir d'un profil connu en température $\theta (J)$ et en courant $C (J)$ on opère de la façon suivante :

- calcul du nombre de RICHARDSON de gradient $Ri (J)$ en chaque niveau - J Δz d'après sa définition :

$$Ri = - \frac{\alpha g \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}}{\left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2}$$

$$Ri (J) = \frac{g \cdot \alpha \cdot \theta((J-1) - \theta (J)) \Delta z}{(C (J-1) - C (J+1))^2}$$

- le nombre de RICHARDSON de flux $R_f (J)$ peut être obtenu à partir des expressions des flux turbulents verticaux et des fonctions $S_M (R_f)$ et de $S_H (R_f)$:

$$R_f (J) = 0.725 \left[Ri (J) + 0.186 - \left(Ri (J)^2 - 0.316 \cdot Ri (J) + 0.9346 \right)^{1/2} \right]$$

- test sur la valeur du nombre de RICHARDSON de flux. Si celle-ci est plus grande que 0,215 alors $K_H (J) = K_M (J) = 0$. Il n'y a pas de turbulence au niveau - J. Δz .

- calcul des fonctions de stabilité en chaque niveau - J. Δz d'après les équations de définition :

$$S_H (J) = \frac{0.536639 - 2.514718 \times R_f (J)}{1 - R_f (J)}$$

$$S_M (J) = S_H (J) \cdot \frac{0.173333 - 0.641333 \times R_f (J)}{0.229333 - 0.918666 \times R_f (J)}$$

- calcul de la longueur de mélange l de la colonne d'eau et calcul de l'énergie cinétique turbulente $Q (J)$ en chaque couche située entre les niveaux $- J \cdot \Delta z + \frac{\Delta z}{2}$ et $- J \cdot \Delta z - \frac{\Delta z}{2}$ à l'aide des deux équations :

équation de l'énergie cinétique turbulente :

$$l q S_M \left[\left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{V}}{\partial z} \right)^2 \right] + g \alpha l q S_H \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \frac{q^3}{B_1 l}$$

définition de la longueur de mélange :

$$l = B_2 \cdot \frac{\int_{-\infty}^0 |z| \cdot q \, dz}{\int_{-\infty}^0 q \, dz}$$

Ces deux équations se résolvent simultanément en remarquant que la première peut s'écrire pour la couche $- J \cdot \Delta z + \frac{\Delta z}{2}$; $- J \cdot \Delta z - \frac{\Delta z}{2}$:

$$\frac{Q (J)}{l} = B_1^{1/2} \cdot \left[S_M (J) \cdot \left(\frac{C(J-1) - C(J)}{\Delta z} \right)^2 + g \alpha \cdot S_H (J) \cdot \frac{\theta(J-1) - \theta(J)}{\Delta z} \right]^{1/2}$$

et en reportant dans la deuxième équation :

$$l = B_2 \cdot \frac{\sum_{J=1}^N - J \cdot \Delta z^2 \cdot Q (J)}{\sum_{J=1}^N - \Delta z \cdot Q (J)}$$

- calcul des coefficients $K_H (J)$ et $K_M (J)$ en chaque niveau $- J \cdot \Delta z$ d'après les équations de définition :

$$K_H (J) = l \cdot Q (J) \cdot S_H (J)$$

$$K_M (J) = l \cdot Q (J) \cdot S_M (J)$$

3) Méthode par itération

La détermination des coefficients de diffusion turbulente K_M et K_H suppose les profils de température et courant connus. Or pour résoudre les deux systèmes de N équations donnant les profils de température et courant à l'instant $t + \Delta t$, il faut connaître les coefficients K_M et K_H à l'instant $t + \Delta t$. On est donc obligé de procéder par itérations.

Une première évaluation des coefficients K_M et K_H est faite à partir des profils connus de température et courant à l'instant t . La résolution des deux systèmes linéaires à N équations permet une première évaluation des profils de température et courant à l'instant $t + \Delta t$. Ces profils sont utilisés pour une deuxième estimation des coefficients K_M et K_H . Ceux-ci permettent une deuxième résolution des deux systèmes linéaires donnant les profils de température et courant à l'instant $t + \Delta t$. En général, la convergence est obtenue après cinq itérations si l'on prend soin de moyennner la valeur des K_M et K_H avec celle obtenue à l'itération précédente.

CHAPITRE II

ÉTUDE DE LA STRUCTURE THERMIQUE AU LARGE
APPLICATION À L'ATLANTIQUE ET À LA MÉDITERRANÉE

INTRODUCTION

Deux modèles de l'évolution de la structure thermique des couches superficielles de l'océan ont été présentés dans le chapitre précédent. Ces modèles supposent que les effets des processus unidimensionnels sont prépondérants : la structure thermique et dynamique est soumise uniquement aux échanges air - mer locaux.

Un des modèles, le modèle niveau 2 de MELLOR et YAMADA (1974), plus connu sous le nom de modèle de MELLOR et DURBIN (1975)* est supposé être fiable dans la limite des hypothèses considérées et a été testé de nombreuses fois avec des mesures en nature. Ces hypothèses, outre les hypothèses classiques de l'approximation de Boussinesq, d'existence d'un "spectral gap", de l'homogénéité horizontale, concernent principalement la fermeture des équations de la turbulence et l'homogénéité de la turbulence. Ces hypothèses sont supposées vérifiées pour les écoulements géophysiques proches de l'état neutre. On a vu précédemment qu'une des conséquences est que le flux d'E.C.T. à la surface de la mer n'est pas pris en compte. On suppose donc ce modèle crédible, à condition que la profondeur de la thermocline soit supérieure à quelques mètres.

L'autre modèle, le modèle de NIILER et KRAUS (1977), est plus simple mais plus empirique. Outre les hypothèses classiques et celles d'homogénéité verticale de la couche de mélange, il suppose que le taux de dissipation de l'E.C.T. intégré sur toute la couche de mélange est directement proportionnel aux sources d'E.C.T. D'où l'apparition de trois constantes numériques m , n , s (liées à trois processus physiques différents) qui nécessitent d'être évaluées.

Afin de vérifier l'hypothèse de prépondérance des phénomènes unidimensionnels dans l'évolution des couches superficielles océaniques, deux campagnes ont été réalisées. Ces campagnes ont eu lieu dans des endroits géographiques et à des périodes totalement différents :

- La première ATOCE a eu lieu au printemps 1977 en Méditerranée Nord Occidentale. L'évolution de la structure thermique est caractéristique de la période d'établissement de la stratification thermique au printemps.

*On utilisera cette référence dans la suite de ce chapitre pour désigner ce modèle.

- La seconde THERMOCLINE 77 a eu lieu en automne 1977 dans l'océan Atlantique. L'évolution de la structure thermique caractérise le début de la destruction de la stratification thermique estivale.

Les objectifs de ces campagnes étaient de deux ordres :

1) Acquérir un ensemble de données réelles suffisamment complet pour être confronté à des résultats de simulations numériques, cette confrontation devant permettre de tester les hypothèses considérées dans les modèles utilisés, principalement l'hypothèse de prépondérance des phénomènes unidimensionnels.

2) A l'occasion de simulations réelles, comparer directement la réponse des deux modèles choisis, afin d'une part de cerner les mécanismes mis en jeu, d'autre part d'estimer une valeur adéquate des constantes numériques (m , n , s) pour le modèle simple.

Nous devons donc tout d'abord connaître les données indispensables à rentrer dans les modèles de simulation de l'évolution de la structure thermique de la couche superficielle de l'océan. Pour cela, il nous faut connaître le bilan énergétique à l'interface air - mer à chaque pas de temps du modèle, ainsi que les conditions initiales concernant la structure thermique et la structure verticale de courant de la couche superficielle de l'océan. Pour permettre la confrontation entre les mesures *in situ* et les résultats numériques, il faut connaître à chaque pas de temps, le profil thermique et le profil vertical de courant avec le maximum de précision compatible avec les problèmes technologiques. Ainsi, afin d'acquérir un ensemble de données réelles suffisamment complet, il est nécessaire de mesurer le bilan thermique à l'interface air - mer toutes les heures et les profils verticaux de température et de courant avec un pas de temps de 10 minutes. Ces deux derniers points peuvent être résolus en réalisant des mouillages sur lesquels on dispose des chaînes de thermistances (capteurs tous les 5 m) et des courantomètres de manière à mesurer la température, le module et la direction du courant à plusieurs niveaux. Ceci en supposant que les problèmes engendrés par la fiabilité des appareils de mesures et par la bonne tenue des mouillages sont résolus, ce qui est loin d'être le plus facile à réaliser.

Ainsi par exemple, au cours d'une précédente campagne dans le Golfe de Gascogne, nous avons mis en évidence une corrélation directe entre les va-

riations du rayonnement solaire incident et les variations de température enregistrées par les thermistances d'une chaîne AANDERAA situées dans les 20 premiers mètres. La campagne ATOCE nous a en outre permis de quantifier ce phénomène et d'émettre certaines propositions quant à la possibilité de mesurer, en fonction de la profondeur, le profil du coefficient d'extinction (LE TAREAU et al., 1979).

Reste l'évaluation du forcing à l'interface air - mer. Ce bilan énergétique comprend les échanges d'énergie mécanique, thermique et radiative s'effectuant à l'interface air - mer. Or ces échanges, comme nous l'avons vu précédemment, dépendent essentiellement des paramètres météorologiques : vitesse et direction du vent, température air sec et température de surface de la mer, humidité, rayonnement solaire et nébulosité.

Ces paramètres météorologiques doivent donc être mesurés et interviennent comme données dans les modèles pour le calcul des transferts d'énergie mécanique et d'énergie thermique sensible et latente. Ces échanges thermiques sont calculés selon les formules empiriques (LAEVASTU, 1960) comportant une imprécision encore difficile à évaluer. En effet, à bord des bateaux, il est difficile d'assurer des mesures en continu de ces échanges qui posent encore certains problèmes techniques. Ainsi, la présence quasi permanente des aérosols salés perturbe considérablement la mesure d'humidité. De même, par mer agitée, le roulis et le tangage empêchent de maintenir les pyradiomètres dans un plan horizontal pour pouvoir mesurer les échanges radiatifs. Par contre, dès que les conditions expérimentales nous paraissent satisfaisantes, nous avons mesurés certains paramètres radiatifs : le rayonnement solaire incident et réfléchi ($0,3 \mu < \lambda < 3 \mu$), le rayonnement infra-rouge incident et émis par la mer ($3 \mu < \lambda < 50 \mu$). De même, nous avons mesuré directement l'absorption de l'énergie solaire dans l'eau en fonction de la profondeur. Quand il n'a pas été possible de mesurer directement le bilan radiatif, nous l'avons évalué à partir des paramètres météorologiques mesurés, excepté pour le rayonnement solaire incident par ciel clair que nous avons calculé à partir des paramètres astronomiques et d'une transparence atmosphérique moyenne selon la méthode proposée par DOGNIAUX (1975). Néanmoins, nous avons toujours cherché dans la mesure du possible à ne pas avoir à utiliser des formules empiriques entraînant une plus ou moins grande incertitude.

Les résultats de ces campagnes, ainsi que ceux relatifs aux simulations numériques à l'aide des deux modèles sont exposés dans plusieurs publications (MARIETTE, 1977 ; LE SAOS et al., 1978 ; LE SAOS, 1979 ; MAZE et al., 1979 ; LE TAREAU et al., 1979 ; LE SAOS et MARIETTE, 1981). Une partie de ce chapitre est donc consacrée aux rappels et à la synthèse des principaux de ces résultats. Dans la seconde partie, tous ces résultats sont discutés en particulier à la lumière des résultats d'études semblables antérieures (PRICE et al., 1978 ; DAVIS et al., 1981 ; POLLARD, 1983). Notamment, ces différents auteurs n'ont pas confronté simultanément la réponse d'un modèle de turbulence à fermeture locale avec celle d'un modèle intégral. On essaie ensuite de dégager certaines conclusions quant à la représentation et à la simulation numérique de l'effet des processus unidimensionnels sur l'évolution de la structure thermique marine ; leur importance vis-à-vis d'autres processus de nature bi ou tridimensionnelle, existant dans la réalité, en fonction de la saison ; et des méthodes et données nécessaires pour l'identification et l'estimation de ces autres processus.

Ce dernier point contribue à préciser les limites d'une étude unidimensionnelle et constitue un complément indispensable par rapport au travail que nous avons présenté précédemment (LE SAOS et MARIETTE, 1981).

I. RESULTATS DES CAMPAGNES DE MESURE

Ces campagnes à la mer ont été réalisées à l'initiative du groupe du laboratoire d'Océanographie Physique de l'Université de Bretagne Occidentale, travaillant sur les couches marines superficielles de l'océan. Dans le cadre de campagnes nécessairement coopératives, nous avons personnellement assuré la continuité de l'organisation, de la réalisation du dépouillement et de l'interprétation de chacune de ces missions. A cette occasion, nous tenons à remercier particulièrement l'ensemble du personnel navigant avec qui nous avons eu l'occasion de travailler tout au long de ces campagnes à la mer et qui a largement contribué à leur succès.

A. CAMPAGNE ATOCE

Les résultats des mesures réalisées au cours de la campagne ATOCE, au printemps 1977, sur la bouée laboratoire BOHRA II ancrée en Méditerranée par 42° N et 4°45 E, ont déjà été publiés en totalité en février 1979 dans le rapport ATP Recherches Atmosphériques N° 3616 : "Contribution à l'étude des couches limites de surface terrestre et océanique", par R. MAZE, V. MARIETTE, J.P. LE SAOS, J.Y. LE TAREAU et C. FRAVALO. Nous ne redonnons ici que les méthodes et résultats de mesures nécessaires à la mise en oeuvre des modèles de simulation de la couche superficielle de l'océan.

1°) Mesure des paramètres météorologiques

Les paramètres direction et vitesse du vent, température air sec et pression atmosphérique ont été mesurés avec une période d'une heure à l'aide de la centrale météorologique AANDERAA. La température de l'air humide a été obtenue à l'aide d'un thermomètre à crécelle et la nébulosité a été évaluée visuellement. Les variations de ces paramètres (l'humidité est déduite des températures air sec et air humide) et de la température de surface de la mer sont données figure 3.

On remarque que la pression atmosphérique varie peu, bien que le régime des vents soit caractérisé par des vents faibles de secteur Est jusqu'à l'après-midi du 2 juin et ensuite rotation au Nord Ouest avec en particulier deux renforcements à 30-35 noeuds le 4 juin vers 6 h et 22 h. On peut aussi noter, pour l'évaluation des échanges thermiques à l'interface air - mer, que la température de surface de la mer est très légèrement supérieure à celle de l'eau jus-

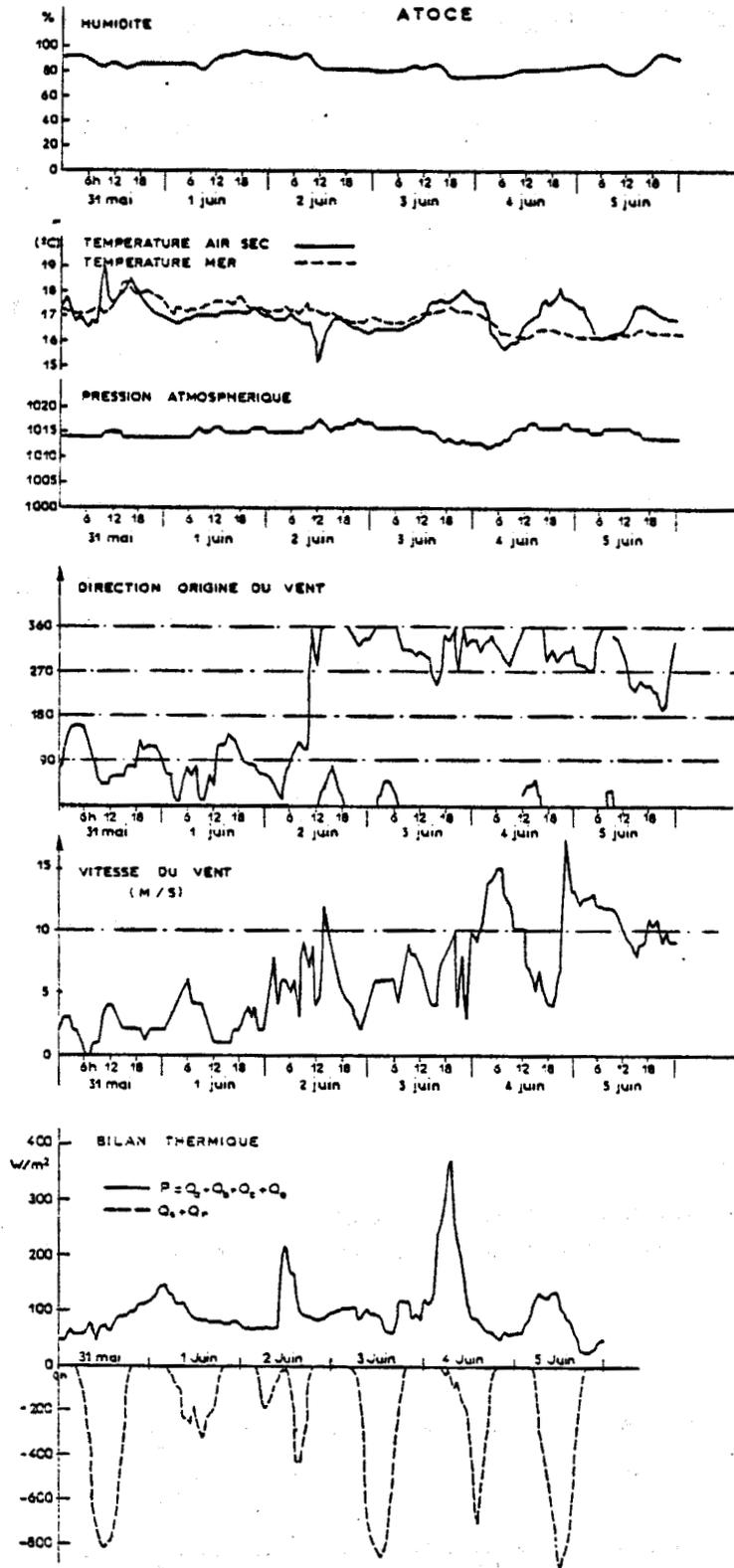


Figure 3 : Paramètres météorologiques et bilan thermique ATOCE.

qu'au 3 juin dans la soirée. Ensuite, l'eau est plus froide que l'air. Ces conditions ne sont pas favorables à l'évaporation de l'eau.

2°) Mesure des flux radiatifs

a) Bilan radiatif à l'interface air - mer

Les rayonnements solaire incident Q_s et réfléchi Q_r ($0,3 \mu < \lambda < 3 \mu$) ont été mesurés à l'aide de deux pyranomètres EPPLEY. L'un pour le rayonnement incident était placé sur le toit de la bouée ($z = 20$ m), l'autre pour le rayonnement réfléchi était placé à 5 m au-dessus du niveau de la mer et à une distance d'environ 1,5 m du corps de la bouée. Les rayonnements infra-rouge incident Q_a et émis Q_b ($3 \mu < \lambda < 50 \mu$) ont été mesurés à l'aide de deux pyr géomètres EPPLEY placés de façon analogue aux deux pyranomètres. Les mesures ont débuté le 30 mai 1977 à 15 h 36 T.U. et se sont terminées le 7 juin 1977 à 6 h 21 T.U. (Figure 3).

Il faut remarquer que si nous pensons que le pyranomètre EPPLEY est assez fiable pour mesurer les composantes du rayonnement solaire Q_s et Q_r , par contre la mesure des composantes du rayonnement infra-rouge pose encore à notre avis des problèmes. Pour le rayonnement incident Q_a , la mesure est perturbée car d'une part la compensation de température du corps noir de référence se fait plus ou moins bien et d'autre part, le rayonnement solaire incident influe sur l'appareil. En effet, dans le cadre de la mesure, on suppose que la température de la coupelle et celle du boîtier est la même, or plusieurs facteurs, dont le rayonnement solaire incident, peuvent provoquer une augmentation de la température de la coupelle et va donc émettre un rayonnement thermique propre qui va s'ajouter au rayonnement émis par l'atmosphère.

De même, la mesure du rayonnement infra-rouge émis par la mer est perturbée par le rayonnement solaire réfléchi mais aussi par les aérosols marins se déposant sur la coupelle. A l'heure actuelle, il semblerait plus judicieux de mesurer la température de surface de la mer par radiométrie infra-rouge et d'en déduire le rayonnement émis selon la loi de Stéphan applicable au corps gris :

$$Q_b = \epsilon \sigma \theta_s^4 \text{ avec } \epsilon = 0,96 \text{ et } \sigma = 5,6698 \cdot 10^{-8} \text{ S.I.}$$

b) Détermination du coefficient d'extinction

Nous avons estimé les valeurs du coefficient d'extinction à partir de la mesure du rayonnement solaire arrivant à l'interface air - mer et de celle de l'éclairement énergétique descendant, mesuré à plusieurs profondeurs à l'aide d'une thermopile mise à notre disposition par J.P. BETHOUX (Station Marine de Villefranche sur Mer). Il nous a été possible d'effectuer ces mesures les 31 mai, 1er, 3 et 5 juin (Figure 4 a). A partir de ces quatre courbes de la distribution verticale de l'éclairement énergétique descendant en valeur relative, nous avons pu tracer une courbe de distribution verticale moyenne (Figure 4 b) dont nous avons déduit le profil vertical du coefficient d'extinction (Figure 4 c).

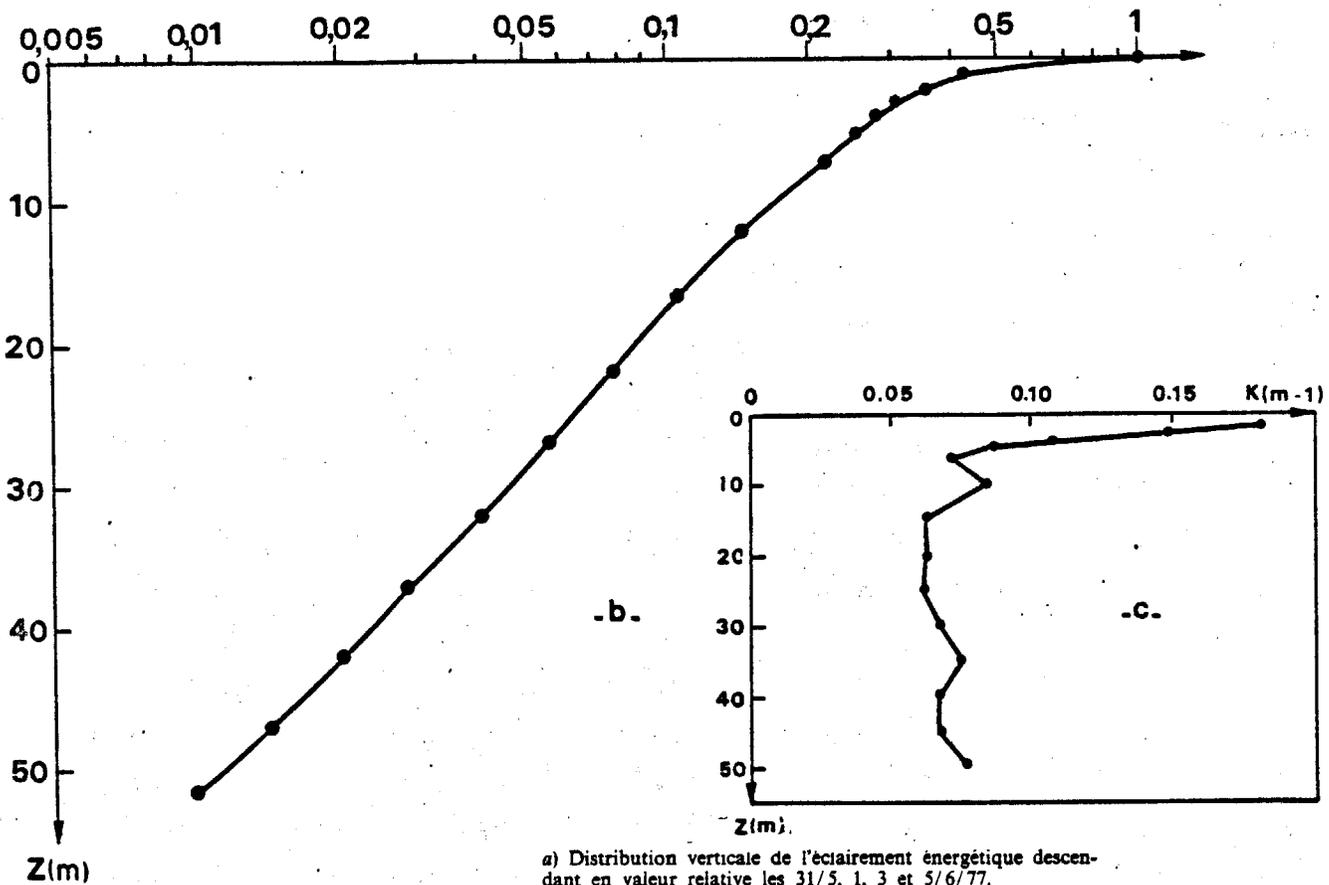
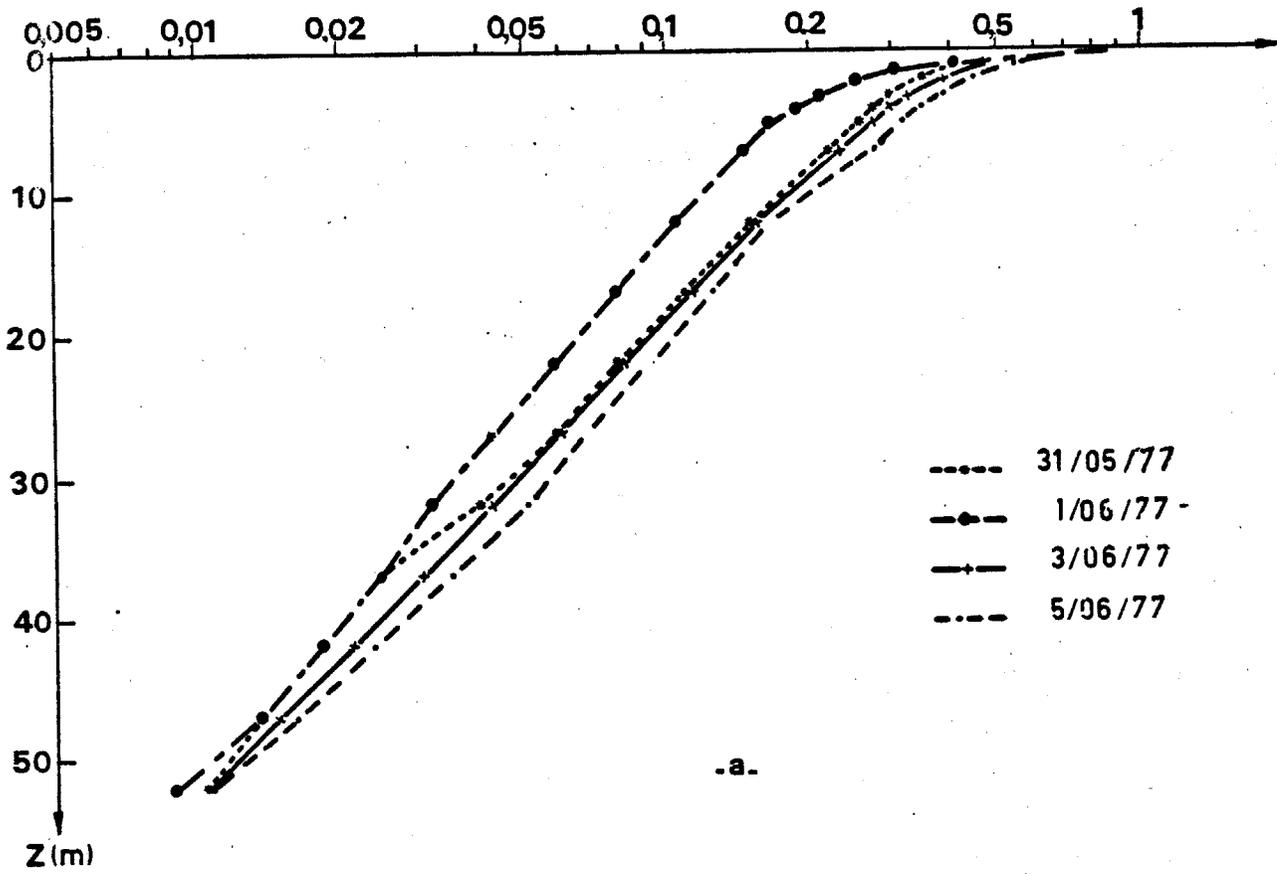
3°) Mesures océanographiques

a) Mesures des températures

Une série de mesures de température a été réalisée, pendant deux journées avec deux chaînes de thermistances AANDERAA de 20 m de longueur. Les deux chaînes ont été immergées l'une près de l'autre avec les capteurs aux mêmes niveaux d'immersion. Cependant, les capteurs de l'une des chaînes étaient protégés de l'influence du rayonnement solaire à l'aide de ruban adhésif blanc. Cette expérience nous a permis de mettre en évidence l'influence du rayonnement solaire sur les mesures de température (LE TAREAU et al., 1979).

La deuxième série de mesures de température a été obtenue à l'aide d'une chaîne de thermistances AANDERAA de 50 m de long dont les capteurs étaient protégés. Les mesures ont été réalisées du 30 mai 1977 à 12 h 20 jusqu'au 6 juin 1977 à 15 h 56 avec une acquisition des données toutes les 2 minutes. L'évolution des isothermes est donnée Figure 5. Ces courbes ont été tracées à partir des températures moyennes sur une heure. On note la présence d'ondes internes de différentes périodes avec cependant prédominance d'ondes d'inertie de période 18 heures pour les températures mesurées entre 21 m et 51 m de profondeur, comme on peut le remarquer plus facilement sur les spectres de températures (Figure 6).

On sait que les modèles de simulation de la couche superficielle océanique ne peuvent rendre compte, et ce n'est d'ailleurs pas leur but, de ces oscillations importantes de la thermocline. Leur propos étant l'évolution moyenne,



a) Distribution verticale de l'éclairement énergétique descendant en valeur relative les 31/5, 1, 3 et 5/6/77.
b) Distribution verticale moyenne de l'éclairement énergétique descendant en valeur relative.
c) Profil vertical du coefficient d'extinction déduit de la courbe b.

Figure 4 : détermination du coefficient d'extinction. ATOCE

nous avons dû définir un profil moyen initial et un profil moyen final (Figure 5). Chacun de ces profils est obtenu en conservant pour la couche homogène la température instantanée correspondant à l'heure du profil, et en prenant sous la couche homogène, la moyenne arithmétique sur 18 heures des températures à chaque niveau de profondeur.

La comparaison des deux profils montre le changement durant les cinq jours de la campagne entre une structure thermique stratifiée initiale, et une structure finale avec couche homogène d'épaisseur 25 à 30 m. De la même manière, nous avons pu tracer (Figure 5) l'évolution de l'épaisseur de la couche de mélange calculée à partir des profils thermiques moyennés heure par heure. Ce tracé comporte une certaine part d'incertitude puisque la température n'est mesurée avec la chaîne de thermistances que tous les cinq mètres de profondeur. De plus, on note l'effet des ondes internes de période 18 heures pour les températures mesurées entre 21 m et 51 m (Figure 6).

Le 31 mai, si la couche de mélange existe, son épaisseur est inférieure à 6 m (immersion du deuxième capteur de la chaîne de thermistance). Jusqu'au 3 juin au soir, la couche de mélange ne dépasse pas 15 m d'épaisseur. Dans la matinée du 4 juin, l'épaisseur augmente rapidement jusqu'à 25 m et un dernier épaississement jusqu'à 30 m a lieu dans la nuit du 4 au 5 juin. On remarque donc que l'approfondissement se produit essentiellement lors des deux coups de vent qui sont aussi couplés avec deux maximums d'intensité du courant superficiel.

b) Mesure de courant

Lors d'une tempête précédente, l'un des trois câbles de retenue de la bouée BORHA II s'est rompu. Cet incident nous a empêché d'utiliser des courantomètres à immersion fixe en fonctionnement continu. Cependant, avec un profileur de courant, laissé en immersion fixe à 2 m, nous avons pu réaliser des mesures du courant de surface.

On remarque (Figure 7 a) des oscillations correspondant à la période d'inertie. Nous en avons déduit (Figure 7 b) l'hodographe intégré. Celui-ci met en évidence les oscillations d'inertie, la présence d'un courant permanent vers le Nord Nord-Ouest au début des mesures, et le changement dans la direction générale du courant vers le Sud Sud-Ouest correspondant au changement de

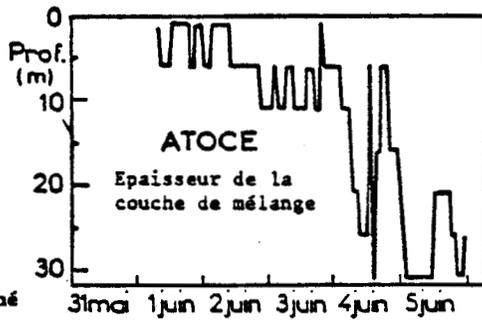
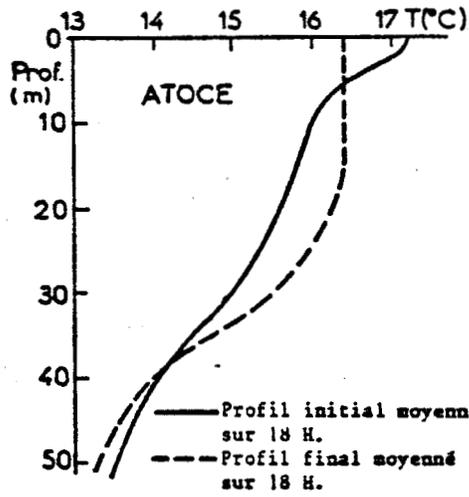
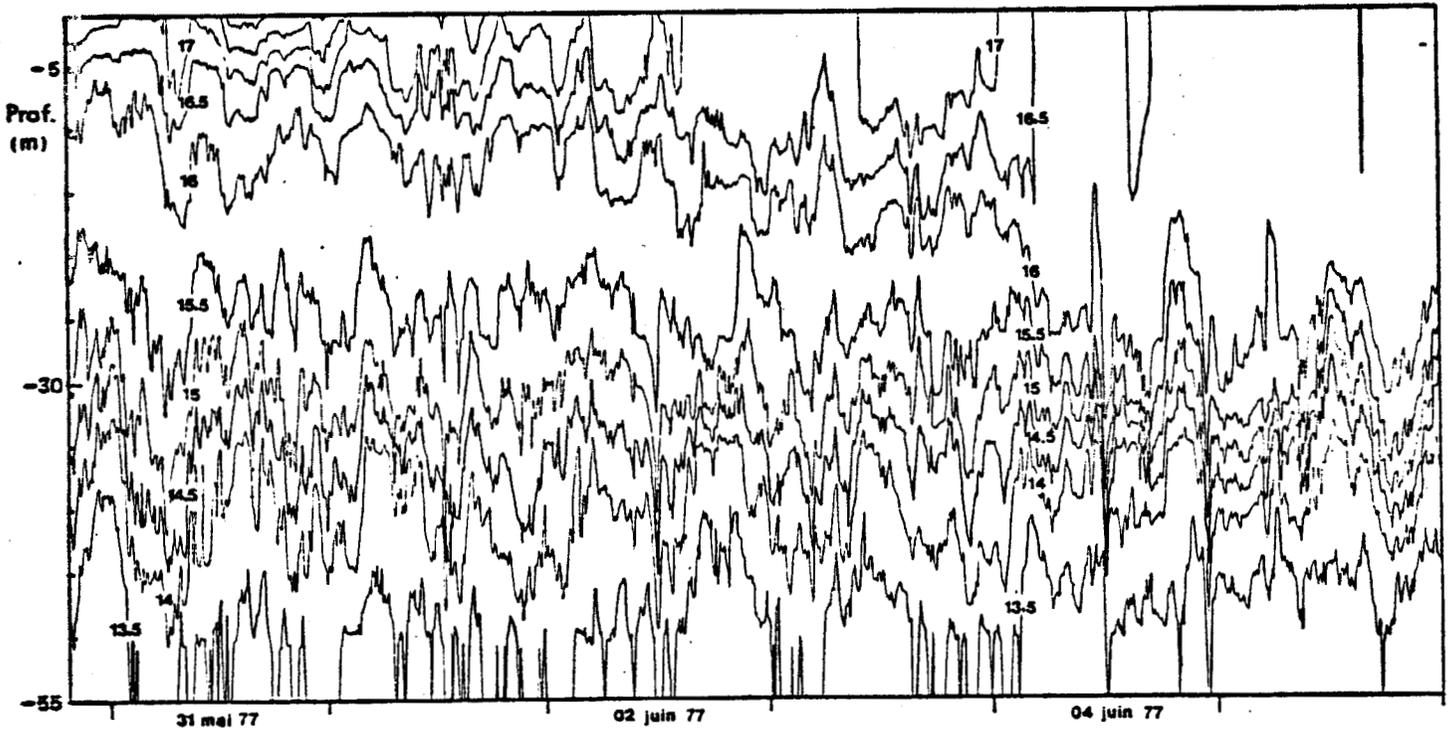


Figure 5 : Evolution de la structure thermique observée "ATOCE".

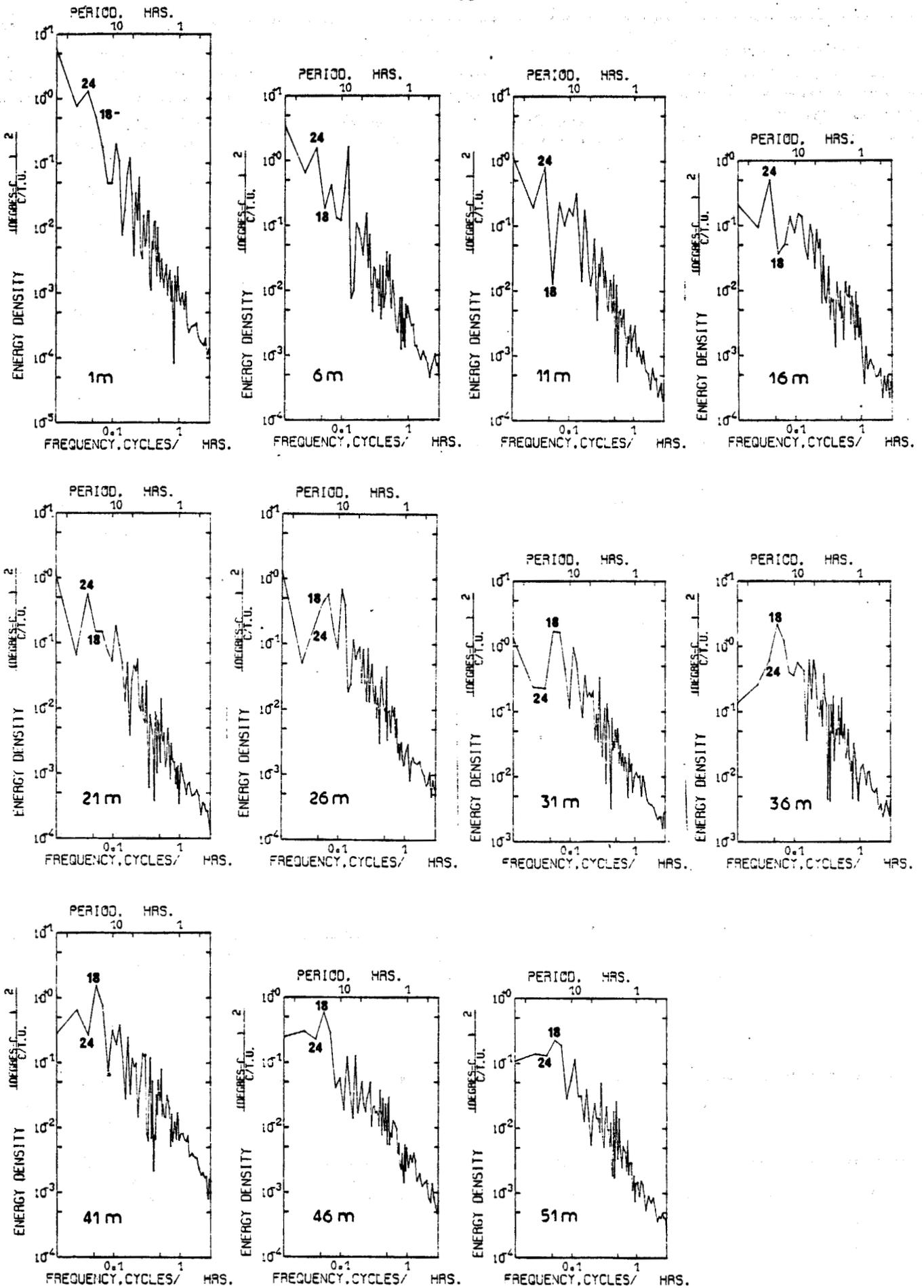


Figure 6 : Spectre de températures aux différentes profondeurs.

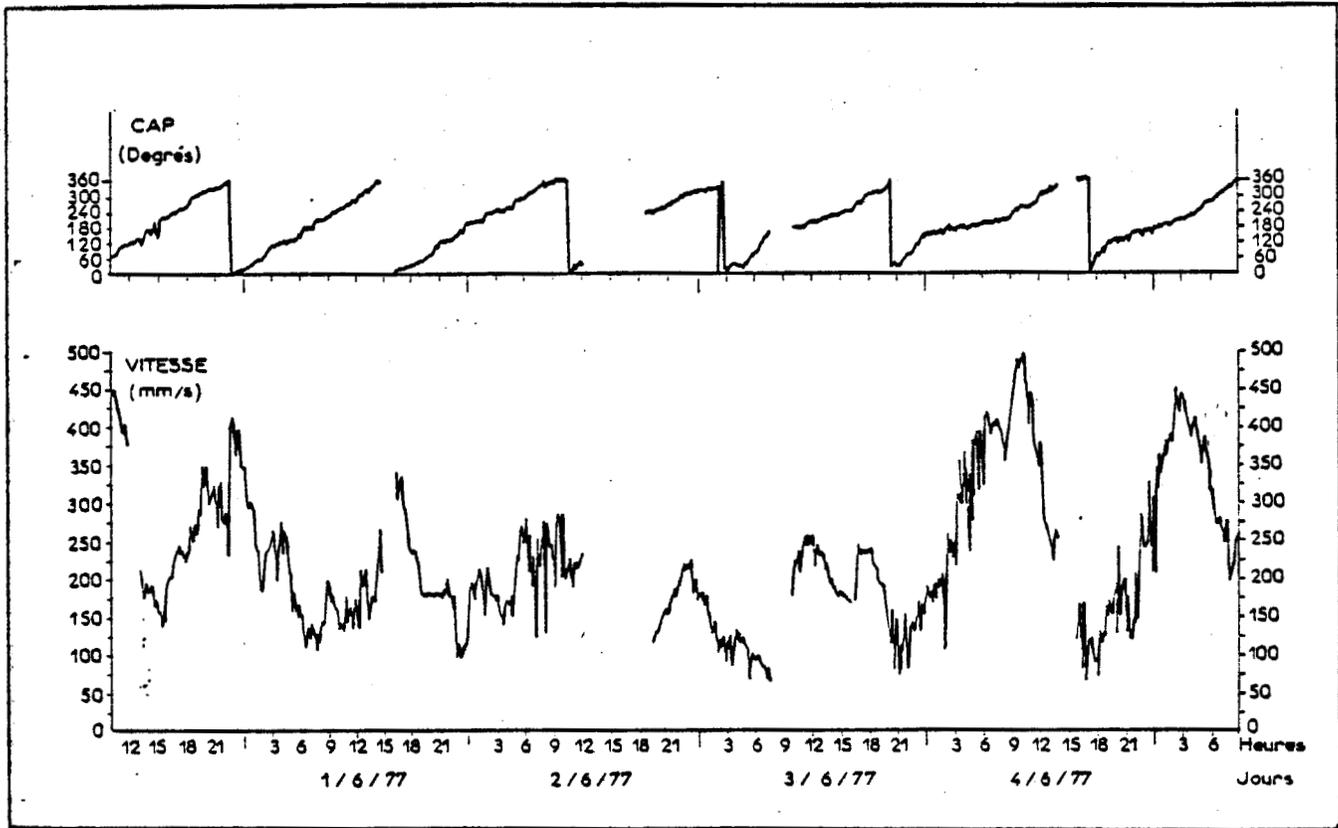


Figure 7 a

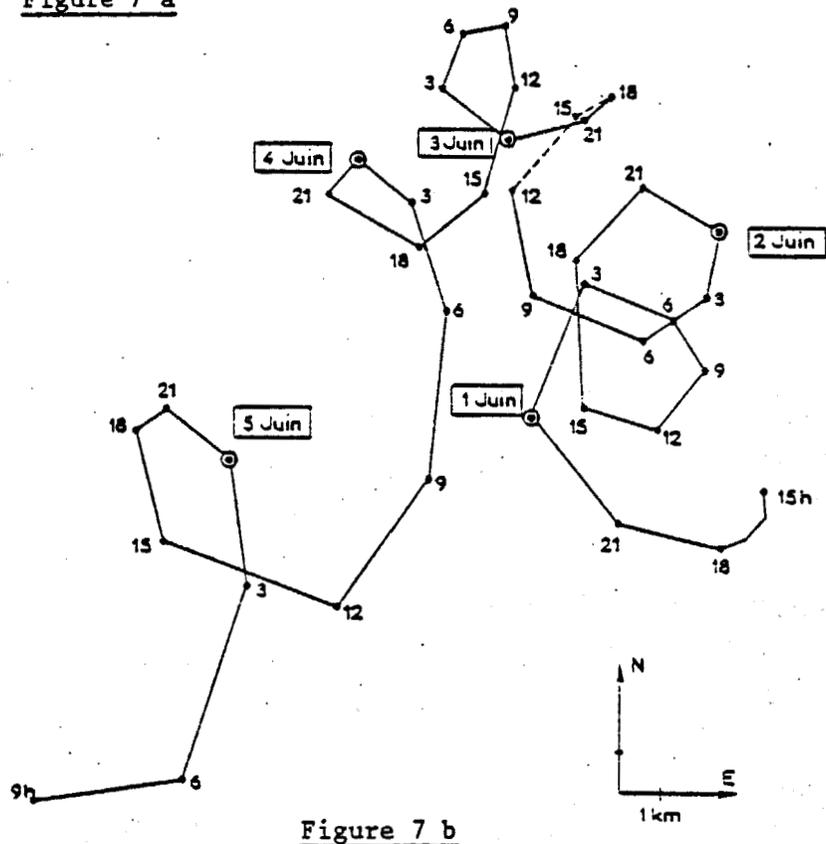


Figure 7 b

Figure 7 : a) Mesures du courant de surface ATOCE.

b) Hodographe intégré du courant de surface mesuré.

direction du vent dans la journée du 2 juin. On remarque enfin deux maximums d'intensité du courant le 4 juin vers 9 h et le 5 juin vers 3 h correspondant aux deux maximums dans l'intensité du vent et le 4 juin vers 0 h et vers 22 h.

Il semble donc que les 3 derniers jours, le courant superficiel soit principalement influencé par le vent local, tandis que pendant les 3 premiers, le courant assez fort n'est pas induit par le vent local qui est relativement faible.

B. CAMPAGNE "THERMOCLINE 77"

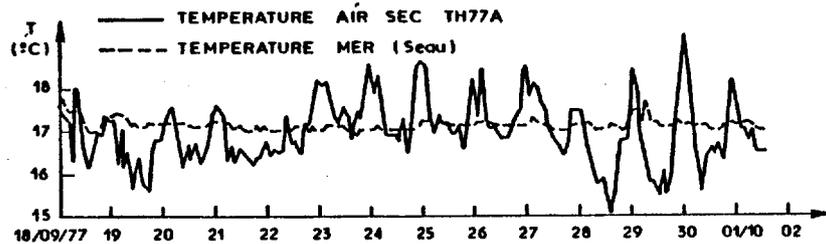
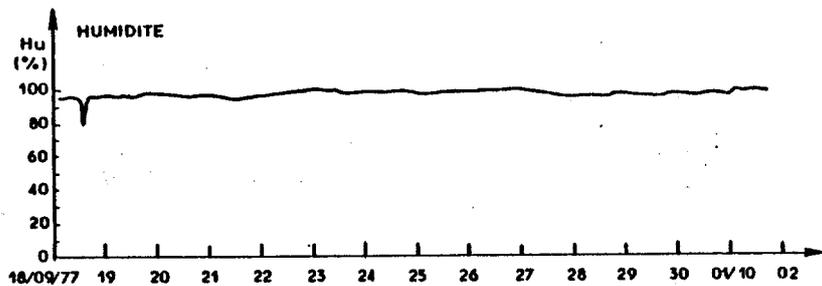
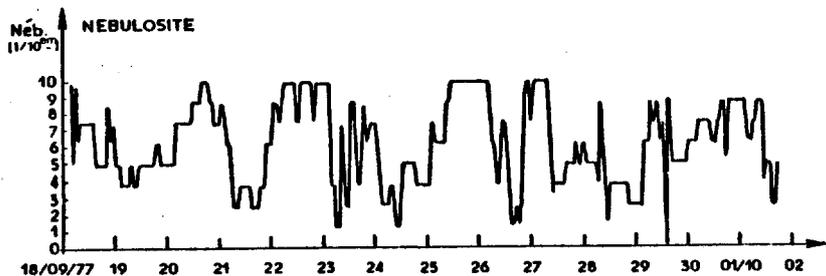
Cette campagne dont le maître d'oeuvre était le Service Hydrographique et Océanographique de la Marine (SHOM) s'est déroulée en deux parties : Thermocline 77 A du 16 septembre au 2 octobre et Thermocline 77 B du 12 octobre au 28 octobre 1977. Les mesures ont été effectuées à bord du "D'ENTRECASTEAUX" en Atlantique Nord dans une zone centrée environ sur 46°45 N et 11° W. De même que pour la campagne ATOCE les résultats des mesures effectuées par le Laboratoire d'Océanographie Physique de l'Université de Bretagne Occidentale (L.O.P.-U.B.O.) lors de cette campagne ont été en totalité publiés dans un premier rapport DRET par J.P. GIRARDOT, J.P. LE SAOS, J.Y. LE TAREAU, V. MARIETTE et R. MAZE (1978). Nous ne redonnons ici que les méthodes et résultats des mesures nécessaires à la mise en oeuvre des modèles de prévision de la couche superficielle de l'océan.

1°) Mesure des paramètres météorologiques

Nous avons repris les mesures de routine effectuées avec les appareils du bord toutes les heures par le personnel navigant du "D'ENTRECASTEAUX". Les variations en fonction du temps des paramètres météorologiques : pression atmosphérique, température air sec, nébulosité, humidité (celle-ci étant déduite des températures données par le thermomètre sec et le thermomètre mouillé), vitesse et direction du vent sont données figure 8 pour TH 77 A et figure 9 pour TH 77 B. Nous y avons joint les variations de la température de surface de la mer mesurée au seau.

Lors de TH 77 A, les quatre premiers jours sont caractérisés par une situation anticyclonique avec vent de secteur Est assez fort, ensuite il y a passage d'une dépression le 23 septembre, les vents tournant au Sud Ouest avec des pointes de 40 noeuds, puis faiblissant en restant de secteur Ouest. On remarque que la température de l'air est inférieure à celle de la mer les quatre

TH77 A



TH77 A

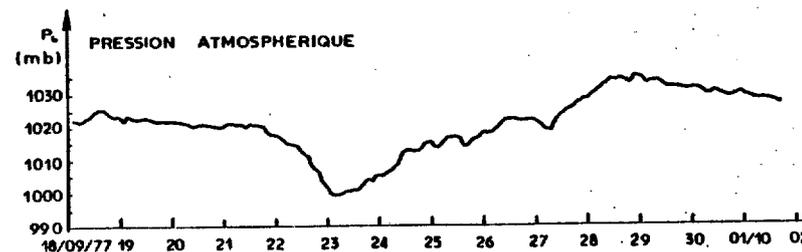
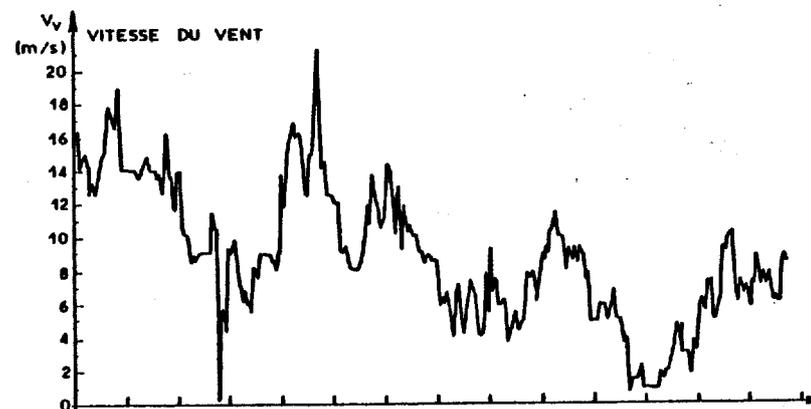
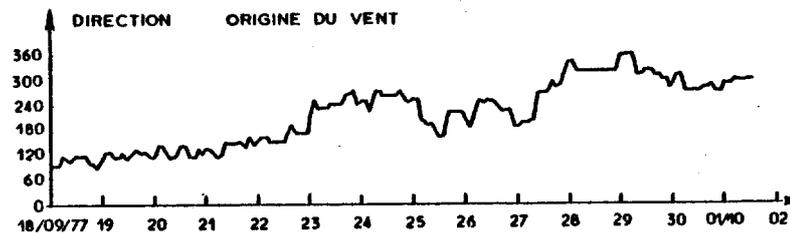


Figure 8 : Paramètres météorologiques TH 77 A.

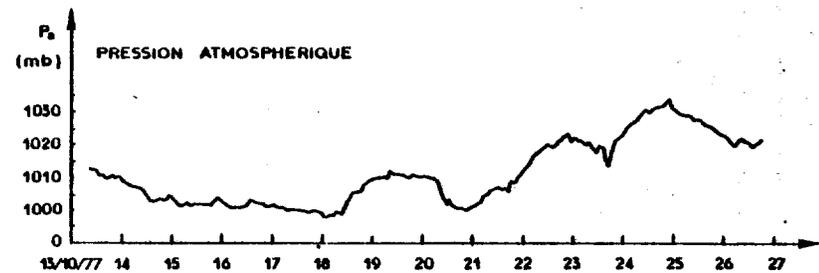
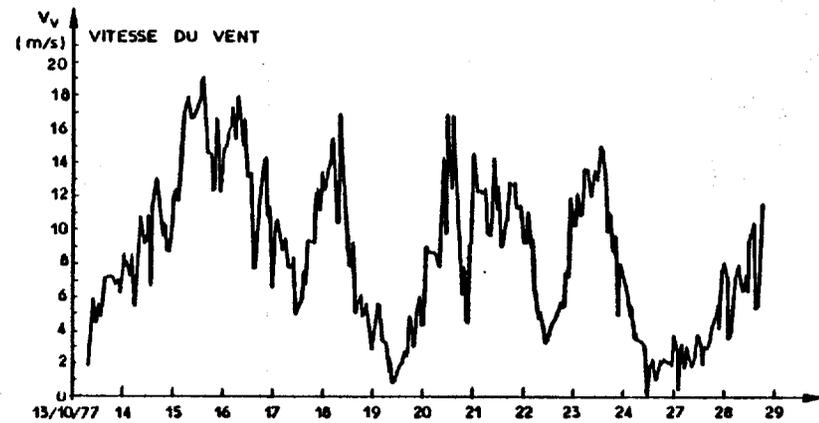
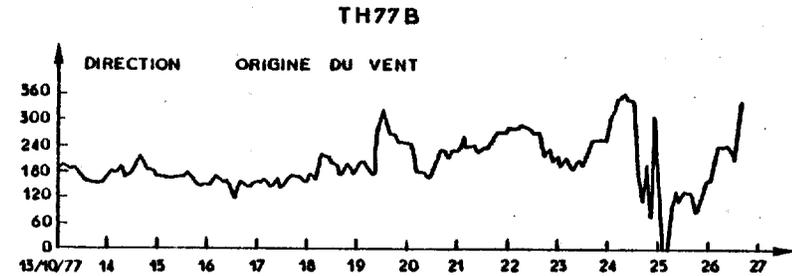
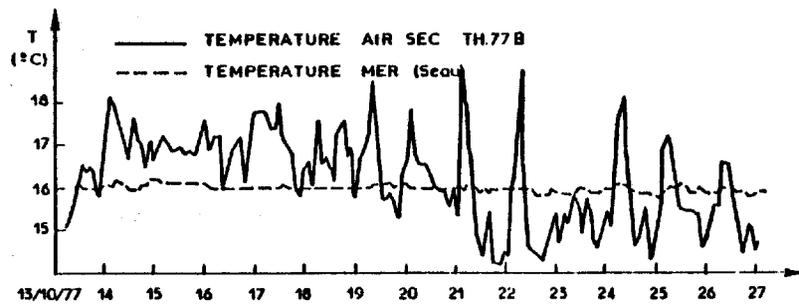
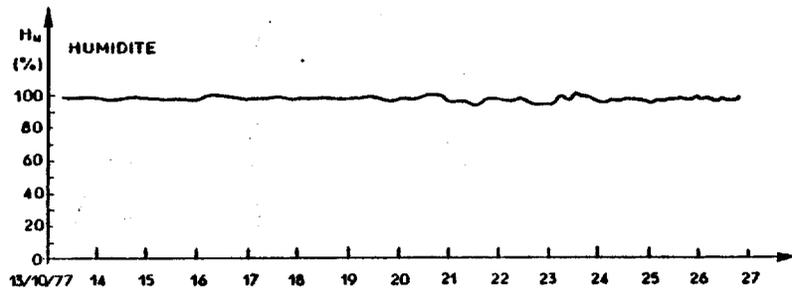
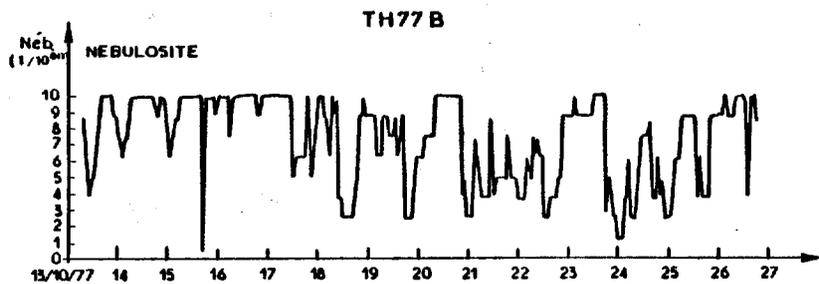


Figure 9 : Paramètres météorologiques TH 77 B.

premiers jours et les quatre derniers jours, condition favorable à une forte évaporation.

Lors de TH 77 B, durant les cinq premiers jours on est en régime de basse pression avec vent de secteur Sud Est d'abord faible puis fort avec des pointes à 35-40 noeuds en particulier dans la nuit du 15 au 16 octobre et dans la journée du 18. Les deux journées du 19 et 20 se caractérisent par une remontée de la pression atmosphérique et par des vents faibles passant au Sud Ouest. Après le passage d'une dépression dans la nuit du 20 au 21 avec des pointes de vent à 35 noeuds de secteur Sud, la pression remonte, les vents revenant au secteur Ouest et la température de l'air passant de 17°C à 15°C. Les 25 et 26 octobre, vent faible de direction variable. D'autre part, on note que les cinq derniers jours, la température de l'air est inférieure à celle de la mer.

En résumé, la campagne THERMOCLINE 77 s'est déroulée dans des conditions météorologiques caractéristiques de l'automne, c'est-à-dire, des vents assez forts et l'air souvent plus froid que la mer.

2°) Mesure des flux radiatifs

Pour mesurer les flux radiatifs nous avons utilisé les mêmes appareils que ceux utilisés pour la campagne ATOCE à savoir, deux pyranomètres EPPLEY pour le rayonnement solaire incident Q_s et réfléchi Q_r et deux pyrgéomètres EPPLEY pour le rayonnement infra-rouge incident Q_a et émis Q_b .

Un pyranomètre et un pyrgéomètre ont donc été placés au-dessus de la passerelle pour la mesure des rayonnements incidents, tandis qu'un pyranomètre et un pyrgéomètre étaient installés sur un tangon de 2 mètres de long fixé à l'étrave du navire pour la mesure des rayonnements réfléchis et émis par la mer.

Il nous a été impossible, lors des périodes de gros temps, de maintenir à poste le tangon où étaient fixés les appareils mesurant Q_r et Q_b d'où des interruptions dans les mesures correspondantes. En l'absence de mesures, les flux Q_r et Q_b ont été calculés d'après les formules empiriques suivantes :

$$Q_r = 0,08 \times Q_s \text{ avec } Q_s \text{ valeur mesurée}$$

$$Q_b = \epsilon \cdot \sigma \cdot \theta_s^4 \text{ avec } \epsilon = 0,96 ; \sigma = 5,6698 \cdot 10^{-8} \text{ S.I. et } \theta_s \text{ température absolue de surface de la mer.}$$

Ainsi, avec l'aide de ces mesures nous avons pu évaluer l'ensemble du bilan thermique pour chacune des deux parties (Figure 10).

Les mesures du coefficient d'extinction ont été effectuées par D. RENOARD (Institut Mécanique de Grenoble) et les résultats publiés dans le rapport DRET "Campagne de mesures à la mer THERMOCLINE 77 résultats". Nous reproduisons figure 11, les valeurs ainsi obtenues du coefficient d'extinction en fonction de la profondeur.

3°) Mesure des températures

Pour suivre l'évolution de la structure thermique dans les 100 premiers mètres, nous avons mesuré la température toutes les 5 minutes de 0 à 100 m au moyen de deux chaînes de thermistances AANDERAA mises bout à bout, les capteurs des 30 premiers mètres étaient protégés du rayonnement direct à l'aide d'un ruban adhésif blanc. Les deux chaînes de thermistances étaient suspendues sous une bouée satellite d'une bouée dérivante avec une ligne de 3 000 m.

a) Mesure des températures pendant TH 77 A

Suite à des difficultés dans la tenue du mouillage, nous avons dû interrompre celui-ci pour effectuer les réparations nécessaires. Du fait de cette interruption dans les mesures de température, nous désignerons par la suite la période du 17/09/77 au 21/09/77 à 12 h 40 par TH 77 A₁ et la période suivante du 21/09/77 au 02/10/77 à 7 h 20 par TH 77 A₂.

Des variations de la température à immersion fixe, nous avons déduit l'évolution des isothermes (Figure 12). On remarque la présence d'une couche superficielle homogène de 40 m environ d'épaisseur dont la température diminue de 0,2°C pendant TH 77 A₁ et ensuite reste stable. On note d'autre part, entre 40 m et 60 m de profondeur, une thermocline, de gradient thermique 0,20°C . m⁻¹ environ, qui est le siège d'ondes internes de période correspondant à la marée semi-diurne ; cette période est parfaitement mise en évidence par les spectres de température (Figure 13) réalisés pendant TH 77 A₂. Pour l'étude de l'évolution du profil thermique en relation avec les conditions météorologiques, nous devons filtrer ces oscillations et plus particulièrement définir des profils moyens initial et final. Pour cela, nous avons opéré de la façon suivante :

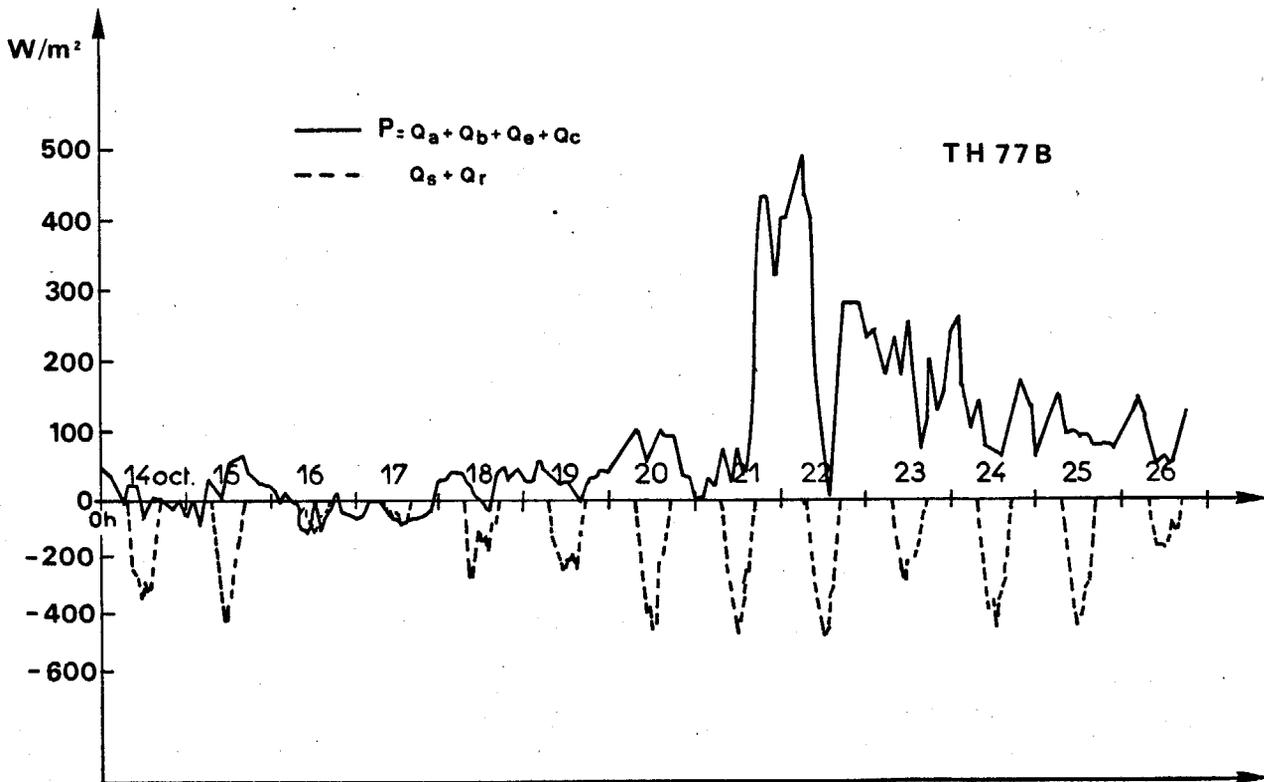
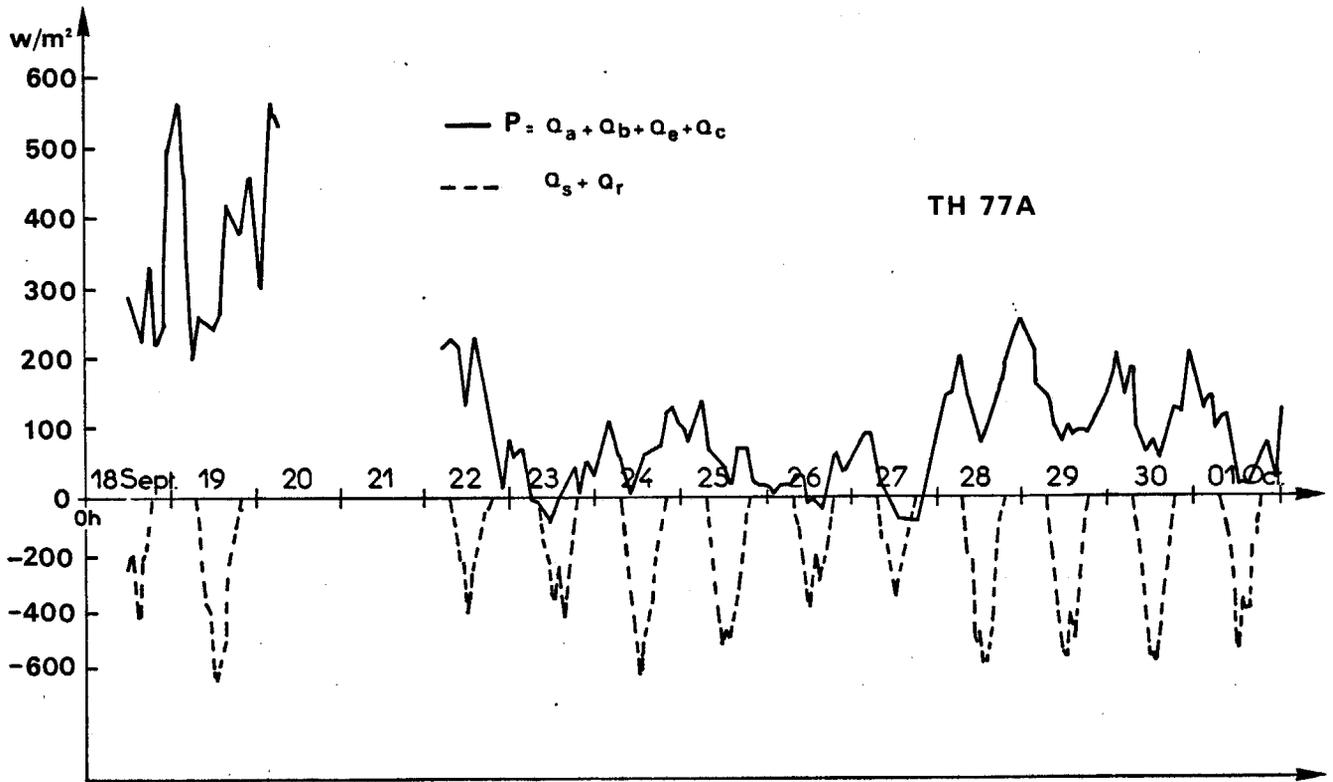


Figure 10 : Bilan thermique TH 77.

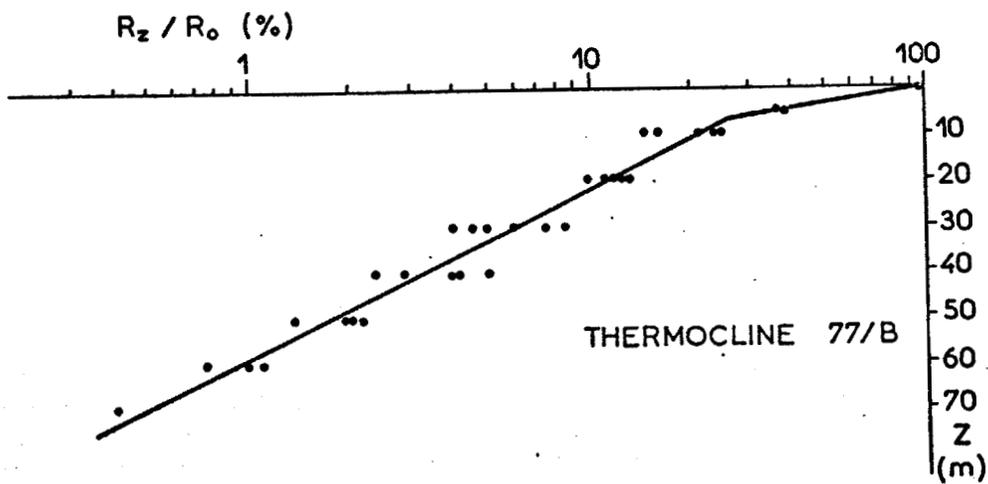
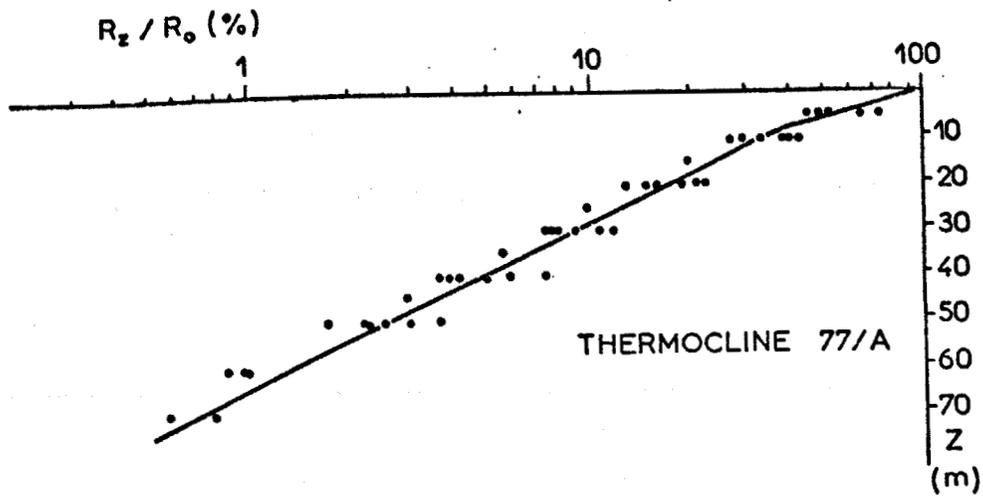


Figure 11 : Détermination du coefficient d'extinction TH 77.

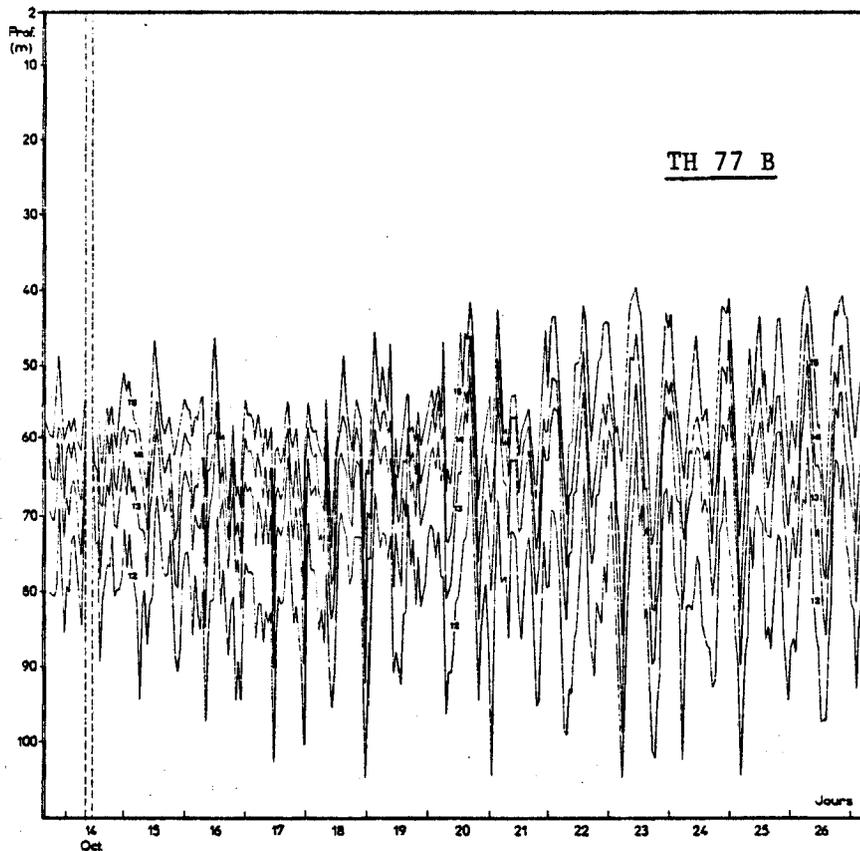
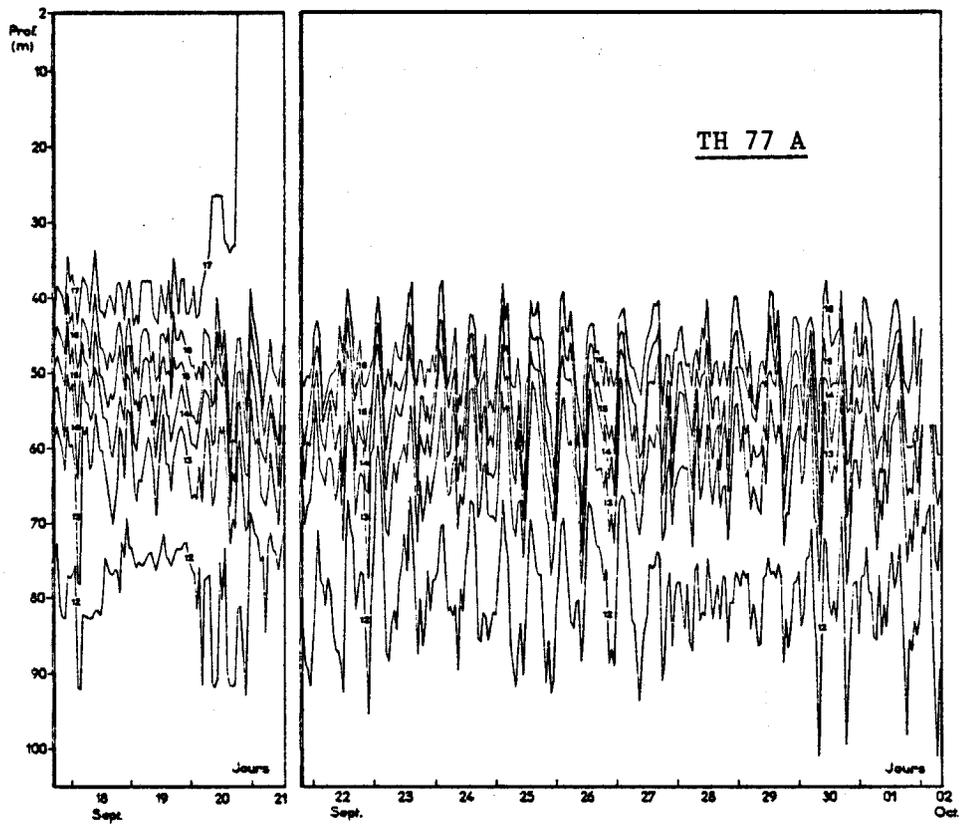


Figure 12 : Tracé des isothermes TH 77.

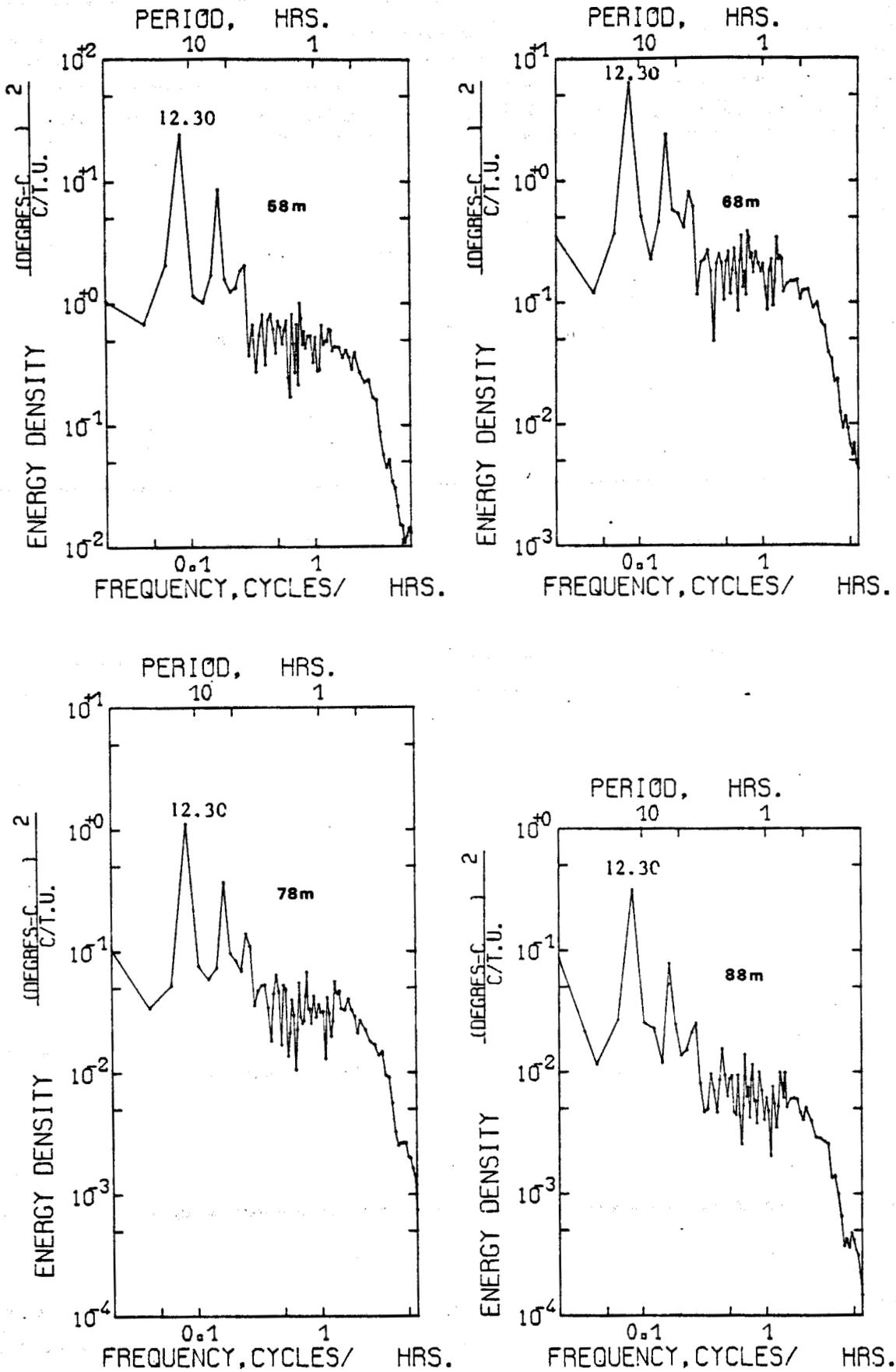


Figure 13 : Spectres des températures pendant TH 77 A2.

L'acquisition des données se faisant toutes les 5 minutes, nous avons, dans un premier temps, moyenné ces données sur 60 minutes de manière à pouvoir tracer les profils mesurés heure par heure ; puis se plaçant à une température donnée, nous avons pris la moyenne des profondeurs indiquées par chacun des 12 profils horaires. La figure 14 où nous avons juxtaposé profil initial et profil final, montre peu de changement dans la structure thermique durant TH 77 A : un refroidissement de $0,2^{\circ}\text{C}$ de la couche homogène durant TH 77 A₁ et une légère diminution de l'épaisseur de la couche homogène lors de TH 77 A₂.

b) Mesure des températures durant TH 77 B

Les mesures ont débuté le 13/10/77 à 16 h 35 jusqu'au 14/10/77 à 8 h 15. En effet, le mouillage a dû être remonté pour inspection et vérification. Les mesures ont pu reprendre le 14/10/77 à 11 h 50, elles se sont terminées le 27/10/77 à 5 h 50 pour la chaîne 50-100 m et le 27/10/77 à 8 h 05 pour la chaîne 0-50 m. Au moment du dépouillement, nous avons constaté que plusieurs thermistances n'avaient pas fonctionné, ceci provient certainement des méthodes employées pour mouiller et relever les chaînes de thermistances (ragage contre la coque). Les problèmes ont eu lieu pour les immersions 27 m, 32 m, 42 m, 47 m et 78 m.

De l'évolution en fonction du temps de la température à immersion fixe, nous avons déduit le tracé des isothermes (Figure 12). Comme pour la première partie TH 77 A, on remarque la présence d'une couche homogène d'épaisseur 50 m environ et dont la température diminue légèrement de $15,7^{\circ}\text{C}$ à $15,6^{\circ}\text{C}$ durant les 11 jours. On note cependant que cette couche homogène est plus épaisse et plus froide que celle existant durant TH 77 A. Entre TH 77 A et TH 77 B, il est difficile de savoir s'il y a eu évolution de la masse d'eau sous l'influence des conditions atmosphériques ou si on n'a pas retrouvé la même masse d'eau pour TH 77 B.

La couche homogène est limitée inférieurement par une thermocline dont le gradient de température est de l'ordre de $0,25^{\circ}\text{C} \cdot \text{m}^{-1}$, avec des oscillations de période correspondant à la marée semi-diurne. Il nous a donc fallu définir des profils initial et final moyennés selon la même méthode que celle indiquée pour la première partie TH 77 A. La juxtaposition de ces profils (Figure 14) montre à nouveau qu'excepté le refroidissement de $0,1^{\circ}\text{C}$, la structure thermique n'a pas changé bien qu'il y eut du vent assez fort. On pourrait cependant noter un épaississement de la thermocline mais étant donné l'imprécision de la définition du profil moyenné final, il est difficile de savoir si cet épaississement correspond à un phénomène réel.

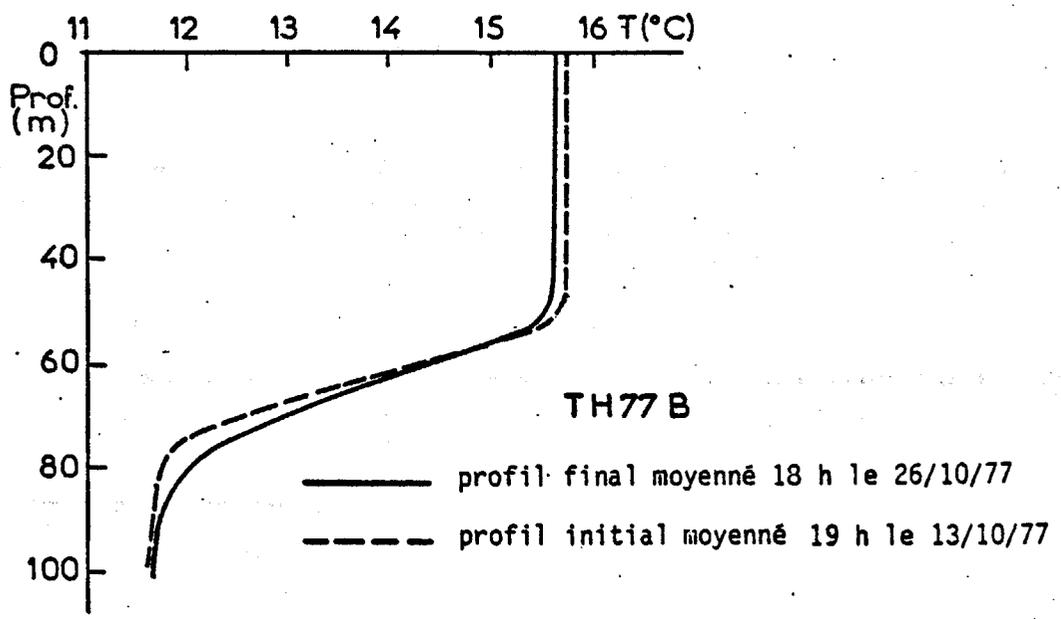
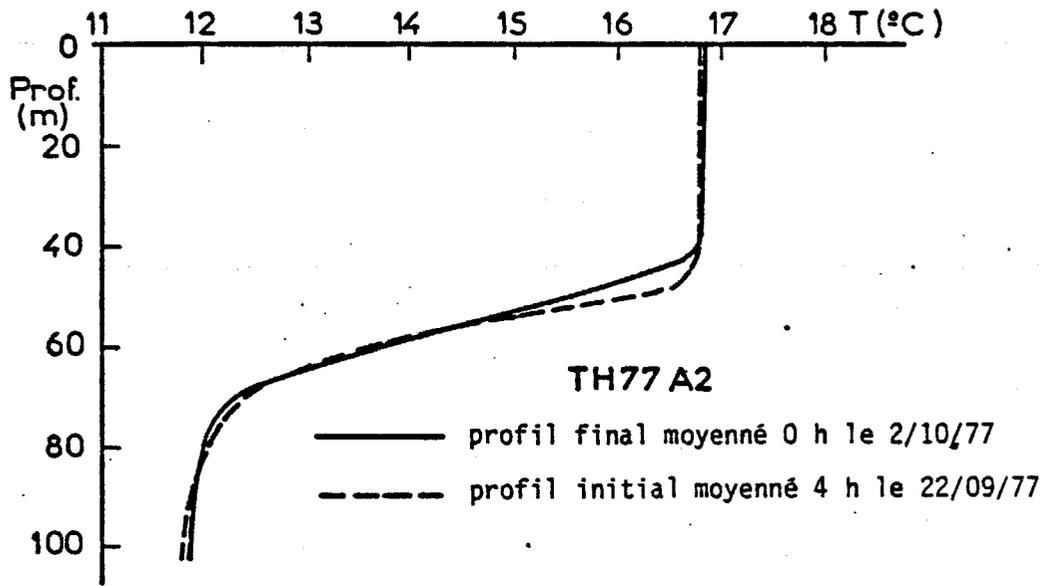
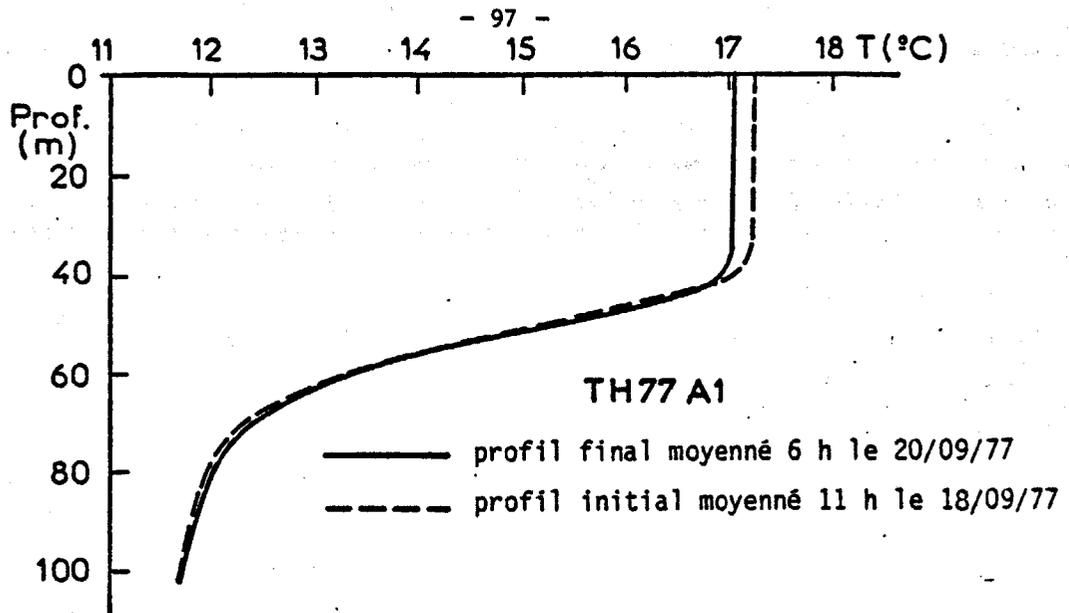


Figure 14 : Profils moyens initial et final mesurés "TH 77"

4°) Mesure des courants à immersion fixe

Nous avons essayé de mesurer l'évolution du champ de courant de part et d'autre de la thermocline. Ainsi, nous avons suspendu sous la bouée dérivante deux courantomètres Aanderaa, de telle sorte que l'un se trouve dans la couche homogène (38 m) et l'autre sous la thermocline (140 m). La période d'acquisition de ces mesures était de cinq minutes. Comme le mouillage n'était pas ancré sur le fond, nous avons obtenu en fait des données de courant relatives. Malheureusement, à la suite d'incidents de mouillage et de mauvais fonctionnements des enregistreurs (rotor bloqué, dérive cassée, bande magnétique illisible), nous n'avons pas de mesures de courant durant TH 77 A.

Par contre, au cours de la deuxième partie, TH 77 B, tout a fonctionné normalement. Les évolutions en fonction du temps des courants à 38 m et à 140 m et des hodographes intégrés qui s'en déduisent sont données respectivement figures 15 et 16. Tous ces résultats nous ont permis de mettre en évidence :

- Une dérive lente et régulière de la masse d'eau. Cette dérive peut être évaluée en composant la dérive du mouillage et le courant mesuré à 140 m de profondeur. En effet, les bouées n'étant pas ancrées au fond, le mouillage comportait un câble en nylon de diamètre 12 entre 1 400 et 3 000 m destiné à "l'ancrer" par sa trainée dans cette couche d'eau. La trajectoire suivie par le mouillage (Figure 17) donne une direction générale vers le Sud Ouest avec une vitesse moyenne de l'ordre de 5 cm/s. D'après la figure 16, le mouvement relatif de l'eau à 140 m par rapport au mouillage porte au Sud puis au Sud Ouest avec une vitesse moyenne de 10 cm/s. On peut en déduire un mouvement tourbillonnaire anticyclonique avec une vitesse de l'ordre de 15 cm/s de la masse d'eau étudiée que l'on pourrait rapprocher des tourbillons mis en évidence par MADELAIN et KERUT (1978) dans la même zone de l'Atlantique.

- Par rapport à ce mouvement général de la masse d'eau un mouvement moyen de la couche homogène superficielle influencé par le vent. Celui-ci est particulièrement mis en évidence par la figure 18 où l'on a tracé le courant relatif : $\vec{U}_{38\text{ m}} - \vec{U}_{140\text{ m}}$ avec le vent moyenné sur douze heures. On remarque en effet que lorsque le vent est fort (supérieur à 20 noeuds), le courant relatif à une direction comprise entre 45 et 90° à droite de celle du vent.

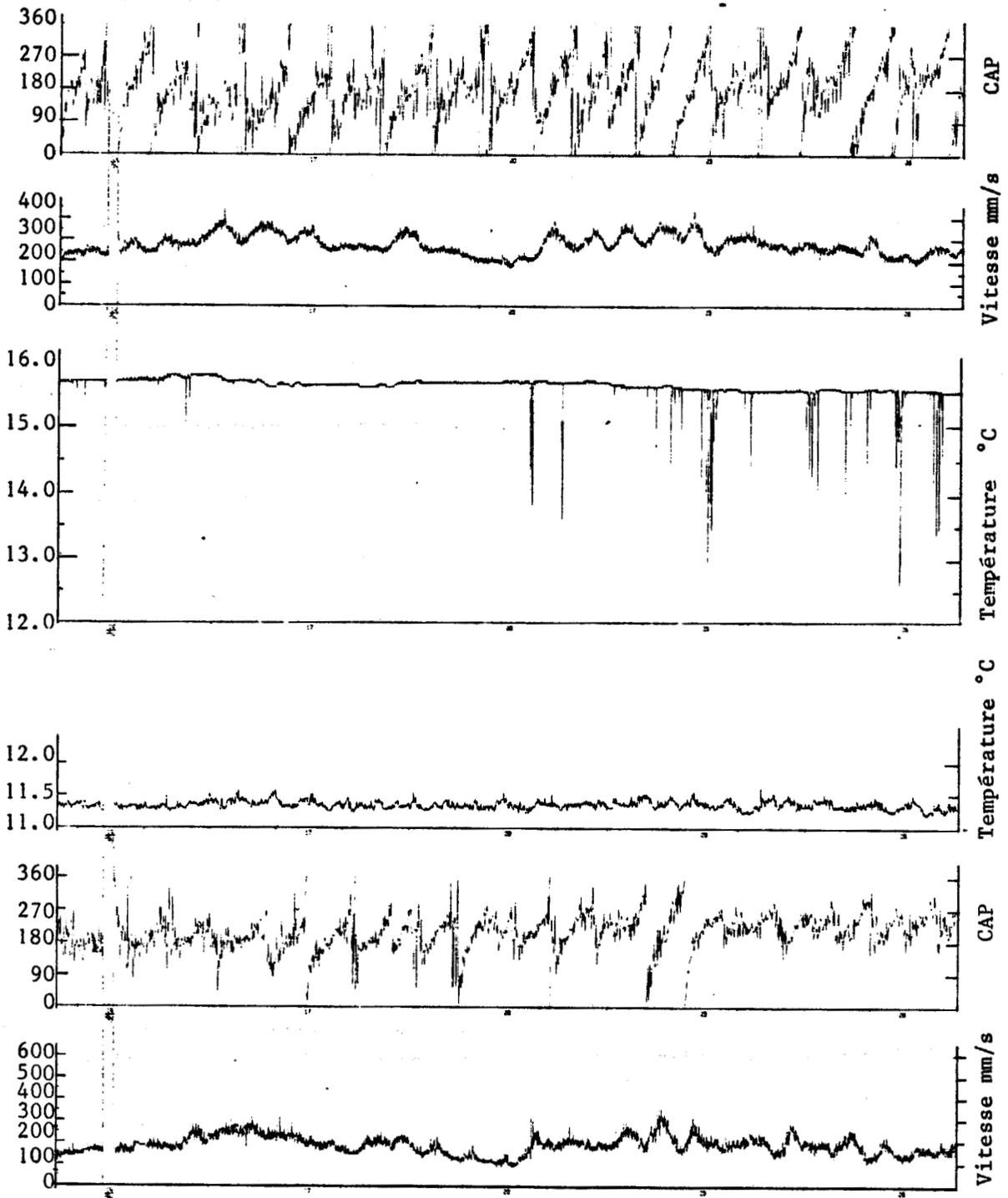


Figure 15 : Courants mesurés TH 77 B.

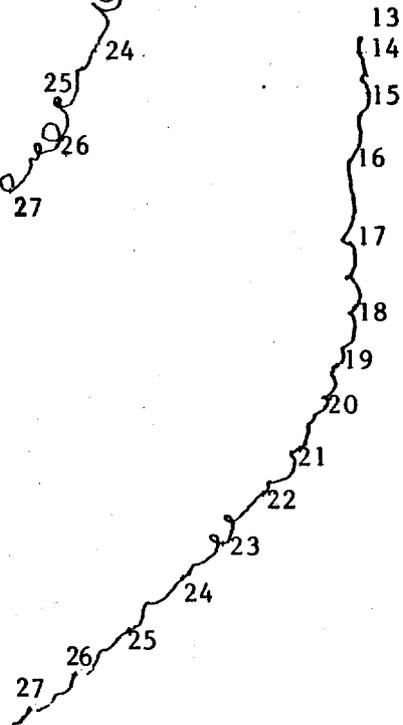
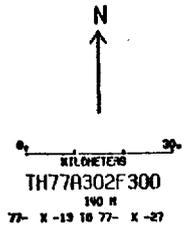
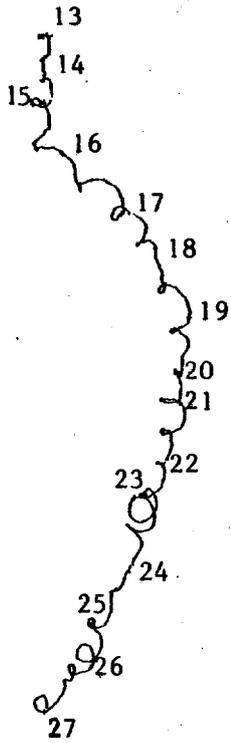
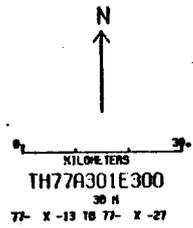


Figure 16 : Hodographes intégrés TH 77 B.

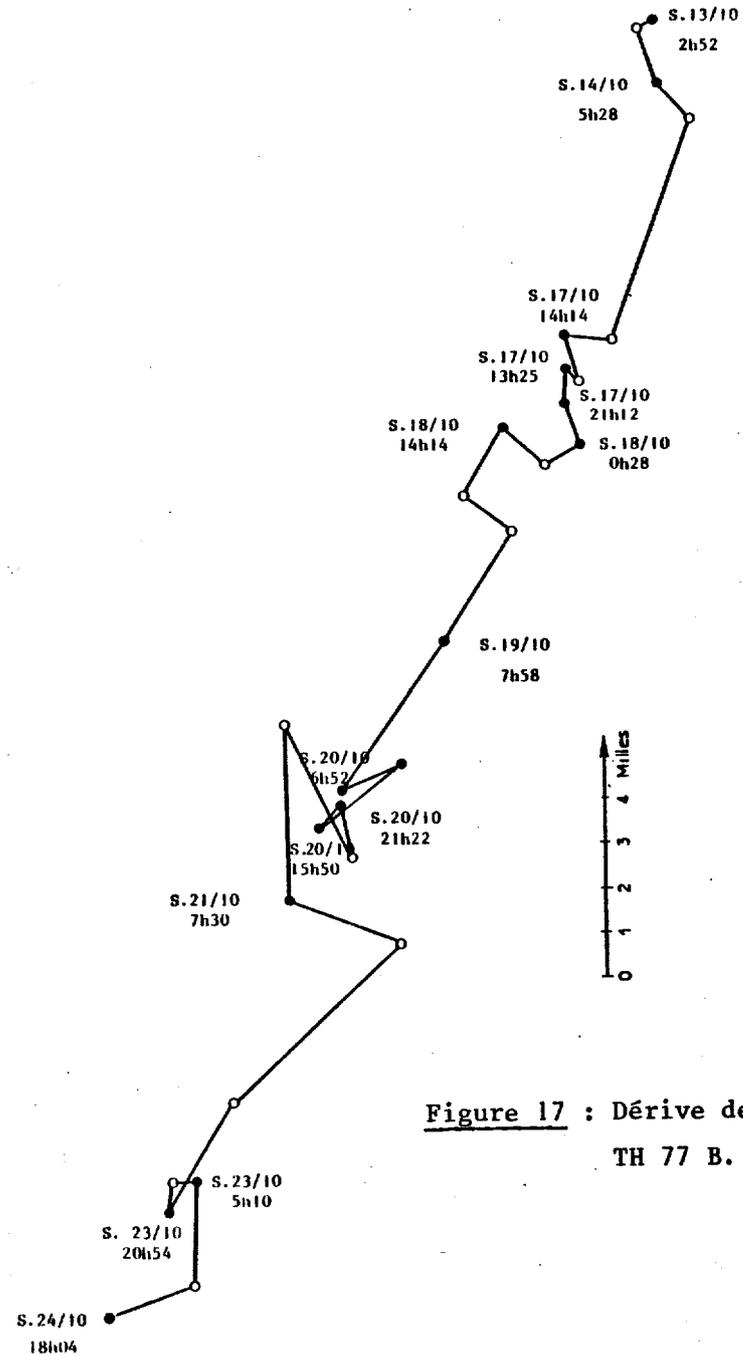


Figure 17 : Dérive de mouillage
TH 77 B.

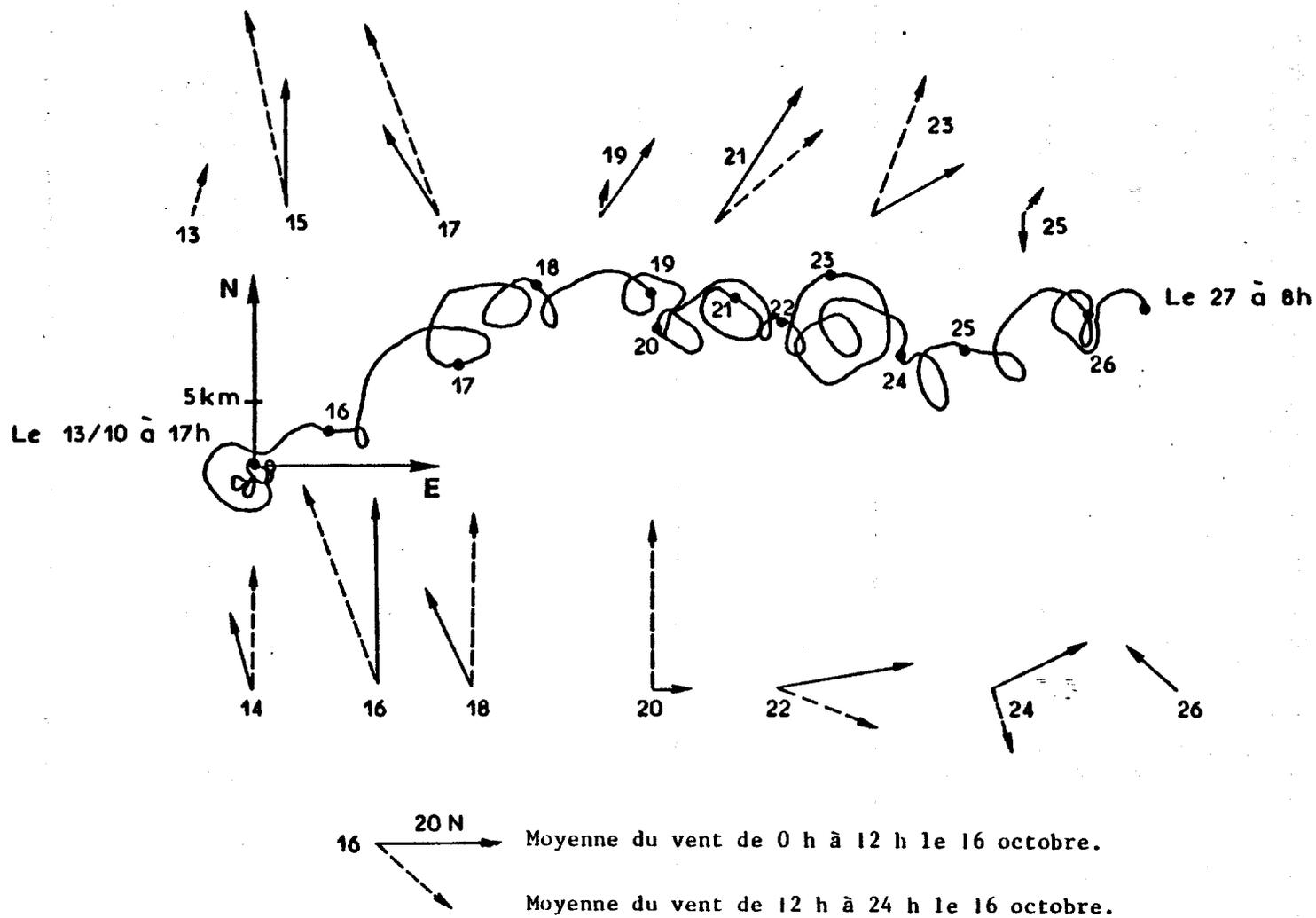


Figure 18 : Hodographe intégré du courant relatif $\vec{U}_{38\text{ m}} - \vec{U}_{140\text{ m}}$. Pendant THERMOCLINE 77 B.

- Un courant périodique résultant de la composition du courant d'inertie induit par le vent et du courant induit par l'onde de marée.

II - SIMULATIONS NUMERIQUES

Les deux types de modèles étudiés au chapitre I permettent, à partir d'une situation initiale mesurée, de calculer l'évolution thermique de la couche superficielle de l'océan en utilisant comme données les échanges d'énergie thermique et mécanique à l'interface océan - atmosphère. Nous nous proposons dans ce paragraphe, de confronter l'évolution calculée avec celle mesurée lors des campagnes ATOCE et THERMOCLINE 77. Rappelons que cette comparaison est possible si deux conditions sont remplies au mieux :

. Les mesures correspondant aux données et à l'évolution de la structure doivent être continues. Or, nous avons vu dans la deuxième partie que d'importantes difficultés empêchent l'acquisition de mesures vraiment correctes pour la température de l'air humide et le rayonnement infra-rouge. De même, l'utilisation de chaînes de thermistances avec espacement de 5 mètres ne permet pas une bonne précision de l'évaluation de l'épaisseur de la couche homogène.

. Les mesures doivent être réalisées dans les conditions générales océaniques requises par les hypothèses des modèles. Or, l'hypothèse essentielle commune aux deux types de modèles, est l'homogénéité horizontale qui implique en particulier l'absence d'advection horizontale et verticale de chaleur dans la colonne d'eau considérée. Ceci n'est jamais exactement le cas dans l'océan et nous verrons que, de ce fait, il est difficile de confronter les mesures de TH 77 A2 avec les résultats des données par les modèles.

1°) Conditions de validité

Avant d'effectuer une simulation de l'évolution de la structure thermique de la couche superficielle de l'océan à l'aide d'un modèle unidimensionnel, il faudrait s'assurer que les processus d'advection horizontale et verticale de chaleur sont négligeables par rapport aux effets des échanges thermiques et dynamiques à l'interface air - mer. Ces problèmes de validation des hypothèses d'utilisation des modèles unidimensionnels instationnaires ont été abordés par différents auteurs (PRICE et al., 1978 ; DAVIS et al., 1981 ; POLLARD, 1983).

A la différence de notre étude, ces auteurs disposaient d'un ensemble de mesures décrivant les variations spatiales des différentes variables. Nous reviendrons dans le paragraphe suivant sur la manière d'évaluer ces processus bi et tridimensionnels. Néanmoins, on peut s'appuyer sur l'étude de DAVIS et al. (1981) qui montre que dans la couche homogène de surface, la variation du contenu thermique est gouvernée principalement par les échanges locaux à l'interface air - mer, alors que sous cette couche homogène de surface, ces variations sont engendrées par des processus bi et tridimensionnels. Ne disposant que des mesures en un point, nous avons comparé la variation du contenu thermique calculée à partir des profils thermiques moyens initial et final (CTHf - CTHi), avec le bilan des échanges thermiques à l'interface air - mer (BILAN). Lorsque l'écart entre ces deux termes est assez faible, on supposera que les effets d'advection peuvent être négligés. Dans certains cas, il existe une différence entre ces deux termes, pouvant s'expliquer par un refroidissement sous la thermocline. On est donc amené à corriger le profil final dans sa partie située sous la thermocline par le profil initial aux immersions équivalentes. Si la nouvelle différence entre les deux termes est faible, on supposera encore que les effets d'advection peuvent être négligés à l'intérieur de la couche homogène ; dans le cas contraire, l'advection ne peut certainement pas être négligée.

A ce stade, il faut rappeler que le but de ces simulations numériques est de montrer qu'en ne considérant que les échanges locaux à l'interface air - mer, on pouvait représenter les principales variations du profil thermique. Il est certain que pour faire une comparaison très détaillée entre des simulations numériques et des résultats de mesures à la mer, il faudrait utiliser un modèle où tous les processus physiques pouvant intervenir sur l'évolution des couches superficielles de l'océan soient pris en compte. Ceci suppose a priori que tous ces processus soient connus et puissent être modélisés, ce qui à l'heure actuelle nous semble tout à fait prématuré à cause, notamment du nombre insuffisant de mesures à la mer.

Pour la campagne ATOCE :

$$CTHf - CTHi = (3,157 - 3,115) \cdot 10^9 = 42 \cdot 10^6 \text{ J.m}^{-2}$$

$$BILAN = - 52 \cdot 10^6 \text{ J.m}^{-2} \text{ (réchauffement)}$$

L'écart entre les deux termes peut s'expliquer par le refroidissement entre 39 m et 51 m mis en évidence par les deux profils thermiques (Figure 5). On est donc amené à corriger le profil final en le remplaçant entre

39 m et 51 m par le profil initial. On obtient alors :

$$CTHf \text{ (corrigé)} - CTHi = (3,167 - 3,115) \cdot 10^9 = 52 \cdot 10^9 \text{ J.m}^{-2}$$

On supposera négligeables les effets d'advection.

Pour TH 77 A1, ces effets seront négligés à condition de corriger, comme pour ATOCE, le profil thermique final entre 65 m et 90 m, par le profil initial. On obtient alors une diminution du contenu thermique :

$$CTHf \text{ (corrigé)} - CTHi = (6,034 - 6,068) \cdot 10^9 = -34 \cdot 10^6 \text{ J.m}^{-2}$$

correspondant bien à un bilan positif de refroidissement :

$$\text{BILAN} = +33 \cdot 10^6 \text{ J.m}^{-2}$$

L'écart entre les deux termes est faible puisqu'il correspond à un écart moyen de température inférieur à $0,01^\circ\text{C}$ sur la couche homogène d'épaisseur 40 m.

Pour TH 77 A2, on obtient un refroidissement de $-34 \cdot 10^6 \text{ J.m}^{-2}$, d'après les contenus thermiques et un réchauffement de $-37 \cdot 10^6 \text{ J.m}^{-2}$, d'après le bilan thermique à la surface. Cet écart entre les deux contenus thermiques est important, puisqu'il correspond à un écart moyen de température sur 50 m : $\Delta\theta = 0,32^\circ\text{C}$. Ce résultat contradictoire demeure, même si on corrige les profils thermiques sous la thermocline ou si on utilise d'autres formules empiriques pour calculer les échanges thermiques (KONDO, 1975). Nous devons en conclure qu'il y a une advection horizontale importante et qu'il ne sera donc pas possible d'effectuer les simulations numériques sur cette partie.

Pour TH 77 B, en corrigeant le profil thermique final entre 60 et 100 m, on obtient :

$$CTHf \text{ (corrigé)} - CTHi = (5,818 - 5,841) \cdot 10^9 = -23 \cdot 10^6 \text{ J.m}^{-2}$$

$$\text{BILAN} = +10 \cdot 10^6 \text{ J.m}^{-2} \text{ (refroidissement)}$$

Il subsiste une différence entre les deux termes correspondant à un écart de température de la couche homogène d'épaisseur 50 mètres égal à $0,06^\circ\text{C}$. Cet écart est suffisamment faible pour permettre avec certaines précautions, l'étude des simulations.

2°) Simulation avec le modèle MELLOR et DURBIN (1975)

On peut rappeler que la confrontation avec la réalité des résultats calculés avec le modèle MELLOR et DURBIN est relativement aisée car il n'y a

pas de paramètres d'ajustement.

a) Campagne ATOCE

Après avoir évalué un profil de courant initial, nous avons pu calculer l'évolution des profils thermiques et l'hodographe intégré du courant de surface (Figure 19). La comparaison entre les résultats numériques et les mesures *in situ* (Figure 20) montre un bon accord. En effet, on retrouve les deux approfondissements de la couche homogène de surface ayant eu lieu vers 12 h le 4 juin et en début de journée le 5 juin ; de même, on retrouve sur l'hodographe intégré du courant simulé (Figure 19) les changements de direction mesurés *in situ* (Figure 7). Enfin, les énergies potentielles correspondant aux profils thermiques finaux calculés ($37,63 \cdot 10^3 \text{ kg.s}^{-2}$) et mesurés ($37,57 \cdot 10^3 \text{ kg.s}^{-2}$) sont proches l'une de l'autre.

b) Campagne THERMOCLINE 77

Pour la campagne TH 77 A1, les simulations numériques montrent un refroidissement de la température de surface un peu trop important ($0,1^\circ\text{C}$) et un approfondissement de la couche homogène de surface légèrement trop grand (Figure 21). Quant à la campagne TH 77 B, la comparaison entre les résultats numériques et les mesures *in situ* révèlent un accord satisfaisant malgré une couche homogène de surface simulée un peu trop importante (Figure 21).

3°) Simulation avec le modèle NIILER et KRAUS (1977)

Le modèle NIILER et KRAUS est caractérisé par les trois paramètres m , n , s , quantifiant l'énergie cinétique turbulente disponible depuis l'action du vent sur les vagues, la convection et l'instabilité dynamique au bas de la couche homogène. Le problème revient donc à déterminer les valeurs de ces trois paramètres induisant l'évolution de la structure thermique la plus proche de celle mesurée. Pour utiliser ce modèle en fonctionnement prévisionnel, il faudrait que cet ensemble de valeurs varie peu d'une campagne à l'autre, ou bien que l'on sache définir quel ensemble de valeurs convient dans tel type de situation météo-océanographique.

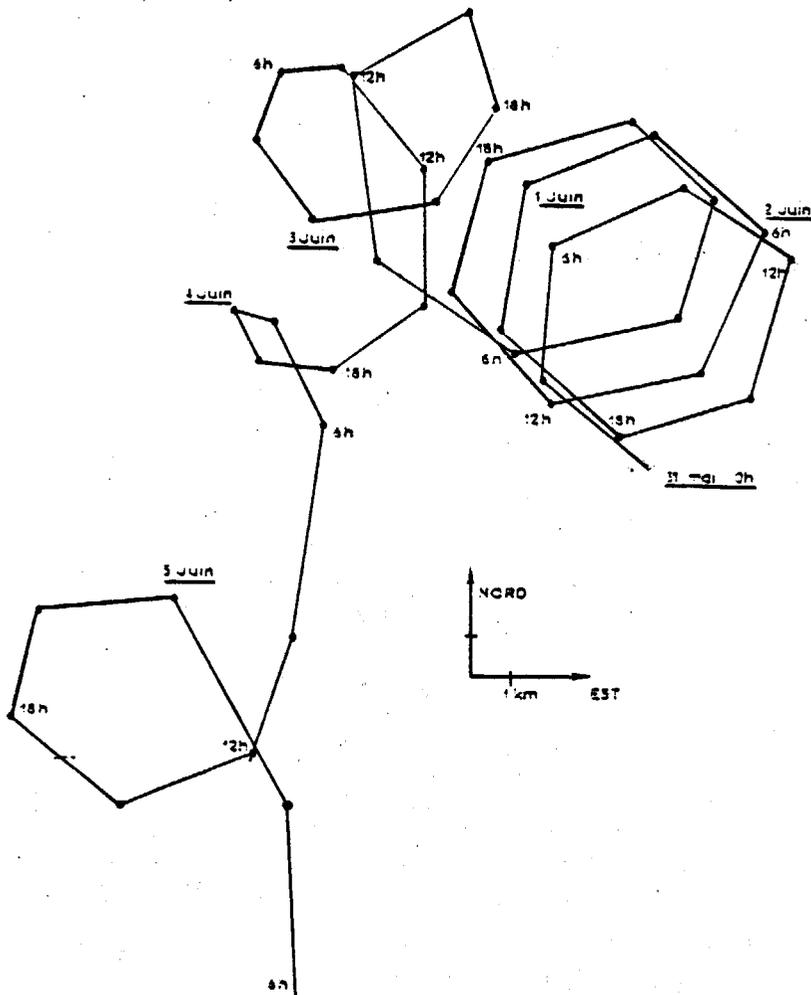
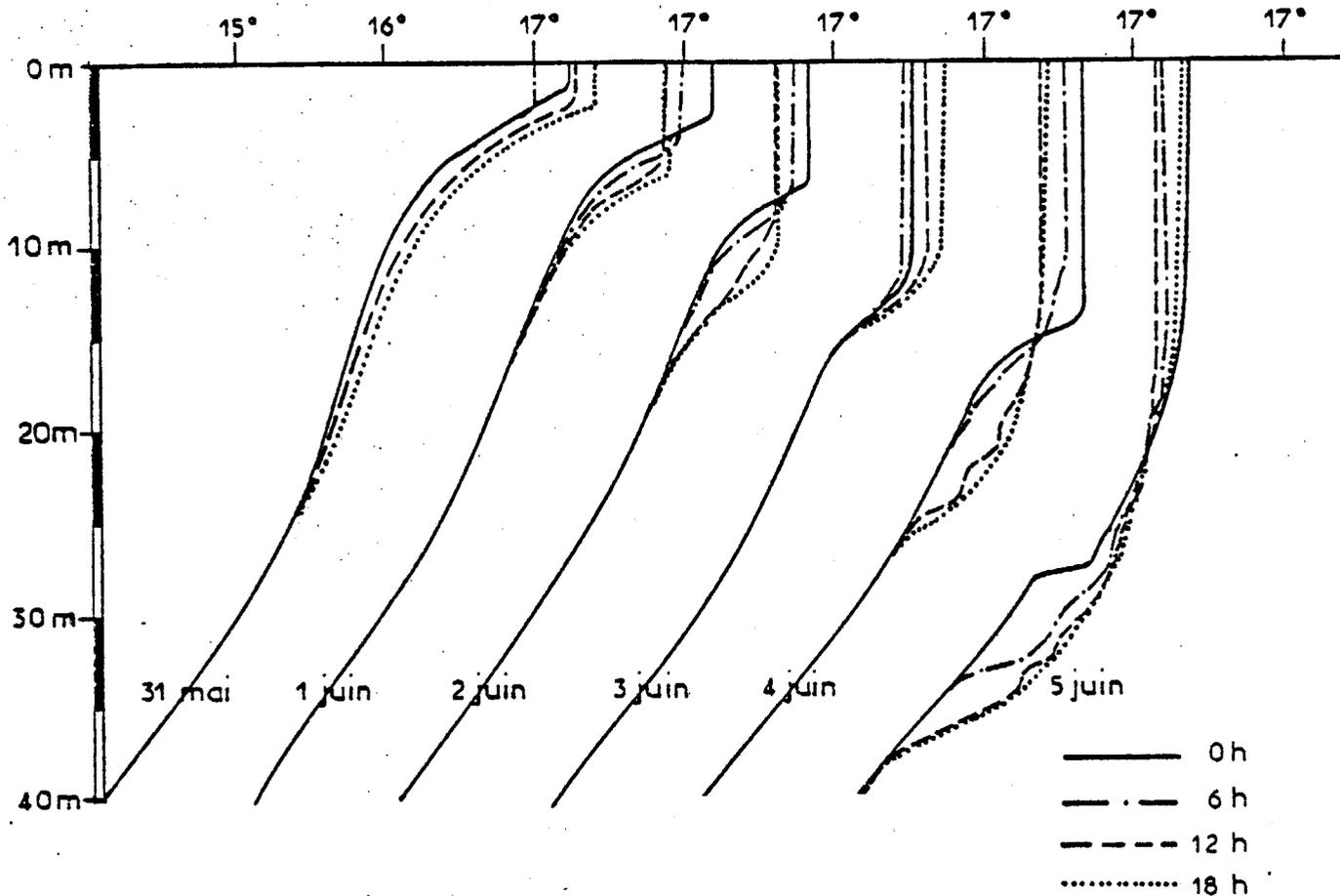


Figure 19 : Simulations avec le modèle MELLOR et DURBIN - ATOCE.

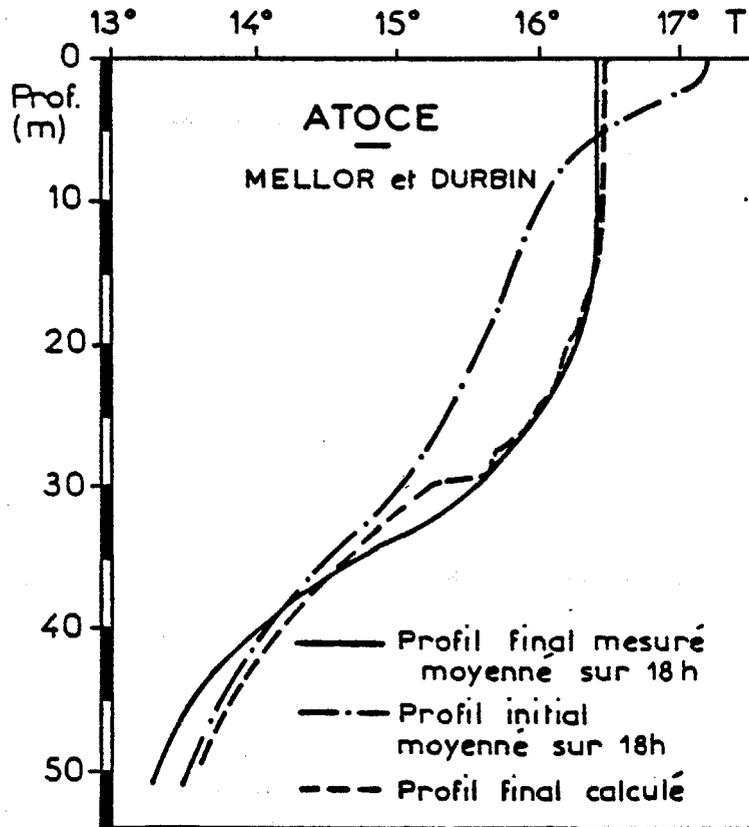
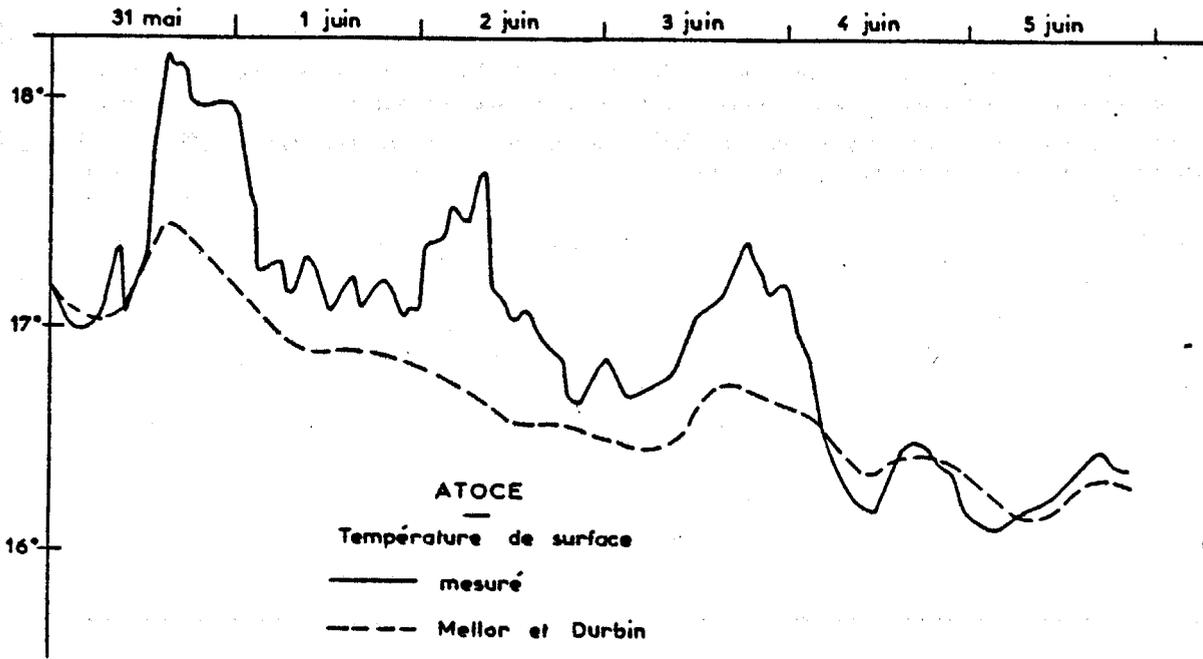


Figure 20 : Comparaison entre mesures *in situ* et résultats numériques obtenus avec le modèle MELLOR et DURBIN.

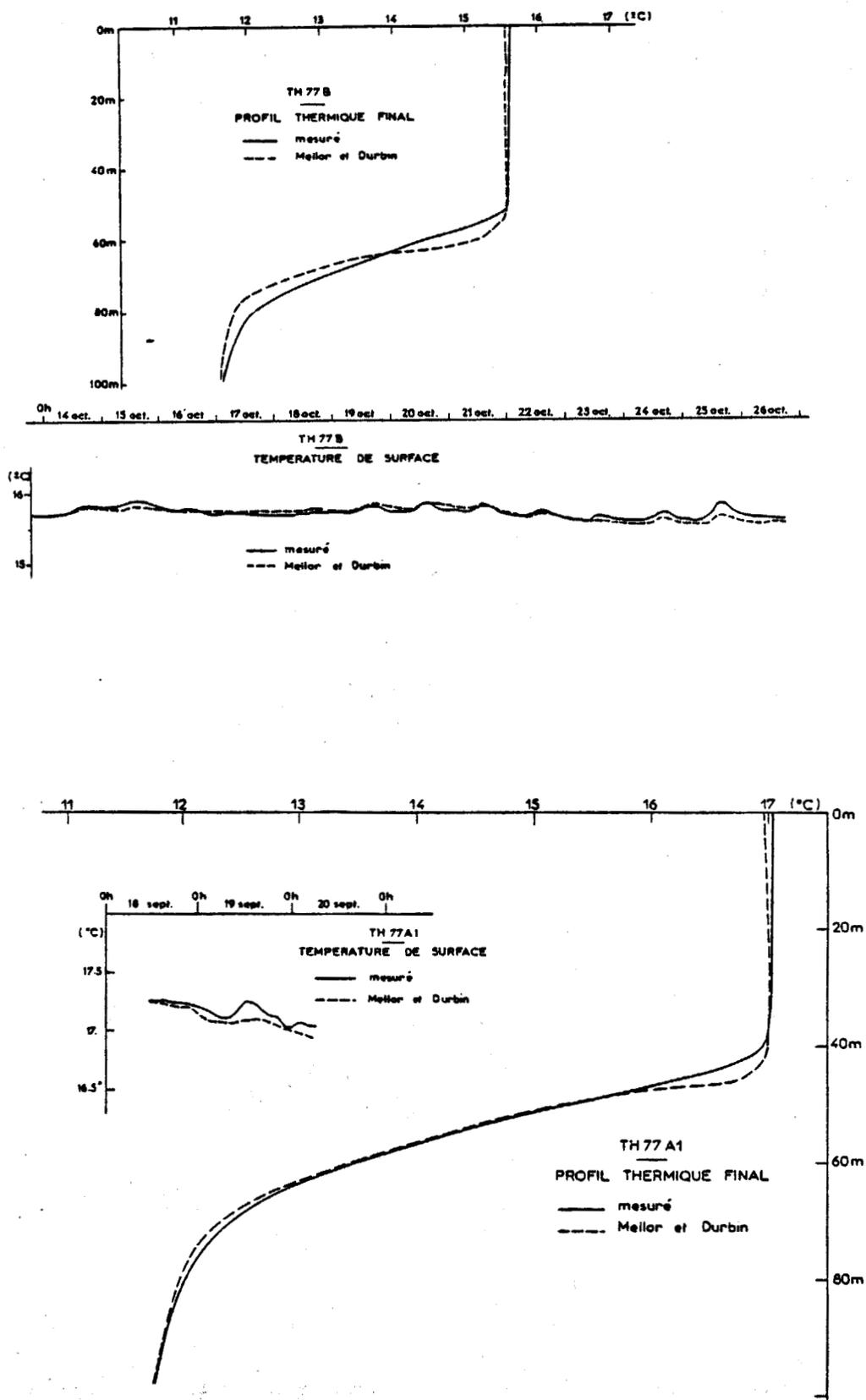


Figure 21 : Simulations avec le modèle MELLOR et DURBIN - THERMOCLINE 77.

a) Campagne ATOCE

Pour déterminer quel ensemble de valeurs on doit attribuer aux coefficients m , n et s , il nous faut d'abord choisir un critère de sélection. Les modèles intégraux supposant à priori l'existence d'une couche homogène avec à sa base une discontinuité, les profils thermiques calculés ne peuvent pas reproduire exactement les profils thermiques mesurés. Pour déterminer les valeurs adéquates des paramètres m , n et s , nous avons considéré que le profil thermique était correctement simulé si son énergie potentielle était peu différente de celle du profil thermique mesuré. Par cette méthode, on obtient un grand nombre de combinaisons de valeurs possibles pour les trois paramètres m , n et s . Afin d'effectuer un premier choix, nous avons appliqué la méthode précédente en faisant varier m et s et en considérant les deux valeurs extrêmes possibles pour n : $n = 0$ correspond à une convection non pénétrante et $n = 1$ correspond à une convection pénétrante. Les résultats ne montrent pratiquement pas de variations entre $n = 0$ et $n = 1$. Ceci peut venir des conditions de la campagne ATOCE, au cours de laquelle le bilan thermique à l'interface air - mer correspond essentiellement à un réchauffement, or il ne peut y avoir convection pénétrante que lors d'un refroidissement. Aussi, nous avons fixé $n = 0$ et nous avons pu tracer le diagramme donnant les différentes valeurs de l'énergie potentielle finale obtenues avec les différents couples (m,s) .

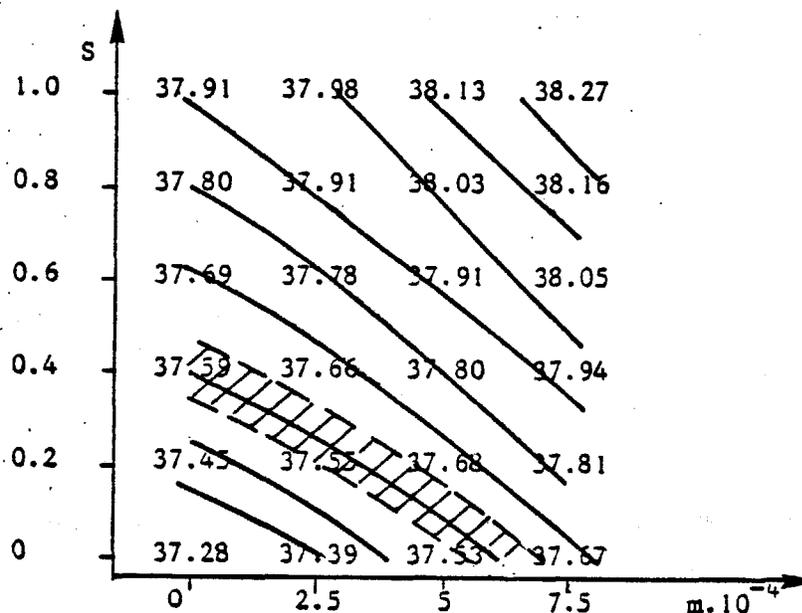


Diagramme des énergies potentielles finales en fonction des paramètres m , s ($n = 0$) : ATOCE.

Pour retrouver l'énergie potentielle finale mesurée ($37,57 \pm 0,05$) $\cdot 10^3 \text{ kg.s}^{-2}$, nous devons donc prendre les couples (m,s) correspondant à la zone hachurée dont les valeurs extrêmes sont ($m = (6 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$; $s = 0$) et ($m = 0$; $s = 0,4 \pm 0,05$).

Il nous est impossible de privilégier l'un des deux modes de production de l'E.C.T. d'après les évolutions simulées de la température et de l'épaisseur de la couche homogène (Figure 22). Ceci est principalement dû au fait qu'il y ait eu deux coups de vent suffisamment espacés pour provoquer deux maximums de courant. On n'a donc pas observé expérimentalement le phénomène de vent fort contre courant qui, pour le mode de production de l'E.C.T. par action du vent sur les vagues (paramètre m), se serait traduit par un approfondissement continu et pour le mode de production de l'E.C.T. par instabilité dynamique (paramètre s), aurait provoqué un ralentissement de l'approfondissement. Nous verrons par ailleurs que PRICE et al. (1978) arrivent au même genre de résultats.

De la même manière que pour le modèle de MELLOR et DURBIN, nous avons pu calculer l'évolution du courant de la couche homogène de surface : on a pu ainsi tracer le diagramme polaire cumulé du courant calculé (Figure 23) qui montre une différence les trois premiers jours par rapport à celui mesuré (Figure 7) mais dans lequel on retrouve bien le changement de la direction générale du courant pendant la journée du 3 juin et son évolution en module et direction à partir de cette date.

b) Campagne THERMOCLINE 77

Le fait marquant de cette campagne est que malgré les conditions variables à l'interface air - mer, on n'ait pas eu d'approfondissement de la thermocline, mais seulement une diminution de la température de la couche homogène de surface. Il en résulte que la variation d'énergie potentielle mesurée pour TH 77 A1 ($- 0,28 \cdot 10^3 \text{ kg.s}^{-2}$) correspond au refroidissement de la couche homogène d'épaisseur 40 mètres :

$$g\alpha \int_{-40}^0 (17,04 - 17,26) z dz = - 0,34 \cdot 10^3 \text{ kg.s}^{-2}$$

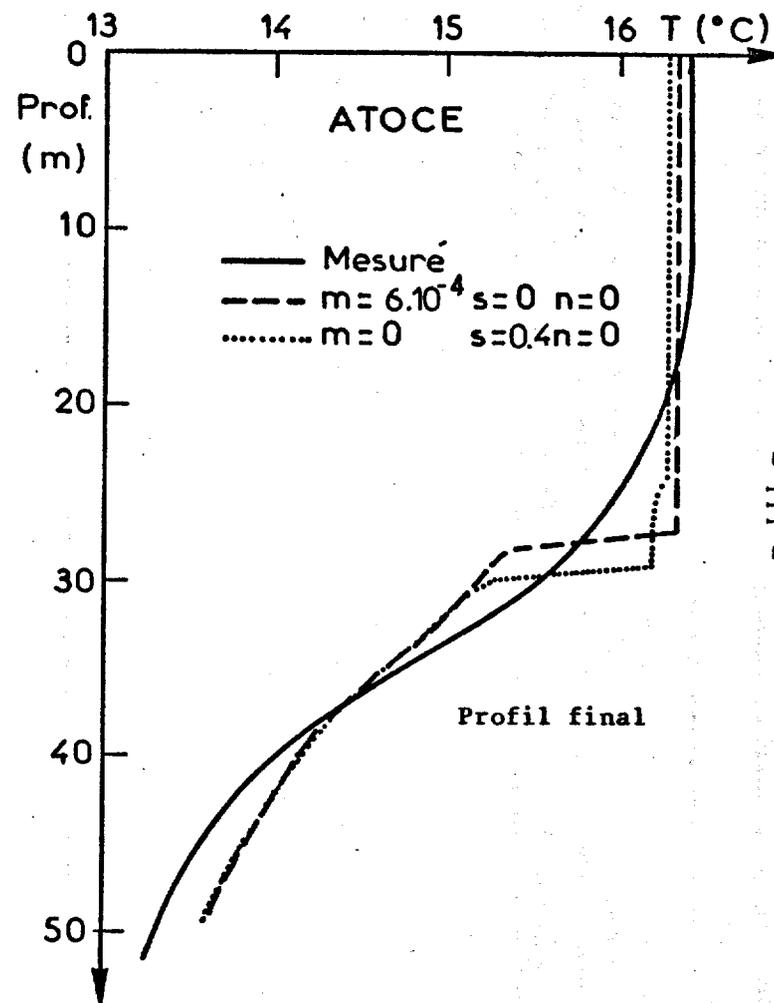
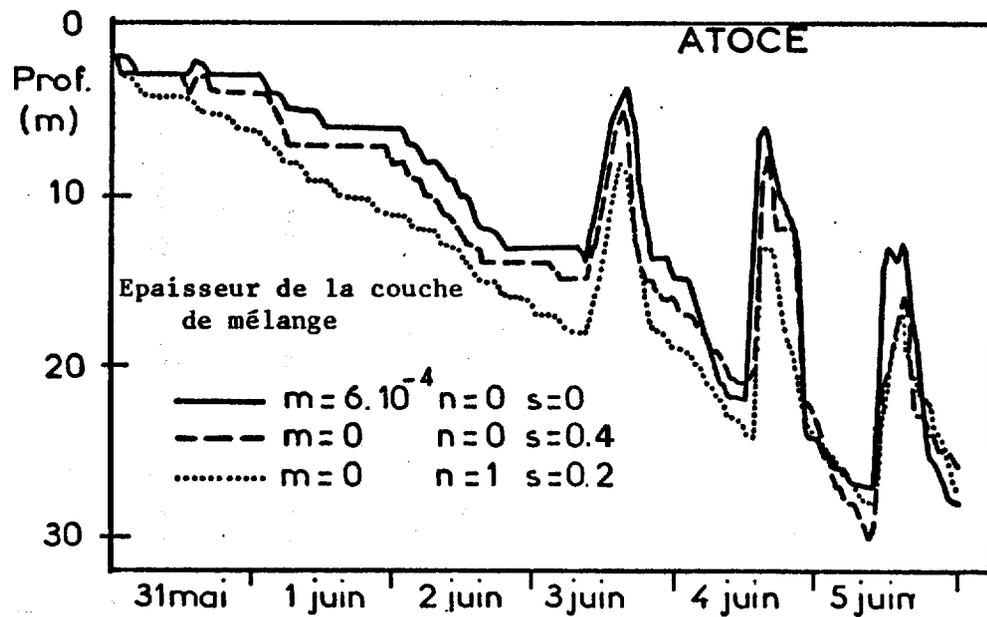
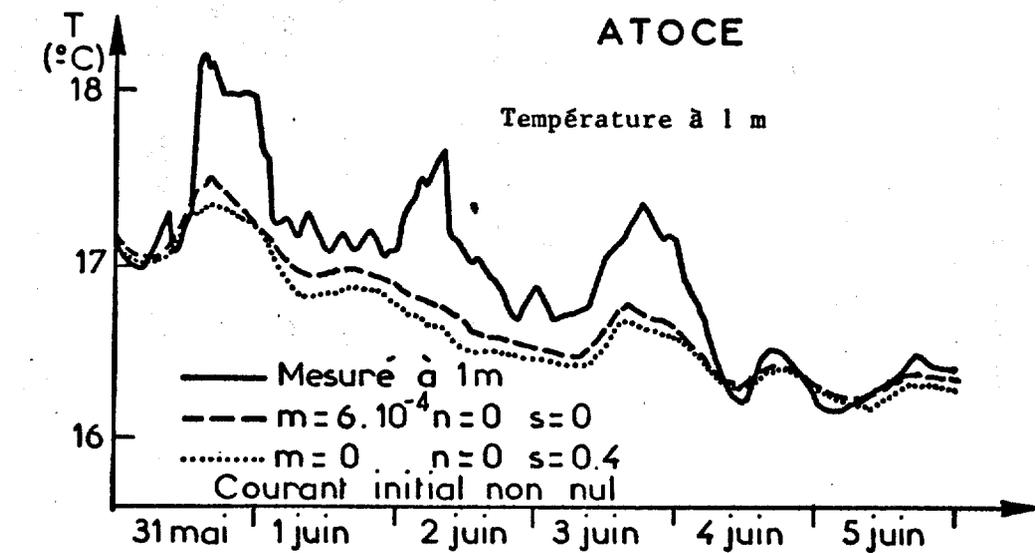


Figure 22 : Simulation de la campagne "ATOCE" par le modèle "NIILER-KRAUS"

ATOCE

Courant calculé

NILLER - KRAUS $m = 5 \cdot 10^{-4}$ $n = 0$ $s = 0$

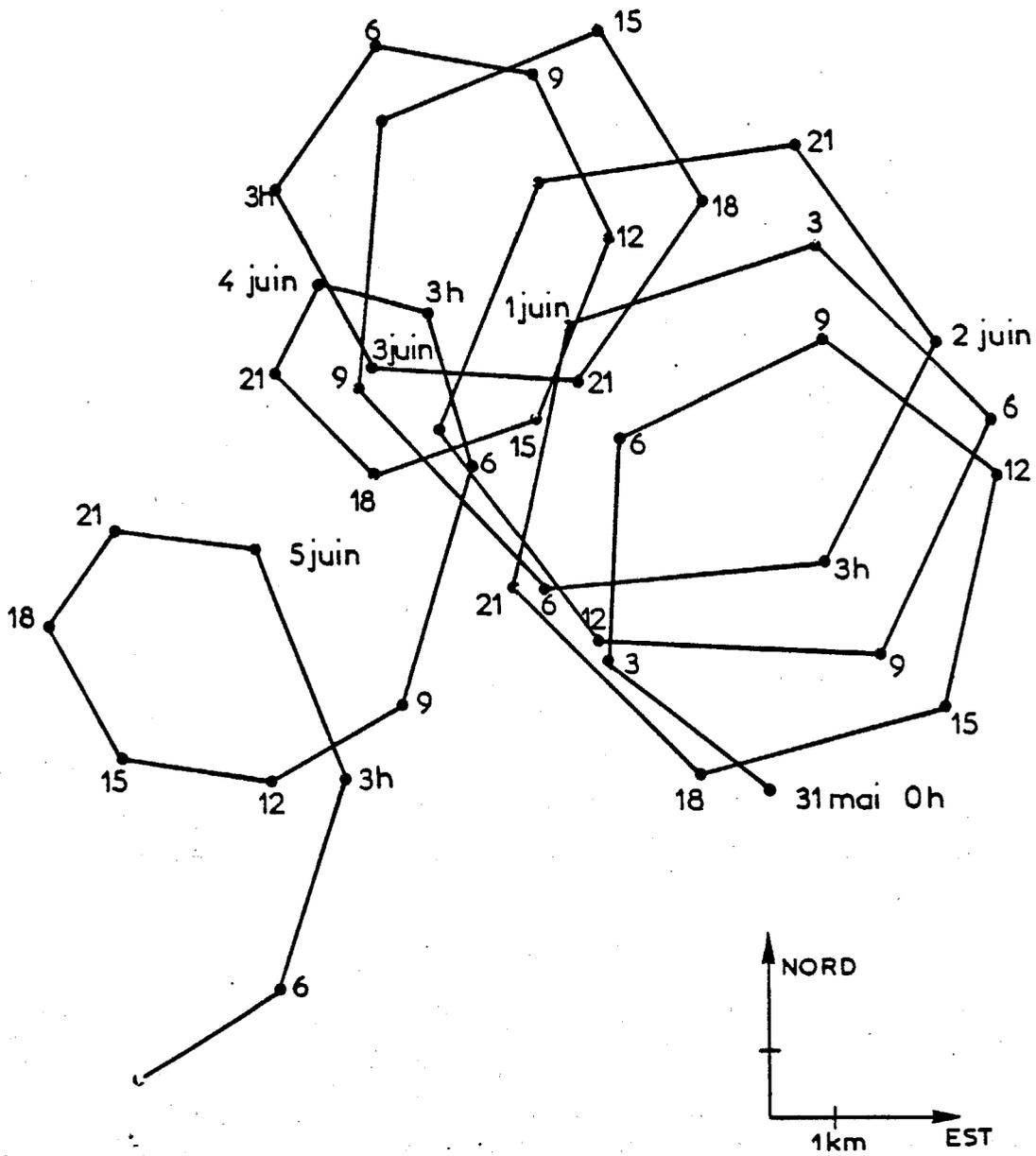


Figure 23 : hodographe intégré du courant simulé par le modèle NILLER et KRAUS.

Il en est de même pour TH 77 B. Par conséquent, en utilisant la même méthode que précédemment, pour déterminer les valeurs adéquates des paramètres m et s , on obtient effectivement des valeurs nulles ou proches de zéro pour retrouver l'énergie potentielle du profil final mesuré et corrigé qui est de $127,56 \cdot 10^3 \text{ kg.s}^{-2}$, ce qui veut dire qu'il n'y a pas eu de transfert d'énergie cinétique turbulente en énergie potentielle.

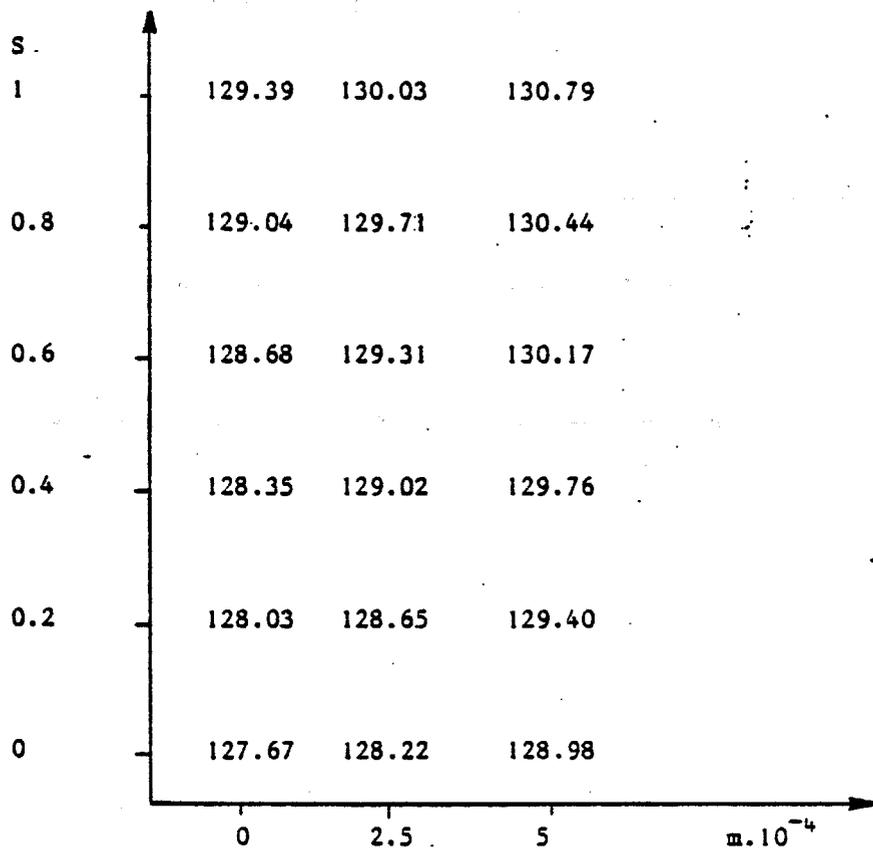


Diagramme des énergies potentielles finales en fonction des paramètres m et s ($n = 0$) : TH 77 B.

Il n'est donc pas possible de privilégier l'un des modes de production de l'E.C.T. puisque son transfert en énergie potentielle est négligeable.

Cependant, la température de surface simulée pendant TH 77 B entre le 16 et le 24 octobre 1977 (Figure 24) avec $s = 0,05$ est trop élevée. Ce phénomène est associé à la persistance d'une thermocline diurne. Si l'on simule avec une plus forte valeur de s ($s = 0,4$), la température de surface durant cette même pé-

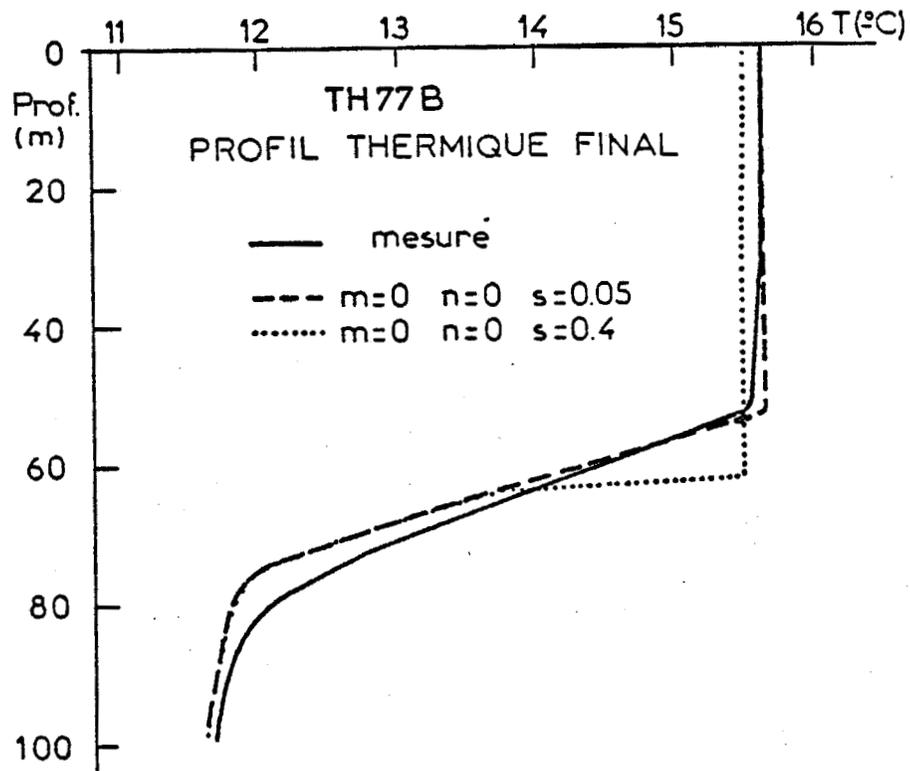
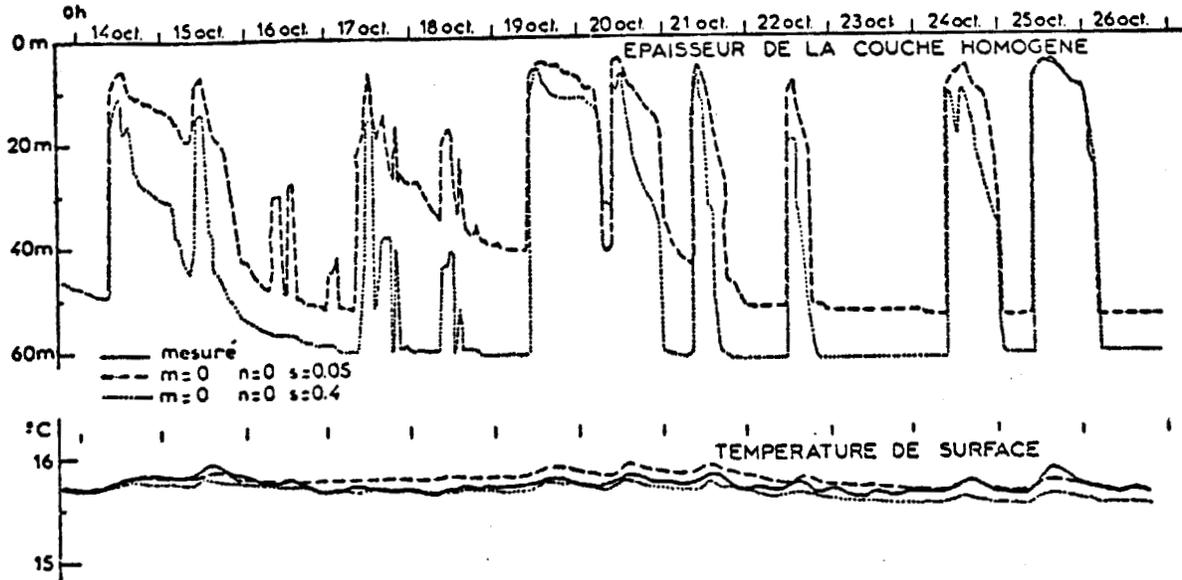


Figure 24 : Simulation de la campagne TH 77 B par le modèle NIILER et KRAUS.

riode est correcte car l'E.C.T. produite est suffisante pour faire plonger les thermoclines diurnes jusqu'à la thermocline principale. Cependant, en fin de période, l'E.C.T. produit étant alors trop importante, provoque un approfondissement de la thermocline principale située à 55 m (Figure 24) et donc une température de la couche homogène trop faible.

Ainsi, il semble que pour obtenir une bonne simulation de la température, il faudrait utiliser à la fois des faibles valeurs des coefficients pour ne pas approfondir la thermocline principale et des fortes valeurs pour que les thermoclines secondaires soient bien absorbées chaque jour dans la thermocline principale.

Nous disposons pour TH 77 B, des mesures de courant à 38 m et 140 m (Figure 15) qui ont été analysées précédemment. Nous en avons déduit le courant relatif $\vec{U}_{38\text{ m}} - \vec{U}_{140\text{ m}}$ (Figure 18) et nous avons montré qu'il dépendait du vent local. Avec le modèle NIILER et KRAUS, le courant calculé est celui induit par le vent local et par conséquent, il doit être comparé au courant relatif mesuré. Le diagramme polaire cumulé du courant calculé (Figure 25) a bien la même allure que celui obtenu avec le courant relatif (Figure 18).

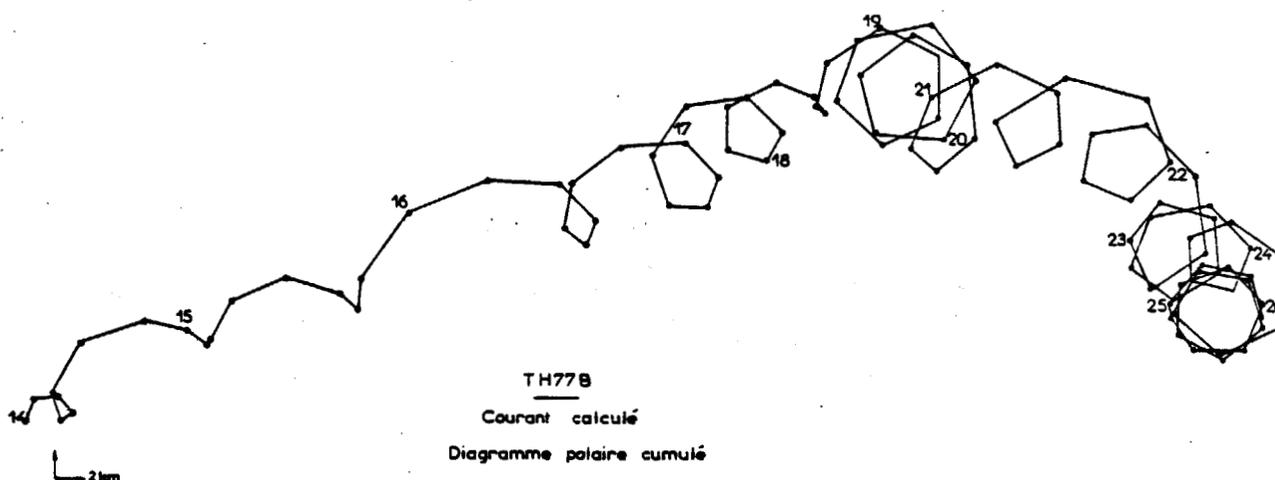


Figure 25 : Hodographe intégré du courant de surface simulé pendant THERMOCLINE 77 B.

III. SYNTHESE DES CONFRONTATIONS ET DISCUSSIONS

Les simulations numériques, à l'aide des modèles MELLOR et DURBIN et NIILER et KRAUS, de la structure thermique marine observée pendant les campagnes ATOCE et THERMOCLINE 77 suscitent un certain nombre de commentaires et de réflexions à propos de l'importance des processus unidimensionnels et de leur estimation. Dans ce paragraphe nous allons essayer de dégager et de synthétiser les principales réflexions qui concernent d'une part la comparaison et les conditions d'utilisation des deux modèles, d'autre part l'information nécessaire pour la mise en évidence de l'importance des processus unidimensionnels vis-à-vis des autres processus de nature bi ou tridimensionnelle.

1°) Choix et condition d'utilisation d'un modèle unidimensionnel

a) Synthèse des résultats des simulations numériques

- Simulations avec les modèles MELLOR et DURBIN et NIILER et KRAUS

Nous avons comparé directement les deux modèles entre eux en recherchant quelles valeurs il fallait attribuer aux paramètres (m et s) du modèle NIILER-KRAUS pour retrouver la même énergie potentielle finale que celle calculée avec le modèle MELLOR-DURBIN. Tout d'abord, en mode de production d'E.C.T. par action du vent sur les vagues ($s = 0$), les mêmes énergies potentielles sont obtenues pour les différentes campagnes avec des valeurs de m variant du simple au double : $2,5 \cdot 10^{-4}$ à $6 \cdot 10^{-4}$. Par contre, en mode de production d'E.C.T. ($m = 0$) par instabilité dynamique, les valeurs adéquates de s restent comprises dans l'intervalle $0,35 \pm 0,05$ pour les différentes campagnes, les évolutions de la température de surface restant très proches les unes des autres. Cette valeur ($s = 0,35$) est la même que celle obtenue par MELLOR et DURBIN dans le cas des simulations avec des conditions aux limites fictives.

On peut donc considérer que les simulations produites par le modèle MELLOR-DURBIN et le modèle NIILER-KRAUS en mode d'instabilité dynamique ($m = 0$; $s = 0,35 \pm 0,05$) sont équivalentes, quelles que soient les conditions initiales et aux limites. Ce résultat n'est pas surprenant car si les deux modèles sont intrinsèquement différents, ils admettent tous les deux comme processus physique de base, la production d'E.C.T. par le cisaillement de courant et ignorent

la production d'E.C.T. par l'action du vent sur les vagues.

En ce qui concerne la simulation d'une campagne du type printemps (ATOCE), le modèle MELLOR et DURBIN donne des résultats très proches de la réalité de même que le modèle NIILER et KRAUS. Ce dernier a été utilisé en convection non pénétrante ($n = 0$) avec des couples de paramètres de valeurs extrêmes ($m = 6 \cdot 10^{-4}$; $s = 0$) et ($m = 0$; $s = 0,4$) correspondant aux deux modes de production d'énergie cinétique turbulente qu'il nous a été impossible de distinguer, la période de simulation n'étant pas assez longue. On remarque par contre que si les résultats sont relativement corrects en ce qui concerne l'évolution du profil thermique moyen et la structure thermique finale, ce n'est pas tout à fait le cas en ce qui concerne l'évolution de la température de surface à supposer que la mesure à 1 m soit correcte (Figures 20 à 22). En particulier, pendant les premiers jours, les fluctuations diurnes importantes ne sont pas représentées par les modèles. Ceci n'est guère étonnant. On a vu (chapitre I) que le modèle de MELLOR et DURBIN (1975) donnait de bons résultats à condition que l'épaisseur de la couche mélangée soit plus grande que quelques mètres. Si cette épaisseur est faible, ce qui est le cas pendant la journée, il faut alors utiliser un modèle beaucoup plus fin pour représenter correctement la structure thermique dans les premiers mètres. Ce modèle devrait bien sûr prendre en compte la diffusion turbulente mais, plus encore, la décroissance de l'échelle de longueur près de la surface doit être paramétrisée (BLACKADAR, 1962). De la même manière, les modèles intégraux, compte tenu de l'hypothèse d'homogénéité de la couche de mélange et de la paramétrisation globale du taux de dissipation, ne peuvent reproduire finement ce qui se passe près de la surface. Cette remarque est importante pour ce qui concerne la confrontation de la température de surface, calculée et mesurée quand la couche mélangée est peu épaisse : les modèles utilisés ici ne peuvent dans ce cas donner de bons résultats. Ceci dit, dès que l'épaisseur de la couche mélangée augmente, par exemple pendant la nuit, les résultats fournis par ces modèles sont relativement corrects, ce qui explique la bonne représentation de l'évolution du profil thermique moyen et aussi pour l'évolution de la température de surface après le 3 juin.

En ce qui concerne la campagne THERMOCLINE 77 qui est du type automnal, les résultats numériques du modèle de MELLOR et DURBIN (1975) et du modèle NIILER et KRAUS (1977), utilisé avec ($m = 0$; $n = 0$; $s = 0,4$), révèlent un approfondissement trop important. On reviendra dans les paragraphes suivants sur ce pro-

	Conditions initiales			Conditions aux limites			Structure finale		Simulation	
	h m	θ_s °C	Gradient thermique °C.m ⁻¹	Qs + Qr W/m ²	P = Qe+Qc+Qn W/m ²	Qs+Qr+Qe+Qc +Qn W/m ²	h m	θ_s °C	s = 0 m	m = 0 s
ATOCE JUN 1977	0	17.20	0.05	196	97	100	28	16.40	5.10 ⁻⁴	0.4
TH 77 A1 SEPTEMBRE 1977	40	17.26	0.20	87	224	137	40	17.04	0.3.10 ⁻⁴	0.05
TH 77 B OCTOBRE 1977	50	15.72	0.25	79	88	9	50	15.62	0	0
PRICE JUN 1972	0	28.40	0.05	--	--	36	26	26.60	12.10 ⁻⁴	0.6
PRICE FEVRIER 1973	30	24.05	0.10	--	--	518	46	22.70	5.10 ⁻⁴	0.6

TABEAU RECAPITULATIF DES CARACTERISTIQUES DES DIFFERENTES CAMPAGNES

blème, mais il apparaît très probablement, que des effets autres qu'unidimensionnels soient responsables de cette différence.

- Comparaison avec l'étude de PRICE et al. (1978)

Pour compléter les résultats des simulations produites par le modèle NIILER-KRAUS, nous avons analysé les résultats obtenus par PRICE et al. (1978), qui ont aussi testé ce modèle sur les mesures de deux campagnes effectuées dans le Golfe du Mexique en juin 1972 et en février 1973. Nous donnons brièvement leurs résultats pour chacune de ces campagnes :

α) Campagne de juin 1972

- Conditions initiales : structure thermique sans couche homogène définie, avec stratification de faible gradient thermique $0,05^\circ \cdot \text{cm}^{-1}$;

- Conditions aux limites : vent forcissant à 12 m.s^{-1} , flux thermique global à la surface légèrement positif $+ 75 \text{ cal.cm}^{-2} \cdot \text{jour}^{-1}$;

- Evolution de la structure thermique : formation en quatre jours d'une couche homogène d'épaisseur 26 m ;

- Simulation : la meilleure est obtenue avec ($m = 12 \cdot 10^{-4}$; $s = 0$) ou ($m = 0$; $s = 0,6$) sans pouvoir nettement privilégier un mode par rapport à l'autre.

Nous pouvons donc considérer que cette campagne est du type printemps avec des caractéristiques très proches de la campagne ATOCE. Ainsi, on remarque que les valeurs adéquates des paramètres (m , s) misés en évidence par PRICE sont bien du même ordre de grandeur que pour la campagne ATOCE.

β) Campagne de février 1973

- Conditions initiales : structure thermique avec couche homogène d'épaisseur 30 mètres limitée par une thermocline de gradient $0,1^\circ \text{C} \cdot \text{m}^{-1}$;

- Conditions aux limites : coup de vent entre $15-20 \text{ m.s}^{-1}$. Flux thermique global en surface très positif $+ 1070 \text{ cal.cm}^{-2} \cdot \text{jour}^{-1}$, l'air étant jusqu'à 10°C plus froid que la mer ;

- Evolution de la structure thermique : refroidissement de 1°C de la couche homogène avec approfondissement de 30 m à 46 m ;

- Simulation : le profil final est obtenu avec ($m = 5 \cdot 10^{-4}$; $s = 0$)

ou ($m = 0$; $s = 0,6$) mais la simulation des variations de la température et de l'épaisseur de la couche homogène est nettement meilleure avec le mode instabilité dynamique.

Cette campagne d'hiver se différencie de TH 77 par une épaisseur initiale de la couche homogène moins importante et un gradient thermique plus faible. Cette différence dans les conditions initiales pourrait être une explication des deux évolutions distinctes de la structure thermique et justifierait l'utilisation de coefficients (m , s) différents pour les deux simulations.

Si on se place en mode de production de l'E.C.T. par action du vent sur les vagues, l'absence d'approfondissement observée pour TH 77 peut s'expliquer par le fait que cette énergie créée à la surface ne peut se propager jusqu'au niveau de la thermocline du fait de la trop grande épaisseur de la couche homogène, d'où un coefficient m négligeable. Ceci est à rapprocher du fait que PRICE et al. doivent utiliser un coefficient m de valeur plus faible pour la campagne de février 1973 que pour celle de juin 1972. Cependant, la loi de décroissance exponentielle de m en fonction de l'épaisseur de la couche proposée par PRICE ne semble pas applicable à nos résultats. L'insuffisante précision dans la détermination de l'épaisseur due à l'espacement de 5 mètres des thermistances et à la méthode de détermination du profil thermique par moyenne sur treize heures, ne nous permet pas non plus de tester les autres lois de décroissance proposées par différents auteurs comme ELSBERRY et al. (1976), LINDEN (1975), THOMSON et TURNER (1975). D'ailleurs, les récents modèles théoriques à hypothèses de fermetures locales des équations de la turbulence (KUNDU, 1980 ; KLEIN, 1980) montrent que l'E.C.T. créée à la surface ne peut se propager à plus de quelques mètres vers le bas.

Si l'on se place en mode de production de l'E.C.T. par instabilité dynamique, au niveau de la thermocline, on peut expliquer l'absence d'approfondissement lors de TH 77 par le fait que le développement de l'E.C.T. est bloqué par le trop fort gradient thermique d'où $s \approx 0$. Par contre, l'E.C.T. peut se développer lors de la campagne de février 1973 du fait que le gradient thermique est moins élevé d'où l'utilisation par PRICE d'une même valeur de $s = 0,6$. Il pourrait donc exister un seuil entre les conditions de TH 77 et celles de février 1973 annulant le développement de l'E.C.T. Une fois ce seuil atteint, tout se passerait comme si, seul le bilan thermique à la surface était responsable de l'évolution ultérieure de la structure thermodynamique de la couche superficielle

de l'océan.

En conclusion, nos résultats confirment ceux de PRICE et al. (1978) et nous pouvons dégager certains renseignements quant aux conditions d'utilisation d'un modèle unidimensionnel instationnaire de simulation de l'évolution de la couche superficielle de l'océan :

- La valeur du paramètre n dans le modèle NIILER-KRAUS, n'a que très peu d'influence sur les résultats.

- En période printanière de formation de la couche homogène, le modèle NIILER-KRAUS avec ($m = 6.10^{-4}$, $s = 0$, $n = 0$) ou ($m = 0$, $s = 0,4$, $n = 0$) et le modèle MELLOR-DURBIN fournissent des simulations très proches de la réalité.

- En période automnale, lorsqu'il existe une couche homogène bien formée, une thermocline bien marquée et que l'épaisseur de la couche homogène reste constante au cours du temps, le modèle NIILER-KRAUS doit être utilisé avec des valeurs nulles des paramètres (m , n , s). Dans ce même cas, il faut utiliser le modèle de MELLOR-DURBIN avec précaution car il donne quand même un approfondissement de la couche homogène. Quand l'épaisseur de la couche homogène augmente au cours du temps, l'approfondissement de la thermocline est correctement simulé en utilisant le modèle NIILER-KRAUS avec ($m = 0$, $n = 0$, $s = 0,4-0,6$).

- Les modèles NIILER-KRAUS et MELLOR-DURBIN donnent des résultats équivalents lorsque le premier est utilisé avec ($m = 0$, $n = 0$, $s = 0,4$).

- Il faut remarquer qu'à cause d'une paramétrisation plus rudimentaire des processus physiques, le modèle NIILER-KRAUS est d'une plus grande facilité de mise en oeuvre et surtout d'une plus grande rapidité d'exécution sur ordinateur que le modèle MELLOR-DURBIN. En effet, pour simuler les 311 pas de temps de la campagne TH 77 B, le temps de calcul sur un IRIS 80 est de 0,8 mn pour le premier et de 6,92 pour le second.

b) Modification proposée du modèle NIILER et KRAUS

En mode de production de l'E.C.T. par l'instabilité dynamique seule

($m = 0$, $n = 0$), on peut remarquer que le paramètre s est le nombre de Richardson "global" de la couche homogène d'épaisseur h tel qu'il a été défini par POLLARD et al. (1973) :

$$Rg = \frac{g\alpha h \overline{\delta\theta}}{(\overline{\delta U^2} + \overline{\delta V^2})}$$

Les valeurs critiques généralement admises pour ce nombre sont comprises dans l'intervalle (0,35 - 0,8). Si la valeur de s obtenue pour ATOCE ($s = 0,4$) est bien dans cet intervalle, il n'en est pas de même pour $s \approx 0$ utilisée pour TH 77. Nous avons indiqué que l'une des explications de l'absence d'approfondissement observée pendant TH 77 pourrait être due à un trop fort gradient thermique de la thermocline, bloquant le développement de l'E.C.T. produite par instabilité dynamique. Dans le cadre de cette hypothèse, on doit alors introduire un critère de possibilité d'approfondissement dépendant de la structure de la thermocline.

Ce critère n'est pas exactement représenté par le nombre de RICHARDSON "global" dans lequel, $\overline{\delta\theta}$, $\overline{\delta U}$ et $\overline{\delta V}$ sont les discontinuités en température et courant entre la couche homogène et la couche élémentaire immédiatement sous-jacente. Par contre, on peut introduire le nombre de RICHARDSON interfacial tel qu'il a été défini par THOMPSON (1979) :

$$Ri = \frac{g\alpha \cdot \overline{\Delta\theta} \cdot d}{\overline{\Delta U^2} + \overline{\Delta V^2}} < 0,25$$

où d représente l'épaisseur de la thermocline (couche où le gradient thermique est supérieur à $0,1^\circ\text{C} \cdot \text{m}^{-1}$) et $\overline{\Delta\theta}$, $\overline{\Delta U}$ et $\overline{\Delta V}$ représentent les discontinuités en température et courant entre la couche homogène au-dessus de la thermocline et la couche située au-dessous de la thermocline. La valeur critique 0,25 semble être confirmée par les mesures *in situ* réalisées par DAVIES et al. (1979).

Pratiquement, nous avons donc repris la méthode de résolution du modèle NIILER-KRAUS, mais à un pas de temps donné, pour chaque valeur supposée de h , nous avons déterminé l'épaisseur d de la thermocline sous-jacente (gradient thermique supérieur à $0,1^\circ\text{C} \cdot \text{m}^{-1}$) et calculé le nombre de RICHARDSON interfacial correspondant. Si ce dernier est supérieur à 0,25, l'épaisseur h de la couche homogène ne peut être augmentée. L'influence du nombre de RICHARDSON inter-

facial sur les simulations numériques des deux campagnes apparaît de façon significative dans le tableau ci-dessous.

	ATOCE		TH 77 A1		TH 77 B	
	N-K non modifié	N-K avec Ri	N-K non modifié	N-K avec Ri	N-K non modifié	N-K avec Ri
s = 0	37,28	37,28	129,26	129,26	127,67	127,67
s = 0,2	37,45	37,42	129,39	129,26	128,03	127,73
s = 0,4	37,58	37,55	129,54	129,26	128,35	127,73
s = 0,6	37,67	37,60	129,65	129,26	128,65	127,74
Epf mesuré	37,57		129,28		127,56	

Tableau des énergies potentielles finales (10^3 kg.s^{-2}).

Dans ce tableau, on compare les énergies potentielles finales ainsi obtenues avec celles données par le modèle NIILER-KRAUS non modifié par Ri pour différentes valeurs de s. On constate que pour la campagne ATOCE, l'introduction de Ri modifie très peu les énergies potentielles, alors que pour les campagnes TH 77 A1 et TH 77 B, l'introduction de Ri entraîne un blocage des énergies potentielles à leur valeur obtenue pour s = 0,2. Il en résulte qu'avec le modèle NIILER-KRAUS modifié par Ri, on pourra utiliser une seule et même valeur de s = 0,5, pour obtenir une simulation correcte, quelle que soit la campagne considérée. Les courbes d'évolution de la température et de l'épaisseur de la couche homogène restent les mêmes pour la campagne ATOCE, alors que celles obtenues pour TH 77 B (Figure 26) sont plus proches de la réalité et montrent bien l'effet de blocage introduit par Ri.

Il est évident que la modification du modèle NIILER-KRAUS que nous proposons est une solution empirique qui, si elle semble validée par les deux campagnes ATOCE et TH 77 demande à être confrontée avec d'autres processus *in situ*. De plus, il est possible et probable que d'autres processus physiques de nature bi et tridimensionnelle ignorés par les deux modèles, soient responsables de l'absence d'approfondissement durant TH 77. C'est l'objet du paragraphe suivant.

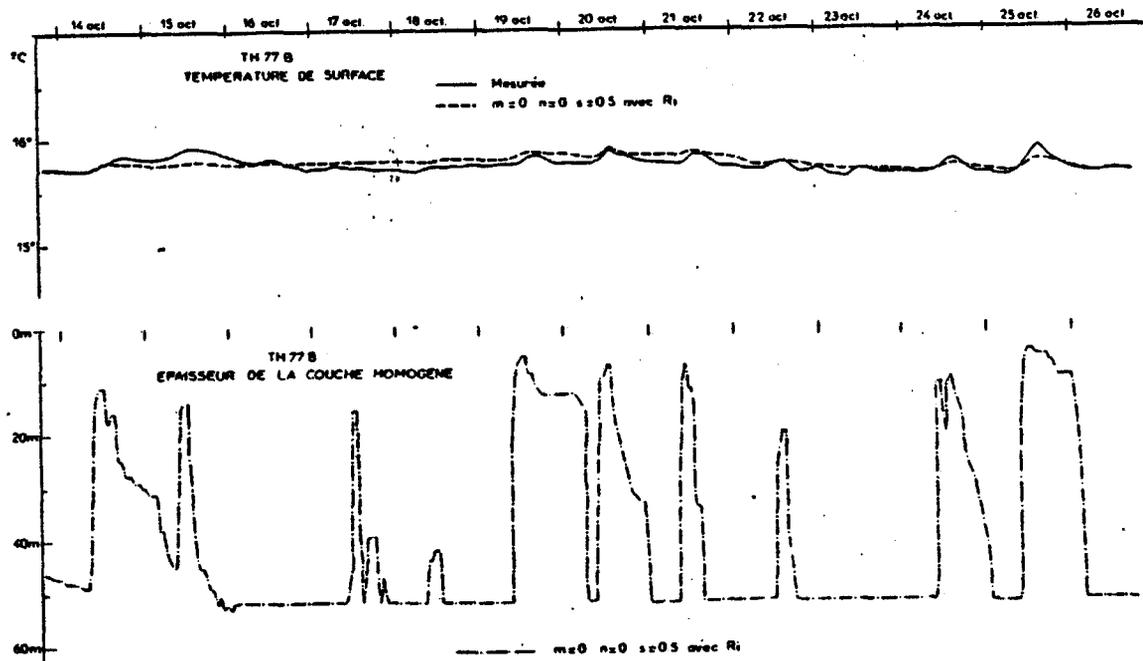


Figure 26 : Simulation de TH 77 B par le modèle NIILER et KRAUS modifié avec Ri.

2°) Processus bi et tridimensionnels, identification et estimation

La confrontation des données réelles aux résultats des simulations numériques a soulevé un certain nombre de questions quant à la part due aux processus unidimensionnels dans l'évolution de la structure thermique marine dans les situations étudiées. Malheureusement, l'ensemble des données disponibles n'est pas suffisamment complet pour fournir des réponses valables. Ceci dit, il est possible d'émettre un certain nombre d'hypothèses et de définir les données nécessaires pour permettre d'estimer la part due aux processus unidimensionnels et celle due aux autres processus dans l'évolution des couches superficielles de l'océan.

Les processus de nature bi ou tridimensionnelle affectent à la fois le bilan de chaleur de la colonne d'eau et le cisaillement de courant à travers la thermocline. L'examen de ce bilan de chaleur et du bilan de la quantité de mouvement de la couche mélangée vis-à-vis des couches inférieures, estimés à l'aide de données adhoc, permet de cerner l'importance de ces processus bi ou tridimensionnels.

. Advection verticale

L'advection verticale (C) est présente dans la plupart des données (PRICE et al., 1978 ; DAVIS et al., 1981). Elle est généralement engendrée par le mécanisme du pompage d'Ekman qui résulte d'une valeur non nulle du rotationnel du vent en surface. A ce propos, DAVIS et al. (1981) remarquent qu'au cours de l'expérience MILE, le principal effet advectif est le résultat du mouvement vertical de la thermocline. Elle est certainement présente dans ATOCE où on observe un refroidissement de quelques dixièmes de degré à 50 m, et une augmentation du gradient thermique au sein de la thermocline à 40 m. Elle est présente dans THERMOCLINE 77 en particulier pendant la période du 13 au 26 octobre (TH 77 B) où cette fois la température entre 70-80 m croît de 0,4°C (Figure 14).

Son estimation est relativement simple (PRICE et al., 1978) : supposons que W varie linéairement de la surface à z = -D :

$$W(z) = - W(-D) z/D$$

Le terme (C) après intégration par parties devient :

$$\int_{-D}^0 W \frac{\partial T}{\partial z} dz = \frac{W(-D)}{D} \int_{-D}^0 z \frac{\partial T}{\partial z} dz = W(-D) \left[\frac{1}{D} \int_{-D}^0 T dz - T(-D) \right]$$

Si l'advection horizontale est négligeable vis-à-vis de l'advection verticale, on peut écrire en première approximation (en supposant que le rayonnement solaire à la profondeur considérée est faible).

$$\frac{\partial T}{\partial t} + W \frac{\partial T}{\partial z} = 0$$

$$W(z) = - \frac{\partial T / \partial t}{\partial T / \partial z} = \left(\frac{\partial z}{\partial t} \right)_T = \text{cst} = \frac{\partial z_{\theta}}{\partial t}$$

où z_{θ} est la profondeur de l'isotherme θ dont la valeur moyennée (sur toute la durée de l'expérience) est z.

On peut donc calculer W(-D) à partir de la variation temporelle de l'isotherme θ_D dont la profondeur moyenne est -D. D'où :

$$\int_{-D}^0 W \frac{\partial T}{\partial z} dz = \frac{\partial z_{\theta D}}{\partial t} \cdot \left[\frac{1}{D} \int_{-D}^0 T dz - T(-D) \right]$$

Remarquons que cette estimation suppose que l'advection horizontale est faible et donc nécessite les données adhoc (voir paragraphe précédent) qui ne sont malheureusement pas disponibles dans les cas considérés dans notre étude. Cette méthode d'estimation relativement simple a été utilisée par PRICE et al. (1978) et DAVIS et al. (1981).

L'effet d'advection verticale sur l'érosion de la thermocline est important : l'évolution dans le temps de la vitesse moyenne verticale agit à la fois sur la variation de l'épaisseur de la couche de mélange et sur le gradient au sein de la thermocline (du fait de la décroissance linéaire de la vitesse verticale). Il en résulte une variation de l'érosion de la thermocline qui peut être à la fois accentuée par la diminution de l'épaisseur de la couche mélangée et légèrement diminuée par l'augmentation du gradient de température au sein de la thermocline. Ces effets ont été mis en évidence de manière assez caractéristique par WORTHEM et MELLOR (1979) et par MARTIN (1982) dans le cas du passage d'un cyclone.

L'influence de l'advection verticale pourrait être une explication au problème posé par la confrontation des données de THERMOCLINE 77 B aux simulations numériques réalisées avec les modèles de NIILER et KRAUS ($s = 0,4$) et MELLOR et DURBIN. On a vu que les simulations produisaient un approfondissement trop important de la couche de mélange et il semble peu probable que l'advection horizontale explique cette différence. En effet, comme on l'a vu précédemment, il semblerait que le mouillage suive une zone tourbillonnaire, auquel cas, le gradient horizontal de température suivant la direction du courant serait relativement faible. Nous pensons que dans ce cas cette différence est alors due à l'entraînement des couches profondes et froides dans la couche mélangée. Il est donc tout à fait réaliste de penser que l'érosion de la thermocline associée au mécanisme d'advection verticale (décalé ou non dans le temps) conduit à la fois à la stationnarité de l'épaisseur de la couche de mélange et à un refroidissement de la couche de mélange, supérieur à celui expliqué par les échanges thermiques à l'interface air - mer.

Une question toutefois reste posée, à savoir l'importance de ce mécanisme d'advection verticale vis-à-vis de l'effet de seuil, introduit précédemment, empêchant l'érosion de la thermocline si le nombre de RICHARDSON interfacial est supérieur à une valeur critique de 0,25. Seul un plus grand nombre de confrontations entre mesures à la mer et simulations numériques pourra y répondre.

b) Bilan de la quantité de mouvement

On a vu précédemment comment les processus d'advection verticale et horizontale de chaleur pouvaient modifier l'épaisseur de la couche mélangée et le gradient de température au sein de la thermocline. On sait que le mécanisme principal d'érosion de la thermocline est le cisaillement de courant au bas de la couche de mélange. Si l'hypothèse d'homogénéité horizontale est vérifiée, ce cisaillement est produit principalement par le vent local. Mais dans la réalité d'autres processus, différents des processus d'advection horizontale et verticale, peuvent affecter ce cisaillement. Quels sont ces autres processus et comment les estimer ? Cette question peut être examinée en considérant le bilan de quantité de mouvement de la couche de mélange vis-à-vis des couches inférieures.

Soit (\bar{U}, \bar{V}) le courant horizontal moyen (moyenné sur une période de temps suffisamment longue pour filtrer les oscillations inertielles et semi-diurnes) de la couche mélangée et (\bar{U}_T, \bar{V}_T) le courant moyen au dessous du bas de cette couche. On peut écrire (POLLARD, 1983) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{U} - \bar{U}_T)}{\partial t} - f \cdot (\bar{V} - \bar{V}_T) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial(P - P_T)}{\partial x} + \bar{U} \nabla \bar{U} - \bar{U}_T \nabla \bar{U}_T &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_x}{\partial z} \\ \frac{\partial(\bar{V} - \bar{V}_T)}{\partial t} + f \cdot (\bar{U} - \bar{U}_T) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial(P - P_T)}{\partial y} + \bar{V} \nabla \bar{V} - \bar{V}_T \nabla \bar{V}_T &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_y}{\partial z} \end{aligned}$$

(A) (B) (C) (D) (E)

Avec :

$$\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right) \quad \bar{U} = (\bar{U}, \bar{V})$$

Si on dispose de mesures de l'évolution temporelle des profils verticaux de courant en un point, les termes (A), (B) peuvent être estimés. (D) peut être estimé de la même manière. Quand au terme (E) il peut être évalué à partir de la tension du vent en surface en supposant que τ_x décroît linéairement jusqu'à zéro au bas de la couche de mélange. Seuls les gradients de pression (C) ne peuvent être estimés directement : ils découlent alors du bilan total. Donc, en première approximation, de bonnes mesures de profil de courant en un point sont a priori suffisantes.

Essayons d'analyser quelle est l'importance de ces différents termes sur le cisaillement moyen de courant :

Si l'équilibre quasi-géostrophique et hydrostatique est atteint, les termes temporels sont négligeables. Dans ce cas, les contributions au cisaillement de courant (terme (B) divisé par f) sont les gradients de pression (C), les termes non-linéaires (D) et l'effet du vent local (E).

Si l'hypothèse d'homogénéité horizontale est vérifiée, on a alors un équilibre entre les termes de Coriolis (B) et l'effet du vent local (E), les autres termes étant négligeables. Malheureusement, ce n'est pas toujours le cas et l'équilibre d'Ekman n'est pas réalisé.

Les données *in situ* montrent que la contribution des termes non linéaires (D) est très souvent négligeable (DAVIS et al., 1981 ; POLLARD, 1983). Par contre, celle des termes de gradient de pression peut être du même ordre de grandeur que l'effet du vent local (POLLARD, 1983). Toujours dans l'hypothèse d'équilibre géostrophique et hydrostatique, le cisaillement de courant provoqué par ce gradient de pression résulte en fait du champ de densité. D'après l'équation hydrostatique, on peut écrire :

$$-\frac{g}{\rho} \int_{-D}^0 \frac{\partial \rho}{\partial x} dz = \frac{1}{\rho} \frac{\partial (P - P_T)}{\partial x}$$

Si $\frac{\partial \rho}{\partial x}$ est approximativement constant entre 0 et $-D$, on peut alors estimer la pente d'une isotherme ou la pente de la thermocline :

$$\frac{\partial h}{\partial x} = \frac{-\partial \rho / \partial z}{\partial \rho / \partial x} = \frac{\partial \rho}{\partial z} \cdot \frac{gD}{\partial (P - P_T) / \partial x}$$

Il apparaît donc en particulier que la pente de la thermocline ou la variation horizontale de l'épaisseur de la couche de mélange peut avoir un effet non négligeable sur le cisaillement de courant moyen. C'est ainsi que POLLARD (1983) explique les fortes valeurs du cisaillement de courant moyen révélées par les mesures de JASIN (1978). La pente de la thermocline atteignait alors des valeurs de 1 m/km d'où une contribution de 30 % du gradient de pression au cisaillement de courant moyen. DAVIS et al. (1981) mettent également en cause les gradients de pression dans l'estimation des termes du bilan de la quantité de mouvement. Ils n'ont malheureusement pas suffisamment de mesures pour le vérifier.

Il reste à examiner le rôle de l'interaction entre le vent et ce cisaillement de courant moyen dans l'érosion de la thermocline. Tout d'abord, le mélange dû au vent modifie les profils verticaux de densité et crée alors un gradient vertical de densité beaucoup plus important au bas de la couche de mélange. Si un gradient horizontal de densité existait avant l'action du vent, le mélange dû au vent modifie aussi ce gradient. Il en résulte alors un gradient horizontal de pression (et donc un cisaillement de courant moyen) qui est concentré au bas de la couche de mélange (POLLARD, 1983) et qui peut donc de manière non négligeable, contribuer à l'érosion de la thermocline. Mais de manière plus importante, l'ajustement géostrophique du champ de courant au gradient de pression peut être suffisamment rapide pour modifier non seulement le courant moyen, mais également l'amplitude des oscillations d'inertie. On sait que ces oscillations sont principalement engendrées par des modifications brutales du vent en force et en direction (POLLARD et MILLARD, 1970 ; POLLARD, 1980) à l'échelle de quelques heures.

Ainsi, l'ensemble des processus bi et tridimensionnels que nous venons d'examiner peuvent jouer un rôle à certaines échelles spatio-temporelles sur l'évolution de la structure thermique. Malheureusement, avec les mesures dont nous disposons, nous ne pouvons quantifier l'ensemble de ces processus, mais à l'aide de l'analyse précédente, nous sommes en mesure de savoir quelles mesures doivent être effectuées pour appréhender ces différents phénomènes.

3°) Discussion sur l'importance des processus unidimensionnels

Les campagnes ATOCE et THERMOCLINE 77 ont permis l'acquisition d'un ensemble de données relativement important. Malheureusement, cet ensemble de données n'est pas encore suffisamment complet pour permettre d'identifier précisément tous les mécanismes physiques responsables de l'évolution de la structure thermique et en particulier de l'érosion de la thermocline. Certaines questions restent posées en particulier pour les situations d'automne. Toutefois, la confrontation de cet ensemble de données à des simulations numériques et la comparaison des résultats ainsi obtenus avec ceux d'études similaires (PRICE et al., 1978 ; DAVIS et al., 1981 ; JASIN, 1978) nous ont permis de dégager certaines conclusions quant à la représentation des processus unidimensionnels, leur importance vis-à-vis des autres processus, en fonction de la saison et des données nécessaires pour l'estimation de ces autres processus.

Il apparaît tout d'abord qu'à nos latitudes l'érosion de la thermocline saisonnière est principalement gouvernée par le cisaillement de courant au bas de la couche de mélange (à condition que l'épaisseur de celle-ci soit supérieure à quelques mètres). Quand ce cisaillement résulte uniquement des échanges air-mer locaux, l'évolution de la structure thermique marine est relativement bien représentée par le modèle de MELLOR et DURBIN (qui est le niveau 2 de MELLOR et YAMADA, 1974) et par celui de NIILER et KRAUS (en choisissant $m = 0$, $n = 0$, $s = 0,4$). Ces modèles sont donc relativement corrects à condition toutefois qu'un certain nombre d'hypothèses soient vérifiées (cf. Chapitre 1).

Dans la réalité, d'autres processus peuvent affecter également l'évolution de la structure thermique marine. Ils concernent l'advection horizontale et verticale de chaleur qui peut modifier le gradient thermique au sein de la thermocline et l'épaisseur de la couche de mélange. L'advection horizontale est due à l'hétérogénéité horizontale du champ de température ; elle est gouvernée par l'évolution des courants horizontaux d'échelle moyenne. L'advection verticale est produite principalement par le "pumping" d'Ekman qui résulte de l'hétérogénéité spatiale du champ de vent en surface. D'autres processus comme l'effet du champ de densité (qui affecte les courants de nature barocline) et en particulier l'effet de la pente des isothermes, peuvent modifier le cisaillement de courant au bas de la couche de mélange. Ceci dit, les échelles de temps relatives à l'établissement et à l'évolution de ces processus sont généralement bien supérieures à quelques heures. Il apparaît alors que si l'échelle de temps associée à l'effet des processus unidimensionnels est très courte (de l'ordre de quelques heures), l'effet des autres processus à la fois au niveau de leur établissement et de leur amplitude, sera faible. C'est ce qui se passe généralement au printemps où la stratification thermique n'est ni profonde, ni très marquée et peut donc évoluer très vite (campagne ATOCE). Par contre si la thermocline saisonnière est profonde et bien marquée, d'une part l'effet des processus unidimensionnels sera moins rapide, d'autre part l'amplitude des autres processus sera plus importante. Les échelles de temps étant alors plus proches, les processus de nature bi ou tridimensionnelle et donc d'échelle spatiale plus grande, peuvent avoir un effet non négligeable sur la structure thermique. C'est ce qui se passe dans les situations d'automne (campagne THERMOCLINE 77 ; PRICE et al., 1978).

Une estimation des processus physiques responsables de l'évolution de la structure thermique marine peut être réalisée à condition de disposer au

moins en un point de mesures, de l'évolution temporelle des profils verticaux de température et de courant, avec une résolution spatiale relativement fine. Il est nécessaire également de disposer de mesures permettant d'estimer la structure thermique dans un rayon de 20 Miles Nautiques. Des mesures de ce type ont permis par exemple dans l'expérience de JASIN (1978) de mettre en évidence la part de l'effet, sur la structure thermique marine, des conditions météorologiques locales vis-à-vis de celle de l'effet des structures frontales et tourbillonnaires présentes à plus grande échelle. A notre avis, cette discussion met en évidence l'intérêt d'approfondir notre connaissance sur l'importance des processus bi et tridimensionnels intervenant sur l'évolution de la couche superficielle de l'océan plutôt que de rechercher une plus grande sophistication des modèles unidimensionnels de turbulence à fermeture locale.

BIBLIOGRAPHIE DES CHAPITRES I ET II

- CALATHAS J. (1970) : Contribution à l'étude de la réflexion de la lumière du jour à la surface de la mer. Thèse de 3ème Cycle, Faculté des Sciences de Paris, 21 décembre 1970.
- CAMP N.T., ELSBERRY R.L. (1978) : Oceanic thermal response to strong atmospheric forcing II. The role of one dimensional processes. J. Phys. Oceanogr., 8, 215-224.
- COANTIC M.F. (1969) : Les interactions Ocean-Atmosphère. Les processus physiques et les équations qui les gouvernent. Cahiers Océan. - Vol. XXI, p. 17-46, 105-143, 223-249.
- COANTIC M.F. (1974) : Formules empiriques d'évaporation. Note de la convention CNEOX/IMST, n° 74/951, 24 pages.
- COANTIC M.F. (1978a) : An introduction to turbulence in geophysics, and air-sea interactions. AGARD ograph., n° 232, 254 pages.
- COANTIC M.F. (1978b) : Complèd energy transfer and transformation mechanisms across the ocean-atmosphere interface. Proc. 6th Heat Transfer Conf., TORONTO, 6, 73-87, et 7, 61-76.
- CREPON M. (1967) : Hydrodynamique en régime impulsioennel. Cahiers Océanogr., 19(8), pp. 627-655.
- DAVIS R., DE SZOEKE R., HALPERN D. et NIILER P. (1979) : Observations of a lower bound on Richardson number at ocean station Papa. Ocean Modeling 22. (manuscrit non publié).
- DAVIS R.E., DESZOEKE R., HALPERN D. et NIILER P. (1981) : Variability in the upper ocean during MILE. Part I : The heat and momentum balances. Deep Sea Res., Vol. 28 A, N° 12, pp. 1427-1431.
- DAVIS R.E., DESZOEKE R., NIILER P. (1981) : Variability in the upper ocean during MILE. Part II : Modelling the mixed layer response. Deep Sea Res., Vol. 28 A, N° 12, pp. 1453-1475.
- DENMAN K.L. (1973) : A time dependant model of the upper ocean. J. Phys. Oceanogr. 3, 173-184.
- DENMAN K.L. , MIYAKE M. (1973) : Upper layer modification at ocean station Papa : observations and simulation. J. Phys. Oceanogr. 3, 185-196.
- DOGNIAUX R. (1975) : Variations géographiques et climatiques des expositions énergétiques solaires sur des surfaces receptrices horizontales et verticales. Institut Royal Météorologique de BELGIQUE, Miscellanea SERIE B - n° 38.
- DUING W., JOHNSON D. (1972) : High resolution current profiling in the straits of Florida. Deep Sea Res., 19, 259-274.

- ELSBERRY R.L., FRAIM T.S., TRAPNELL R.N. Jr. (1976) : A mixed layer model of the oceanic thermal response to hurricanes. J. Geophys. Res., 81, 6, 1153-1162.
- ELSBERRY R.L., CAMP N.T. (1978) : Oceanic thermal response to strong atmosphere forcing. I. Characteristics of forcing events. J. Phys. Oceanogr., 8, 206-214.
- GARWOOD R.W. (1977) : An oceanic mixed layer model capable of simulating cyclic states, J. Phys. Oceanogr., 7, 3, 456-468.
- GIBSON M.M., LAUNDER B.E. (1976) : On the calculation of horizontal, turbulent free shear flow under gravitationnal influence. J. Heat Transfer., Trans. ASME, 98c, 81-87.
- GILL A.E., TURNER J.S. (1976) : A comparaison of seasonal thermocline models with observations. Deep-Sea Res. 23, 5, 391-401.
- GIRARDOT J.P., LE SAOS J.P., LE TAREAU J.Y., MARIETTE V., MAZE R. (1978) : Présentation des résultats des mesures effectuées par le laboratoire d'Océanographie Physique de l'Université de Bretagne Occidentale, au cours de la campagne THERMOCLINE 77. Rapport D.R.E.T. Convention 77. 34 196 00 480 7501.
- GONELLA J. (1971) : A local study of inertial oscillations in the upper layer of the ocean. Deep-Sea Res., 18, 775-888.
- HALPERN D. (1974) : Observations of the deepening of the wind-mixed layers in the northeast Pacific. J. Phys. Oceanogr., 4, 454-466.
- HANJALIC, LAUNDER (1972) : A Reynolds stress model of turbulence and its application to thin shear flows. J. Fluids Mech. 52, 609-638.
- IVANOFF A. (1972) : Introduction à l'océanographie. Propriétés physiques et chimiques des eaux de mer. Tomes 1 et 2. Librairie Vuibert. PARIS.
- JERLOV N.G. (1968) : Optical oceanography. Elsevier Oceanography Series.
- KANTHA L.N. (1977) : Note on the role of internal waves in thermocline erosion. In Modelling and Prediction of the upper layers of the ocean, Pergamon Press, Oxford, 173-177.
- KATO H., PHILLIPS O.M. (1969) : On the penetration of a turbulent layer into a stratified fluid, J. Fluid Mech., 37, 4, 643-665.
- KIM J.W. (1976) : A generalized bulk model of the oceanic mixed layer, J. Phys. Oceanogr., 6, 5, 686-695.
- KLEIN P. (1980) : Modelisation des mécanismes turbulents dans les couches marines superficielles (couche mélangée et thermocline). Thèse de doctorat d'état. Université d'Aix-Marseille II.
- KLEIN P. (1980) : A simulation of the effects of air-sea transfer variability on the structure of Marine upper layers. J. Phys. Oceanogr., 10, 11, 1824-1941.

- KLEIN P., COANTIC M. (1981) : A numerical study of turbulent processes in the Marine upper layers. J. Phys. Oceanogr., 11, 6. 850-863.
- KLEIN P., COSTE B. (1983) Effects of windstress variability on the nutrient transport into the mixed layer, submitted to Deep-Sea Res.
- KONDO J. (1975) : Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions. J. Boundary layer Met., 9, 91-112.
- KRAUS E.B. (1972) : Atmosphere ocean interaction. Clarendon Press, Oxford.
- KRAUS E.B., TURNER J.S. (1967) : A one dimensional model of the seasonal thermocline : Pt II. The general theory and its consequences, Tellus, 19, 1, 98-106.
- KUNDU P.K. (1980) : A numerical investigation of mixed layer dynamics. J. Phys. Oceanogr. 10, 220-236.
- LACOMBE H. (1965) : Cours d'océanographie physique GAUTHIER-VILLARS PARIS
- LACOMBE H. (1972) : Sur un modèle simple de thermocline saisonnière et sur sa prévision. C.R.A.S., T. 275, Sér. D, 11, 22.
- LAEVASTU T. (1960) : Factors affecting the temperature of the surface layer of the sea. Societas Scientiarum Fennica, Commentationes Physico-Mathematicae XXV n° 1, HELSINKI.
- LE SAOS J.P., MARIETTE V., LE TAREAU J.Y., MAZE R. (1978) : Comparaison des résultats obtenus à l'aide de modèles de thermocline avec les mesures effectuées lors de la campagne THERMOCLINE 77. Rapport D.R.E.T. Convention 77. 34 196 00 480 7501.
- LE SAOS J.P. (1979) : Simulations numériques de l'évolution de la couche superficielle de l'océan et confrontation avec des mesures in situ. Thèse de doctorat de 3ème cycle. Université de Bretagne Occidentale.
- LE SAOS J.P., MARIETTE V. (1981) : Observation et simulation de l'évolution de la couche superficielle de l'océan. Oceanol Acta., 4, 2, 117-128.
- LE SAOS J.P., THOUVENIN B. (1982) : Modélisation Tridimensionnelle en zone littorale. Lab. d'Océanographie Physique U.B.O., Rapport du contrat CNEXO/COB n° 81/6588.
- LE TAREAU J.Y., MARIETTE V., MAZE R., LE SAOS J.P. (1979) : Influence du rayonnement solaire sur le résultat de mesures de température effectuée avec des chaines de thermistances Aanderaa. Oceanol. Acta. 2, 1, 5-12.
- LINDEN P.F. (1975) : The deepening of a mixed layer in a stratified fluid. J. Fluid Mech., 71, 2, 385-405.
- LUMLEY J.L. (1967) : Rational approach to relations between motions of differing scales in turbulent flows. Physics of fluid, 10.
- LUMLEY J.L., PANOFSKY H.A. (1964) : The structure of atmospheric turbulence. Interscience publishers, John Wiley and Sons.

- MAC VEAN M.K., WOODS J.D. (1980) : Redistributions of scalars during upper ocean frontogenesis : a numerical model. Q. J. R. Met. Soc., 106, 293-311.
- MADLAIN F., KERUT E.G. (1978) : Evidence of mesoscale eddies in the North-east Atlantic from a drifting buoy experiment. Oceanol. Acta, 1, 2, 159-168.
- MARIETTE V. (1977) : Contribution à l'étude des échanges océan-atmosphère et à l'élaboration d'un modèle de prévision à court terme de la structure thermique superficielle de la mer. Thèse de Docteur de 3ème Cycle, laboratoire d'Océanographie Physique, U.B.O.
- MARTIN P.J. (1982) : Mixed layer simulation of buoy observations during hurricane Eloïse. J.G.R., Vol. 87, pp. 409-427.
- MAZE R., MARIETTE V., LE SAOS J.P., LE TAREAU J.Y., FRAVALO C. (1979) : Contribution à l'étude des couches limites de surface terrestre et océanique. A.T.P. Recherches Atmosphériques. n° 3616. Océanographie Physique U.B.O.
- MAZE R. (1983) : Mouvements internes induits dans un golfe par le passage d'une dépression et par la marée. Applications au Golfe de Gascogne. Thèse de Doctorat d'état. Océanographie Physique U.B.O.
- MELLOR G.L. (1973) : Analytic prediction of the properties of stratified planetary boundary layers. J. Atmos. Sci., 30, 1061-1069.
- MELLOR G.L., DURBIN P.A. (1975) : The structure and dynamics of the ocean surface mixed layer. J. Phys. Oceanogr., 5, 718-728.
- MELLOR G.L., YAMADA T. (1974) : A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. J. Atmos. Sci., 31, 1791-1806.
- MELLOR G.L., YAMADA T. (1982) : Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. Rev. of Geophys. and Space Phys. 20, 851-875.
- MERAT P. (1980) : Contribution à l'étude du bilan thermique à l'interface air-mer (formulations empiriques et semi-empiriques). Diplôme d'études approfondies (2ème partie) Océanographie Physique U.B.O.
- MUNK W.N., ANDERSON E.F. (1948) : Notes on the theory of the thermocline, J. Mar. Res. 17, 3, 276-295.
- NIILER P.P. (1975) : Deepening of the wind mixed layer- J. Mar. Res., 33, 3, 405-422.
- NIILER P.P., KRAUS E.B. (1977) : one dimensional models of the upper ocean. In Modelling and Prediction of the upper layers of the Ocean. Pergamon Press, Oxford, 143-172.
- PERRIN DE BRICHAMBAUT C. (1975) : Estimation des ressources énergétiques solaires en France. Supplément aux cahiers A.F.E.D.E.S. n° 1.
- PHILLIPS O.M. (1977) : Entrainment. In Modelling and Prediction of the upper layers of the Ocean. Pergamon Press. Oxford 92-101.

- POLLARD R.T., MILLARD R.C. (1970) : Comparaison between observed and simulated wind-generated vertical oscillations. Deep-Sea Res. , 17, 813-821.
- POLLARD R.T., RHINES P.B., THOMSON R.O.R. Y. (1973) : The deepening of the wind mixed layer. Geophys. Fluid Dyn., 3, 4, 381-404.
- POLLARD R.T. (1980) : Properties of near-surface inertial oscillations. J. P.O., Vol. 10, pp. 385-398.
- POLLARD R.T. (1983) : Observations of the structure of the upper ocean : wind-driven momentum budget. Phil. Trans. Royal Society of London. Série A 380, pp. 407-425.
- PRICE J.F., MOOERS C.N.K., VAN LEER J.C. (1978) : Observation and simulation of storm-induced mixed layer deepening. J. Phys. Oceanogr., 8, 582-599.
- RENOUARD D. (1977) : Thermocline saisonnière. Rapport N° 3, contrat I.M.G./D.R.M.E., N° 76/463.
- REVAULT-D'ALLONNES M. (1978) : Contribution à l'étude de la micro-turbulence naturelle au voisinage de l'interface air-mer. Thèse de Doctorat d'état, Université de PARIS.
- Results of the Royal Society Joint air-sea interaction project (JASIN), 1983, London, The Royal Society.
- RICHTMYER R.D., MORTON K.W. (1967) : Différence Methods for initial value problems. Interscience publishers., John Wiley and Sons.
- RODI W. (1976) : A new algebraic relation for calculating the Reynolds stresses, ZAMM 56, T 219-T221.
- ROTTA J.C. (1951) : Statistische theorie Nicht-homogener Turbulenz Zeitsch. Für Physik 129, 547-572.
- SCHLICHTING N. (1968) : Boundary layer theory. MC. Graw Hill.
- DE SZOEKE R.A., RHINES P.S. (1976) : A symptotic regimes in mixed layer deepening, J. Mar. Res. 34, 1, 111-116.
- THOMSON S.M., TURNER J.S. (1975) : Mixing across an interface due to turbulence generated by an oscillating grid. J. Fluid Mech. 67, 2, 349-368.
- THOMSON R.O.R.Y. (1976) : Climatological numerical models of the surface mixed layer of the ocean. J. Phys. Oceanogr., 6, 496-503.
- THOMSON R.O.R.Y. (1979) : Froude versus Richardson in a mixed layer. Ocean Modelling. n° 22, Manuscrit non publié.
- TURNER V.S. (1969) : A note on wind-mixing at the seasonal thermocline. Deep Sea Res., 16 (Suppl.) 297-300.
- WARSH K.L. (1973) : Relation of sea-air interface energy fluxes to convective activity in the tropical atlantic ocean. J. Geophys. Res., 78, 504-510.

- WARN-VARNAS A.C., PIACSEK S.A. (1979) : An investigation of the importance of the third order correlations and choice of length scale in mixed layer modelling. Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics, 13, 225-243.
- WARN-VARNAS A.C., DAWSON G., MARTIN P. (1981) : Forecast and studies of the oceanic mixed layer during the Mile Experiment. Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics, 17, 63-85.
- WILLIS G.E., DEARDORFF J.W. (1974) : A Laboratory model of the unstable planetary boundary layer. J. Atmos. Sci., 31, 5, 1297-1307.
- WORTHEM S., MELLOR G. (1979) : Turbulence closure model applied to the upper tropical ocean in GATE Vol 1. "Oceanography and surface layer meteorology in the β/c scale". G. SIEDLER and J. WOODS eds. 237-272.
- YAMADA T., MELLOR G. (1975) : A simulation of the Wangara atmospheric boundary layer data. J. Atmos. Sci., 32, 12, 2309-2329.
- ZEMAN O., LUMLEY J.L. (1976) : Modelling buoyancy driven mixed layers. J. Atmos. Sci., 33, 10, 1974-1988.
- ZILITINKEVICH S.S., CHALIKOV D.V., RESNYANSKY Y.D. (1979) : Modelling the oceanic upper layer. Oceanol. Acta., 2, 2, 219-240.

CHAPITRE III

ÉTUDE DE LA STRUCTURE THERMIQUE EN MER À MARÉE

APPLICATION À LA MER D'IROISE

INTRODUCTION

Si on peut supposer que dans les zones du large l'hypothèse d'homogénéité horizontale de la structure thermique marine est vérifiée à l'échelle de quelques dizaines de milles nautiques, ce n'est plus vrai dans une zone côtière : les conditions météorologiques peuvent encore être considérées comme constantes sur une grande échelle mais les effets de la variabilité de la topographie vont modifier de manière importante la structure thermique marine. Comment cela se manifeste-t-il ?

L'augmentation au printemps du flux de chaleur à l'interface air-mer et en particulier du rayonnement solaire, conduit, comme dans les zones du large, à la naissance d'une stratification des couches marines superficielles, stratification dont l'évolution ultérieure résulte de la chronologie des apports de chaleur en surface et du mélange dû aux vents. Mais en outre, dès que les fonds sont inférieurs à 200 m, les courants de marée deviennent plus importants ; et ces courants, par frottement sur le fond, créent de l'énergie turbulente qui va éroder (par le bas) la stratification thermique verticale. Cette énergie dépend de l'amplitude du courant de marée et de la hauteur de la colonne d'eau considérée.

Dans les mers à marée, la stratification thermique verticale résulte donc de l'effet de facteurs unidimensionnels qui sont, non seulement les conditions météorologiques locales, mais également l'intensité des courants de marée locaux et la hauteur de la colonne d'eau. Il est clair alors qu'en présence d'une topographie variable, la structure thermique verticale sera différente d'un point à un autre. Il en résultera en particulier des régions bien mélangées, d'autres stratifiées et des régions à fort gradient horizontal de température qui sont les zones frontales ou fronts thermiques. D'autres phénomènes de nature bi ou tridimensionnelle peuvent perturber cette structure thermique, principalement les phénomènes d'advection dus aux courants résiduels de marée, les phénomènes d'échelle quasi géostrophique, comme les instabilités baroclines et les phénomènes de dispersion horizontale importants dans les mers à marée.

L'évolution de la structure thermique dans ces zones côtières a des conséquences très importantes en particulier au niveau biologique : le développement du phytoplancton est très ralenti par la présence d'une stratification

thermique qui isole les couches profondes, riches en sels nutritifs mais peu éclairées, de la couche de surface très éclairée mais dépourvue en sels nutritifs. De même, la croissance du phytoplancton est faible dans les zones bien mélangées de profondeur importante puisque le séjour des cellules dans la couche de surface est limité par la turbulence. Par contre, l'évolution de la structure thermique dans les zones frontales permet l'apport et le piégeage des sels nutritifs dans les couches bien éclairées, ce qui peut conduire à des poussées de phytoplancton considérables (LE FEVRE et GRALL, 1970 ; HOLLIGAN, 1981).

Dans ce chapitre, nous allons étudier l'évolution de la structure thermique en Mer d'Iroise. Cette région se situe au large des côtes de Bretagne, approximativement entre les latitudes 47°50 N et 48°30 N et les longitudes 04°10 W et 6° W. Depuis plusieurs années, certains travaux du Laboratoire d'Océanographie Physique (Université de Bretagne Occidentale, Brest) ont permis de situer et de mettre en évidence le caractère saisonnier du front thermique d'Ouessant (HENAFF, 1973 ; LE MAGUERESSE, 1974 ; RAILLARD, 1975, 1976). La compréhension de la formation et du développement de la structure thermique dans cette région n'est pas aisée. Au cours d'études antérieures, certains auteurs ont essayé d'examiner quelle était l'importance des courants de marée et de la profondeur sur la position des fronts thermiques. En particulier, en 1974, SIMPSON et HUNTER ont proposé le choix d'une valeur critique du paramètre $\log_{10} D/U_c^3$ (D est la profondeur de l'eau et U_c le courant de marée en vives eaux), permettant de déterminer les conditions favorables à la formation d'un front thermique. C'est la première proposition tendant à montrer la prépondérance des effets locaux par rapport aux autres phénomènes. D'autres travaux ont été effectués dans ce sens à propos de la Mer d'Iroise : GARZOLI (1977), ALTAZIN-PICHON (1981), AGOUMI (1982). Celui d'ALTAZIN-PICHON (1981) représente en fait la première ébauche du travail que nous allons présenter.

Dans ce chapitre nous examinons l'importance des phénomènes unidimensionnels sur l'évolution de la structure thermique en Mer d'Iroise. En particulier, nous analysons sur une échelle d'espace assez fine, les effets à la fois des courants de marée et des échanges atmosphériques sur la structure thermique. La même démarche d'approche, que celle adoptée dans le chapitre précédent, a été utilisée : elle consiste à analyser simultanément les données expérimentales (images satellitaires et résultats de campagnes de mesures) et les résultats de simulations numériques afin de mieux cerner les processus physiques importants.

Dans le paragraphe suivant, nous présentons les mesures obtenues pendant la campagne DYNATLANT 80 qui s'est déroulée en juin 1980 au large de l'île d'Ouessant. Dans le deuxième paragraphe, nous proposons un modèle unidimensionnel de type intégral. Ce modèle, établi à partir de celui de NIILER et KRAUS (1977), nécessite une connaissance très fine des courants de marée en Mer d'Iroise. Ceux-ci sont calculés à partir d'un modèle numérique présenté dans ce même paragraphe. Le troisième paragraphe essaye d'estimer l'importance des processus unidimensionnels dans l'évolution de la structure thermique en Mer d'Iroise à partir de la confrontation des résultats des simulations et des données relatives aux images satellites et à la campagne de mesures DYNATLANT 80. A partir de ces résultats, le dernier paragraphe analyse l'importance des autres processus de nature bi ou tridimensionnelle susceptibles d'influencer également l'évolution de la structure thermique.

I - RESULTATS DE LA CAMPAGNE DYNATLANT 80

L'objectif de cette campagne dont nous avons assuré entièrement la responsabilité, était de suivre la formation et l'évolution de la structure thermodynamique du front thermique de Mer d'Iroise et de connaître les phénomènes qui gouvernent cette évolution. Cette campagne s'est déroulée à bord du N.O. CRYOS du 3 au 24 juin 1980. Il nous a donc fallu évaluer les phénomènes déterminants dans l'évolution du front thermique. Tout d'abord, les conditions météorologiques et leur influence sur le bilan thermique à l'interface air - mer sont les données essentielles qui gouvernent l'évolution saisonnière. Pour localiser le front thermique ainsi que son évolution moyenne, on peut avoir recours à plusieurs sortes de mesures : les radiales bathysondes transversales au front nous donnent une section transversale de température, les photographies infra-rouge satellitaires nous renseignent sur le champ des températures de surface à un moment donné.

Nous devons connaître de plus l'évolution en continu du courant et du profil vertical de température en deux points fixes situés l'un dans la zone homogène, l'autre dans la zone stratifiée.

L'ensemble de ces mesures rassemblées dans un rapport scientifique (MARIETTE, LE SAOS, PICHON et GIRARDOT, 1980) doit servir à comprendre la formation du front thermique d'une part, et à constituer un ensemble de données capables d'être confrontées aux résultats de simulations numériques d'autre part.

1°) Mesures à l'interface air-mer

Ces mesures ont pour objectif l'évaluation du bilan thermique à l'interface air-mer. Nous avons supposé, dans le cadre de ce travail, que les variations spatiales des conditions météorologiques locales dans notre zone d'étude (Mer d'Iroise), étaient négligeables. Aussi, les mesures relevées sur un mât météo Aanderaa installé sur le sémaphore du Créach à l'île d'Ouessant, sont considérées comme représentatives des conditions météorologiques de la zone considérée.

Nous avons pu mesurer avec un pas de temps de 10 minutes, le rayonnement solaire global incident, la pression atmosphérique, la température de l'air

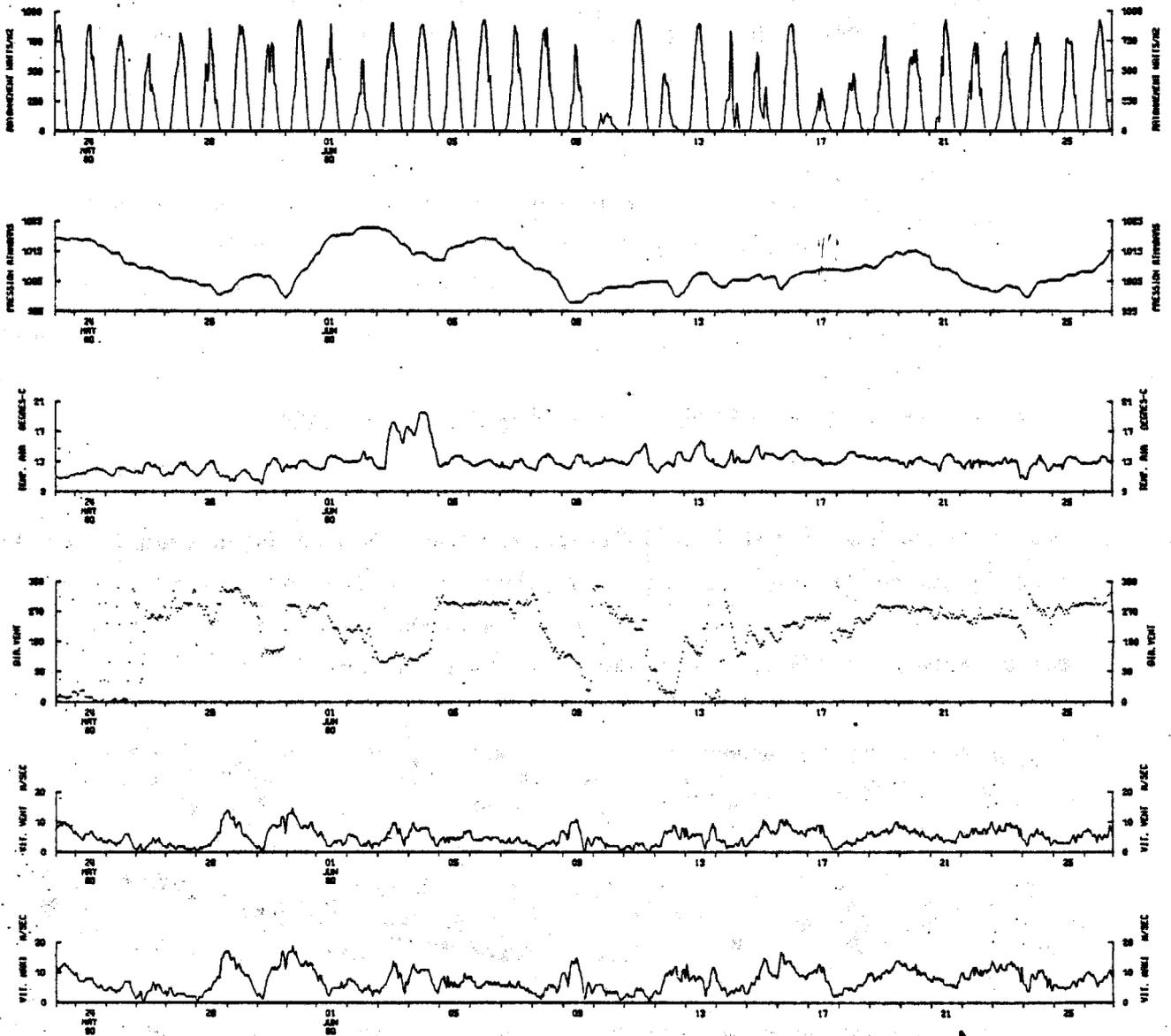


Figure 27 : Evolution des paramètres météorologiques et du rayonnement solaire global incident à l'Ile d'Ouessant - DYNATLANT 80.

sec, l'humidité ainsi que la direction, la vitesse moyenne et la vitesse maximale du vent. Toutes ces mesures sont regroupées sur la figure 27. On peut remarquer la période anticyclonique bien marquée lors des 3, 4 et 5 juin avec une température de l'air et une pression atmosphérique élevées, un vent faible et un rayonnement solaire incident important. De même, on note un renforcement du vent moyen à partir du 15 juin.

Nous avons mesuré également les variations du flux de photons entre 350 et 700 nm, en valeur relative en fonction de la profondeur ; on en a déduit (Figure 28) la variation du coefficient d'extinction en fonction de la profondeur ; on remarquera une forte turbidité de l'eau au niveau de la thermocline.

2°) Localisation et évolution du front thermique

Le front thermique de Mer d'Iroise peut être bien localisé à l'aide des photographies satellites infra-rouge. Nous en donnons un exemple sur la figure 29 qui montre une zone de température de surface plus froide marquée par les taches plus claires sur la photographie. On notera que le front est plus marqué autour de l'île d'Ouessant et de la chaussée de Sein.

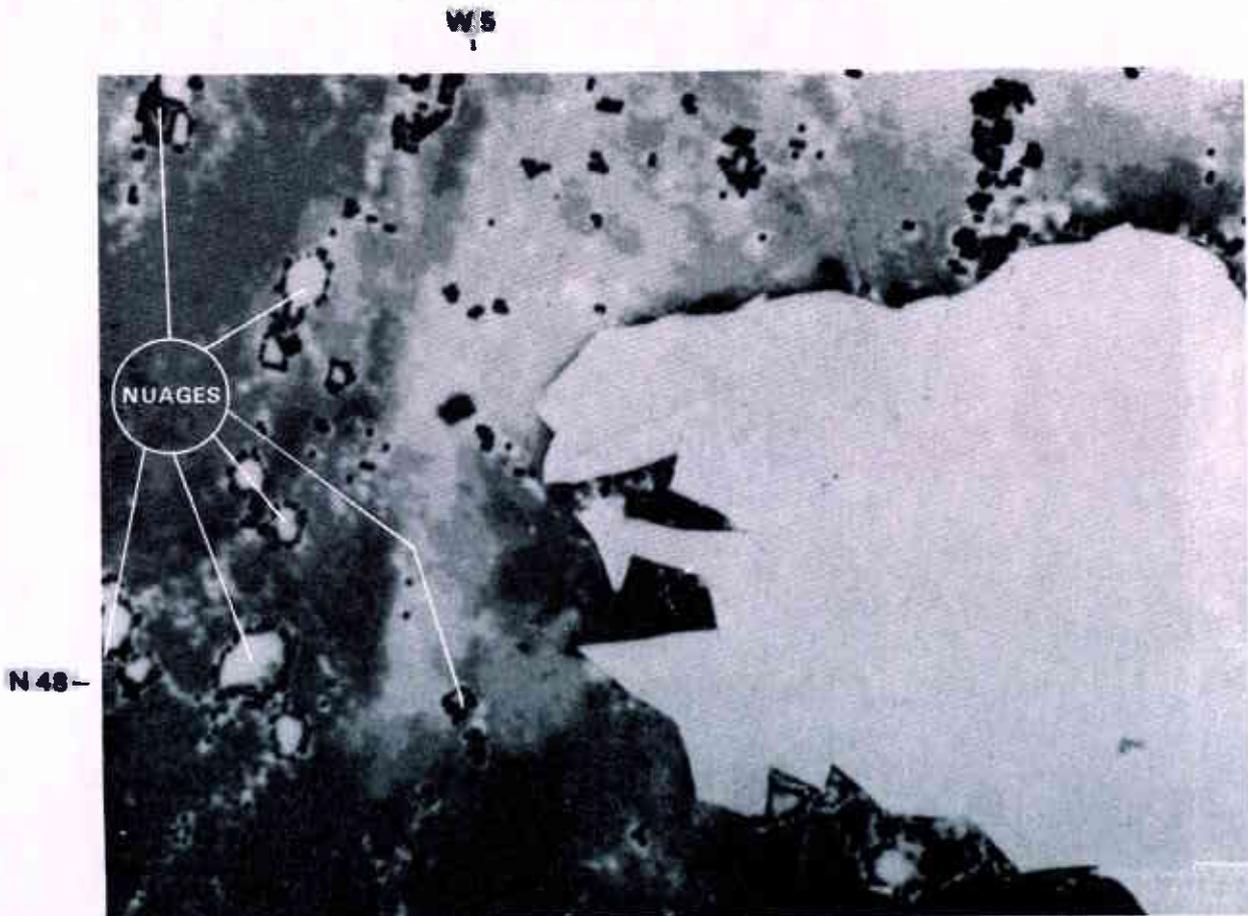
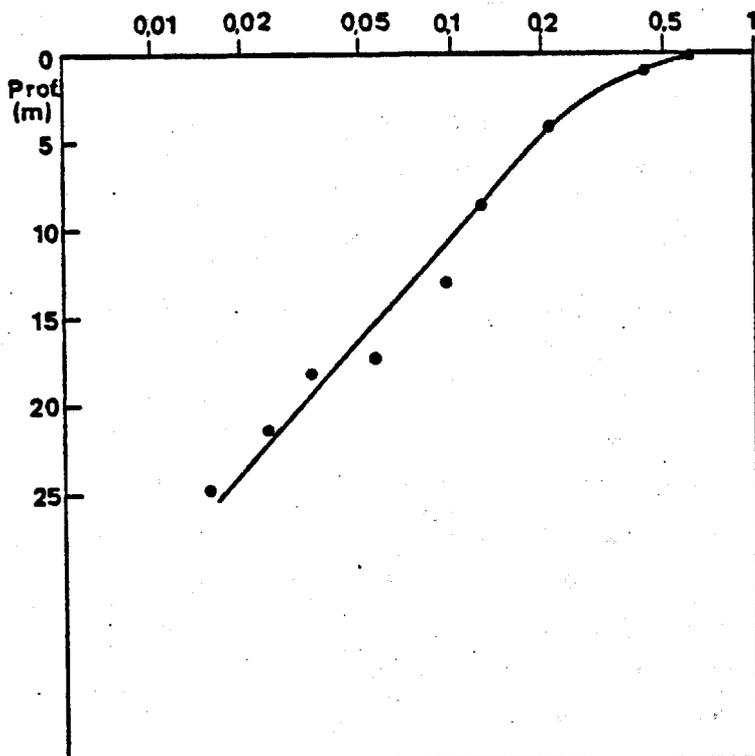
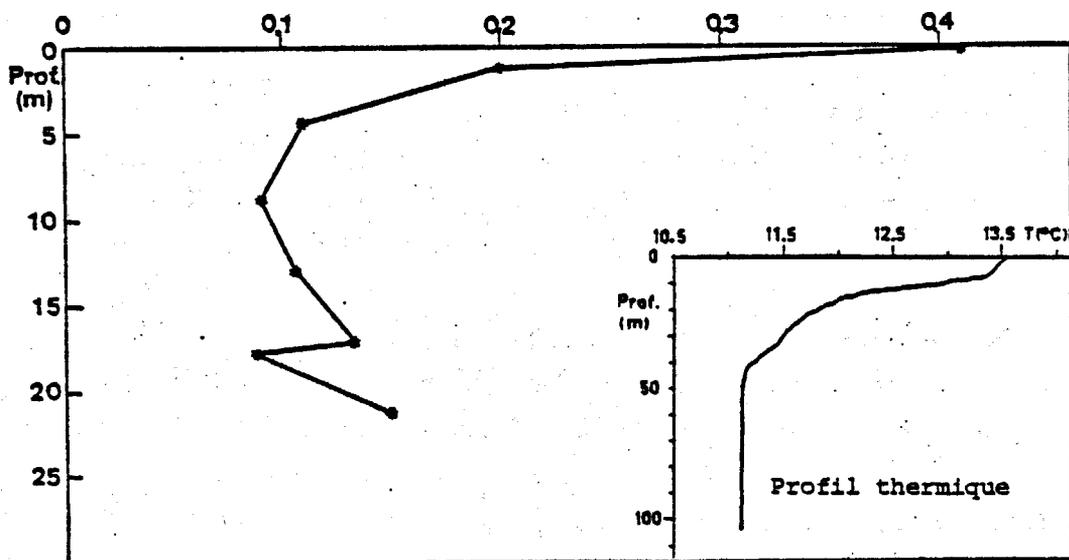


Figure 29 : Image du satellite NOAA 6 le 6 juin 1980 à 8 h 10 TU.



Distribution verticale de l'éclairage énergétique descendant en valeur relative.



Profil vertical du coefficient d'extinction.

Figure 28 : Détermination du coefficient d'extinction - DYNATLANT 80.

On retrouve ces mêmes aspects dans la localisation du front thermique à l'aide des mesures bathysondes effectuées les 9 et 10 juin. Elles montrent effectivement que le front est plus marqué aux latitudes des îles d'Ouessant et de Sein (Figure 30). De manière à suivre l'évolution de la structure thermique, nous avons effectué plusieurs fois (du 3 au 12 juin) une radiale située à la latitude $\phi = 48^{\circ}18' N$.

Entre les radiales B1 et B2 (Figure 31 a et b) on remarque un réchauffement de l'eau superficielle ; à B1 l'isotherme $14^{\circ}C$ arrive en surface vers $05^{\circ}38' W$ alors qu'à B2 il arrive vers $05^{\circ}33' W$. Sur la radiale B3 (Figure 31 c) on voit apparaître le début d'une zone frontale entre $05^{\circ}12' W$ et $05^{\circ}20' W$. Deux jours plus tard, la radiale B4 (Figure 31 d) fait apparaître deux zones frontales bien marquées, la première entre $05^{\circ}13' W$ et $05^{\circ}15' W$ et l'autre vers $05^{\circ}03' W$ (appelée front thermique interne). Cette deuxième zone frontale marquée par un réchauffement des eaux dans le sens Ouest-Est, est due à la remontée du fond. En effet, si les courants de marée sont suffisants pour homogénéiser toute la colonne d'eau, les échanges à l'interface air - mer provoqueront un réchauffement d'autant plus grand que la hauteur sera plus faible. Dans le secteur du large, on note un réchauffement de la couche superficielle ($> 14,5^{\circ}C$) et une thermocline de plus en plus marquée. Sur les radiales B5 et B6 (Figure 31 e et f) on remarque que la zone frontale située vers $05^{\circ}15' W$ est moins marquée que la veille (B4). Cette différence peut être une conséquence du vent fort qui a soufflé durant la journée du 9 juin. On notera également qu'il n'y a pratiquement pas de différences de structure thermique entre les radiales B5 et B6. Il peut y avoir deux raisons à ce phénomène : d'une part les deux radiales ont lieu avec des courants de marée analogues et d'autre part, le 10 juin est la journée où il y a eu la plus forte nébulosité de tout le mois (Figure 27). Sur la radiale B7 (Figure 31 g), on voit que le front thermique s'est légèrement décalé vers l'Est entre $05^{\circ}07' W$ et $05^{\circ}14' W$. Cette radiale a eu lieu pendant la renverse de marée au moment où les courants sont les plus faibles, contrairement à B8 (Figure 31 h) où on est au plus fort du courant. Ceci peut expliquer les différences importantes de la structure thermique. En effet, sur B8 le front thermique est très bien marqué. Remarquons toutefois que la radiale B8 se situe à une latitude légèrement inférieure ($\phi = 05^{\circ}14',4 W$) que B7. Or c'est la limite à laquelle apparaissent les taches d'eau froide dont nous parlerons ultérieurement.

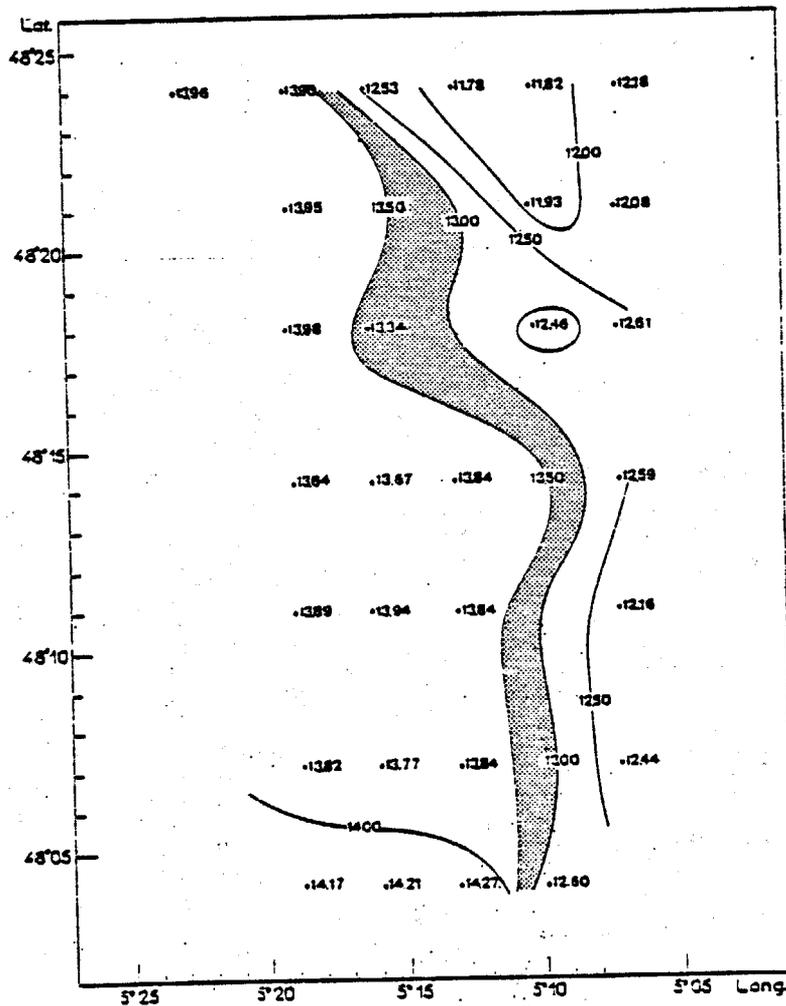
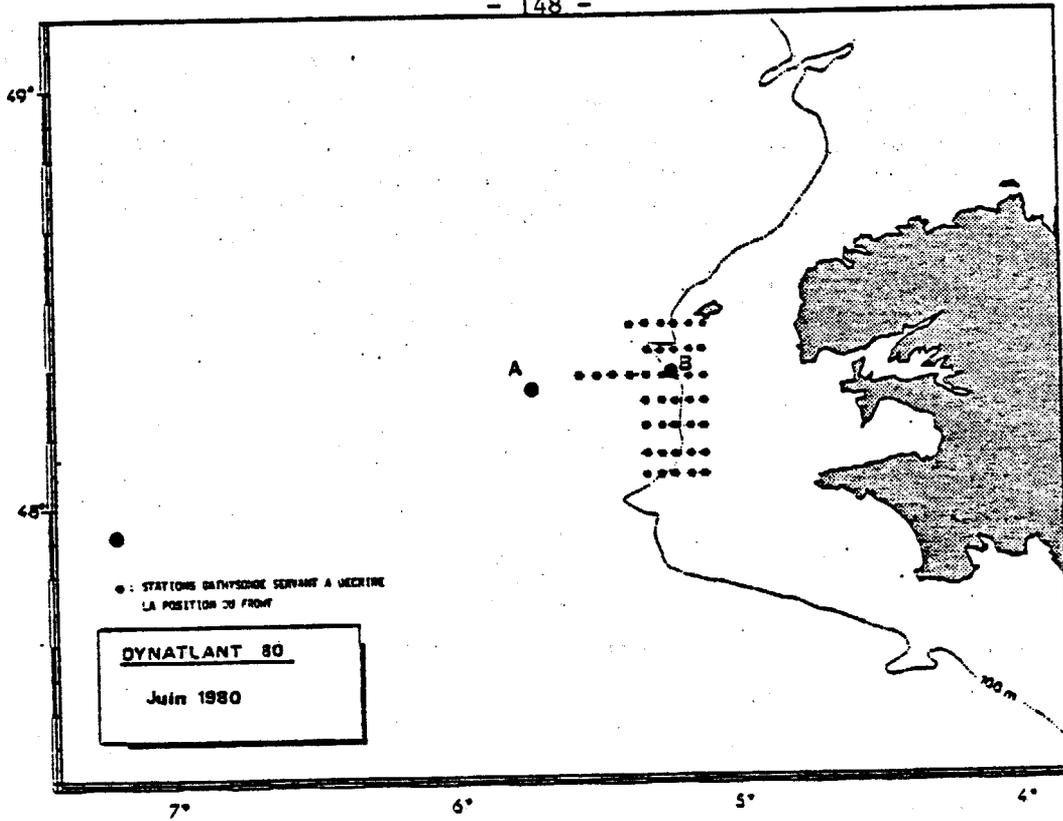


Figure 30 : Distribution des températures de surface à partir des radiales effectuées les 9 et 10 juin 1980.

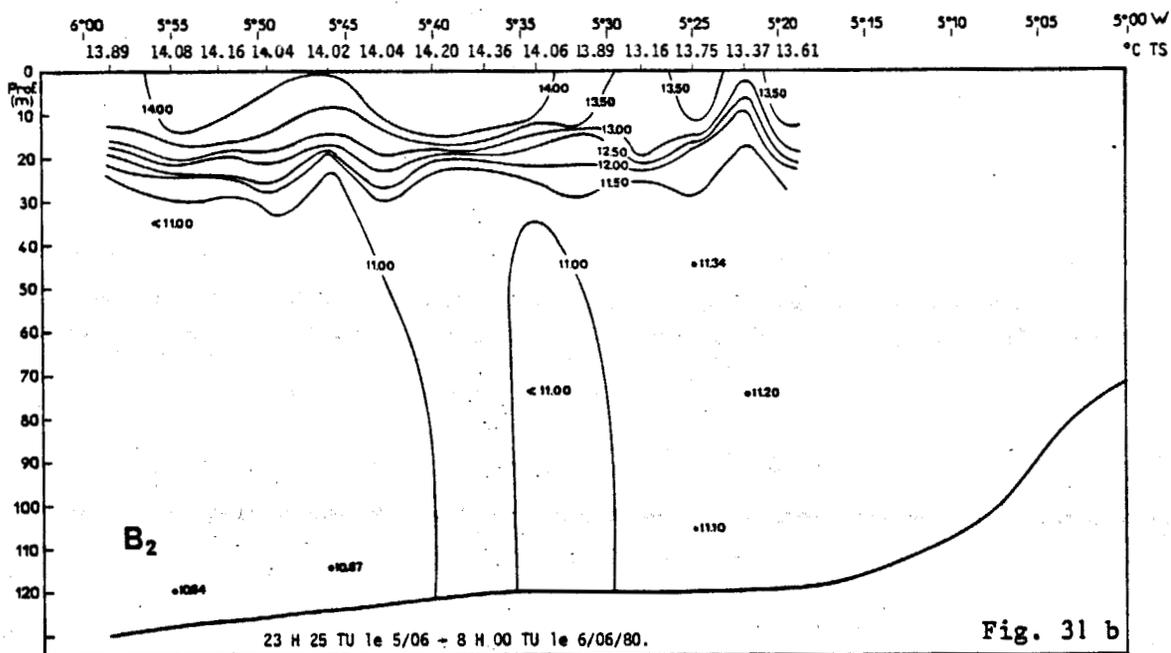
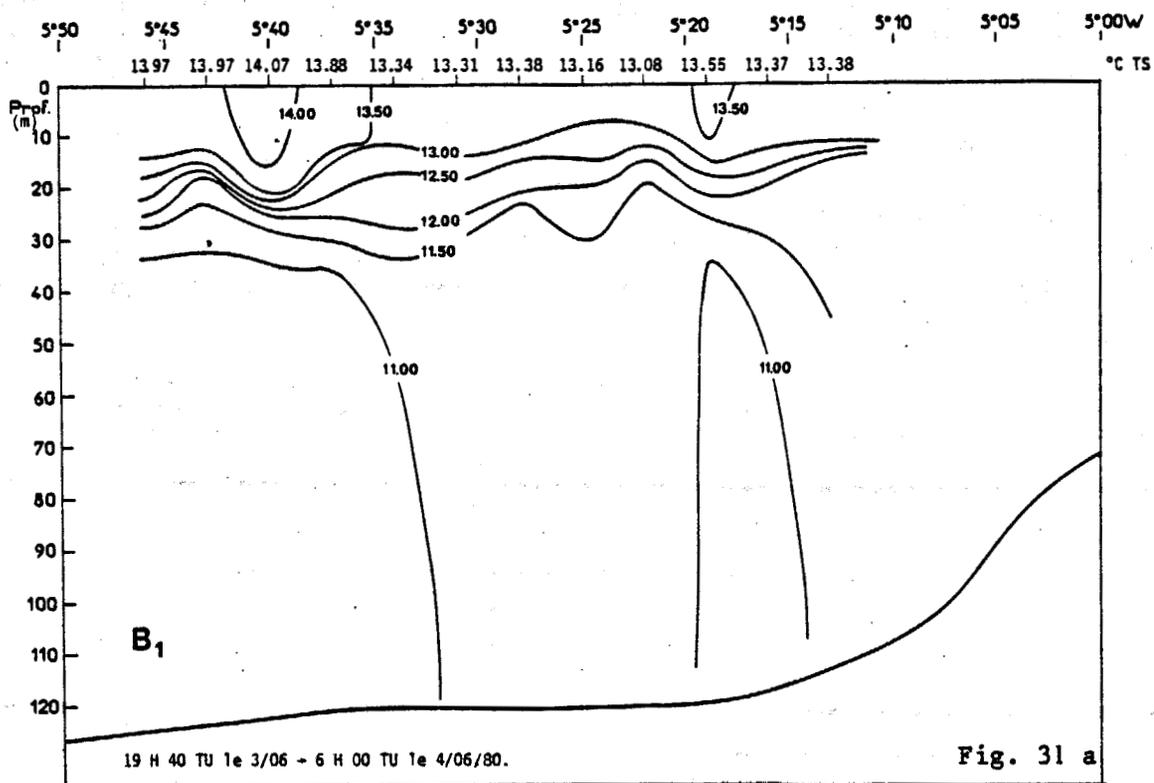


Figure 31 : Evolution de la structure thermique d'une radiale située à $\phi = 48^{\circ}18'N$.

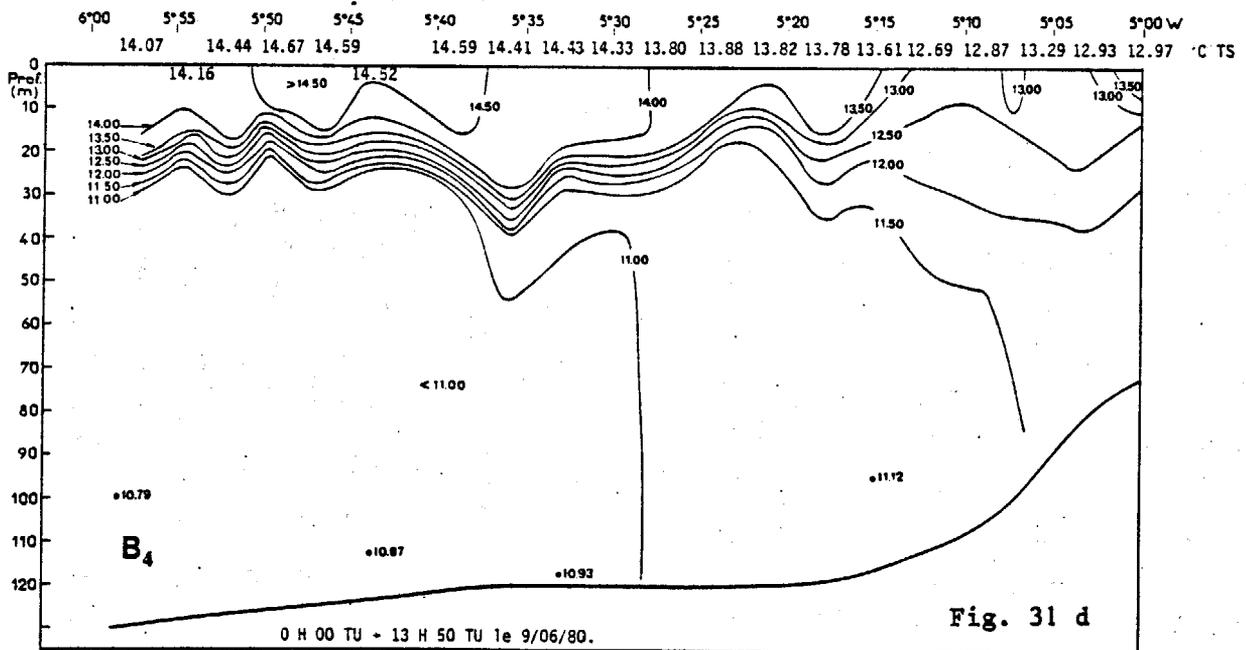
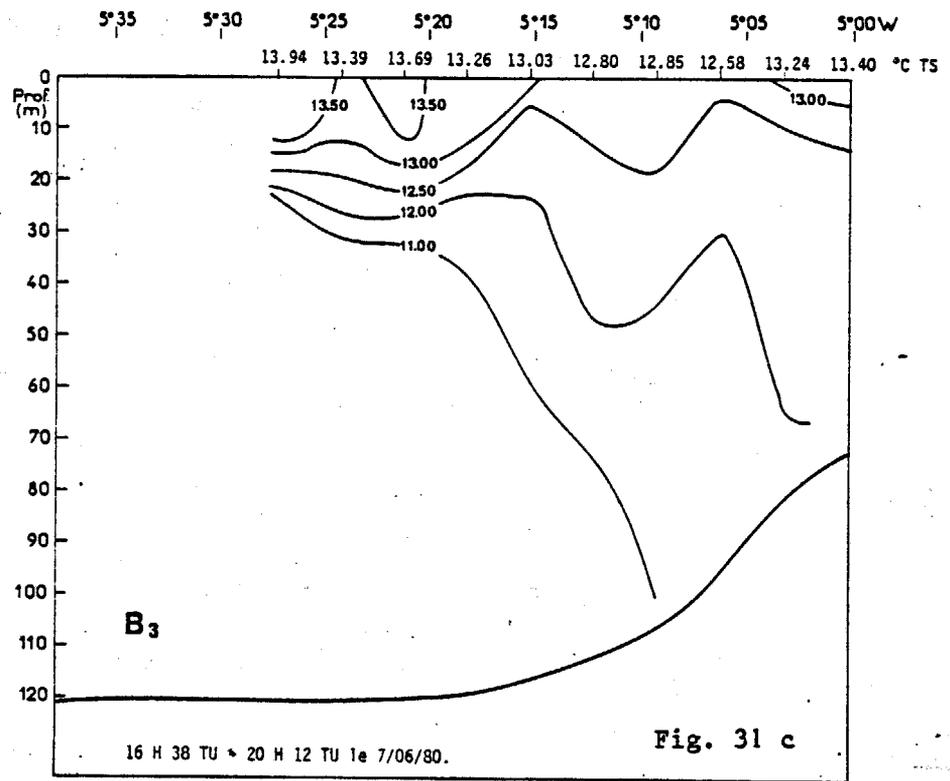


Figure 31 : Evolution de la structure thermique d'une radiale située à $\phi = 48^{\circ}18'N$.

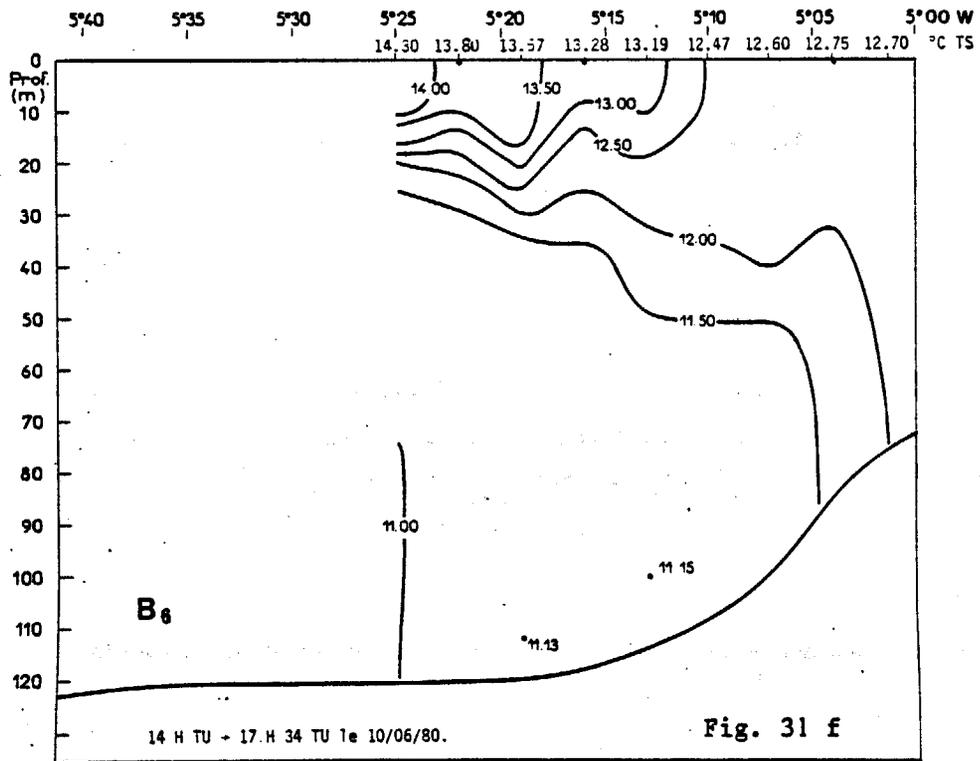
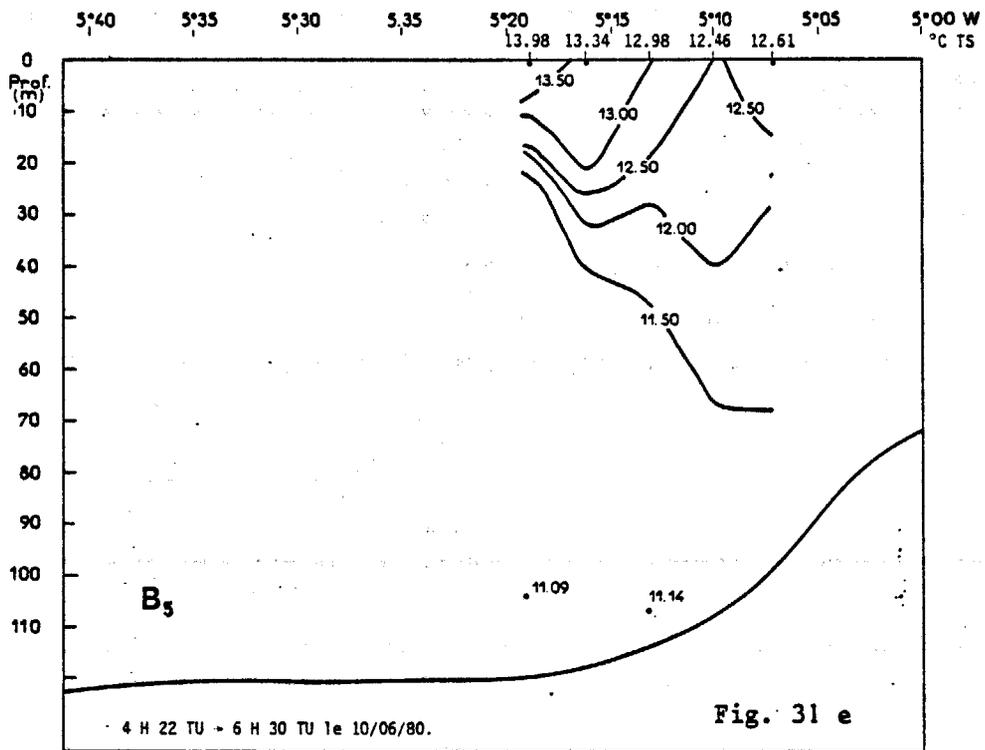


Figure 31 : Evolution de la structure thermique d'une radiale située à $\phi = 48^{\circ}18'N$.

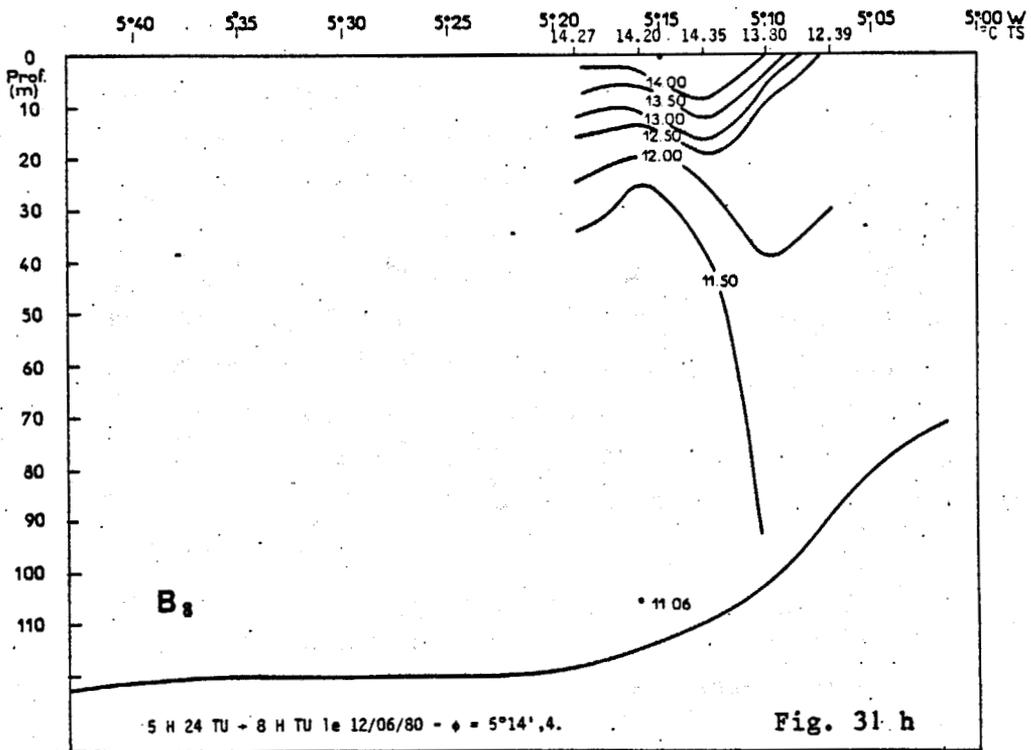
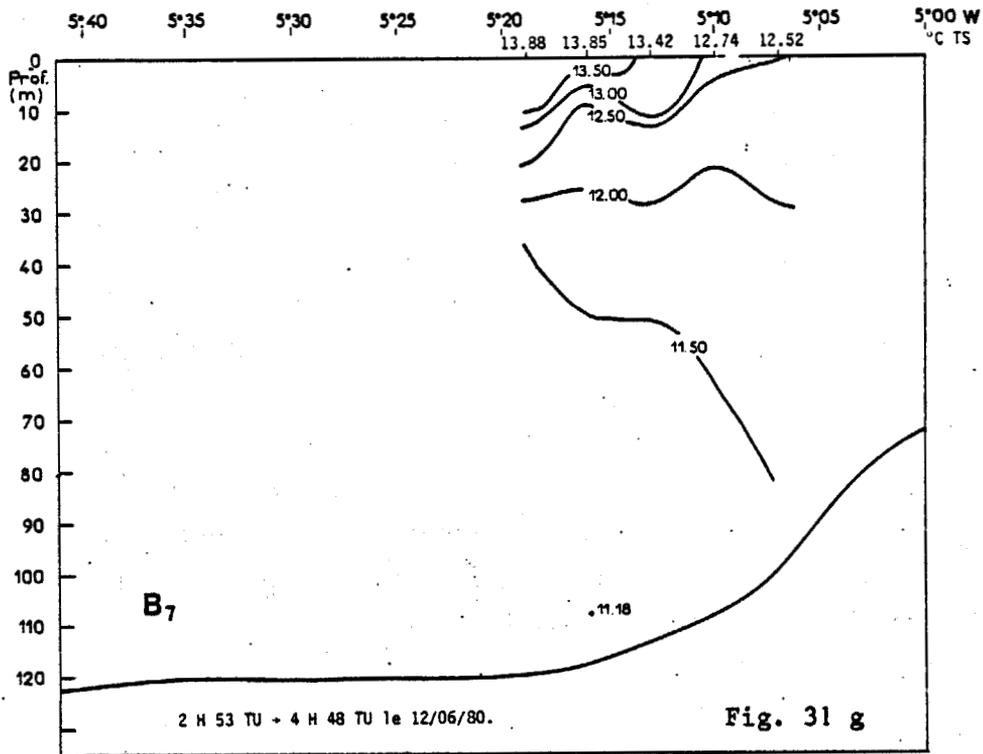


Figure 31 : Evolution de la structure thermique d'une radiale située à $\phi = 48^{\circ}18'N$.

Ainsi, ces différentes coupes permettent de préciser les différentes échelles de temps qui interviennent dans l'évolution du front thermique en période de formation : une échelle liée à l'évolution des échanges d'énergie à l'interface air - mer et une autre liée à la marée semi-diurne.

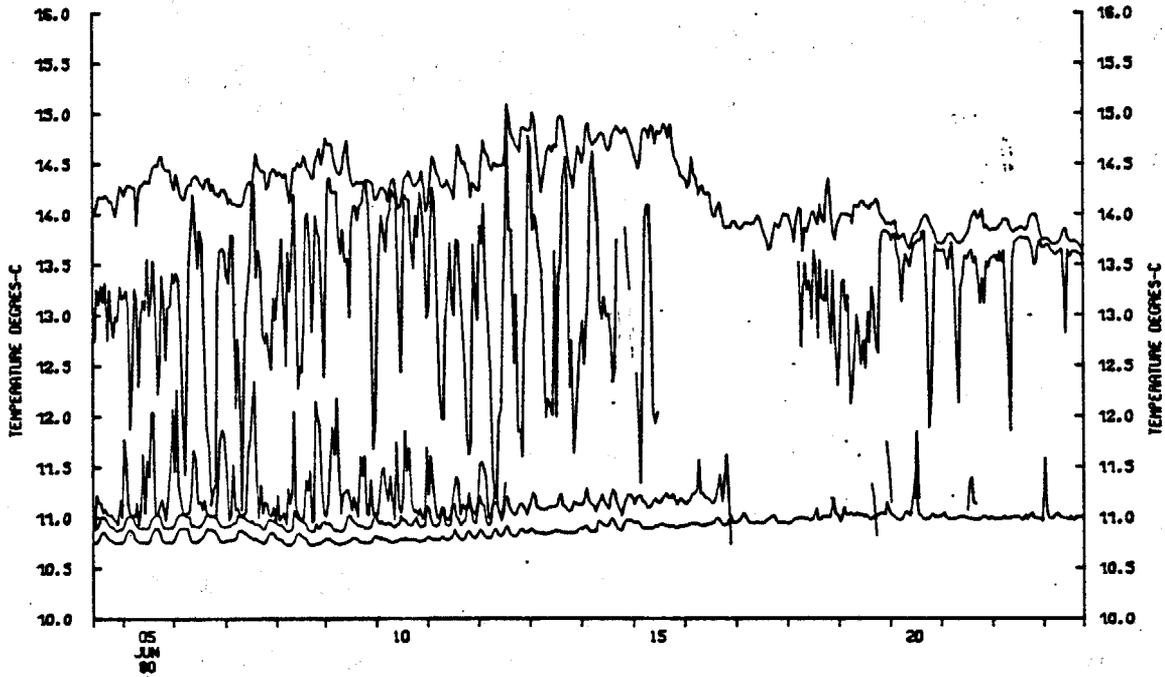
3°) Mesures aux points fixes

Nous avons placés deux mouillages pendant tout le temps qu'a duré la campagne, en deux points situés l'un en zone stratifiée (point A), l'autre en zone homogène (point B). Sur chacun de ces mouillages, on avait une chaîne de thermistances AANDERAA de 5 à 55 m et un courantomètre à 10 m sous la surface. A notre connaissance, jamais de tels mouillages n'avaient tenu pendant trois semaines dans cette zone. En effet, la réalisation et la mise en oeuvre de mouillages en Mer d'Iroise, comportent certaines difficultés liées au trafic maritime (le plus fort du monde), à la présence de forts courants de marée et à une météorologie souvent capricieuse.

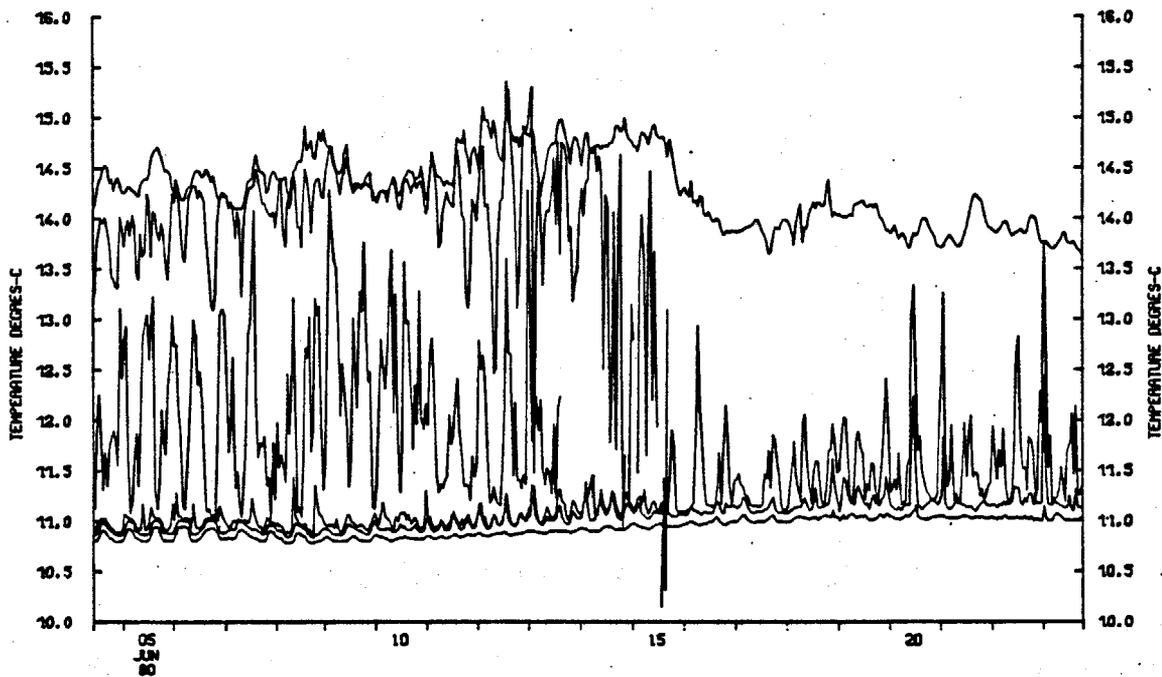
a) Point A : $\phi = 48^{\circ}16',3$ N
 $G = 05^{\circ}42',0$ W

Les mesures de température (Figure 32) montrent une stratification bien marquée avec une différence de plus de 4°C entre la température de surface et la température à 55 m. Malgré un mauvais fonctionnement des thermistances situées à 15 m, 20 m, 25 m, 30 m et 40 m, on constate un épaississement de la couche homogène dans la nuit du 9 au 10 juin, lié au renforcement brutal du vent dans la journée du 9 (Figure 27). Il a dû se passer le même phénomène le 16 juin mais il est moins visible à cause des ennuis techniques dont nous avons parlé précédemment. A cet épaississement de la couche homogène est associée une diminution de la température de cette couche, particulièrement visible sur les thermistances situées à 5 et 10 m. Par contre, les thermistances situées au niveau de la thermocline (15 m, 20 m, 25 m et 30 m) montrent une oscillation périodique semi-diurne liée à l'onde de marée barocline.

Sur les mesures du courant à 10 m (Figure 33) on remarque un mouvement de période quart-diurne sur le module du courant et une période semi-diurne sur les composantes Est-Ouest et Nord-Sud avec un module plus important pour cette dernière. Ces mouvements périodiques sont évidemment liés à la marée avec une amplitude maximale le 13 juin où le coefficient de marée est maximum (94) ; par



Température à 10 m, 20 m, 30 m, 40 m et 50 m



Température à 5 m, 15 m, 25 m, 35 m, 45 m et 55 m

Figure 32 : Evolution de la température au point A.

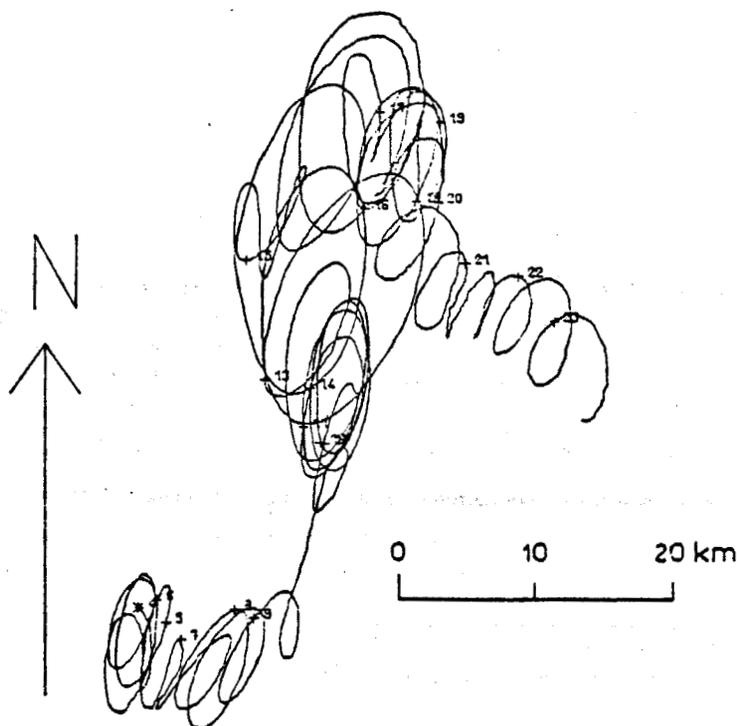
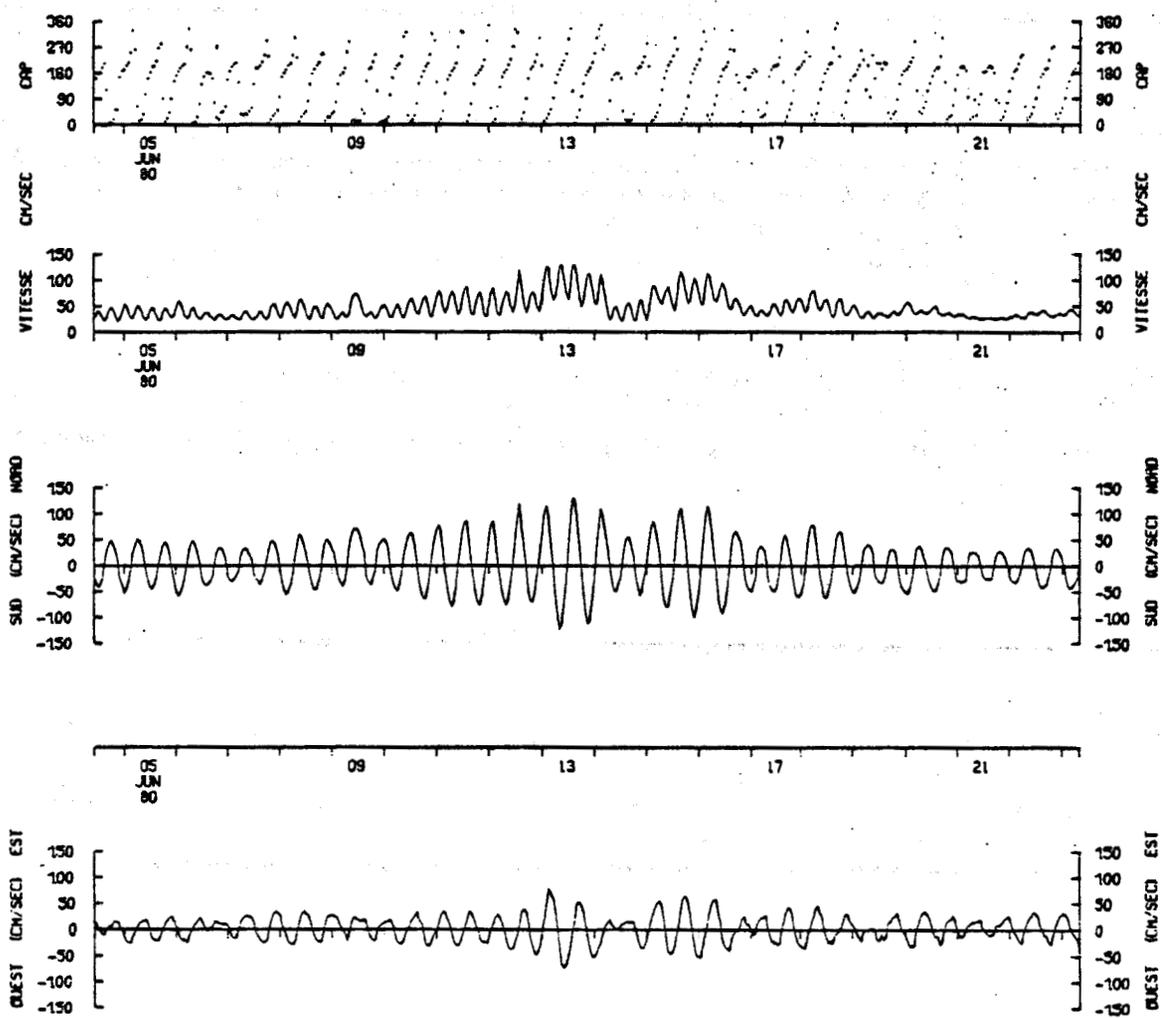


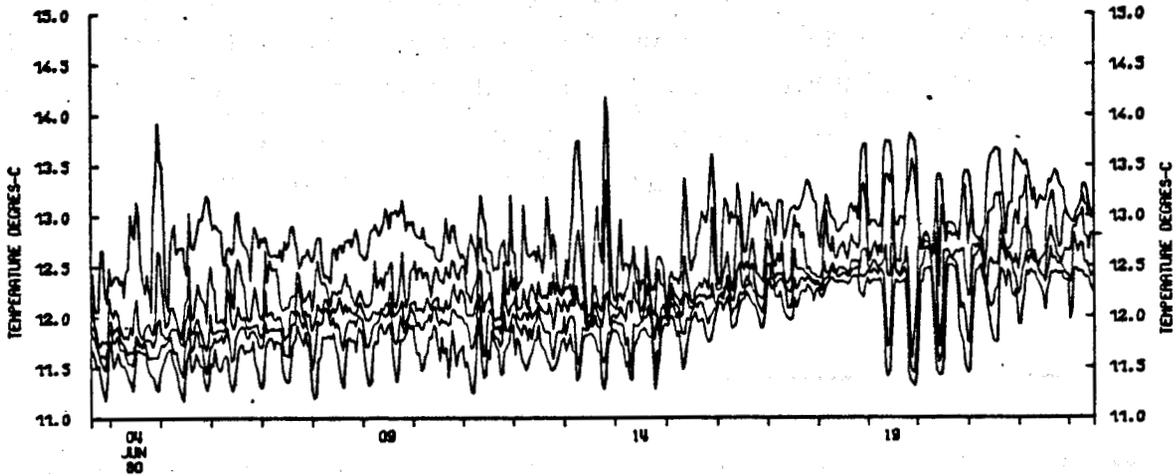
Figure 33 : Mesures du courant à 10 mètres au point A.

contre, actuellement, nous n'expliquons pas les valeurs relativement faibles du courant pendant la journée du 14 juin ainsi que le mouvement périodique très faible du module à partir du 20 juin, bien qu'une des causes du dernier phénomène soit les vents forts du secteur Ouest qui soufflent à ce moment. On remarque également l'influence du fort vent de secteur Sud sur le courant lors de la journée du 9 juin. Nous retrouvons ces différents aspects sur le diagramme polaire cumulé (Figure 33) qui montre une dérive eulérienne vers l'Est jusqu'au 8 juin, vers le Nord jusqu'au 18 juin et vers l'Est Sud-Est à partir du 19 juin. On voit donc qu'en zone stratifiée le vent perturbe notablement les différentes composantes du courant de marée à la fois en direction et en module.

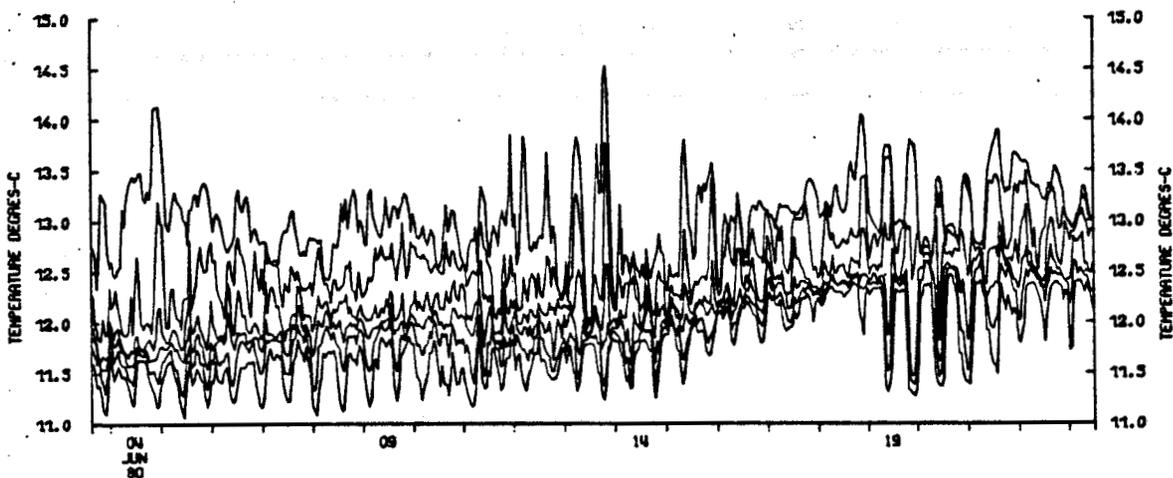
b) Point B : $\phi = 48^{\circ}18',0$ N
G = $05^{\circ}13',2$ W

Sur la figure 34, les mesures de température nous révèlent que le point B se trouve dans une zone de transition entre une structure thermique très stratifiée et une structure thermique homogène. En effet, on remarque une oscillation périodique semi-diurne pour la variation de la température à tous les niveaux. Mais à une augmentation de la température pour les thermistances situées dans les trente premiers mètres, correspond une diminution de la température pour les thermistances des quinze derniers mètres. Ceci voudrait dire que suivant les courants de marée semi-diurne le point B se trouverait alternativement proche de la zone stratifiée (température de surface plus élevée, température de fond plus basse) et de la zone homogène (température de surface moins élevée, température de fond plus forte). Le point B se trouve donc dans la zone frontale ainsi le 13 juin, jour où le coefficient de marée est le plus fort, l'amplitude de l'oscillation de la température est maximale.

A partir du 15 juin, on note une augmentation moyenne de la température, surtout celle située entre 25 et 55 m et un écart plus faible entre les températures de surface et de fond. A notre avis, ceci pourrait être la conséquence du renforcement du vent et du fort courant de marée : en effet, alors qu'au début de la période de mesures on était en présence d'un milieu faiblement stratifié, avec le renforcement du vent il se forme une couche homogène de surface et à cause des forts courants de marée, il se forme une couche homogène de fond. Ainsi, le 19 juin le point B se situe sur une zone frontale bien marquée et l'amplitude des oscillations de la température est plus importante.



Température à 10 m, 20 m, 30 m, 40 m et 50 m



Température à 5 m, 15 m, 25 m, 35 m, 45 m et 55 m

Figure 34 : Evolution de la température au point B.

Sur la figure 35 on peut noter que le module de courant oscille avec une période quart-diurne engendrée par la marée et une période semi-diurne liée au flot ou au jusant. Ainsi, le cycle de courant de marée au point B peut être décrit de la manière suivante : environ un peu plus de 7 heures de flot portant vers le secteur Nord suivies d'un peu plus de 5 heures de jusant portant vers le secteur Sud. De plus, le maximum de flot est supérieur au maximum du jusant. Cette dissymétrie importante entre le flot et le jusant est due essentiellement à la topographie : en effet au moment du flot rien n'empêche l'écoulement de l'eau vers le Nord alors qu'au jusant, l'eau venant de la Manche est retardée et freinée par la barrière que constitue l'archipel d'Ouessant et de Molène. On retrouve cette dérive eulérienne dirigée vers le Nord sur le diagramme polaire cumulé (Figure 35). Sur ce même diagramme, à partir du 19 juin, la dérive eulérienne est dirigée vers l'Ouest Nord-Ouest, c'est exactement le moment où le point B se trouve sur une zone frontale bien marquée, comme nous l'indiquent les enregistrements de température. Ce changement de direction est associé à la disparition de la composante Est qui devait avoir lieu au moment de la renverse de Pleine Mer. Nous verrons l'explication de ce phénomène dans la suite de notre exposé.

4°) Limites des mesures en mer et recherches d'informations complémentaires

Les résultats de cette campagne nous ont permis de mettre en évidence la complexité de certaines échelles de variabilité spatio-temporelle de la mise en place de la structure thermique de la Mer d'Iroise. Les mesures montrent notamment l'importance prépondérante des courants de marée d'une part et des échanges à l'interface air-mer d'autre part. Ainsi, la couverture de la zone d'étude avec des radiales bathysondes montre un front thermique plus marqué près de l'île d'Ouessant et de la chaussée de Sein qui sont justement les endroits où le gradient horizontal de courant de marée est le plus fort. Les mesures de courant nous ont montré des différences importantes de la structure de courant de marée entre les points A et B ; nous pensons que la topographie tourmentée de la zone d'étude doit y être pour beaucoup, mais que la présence de zones frontales une fois que celles-ci sont bien marquées, a un effet non négligeable sur le courant résiduel.

Enfin, il apparaît que les conditions météorologiques et notamment le vent, ont une influence non négligeable sur l'évolution de la structure thermique et des courants dans la couche superficielle.

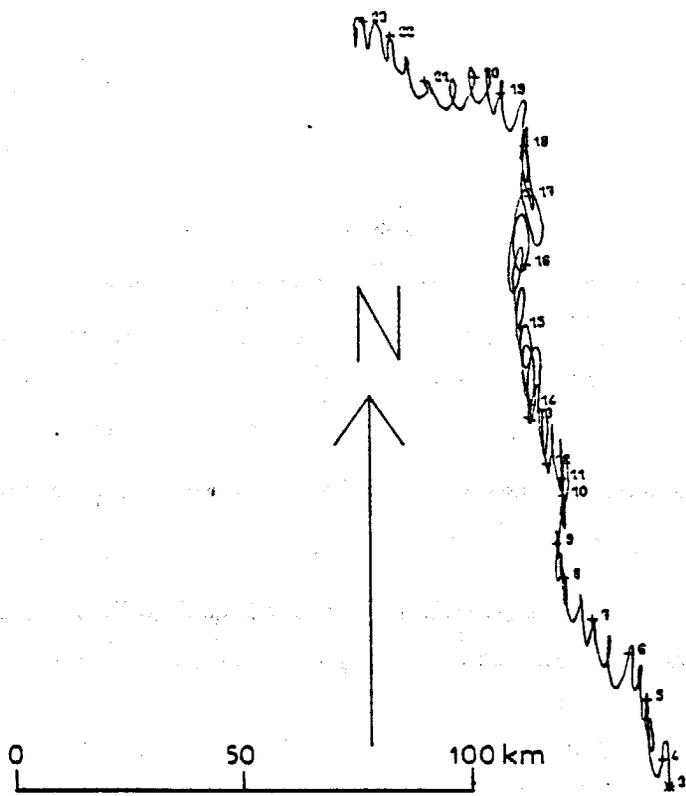
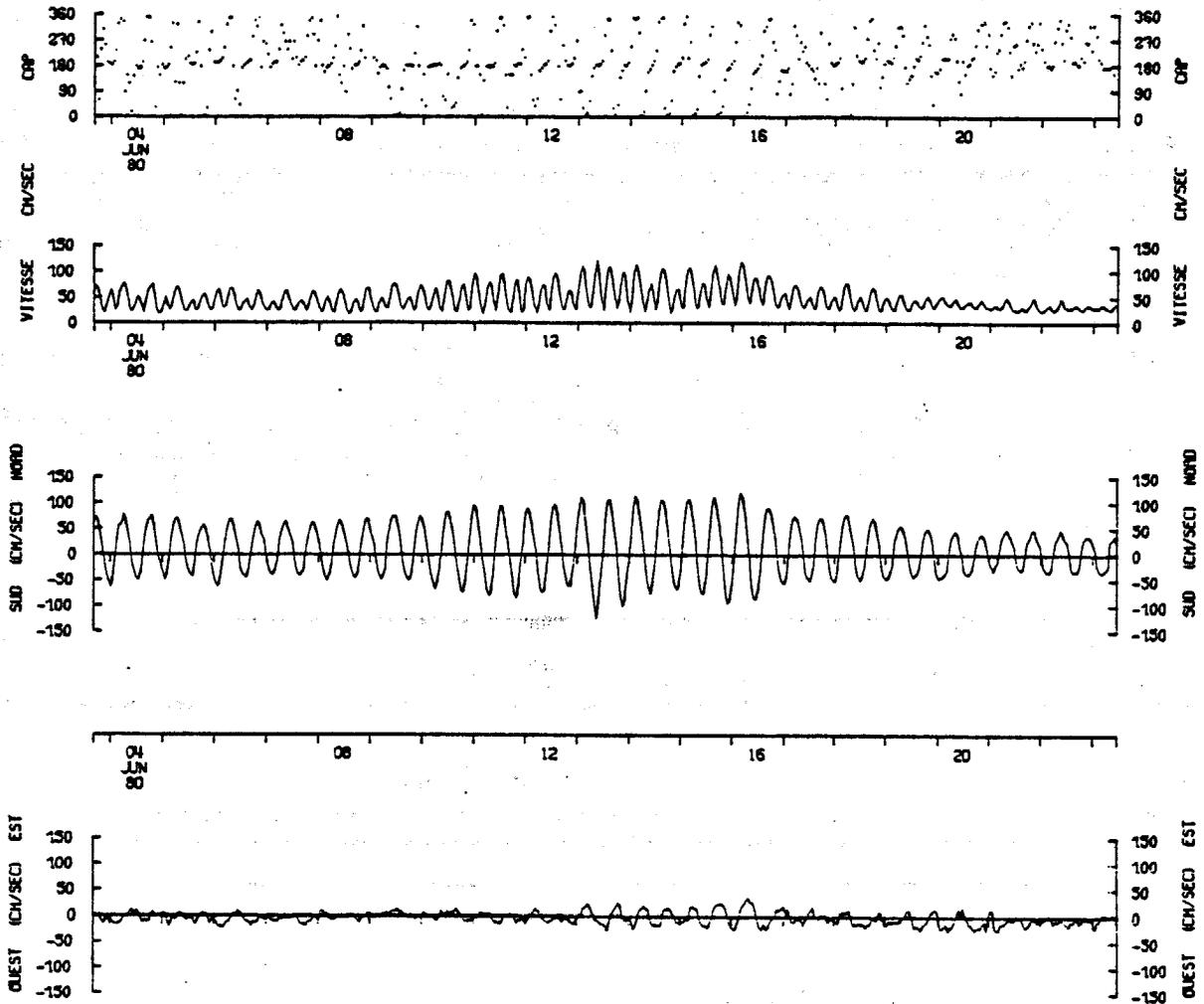


Figure 35 : Mesures du courant à 10 mètres au point B.

Ceci dit, à ce stade, une interprétation plus approfondie de ces mesures, en elles-mêmes, n'est pas possible si on ne dispose pas d'informations sur l'évolution de la structure thermique horizontale. Par exemple, dans DYNATLANT 80, il est difficile de quantifier la part due aux phénomènes locaux (conditions météorologiques, amplitude locale des courants de marée) de celle due aux phénomènes d'advection sur la structure thermique locale. Or, en zone côtière où la structure thermique horizontale est très hétérogène, ces phénomènes d'advection peuvent avoir un effet très important.

Les images satellites permettent maintenant d'avoir une idée relativement précise de la structure thermique à la surface de la mer. De ce fait, elles fournissent une information complémentaire aux mesures en mer d'une valeur considérable. Malheureusement, de bonnes images satellites ne sont pas toujours disponibles à une fréquence élevée, principalement à cause de la présence de nuages.

Les modèles numériques permettent actuellement de simuler l'évolution de la structure thermique marine dans un espace à 2 ou 3 dimensions. Les résultats de ces modèles sont relativement fiables pour autant que les hypothèses considérées soient vérifiées dans le cas réel simulé. Ces hypothèses concernent principalement l'importance des effets de certains processus physiques vis-à-vis des autres phénomènes. La confrontation des résultats numériques avec des données expérimentales permet de tester ces hypothèses. Dans le cas où elles sont vérifiées, le principal intérêt des modèles numériques est de fournir une information très importante à la fois sur l'évolution tridimensionnelle des variables moyennes comme la température, et sur les mécanismes physiques mis en jeu et donc sur l'effet des "forcings" extérieurs comme les gradients de pression horizontaux et les échanges air-mer. De ce fait, les modèles numériques fournissent une information complémentaire à la fois aux mesures en mer et aux images satellites d'une très grande valeur.

Ceci explique la démarche que nous avons suivie pour essayer de mieux comprendre les processus physiques qui gouvernent la structure thermique marine en mer à marée. Cette démarche consiste à analyser de manière complémentaire, les résultats de mesures en mer, les images satellites et les résultats de simulation numérique.

II - MODELISATION DES PROCESSUS UNIDIMENSIONNELS EN MER A MAREE

Nous avons montré dans le chapitre I que l'évolution de la structure thermique de la couche superficielle de l'océan, particulièrement en période printanière, pouvait être relativement bien simulée à l'aide des deux types de modèles unidimensionnels instationnaires que nous avons présentés. Nous avons voulu voir si l'on pouvait modéliser la mise en place de la structure thermique dans les mers à marée de la même manière. Ainsi, le modèle que nous proposons dans ce paragraphe suppose que les processus unidimensionnels sont les principaux processus qui gouvernent, pendant sa formation, l'évolution de la structure thermique. Cette mise en place de la structure thermique dans les mers à marée a lieu en période printanière. Ce sera donc la période concernée par l'étude que nous présentons dans les paragraphes suivants. Par ailleurs, nous reviendrons en fin de chapitre sur l'importance des processus bi ou tridimensionnels et sur les limites d'un modèle unidimensionnel, à représenter l'évolution de la structure thermique une fois celle-ci établie. Ainsi, les processus unidimensionnels pris en compte dans la modélisation, résultent de l'effet des conditions météorologiques locales et de celui des courants de marée. Leur représentation et leur paramétrisation nécessitent d'utiliser un certain nombre d'hypothèses introduites dans le paragraphe suivant.

1°) Discussion sur les hypothèses effectuées

La structure thermique en zone côtière résulte de la pénétration du rayonnement solaire, de la turbulence d'origine dynamique et thermique induite par les "forcings" atmosphériques et de celle produite par les courants de marée. Une paramétrisation simple de ces mécanismes turbulents nécessite de les analyser et de faire appel à des hypothèses quant à leur influence respective.

a) Effets des "forcings" atmosphériques et des courants de marée en surface

Dans les chapitres précédents, on a analysé l'évolution de la structure thermique des couches superficielles océaniques soumises aux seuls effets des "forcings" atmosphériques locaux. On a vu que le principal mécanisme d'érosion des couches stables est le cisaillement de courant au bas de la couche mélangée. Ce cisaillement de courant est gouverné par l'interaction vent-courant

de surface. Par ailleurs, on a vu que l'effet des vagues de surface, en tant que source d'énergie turbulente, peut être considéré comme négligeable pour autant que l'épaisseur de la couche mélangée soit supérieure à 6-8 mètres. De même, le mécanisme de convection pénétrante peut être considéré comme négligeable, du moins en période estivale et à nos latitudes. Ces hypothèses sont également supposées être vérifiées en zone côtière.

De plus, la présence de courants de marée dans la couche de surface va engendrer une modification de vitesse relative et par suite du gradient de courant par rapport à celui qui aurait existé en l'absence de courant de marée. La production d'énergie turbulente due au cisaillement de courant dans la couche mélangée pourra alors différer de celle prévue en l'absence de marée.

La paramétrisation de cette énergie turbulente supplémentaire nécessiterait de connaître très finement (expérimentalement ou numériquement), l'évolution tridimensionnelle des courants de marée, ce qui sort des limites de cette étude. On a donc considéré ici que cette turbulence supplémentaire, d'une part est faible, et d'autre part qu'elle peut être paramétrisée en fonction de la tension du vent en surface (puisque cette dernière en est l'origine). Compte tenu de cette hypothèse, les courants de marée seront considérés comme homogènes dans la couche de surface.

b) Effets des courants de marée près du fond

Le frottement des courants de marée sur le fond va créer un gradient de courant. En appliquant la loi de PRANDTL, la variation du courant près du fond peut être représentée par un profil logarithmique. Ce cisaillement de courant de marée près du fond est une source d'énergie cinétique turbulente. Cette tension de cisaillement au fond a un effet bien plus important que celle du vent en surface. Outre ce processus physique, la décroissance du courant près du fond va engendrer une avance du courant de fond par rapport à celui de surface au moment des renverses de marée. En effet, à ce moment là, une variation rapide de la pente de la surface va engendrer une accélération presque uniforme de la surface au fond. Cette accélération s'appliquant à une vitesse plus faible dans les couches de fond, il va se créer un déphasage de cette vitesse par rapport à celle de surface. Ainsi, pendant les renverses de marée,

la variation du courant de marée en fonction de la profondeur suit une spirale d'Ekman inversée en partant du fond.

Au cours de la campagne DYNATLANT 80, nous avons pu mesurer des profils verticaux de courant et de température à l'aide d'un profileur de courant surmonté d'un capteur de température. Nous présentons l'évolution de cette structure verticale pendant une renverse de marée (Figure 36) en un point M3 situé par 48°18' N et 05°19' W : alors que le courant est homogène en module et direction, excepté près du fond où on note la présence d'un profil logarithmique (Figure 36 a), il faiblit en intensité une demi-heure plus tard. (Figure 36 b) puis la direction du courant au fond s'inverse et se trouve opposée à celle du courant de surface (Figure 36 c) ; enfin, le module du courant de surface diminue et le cisaillement en direction remonte en surface (Figure 36 d). Ce cisaillement va lui aussi être une source d'énergie cinétique turbulente.

La paramétrisation de l'énergie turbulente ainsi créée nécessite de connaître de manière assez fine et précise, l'évolution tridimensionnelle des courants de marée ainsi que la rugosité des fonds. Comme précédemment, ceci dépasse le cadre de cette étude. On a donc considéré ici que la production d'énergie cinétique turbulente par le cisaillement de courant de marée dû au frottement sur le fond pouvait être paramétrisée de manière globale à partir de l'amplitude moyenne du courant de marée local. Compte tenu de cette hypothèse et de celle faite précédemment, la marée sera considérée comme barotrope.

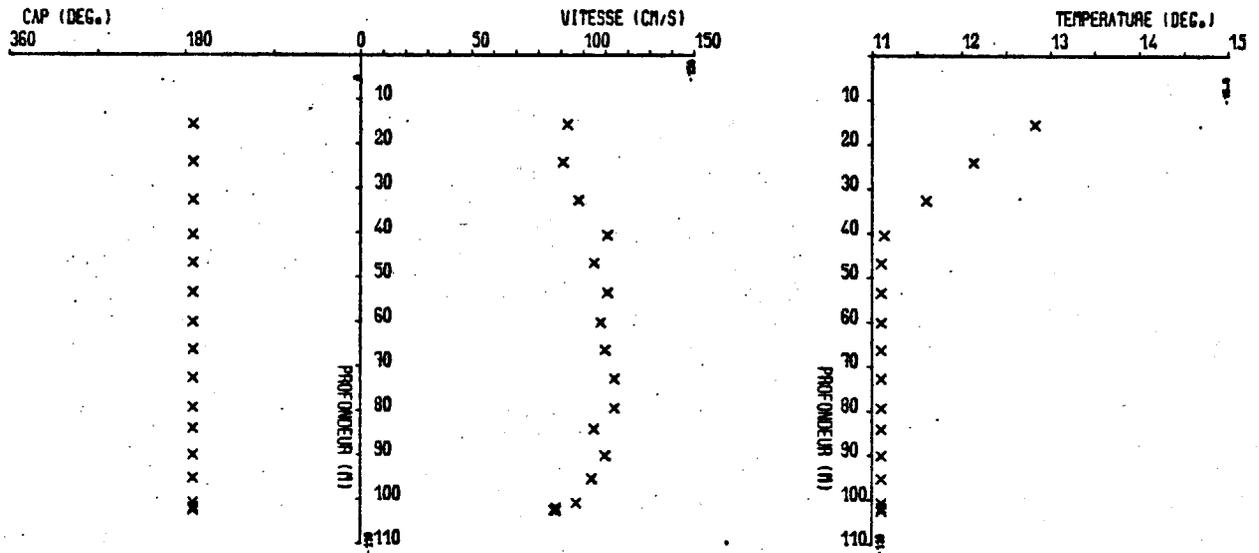
c) Paramétrisation de l'énergie cinétique turbulente produite par le cisaillement du courant de marée

L'énergie turbulente, E_s , produite par le cisaillement du courant de marée dans la couche de surface a été paramétrisée en fonction de la vitesse de friction du vent en surface (puisque celui-ci en est l'origine). A partir de considérations d'analyse dimensionnelle on a :

$$E_s = m_{1s} \cdot u_x^3$$

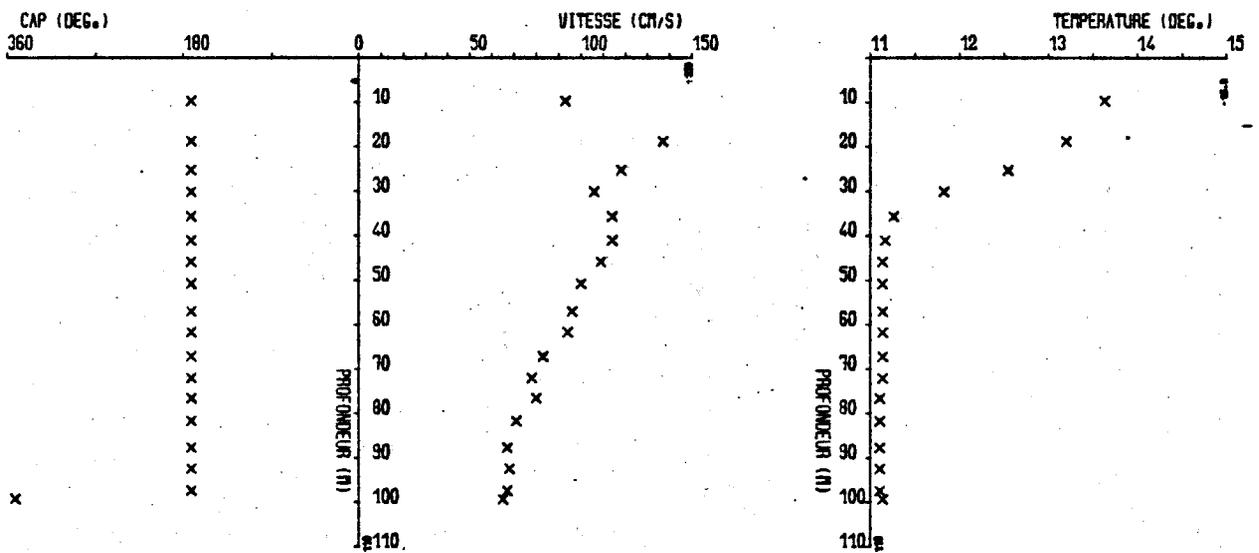
où m_{1s} est une constante numérique et u_x la vitesse de friction du vent.

De même, l'énergie turbulente produite par unité de temps par le cisaillement du courant de marée dans la couche limite près du fond a été para-



PROFILEUR POINT M3 LE 08/06 A 12H01 (T₀U₀)

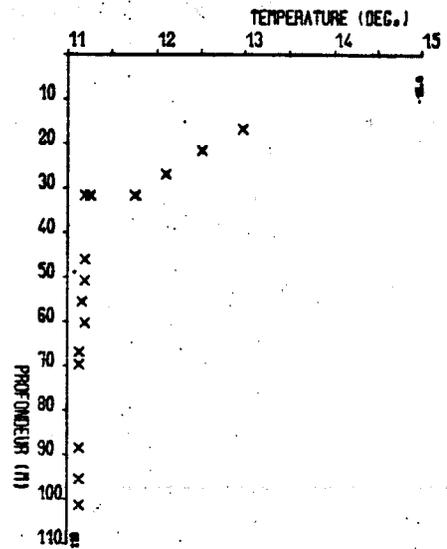
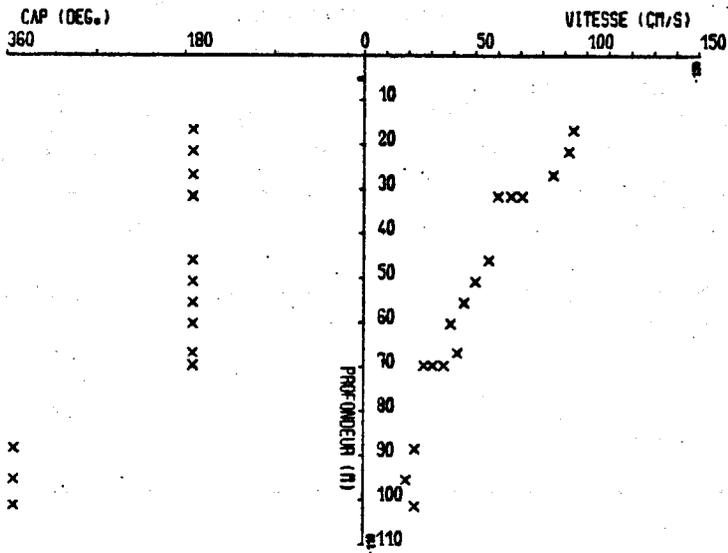
Figure 36 a



PROFILEUR POINT M3 LE 08/06 A 12H32 (T₀U₀)

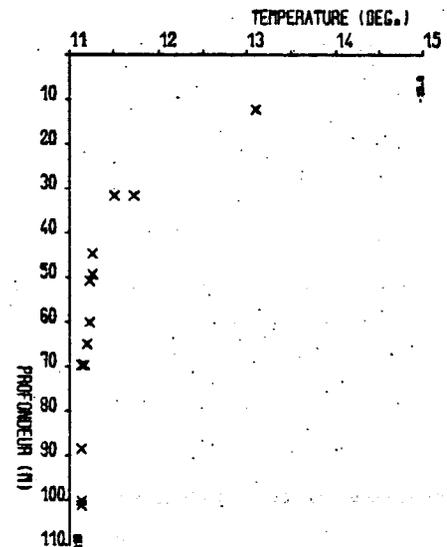
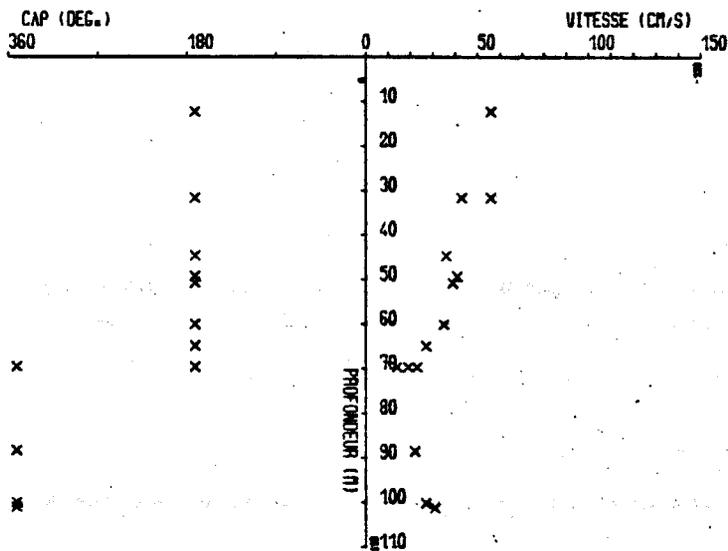
Figure 36 b

Figure 36 : Variation dans le temps des profils verticaux de courants et de température pendant une renverse de marée.



PROFILEUR POINT M3 LE 08/06 A 13H07 (T.U.)

Figure 36 c



PROFILEUR POINT M3 LE 08/06 A 13H35 (T.U.)

Figure 36 d

Figure 36 : Variation dans le temps des profils verticaux de courants et de température pendant une renverse de marée.

métrisée en fonction de la vitesse de frottement du courant de marée (puisque l'origine est cette fois le frottement de ce courant sur le fond). Toujours à partir de considérations d'analyse dimensionnelle on obtient :

$$E_f = m_{1f} \cdot u_{*f}^3$$

où m_{1f} est une constante numérique dépendant de la rugosité des fonds et u_{*f} la vitesse de friction du courant de marée moyen (sur la verticale).

Cette dernière paramétrisation nécessite de connaître de manière assez précise la vitesse de frottement du courant de marée local et donc l'évolution spatiale et temporelle du champ de courant de marée de la zone étudiée. Celui-ci a été estimé à l'aide d'un modèle numérique présenté dans le paragraphe suivant.

2°) Calcul des courants de marée en mer d'Iroise

Si la connaissance actuelle des courants de marée en Mer d'Iroise peut paraître suffisante pour les besoins de la navigation, elle est loin de l'être pour les besoins scientifiques, qui nécessitent une meilleure précision et surtout une meilleure définition spatiale. Pour améliorer cette connaissance, il serait toujours possible de multiplier les points de mesures, mais ces dernières sont difficilement réalisables, très coûteuses et pas assez précises.

Pour toutes ces raisons, il nous semble qu'un modèle numérique est à l'heure actuelle le meilleur outil pour répondre au problème posé. Mais comme tout modèle numérique, il ne peut être utilisé qu'après avoir été étalonné et validé à l'aide de confrontations avec les mesures *in situ*. C'est à ce niveau que se situe notre travail personnel qui a fait l'objet d'une publication (MARIETTE V., ROUGIER G., SALOMON J.C., SIMON B., *Oceanologica Acta*, 1982, Vol. 5, N° 2).

a) Formulation mathématique du problème

Nous ne développerons pas la formulation détaillée de ce problème qui a, en outre, déjà été traité abondamment par SALOMON (1981) dans le cadre de l'étude de l'estuaire de la Seine.

Nous devons résoudre le système suivant dans lequel les variables sont intégrées sur la hauteur d'eau :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + fu + g \frac{\partial \xi}{\partial y} + \frac{gH}{2\rho} \frac{\partial \rho}{\partial y} + \frac{1}{H} N\Delta v$$

$$+ \frac{\tau_{yz}(\xi) - \tau_{yz}(-h)}{H\rho} = 0$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial(Hu)}{\partial x} + \frac{\partial(Hv)}{\partial y} = 0$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - fv + g \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{gH}{2\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{1}{H} N\Delta u$$

$$+ \frac{\tau_{xz}(\xi) - \tau_{xz}(-h)}{H\rho} = 0$$

u et v : composantes du courant de marée barotrope intégré sur la verticale

ξ : côte de la surface

-h : côte du fond

H = $\xi + h$: hauteur d'eau totale

Dans ces équations, N représente un tenseur de cisaillement latéral. Les tenseurs $\tau(\xi)$ et $\tau(-h)$ représentent les tensions de cisaillement à la surface et au fond.

Pour les applications présentées ici, nous n'avons pas pris en compte l'effet induit par le vent car nous nous intéressons aux seuls courants dus à la marée ($\tau(\xi) = 0$).

Cherchant à ne faire qu'un minimum d'hypothèses simplificatrices pour résoudre le système précédent dit de St Venant, il faut rechercher une solution numérique. La méthode utilisée relève des différences finies. Il s'agit d'une technique dite "en directions alternées" appliquée au calcul des marées littorales par LEENDERTSE (1971). Le schéma numérique correspondant a été abondamment décrit par l'auteur, il a été cependant légèrement modifié

par SALOMON (1981), pour ce qui est de la forme donnée au terme de frottement, l'adjonction d'un terme de viscosité et bien que cela n'ait pas été utilisé ici, l'introduction d'un terme de gradient de densité.

L'ensemble des détails sur le schéma numérique et sur sa résolution informatique est exposé dans SALOMON et LE HIR (1980). Notons seulement que les différences finies sont centrées dans l'espace et dans le temps, il s'agit donc d'une méthode du second ordre, à l'exception du terme d'advection qui n'est pas totalement centré dans le temps. On peut montrer (LEENDERTSE, 1970) que cette méthode numérique est inconditionnellement stable dans le cas d'équations linéarisées, mais appliquée aux équations complètes elle doit respecter un rapport critique entre le pas de discrétisation spatiale et le pas d'intégration dans le temps. Le critère de stabilité sera le suivant :

$$\Delta t \leq \frac{2g (\Delta x)^2}{C^2 H_u} \quad C : \text{coefficient de Chézy}$$

Le choix du pas d'espace résulte d'un compromis entre le désir de reproduire la circulation (courants et niveau) avec un maximum de précisions et celui de respecter les contraintes de temps et de coût de calcul. On a adopté un pas d'espace identique sur les deux axes de coordonnées : $\Delta X = \Delta Y = 1 \text{ M.N.}$ (1 Mille Nautique = 1852 m). La région modélisée (Figure 37) est alors reproduite par une matrice (56 x 43).

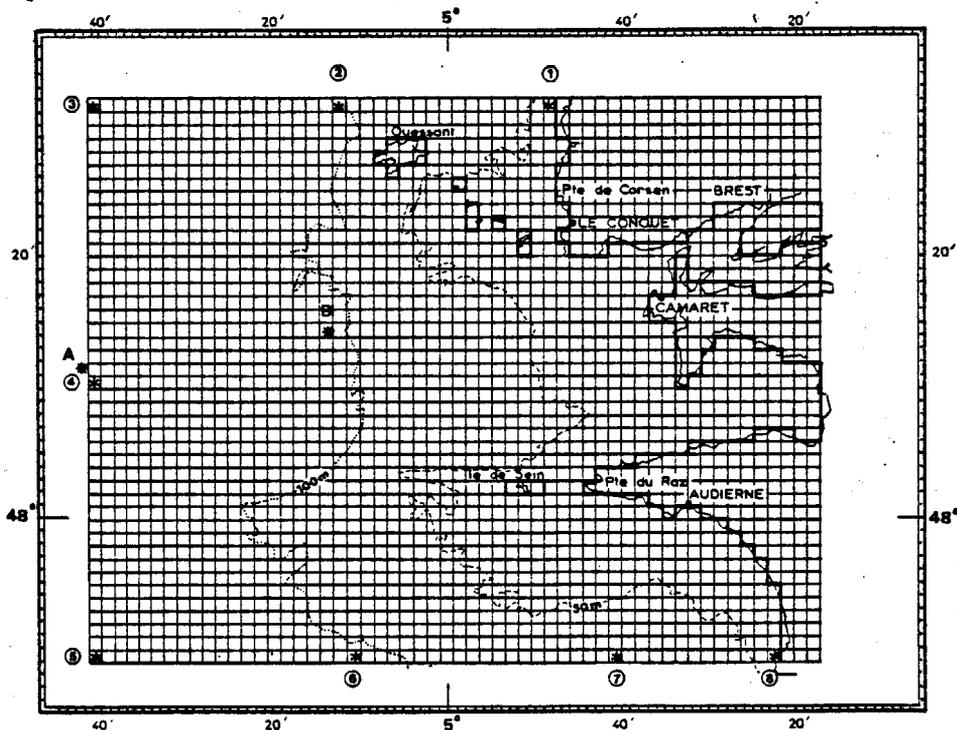


Figure 37 : Carte de schématisation du modèle de courant de marée.

On remarquera que la rade de Brest n'est que très grossièrement schématisée, mais en fait son rôle n'est que de donner un débit correct dans le goulet de Brest.

Le critère de stabilité indique alors $\Delta t < 190$ s. Le pas de temps adopté a donc été fixé à 2 minutes. Le modèle calcule tous les milles et toutes les 2 minutes le vecteur vitesse (intégré sur la hauteur d'eau) et la hauteur d'eau.

La tension de cisaillement au fond, d'après l'hypothèse de BOUSSINESQ s'écrit :

$$\tau_{xz}(-h) = \rho N_{xz} \frac{\partial u}{\partial z}(z)$$

N_{xz} étant un coefficient de viscosité turbulente.

Dans le cas présent, nous ne pouvons calculer cette tension, puisque l'on considère un modèle intégré sur la verticale. Nous devons donc faire une hypothèse de fermeture. Pour cela, on utilise une paramétrisation de cette tension en fonction des composantes (u,v) de la vitesse intégrée. L'expression couramment employée est de type quadratique :

$$\tau(-h) = \frac{\rho g C \sqrt{u^2 + v^2}}{C^2}$$

C est le coefficient de Chezy qui peut être évalué d'après le raisonnement suivant :

On observe que dans la zone étudiée, les courants suivent assez bien la loi de PRANDTL :

$$u(z) = \frac{u^*}{k} \log \frac{z}{z_0}$$

où k est la constante de Karman

z_0 la hauteur de rugosité du fond

et u^* la vitesse de frottement définie par : $u^* = \sqrt{\frac{\tau(-h)}{\rho}}$

En reportant cette valeur dans l'expression de type quadratique, on obtient après intégration de $u(z)$ sur la verticale :

$$C = \frac{\sqrt{g}}{k} \log \left[\frac{H}{e \cdot z_0} \right] \quad \text{où } e \text{ est la base des logarithmes népériens}$$

Pour z_0 , on supposera une valeur constante dans le temps et dans l'espace : $z_0 = 10^{-2}$ m. Cette valeur correspond à une moyenne déduite de différentes mesures faites en Manche (LE FLOCH et DENIAUD, 1976) et en Mer d'Iroise (HENROTTE-BOIS, 1981).

Puisque $H = \xi + h$, on détermine une valeur du coefficient du frottement variable dans le temps et l'espace. Au cours de l'étalonnage du modèle visant à reproduire le plus fidèlement possible les courants de marée en Mer d'Iroise, nous avons été amené à augmenter la tension de frottement aux limites formées par la terre et dans la chaussée de Sein. Ainsi, dans ces endroits, le coefficient de Chézy sera fixé à 70 % de la valeur calculée par la formule précédente, ceci s'explique par un fond plus tourmenté. A titre d'exemple, nous donnons une carte des valeurs du coefficient de Chézy en chaque maille du domaine d'étude (Figure 38).

b) Détermination des conditions aux limites

La précision des résultats fournis par le modèle est étroitement liée aux conditions aux limites introduites à la frontière du domaine, il est donc nécessaire d'y attacher une attention toute particulière.

Deux types habituels de limites ont été considérés :

- des limites fermées, où la géométrie du domaine coïncide avec les côtes ; pour ces frontières une condition de vitesse normale nulle est imposée ;

- des limites ouvertes, frontière en "pleine eau" où les hauteurs d'eau doivent être introduites pour chaque maille à chaque pas de temps. La détermination de ces hauteurs d'eau est le résultat d'une série d'interpolations dont nous allons indiquer le principe :

Nous avons déterminé en 8 points des limites ouvertes (Figure 37), les constantes harmoniques de la marée, par une méthode d'interpolation spline à deux dimensions.

Cette méthode mise au point par SIMON (1978) pour les réductions des sondes au large, s'appuie sur la connaissance des constantes harmoniques de la marée en un certain nombre de points (quelques ports anglais et français et des points sur le plateau continental au large) pour en déduire par interpolation les constantes harmoniques pour un lieu choisi. Considérons N points de coordonnées (x_i, y_i) $i = 1, N$ où des analyses harmoniques (réalisées à partir de mesures) ont permis de déterminer les ondes principales de la marée, considérons d'autre part un point de coordonnées (x, y) géométriquement bien disposé entre ces points d'observations. Représentant chaque onde composante de la marée par un vecteur $(V_k(x, y))$ au point (x, y) , nous pouvons écrire le système d'interpolation S_1 .

$$S_1 \left\{ \begin{array}{l} V_k(x, y) = \sum_{i=1}^N \lambda_i R_i \log R_i + ax_i + by_i + c \\ \text{où } R_i = \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2} \\ \text{et tel que :} \\ \sum_{i=1}^N \lambda_i x_i = 0 \\ \sum_{i=1}^N \lambda_i y_i = 0 \\ \text{et } \sum_{i=1}^N \lambda_i = 0 \end{array} \right.$$

Ce système est à résoudre pour chaque onde V_k dont nous avons la connaissance au point (x_i, y_i) $i = 1, N$ et que nous voulons calculer au point (x, y) . Pour cela, il faut déterminer les $(N + 3)$ inconnues $\{\lambda_i\}$ $i = 1, N$, a , b , c . Ceci est possible en écrivant que le système S_1 doit être aussi vérifié pour les N points d'observations :

$$\left. \begin{aligned}
 & N \text{ équations : } V_k(x_j, y_j) = \sum_{i=1}^N \lambda_i R_{ij} \log R_{ij} + ax_j + by_j + c \\
 & \text{pour } \{j = 1, N\} \\
 & \text{où } R_{ij} = \sqrt{(x_j - x_i)^2 + (y_j - y_i)^2} \\
 & \text{et } R_{ij} \log R_{ij} = 0 \text{ pour } i = j \\
 \\
 & \sum_{i=1}^N \lambda_i x_i = 0 \\
 & \sum_{i=1}^N \lambda_i y_i = 0 \\
 & \sum_{i=1}^N \lambda_i = 0
 \end{aligned} \right\} S_2$$

3 équations

Ainsi, nous obtenons $N + 3$ équations pour $N + 3$ inconnues, les vecteurs $V_k(x_j, y_j)$ étant connus pour les points d'observations. La résolution du système S_2 nous permettra de connaître les inconnues $\{\lambda_i, a, b, c\}$ du système S_1 et donc en résolvant ce dernier de déterminer $V_k(x, y)$, ceci pour chaque onde de composante de la marée.

Les conditions pratiques d'utilisation de cette méthode sont liées essentiellement, comme nous l'avons mentionné, à une disposition appropriée des points d'observations de marée entre eux et vis-à-vis du point où a lieu l'interpolation (DUCHON, 1976).

Les règles suivantes sont observées :

- Les points doivent être "en vue" les uns par rapport aux autres, c'est-à-dire qu'il faut éviter les interpolations à travers des caps et des frontières terrestres.
- Le point choisi pour la détermination des constantes doit être "entouré" au maximum par les points d'observations afin d'éviter toute extrapolation.

La précision du résultat est liée au nombre de points de référence choisis, ce nombre étant lui-même fonction de la variation spatiale de l'onde à interpoler (dans les zones où cette onde varie rapidement, un grand nombre de points de référence seront nécessaires pour rendre compte correctement de ces variations).

Nous avons considéré 25 composantes pour déterminer la marée :

- 1 semi-annuelle constante sur tout le domaine : SA
- 4 diurnes : Q_1, O_1, P_1, K_1
- 11 semi-diurnes : $2N_2, \mu_2, N_2, \nu_2, M_2, \lambda_2, L_2, T_2, S_2, K_2, 2SM_2$
- 1 tiers-diurne : M_3
- 4 quart-diurnes : MN_4, M_4, MS_4, MK_4
- 4 sixième-diurnes : $2MN_6, M_6, 2MS_6, 2MK_6$

Nous avons choisi de déterminer, grâce à cette méthode, les constantes harmoniques de la marée en 8 points de la frontière ouverte, les points ① à ⑧ de la figure 36. Pour les points d'observations nous disposons des données marégraphiques dans de nombreux ports de la côte anglaise et française, des points de mesure en Manche déduits du modèle physique de Grenoble (CHABERT D'HIERES, LE PROVOST, 1971) ainsi que des mesures effectuées au large (CARTWRIGHT et al., 1980 ; SCOR WORKING GROUP, UNESCO, 1975).

Points ① à ④ : points de référence choisis

- . Ouessant - Le Conquet - Sein
- . St Mary - Newlyn
- . Points en Manche : $\phi = 49^{\circ}25' N$; $G = 04^{\circ}39' W$
- . Points au large
 - C1 : $\phi = 47^{\circ}45' N$; $G = 07^{\circ}14' W$
 - C2 : $\phi = 48^{\circ}10' N$; $G = 08^{\circ}20' W$
 - C3 : $\phi = 48^{\circ}37' N$; $G = 09^{\circ}42' W$

Points ⑤ à ⑧ : points de référence choisis

- . Ouessant - Le Conquet - Sein - Audierne - Le Guilvinec
- . Points au large
 - C4 : $\phi = 47^{\circ}42' N$; $G = 08^{\circ}29' W$
 - C5 : $\phi = 47^{\circ}26' N$; $G = 08^{\circ}26' W$

Les vecteurs représentatifs de chaque onde sont présentés sur les 24 cartes de la figure 38, aux points ① à ⑧, ainsi qu'aux points de référence choisis. Les ondes sont repérées par leur nombre de DOODSON inscrit sur chacune des cartes. Plusieurs remarques peuvent être formulées :

- Pour les ondes diurnes et semi-diurnes dont les amplitudes sont les plus importantes, l'interpolation semble donner de très bons résultats. Il faut noter cependant que pour les points au large, l'amplitude de l'onde $2MS_2$ est très faible (~ 2 mm), quant à l'onde λ_2 l'observation y est inexistante, ainsi

le vecteur d'onde λ_2 est orienté vers l'Ouest aux points interpolés (3), (4), (5) et (6), ce qui semble manifestement erroné.

- Pour l'onde M_3 il semble y avoir une erreur d'analyse harmonique liée aux observations au Conquet.

- Pour la plupart des ondes quart-diurnes, et sixième-diurnes il manque certaines observations au large et quand elles existent, l'amplitude est très faible. Ainsi, nous ne sommes pas dans les conditions d'interpolation favorables car ces ondes ont une variation spatiale importante, il faudrait donc disposer d'un plus grand nombre d'observations. Malgré tout, ces ondes étant de faibles amplitudes, l'imprécision sur leur détermination n'a que peu d'importance.

Les constantes harmoniques aux points limites (1) à (8) étant connues, il faut calculer les hauteurs de marée par rapport à un plan de référence, et ceci à chaque pas de temps du modèle de courant.

Les niveaux d'eau $\xi(t)$ sont donnés par la formule :

$$\xi(x, y, t) = \xi_0(x, y) + \sum_{i=1}^n A_i(x, y) f_i \cos \left[\omega_i t + [(V_0 + u)_i - g_i(x, y)] \right]$$

où n représente le nombre d'ondes considérées (25 dans le cas présent)

f_i : facteur de correction nodale de l'onde i

$A_i(x, y)$, $g_i(x, y)$: l'amplitude et la phase de l'onde i au point considéré

ω_i : pulsation de chaque composante

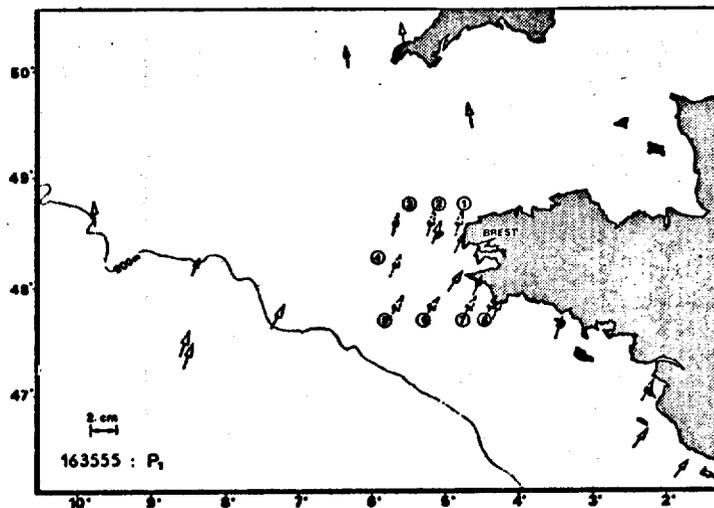
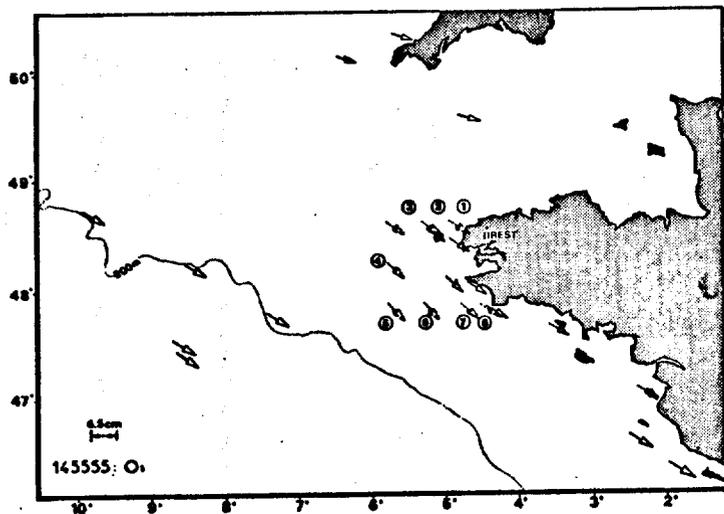
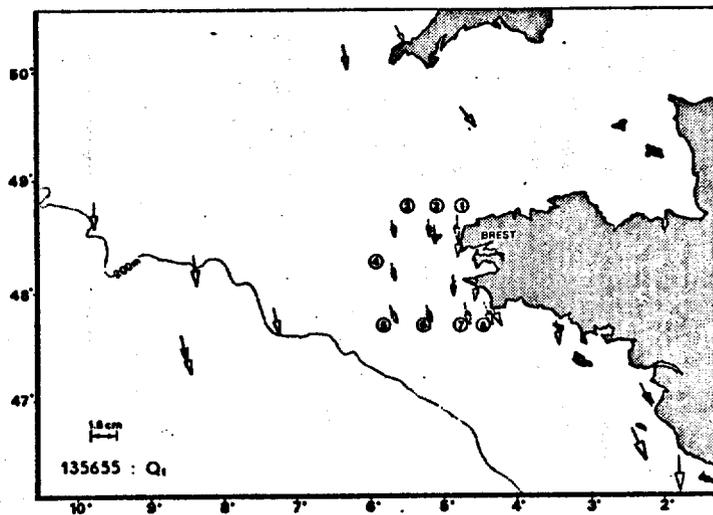
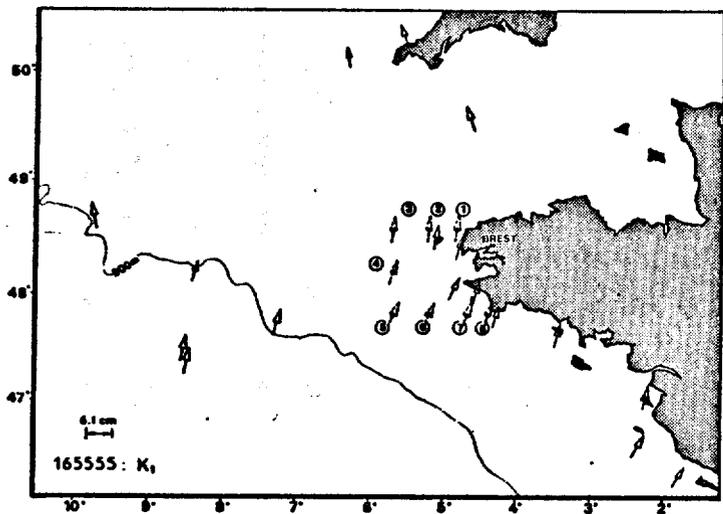
$(V_0 + u)_i$: phase initiale de l'onde i

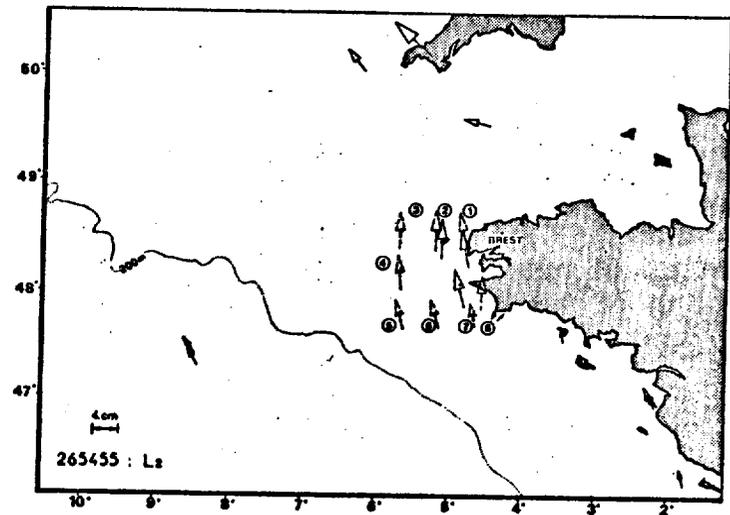
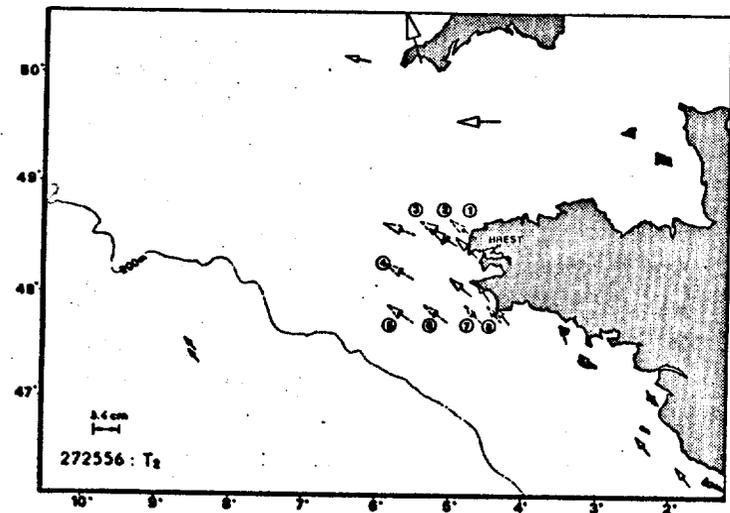
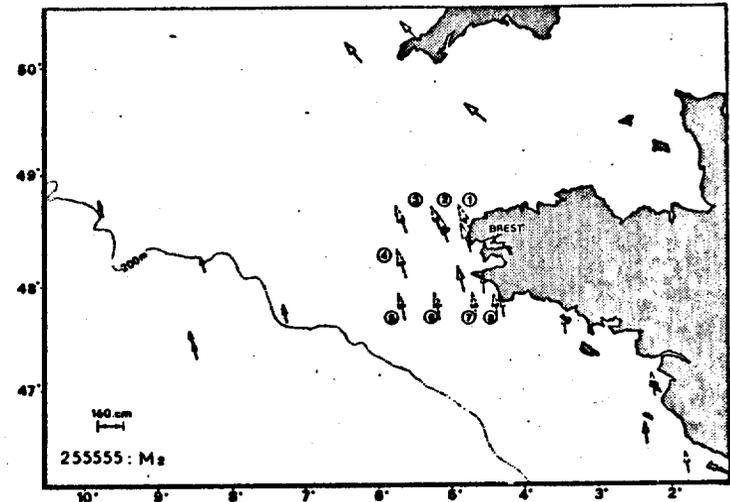
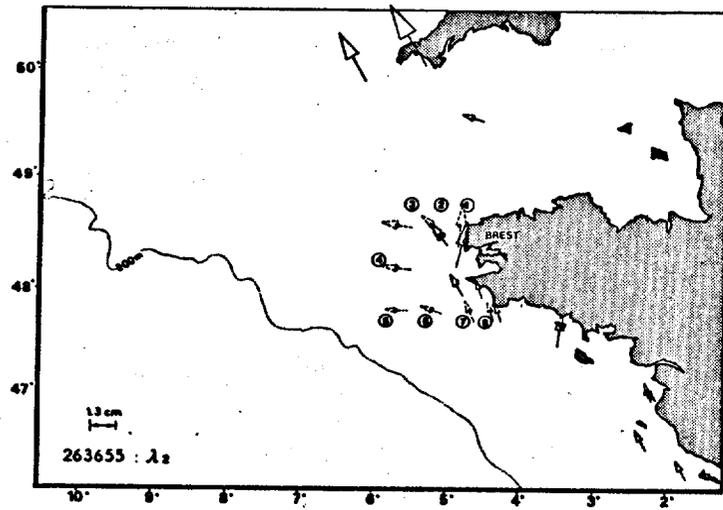
$\xi_0(x, y)$ représente le niveau moyen au point considéré. En fait, nous avons pris $\xi_0 = 5$ m pour l'ensemble des points, ce qui revient à rapporter les niveaux d'eau à un plan de référence situé à 5 m en dessous du plan des niveaux moyens, afin de n'avoir aucune dénivellation négative. Ainsi, nous avons supposé que le plan des niveaux moyens était horizontal. Pour bien faire, il nous faudrait corriger ce plan à l'aide des écarts entre le niveau moyen et le niveau N.G.F. (Nivellement Général de France), mais nous remarquons que cet écart est très faible dans les ports de référence et qu'on ne le connaît pas dans les files et en mer. Nous verrons que cette hypothèse se trouve vérifiée par la carte des vitesses eulériennes obtenues par intégration sur un cycle de marée (Figure 63). Ainsi, avec la formule précédente, nous avons pu calculer les niveaux d'eau à partir des constantes harmoniques. Cette méthode, à l'heure actuelle, est relativement classique. Elle a été testée, entre autre, avec les mesures de marée faites à Brest et donne des résultats tout à fait satisfaisants (SIMON, 1980).

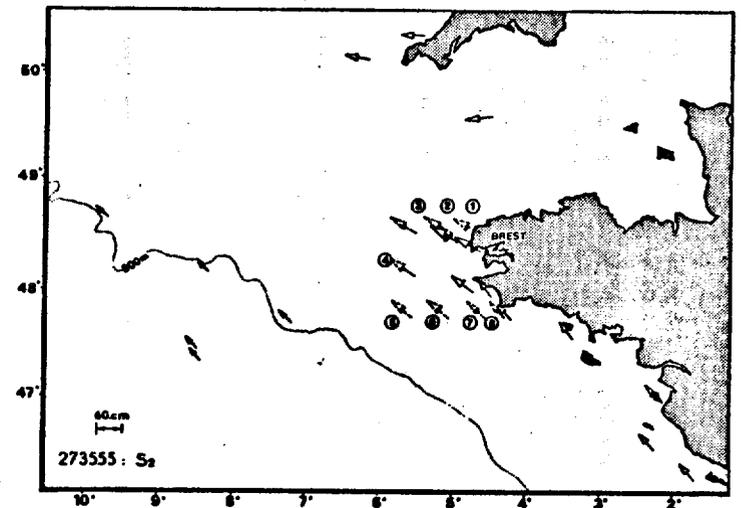
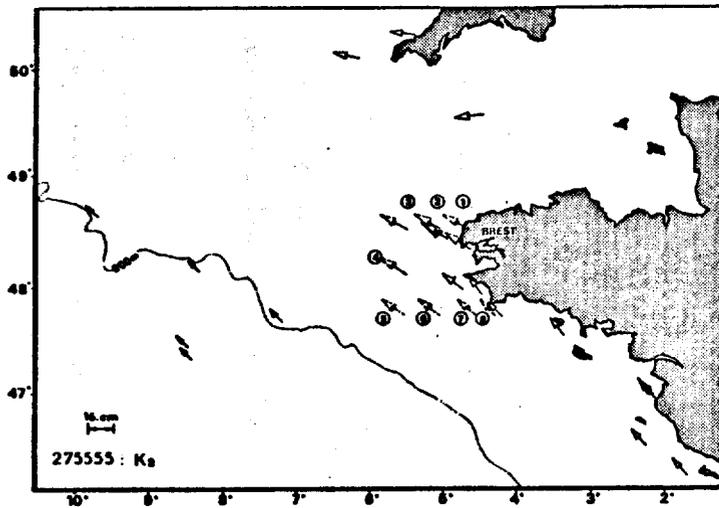
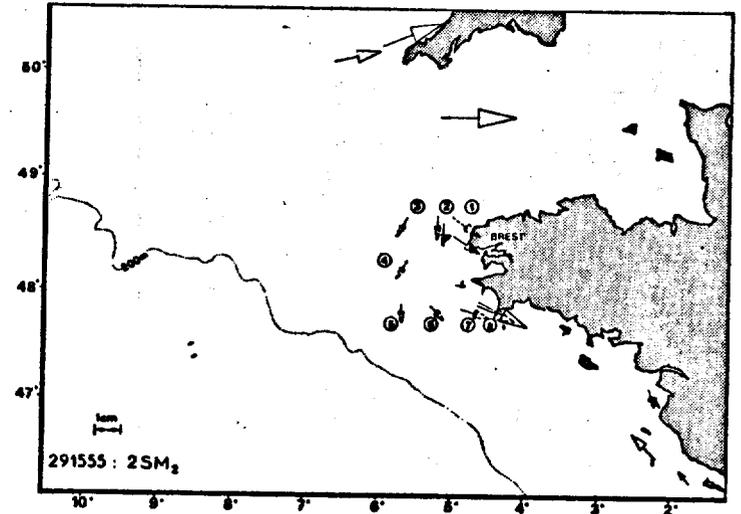
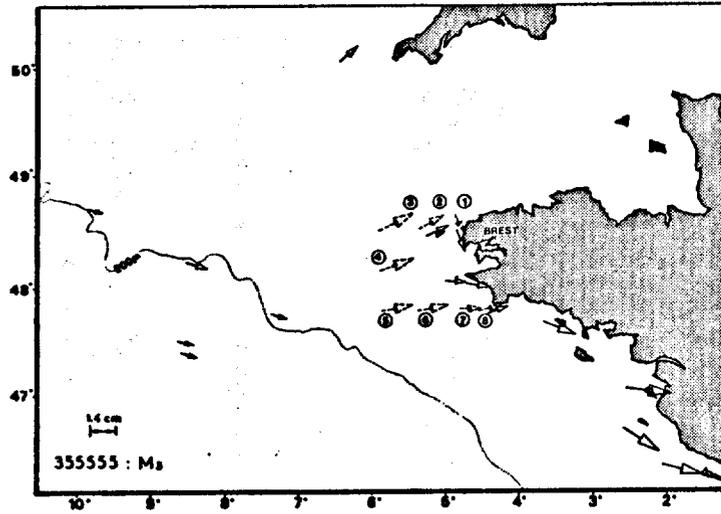
FIGURE 39

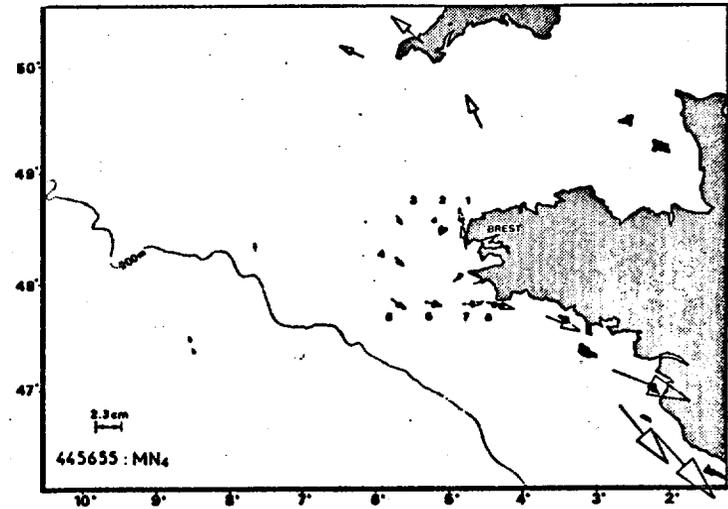
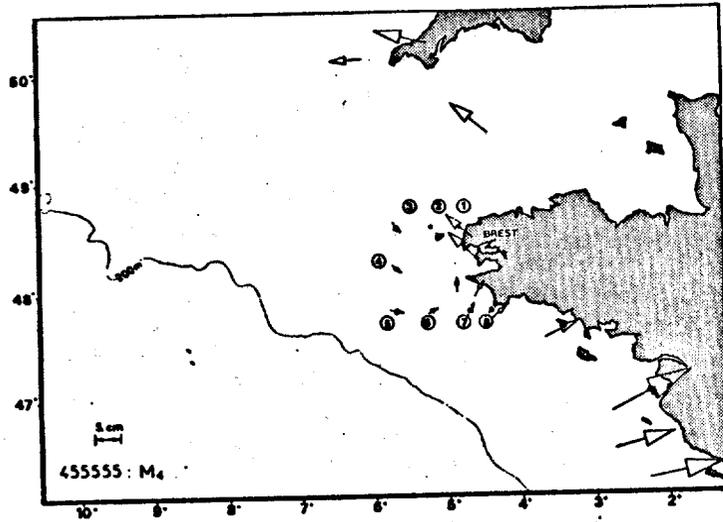
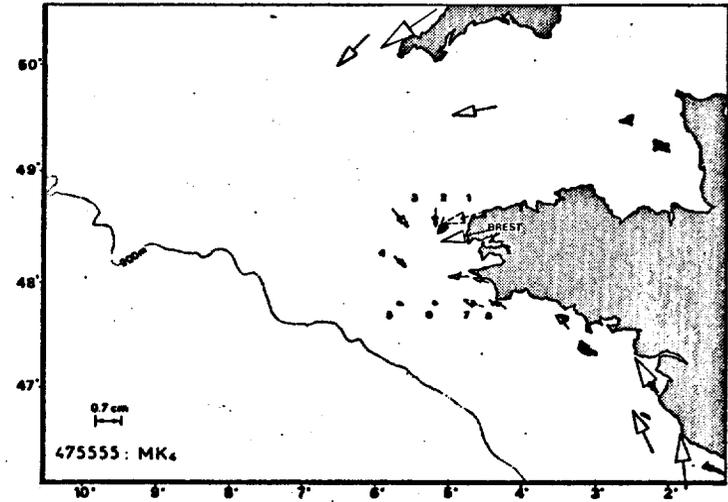
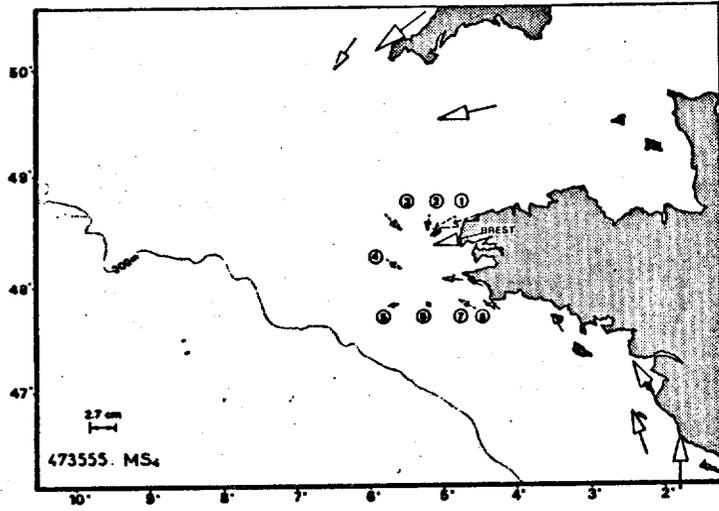
Cartes des vecteurs représentatifs des 25 ondes considérées
pour le calcul des constantes harmoniques aux limites extérieures du
domaine.

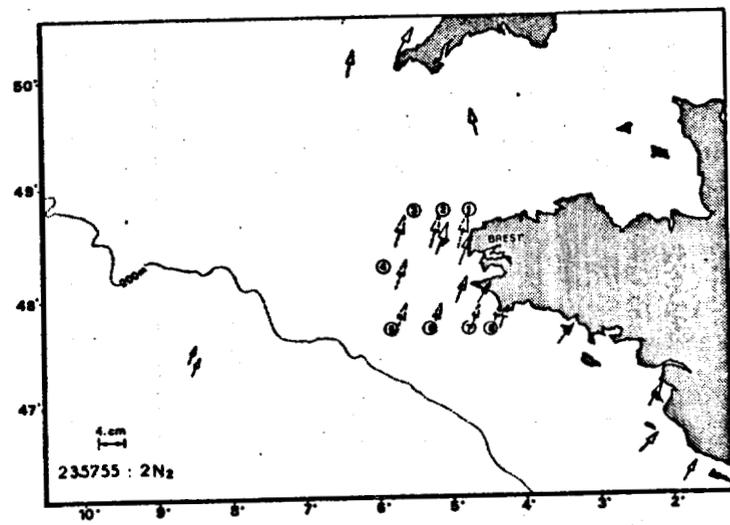
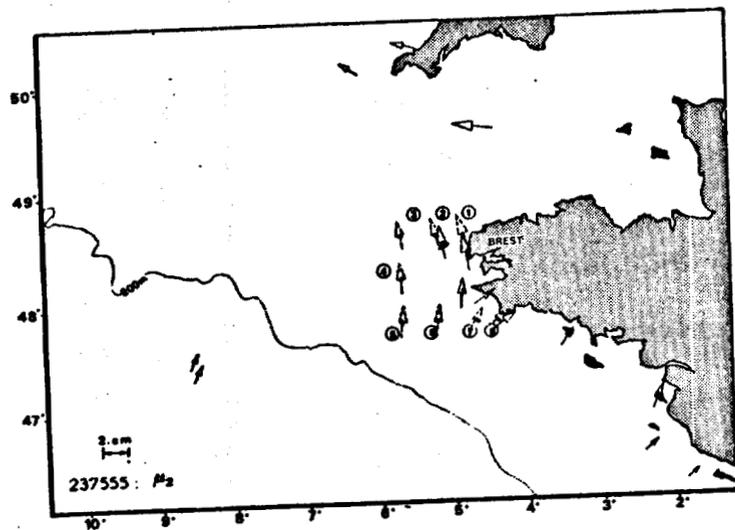
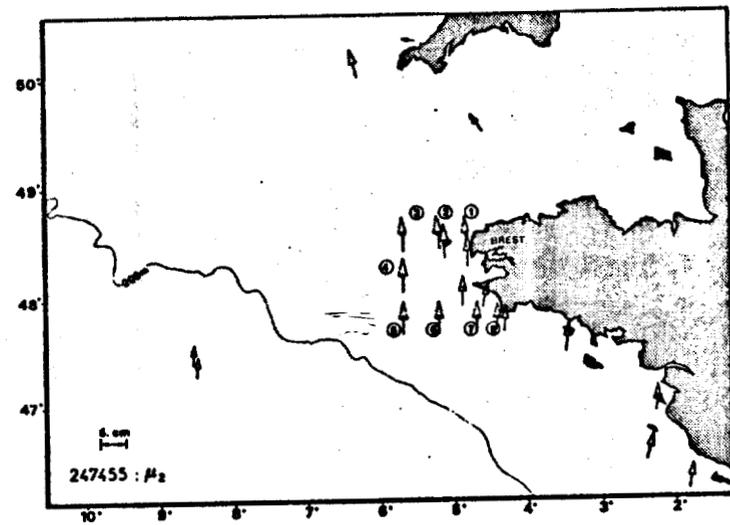
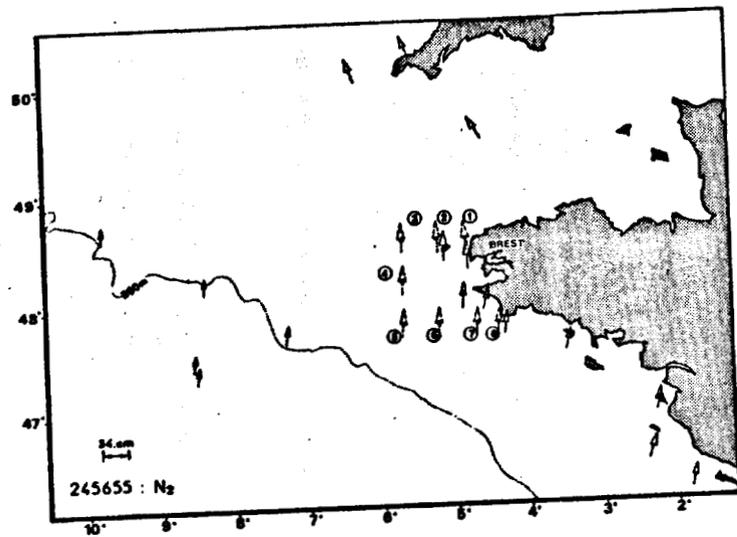
Légende :  vecteurs mesurés
  vecteurs interpolés

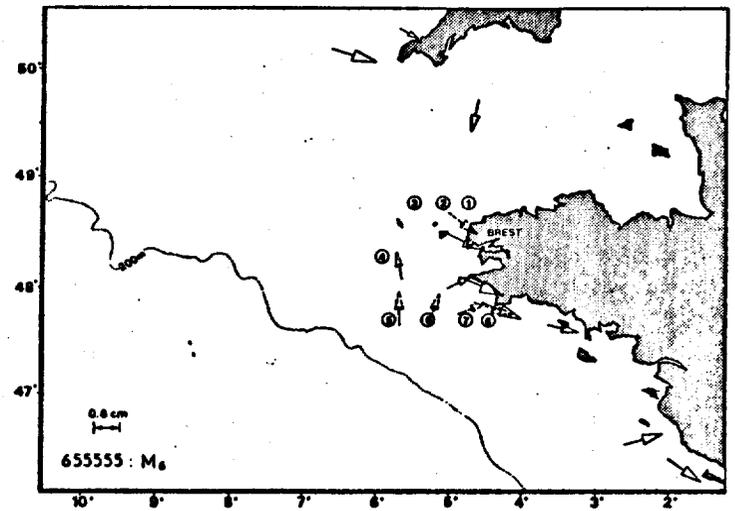
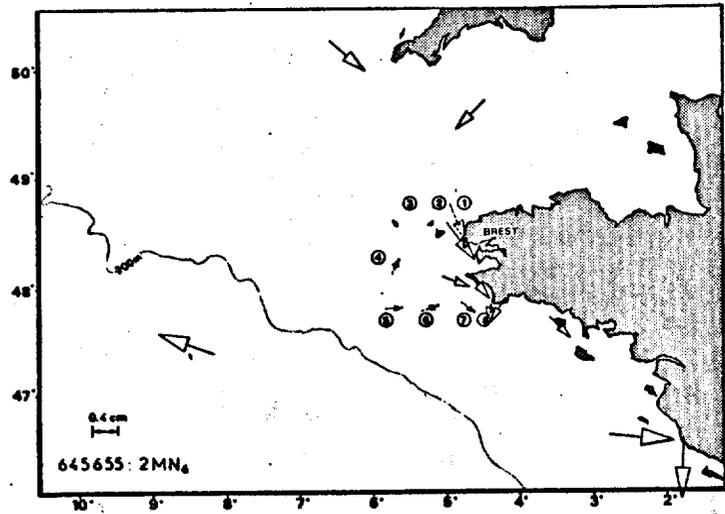
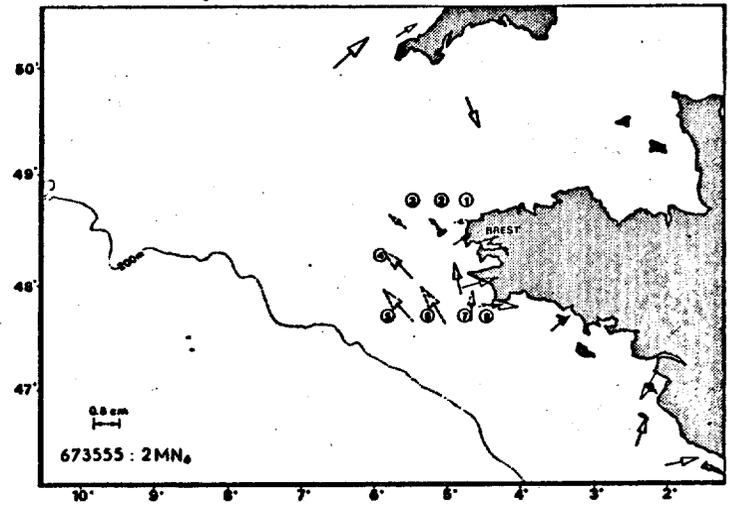
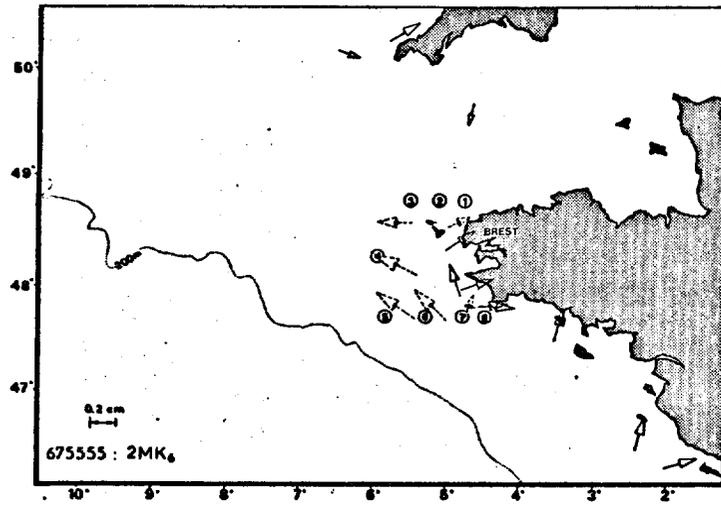












Les niveaux d'eau connus sur les 8 points, choisis sur les limites ouvertes constituent les données du modèle de calcul de courant à partir desquelles il a fallu interpoler pour obtenir des conditions aux limites ouvertes tous les Δx (1 M.N.). Nous avons effectué une interpolation parabolique sur chacune des 3 limites ouvertes (Nord - Ouest - Sud). De très nombreux passages sur ordinateur ont été nécessaires pour déterminer le nombre et l'emplacement des points d'interpolation. En particulier, le choix de ces points a été fastidieux sur la limite Sud du domaine. Il y a deux raisons essentielles à cette difficulté. C'est tout d'abord le long de cette limite Sud que les principales composantes de la marée varient le plus vite (Figure 39). La deuxième raison est que pour respecter les règles d'utilisation de la méthode d'interpolation, nous n'avons pas pu tenir compte des points de mesures de marée sur la côte Sud Bretagne (Figure 39). Ainsi, l'évaluation des vecteurs d'onde pour les points (5) à (8) manque de points de référence, notamment le long du talus continental où les mesures de marée font cruellement défaut.

c) Résultats et validité du modèle

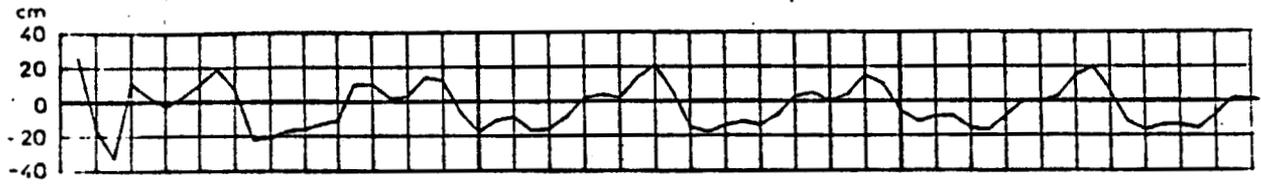
- Comparaison des niveaux de marée

Le modèle numérique calcule les niveaux de marée pour chaque maille du domaine (Figure 37), or nous connaissons par ailleurs les constantes harmoniques en des points à la côte où dans les îles, et nous pouvons en déduire les hauteurs d'eau théoriques en ces points.

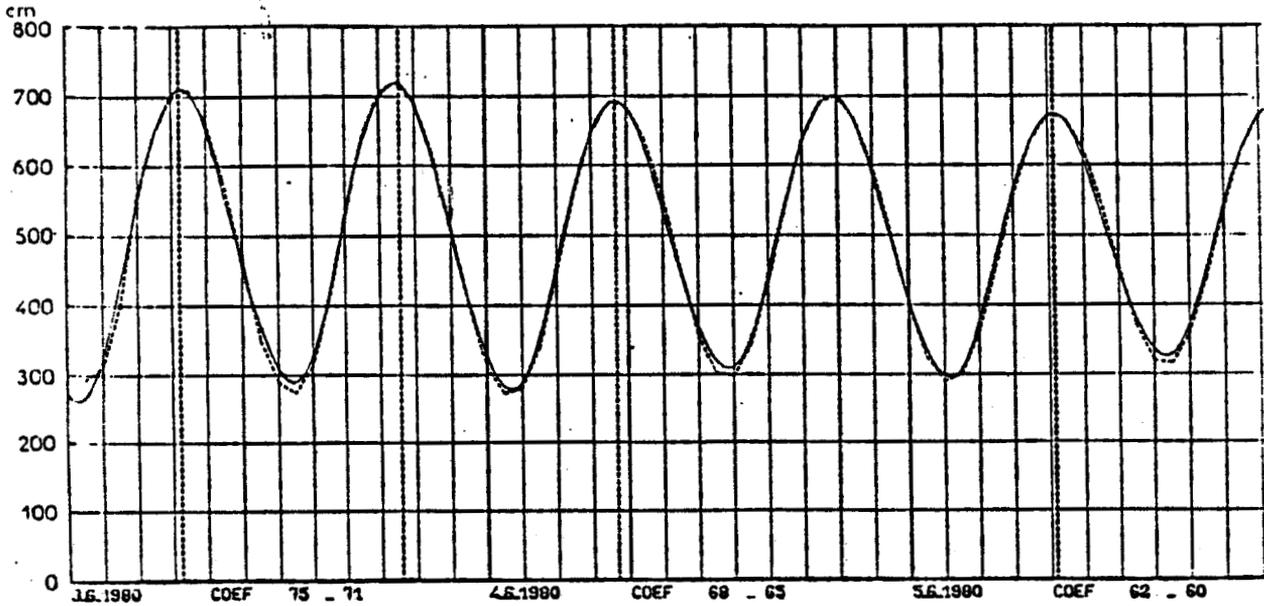
Nous avons choisi cinq points de comparaison (Ouessant, Sein, Le Conquet, Camaret et Audierne) pour lesquels nous disposons des hauteurs prévues par le modèle et les hauteurs calculées à partir des constantes harmoniques de la marée. Nous constatons (Figure 40) le très bon accord entre les deux courbes, en effet au bout des 3 jours de comparaison, l'écart maximum est de 10 cm, sauf pour le port de Camaret où il atteint 20 cm. Ceci provenant probablement de la schématisation un peu simpliste de la rade de Brest qui entraîne un décalage sur les niveaux d'eau dans le goulet à proximité de Camaret. Une variation du coefficient de Chézy n'entraîne que très peu de modifications sur les niveaux de marée.

- Comparaison avec les cartes de courants existants

L'Etablissement Principal du Service Hydrographique et Océanographique de la Marine (E.P.S.H.O.M.) édite des cartes de courants de surface à l'usage des navigateurs (S.H.O.M., 1974). Ces cartes sont établies à partir de mesu-



— : difference entre les 2 courbes

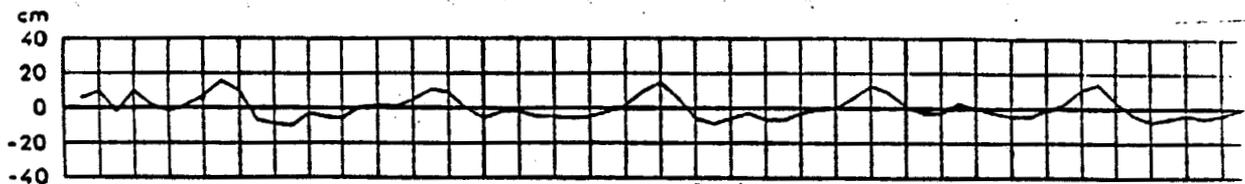


CAMARET

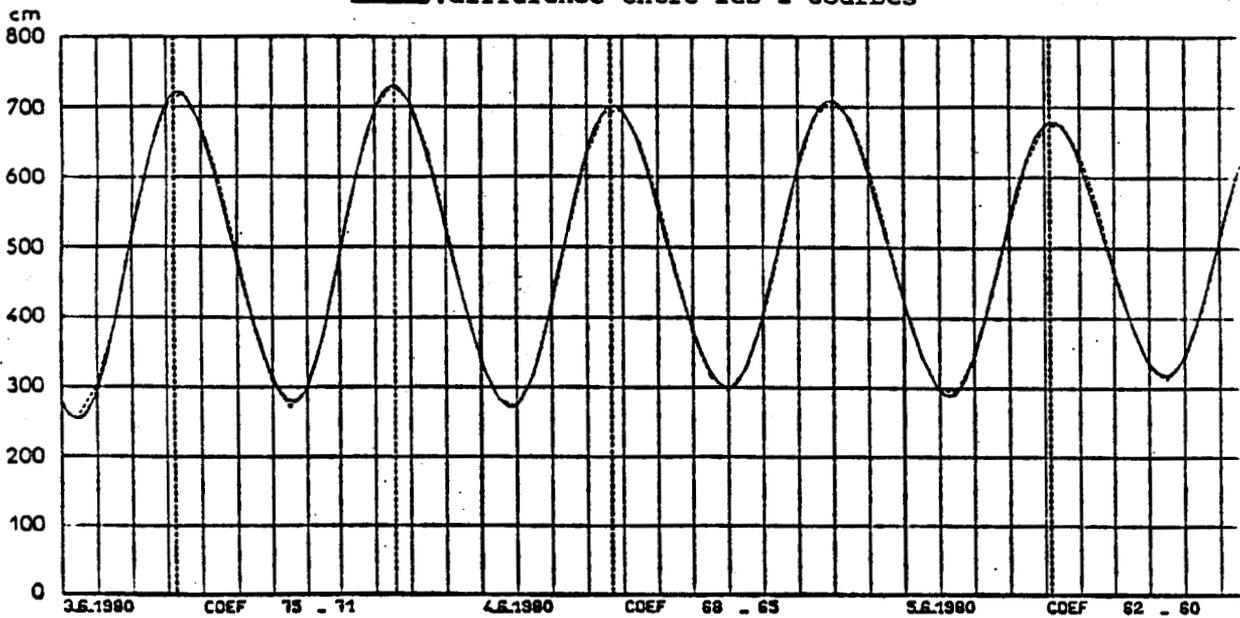
— hauteurs calculées par les constantes harmoniques

- - - hauteurs calculées par le modèle

Fig. 40 a



— : difference entre les 2 courbes



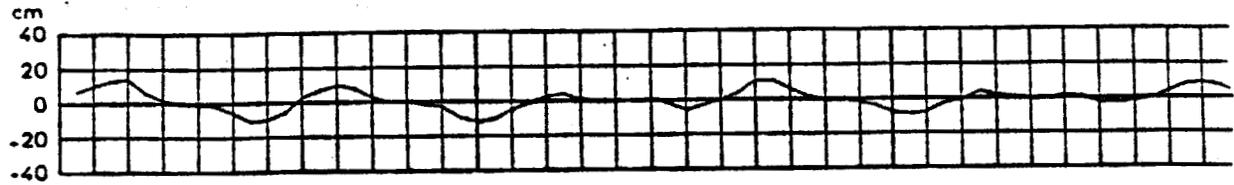
LE CONQUET

— hauteurs calculées par les constantes harmoniques

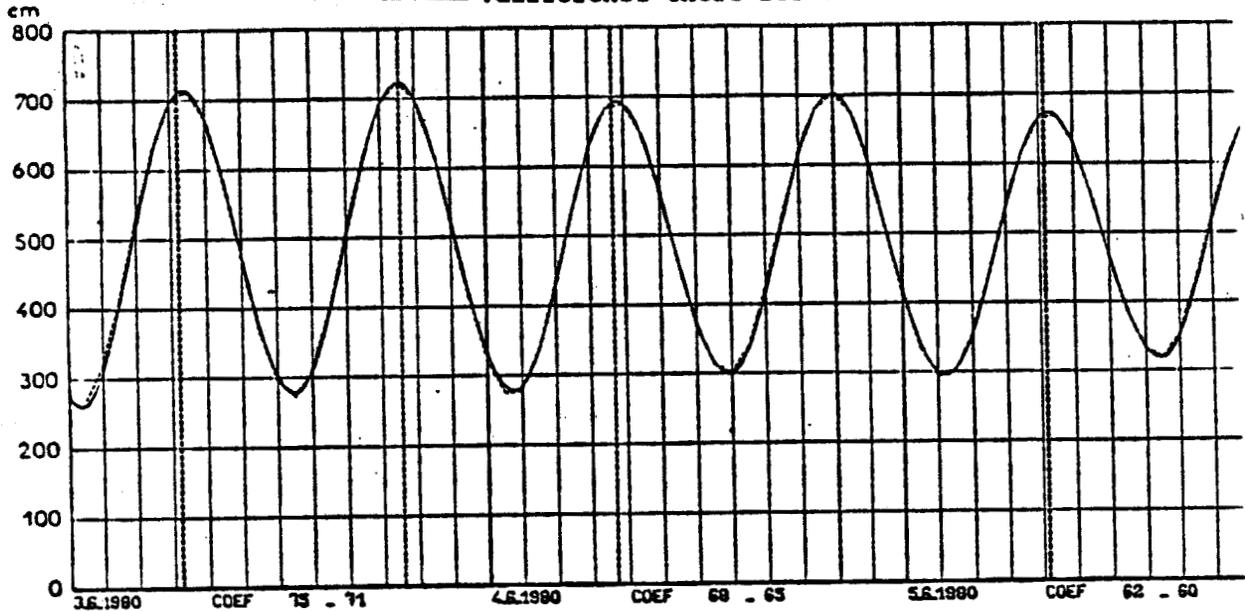
- - - hauteurs calculées par le modèle

Fig. 40 b

Figure 40 : Comparaison entre les niveaux de marée calculés par le modèle et prédicts par analyse harmonique.



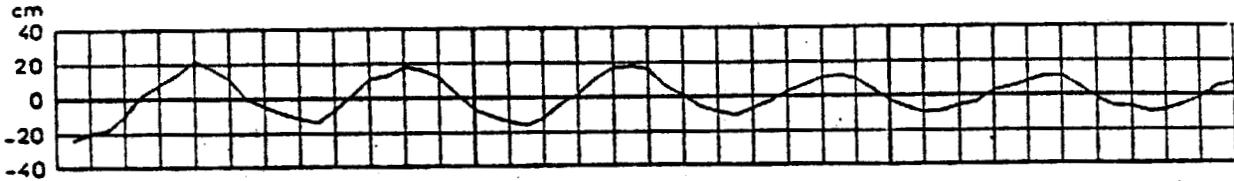
— : difference entre les 2 courbes



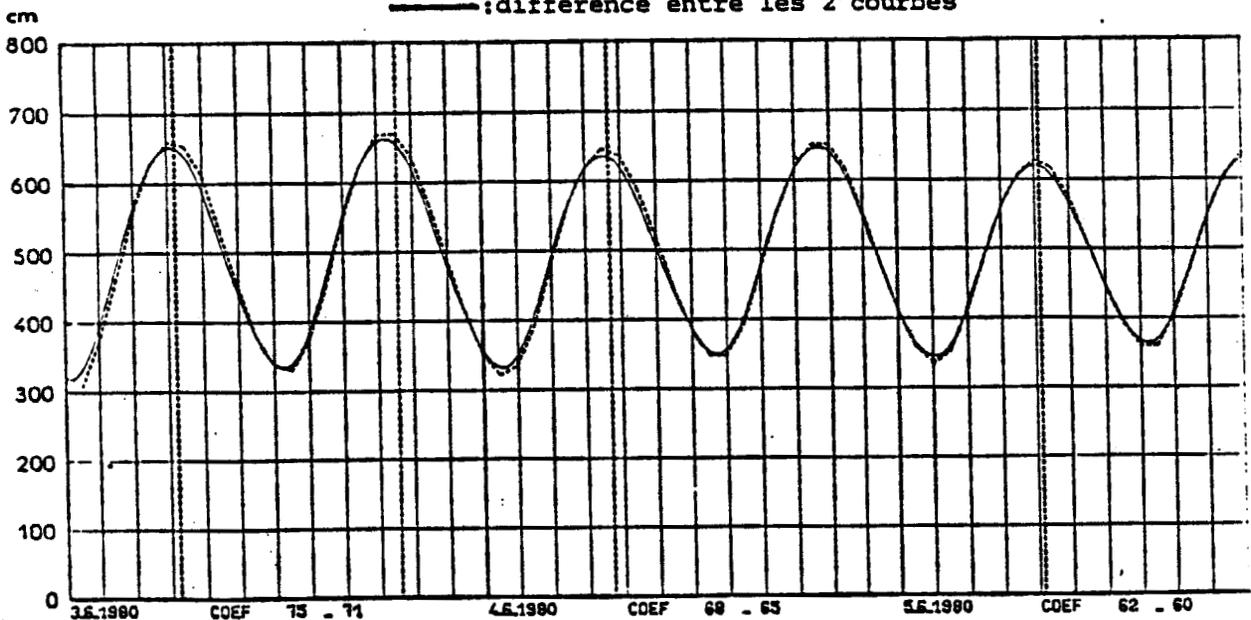
QUESSANT

— hauteurs calculées par les constantes harmoniques
- - - hauteurs calculées par le modèle

Fig. 40 c



— : difference entre les 2 courbes



AUDIERNE

— hauteurs calculées par les constantes harmoniques
- - - hauteurs calculées par le modèle

Fig. 40 d

Figure 40 : Comparaison entre les niveaux de marée calculés par le modèle et prédicts par analyse harmonique.

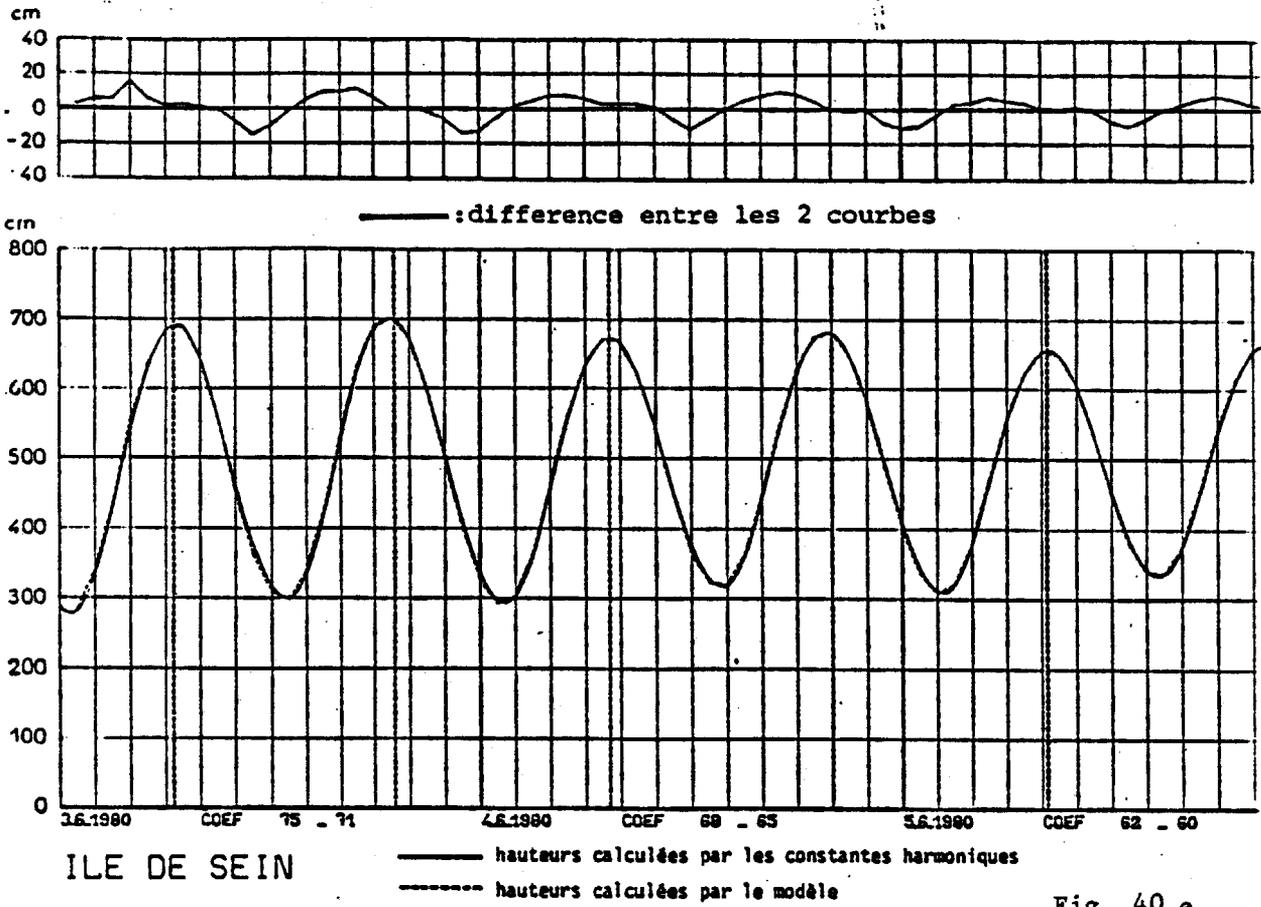


Fig. 40 e

Figure 40 : Comparaison entre les niveaux de marée calculés par le modèle et prédits par analyse harmonique.

res dont la durée varie de un à quelques jours . Pour comparer avec ces mesures, nous avons donc tracé 13 cartes de courants (une carte correspondant à 1 heure marée) pour une marée moyenne de coefficient 70 (Annexe IV). L'accord est tout à fait satisfaisant. Remarquons toutefois que l'intensité du courant calculé par le modèle est inférieure à celle présentée à partir des mesures de l'E.P.S.H.O.M. ceci est dû en particulier au fait que l'on calcule un courant intégré de la surface au fond, ce qui n'est pas le cas des mesures. Une autre remarque peut être faite concernant les courants calculés dans les zones où la topographie est très tourmentée (chenal du Four, archipel d'Ouessant et de Molène). En effet, à cause de la taille des mailles (1 M.N.), le modèle ne peut pas prendre en compte les flots, le relief découpé de la côte et les courants calculés dans ces zones ne pourront pas de ce fait, reproduire fidèlement la réalité.

- Comparaison avec des mesures de courants en 2 points du domaine

Dans le premier paragraphe du présent chapitre, nous avons exposé les mesures réalisées au cours de la campagne DYNATLANT 80 et notamment les mesures de courant à 10 m sous la surface aux points A ($\phi = 48^{\circ}16' N$; $G = 05^{\circ}42' W$) et B ($\phi = 48^{\circ}18' N$; $G = 05^{\circ}13' W$) (Figures 33 et 35). Le point A se trouvant à la limite Ouest du domaine constitue une bonne vérification des conditions aux limites ouvertes, le point B est situé au centre du domaine entre les îles d'Ouessant et de Sein (Figure 37). Les mesures avaient montré une très grande différence entre ces 2 points sur les ellipses de marée, notamment une composante Est-Ouest très faible au point B. Sur les figures 41 et 42, on voit que l'accord est relativement bon entre les mesures *in situ* et les courants calculés par le modèle. On remarque également que la composante Nord des courants calculés est inférieure à celle mesurée, car avec le modèle, on calcule un courant intégré de la surface au fond.

Conclusion

L'application que nous venons de présenter permet de connaître les courants de marée intégrés de la surface au fond toutes les 2 minutes, tous les Milles (1852 m). La comparaison des calculs des niveaux de marée et des courants montre un bon accord avec les mesures. Il faut noter cependant que nous pourrions affiner encore les résultats si nous disposions de mesures de marée au large plus nombreuses, et si nous connaissions les écarts entre le plan des niveaux moyens et un plan horizontal de référence sur les limites du modèle.

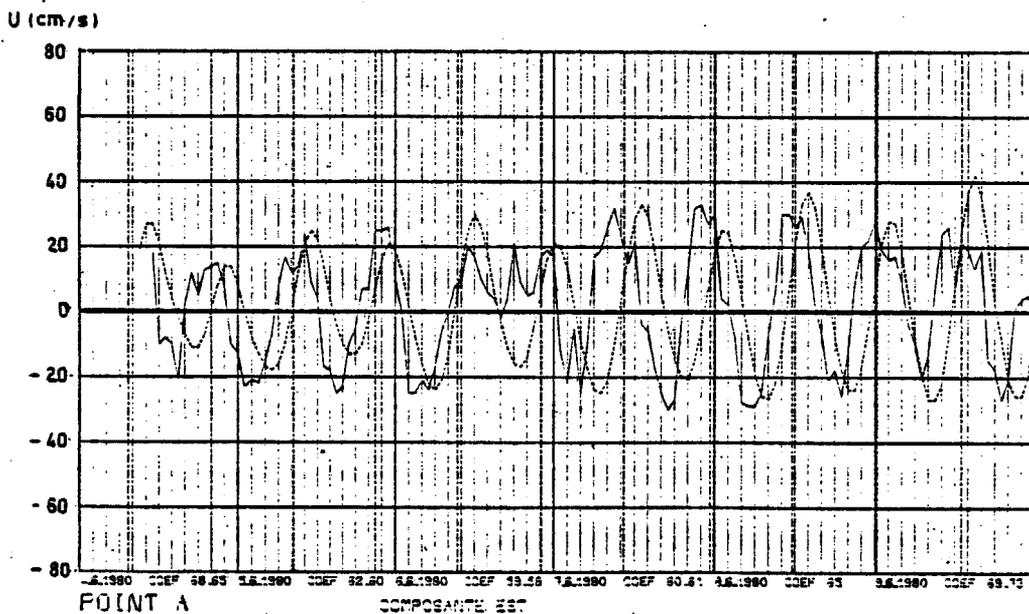
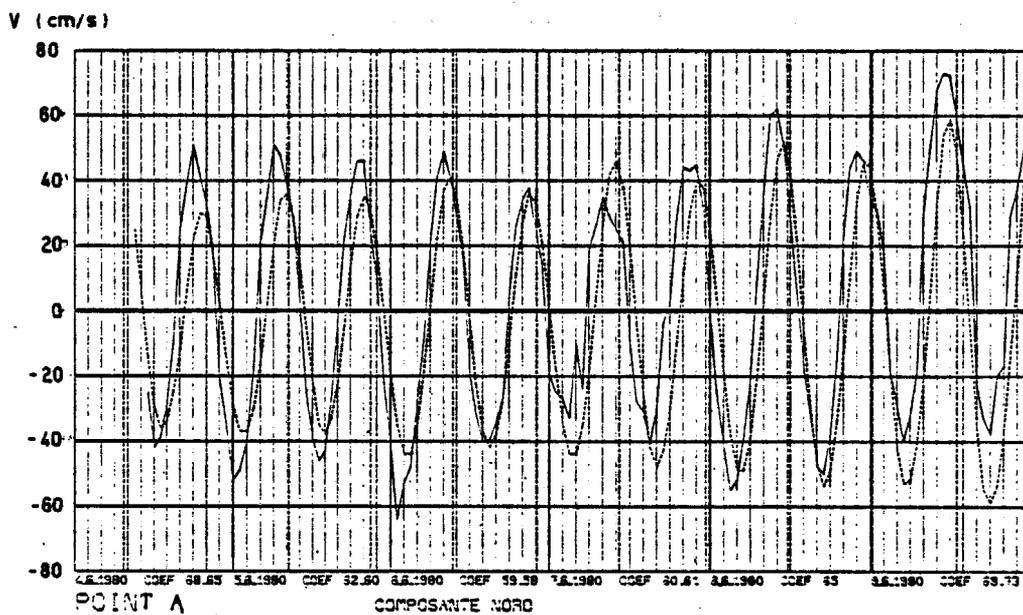


Figure 41 : Courants calculés et mesurés au point A ($\phi = 48^{\circ}16' N$;
 $G = 05^{\circ}42' W$).

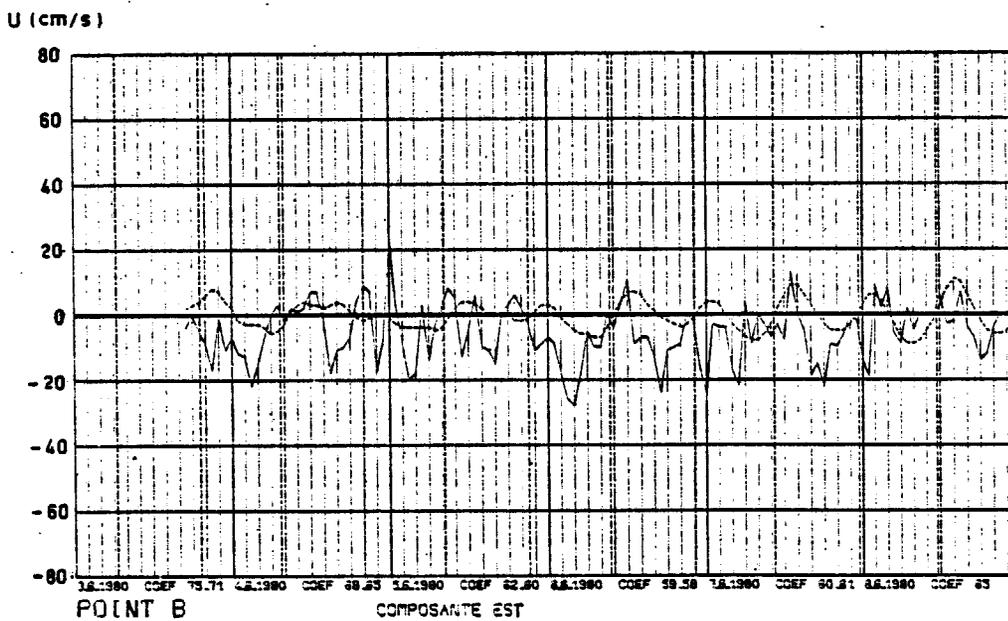
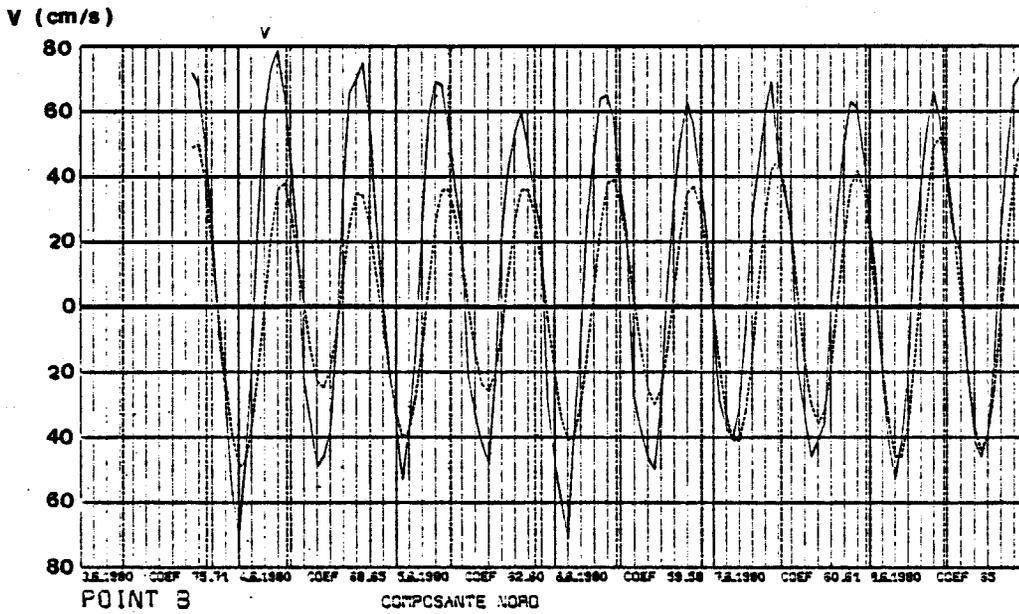


Figure 42 : Courants calculés et mesurés au point B ($\phi = 48^{\circ}18' N$;
 $G = 05^{\circ}13' W$).

Nous mettons également en évidence les incertitudes de la comparaison avec les mesures *in situ* qui sont réalisées à une immersion donnée, avec des conditions météorologiques déterminées, et qui dépendent de la technologie de mouillage, alors qu'avec le modèle numérique, nous calculons des courants intégrés de la surface au fond.

3°) Modèle de la structure thermique en zone frontale

Plusieurs recherches ont été entreprises sur la modélisation de la genèse des fronts thermiques dans les mers à marée par différents auteurs (SIMPSON, JAMES, PINGREE, GARRET, STIGEBRANDT, GARVINE). A l'heure actuelle, le principal résultat obtenu est le choix d'un critère de formation d'un front thermique dépendant d'une valeur critique de $\log_{10} D/U_c^3$ (D : hauteur d'eau, U_c : courant de marée en vives eaux) (SIMPSON et HUNTER, 1974). La valeur criti-

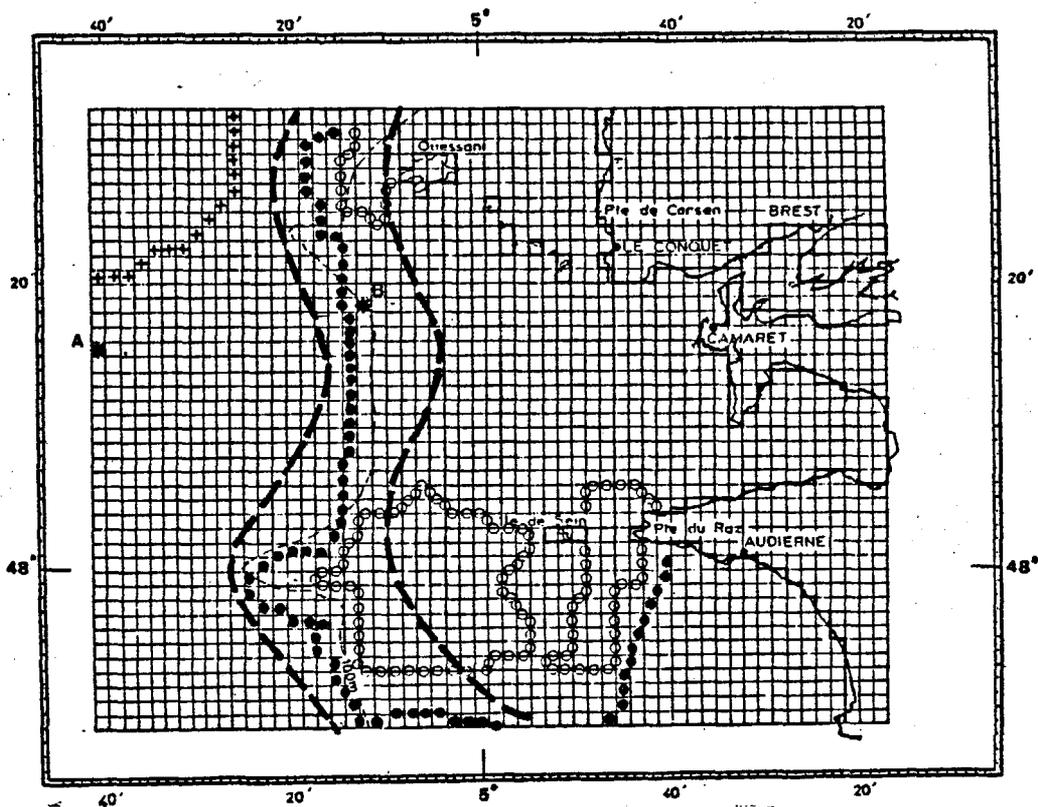


Figure 43 : Contours du paramètre $\log_{10} D/U_c^3$

+++ : $\log_{10} D/U_c^3 = 2,5$

ooo : $\log_{10} D/U_c^3 = 2,0$

ooo : $\log_{10} D/U_c^3 = 1,5$

--- limites d'extension du front

que de ce paramètre se situe entre 1,5 et 2 et sa confrontation avec les résultats *in situ* montre un accord satisfaisant : c'est le cas notamment pour les fronts thermiques situés en Mer d'Irlande (SIMPSON, 1976) autour des îles britanniques (PINGREE et GRIFFITHS, 1978), en baie de Fundy et dans le Golfe du Maine (GARRET, KEELEY et GREENBERG, 1978). A l'aide du modèle numérique de courants de marée que nous avons présenté précédemment, nous avons pu calculer la valeur de ce paramètre pour une marée moyenne de vives eaux dans notre domaine d'étude. Les résultats sont présentés sur la figure 43 et montrent qu'effectivement la zone frontale se situe entre les valeurs de $\log_{10} D/U_c^3$ égales à 1,5 et 2.

Ce contour en fait nous donne une position moyenne de l'endroit où peut se trouver le front thermique quand il existe ; il ne tient compte que de la bathymétrie et de l'amplitude du courant de marée. Notre propos ici est de simuler la période de formation du front thermique en tenant compte cette fois non seulement de la profondeur et du courant de marée barotrope, mais également des échanges à l'interface air - mer.

a) Choix d'un type de modélisation

Nous nous proposons donc d'établir un modèle numérique capable de représenter la formation des fronts thermiques en mer à marée. Pour modéliser ce processus physique, nous ne prendrons en considération que les effets unidimensionnels sur la verticale.

Dans le chapitre I, nous avons présenté deux types de modèles unidimensionnels de l'évolution de la couche superficielle de l'océan au large. Pour établir les systèmes d'équations régissant ces modèles, nous avons dû formuler l'hypothèse d'homogénéité horizontale, c'est-à-dire que nous avons négligé les dérivées partielles $\frac{\partial}{\partial x}$ et $\frac{\partial}{\partial y}$ devant les dérivées partielles verticales $\frac{\partial}{\partial z}$. Ceci revient à négliger notamment les termes d'échanges horizontaux qui décrivent la dispersion horizontale et les phénomènes d'advection. Si au large on pouvait considérer que ces processus avaient une importance secondaire, notamment en période printanière, vis-à-vis des échanges locaux à l'interface air - mer, il n'est pas du tout sûr qu'il en soit de même dans les mers à marée. Ainsi, après avoir présenté les résultats d'un modèle unidimensionnel de formation de front thermique, nous chercherons à évaluer

les différents processus d'échanges horizontaux de manière à valider les hypothèses considérées. Ainsi, pour établir notre modèle nous pouvons utiliser les résultats acquis au chapitre II. Nous avons montré notamment qu'un modèle intégral de type NIILER-KRAUS donnait des résultats équivalents à un modèle de type MELLOR et DURBIN en période printanière. Par ailleurs, le premier type de modèle a l'avantage d'une grande facilité de mise en oeuvre et d'une grande rapidité de calcul. Voulant simuler la formation de la structure thermique sur un grand nombre de points, nous avons choisi un modèle de type intégral. Mais nous avons vu également que le point critique de ce type de modèle était la paramétrisation de la production - dissipation d'E.C.T. à l'aide des coefficients (m, n, s). Ainsi se pose le problème de la valeur à attribuer à chacun de ces coefficients. Nous avons montré (chapitre II), qu'en période printanière, les résultats des simulations numériques étaient corrects en attribuant aux paramètres (m, n, s) les valeurs : $(6.10^{-4}, 0, 0)$ ou $(0, 0, 0,4)$. Ces résultats sont confirmés par ceux de PRICE et al. (1978). Ces deux triplets de valeurs correspondent dans un cas à la paramétrisation de la production d'E.C.T. créée par l'action du vent à la surface de la mer et dans l'autre cas à la production d'E.C.T. créée par le cisaillement de courant. En fait, quand la couche homogène de surface est relativement mince (c'est le cas en période printanière), l'E.C.T. créée par le cisaillement de courant au bas de la couche de mélange est directement liée à la tension du vent en surface. Ainsi en choisissant le premier triplet, on peut estimer que le paramètre m représente correctement la production - dissipation de l'E.C.T. pour l'ensemble de la couche homogène de surface.

En plus des effets des échanges à l'interface air - mer, il nous faut paramétriser les effets induits par les courants de marée. Nous avons vu précédemment qu'on pouvait avoir un cisaillement du courant de marée induit par le vent en surface et induit par le frottement sur le fond. Or, il n'est pas possible dans le cadre de cette étude, de connaître le cisaillement de courant de marée. En conséquence, la production d'E.C.T. par le cisaillement du courant de marée a été estimée de manière simple à partir de la vitesse de friction du vent, pour la couche de surface et de celle du courant de marée pour la couche de fond. Tout en ayant conscience des limites de la paramétrisation proposée pour la production d'E.C.T., nous estimons cette première étape indispensable, pour essayer d'évaluer les effets unidimensionnels sur la formation des fronts thermiques dans les mers à marée.

b) Description du modèle

Le type de modèle que nous avons choisi est un modèle intégral du type NIILER-KRAUS. C'est-à-dire que nous supposons à priori l'existence d'une couche homogène de surface d'épaisseur h_s et d'une couche homogène de fond d'épaisseur $D - h_f$ séparée par un gradient thermique d'intensité et d'épaisseur variable (voir schéma page 196).

A partir des mêmes développements que nous avons présentés au chapitre I, le modèle est basé sur les équations d'enthalpie et d'énergie cinétique turbulente :

$$\rho_o C_p \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} (\rho_o C_p \overline{\theta'w'} + R(z)) \quad -D < z < 0$$

$$0 = m \rho_a C_{10} U_{10}^3 - \frac{g\alpha}{C_p} \frac{h_s}{4} \left[(1+n) P - (1-n) |P| \right]$$

$$- \frac{g\alpha}{C_p} \left[\frac{h_s}{2} (R(0) + R(-h_s)) - \int_{-h_s}^0 R(z) dz \right]$$

$$- \rho_o g\alpha \frac{h_s}{2} (\overline{\theta'w'})_{-h_s} \quad -h_s < z < 0$$

$$0 = - \rho_o g\alpha \frac{h_f}{2} (\overline{\theta'w'})_{-h_f} + m_f \rho_o C_D U_c^3 \quad -D < z < -h_f$$

Les coefficients m , m_f et n tiennent compte de la dissipation de l'énergie cinétique turbulente (E.C.T.) supposée proportionnelle aux deux sources de production que sont le vent et l'effet des courants de marée. Plus exactement nous avons :

$$\text{dans la couche de surface : } m = m_1 + m_{1s} - m_o$$

$$\text{dans la couche du fond : } m_f = m_{1f} - m_{of}$$

où m_1 , m_{1s} , m_f sont des constantes numériques relatives à la production d'E.C.T. respectivement pour les effets du vent, les effets du courant de marée en surface, les effets du courant de marée au fond ; m_o et m_{of} sont les constantes numériques relatives à la dissipation d'E.C.T. respectivement dans la couche de surface et dans la couche du fond.

Grâce aux arguments exposés précédemment, nous pouvons conserver les valeurs de m et n du chapitre précédent, ainsi le seul paramètre d'ajustement est le coefficient m_f . Ce paramètre représente la part d'énergie cinétique turbulente induite par le frottement du courant de marée sur le fond, utilisée pour le mélange vertical. Cette énergie cinétique turbulente utilisable s'écrit :

$$m_f \tau_f U_c$$

où τ_f est la tension de frottement au fond. Nous avons choisi l'expression suivante pour τ_f :

$$\tau_f = \rho_o C_D U_c^2 \quad \text{avec } C_D = 2,15 \cdot 10^{-3}$$

Ce qui correspond à un coefficient de Chézy de 67 dans l'expression de type quadratique employée précédemment. Par ailleurs, cette valeur correspond à une valeur moyenne du coefficient de Chézy pour le domaine étudié.

La valeur de m_f est constante sur tout le domaine d'étude. Nous l'avons ajustée en fonction de la comparaison des résultats du modèle et des mesures *in situ*. Le critère de validation étant la position du front. Nous avons trouvé une valeur de $120 \cdot 10^{-4}$. Ainsi, les valeurs retenues pour les coefficients m , m_f et n sont respectivement ($6 \cdot 10^{-4}$, $120 \cdot 10^{-4}$, 0).

On peut également exprimer l'E.C.T. en fonction des vitesses de frottement. Les paramètres m et m_f sont remplacés alors par les paramètres m' et m'_f .

Pour la couche homogène de surface on a :

$$\rho_o m' U_*^3 = m \rho_a C_{10} U_{10}^3$$

$$\text{Avec } U_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho_o}} \quad \text{et } \tau = \rho_a C_{10} U_{10}^2$$

$$\Rightarrow U_* = \left[\frac{\rho_a \cdot C_{10}}{\rho_o} \right]^{1/2} U_{10}$$

$$\text{On a alors : } m' = m \left[\frac{\rho_a C_{10}}{\rho_o} \right]^{-1/2}$$

Ainsi pour $m = 6 \cdot 10^{-4}$ on obtient $m' = 0,42$.

De la même manière, pour la couche homogène de fond, on peut écrire :

$$\rho_o m'_f U_c^{*3} = \rho_o m_f C_D U_c^3$$

$$\text{Avec } U_c^* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho_o}} \quad \text{et } \tau = \rho_o C_D U_c^2$$

$$\Rightarrow U_c^* = (C_D)^{1/2} U_c$$

$$\text{On a alors } m'_f = m_f \cdot (C_D)^{-1/2}$$

$$\text{Pour } m_f = 120 \cdot 10^{-4}, \text{ on obtient } m'_f = 0,26.$$

Ainsi on voit qu'en raisonnant sur les vitesses de frottement les valeurs des paramètres m' et m'_f sont du même ordre de grandeur.

Comme pour le modèle de NIILER et KRAUS, la résolution numérique sera basée sur le concept de l'énergie potentielle de mélange V , telle que nous l'avons définie au chapitre I. Ainsi, nous devons résoudre les deux équations suivantes valables l'une pour la couche homogène de surface et l'autre pour la couche homogène de fond (la première simulant les interactions à l'interface air - mer, la seconde paramétrisant le frottement du courant de marée sur le fond) :

$$\frac{\partial V}{\partial t} = m \rho_a C_{10} U_{10}^3 + \frac{g\alpha}{C_p} \frac{h_s}{4} (P + |P|)$$

$$+ \frac{g\alpha}{C_p} \left[\int_{-D}^0 R(z) dz - \frac{D}{2} (R(0) + P) \right]$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = m_f \rho_o C_D U_c^3$$

On peut montrer que l'évolution thermique simulée par le modèle dépend de la structure thermique verticale. En effet, en considérant chacun des modes de production d'E.C.T. séparément, on trouve en intégrant les équations ci-dessus, que les coefficients m et m_f dépendent du nombre de RICHARDSON glo-

bal Rg. Ainsi, pour l'E.C.T. produite par le frottement sur le fond on a :

$$\rho_0 g \alpha \int_{-D}^{-h_f} z \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} dz = \rho_0 m'_f U_c^*{}^3$$

soit $\rho_0 g \alpha \frac{h_f}{2} We \delta \theta = \rho_0 m'_f U_c^*{}^3$ avec $We = \frac{d h_f}{dt}$

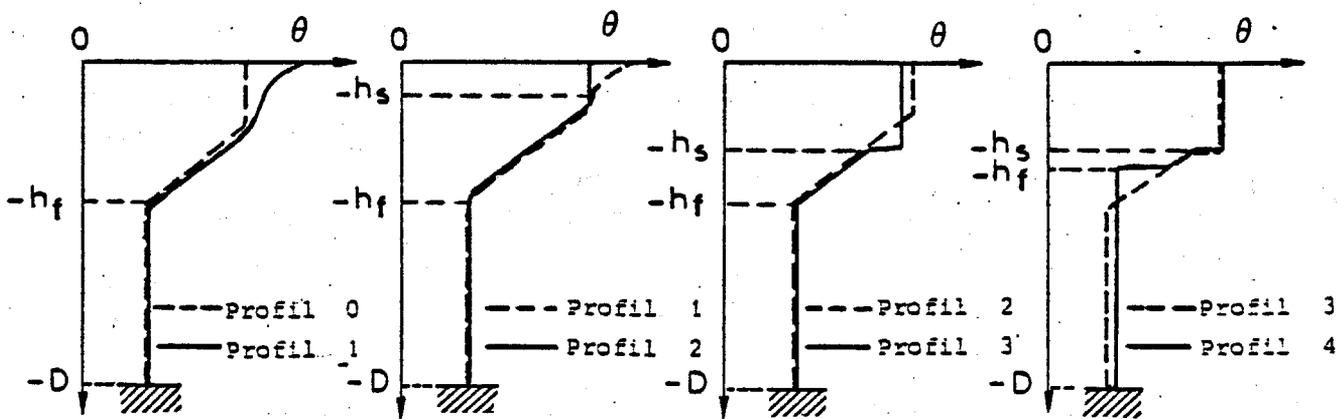
et $\frac{We}{U_c^*} = \frac{2 m'_f U_c^*{}^2}{g \alpha h_f \delta \theta}$

D'après NIILER et KRAUS (1977) on peut écrire :

$$\frac{We}{U_c^*} = 2 m'_f Rg^{-1}$$

ainsi quand h_f ou $\delta \theta$ augmente, We décroît et l'épaississement des couches homogènes dépend des conditions de stratification.

En considérant chacun des processus les uns après les autres, on peut décomposer la résolution numérique du modèle comme indiqué sur le schéma ci-après :



Influence du rayonnement solaire

Pertes par convection

Mélange dû au vent

Mélange dû au courant de marée

Partant d'un profil 0 à l'instant t , on détermine un profil 1 en tenant compte de l'absorption du rayonnement solaire à chaque pas de profondeur. Puis nous calculons un profil 2 en introduisant les pertes P à l'interface air - mer en supposant que la convection est non pénétrante. Ensuite, la première équation de l'énergie potentielle de mélange nous donne le profil 3. Pour ce faire, on détermine la température et l'épaisseur de la couche homogène de surface en supposant que sous cette dernière, le profil thermique demeure inchangé à cette étape. Le calcul pratique se fait de la même manière que celui exposé au chapitre I. Enfin, de la même manière nous calculons le profil 4 qui sera le profil thermique à l'instant $t + \Delta t$. Nous cherchons la température et l'épaisseur de la couche homogène de fond qui satisfassent à la deuxième équation de l'énergie potentielle de mélange.

Grâce à ce modèle numérique relativement simple, nous allons simuler la mise en place de la structure thermique en Mer d'Iroise pendant le printemps de 1980 de manière à pouvoir confronter les résultats numériques avec les mesures *in situ*.

III - CONFRONTATION DES RESULTATS NUMERIQUES AVEC LES DONNEES SATELLITAIRES ET LES RESULTATS DE DYNATLANT 80

Le modèle présenté précédemment a été utilisé pour simuler l'évolution de la structure thermique en Mer d'Iroise. Compte tenu de sa rapidité (au niveau du calcul), il a été appliqué, à chaque pas de temps, tous les 2 points de la grille de la figure 37, en nous limitant aux mailles dont les profondeurs sont supérieures à 20 mètres.

L'utilisation de ce modèle nécessite de choisir une situation thermique initiale et de connaître, en chaque point et à chaque pas de temps, les échanges d'énergie à l'interface air-mer ainsi que l'amplitude des courants de marée.

1°) Estimation des échanges à l'interface air-mer et des courants de marée et choix d'une structure thermique initiale

a) Evaluation des échanges d'énergie à l'interface air-mer

Dans la zone d'étude considérée, les conditions météorologiques sont

supposées uniformes à la surface de la mer. La série chronologique des données météorologiques mesurées au sémaphore du Créach à l'île d'Ouessant (Figure 44) a été utilisée pour estimer les échanges d'énergie à l'interface air - mer à l'aide des formules suivantes (LAEVASTU, 1960) :

* Rayonnement solaire de courtes longueurs d'onde ($0,3 < \lambda < 3 \mu$) incident (Q_s) et réfléchi (Q_r)

$$Q_s = Q_{os} (1 - 1,1718 \times 10^{-3} C^3) \text{ W/m}^2$$

$$Q_r = 0,07 \bar{Q}_s \text{ W/m}^2$$

Q_{os} : rayonnement solaire par ciel clair

C : nébulosité en octas

* Bilan du rayonnement de grandes longueurs d'onde diffusé et rétrodiffusé à la surface de la mer (Q_b)

$$Q_b = Q_{on} (1 - 0,095625 C) \text{ W/m}^2$$

avec $Q_{on} = 143,8 - 0,9 \theta_s - 46 \text{ Hum}$ le bilan par ciel clair

θ_s : température de surface de la mer en °C

Hum : humidité en %

* Flux de chaleur sensible (Q_c) et latente (Q_e)

Si $0,98 e_s - e_{10} > 0$:

$$Q_e = L (0,26 + 0,07 U_{10}) (0,98 e_s - e_{10}) / 86\ 400 \text{ W/m}^2$$

$$Q_c = 18,75 (0,26 + 0,077 U_{10}) (\theta_s - \theta_{10}) \text{ W/m}^2$$

Si $0,98 e_s - e_{10} < 0$

$$Q_e = 0,077 L U_{10} (0,98 e_s - e_{10}) / 86\ 400 \text{ W/m}^2$$

$$Q_c = 1,451 U_{10} (\theta_s - \theta_{10}) \text{ W/m}^2$$

L : chaleur de vaporisation

$$L = 2495 - 2,3826 \theta_s \text{ J/kg}$$

U_{10} : vitesse du vent à 10 m en m/s

e_s : pression de vapeur saturante à la température de la surface de la mer

e_{10} : pression de vapeur d'eau à 10 m

θ_{10} : température de l'air à 10 m

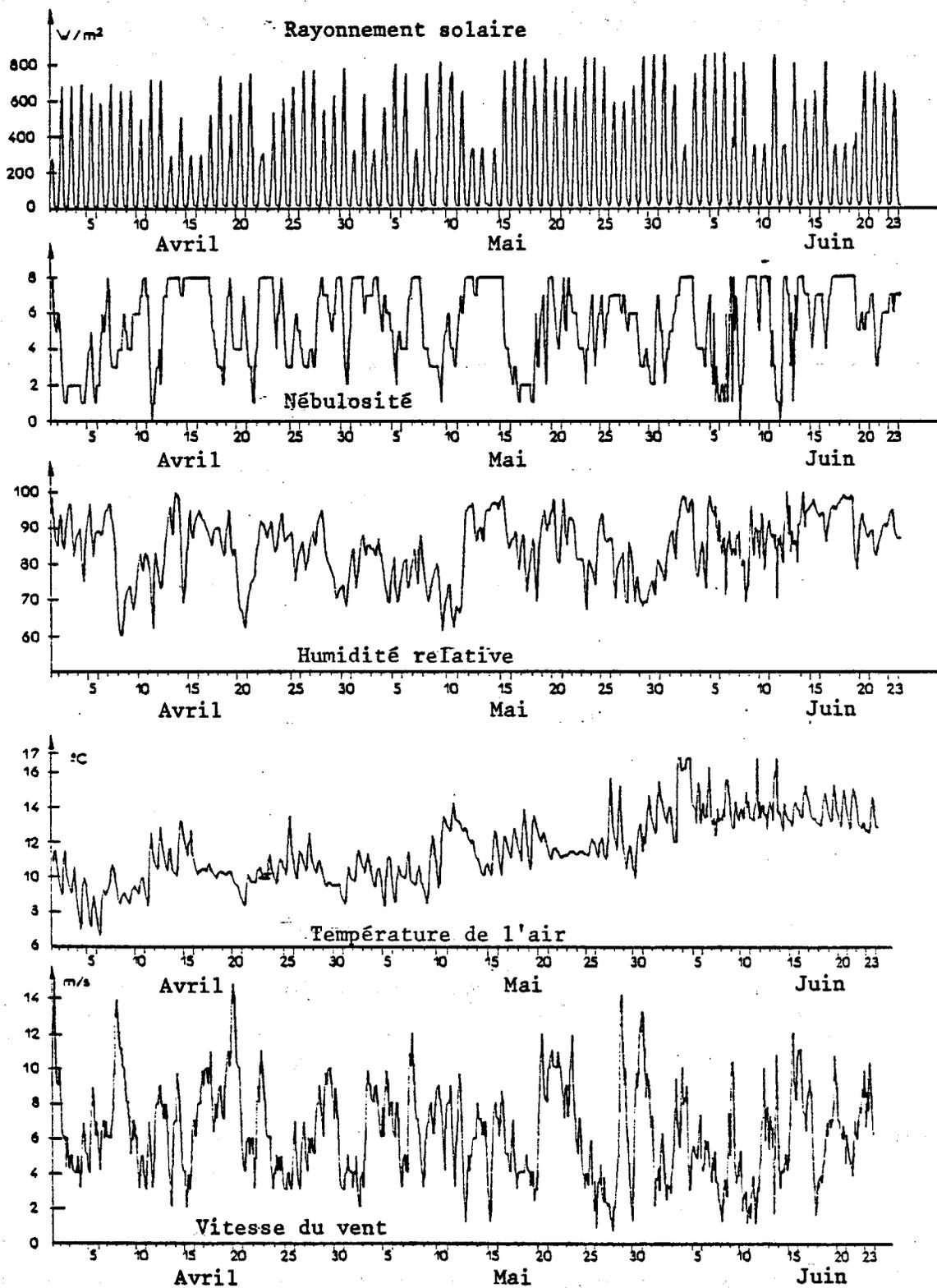


Figure 44 : Paramètres météorologiques mesurés au sémaphore du Créac'h du 1er avril au 23 juin 1980.

b) Evaluation des courants de marée

Pour des problèmes de calculateur (taille mémoire, temps calcul) nous avons divisé en deux la simulation numérique. Pour se trouver dans les conditions de la structure thermique au début de la campagne DYNATLANT 80, nous avons simulé l'évolution de cette structure du 1er avril 1980 au début juin 1980. La deuxième période de simulation se situe pendant la campagne DYNATLANT 80 du 6 au 23 juin 1980. Durant cette deuxième période le courant de marée nécessaire au calcul de la structure thermique a été déterminé en chaque maille à chaque pas de temps à l'aide du modèle de courants de marée présenté précédemment. Cette évaluation des courants de marée pendant trois semaines arrive à la limite des possibilités du calculateur que nous avons à notre disposition (IRIS 80 du Centre Océanologique de Bretagne). Aussi, il ne nous a pas été possible de procéder de la même manière pendant la première période de simulation (1er avril au 6 juin 1980). A partir de 3 semaines de mesures réalisées au point A ($\phi = 48^{\circ}16' N$, $G = 05^{\circ}42' W$), nous avons pu effectuer une analyse harmonique et déterminer ainsi l'évolution du courant en fonction de la marée en ce point (Figure 45). Puis nous avons considéré cette même valeur du courant en tous points du domaine d'étude. Ainsi, pendant cette première période de simulation, seule la variation temporelle du courant de marée est prise en compte alors que pendant la deuxième phase de simulation, les variations spatiale et temporelle du courant de marée sont considérées.

c) Choix de la structure thermique initiale

Nous avons considéré que le 1er avril 1980 (départ de la simulation numérique) il n'existait pas de stratification thermique verticale en Mer d'Iroise. Le gradient thermique horizontal a été déterminé (Figure 46 a) à partir d'une photographie infra-rouge prise par le satellite NOAA 6 le 1er avril à 04 h 00 TU. Cette image montre que la température de surface de la mer varie de $10,7^{\circ}C$ à l'Ouest de la zone à $10^{\circ}C$ près de la côte.

2°) Simulation de la structure thermique pendant la période du 1er avril 1980 au 6 juin 1980 et du 6 au 23 juin 1980

a) Période du 1er avril 1980 au 6 juin 1980

Rappelons que pendant cette période de simulation, nous avons con-

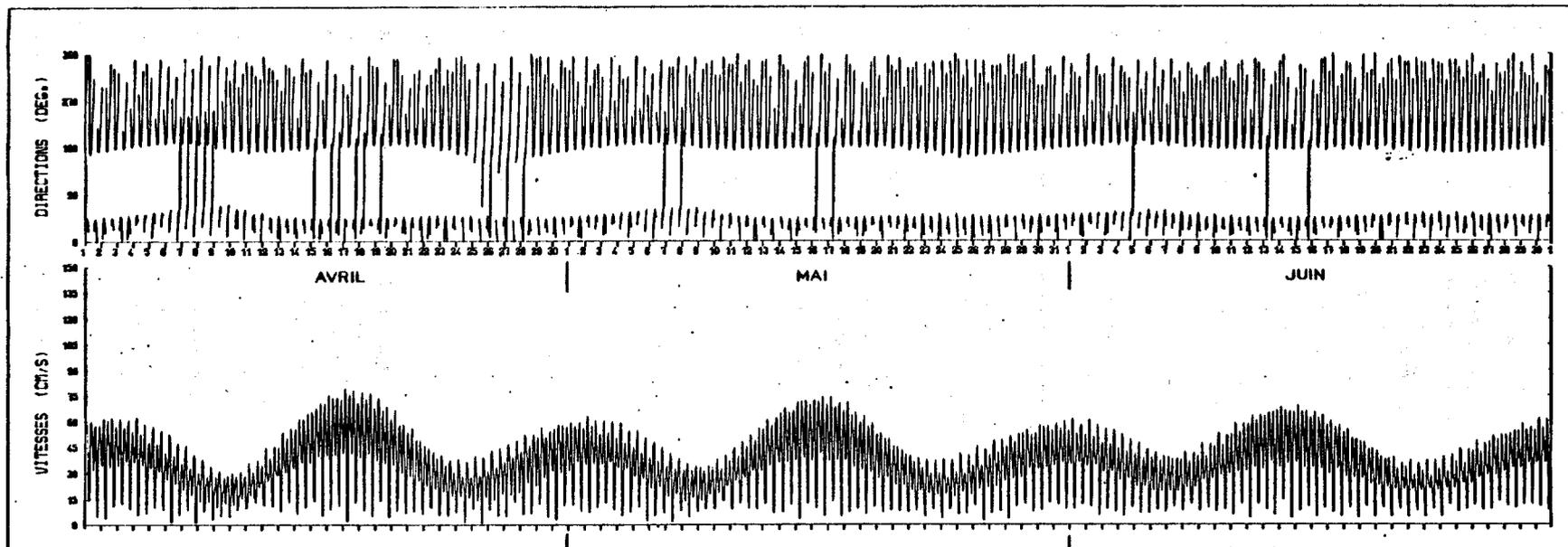


Figure 45 : Courant au point A ($\phi = 48^{\circ}16' N$; $G = 05^{\circ}42' W$) obtenu à l'aide d'une analyse harmonique.

sidéré que le courant de marée était le même en tous points de la zone et qu'il variait suivant le cycle de marée semi-diurne, affecté de la période de 14,7 jours (Figure 45).

En partant de la situation initiale du 1er avril où la température est homogène de la surface au fond, on observe le 6 juin, le front thermique en train de se former. Sur les figures 46 c et 46 d, on voit apparaître une zone où la température est pratiquement homogène de la surface au fond à l'Est de la ligne de sonde des 100 m. Alors qu'à l'Ouest, on a déjà une différence de température entre la surface et le fond de près de 2°C. Par ailleurs, l'allure des isothermes de surface (Figure 46 c) montre une bonne concordance avec la photographie infra-rouge du satellite NOAA 6 à la même date (Figure 46 b).

Nous avons tracé sur la figure 47 l'évolution des coefficients de marée en fonction du temps (Figure 47 a), l'évolution des températures simulées de surface et fond au point A (Figure 47 b) et l'évolution des immersions des couches homogènes de surface (h_s) et de fond (h_f) (Figure 47 c). Pour ce dernier tracé, nous avons considéré que lorsque le profil thermique était homogène, $h_s = h_f = -D$ (D hauteur totale de la colonne d'eau). L'ensemble de ces courbes permet de voir plus précisément la part due aux conditions météorologiques ou au courant de marée dans l'évolution de la stratification thermique.

Tout d'abord, on note qu'au cours de chaque journée où le rayonnement solaire est relativement important, il se forme une légère stratification diurne qui disparaît la nuit ou pendant les périodes de fort vent.

Par ailleurs, on peut analyser les différentes périodes notées (a), (b), (c) et (d) sur la figure 47. Nous avons choisi ces quatre périodes parce qu'elles correspondent à des chutes brutales de la température de surface. Ainsi on remarque que pour les périodes (a) et (b) la décroissance de la température de la couche homogène de surface est due à l'homogénéisation du profil thermique engendrée par l'augmentation de la couche homogène de fond coïncidant avec les maximums du coefficient de marée. Ces deux périodes interviennent juste après la formation d'une faible stratification. La période (d) se situe dans les mêmes conditions mais la stratification est suffisante pour empêcher l'homogénéisation. La chute de la température de surface est alors le résultat du fort courant de marée (h_f petit) et d'une augmentation brutale du vent (Figure 44) d'où un approfondissement de la couche homogène de surface et un refroidissement de cette

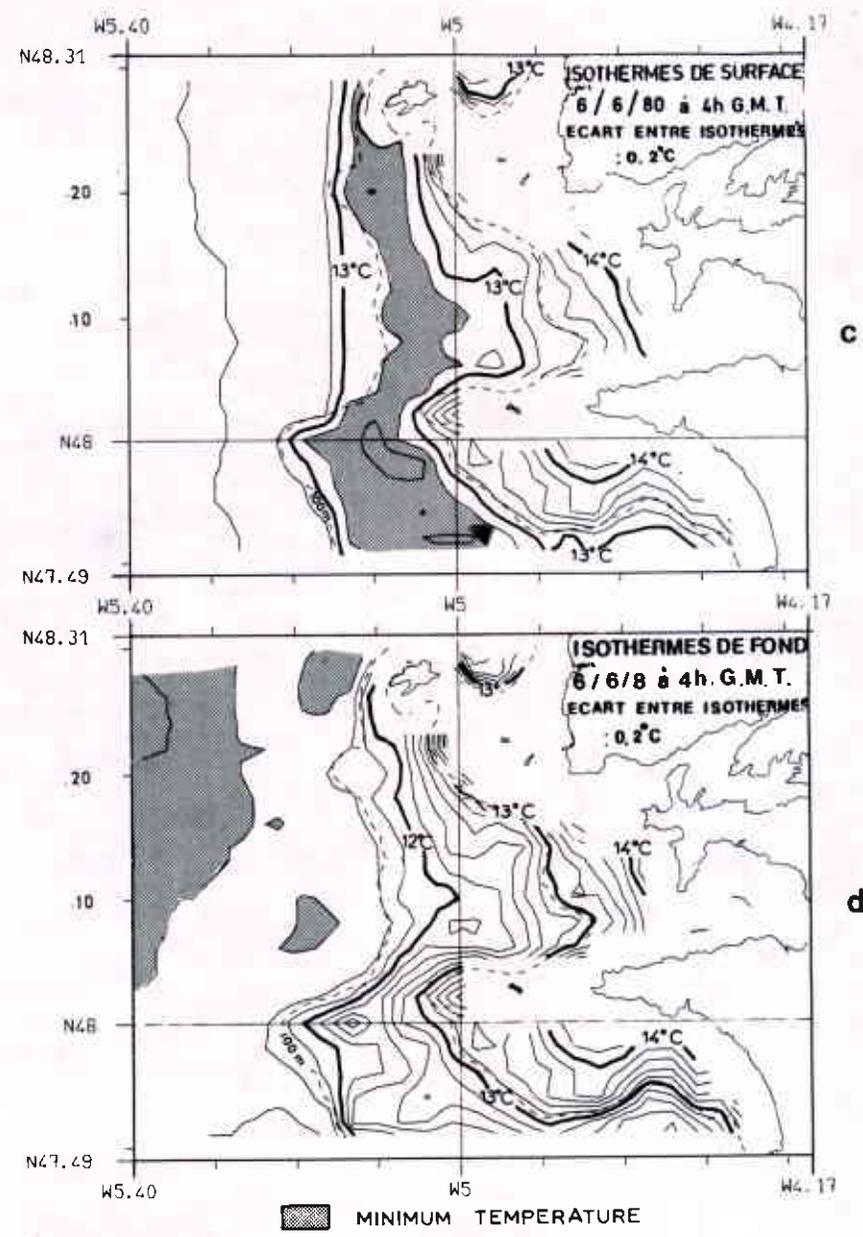
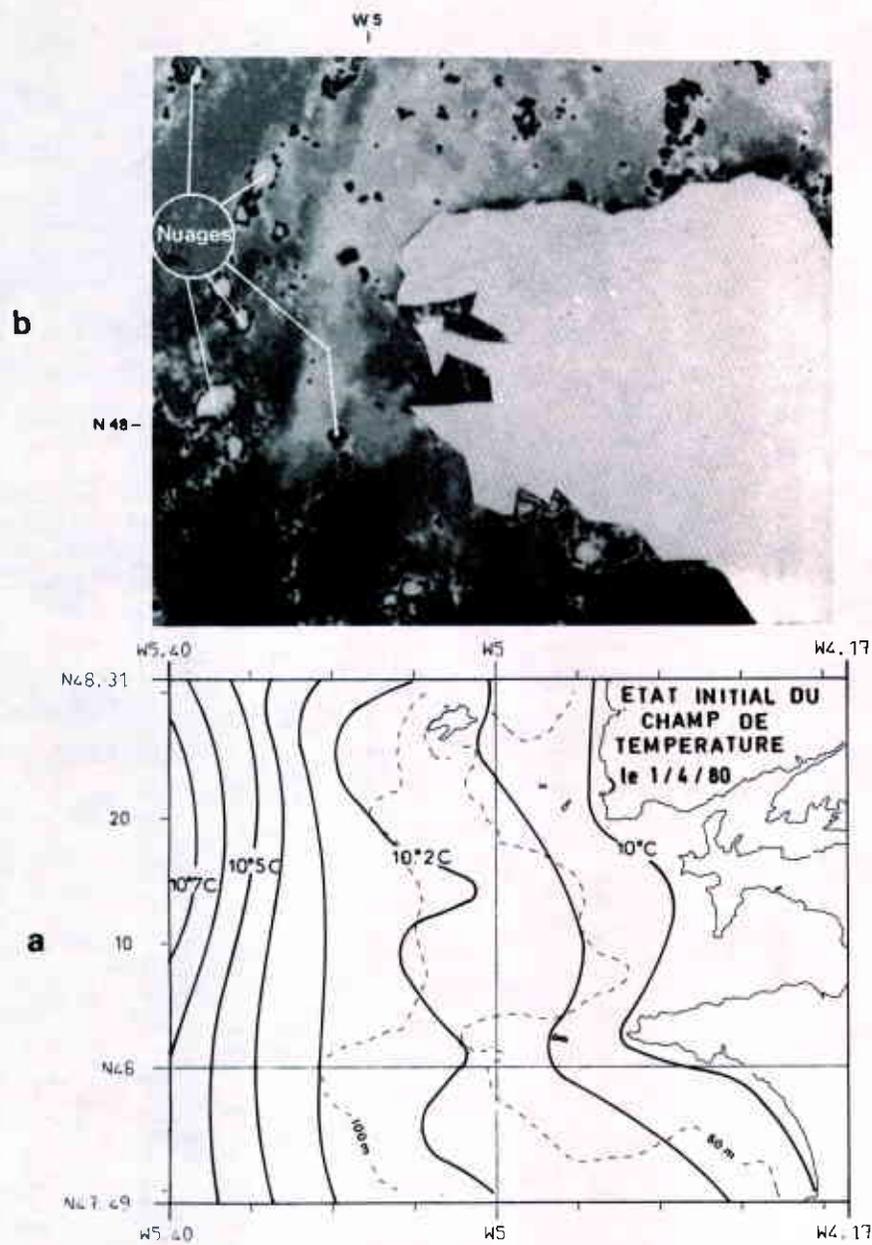


Figure 46 : 46a : Carte de l'état initial de la température de surface de la mer le 01/04/1980.
 46b : Image satellite (NOAA 6) le 06/06/1980.
 46c : Isothermes de surface calculés par le modèle le 06/06/1980.
 46d : Isothermes de fond calculés par le modèle le 06/06/1980.

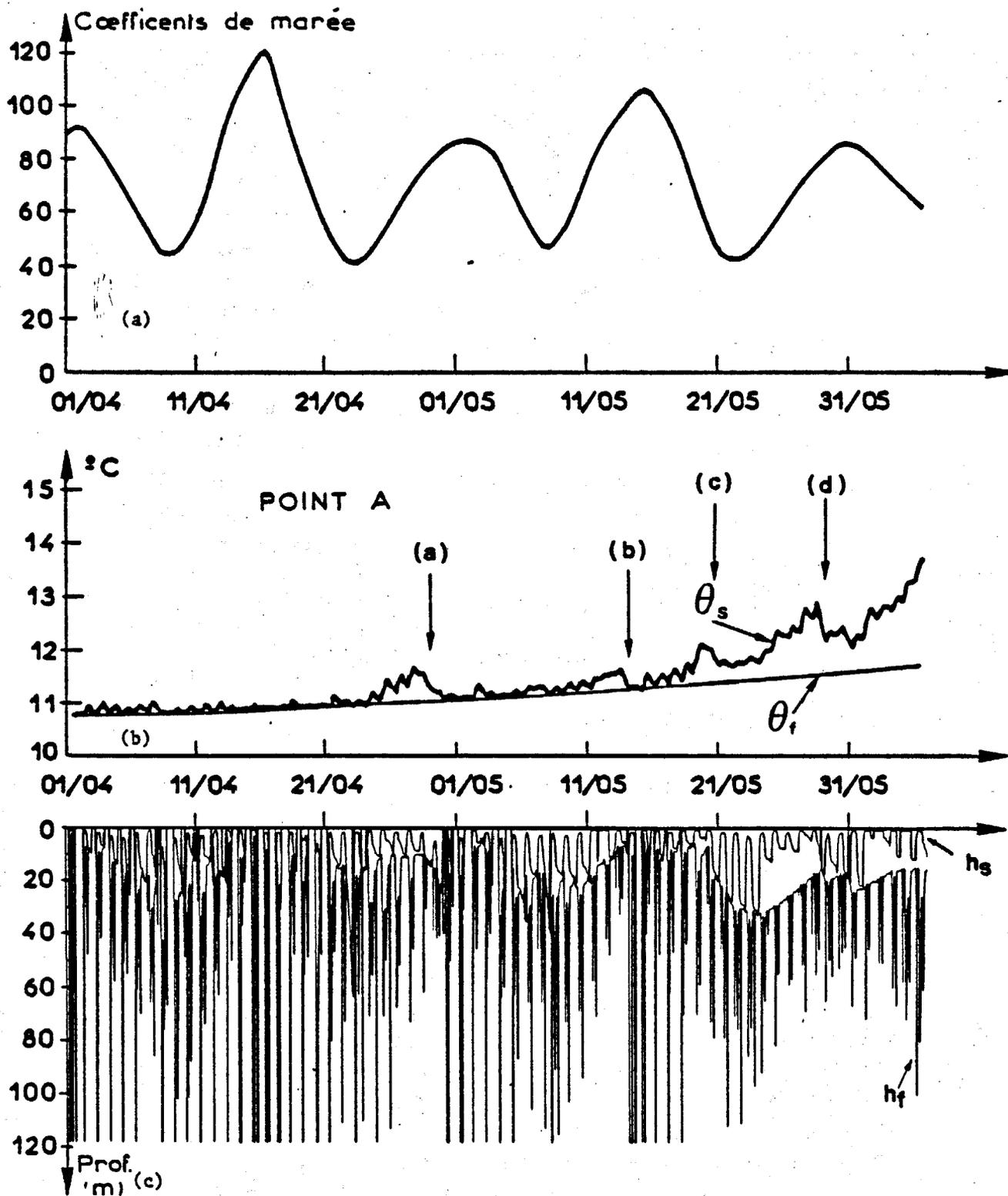


Figure 47 : (a) Evolution des coefficients de marée. (b) Evolution des températures des couches homogènes de surface θ_s et de fond θ_f au point A. (c) Evolution des immersions des couches homogènes de surface h_s et de fond h_f au point A.

même couche. Par contre, la diminution de la température de surface observée lors de la période (c) a lieu au moment des faibles coefficients de marée, elle est uniquement provoquée par la période de fort vent du 20 au 25 mai (Figure 44). Ceci est particulièrement clair sur la figure 47 c, où l'épaisseur de la couche homogène de surface est à son maximum au cours de la période étudiée. Enfin, les faibles variations de la température de la couche homogène de fond s'expliquent par l'importance de l'épaisseur de cette même couche d'où un faible accroissement de température à chaque augmentation de cette épaisseur.

Les phénomènes que nous venons de décrire, dus aux conditions de courant de marée (période de 14,7 jours) et aux échanges à l'interface air - mer, paraissent tout à fait intéressants pour expliquer certains aspects biologiques observés à cette saison. En effet, cette alternance de stratification et d'homogénéisation de la structure thermique est tout à fait propice à une production biologique car elle permet d'associer des conditions de stabilité, de luminosité et de présence de sels nutritifs, autant de paramètres favorables à l'existence de blooms printaniers.

b) Période du 6 au 23 juin 1980

Le modèle de simulation a été utilisé pour la période du 6 au 23 juin 1980 en prenant comme données de courants de marée les résultats du modèle de marée de Mer d'Iroise. Donc cette fois, les résultats numériques tiennent compte des variations spatiales du courant.

Pendant les 10 premiers jours de juin, le front thermique continue à se former (Figures 48 et 49). Il est plus marqué autour de l'île d'Ouessant et de la chaussée de Sein, ceci correspond aux endroits où le gradient horizontal de courant de marée est le plus important. Cette structure de température de surface en taches se retrouve parfaitement sur la photographie infra-rouge du satellite NOAA 6 du 11 juin 1980. La figure 48 montre un bon accord entre les températures de surface calculées et observées et nous pensons qu'à ce stade il vaut mieux parler de zones frontales plutôt que d'un front thermique. A partir de cette date, le coefficient de marée continue à augmenter et les zones frontales deviennent de plus en plus marquées sous l'action du frottement du courant de marée sur le fond. Le 15 juin un vent assez fort souffle sur la zone (Figure 44) et on observe sur la figure 49 des gradients thermiques horizontaux importants au niveau de l'île d'Ouessant et de la chaussée de Sein. On voit apparaître également une tache relativement froide en surface vers 48°00 N et 05°40 W.

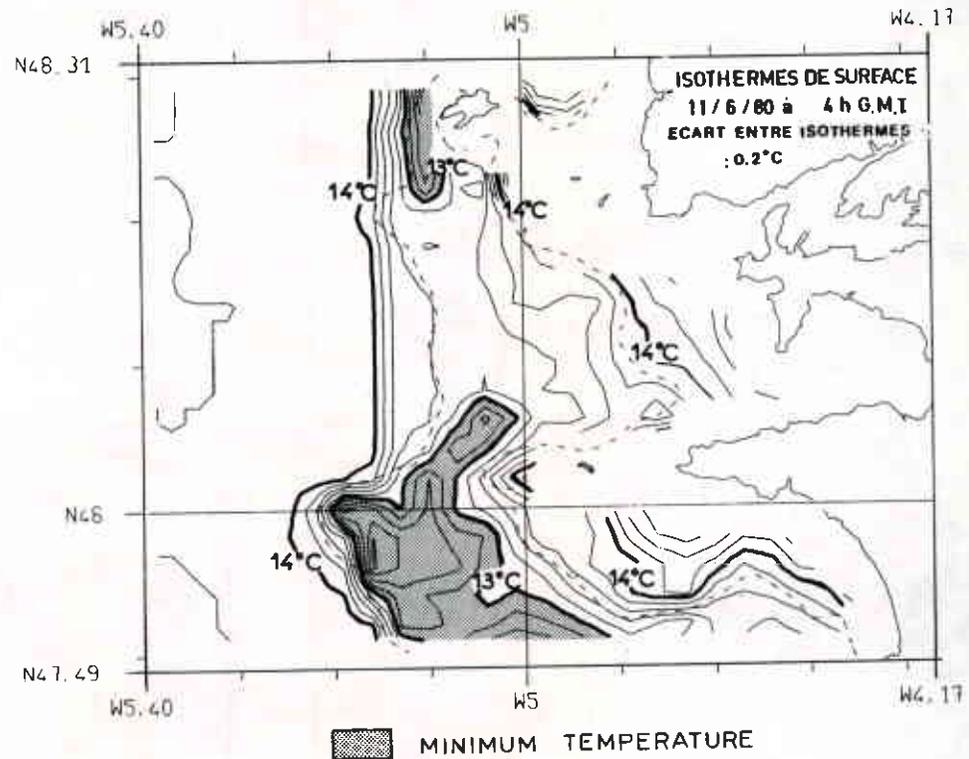
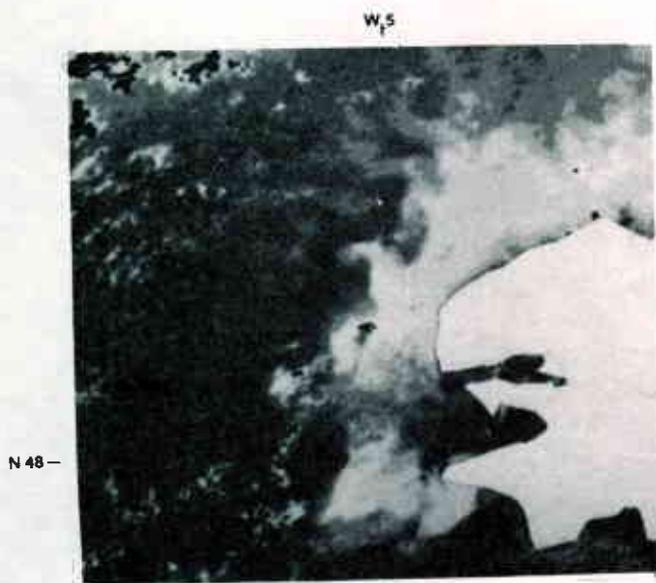


Figure 48 : Comparaison des isothermes de surface calculés et observés avec une image satellite du 11/06/1980.

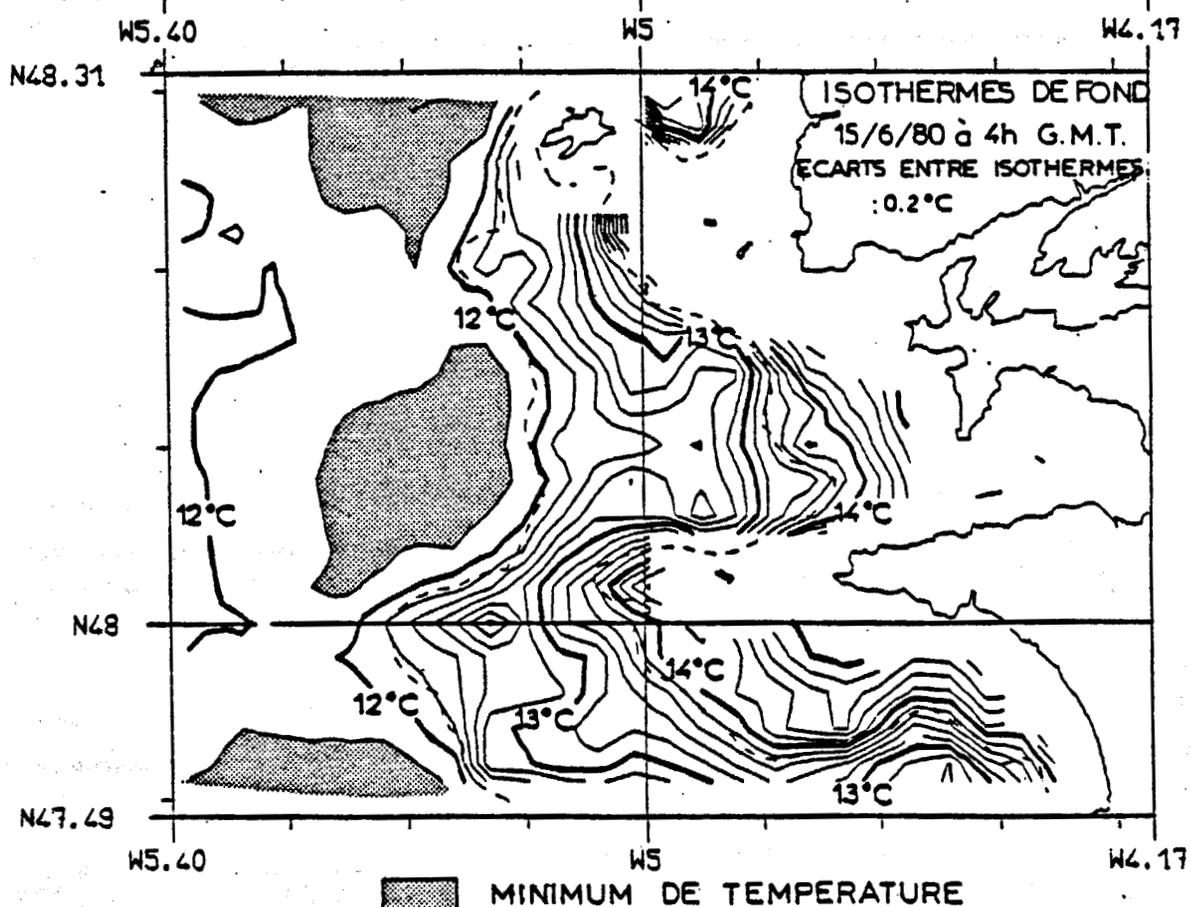
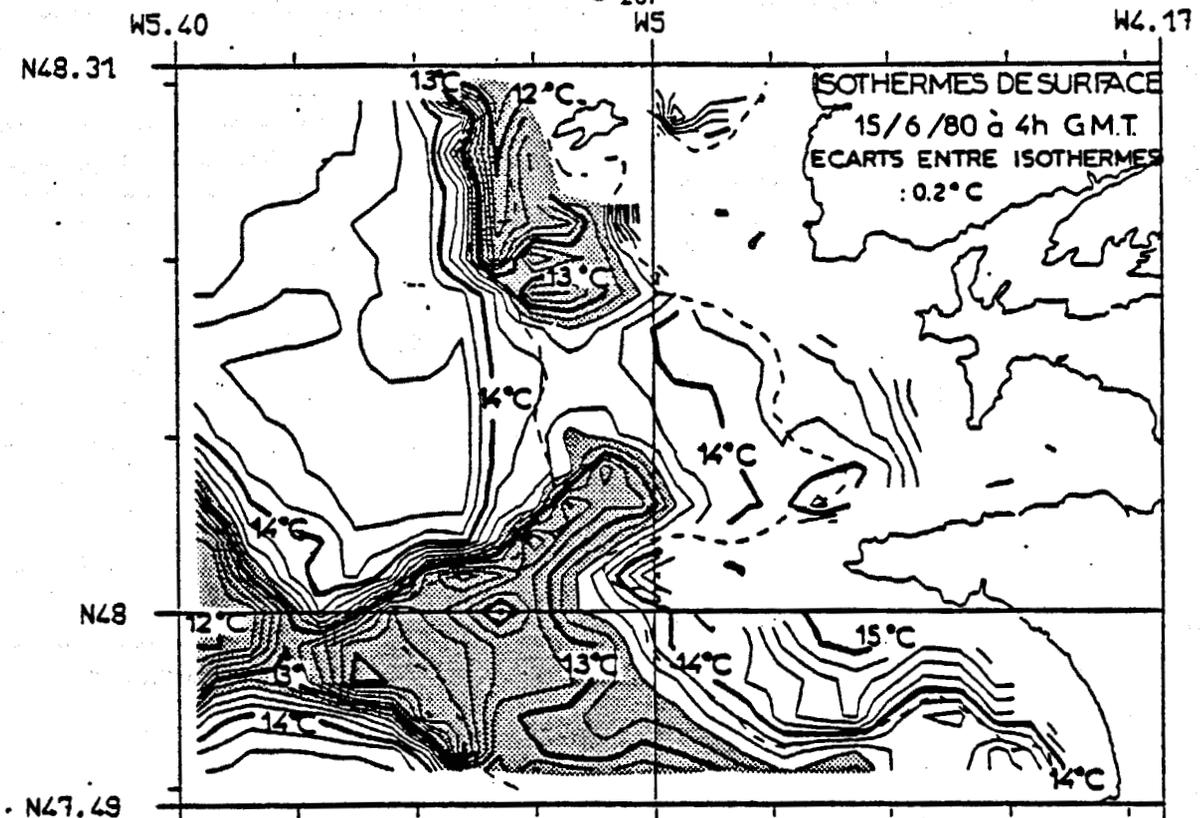


Figure 49 : Carte des isothermes de surface et de fond calculés par le modèle le 15 juin 1980.

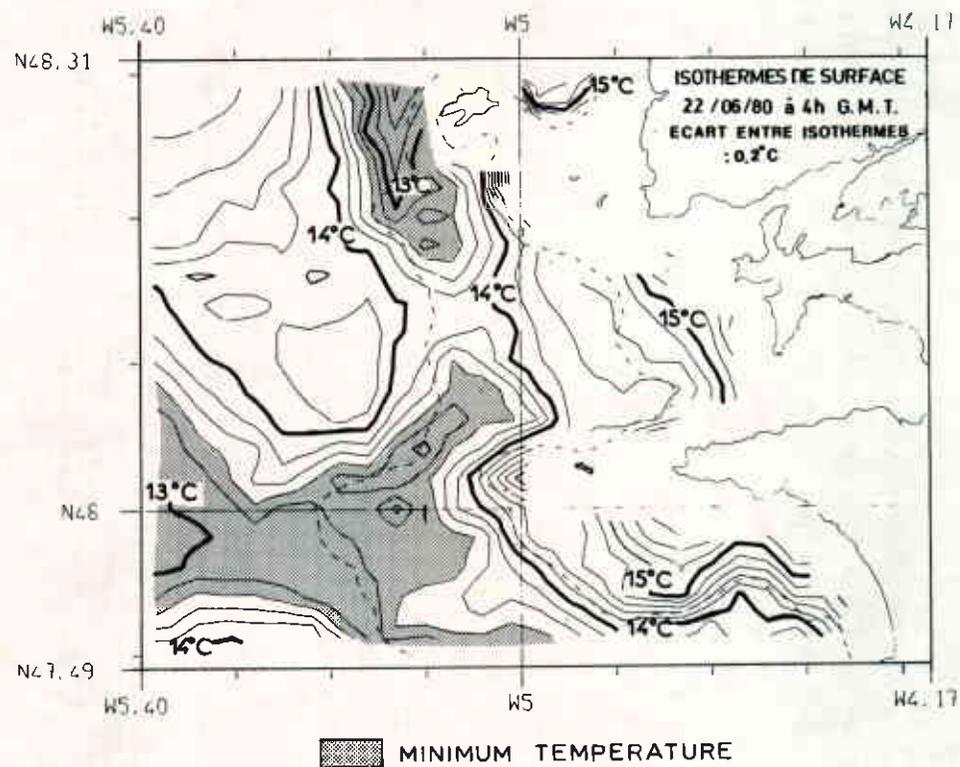
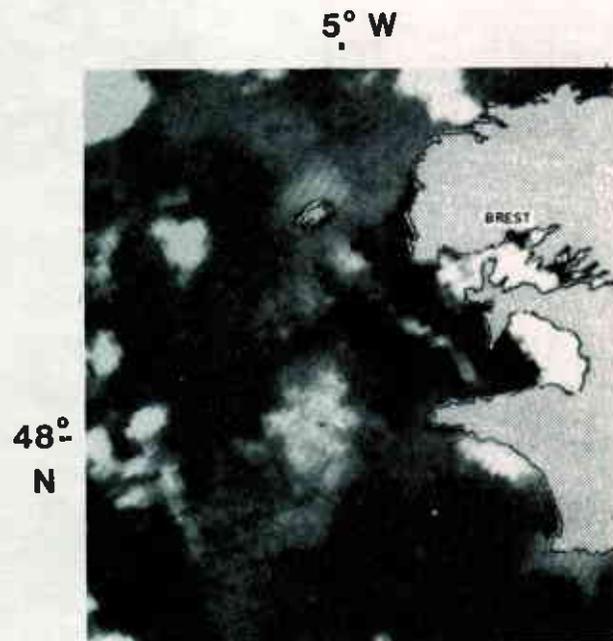


Figure 50 : Comparaison des isothermes de surface calculés par le modèle le 22/06/1980 avec l'image du satellite NOAA 6 le 25/06/1980 (avec nos remerciements au Dr. PINGREE - dépouillement effectué à l'Université de DUNDEE).

Le 22 juin on retrouve cette tache d'eau froide (Figure 50), elle est moins marquée et elle s'étend au Sud de la zone. Sur l'image satellite du 25 juin (Figure 50), on remarque effectivement une zone d'eau relativement froide qui s'étend au Sud Ouest de la chaussée de Sein. Ce refroidissement ne peut être dû qu'à l'homogénéisation en température de toute la colonne d'eau. Essayons d'analyser les différents processus qui ont provoqué cette homogénéisation. Tout d'abord, nous avons tracé (Figure 51), de manière plus détaillée les contours des isovaleurs du paramètre $S = \log D/u_c^3$. On note effectivement qu'à l'Ouest du méridien $05^{\circ}20'$ W, les valeurs minimums de S ($< 2,1$) se situent là où va se former la tache d'eau froide, ce qui correspond à un secteur où le courant est relativement fort. Il faut bien préciser que la valeur du paramètre S ne constitue en rien un facteur de prévision des zones homogènes ou stratifiées mais représente seulement la capacité de production d'E.C.T. fournie par le frottement du courant de marée sur le fond.

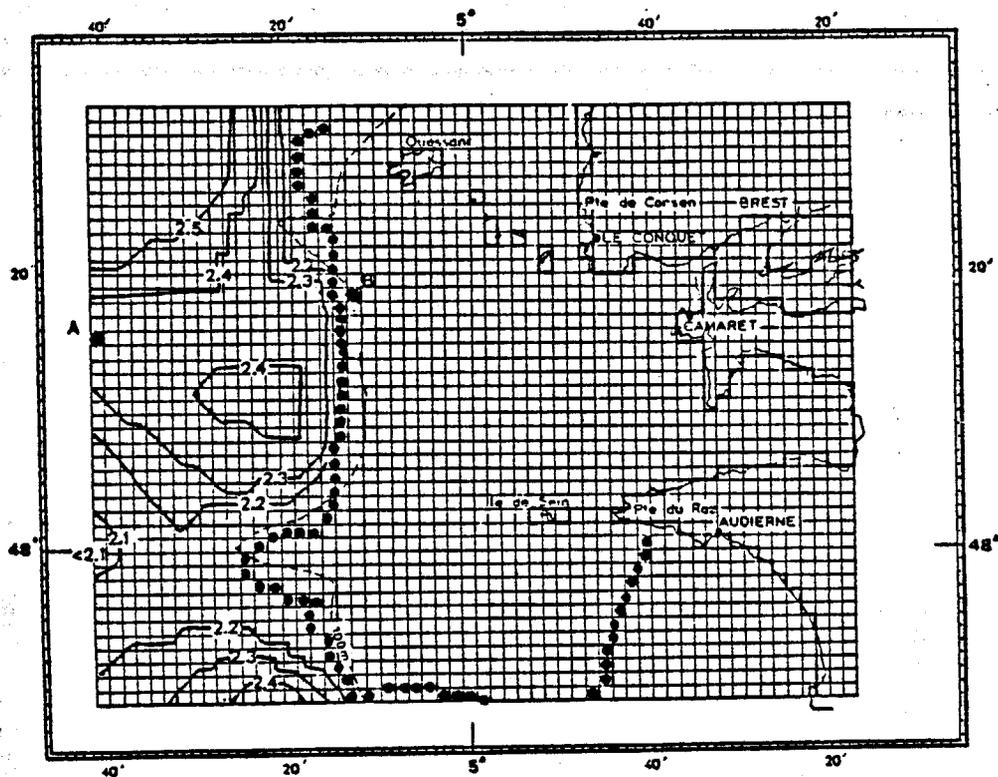


Figure 51 : Isovaleurs du paramètre $S = \log D/u_c^3$.

Ainsi, pour la Mer d'Iroise, nous avons montré que la valeur critique de ce paramètre pour la formation des zones frontales se situait entre 1,5 et 2, mais ceci sous entend que la possibilité d'homogénéisation est uniquement le fait du frottement du courant de marée sur le fond et ne tient absolument pas compte des échanges à l'interface air - mer. Ainsi, les faibles valeurs du paramètre S correspondent à une épaisseur de la couche homogène de fond importante. C'est ce que l'on remarque effectivement sur la figure 52 b où est tracée l'évolution des immersions du bas de la couche homogène de surface (h_s) et du haut de la couche homogène de fond (h_f). La valeur de h_f augmente à partir du 7 juin en suivant le coefficient de marée (Figure 53 b) et la couche homogène de fond arrive tout près de la surface le 13 juin. Or, à la fin de la journée du 13 juin et au début de la journée du 14 juin, le vent forçit suffisamment (Figure 53 d) pour réussir à homogénéiser l'ensemble de la colonne d'eau, car l'épaisseur de la couche homogène de surface est très faible. Il s'ensuit une chute brutale de la température de surface et une augmentation de la température de fond (Figure 53 a). Ces variations sont particulièrement visibles sur l'évolution en fonction du temps des dérivées de ces 2 paramètres (Figure 53 a,c). Ainsi, la formation de cette tache d'eau froide est due à la conjonction d'un fort courant de marée permettant le développement d'une couche homogène de fond arrivant presque en surface et par conséquent une couche homogène de surface très faible et d'un renforcement du vent qui sera suffisant pour homogénéiser l'ensemble de la colonne d'eau.

3°) Confrontation avec les résultats de DYNATLANT 80

Nous allons comparer les résultats obtenus à l'aide du modèle présenté précédemment avec les mesures réalisées au cours de la campagne DYNATLANT 80 aux deux points de mouillages A et B (Figure 30). La simulation numérique unidimensionnelle que nous avons présentée n'étant basée que sur les effets induits par les variations dans le temps des paramètres météorologiques et par les variations spatio-temporelles des courants de marée, il est illusoire de vouloir reproduire les oscillations de températures engendrées par le passage des ondes internes (MAZE, 1983) telles que les ondes d'inertie, les ondes de marée barocline ou les ondes de plus haute fréquence. A ce stade, une interprétation plus fine de ces mesures au point fixe (B comme A) n'est pas facile si on n'a pas de mesures ou d'estimation de la structure thermique horizontale dans les deux dimensions (x et y). Il est difficile d'évaluer la part de l'effet des processus

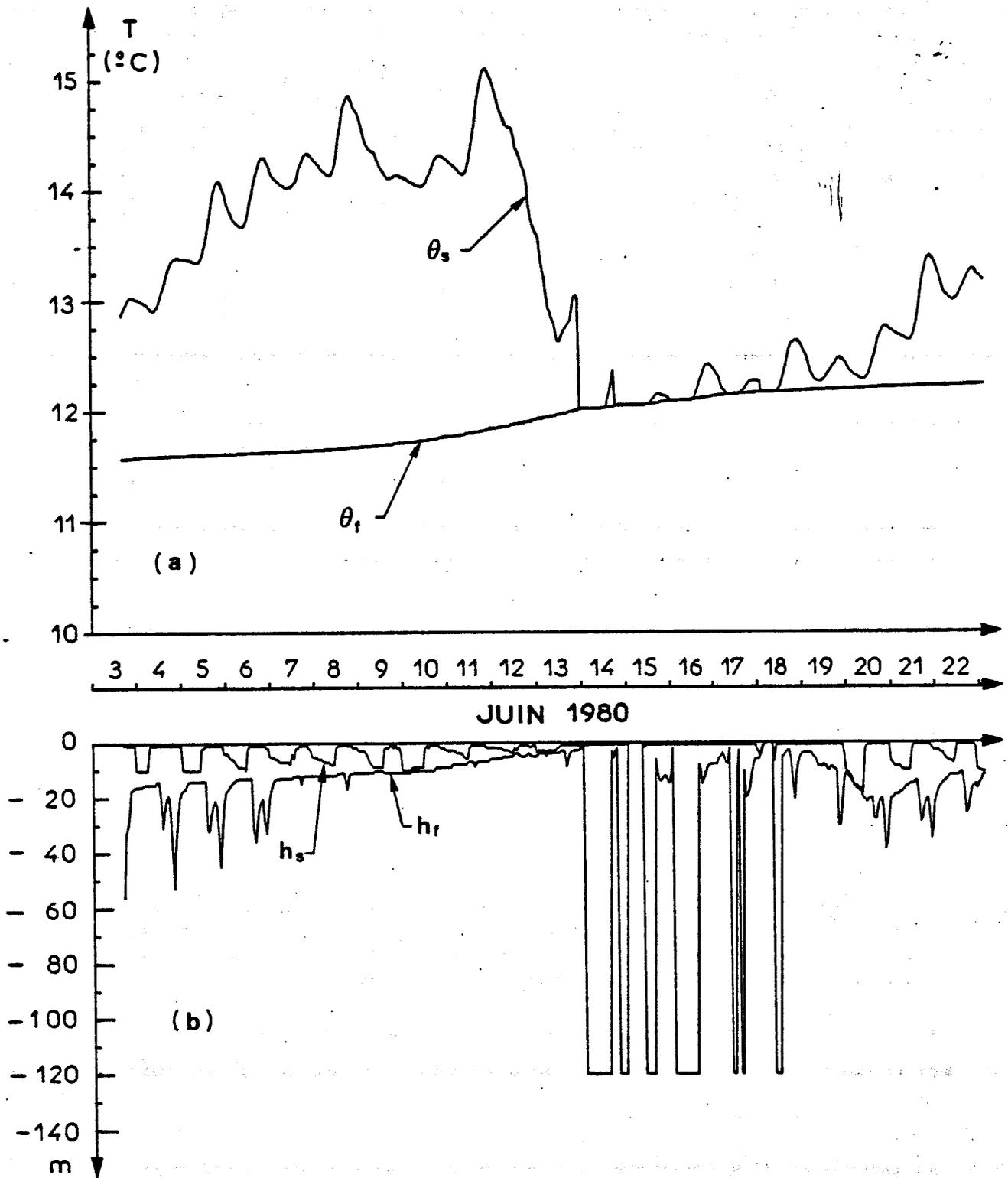


Figure 52 : Evolution de la structure thermique simulée au point :

$\phi = 48^{\circ}00 \text{ N}$ et $G = 05^{\circ}40 \text{ W}$.

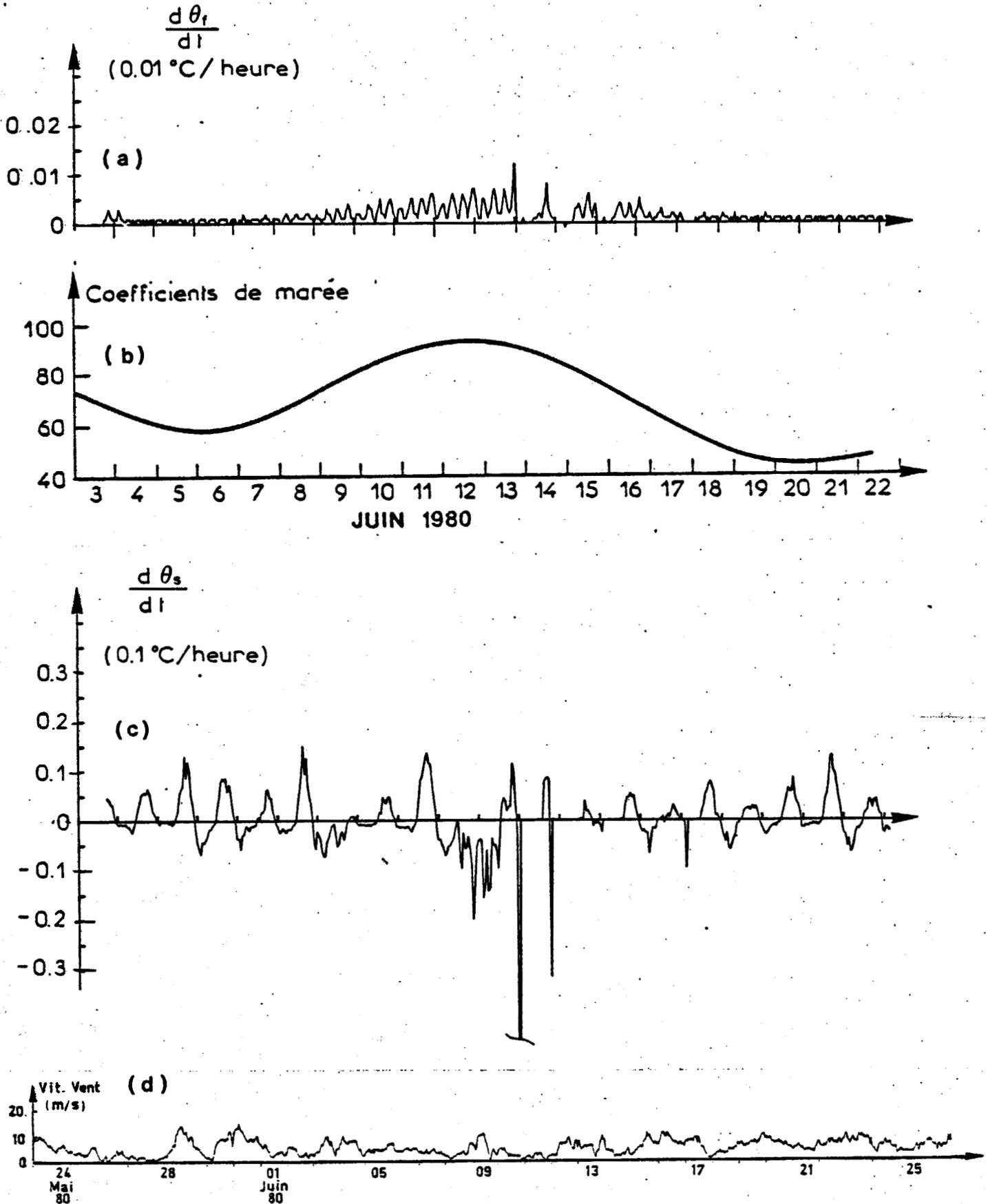


Figure 53 : Evolution de différents paramètres au point : $\phi = 48^{\circ}00$ N et $G = 05^{\circ}40$ W.

unidimensionnels de celle qui est due à d'autres processus comme par exemple l'advection qui résulte des courants résiduels.

Dans un paragraphe précédent, on a estimé à l'aide d'un modèle numérique, l'évolution de la structure thermique moyenne en Mer d'Iroise en supposant que les processus unidimensionnels étaient prépondérants. La confrontation des données satellitaires et des cartes de surface calculées, a montré que les principales caractéristiques de la structure thermique horizontale étaient relativement bien estimées. En supposant toujours que les hypothèses considérées sont vérifiées, les résultats numériques nous apportent donc un certain nombre d'informations complémentaires de celles révélées par les mesures.

a) Analyse de la structure thermique au point A

Rappelons que ce point A se situe dans la partie stratifiée sur le bord Ouest de la zone d'étude. Sur la figure 54, on a reporté les évolutions en fonction du temps des températures des couches homogènes de surface (θ_s) et de fond (θ_f) simulées par le modèle, en tenant compte des variations spatio-temporelles du courant de marée et en prenant comme situation initiale les résultats de la première phase de la simulation numérique (courants égaux sur tout le domaine d'étude).

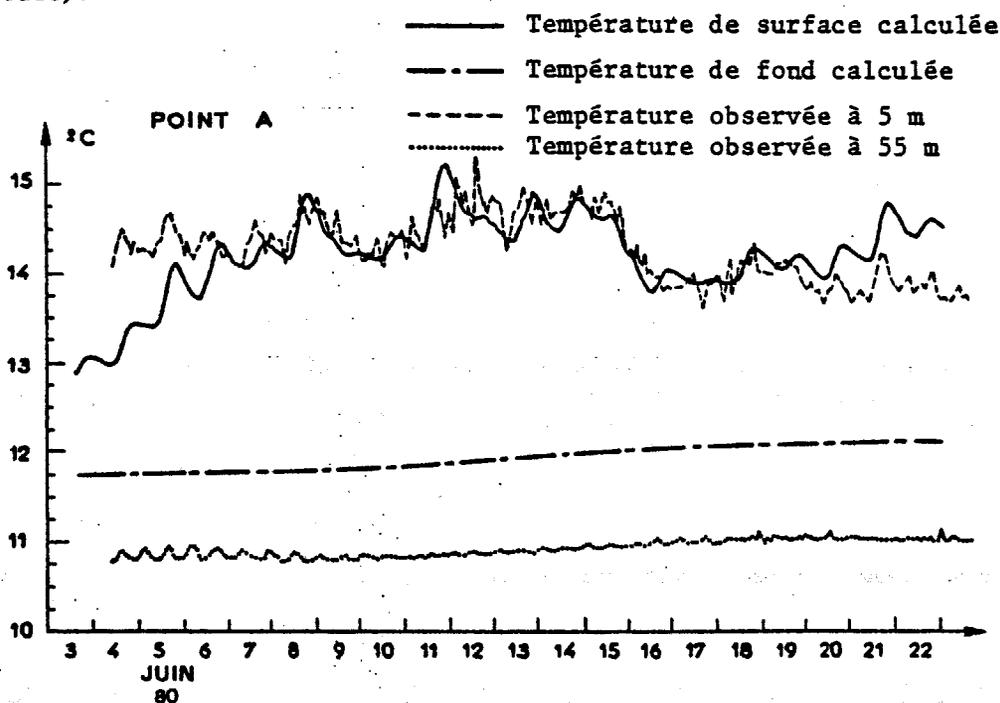


Figure 54 : Températures observées et simulées au point A du 3 au 23 juin 1980.

On a tracé sur la même figure les températures mesurées à 5 m et à 55 m. Pour la température de fond, on note un écart de près d'un degré entre la température mesurée et calculée. Cependant, cet écart reste constant tout au long de la simulation, ce qui permet de supposer que l'évolution de la température de la couche homogène de fond est correctement simulée par le modèle. L'écart entre la mesure et le calcul proviendrait alors des conditions initiales au 1er avril où l'on avait considéré que la colonne était homogène de la surface au fond, ce qui ne devait pas être le cas. Nous pensons néanmoins que la réponse du modèle n'aurait pas été très différente. La comparaison entre les températures de surface calculées et mesurées montre un accord relativement satisfaisant, notamment la baisse de température de 1°C intervenant au cours de la journée du 15. On note cependant un écart entre le calcul et la mesure en début et en fin de période. L'écart du début du mois montrant une température calculée de la couche homogène de surface inférieure à celle mesurée à 5 m, pourrait venir du fait qu'à cette période la structure thermique mesurée (Figure 32) indique une stratification arrivant jusqu'en surface, alors que le modèle simule une température d'une couche homogène de surface. Pour l'écart existant en fin de période, il pourrait être causé par la forte amplitude des ondes internes de période semi-diurne et par le renforcement du cisaillement de courant provoqués par les vents forts ayant eu lieu précédemment, ce qui impliquerait un coefficient m de production d'E.C.T. à la surface plus grand pour cette période et donc une température simulée de la couche homogène de surface plus faible.

Nous allons maintenant analyser de manière plus détaillée les causes des variations de θ_s et θ_f . A cet effet, nous avons tracé (Figure 55 b) l'évolution de h_s et de h_f . L'épaisseur de la couche homogène de surface est maximum les 9 et 15 juin, ce qui correspond aux baisses de la température de la couche homogène de surface (Figure 55 a). Ce phénomène apparaît plus clairement sur la variation de $d\theta_s/dt$ (Figure 56 c) et correspond aux renforcements du vent les 9 et 15 juin (Figure 56 d). L'évolution de h_f (Figure 55 b) nous montre un maximum les 11, 12 et 13 juin correspondant à une augmentation de θ_f (Figure 55 a). Cette évolution est liée aux forts coefficients de marée (Figure 56 b) provoquant une variation de θ_f relativement importante (Figure 56 a) pendant cette période.

Il faut bien remarquer que la température de la couche homogène de fond ne peut croître de manière brutale car l'épaisseur de cette couche est très

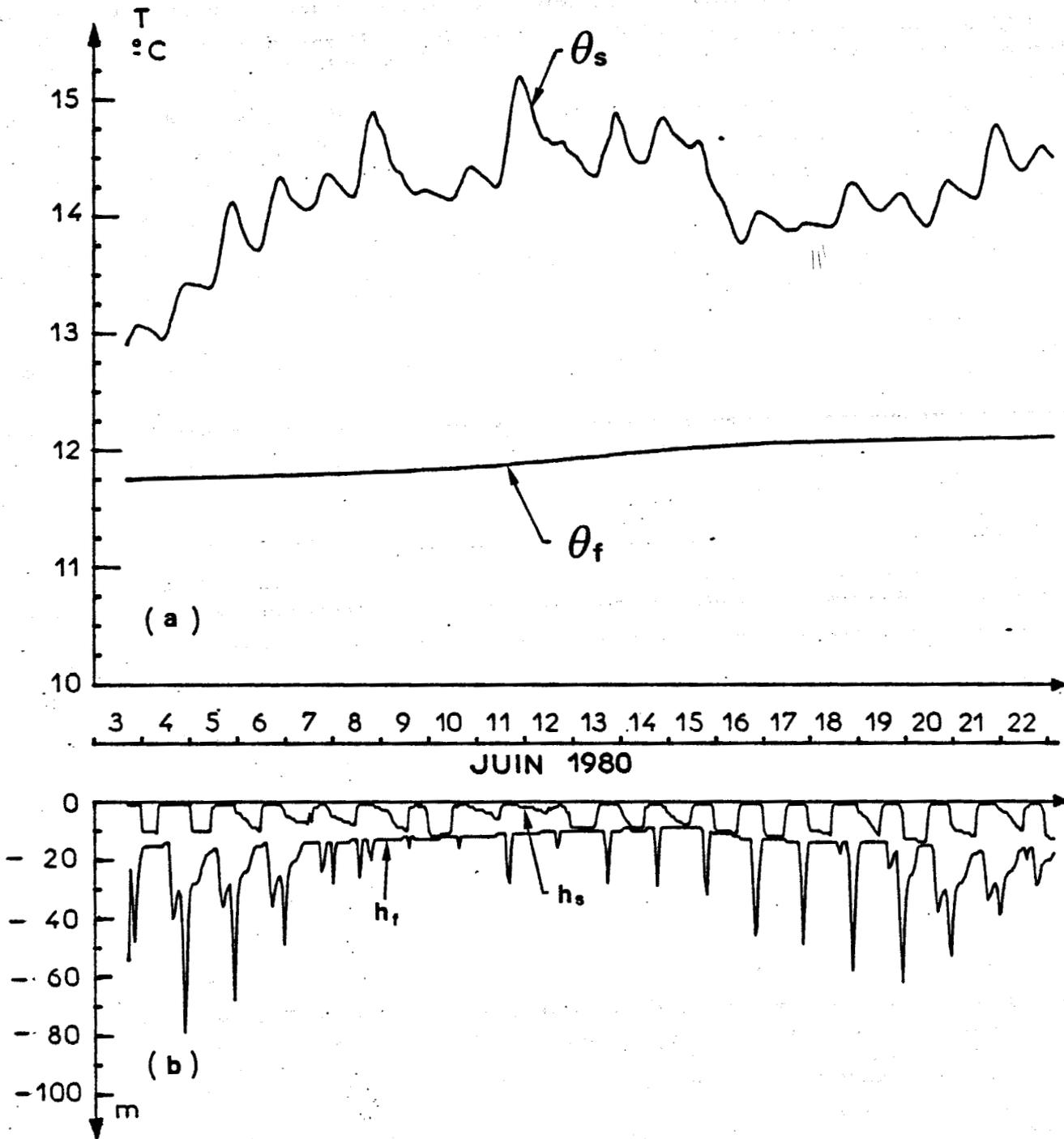


Figure 55 : Evolution de la structure thermique simulée au point A pendant la période du 6. au 23 juin.

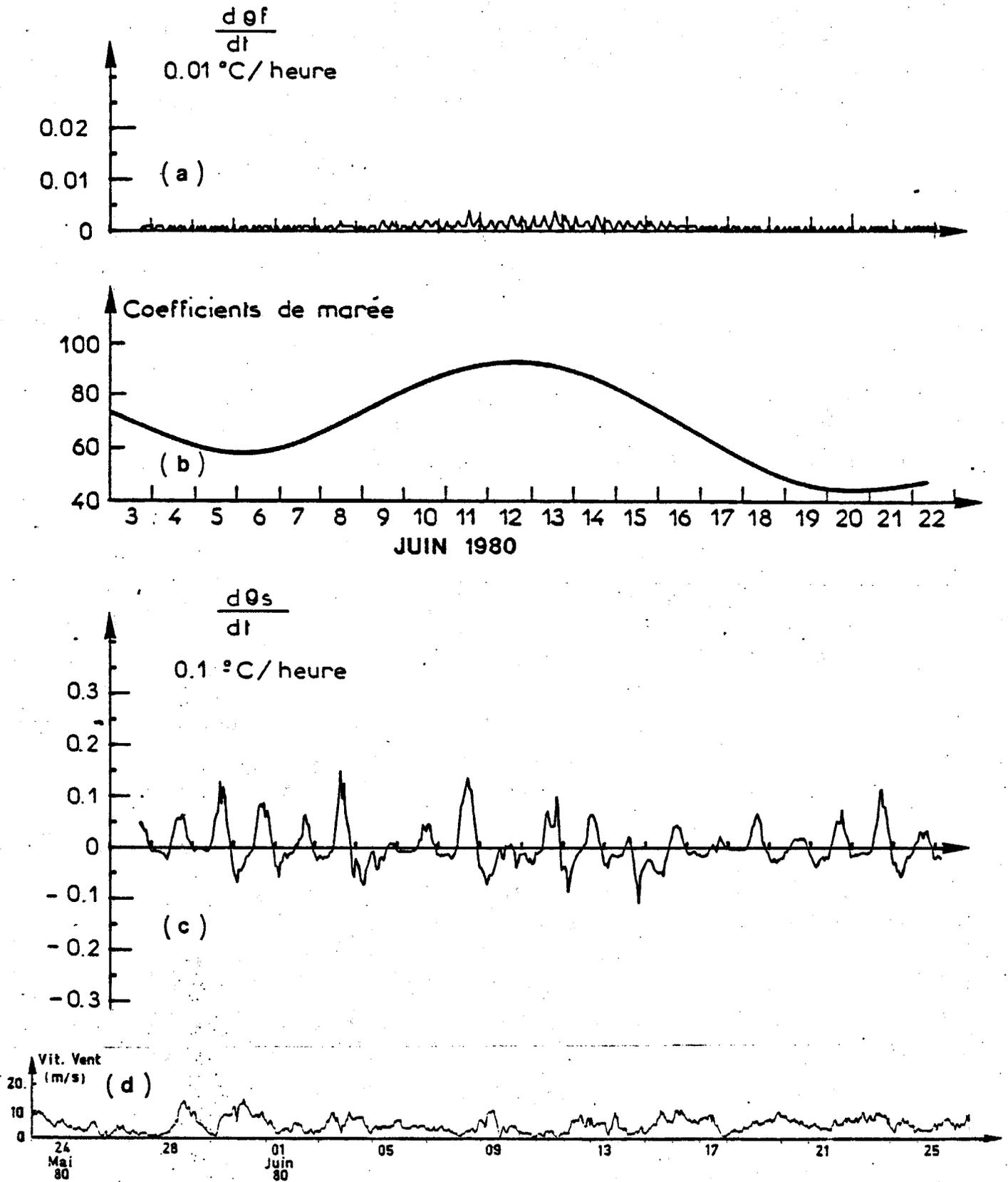


Figure 56 : Evolution de différents paramètres au point A pendant la période du 6 au 23 juin.

importante (de l'ordre de 100 m), alors que l'épaisseur de la couche homogène de surface est beaucoup plus faible (~ 20 m), si bien qu'à chaque approfondissement de cette couche on note une forte diminution de la température. Ainsi, les variations de la structure thermique au point A se trouvent relativement bien expliquées avec les résultats de la simulation numérique.

b) Analyse de la structure thermique au point B

Les mesures faites au point B révèlent des oscillations importantes de la différence de température entre la surface et le fond. Ces oscillations ont une période égale à celle de la marée à partir du 19 juin. Cette différence de température varie entre $0,5^{\circ}\text{C}$ et $2,5^{\circ}\text{C}$ (Figure 57 a). Ces oscillations semi-diurnes n'ont rien à voir avec celles observées au point A, qui révélaient un gradient thermique identique et une variation d'immersion des isothermes engendrée par le passage d'une onde interne. En revanche, le type d'oscillations observées au point B montre très clairement que ce point est situé dans une zone à fort gradient horizontal de température.

En fait, on est en présence de deux gradients thermiques horizontaux, l'un au fond et l'autre en surface et ils sont de signes contraires. Le point B se trouve donc dans une zone frontale. La température de surface semble décroître à partir du 13 juin puis remonte à partir du 16 juin (Figure 57 a). La température de fond remonte très nettement à partir du 15 juin puis oscille fortement à partir du 19 juin (Figure 57 a). Si on regarde les résultats de la simulation numérique (Figure 58), on note une forte augmentation de θ_f (Figure 58 a) associée à un épaissement de la couche homogène de fond (Figure 58 b), entre le 10 et le 15 juin. On remarque effectivement que les variations de $d\theta_f/dt$ (Figure 59 a) sont maximales pendant cette même période. Ces variations ont une période quart-diurne correspondant à chaque maximum de courant et elles sont plus importantes toutes les 12 h 30, à cause de la différence d'intensité entre le flot et le jusant dans cet endroit, due aux effets topographiques. De plus, les 14 et 15 juin, il y a une forte diminution de θ_s (Figure 58 a) due au vent relativement fort (> 10 m/s - Figure 59 d) qui souffle pendant cette période. La succession de ces deux événements conduit à la destruction de la stratification thermique les 15 et 16 juin, d'où la chute brutale de θ_s le 15 juin (Figure 59 c). Puis la stratification se reconstruit progressivement à partir du 17 juin.

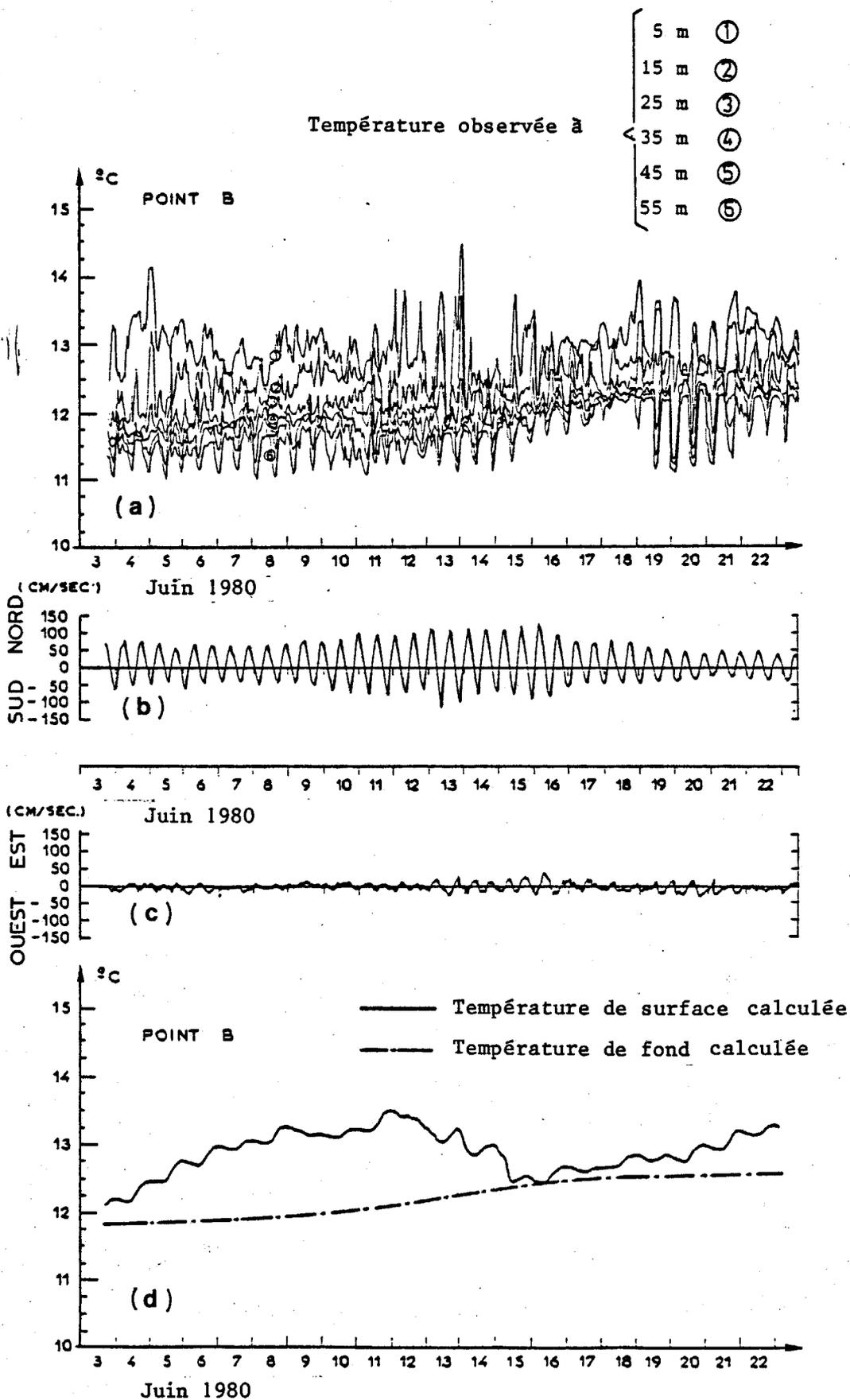


Figure 57 : Températures calculées par le modèle et mesures au point B du 3 juin 1980 au 23 juin 1980.

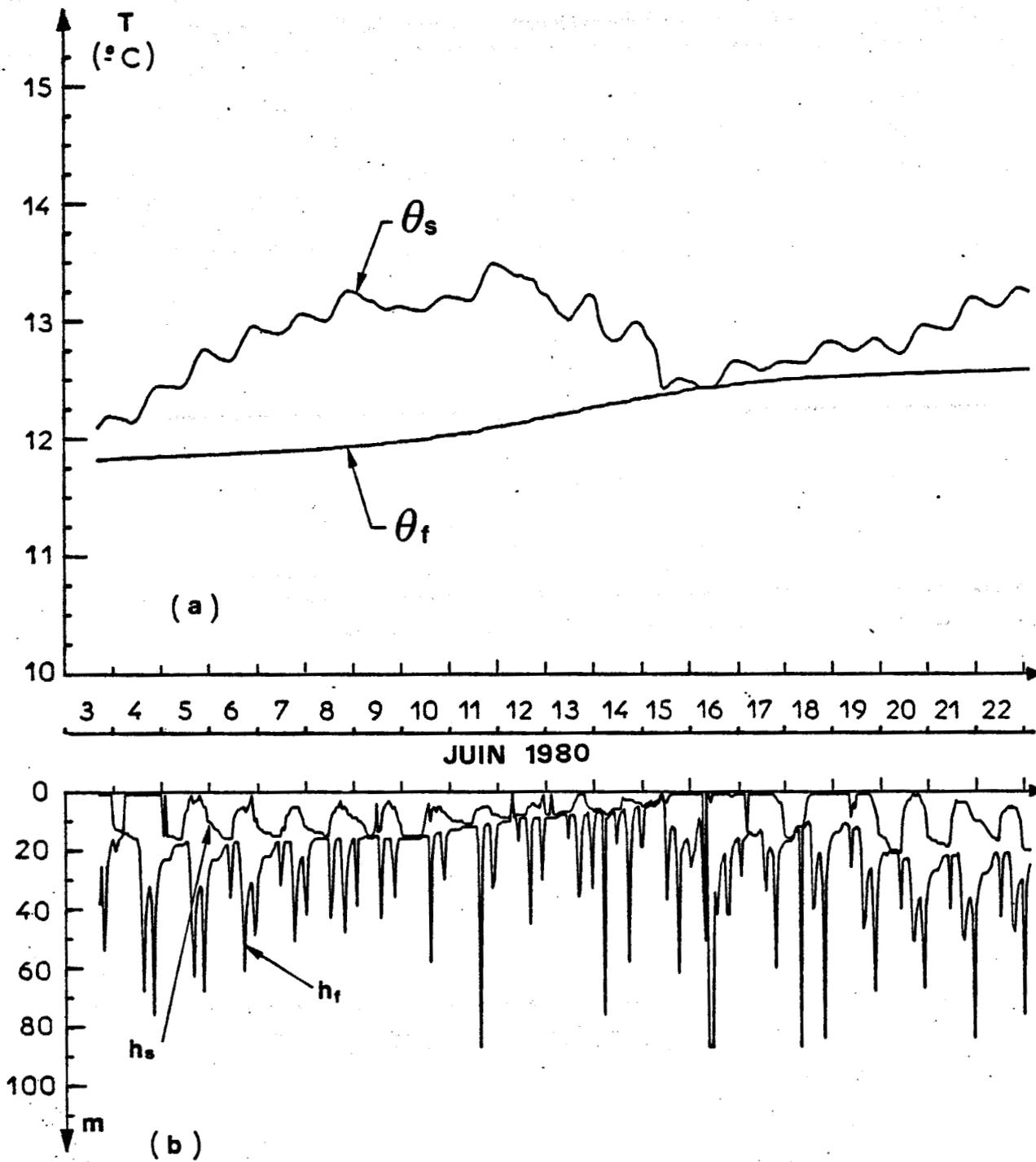


Figure 58 : Evolution de la structure thermique simulée au point B pendant la période du 6 au 23 juin.

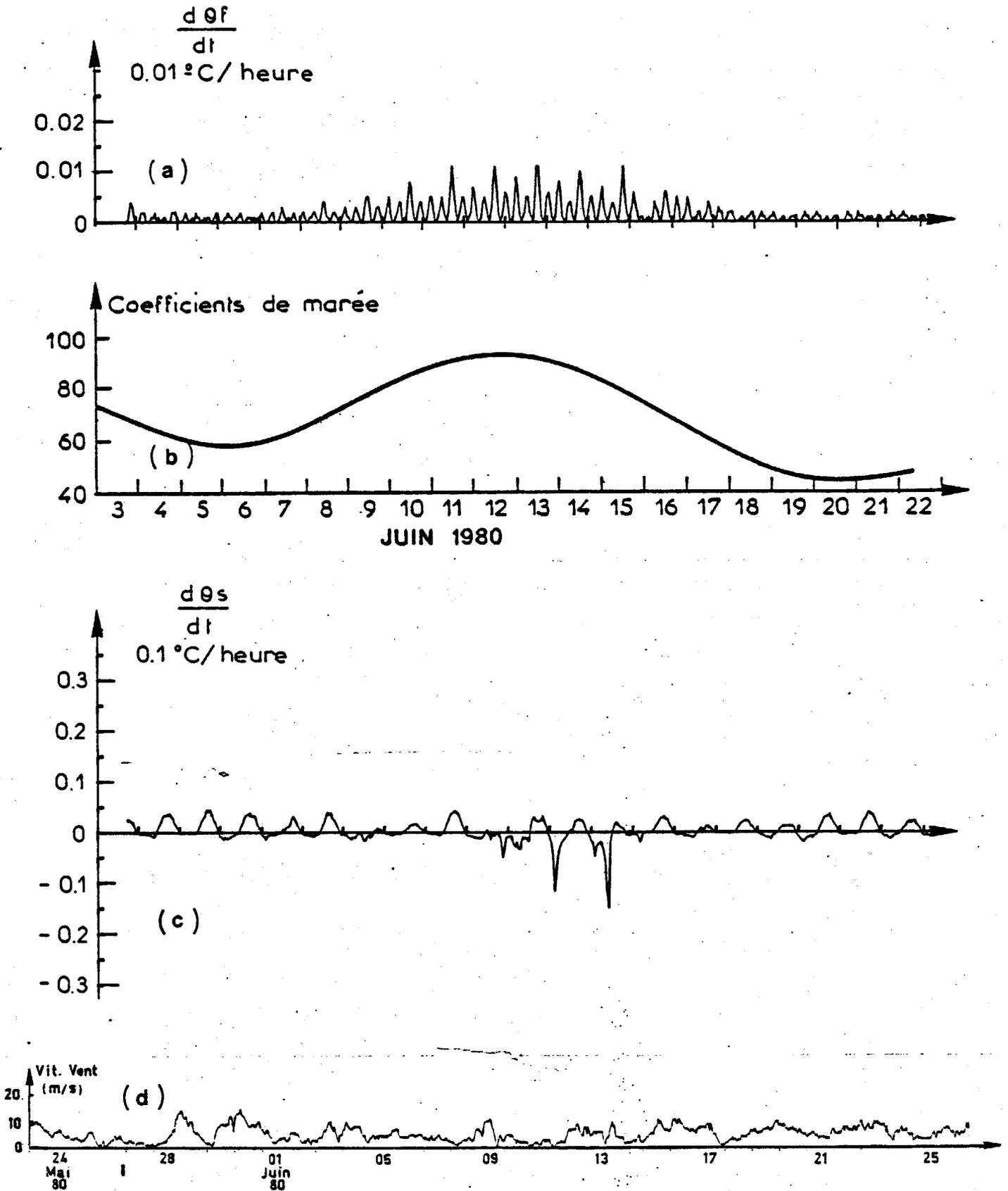


Figure 59 : Evolution de différents paramètres au point B pendant la période du 6 au 23 juin.

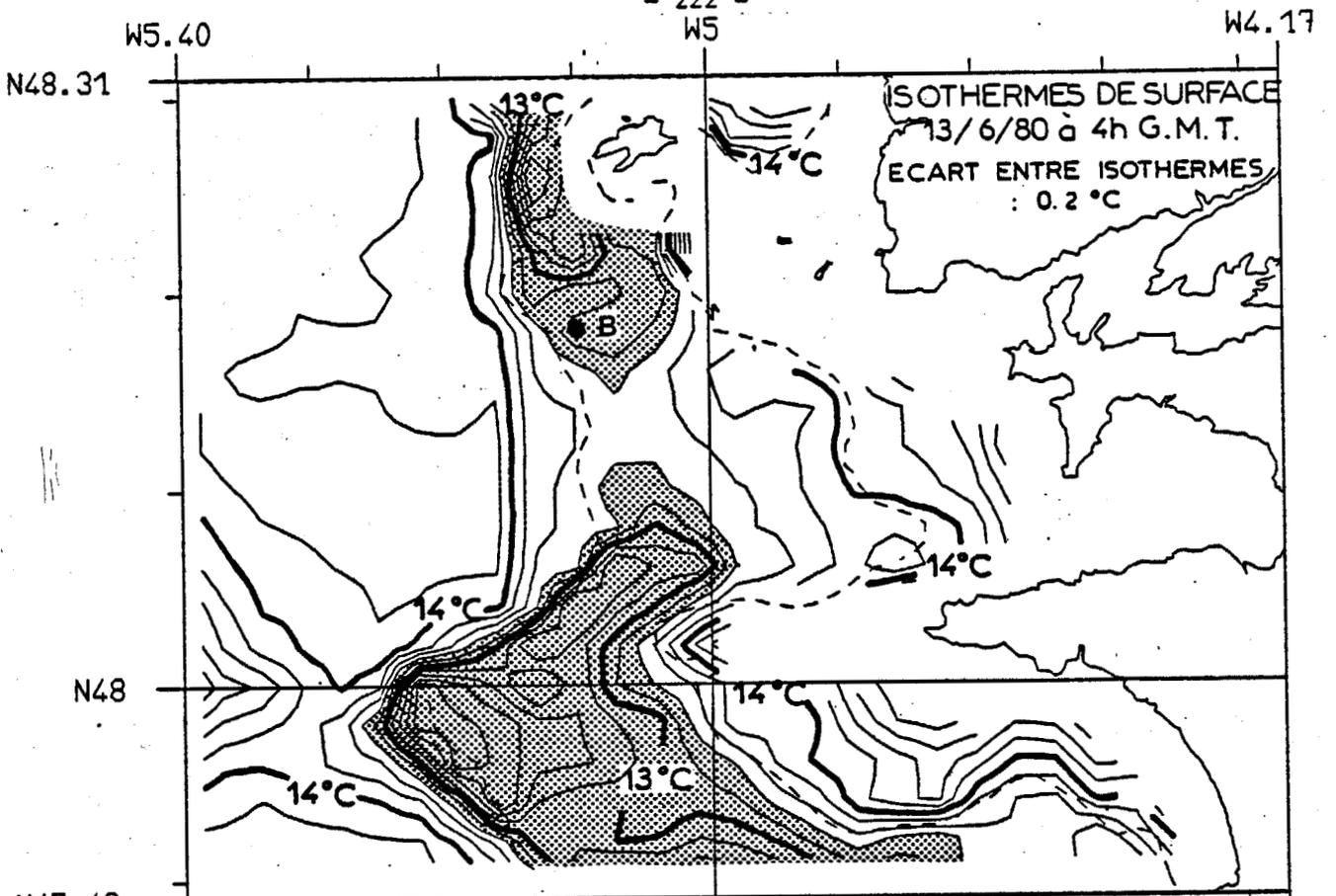
Ceci dit, la masse d'eau au point B est soumise au rythme des marées et la structure thermique observée à l'aide des mesures dépendra alors, non seulement des effets engendrés par les processus unidimensionnels au point fixe, mais aussi de la variabilité de la structure thermique horizontale.

Les figures 57 b et c montrent des variations importantes du courant en fonction du coefficient de marée et révèlent que la composante principale de ce courant est orientée Nord-Sud. Compte tenu de l'amplitude des courants, il apparaît donc que la masse d'eau peut parcourir, en vives eaux (13-14 juin), une distance de 18 M.N. (Milles Nautiques) dans l'axe Nord-Sud et une distance de 3 M.N. dans l'axe Est-Ouest, alors qu'en mortes eaux, les distances parcourues sont respectivement de 7 M.N. et de 1,2 M.N. L'analyse des cartes de températures calculées en surface et au fond nous permet alors d'estimer la variation de la structure thermique qui devrait être observée au point B :

Jusqu'au 11 juin (Figure 48) la zone frontale n'est pas très marquée et est orientée Nord-Sud. Le déplacement de la masse d'eau ne devrait donc pas modifier beaucoup les températures observées au point B. Les mesures (Figure 57) révèlent effectivement des oscillations qui n'ont pas de fortes amplitudes ($< 0,5^{\circ}\text{C}$). Puis pendant les vives eaux, on voit les oscillations de la température de surface augmenter pour arriver jusqu'à 2°C le 13 juin. Ceci est tout à fait normal compte tenu des isothermes de surface calculés (Figure 60) et de la distance parcourue par la masse d'eau.

Le 19 juin (Figure 61) le gradient horizontal Nord-Sud de température de la couche homogène de surface est beaucoup plus marqué. Dans la limite d'excursion Nord-Sud du courant de marée, la différence de température est de l'ordre de $1,2^{\circ}\text{C}$ pour la couche homogène de surface et de $0,6^{\circ}\text{C}$ pour la couche homogène de fond. De plus, on remarque (Figure 57 a) que le point B se trouve effectivement en zone stratifiée à la fin du flot (courant portant au Nord) et en zone homogène à la fin du jusant (courant portant au Sud). Pour préciser ce gradient horizontal, nous avons tracé (Figure 62) $\theta_s(t)$ et $\theta_f(t)$ simulées par le modèle pour un point B1 situé à 4 M.N. au Nord de B et pour un point B2 situé à 2 M.N. au Sud de B.

Ainsi, d'après les résultats de la simulation numérique, le point B est situé sur une zone frontale orientée Est-Ouest. Ces résultats se trouvent



W5.40 [shaded box] MINIMUM DE TEMPERATURE W5 W4.17

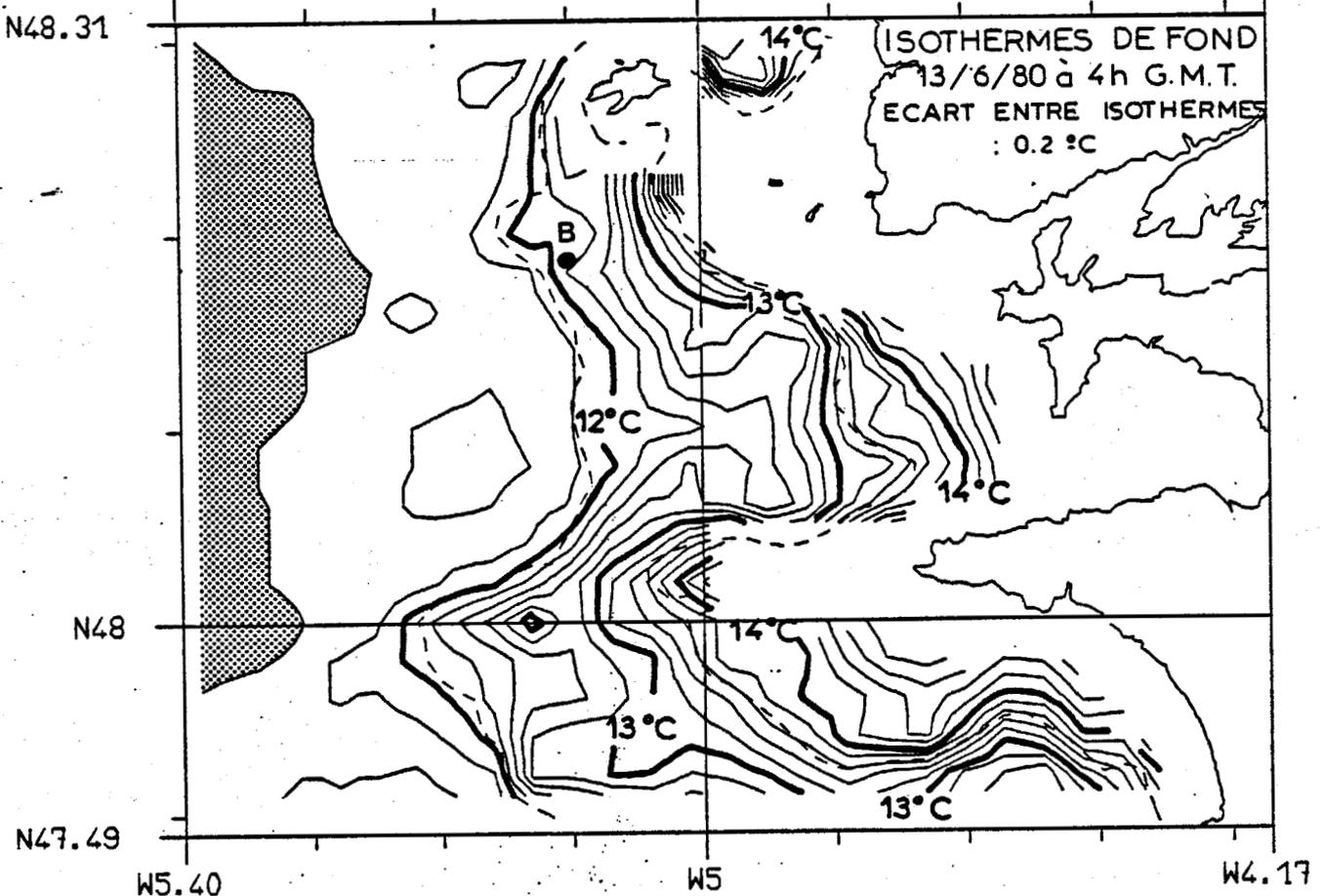


Figure 60 : Cartes des isothermes de surface et fond calculés par le modèle le 13 juin 1980.

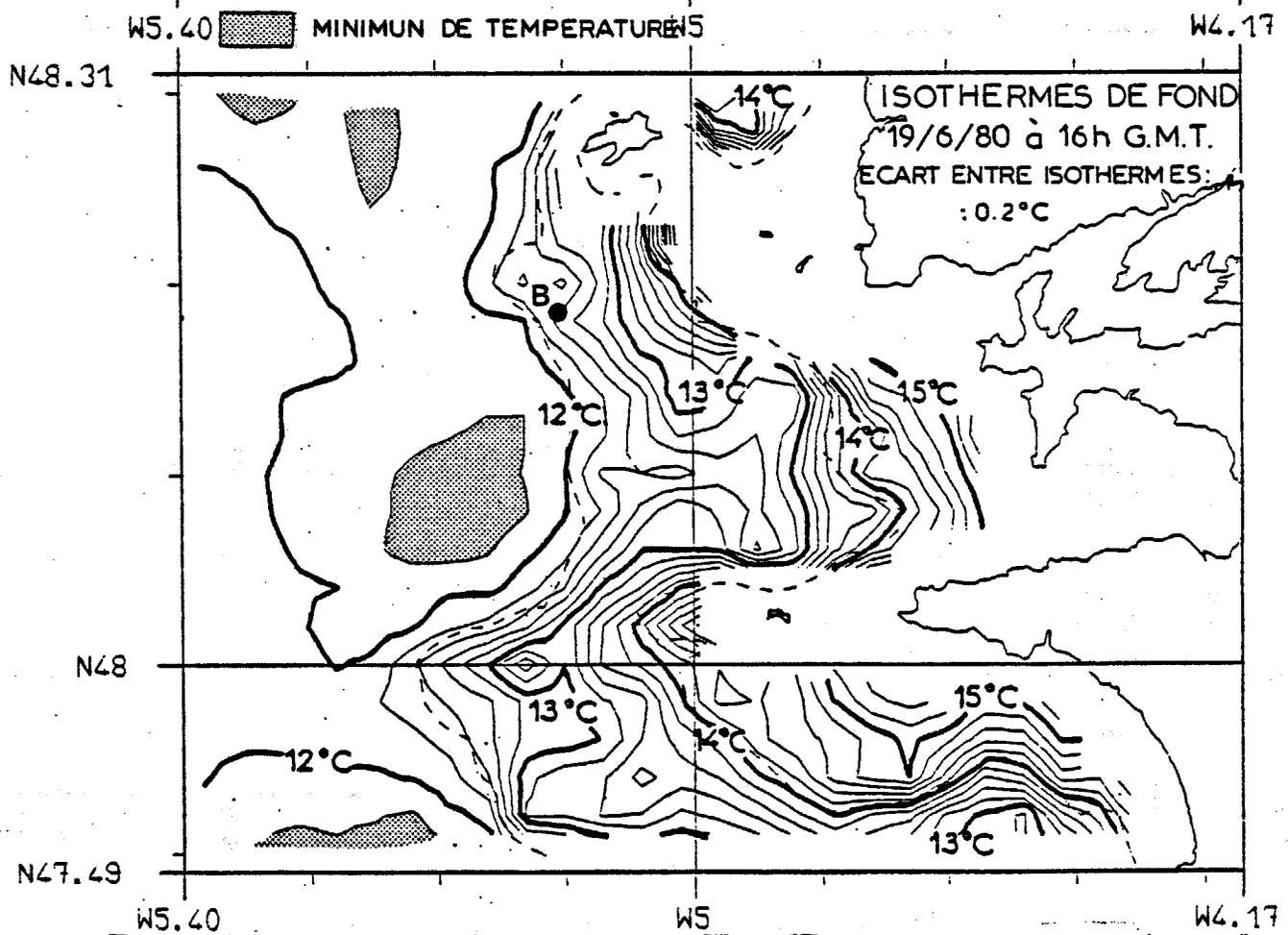
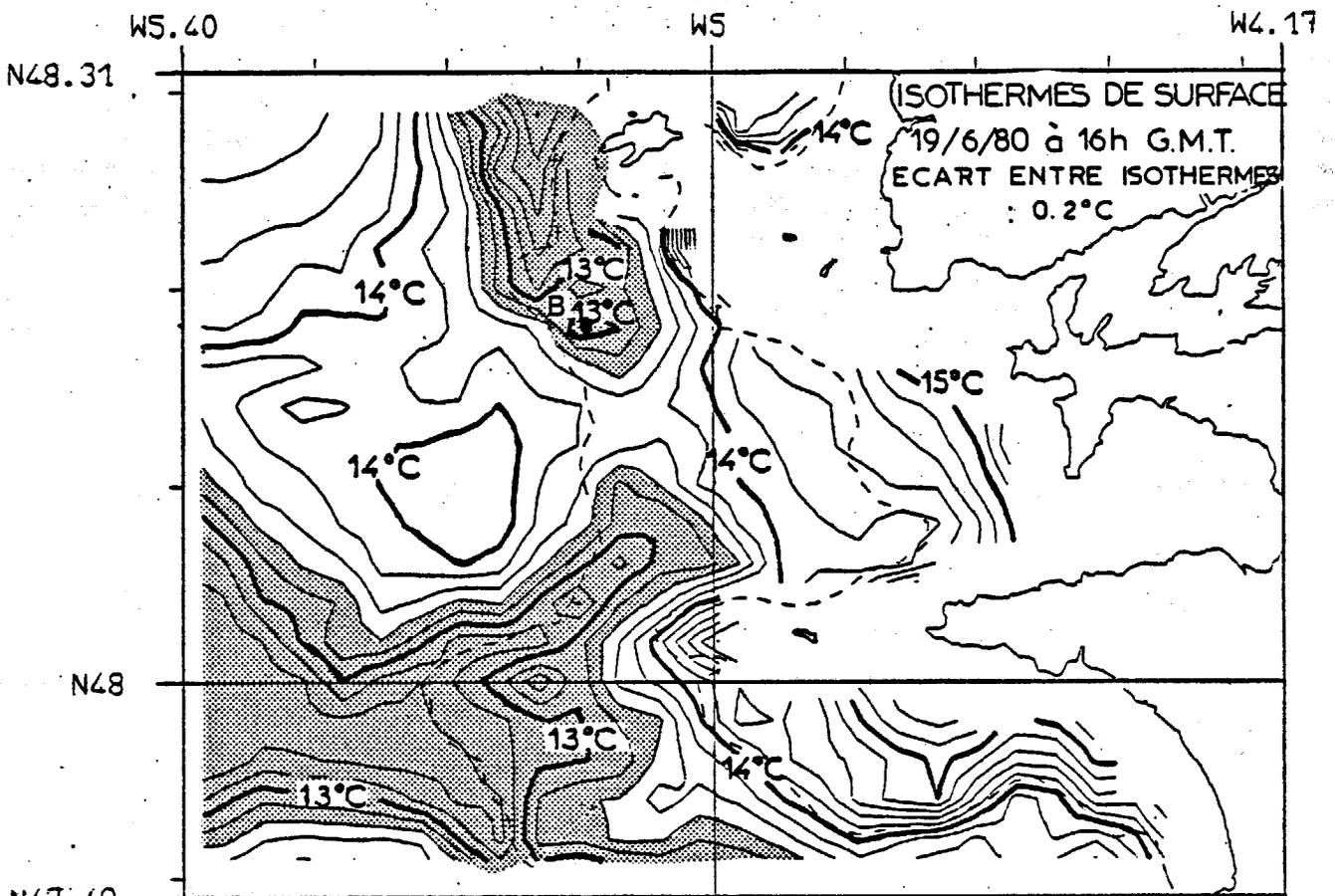


Figure 61 : Cartes des isothermes de surface et fond calculés par le modèle le 19 juin 1980.

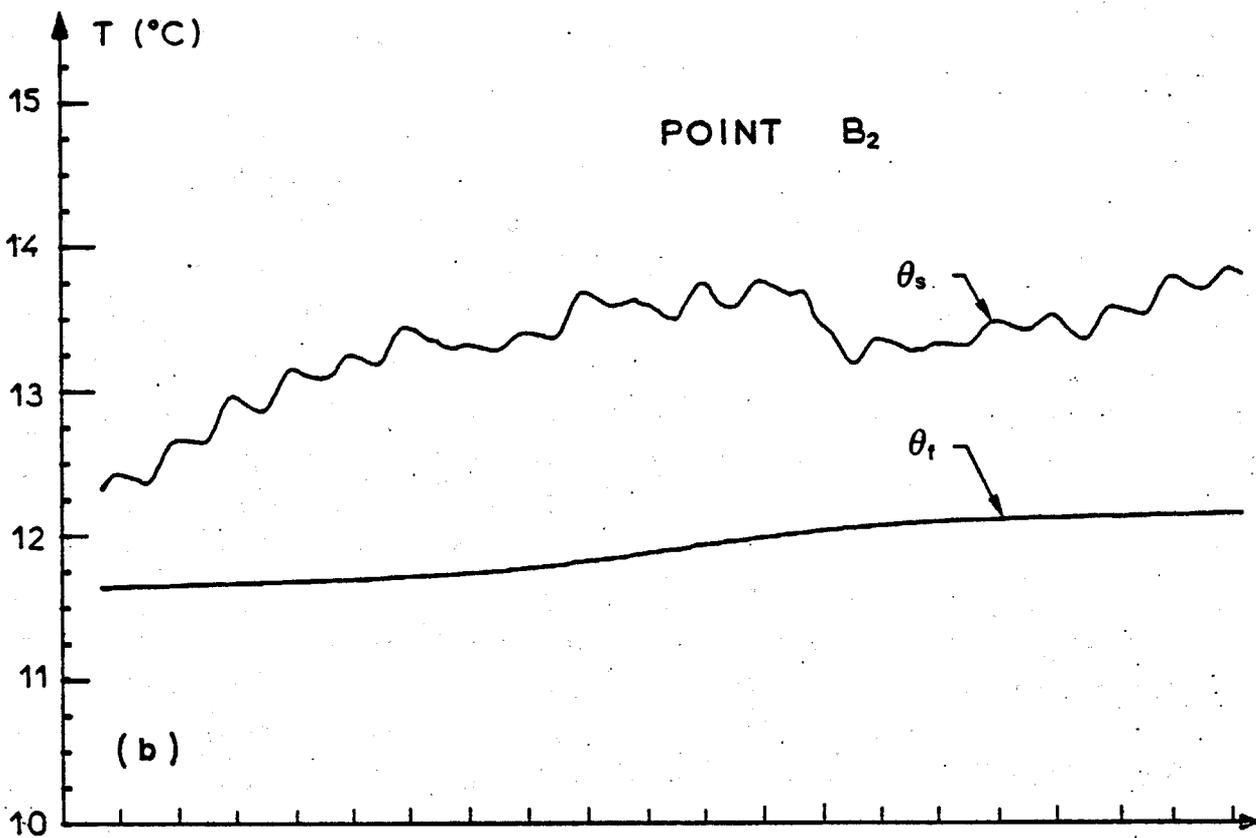
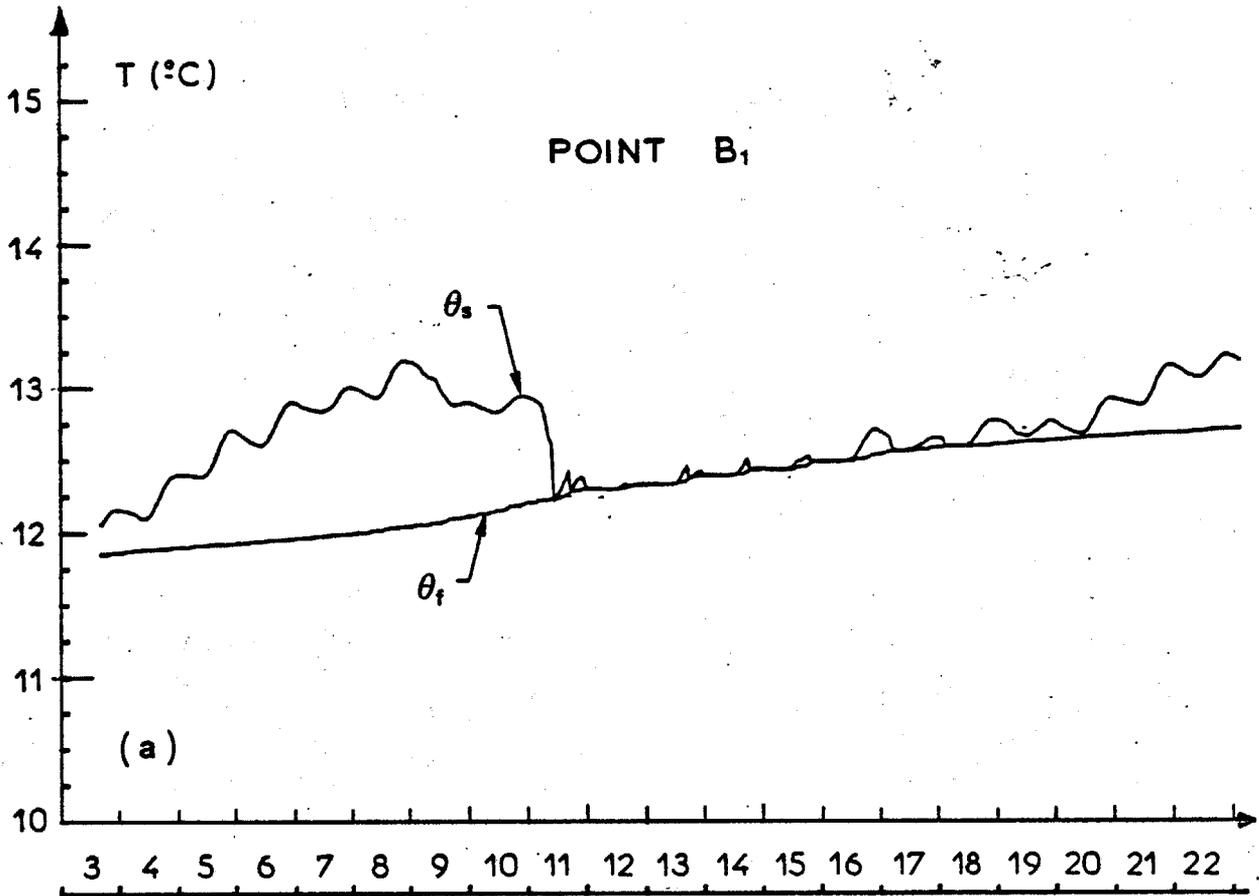


Figure 62 : Evolution des températures de surface et de fond simulées par le modèle aux points B1 et B2.

confirmés par les mesures (Figure 57 a) montrant de fortes oscillations du gradient vertical de température.

En conclusion, nous voyons tout l'intérêt d'analyser des informations de type tout à fait différent (mesures à la mer, photographies satellites, simulations numériques) pour permettre une meilleure connaissance des principaux mécanismes mis en jeu.

IV - IMPORTANCE DES PROCESSUS BI OU TRIDIMENSIONNELS

L'échelle de temps de réponse de la structure thermique marine à l'effet des processus unidimensionnels est de l'ordre de quelques heures. Si cette structure est peu marquée, "fragile" et instable, comme ce qui se passe au printemps, son évolution sous l'effet des processus unidimensionnels sera alors très significative et rapide. Les autres processus à plus grandes échelles n'auront pas le temps de se développer et de l'affecter sensiblement. Ceci explique à notre avis, le fait qu'un modèle unidimensionnel, appliqué en 500 points, soit capable de représenter correctement l'évolution de la structure thermique en Mer d'Iroise au printemps.

Par contre, si cette structure thermique est plus marquée et relativement stable à l'échelle de quelques jours, l'effet des processus unidimensionnels sera beaucoup moins important. Les autres processus, à plus grande échelle auront le temps de se développer et leurs effets sur la structure thermique pourront être non négligeables. Certains des effets des processus à grandes échelles sont visibles sur les cartes satellites qui révèlent par exemple le développement de méandres (PINGREE, 1978, 1979 ; JAMES, 1981).

Par ailleurs, pour établir notre modèle, nous n'avons pas considéré les échanges sur le plan horizontal, qui peuvent exister même en période printanière de formation des zones frontales. Afin de préciser la validité de notre modèle, nous devons donc essayer d'évaluer les différents processus pouvant contribuer aux échanges horizontaux de chaleur : la dispersion horizontale due aux cisaillements vertical et latéral du courant, l'advection due aux courants résiduels de marée et les mouvements quasi-géostrophiques engendrés par le champ de densité. Dans ce paragraphe, nous tenterons d'estimer chacun de ces phénomènes. Cette analyse succincte nous permettra de montrer que les processus

unidimensionnels de mélange restent prépondérants à l'échelle spatio-temporelle de notre étude et en période de formation de zones frontales.

1°) Dispersion horizontale

La dispersion horizontale ("Shear dispersion" ou "effective longitudinal diffusivity") décrit l'étalement d'une tâche due aux cisaillements latéral et vertical du courant horizontal.

Avant d'évaluer la dispersion horizontale proprement dite, essayons d'analyser les effets dus au fait d'avoir considéré dans toute notre étude, une vitesse de courant intégrée de la surface au fond.

En effet, en intégrant sur la verticale l'équation dynamique pour une composante de la vitesse, on obtient (SALOMON, 1980) :

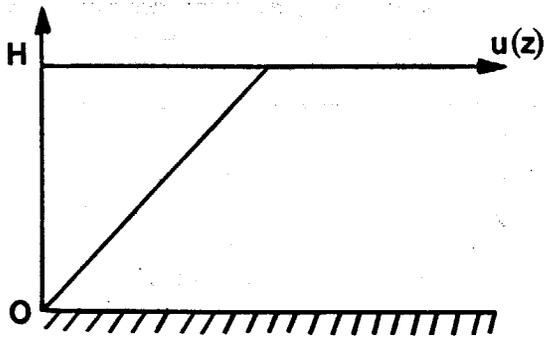
$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} + \bar{V} \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} - f\bar{V} + g \frac{\partial \xi}{\partial x} + g \frac{H}{2\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{\tau(-h)}{\rho H} + \frac{1}{H} \left[\frac{\partial \int \tilde{u}^2 dz}{\partial x} + \frac{\partial \int \tilde{u} \tilde{v} dz}{\partial y} - \frac{1}{\rho} \int \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} dz - \frac{1}{\rho} \int \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} dz \right] = 0$$

\bar{U} est la valeur moyenne de $u(z)$ sur la verticale et $\tilde{u}(z)$ est l'écart entre la valeur locale $u(z)$ et la valeur moyenne \bar{U} .

Où ξ est la côte de la surface, $-h$ la côte du fond et $H = \xi + h$ la hauteur d'eau totale.

Essayons de déterminer l'importance des termes soulignés qui représentent une énergie relative, par exemple $\frac{1}{H} \frac{\partial \int \tilde{u}^2 dz}{\partial x}$ et nous comparerons la valeur obtenue à celle de $\frac{\tau(-h)}{\rho H}$ qui représente la tension de frottement sur le fond.

Considérons, par exemple que le courant décroît linéairement de la surface au fond :



on a $u(z) = az$

$$\bar{U} = \frac{1}{H} \int_0^H az \, dz = a \frac{H}{2}$$

$$\tilde{u}(z) = u(z) - \bar{U} = a \left[z - \frac{H}{2} \right]$$

$$\int_0^H \tilde{u}^2(z) \, dz = a^2 \int_0^H \left[z - \frac{H}{2} \right]^2 dz = \frac{a^2 H^3}{12}$$

$$\tau_{\text{cis}} = \frac{1}{H} \frac{\partial \int_0^H \tilde{u}^2 \, dz}{\partial x} = \frac{H^2}{12} \frac{\partial a^2}{\partial x}$$

De la même manière, on peut exprimer la tension de frottement sur le fond :

$$\tau_f = \frac{\tau(-h)}{\rho H}$$

$$\tau_f = \frac{g \bar{U}^2}{C^2 H} = \frac{g a^2 H}{4 C^2} \quad \text{avec } C : \text{coefficient de Chézy}$$

Dans notre application on a :

$$g \approx 10 \, \text{s}^{-2}$$

$$H = 10^2 \, \text{m}$$

$$C = 50$$

$$\text{On obtient donc } \tau_{\text{cis}} = 10^3 \frac{\partial a^2}{\partial x}$$

$$\text{et } \tau_f \approx 10^{-1} a^2$$

$$\text{Soit : } \frac{\tau_{\text{cis}}}{\tau_f} = 10^4 \frac{\frac{\partial a^2}{\partial x}}{a^2}$$

Considérons les résultats du modèle de courants de marée présentés précédemment. On distingue essentiellement deux zones quant à la valeur du gradient horizontal du courant de marée : une première zone située autour de la chaussée de Sein et de l'archipel des îles d'Ouessant et de Molène, dans laquelle les gradients horizontaux de courants de marée sont importants ; la deuxième zone comprend le reste du domaine spatial. En fait, nous n'avons pas simulé l'évolution de la structure thermique dans la première zone, car nous avons appliqué notre modèle en nous limitant aux mailles dont les profondeurs sont supérieures à 20 mètres. Ainsi, nous devons évaluer le rapport $\frac{\tau_{\text{cis}}}{\tau_f}$ pour la seconde zone. A l'aide des figures présentées en annexe IV, nous pouvons déterminer les valeurs moyennes de a et $\frac{\partial a}{\partial x}$. Nous en déduisons :

$$a = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ et } \frac{\partial a}{\partial x} = 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-1}$$

Ce qui correspond à une valeur moyenne de 1 Nd pour la vitesse du courant en surface et à une variation de 0,1 Nd pour 10 Milles de la vitesse du courant.

$$a^2 = \frac{u(H)}{H} \Rightarrow \Delta a^2 = \frac{u_1^2(H) - u_2^2(H)}{H^2}$$

soit en appliquant les données ci-dessus :

$$\Delta a^2 = \frac{(0,55)^2 - (0,5)^2}{10^4} = 5.10^{-6}$$

Nous avons donc :

$$\frac{\Delta a^2}{\Delta x} = \frac{5.10^{-6}}{2.10^4} = 2,5.10^{-10}$$

$$\text{et } a^2 = 25.10^{-6}$$

$$\text{d'où : } \frac{\tau_{\text{cis}}}{\tau_f} = \frac{10^4 \times 2,5.10^{-10}}{25.10^{-6}} = 10^{-1}$$

Ainsi, la tension relative de cisaillement représente 10 % de la tension du frottement sur le fond.

Essayons d'évaluer, maintenant, quel peut-être l'effet de dispersion horizontale sur l'évolution du front thermique.

La théorie de TAYLOR (1954) applicable à l'écoulement dans un tube montre que le coefficient de dispersion horizontale est de la forme $k = A U_* r$ où A est une constante dépendante du profil moyen de vitesse, U_* est la vitesse de frottement et r le rayon du tube. ZIMMERMAN (1976) et FISHER et al. (1979) appliquent cette théorie au cas d'un courant variant périodiquement dans le temps, ce qui s'applique à notre problème de courant de marée. FISHER et al. (1979) montrent que si $T \gg T_c$, il faut considérer les effets de dispersion horizontale, ce qui n'est pas nécessaire si $T \ll T_c$: T est la période d'oscillation du courant et T_c représente le temps nécessaire pour qu'il y ait un mélange vertical sur toute la profondeur. Dans le cas où la dispersion horizontale est essentiellement engendrée par le cisaillement vertical du courant horizontal, on peut évaluer T_c par :

$$T_c = \frac{H^2}{K_v} \quad \text{où } H \text{ est la hauteur d'eau considérée et } K_v \text{ est le coefficient de diffusion verticale}$$

Suivant GARRETT et al. (1978) on peut écrire $K_v = U_*^2 / 200 f$ où U_* est la vitesse de frottement ($= C_D^{1/2} U_c$) et f la fréquence de Coriolis, finalement T_c s'écrit :

$$T_c = \frac{H^2 \cdot 200 f}{C_D^{1/2} U_c} \quad \text{Avec : } \begin{aligned} H &= 100 \text{ m} \\ f &= 10^{-4} \text{ s}^{-1} \\ C_D &= 2,15 \times 10^{-3} \\ U_c &= 5 \times 10^{-1} \text{ m.s}^{-1} \end{aligned}$$

$$T_c = 10^4 \text{ s}$$

$$T = 12 \text{ h } 30 = 4,5 \times 10^4 \text{ s}$$

$$\Rightarrow \frac{T}{T_c} = 4,5$$

$T/T_c > 1$, il faut donc considérer les effets de dispersion horizontale. Pour cela, il faut déterminer le coefficient de dispersion horizontal K_H .

GARRET et LODER (1981) et YOUNG et al. (1982) montrent que ce coefficient dépend de la période d'oscillation du courant. Pour notre application, nous retiendrons l'évaluation proposée par FISHER et al. (1979), ces auteurs considèrent que pour $T \ll T_c$, $K_H \rightarrow 0$ et pour $T \gg T_c$, $K_H = \frac{1}{240} \frac{U_c^2 H^2}{K_v}$. Dans notre application pour $T \gg T_c$, $K_H \approx 10 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Cette valeur limite correspond aux mesures réalisées par SALOMON (1980) au large du Havre, attribuant une valeur moyenne de $5 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ à ce coefficient de dispersion horizontale. Connaissant la valeur de ce coefficient, pour évaluer les effets de dispersion horizontale par rapport aux autres effets, nous devons considérer l'équation locale d'enthalpie :

$$\rho_o C_p \left[\frac{\partial \theta}{\partial t} + U \frac{\partial \theta}{\partial x} \right] = \rho_o C_p \frac{\partial}{\partial x} \left[K_H \frac{\partial \theta}{\partial x} \right] - \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_o C_p \overline{\theta'w'} + R(z) \right]$$

En intégrant sur la couche homogène de surface de $-h_s$ à 0 et en conservant les termes en $\frac{\partial}{\partial x}$, on obtient :

$$\rho_o C_p h_s \frac{\partial \theta}{\partial t} + \bar{U} h_s \frac{\partial \theta}{\partial x} = \rho_o C_p \frac{\partial}{\partial x} \left[K_H h_s \frac{\partial \theta}{\partial x} \right] - [P + R(o)]$$

Ou encore :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{1}{h_s} \frac{\partial}{\partial x} \left[K_H h_s \frac{\partial \theta}{\partial x} \right] + \frac{Q}{\rho_o C_p h_s}$$

Nous voyons apparaître un terme d'advection $\bar{U} \frac{\partial \theta}{\partial x}$ que nous analyserons dans le paragraphe suivant, un terme de dispersion horizontale turbulente $\frac{1}{h_s} \frac{\partial}{\partial x} \left[K_H h_s \frac{\partial \theta}{\partial x} \right]$ et un terme lié aux échanges thermiques à l'interface air - mer $\frac{Q}{\rho_o C_p h_s}$. Dans ce paragraphe, nous nous proposons de comparer la valeur des deux derniers termes de manière à voir si l'hypothèse tendant à négliger les effets de diffusion horizontale turbulente est vérifiée. Ce dernier terme peut être approché en différences finies :

$$\frac{1}{h_s} \frac{\partial}{\partial x} \left[K_H h_s \frac{\partial \theta}{\partial x} \right] \approx \frac{1}{h_s \Delta x} \left[2h_s K_H \frac{\Delta \theta}{\Delta x} \right]$$

En supposant que l'épaisseur de la couche homogène de surface h_s ne varie pas suivant l'axe des x , ce qui est vrai en zone stratifiée, nous pouvons écrire :

$$\frac{1}{h_s} \frac{\partial}{\partial x} \left[K_H h_s \frac{\partial \theta}{\partial x} \right] \sim 2 K_H \frac{\Delta \theta}{\Delta x^2}$$

Nous attribuerons une valeur de $8 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ à K_H , valeur intermédiaire entre celle trouvée par SALOMON et la valeur limite de FISHER et al. En zone stratifiée, nous pouvons considérer que nous avons un gradient thermique de $0,2^\circ\text{C}$ pour 10 M.N. et en zone frontale un gradient de 1°C pour 2 M.N. en période de formation du front.

De la même manière, nous pouvons évaluer le terme lié aux échanges thermiques à l'interface air - mer $\frac{Q}{\rho_o C_p h_s}$. En période printanière, dans laquelle se situe notre étude, on peut considérer qu'au cours d'une journée de 24 heures, le gain moyen de chaleur pour l'océan à la surface de la mer est de 200 w/m^2 . (Il faut remarquer que c'est au cours du mois de juin que l'ensoleillement est le plus long).

En passant aux valeurs numériques, nous obtenons :

$$\rho_o C_p = 4,18 \times 10^6 \text{ J/}^\circ\text{C} \cdot \text{m}^3$$

$$h_s = 10 \text{ m}$$

$$Q = 200 \text{ J/s} \cdot \text{m}^2$$

$$\frac{Q}{\rho_o C_p h_s} = \frac{200}{4,18 \times 10^6 \times 10} \sim 5 \times 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C/s}$$

pour le terme de dispersion horizontale.

$$\text{En zone stratifiée : } 2 K_H \frac{\Delta \theta}{\Delta x^2} = \frac{2 \times 8 \times 2 \times 10^{-1}}{4 \times 10^8} = 8 \times 10^{-9} \text{ }^\circ\text{C/s}$$

$$\text{En zone frontale : } 2 K_H \frac{\Delta \theta}{\Delta x^2} = \frac{2 \times 8 \times 1}{25 \times 10^6} = 6 \times 10^{-7} \text{ }^\circ\text{C/s}$$

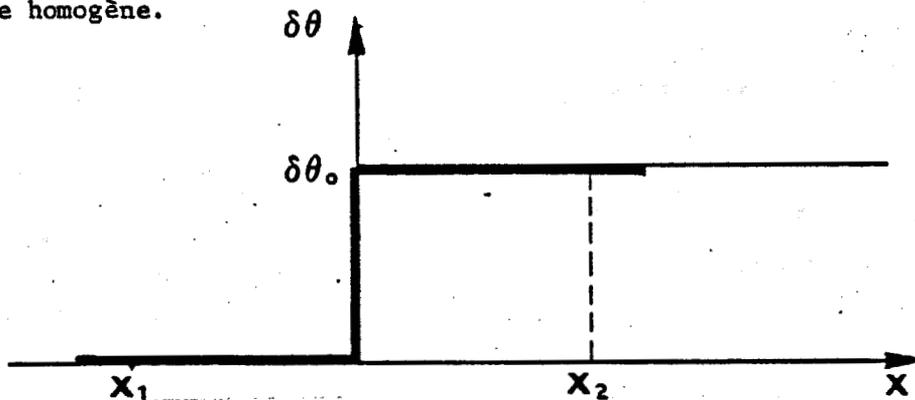
Ainsi, en période de formation de front thermique (c'est-à-dire à la fin du printemps), l'augmentation de la température de la couche de sur-

face due aux échanges thermiques à l'interface air - mer est entre 10 et 1000 fois plus grande que celle due aux échanges par dispersion horizontale.

Il faut examiner également si l'effet de dispersion horizontale ne risque pas de détruire assez rapidement le front qui ne pourrait alors subsister qu'en présence d'une convergence locale ou d'un autre mécanisme de régénération permanente. Pour cela, on peut essayer d'évaluer sommairement la vitesse d'élargissement de la zone frontale en supposant qu'elle est représentée par un front raide :

$$\text{Tel que : } \delta\theta_{(x,0)} = \begin{cases} 0 & \text{si } x < 0 \\ \delta\theta_0 & \text{si } x > 0 \end{cases}$$

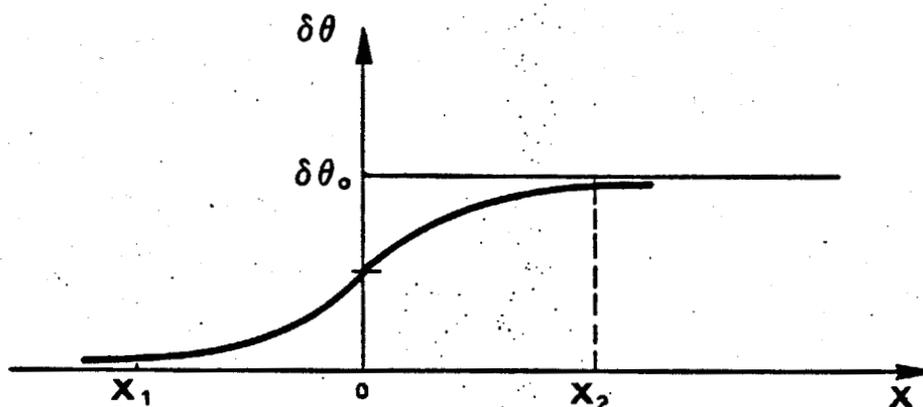
où $\delta\theta$ représente un écart de température par rapport à la température de la zone homogène.



On peut déterminer la fonction $\delta\theta(x,t)$ (FISHER et al., 1979) représentant l'évolution de la température de part et d'autre du front en fonction du temps :

$$\delta\theta(x,t) = \frac{\delta\theta_0}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left[\frac{x}{\sqrt{4 K_H t}} \right] \right]$$

A un instant t , la variation de $\delta\theta(x,t)$ en fonction de x peut être représentée par la courbe suivante :



On peut définir les points x_1 et x_2 tel que :

$$\delta\theta(x_1, t) = 0,1 \frac{\delta\theta_0}{2} \quad \text{et} \quad \delta\theta(x_2, t) = \delta\theta_0 - 0,1 \frac{\delta\theta_0}{2}$$

$$\text{Nous devons donc avoir : } \operatorname{erf} \left[\frac{x_2}{\sqrt{4 K_H t}} \right] = 0,9 \Rightarrow \frac{x_2}{\sqrt{4 K_H t}} = 1,2$$

pour le front thermique de mer d'Iroise $\delta\theta_0 = 4^\circ\text{C}$, $K_H = 8 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, on arrive aux résultats suivants :

Au bout de 10 jours : $x_1 x_2 \approx 12 \text{ km}$

et en 20 jours : $x_1 x_2 \approx 16 \text{ km}$

Ainsi on voit que la vitesse d'élargissement est relativement faible mais pour que le front subsiste pendant un temps beaucoup plus long, il est nécessaire d'avoir une convergence locale.

2°) Advection liée aux courants de marée

Dans les mers à marée où la topographie est variable, les fluctuations des courants de marée engendrent un courant moyen dont l'échelle de temps de variation est bien plus grande que la période semi-diurne. Ce courant est aussi appelé courant résiduel de marée. L'advection horizontale de chaleur va être plus ou moins développée suivant l'importance de ces courants. A l'aide du modèle numérique de courant de marée, nous avons calculé le courant résiduel eulérien u_e obtenu par intégration sur un cycle de marée de coefficient 70 (Figure 63) :

$$u_e = 1/T \int_0^T u dt$$

Cette notion de courant résiduel eulérien, moyen sur la verticale a une signification physique peu claire : la différence entre le courant à une certaine cote, et le courant intégré sur la hauteur d'eau est le plus souvent supérieure à cette composante résiduelle qui représente alors essentiellement la pente du plan de référence (mal connue).

On remarque (Figure 63) des variations extrêmement importantes d'un secteur à l'autre. A l'Ouest du domaine, les courants résiduels faibles portent à l'Est, puis orientés Sud-Nord au niveau de la longitude de $05^\circ 10' \text{ W}$ (longitu-

de à laquelle se forme le front thermique) mais ces résultats numériques demandent à être vérifiés par des mesures *in situ*. Par contre, dans le cas particulier du secteur étudié, la forme irrégulière de la côte et la présence des îles induisent une composante résiduelle tourbillonnaire, localement très importante qui est probablement significative. Le tourbillon de la baie d'Audierne a d'ailleurs déjà été observé sur des mesures.

Nous avons également représenté sur les figures 64, 65 et 66, les courants résiduels intégrés sur 12 h pour les 3 coefficients 45, 75 et 95.

On remarque également une très grande variabilité spatiale avec la présence de tourbillons et un mouvement divergent vers $05^{\circ}20$ W. Au Nord de la latitude $48^{\circ}10$ N, les courants sont dirigés vers le Nord, au Sud ils sont dirigés vers le Sud. L'examen de ces trois cartes montre que les variations spatiales sont les mêmes mais que les amplitudes des courants croissent avec le coefficient, ce qui veut dire qu'il existerait une variation périodique de 14,7 jours du courant de marée résiduel Eulérien. En effet, dans la zone de formation du front, les courants résiduels sont très faibles par coefficient 45 (Figure 64), ils sont de l'ordre de 1 cm/s par coefficient 75 (Figure 65) et de l'ordre de 10 cm/s par coefficient 95 (Figure 66). Entre l'île d'Ouessant et la chaussée de Sein, les courants résiduels portent toujours au Nord. De plus, il faut remarquer que ces courants atteignent des maximums près des îles d'Ouessant et de Sein et qu'ils forment des tourbillons. L'importance pour les échanges horizontaux est alors moindre car ces zones sont toujours homogènes en température. Les courants résiduels Eulériens ne permettent pas d'obtenir directement le mouvement des différentes masses d'eau et pour avoir une idée de l'advection due aux courants de marée, il faudrait analyser les variations spatio-temporelles des courants résiduels Lagrangiens. Pour avoir une idée de ce transport Lagrangien, en vue d'évaluer l'advection dans les zones à fort gradient thermique, nous allons analyser les résultats d'un suivi de bouées dérivantes que nous avons réalisé en septembre 1982 au cours de la campagne SATIR-DYNATLANT 82 (MARIETTE et al., 1983).

Deux bouées dérivantes ont été suivies simultanément pendant environ 48 heures, l'une était placée à l'Ouest du front thermique (suivie par LE NOROIT) et l'autre à l'Est du front (suivie par LA PELAGIA) (Figure 67). Chacun de ces mouillages dérivants était drogué entre 5 et 10 m et comportait une chaîne de

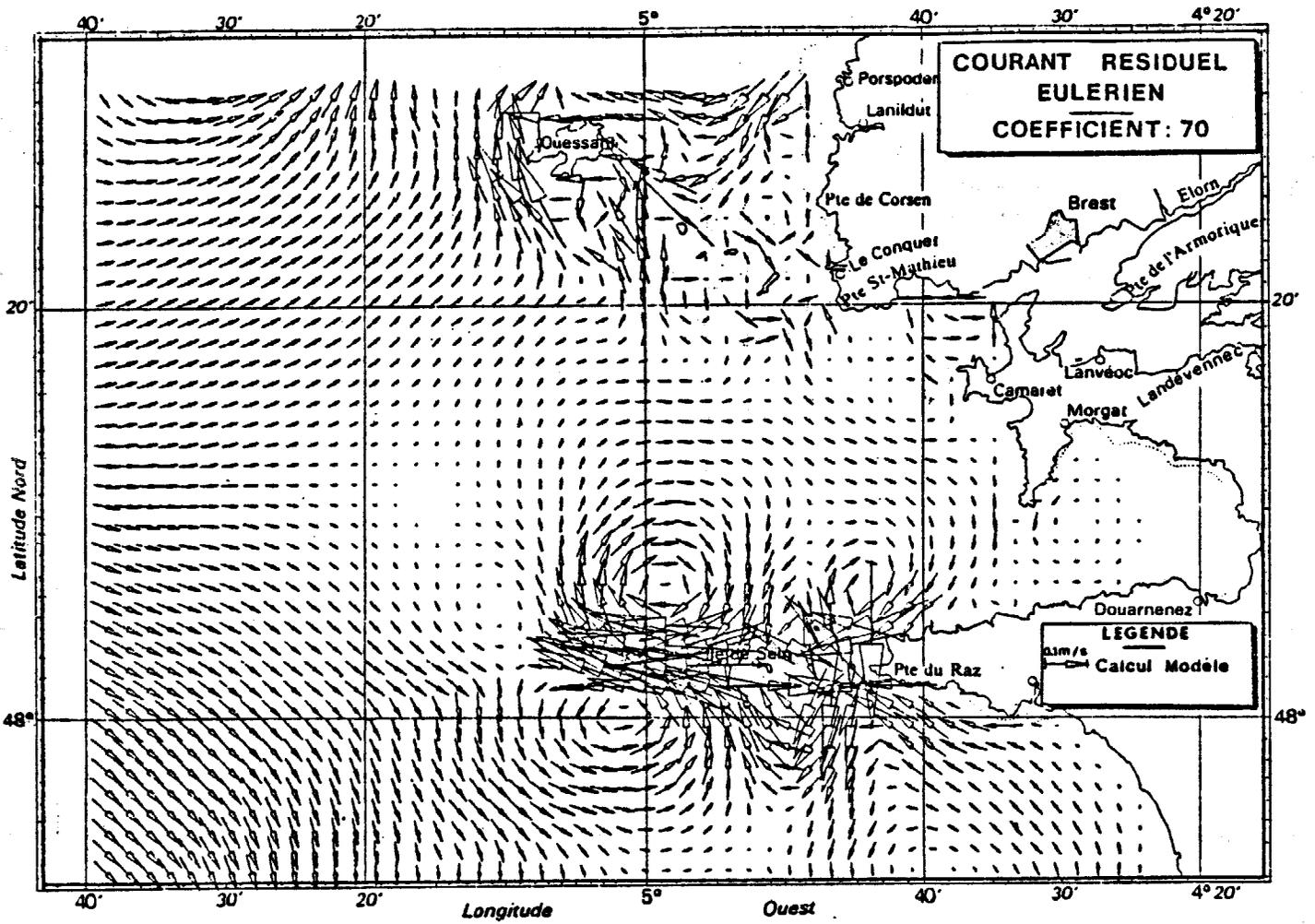


Figure 63 : Courants résiduels eulériens sur un cycle de marée de coefficient 70.

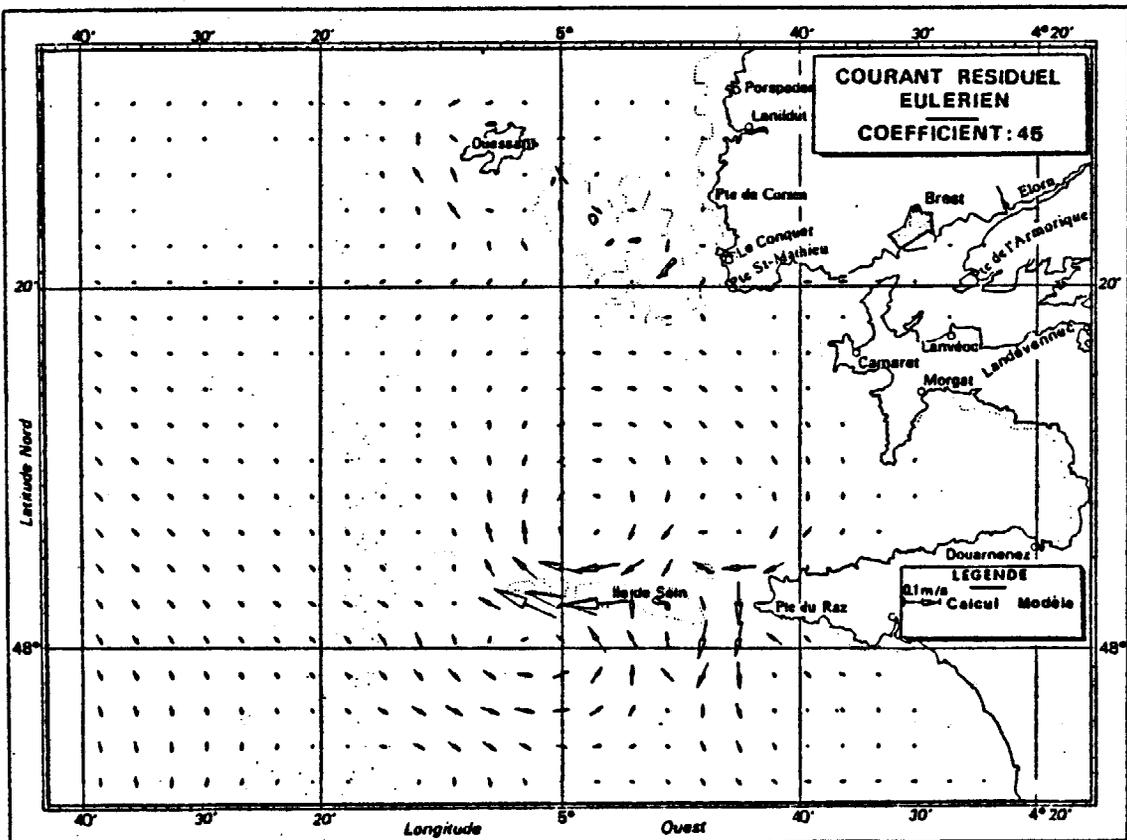


Figure 64 : Courants résiduels Eulériens par coefficient 45.

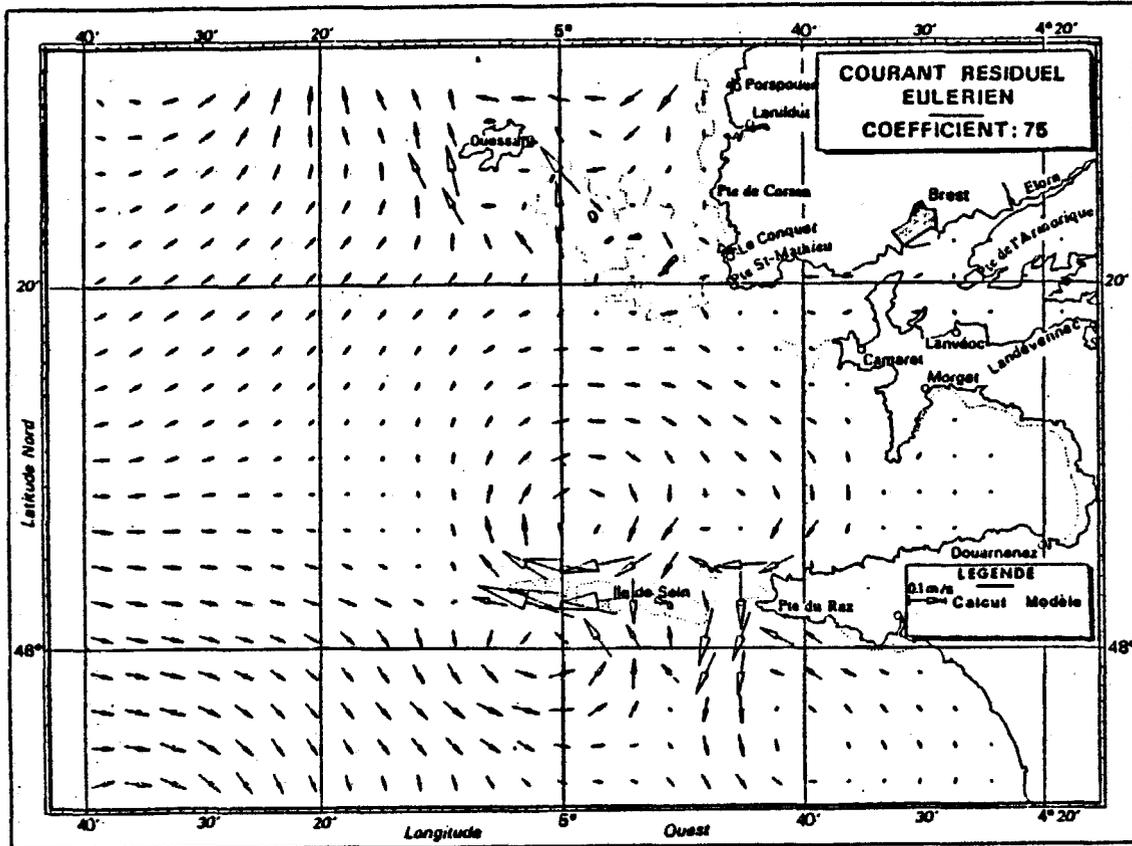


Figure 65 : Courants résiduels Eulériens par coefficient 75.

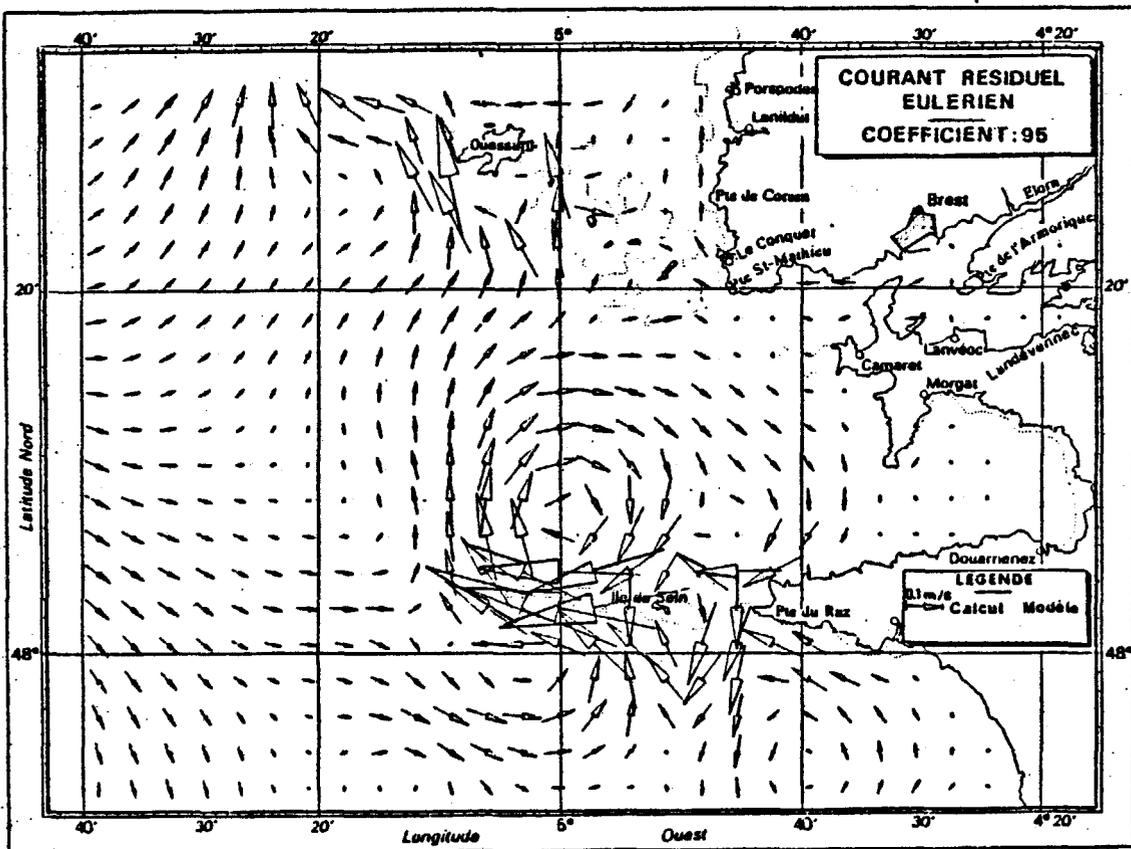


Figure 66 : Courants résiduels Eulériens par coefficient 95.

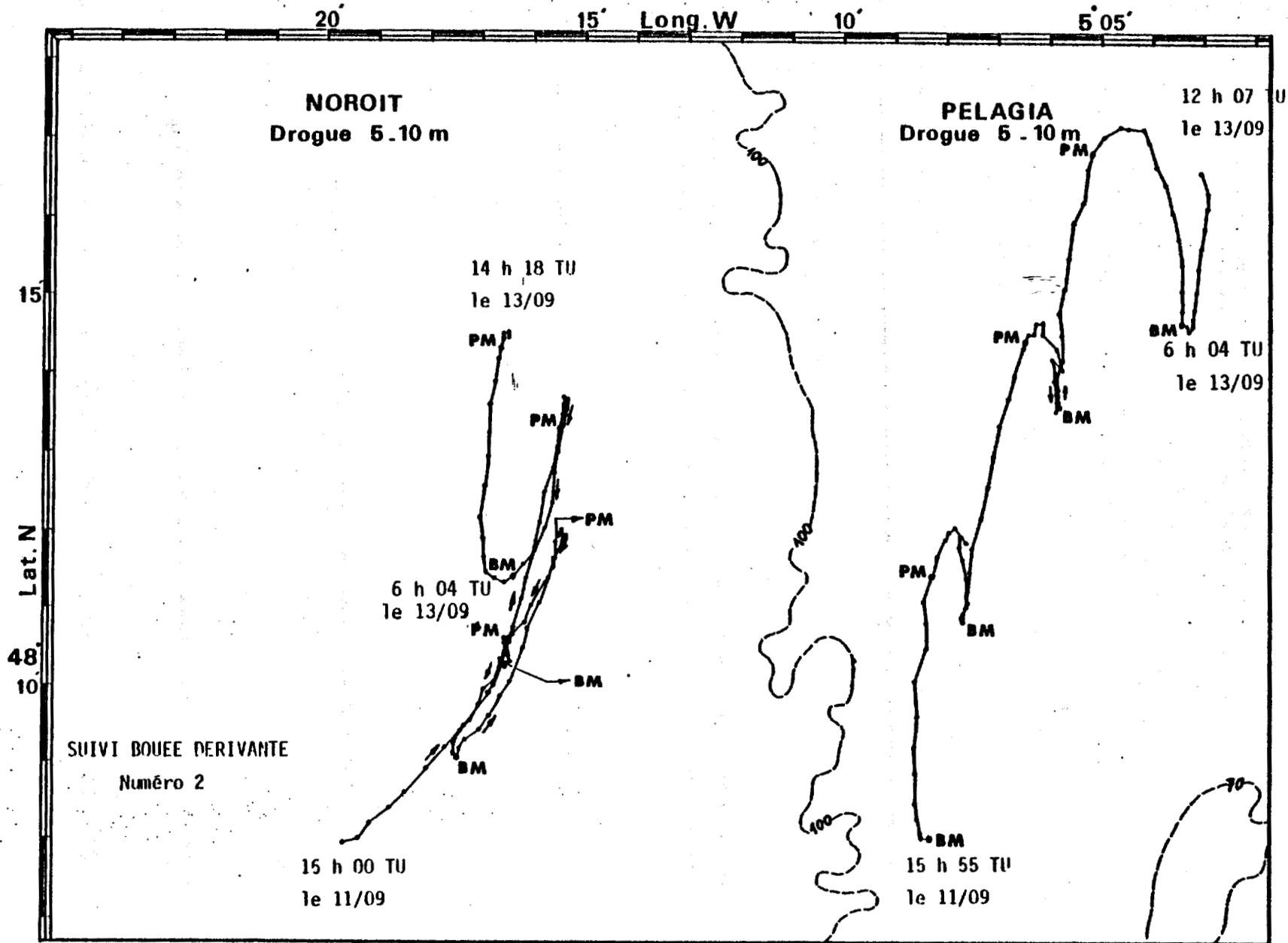


Figure 67 : Trajectoires des bouées dérivantes suivies par LE NOROIT et LA PELAGIA (SATIR-DYNATLANT 82).

thermistances entre 5 et 50 m. Ceci permet également de vérifier si l'on a bien suivi tout le temps la même masse d'eau.

A cette période, le front thermique était relativement bien marqué et se situait vers 05°12' W, soit entre les deux bouées. Le gradient thermique horizontal en cet endroit était orienté Est-Ouest.

Sur les figures 68 et 69, on remarque bien qu'aucune des deux bouées n'a jamais traversé le front car on note (Figure 68) une structure thermique constamment stratifiée pour la bouée suivie par LE NOROIT et une structure constamment homogène pour la bouée suivie par LA PELAGIA. La dérive des deux bouées est essentiellement orientée vers le Nord-Nord Est. Pour la bouée suivie par LE NOROIT, on obtient un déplacement après 3 cycles de marée entre la Basse Mer du 11 septembre et celle du 13 septembre à 6 h 04 TU de 6300 m vers le Nord, ce qui correspond à une vitesse dans le sens Nord-Sud de 0,046 m/s, dans le sens Est-Ouest on a un déplacement de 4000 m vers l'Est soit une vitesse perpendiculaire à la direction du front de 0,029 m/s. Pour la bouée suivie par LA PELAGIA, on a un déplacement vers le Nord de 12 200 m soit une vitesse de 0,089 m/s, dans le sens transversal on observe un déplacement vers l'Est de 6000 m soit un courant de 0,043 m/s. Ainsi, on note que les courants résiduels Lagrangiens sont très faibles (de l'ordre de quelques cm/s) et qu'il existe surtout un déplacement vers le Nord. Essayons d'analyser les effets de ce phénomène d'advection sur la structure thermique.

En reprenant l'équation d'enthalpie intégrée sur la couche homogène de surface, nous devons comparer les termes $\frac{Q}{\rho_0 C_p h_s}$ et $u_e \frac{\partial \theta}{\partial x}$ où u_e représente le courant résiduel de marée.

D'après les mesures présentées précédemment, on peut estimer le courant résiduel perpendiculaire aux isothermes à 5 cm/s. En considérant un gradient thermique en zone stratifiée de 0,2°C pour 10 M.N. On obtient pour le terme d'advection :

$$u_e \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{5 \times 10^{-2} \times 2 \times 10^{-1}}{2 \times 10^4} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C/s}$$

Bien que considérant que cette valeur du terme d'advection est sur-estimée, nous remarquons qu'elle est 10 fois moins importante que la valeur du

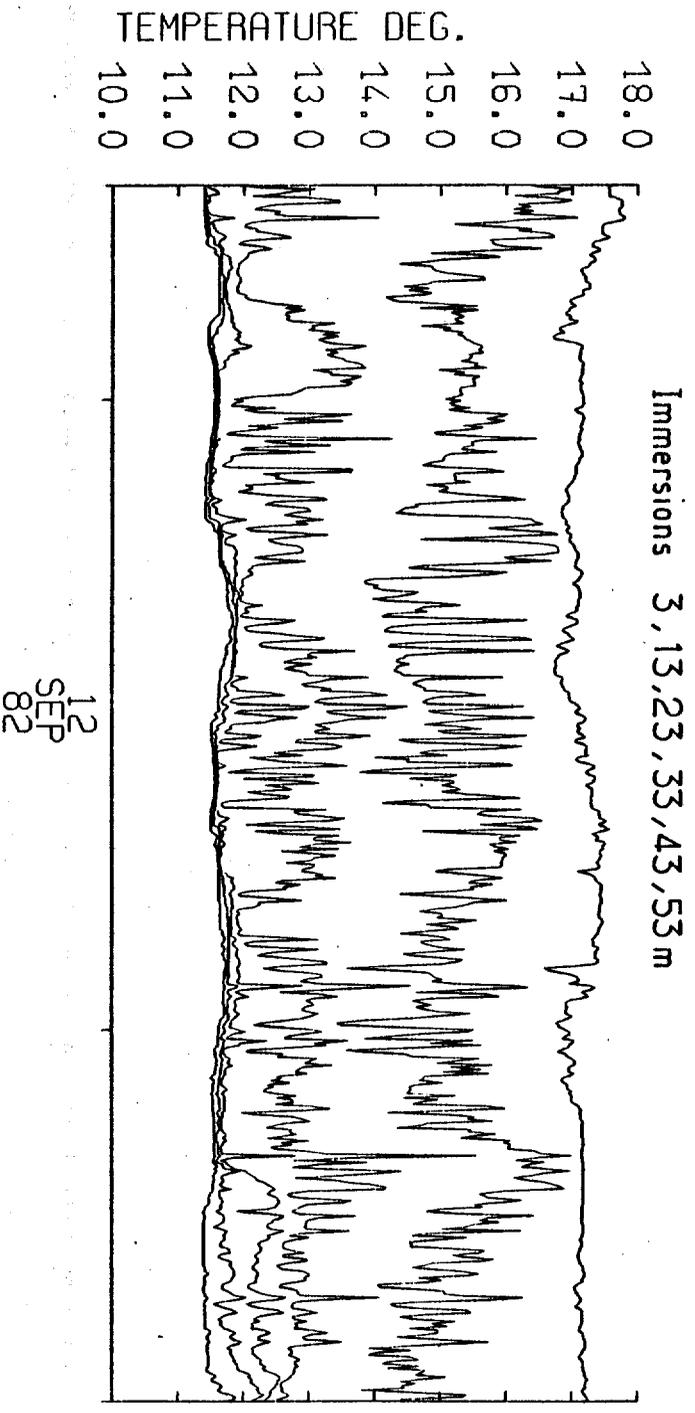
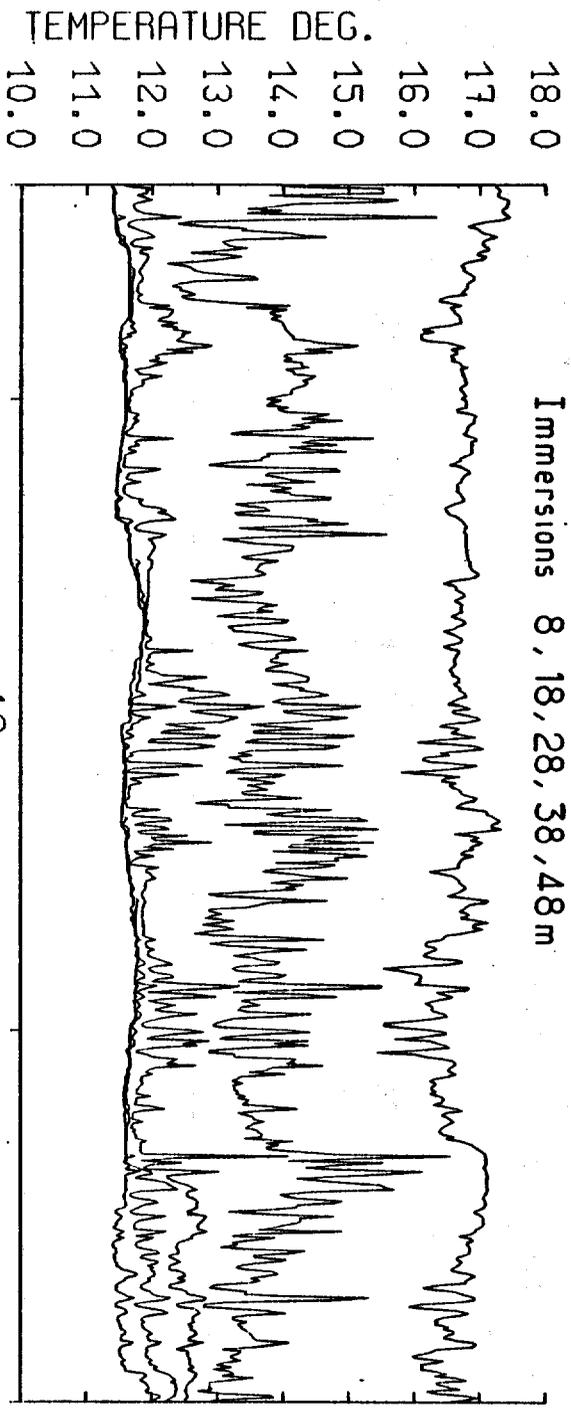


Figure 68 : Evolution de la structure thermique de la bouée dérivante suivie par LE NOROIT.

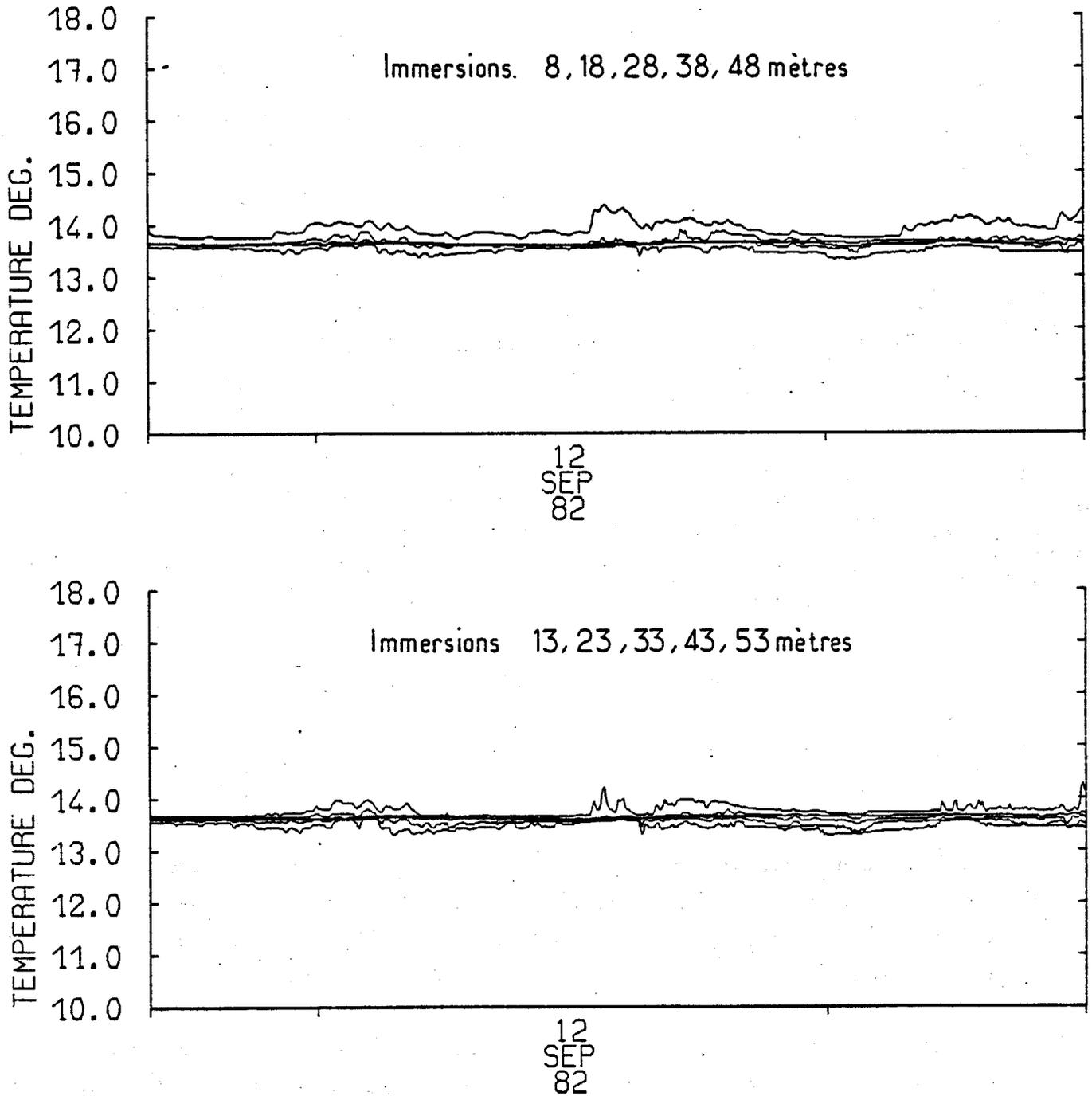


Figure 69 : Evolution de la structure thermique de la bouée dérivante suivie par LA PELAGIA.

terme lié aux échanges à l'interface air - mer. Pour évaluer les phénomènes d'advection en zone frontale, nous reprendrons les résultats d'une étude effectuée par SIMPSON (1981). Pour exprimer les échanges auxquels est soumise la colonne d'eau, cet auteur écrit :

$$\frac{DV}{Dt} = \frac{\alpha g Q}{2C_p} - m_f C_D \rho_o |\bar{U}_c|^3 - m \rho_a C_{10} \frac{U_{10}^3}{H} + u \nabla V$$

où $V = gH \int_{-1}^0 (\bar{\rho} - \rho) \xi d\xi$ est l'énergie potentielle de mélange définie au chapitre I avec $\xi = z/H$ et H l'épaisseur de la colonne d'eau

et α est le coefficient d'expansion volumique, Q le flux de chaleur à la surface de la mer, C_p la chaleur spécifique, U_c et U_{10} respectivement la vitesse du courant et du vent, C_{10} et C_D les coefficients de frottement associés au courant et au vent, ρ_o et ρ_a les densités de l'eau et de l'air, m et m_f étant définis au début de ce chapitre et u étant le flux résiduel transverse au front.

La position du front d'après SIMPSON (1981), est définie par les points où $DV/Dt = 0$, ce qui correspond à la limite de l'homogénéité complète de la colonne d'eau. Ainsi, l'advection peut être négligée si ce terme est par exemple bien inférieur au terme de réchauffement, soit :

$$\frac{\alpha g Q}{2C_p} \gg |u \nabla V|$$

Pour que ceci soit vérifié dans des conditions normales de front thermique en Mer Celtique, SIMPSON (1981) montre que l'on doit avoir un flux résiduel perpendiculaire au front de l'ordre de 2 cm/s. Or, les mesures au point B, quand celui-ci se trouve sur le front, montrent que l'orientation du courant est parallèle à la zone frontale et donc que le flux perpendiculaire au front est négligeable. Nous analyserons dans le paragraphe suivant la cause de ce courant orienté parallèlement au front. Ainsi, pour la Mer d'Iroise, il semblerait qu'en période de formation des zones frontales, les phénomènes d'advection engendrés par les courants de marée barotrope ne soient pas déterminants sur l'évolution de la structure thermique, mais ceci demande à être confirmé sur une plus longue période.

L'ensemble de l'analyse que nous venons de faire sous-entend l'existence de courants engendrés par la présence des gradients de densité, nous allons examiner maintenant leur importance.

3°) Mouvements quasi-géostrophiques liés au champ de densité

On a vu que la formation de la structure thermique en zone côtière résulte principalement de la chronologie des échanges d'énergie à l'interface air - mer et du cycle vives-eaux - mortes-eaux. Quand cette structure est relativement stable et bien marquée, elle peut alors engendrer des mouvements d'échelle quasi-géostrophique susceptibles par la suite de la modifier.

a) Mouvements quasi-géostrophiques engendrés par le champ de densité en zone frontale

L'établissement des équations du mouvement en zone frontale, en supposant les nombres de Rossby et d'Ekman petits devant 1, permet de mettre en évidence la nature des mouvements mis en jeu (GARRETT et LODER, 1981).

Considérons un champ de densité indépendant de y , $\rho(x,z)$ et supposons que l'écoulement est également indépendant de y . La zone frontale est alors orientée dans l'axe des y . En supposant l'équilibre hydrostatique dans le sens vertical, les équations du mouvement, de continuité et de conservation de la densité s'écrivent :

$$\frac{Du}{Dt} - fv - \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial u}{\partial z} \right) = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x}$$

$$\frac{Dv}{Dt} + fu - \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial v}{\partial z} \right) = 0$$

$$g = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

$$\frac{D\rho}{Dt} = 0$$

$$\text{où } \frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + w \frac{\partial}{\partial z}$$

La diffusion de densité et la diffusion horizontale de quantité de mouvement sont négligées.

Considérant les ordres de grandeur de notre étude on a : $V = 10$ cm/s, $L = 10$ km et $D = 100$ m, correspondant aux échelles de vitesse, de distance horizontale et verticale. On peut donc évaluer l'ordre de grandeur des nombres de Rossby ($\epsilon = V/fL$) et d'Ekman ($E = 2K/fD^2$) avec $f = 10^{-4} \cdot s^{-1}$ et $K = 10^{-2} \cdot \text{cm}^2 \cdot s^{-1}$. On trouve :

$$\epsilon \sim 10^{-1} \text{ et } E \sim 10^{-6}$$

Ces nombres sont donc petits devant 1.

En rendant adimensionnel le système d'équations précédent (PEDLOSKY, 1979), les faibles valeurs de ϵ et E conduisent à pouvoir négliger les termes advectifs (Du/Dt et Dv/Dt) et le terme diffusif de u . Les équations de mouvement deviennent alors :

$$-fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x}$$

$$fu = \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial v}{\partial z} \right)$$

$$g = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

Après avoir éliminé les termes de pression, on obtient :

$$\frac{\partial v}{\partial z} = \frac{-g}{\rho f} \frac{\partial \rho}{\partial x} \quad \text{Equation du vent thermique}$$

$$u = -\frac{-g}{f^2 \rho} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial \rho}{\partial x} \right)$$

$$w = \frac{-g}{f^2 \rho} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(K \frac{\partial \rho}{\partial x} \right)$$

Ces 3 dernières équations sont très importantes : elles indiquent que dans une zone frontale (où le gradient horizontal de densité $\partial\rho/\partial x$ est important), il peut se développer à l'échelle quasi-géostrophique :

- un courant le long du front dont le cisaillement vertical est important ;
- une circulation "cross-frontale" qui dépend du coefficient de diffusion vertical K . En fait, cette circulation est secondaire, c'est-à-dire d'un ordre de grandeur inférieur à celle du front puisqu'en milieu stratifié vertical, K est faible.

Ces mouvements sont schématisés sur la figure 70 :

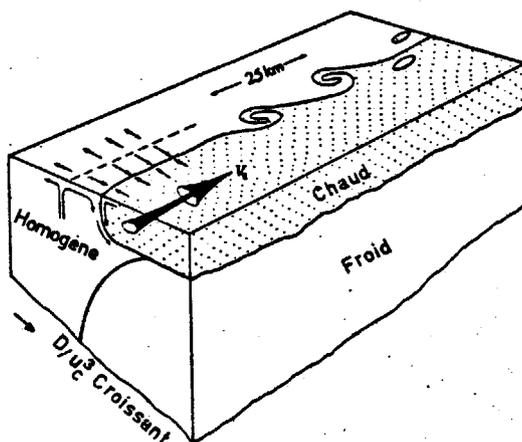


Figure 70 : Diagramme schématique d'une structure frontale (d'après SIMPSON, 1981).

La présence de tels courants le long des fronts thermiques a été effectivement mise en évidence par SIMPSON (1976), SIMPSON et al. (1979) en Mer d'Irlande et près de l'île d'Islay (entre l'Ecosse et l'Irlande). Sur le "Georges Bank" (situé au Sud de la Nouvelle Ecosse), c'est un véritable "jet" lié au gradient de densité qui a été observé le long des zones frontales (BUTMAN et al., 1982).

La présence de la circulation secondaire est plus difficile à estimer et à mesurer. Néanmoins, du fait des phénomènes de convergence, ses effets peuvent être observés à la surface de la mer. Dans des situations de vents faibles, il est fréquent de voir de véritables lignes d'accumulation de débris, juste dans la zone de convergence (LE FEVRE et GRALL, 1970 ; LE FEVRE et al., 1983). Un autre phénomène beaucoup plus remarquable mais malheureusement nocif, lié à ce phénomène de convergence en surface, concerne l'apparition et le développement de "marées rouges" (PINGREE et al., 1975).

b) Présence de courants quasi-géostrophiques au cours des campagnes DYNATLANT 80 et SATIR-DYNATLANT

Grâce aux simulations numériques formulées au paragraphe précédent, nous avons pu mettre en évidence la formation de zones frontales autour de l'île d'Ouessant et de la chaussée de Sein. La forme des gradients thermiques horizontaux nous a permis d'expliquer le passage du front suivant un cycle de marée sur le point B, à partir du 19 juin. Mais on remarquera figure 71 qu'à cette même date, le courant résiduel mesuré à 10 m est orienté vers l'Ouest Nord-Ouest, ce qui constitue un brusque changement de direction par rapport au courant mesuré les jours précédents.

Nous allons analyser de manière schématique, si ce changement de direction du courant résiduel Eulérien peut être provoqué par un flux géostrophique.

$$\text{Soit } \gamma \text{ la pente du front : } \operatorname{tg} \gamma = \left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)_{\rho = \text{cst}}$$

L'équation du vent thermique devient alors, en utilisant l'identité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial x} = - \left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)_{\rho = \text{cst}} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial z} :$$

$$\frac{\partial v}{\partial z} = \frac{g}{\rho f} \frac{\partial \rho}{\partial z} \operatorname{tg} \gamma$$

d'où en intégrant entre $z = -h$ et $z = 0$:

$$v(0) - v(-h) = \frac{g}{\rho f} \operatorname{tg} \gamma \cdot [\rho(0) - \rho(-h)]$$

Considérons ce qui se passe au point B de la campagne DYNATLANT 80, nous avons démontré à l'aide des simulations numériques au paragraphe précédent, qu'à partir du 19 juin, la zone frontale était orientée dans l'axe Est-Ouest. Grâce aux mesures de température et de courant, nous avons pu évaluer la pente de la zone frontale ainsi que le gradient de densité.

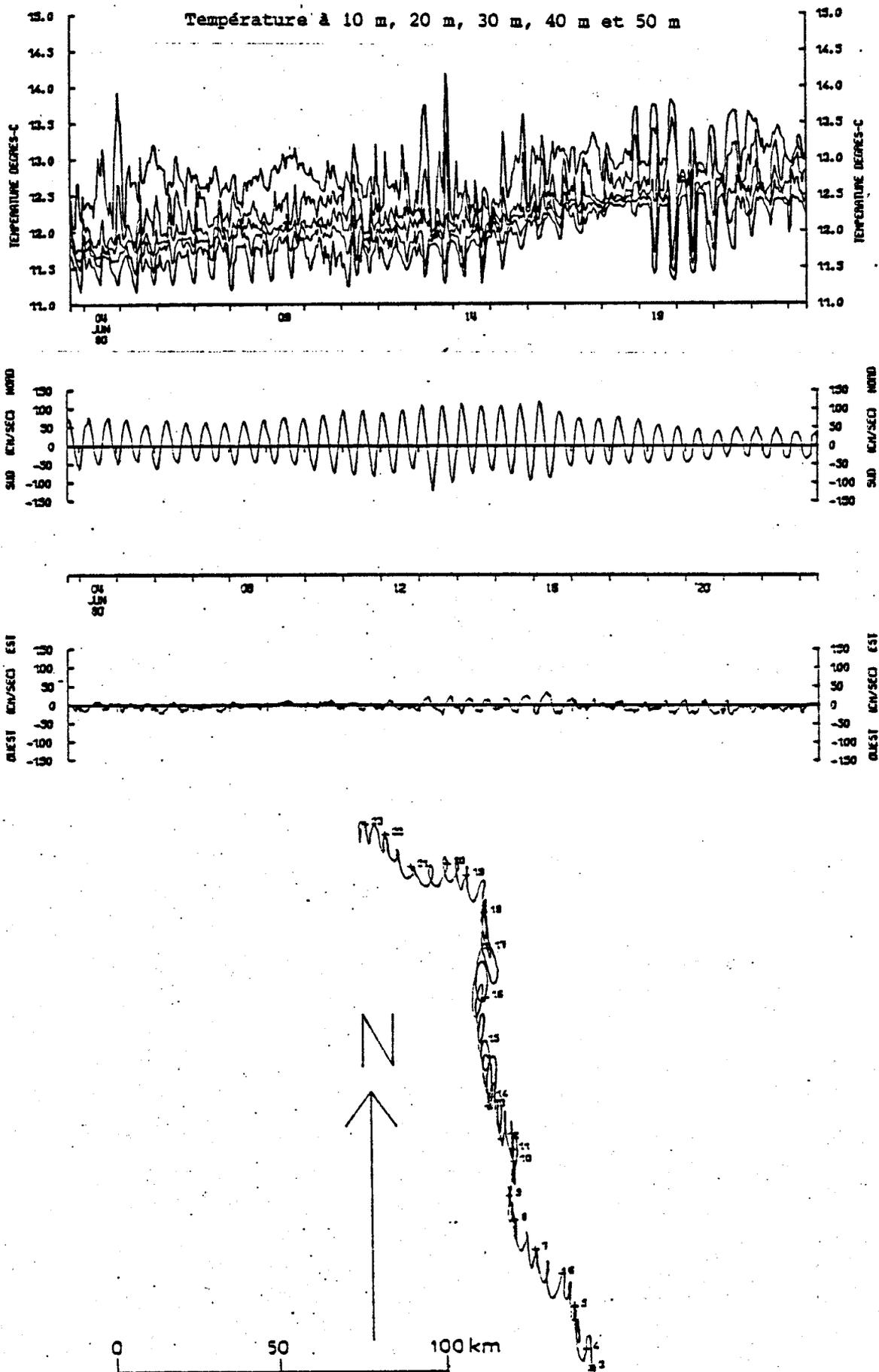


Figure 71 : Mesures du courant à 10 mètres au point B (DYNATLANT 80).

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{15 \text{ m}}{2500 \text{ m}} = 6 \times 10^{-3}$$

$$\Delta\rho = 3 \times 10^{-4}$$

$$\Delta V = \frac{980 \times 6 \times 10^{-3} \times 3 \times 10^{-4}}{10^{-4} \times 1,026} = 17 \text{ cm.s}^{-1}$$

Or, les mesures de courant au point B (Figure 71) montrent un courant résiduel entre le 19 juin à 0 h TU et le 23 juin à 0 h TU, de $9,6 \text{ cm.s}^{-1}$ orienté vers l'Ouest Nord-Ouest. Cette mesure a été effectuée à 10 m de profondeur soit légèrement au-dessus de la thermocline (15 m) ce qui semblerait vouloir dire que les hypothèses considérées précédemment ne seraient pas tout à fait irréalistes. Malheureusement, nous n'avons pas de mesures simultanées de courant au fond.

Par ailleurs, ces mesures semblent être en accord avec les résultats numériques de JAMES (1978) et de GARETT et LODER (1981) qui mettent en évidence l'existence d'un flux parallèle au front laissant les eaux denses sur la droite. Ce courant a également été mis en évidence à l'aide de mesures en Mer d'Irlande (SIMPSON, 1976), en Ecosse (SIMPSON et al., 1979) et le long du Georges Bank (BUTMANN et al., 1982).

Pour essayer de confirmer l'importance du courant induit par les structures de densité dans les zones frontales, nous pouvons examiner les premiers résultats de la campagne SATIR-DYNATLANT qui s'est déroulée du 25 août au 23 septembre 1982 (MARIETTE et al., 1983). L'intérêt de cette campagne, comparée à DYNATLANT 80, est l'observation de la structure thermique en Mer d'Iroise à la fin de l'été, c'est-à-dire quand elle est relativement bien marquée.

Nous nous intéresserons plus particulièrement aux mesures effectuées en un point situé en zone frontale : le point F. Avec l'évolution des différents processus physiques existant en zone frontale, le point F va se situer successivement dans plusieurs zones caractéristiques. En effet, en analysant la figure 72 qui nous montre l'évolution de la structure thermique au point F on peut remarquer : du 27 août au 30 août, ce point se situe en zone homogène, du 30 août au 11 septembre, dans une zone intermédiaire, du 11 au 16 septembre dans une zone stratifiée et du 17 au 20 septembre, dans une zone frontale. Or, à chaque changement de caractéristiques de la structure thermique, on observe

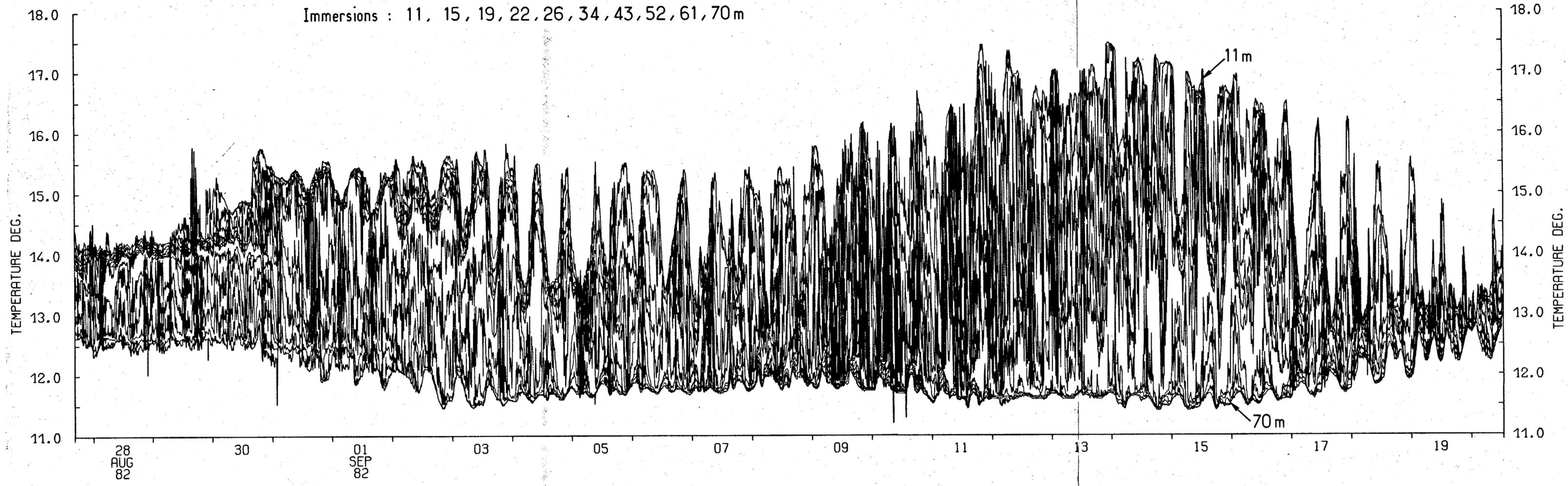


Figure 72 : Evolution de la structure thermique au point F.

une variation de la direction du courant résiduel Eulerien mesuré à 8 m de profondeur (Figure 73). Cela montre bien l'influence de la structure thermique sur le courant résiduel en zone frontale. Pendant le même temps, le courantomètre situé à 10 m au-dessus du fond (Figure 74), montre un courant résiduel dirigé continuellement vers l'Est Sud-Est.

Nous pouvons essayer d'appliquer le même raisonnement que précédemment. Dans le cas présent (en période estivale de front thermique établi) il existe un gradient horizontal de densité positif en surface et négatif au fond (Figure 75). Suivant l'équation du vent thermique, le gradient vertical de la vitesse est de signe inverse au gradient horizontal de densité. Nous devrions avoir, en conservant les mêmes hypothèses que précédemment, un profil de vitesse ayant l'allure de celui indiqué sur la figure 76.

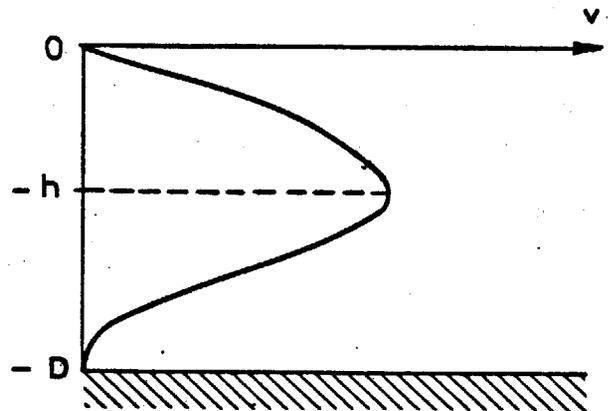
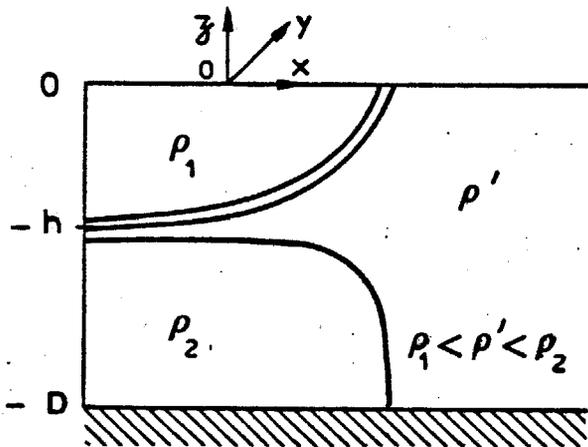


Figure 75 : Distribution spatiale de densité dans un plan perpendiculaire au front.

Figure 76 : Profil vertical du flux parallèle au front.

Ce type de profil vertical est du même genre que celui trouvé par LODER (1980) dans le cas où il n'y a pas de gradient horizontal de la densité intégrée de la surface au fond entre les régions homogènes et stratifiées. Ceci pourrait expliquer les variations du courant résiduel eulerien mesuré juste au-dessus de la thermocline (Figure 73) en fonction de la position du front, alors que la même dérive mesurée juste au-dessus du fond (Figure 74) semble être dominée par le courant de marée barotrope (LE HIR, 1980).

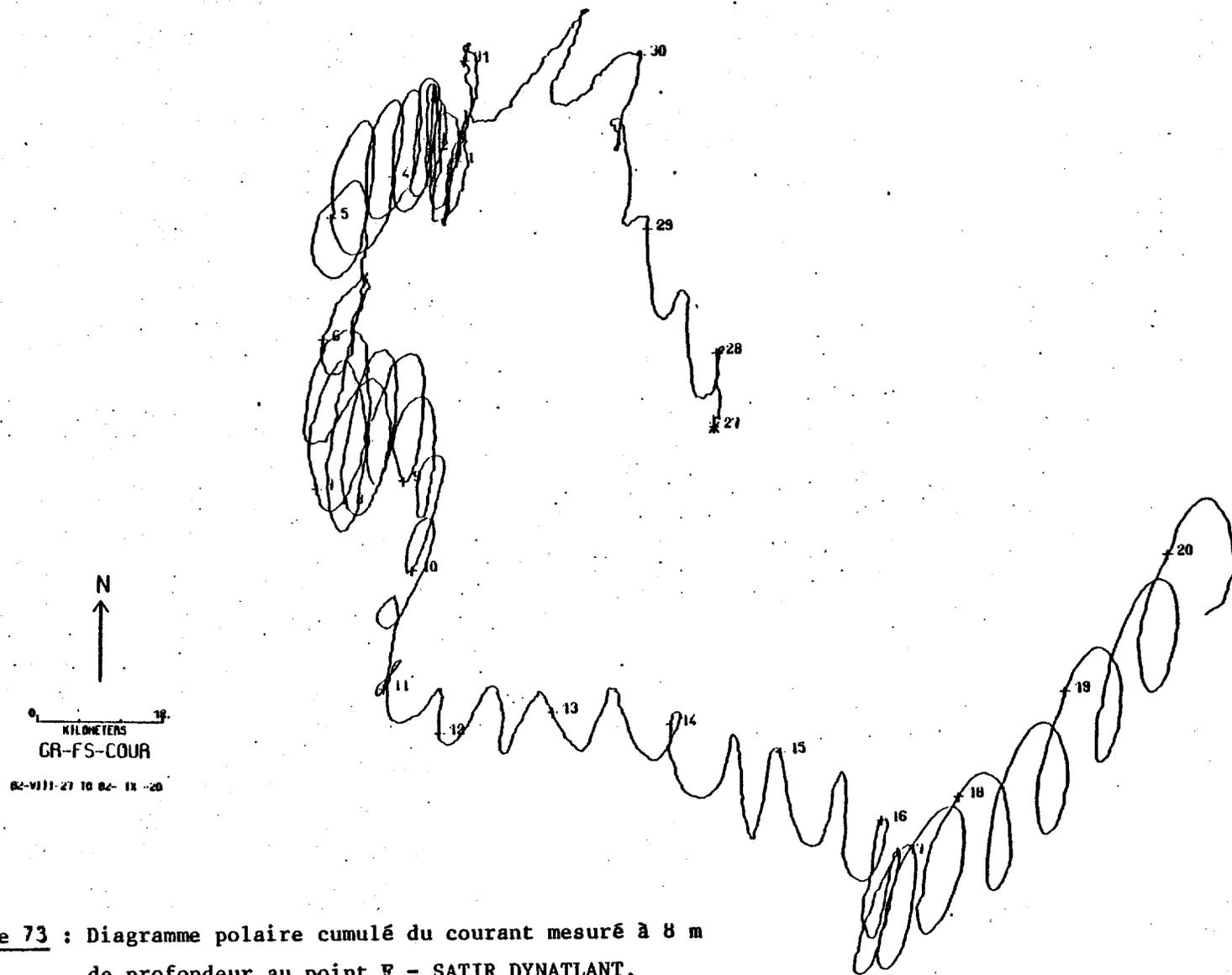


Figure 73 : Diagramme polaire cumulé du courant mesuré à 8 m de profondeur au point F - SATIR DYNATLANT.

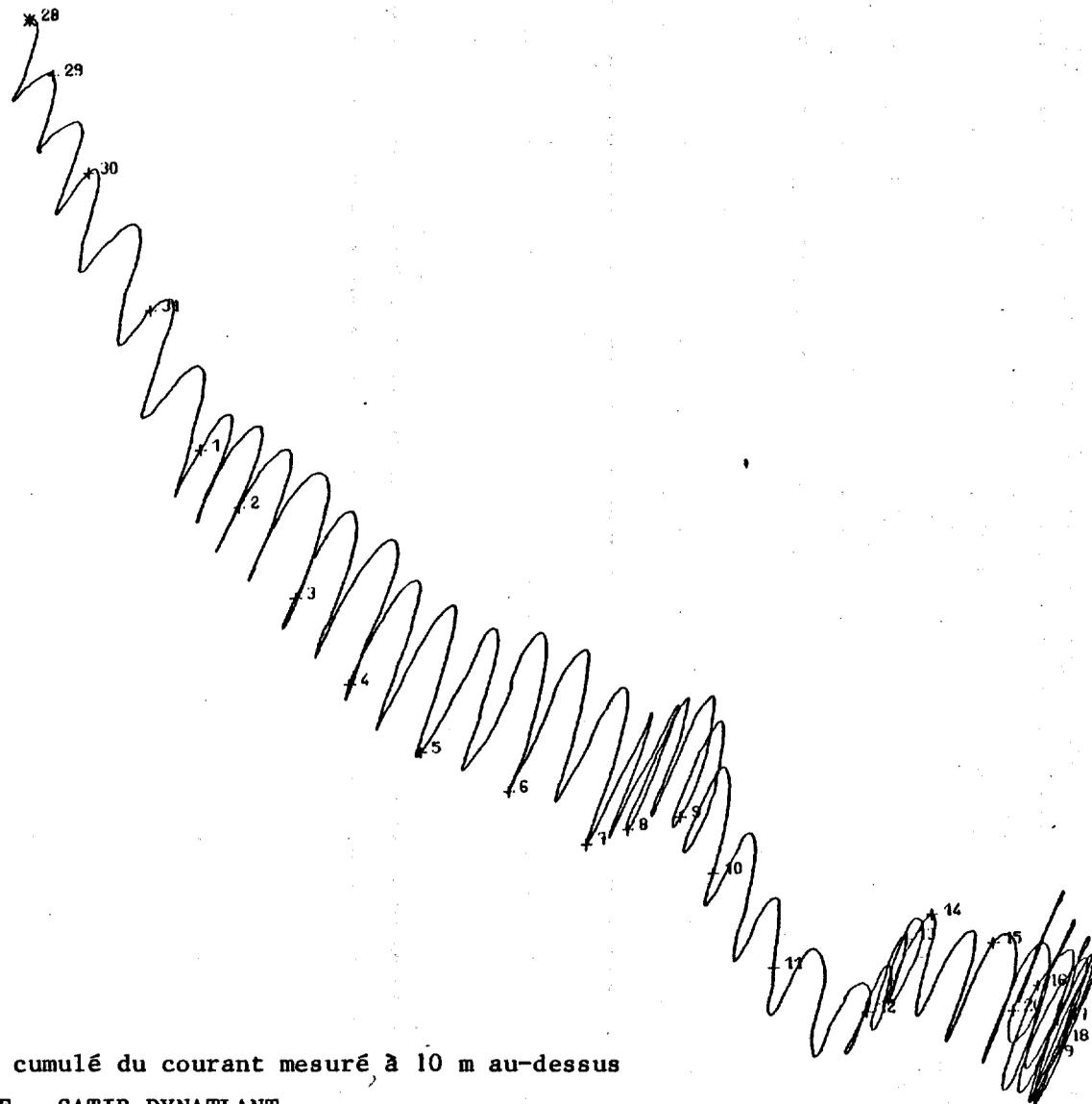
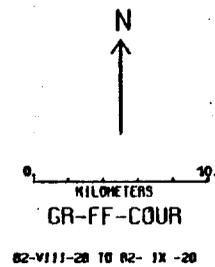


Figure 74 : Diagramme polaire cumulé du courant mesuré, à 10 m au-dessus du fond au point F - SATIR DYNATLANT.

Enfin, on peut remarquer que le courant résiduel de surface entre le 17 et le 20 septembre (moment où le mouillage se situe sur le front) est de l'ordre de 14,8 cm/s orienté vers le Nord-Est, ce qui correspond d'après les dernières images satellites dépouillées par M.H. RADENAC (1983), à la direction de la zone frontale au point F à ce moment là. Si ces résultats étaient confirmés, ce courant serait de même nature que le courant observé à partir du 19 juin au point B, lors de la campagne DYNATLANT 80.

L'ensemble des analyses quantitatives précédentes, ne constitue qu'une première approche sommaire et demande à être validé de manière théorique et expérimentale. Mais d'ores et déjà, nous constatons avec l'aide des premiers résultats de mesures, que l'influence d'une zone frontale à partir de l'instant où celle-ci est relativement stable, devient prépondérante sur l'évolution des courants résiduels.

c) Développement d'instabilités hydrodynamiques liées aux mouvements quasi-géostrophiques

Ces mouvements quasi-géostrophiques liés au gradient horizontal de densité et qui se développent dès que la structure thermique est stable, sont susceptibles (en retour) de modifier cette structure thermique par le développement d'instabilités hydrodynamiques. Ces instabilités sont à l'origine du développement de méandres le long des fronts thermiques et qui sont particulièrement visibles sur les images satellites. Elles sont de deux types : les instabilités baroclines et les instabilités barotropes. Les images satellites montrent que ces mécanismes sont particulièrement importants, vis-à-vis de l'évolution de la structure thermique, vers la fin de l'été et au début de l'automne (PINGREE, 1978).

1) Instabilités baroclines

Ce type d'instabilités est susceptible de se développer en présence d'un cisaillement vertical de courant. Elles représentent en fait une transformation d'énergie potentielle (liée au champ horizontal moyen de densité) en énergie cinétique qui est utilisée dans les mouvements tourbillonnaires dont les traces en surface sont les méandres (Figure 77).

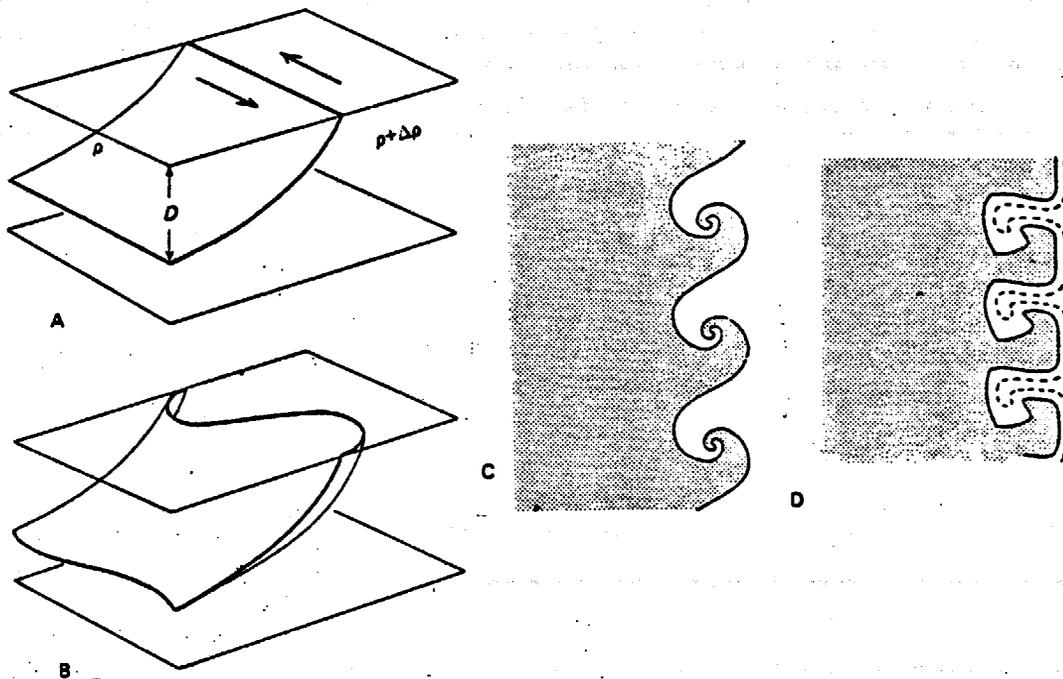


Figure 77 : A. Schéma montrant le gradient vertical de courant induit par l'effet géostrophique.
B. Perturbation ondulatoire le long d'un front.
C. Structure de tourbillon cyclonique.
D. Structure tourbillonnaire observée.
(d'après PINGREE, 1978).

La dynamique du développement de ce type d'instabilités a été étudiée par EADY (1949), PEDLOSKY (1979), dans le plan $f = \text{constant}$, ce qui correspond à la situation des zones frontales en Mer d'Iroise. La longueur d'onde des perturbations les plus instables est égale à 4 fois le rayon interne de déformation R_D (avec $R_D = 1/f (g \cdot \Delta\rho/\rho \cdot h)^{1/2}$, h étant la profondeur de la thermocline).

PINGREE (1978) a estimé cette longueur d'onde en ce qui concerne le front thermique d'Ouessant. Il trouve une valeur de 20 à 40 km, ce qui correspond à l'ordre de grandeur des tourbillons baroclines révélés par les images satellites. Le principal effet du développement de ces instabilités baroclines sur la structure thermique d'une zone frontale est de transférer de la chaleur des régions chaudes vers les régions froides et donc de diminuer le gradient horizontal du champ de densité. Ce processus a été révélé par les photos satel-

lites en période estivale, c'est-à-dire au moment où le front est bien établi. Ce mécanisme a donc un effet sur l'évolution de la structure thermique, particulièrement important, vis-à-vis des processus unidimensionnels, quand cette structure est relativement stable. PINGREE (1979) fait une estimation de ce transfert de chaleur. Il montre que bien que pouvant être important localement, ce transfert est loin d'être prépondérant dans le bilan global d'échange de chaleur.

2) Instabilités barotropes

Ce type d'instabilités est dû principalement au cisaillement horizontal de courant moyen et représente une transformation d'énergie cinétique moyenne en énergie cinétique utilisée pour le développement des tourbillons. Ce type d'instabilités peut se développer préférentiellement aux instabilités baroclines dans les régions où la longueur du courant moyen est relativement faible. Leur principal rôle est de diminuer le gradient horizontal de vitesse. Leur importance en zone frontale n'est pas très connue. Leur effet serait de générer des tourbillons dont les longueurs d'ondes seraient à priori plus petites que celles qui résultent des instabilités baroclines. Or, les estimations de PINGREE (1978) d'après les résultats d'images satellites indiquent que les méandres observés auraient plutôt comme origine le mécanisme d'instabilité barocline.

Conclusion

Ainsi, nous avons essayé de décrire un ensemble de phénomènes montrant les limites d'une étude unidimensionnelle quand on veut analyser l'évolution des zones frontales une fois que celles-ci sont formées à partir de processus essentiellement locaux, comme nous l'avons démontré.

Nous avons montré que les processus de dispersion horizontale ne pouvaient pas détruire les gradients thermiques horizontaux à l'échelle du mois, par contre pour maintenir la structure frontale pendant plusieurs mois d'autres mécanismes de convergence locale devaient exister.

Pour les problèmes de mélange horizontal engendré par l'advection, il faut distinguer l'advection liée à la structure propre des courants de marée et celle engendrée par les gradients de densité.

Nous avons montré que le premier type d'advection provoque des courants résiduels vers le Nord dans la zone où le gradient thermique est orienté Est-Ouest, de plus les mesures de suivi Lagrangien indiquent des courants perpendiculaires au front, relativement faibles (3 cm/s), ce qui minimise les échanges horizontaux.

Enfin, les mesures des campagnes DYNATLANT 80 et SATIR-DYNATLANT 82 révèlent que dans les zones où le gradient thermique horizontal est relativement bien marqué, un courant lié aux gradients de densité peut se développer. Ce flux est suffisamment important (> 10 cm/s) pour modifier complètement l'orientation des courants résiduels de marée. De plus, ce flux est toujours dirigé perpendiculairement à la direction du gradient thermique horizontal maximum, ce qui a pour effet encore une fois de minimiser les processus de mélange "cross-frontal".

Nous avons montré que ce deuxième type d'advection peut être relié à l'équilibre géostrophique et qu'il est d'autant plus important que les zones frontales sont stables, ce qui n'est pas le cas en période de formation.

Ainsi, tout se passerait, comme si à l'extérieur des zones frontales, une molécule d'eau suivait le courant résiduel de marée orienté le plus souvent parallèlement aux isothermes. Lorsque cette molécule d'eau arrive à proximité d'une zone frontale, elle va subir l'influence d'un courant, lié aux gradients de densité, de direction parallèle à la zone frontale. Ainsi, au cours de son trajet, cette molécule d'eau n'aura que très peu de relation avec des molécules d'eau de caractéristiques différentes.

Nous ne prétendons pas avoir analysé de manière détaillée l'ensemble des processus bi ou tridimensionnels, analyse qui demanderait un développement théorique et expérimental beaucoup plus poussé, mais nous pensons avoir précisé le bien-fondé de l'étude unidimensionnelle pour expliquer la formation des zones frontales en Mer d'Iroise.

Par ailleurs, ce paragraphe met en évidence la complexité du problème de mélange horizontal et montre bien la direction à suivre dans la recherche d'une meilleure connaissance et d'une évaluation plus précise des processus bi et tridimensionnels existant en zone frontale, en associant étroitement mesures à la mer et simulations numériques.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III*

- AGOUMI A. (1982) : Modélisation du régime thermique de la Manche. Thèse de Docteur ingénieur de l'école Nationale des Ponts et Chaussées. PARIS.
- ALLEN C.M., SIMPSON J.H., CARSON R.M. (1980) : The structure and variability of shelf sea fronts as observed by an undulating CTD system. Oceanol. Acta., 3, 1, 59-68.
- ALTAZIN-PICHON (1981) : Application d'un modèle de thermocline à la formation du front thermique en Mer d'Iroise. Confrontation des résultats avec des mesures "in situ". Thèse de Docteur de 3ème cycle en Océanographie Physique. Université de Bretagne Occidentale BREST.
- BUTMAN B., BEARDSLEY R.C., MAGNELL B., FRYE D., VERMERSH J.A., SCHLITZ R., LIMEBURNER R., WRIGHT W.R. et NOBLE M.A. (1982) : Recent observations of the mean circulation on Georges Bank. J. of Phys. Ocean., 12, N° 6, 569-591.
- CARTWRIGHT D.E., EDDEN A.C., SPENCER R., VASSIE J.M. (1980) : The tides of the Northeast Atlantic Ocean. Royal Society. A mathematical and physical sciences. ISSN 0080-4614, Vol. 298, n° 1436, 87-139.
- DECHAMBENOY C., PONTIER L., SIROU F., LE FLOC'H J., RAILLARD J. (1977) : Quelques résultats de mesures par navire et avion de la structure thermique superficielle de la mer au large de la Bretagne. Rev. Hydr. Int., MONACO LIV, 2, 135-152.
- DUCHON (1976) : Interpolation des fonctions de deux variables suivant le principe de la flexion des plaques minces, R.A.I.R.O., Anal. Numér., 10, 12, 5 - 12.
- EADY E.T. (1949) : Long waves and cyclone waves. Tellus, 1, 33-52.
- FEARNHEAD (1975) : On the formation of fronts by tidal mixing around the British Isles. Deep-Sea Res., 22, 311-321.
- FISHER H.B., LIST E.J., KOH R.C.Y., IMBERGER J., BROOKS N.H. (1979) : Mixing in Inland and coastal waters. Academic Press, 483 p.
- GARRETT C.J.R., KEELEY J.R., GREENBERG D.A. (1978) : Tidal mixing versus thermal stratification in the Bay of Fundy and Gulf of Maine. Atmosphere-ocean 16, 4, 403-423.
- GARRETT C.J.R., LODER J.W. (1981) : Dynamical aspects of shallow sea fronts. Phil. Trans. R. Soci. Lond. A 302, 563-581.
- GARZOLI S. (1977) : Rapport concernant les premiers résultats théoriques de structure thermique obtenus sur le plateau continental breton. Rap. Scien. Laboratoire d'Océanographie Physique de l'Université de Bretagne Occidentale.

*N.B. : cette liste bibliographique ne comprend pas les références déjà utilisées pour les chapitres I et II.

- HENAFF G. (1973) : Contribution à l'étude d'Océanographie Physique du secteur Nord-Gascogne. Thèse de Docteur de 3ème cycle, en Océanographie Physique. Université de Bretagne Occidentale.
- HENROTTE-BOIS (1981) : Application de la loi de Prandtl à des mesures de courant effectuées près du fond, en mer d'Iroise, à proximité de l'épave du Gino. Rapport de diplôme d'études approfondies d'Océanographie Physique. Université de Bretagne Occidentale. BREST.
- HOLLIGAN P.M. (1981) : Biological implications of fronts on the northwest European continental shelf. Phil. Trans. R. Soc. Lond., A 302, pp. 547-562.
- HUNTER J.R. (1975) : The determination of current velocities from diffusion/advection processes in the Irish sea. Estuar. and Coast. Mar. Sc., 3, pp. 43-55.
- JAMES I.D. (1977) : A model of the annual cycle of temperature in a frontal region of the Celtic Sea. Estuar. Coast. Mar. Sci., 5, 339-353.
- JAMES I.D. (1978) : A note on the circulation induced by a shallow sea front. Estuar. Coast. Mar. Sci., 7, 197-202.
- JAMES I.D. (1981) : Fronts and shelf circulation models. Phil. Trans. R. Soc. Lond. A 302, 597-604.
- LEENDERTSE J.J. (1970) : A water quality simulation model for well mixed estuaries and coastal seas. Vol. I, principles of computation, Rand Corporation.
- LEENDERTSE J.J., GRITTON E.C. (1971) : A water quality simulation model for well mixed estuaries and coastal seas. Vol. II, Computation procedures, Rand Corporation.
- LE CANN B. (1982) : Evolution annuelle de la structure hydrologique du plateau continental au Sud de la Bretagne. Modélisation Numérique. Thèse de Doctorat de 3ème cycle en Océanographie Physique. Université de Bretagne Occidentale. BREST.
- LE FEVRE J., GRALL J.R. (1970) : On the relationships of Noctiluca swarming off the western coast of Brittany with hydrological feature and plankton characteristics of the environment. Journal of Experimental Marine Biology and Ecology, 4, pp. 287-306.
- LE FEVRE J., VIOLLIER M., LE CORRE P., DUPOUY C., GRALL J.R. (1983) : Remote sensing observations of biological Material by LANDSAT along a Tidal thermal front and their relevancy to the available field Data. Estuar. Coast. Shelf Sci., 16, 37-50.
- LE FLOCH J., DENIAUD Y. (1976) : Mesures du gradient de vitesse au voisinage du fond en Manche. Annales Hydrographiques, 5ème série, Vol. 5, fasc. 2, N° 747.
- LE HIR P. (1980) : Calcul par modélisation numérique de la structure verticale des courants et application à la baie de Seine. Thèse de Docteur de 3ème Cycle en Océanographie Physique, U.B.O., Brest.

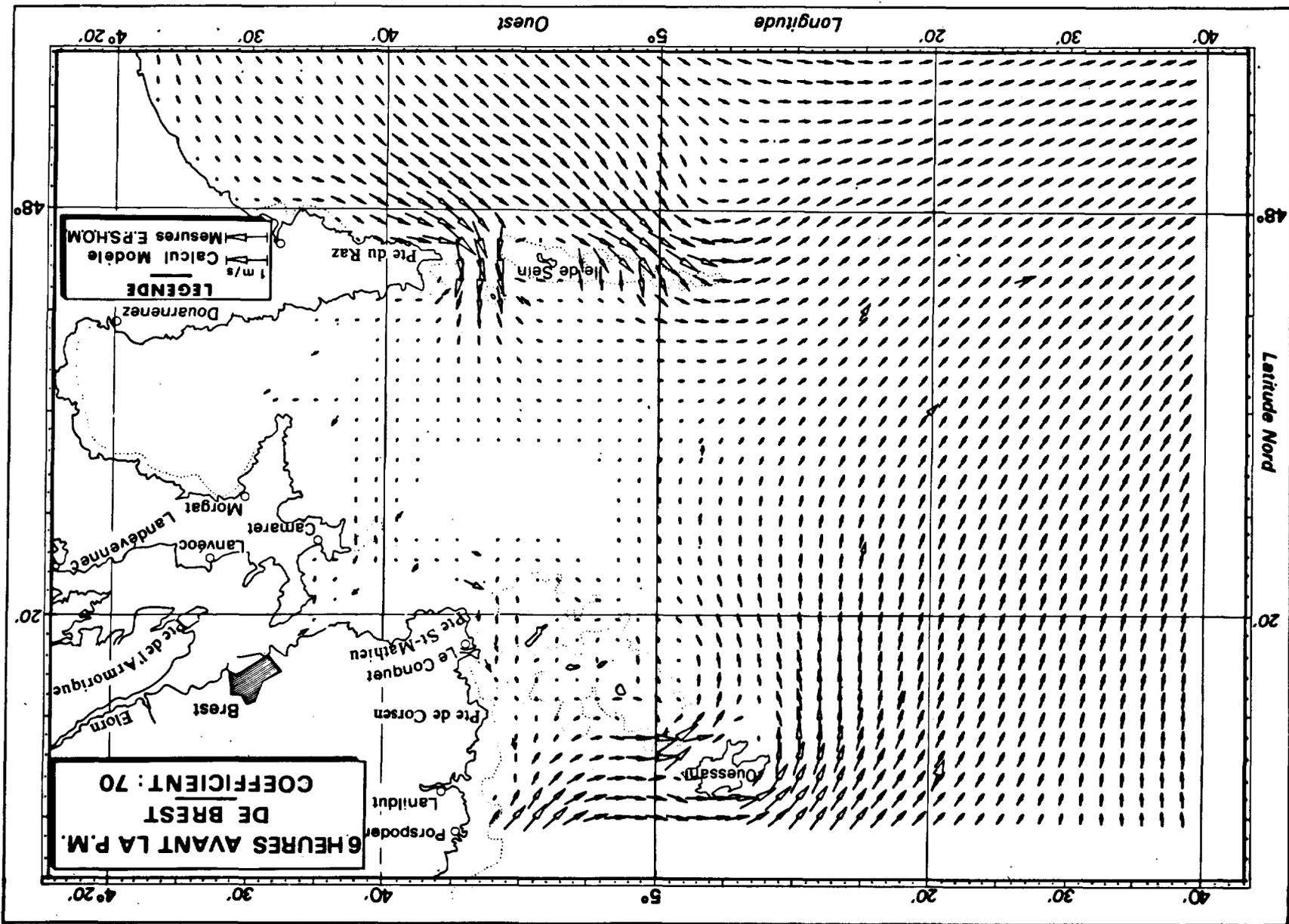
- LE MAGUERESSE A. (1974) : La structure thermique sur le plateau continental, dans le secteur Ouest Bretagne, son évolution annuelle et quelques aspects de sa variabilité dans une zone frontale. Thèse de docteur de 3ème cycle en Océanographie Physique. Université de Bretagne Occidentale.
- LE PROVOST C., CHABERT D'HIERES G., (1971) : Détermination des caractéristiques des composantes de la marée dans la Manche à l'aide d'un modèle réduit hydraulique. C.R. Acad. Sci., PARIS, Sér. A, 272, 1026-1029 et 1603-1606.
- LE TAREAU J.Y., MAZE R., LE FEVRE J., BILLARD C., CAMUS Y. (1983) : ENVAT 81, campagne de recherche multidisciplinaire en Atlantique. Met. Mar., N° 118, pp. 6-25.
- LODER J.W. (1980) : Secondary tidal effects in tidally-energetic shallow seas with application to the Gulf of Maine. Ph. D. Thesis, Dalhousie University.
- MADDOCK L., PINGREE R.D. (1982) : Mean heat and salt budgets for the eastern English channel and southern bight of the north sea. J. Mar. Biol. Ass. U.K., 62, pp. 559-575.
- MADELAIN F. (1980) : Mesures de courant à proximité de l'épave du GINO en février-mars 1980. Compte Rendu CNEXO-COB, Brest.
- MARIETTE V., LE SAOS J.P., PICHON A., GIRARDOT J.P. (1980) : Résultats des mesures effectuées lors de la campagne DYNATLANT 1980. Rapport Scientifique. Université de Bretagne Occidentale. BREST.
- MARIETTE V., ROUGIER G., SALOMON J.C., SIMON B. (1982) : Courants de marée en Mer d'Iroise. Oceanol. Acta. 5, 2, 149-159.
- MARIETTE V., LE SAOS J.P., ROUGIER G. (1983) : Résultats des mesures d'Océanographie Physique réalisées lors de la campagne SATIR-DYNATLANT. Rapport scientifique. Université de Bretagne Occidentale. BREST.
- MARIETTE V., LE CANN B. (1983) : Simulation of the formation of Ushant thermal front submitted to Continental Shelf Research.
- PEDLOVSKY J. (1979) : Geophysical fluid dynamics. Springer Verlag New York Heidelberg Berlin.
- PINGREE R.D., FORSTER G.R., MORRISON G.F. (1974) : Turbulent convergent tidal fronts. J. Mar. Biol. Ass. U.K., 54, 469-479.
- PINGREE R.D., PUGH P.R., HOLLIGAN P.M., FORSTER G.R. (1975) : Summer phytoplankton blooms and red tides along tidal fronts in the approaches to the English channel. Nature, 258, 5537, 672-677.
- PINGREE R.D., PENNYCUICK L., BATTIN G.A.W. (1975) : A time-varying temperature model of mixing in the English channel. J. Mar. Biol. Ass. U.K., 55, 975-992.
- PINGREE R.D., GRIFFITHS D.K. (1977) : The bottom mixed layer on the continental shelf. Estuar. Coast Mar. Sci., 5, 399-413.
- PINGREE R.D., (1978) : Cyclonic eddies and cross-frontal mixing. J. Mar. Biol. Ass. U.K., 58, 955-963.

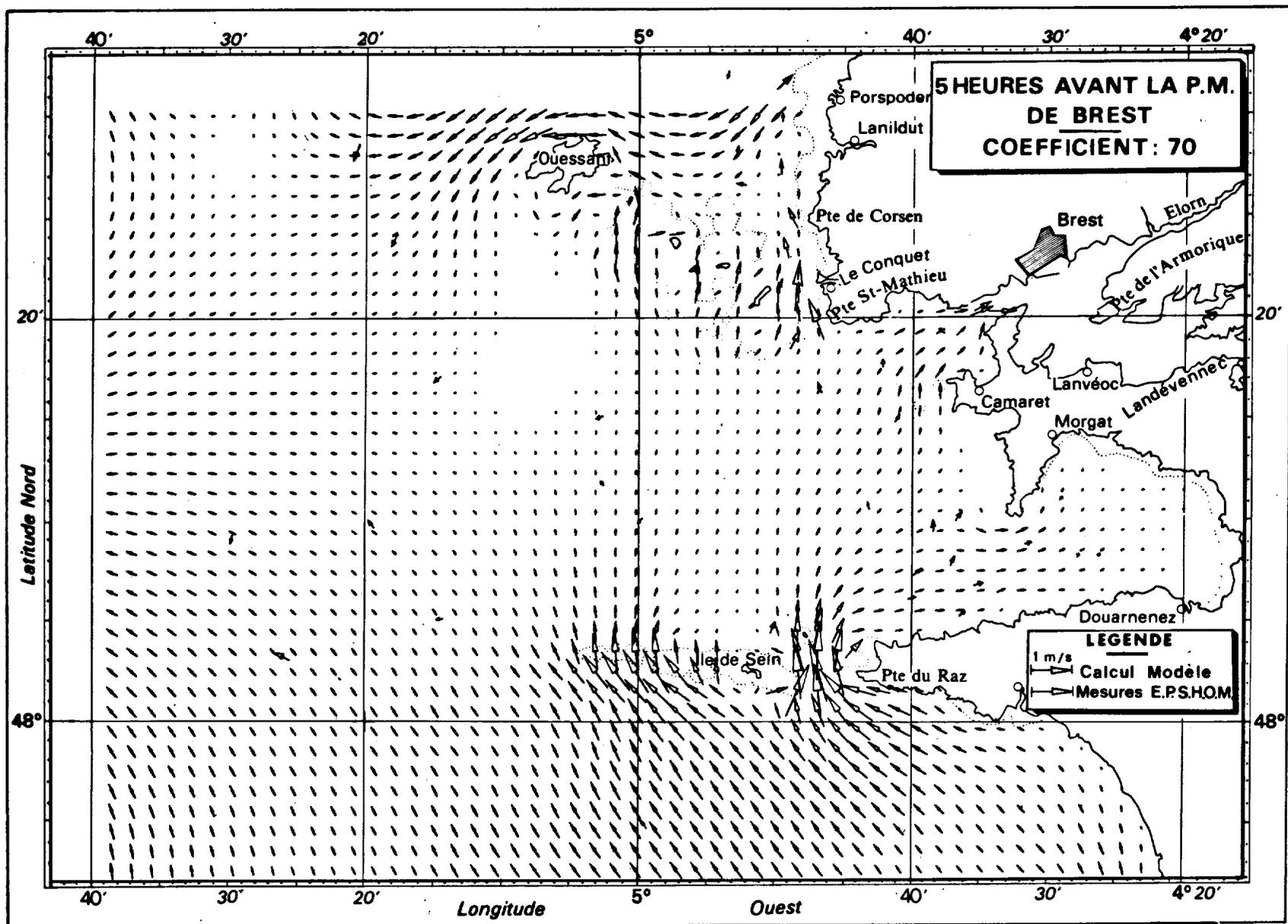
- PINGREE R.D., GRIFFITHS D.K. (1978) : Tidal fronts on the shelf seas around the British Isles. J. Geoph. Res. 83, 69.
- PINGREE R.D. (1979) : Baroclinic eddies bordering the celtic sea in late summer. J. Mar. Biol. Ass. U.K., 59, 689-698.
- PINGREE R.D., GRIFFITHS D.K. (1980) : Currents driven by a steady uniform wind stress on the shelf seas around the British Isles. Oceanol. Acta., 3, 2, 227-236.
- RADENAC M.H. (1983) : Dépouillement et analyse des données du satellite NOAA 7 Application à la campagne SATIR-DYNATLANT 82. Rapport de D.E.A., U.B.O.
- RAILLARD J. (1975) : Les zones frontales dans le nord du Golfe de Gascogne en Mer Celtique. Rapport scientifique. Convention D.R.M.E. n° 74/261. Université de Bretagne Occidentale. BREST.
- RAILLARD J. (1976) : Nouvelles recherches sur quelques aspects de la structure thermique sur le plateau continental breton. Rapport scientifique. Convention D.R.M.E. n° 76/023.
- SALOMON J.C., LE HIR P. (1980) : Etude de l'estuaire de la Seine, modélisation numérique des phénomènes physiques. Rapport scientifique. Université de Bretagne Occidentale.
- SALOMON J.C. (1981) : Modelling turbidity maximum in the Seine Estuary, Echohydrodynamics Elsevier Oceanography series, 285-317.
- S.C.O.R. Working Group 27 (1975) : Tides of the open seas. An intercomparaison of open sea tidal pressure sensors, U.N.E.S.C.O. Techn. Pap. Mar. Sci., 21.
- S.H.O.M. (Service Hydrographique et Océanographique de la Marine) (1974) : Courants de marée en Iroise. Document n° 554.
- SIMON B. (1978) : Réduction des sondes au large en Manche, E.P.S.H.O.M. (Etablissement principale du S.H.O.M.) Publi. n° 216.
- SIMON B. (1980) : Prédiction de la marée à Brest, E.P.S.H.O.M. (Etablissement Principal du S.H.O.M.) Publi. n° 342.
- SIMPSON J.H., HUNTER J.R. (1974) : Fronts in the Irish Sea. Nature, 250, 404-406.
- SIMPSON J.H. (1976) : A boundary front in the summer regime of the Celtic Sea. Estuar. Coast. Mar. Sci. 4, 71-81.
- SIMPSON J.H., HUGHES D.G., MORRIS N.C.G. (1977) : The relation of seasonal stratification to tidal mixing on the continental shelf. A voyage of discovery, suppl. to Deep sea Res., 327-340.
- SIMPSON J.H., PINGREE R.D. (1977) : Shallow sea front produced by tidal stirring in Oceanic fronts in Coastal processes, edited by M.J. BOWMAN and W.E. ESALAS.
- SIMPSON J.H., ALLEN C.M., MORRIS N.C.G. (1978) : Fronts on the continental shelf. J. Geophys. Res. 83, C9, 4607-4614.

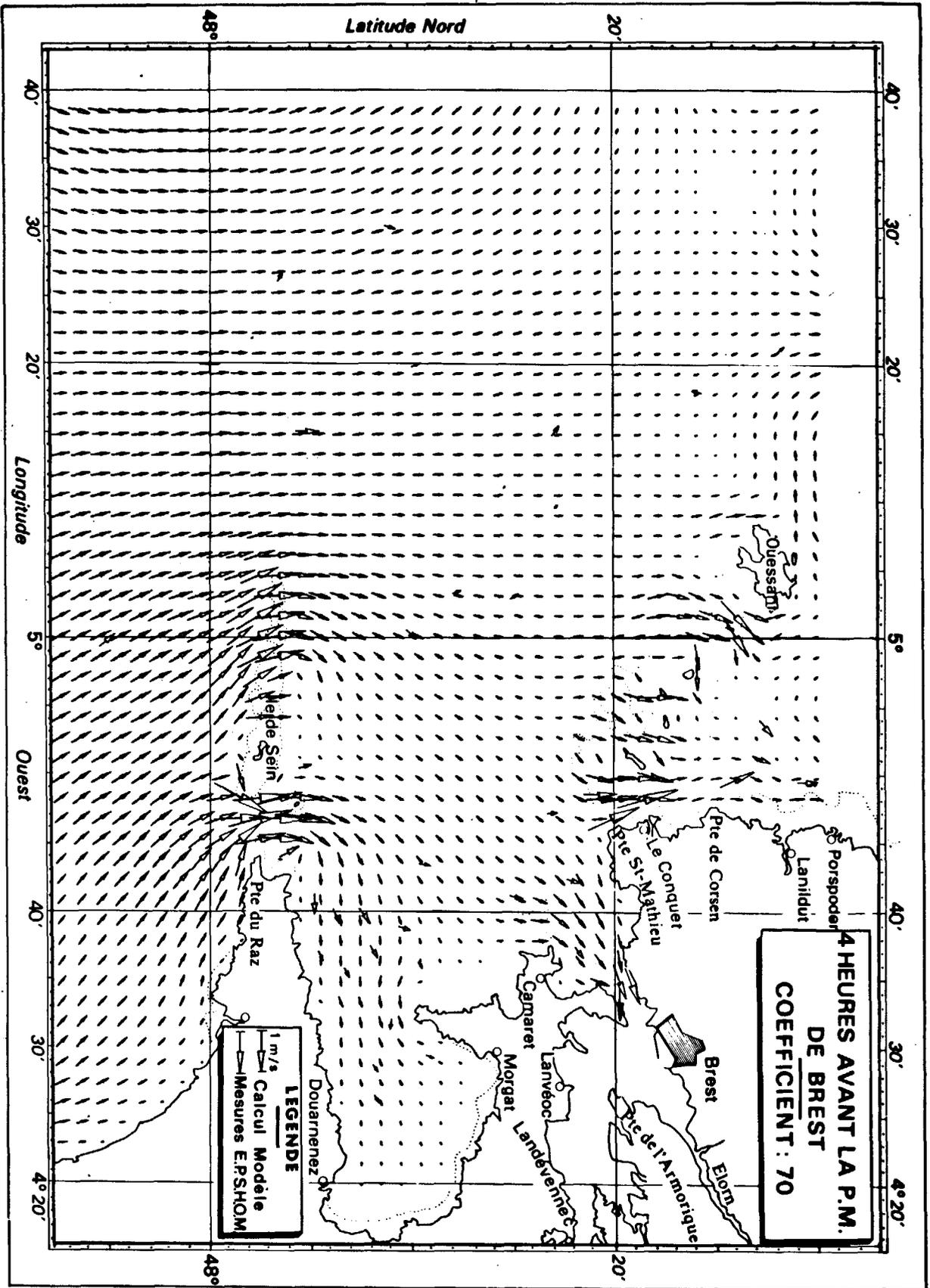
- SIMPSON J.H., BOWERS D. (1979) : Shelf sea fronts' adjustments revealed by satellite IR imagery. Nature, 280, 5724, 648-651.
- SIMPSON J.H., EDELSTEN D.J., EDWARDS A., MORRIS N.C.G., TETT P.B. (1979) : The Islay front : Physical structure and phytoplankton distribution. Estuar. Coast. Mar. Sci. 9, 713-726.
- SIMPSON J.H. (1981) : The shelf sea fronts : implications of their existence and behaviour. Phil. Trans. R. Soc. Lond. A 302, 531-546.
- SIMPSON J.H., BOWERS D. (1981) : Models of stratification and frontal movement in shelf seas. Deep sea Res., 28 A, 7, 727-738.
- STIGEBRANT A. (1981) : Cross thermocline flow on continental shelves and the locations of shelf fronts. Elsevier Oceanography Series 32, ed. J.N. NIHOUL.
- TAYLOR G.I. (1954) : The dispersion of matter in turbulent flow through a pipe. Proc. R. Soc. London Sér., A 223, 446-468.
- YOUNG W.R., RHINES P.B., GARRETT C.J.R. (1982) : Shear flow dispersion, internal waves and horizontal mixing in the ocean. J. of Phys. Ocean., 12, N° 6, 515-527.
- ZIMMERMAN J.T.F. (1976) : Mixing and flushing of tidal embagments in the western dutch wadden sea. Part II : Analysis of mixing processes. Neth. J. Sea. Res., 10, 397-439.

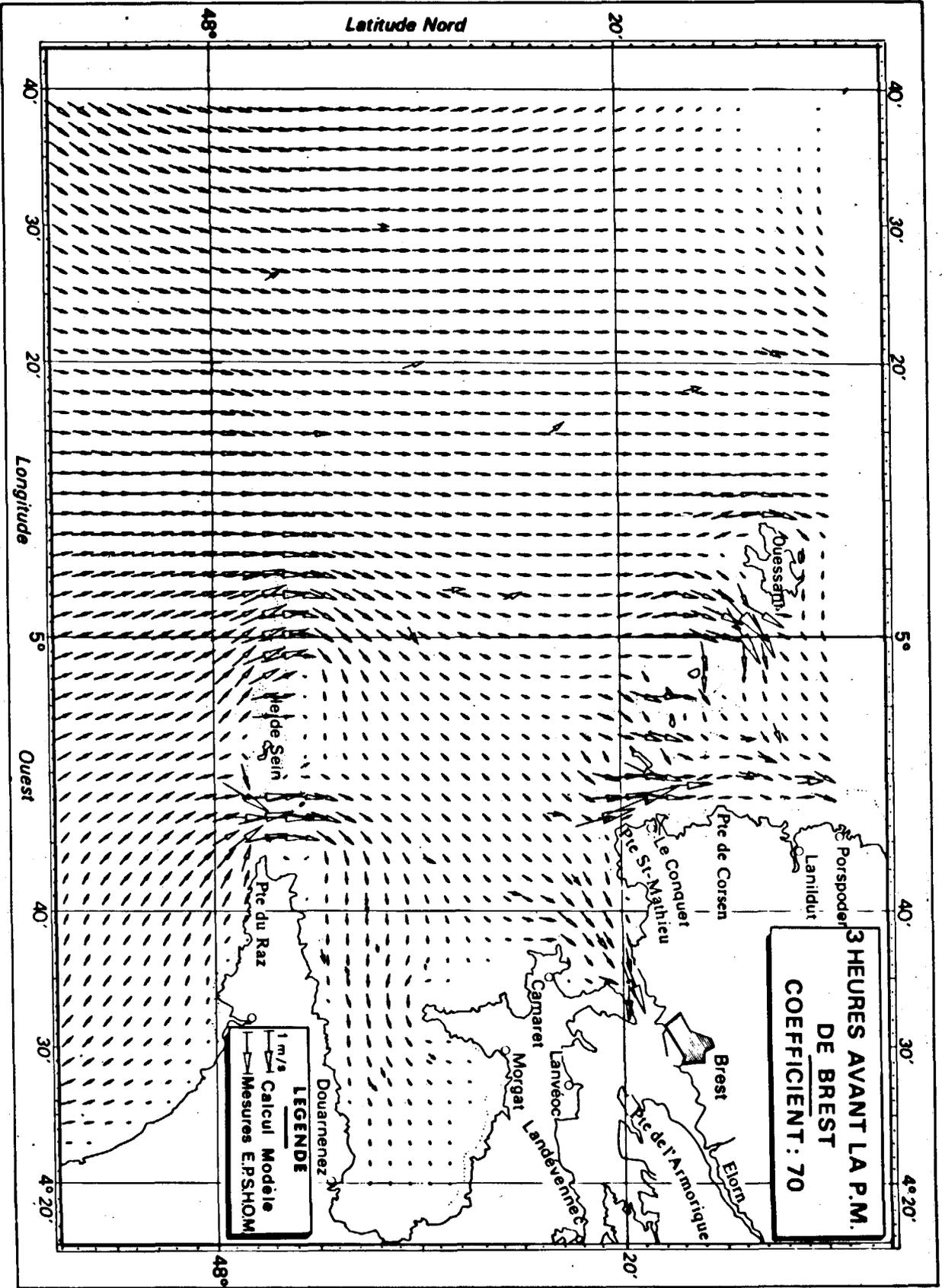
ANNEXE IV

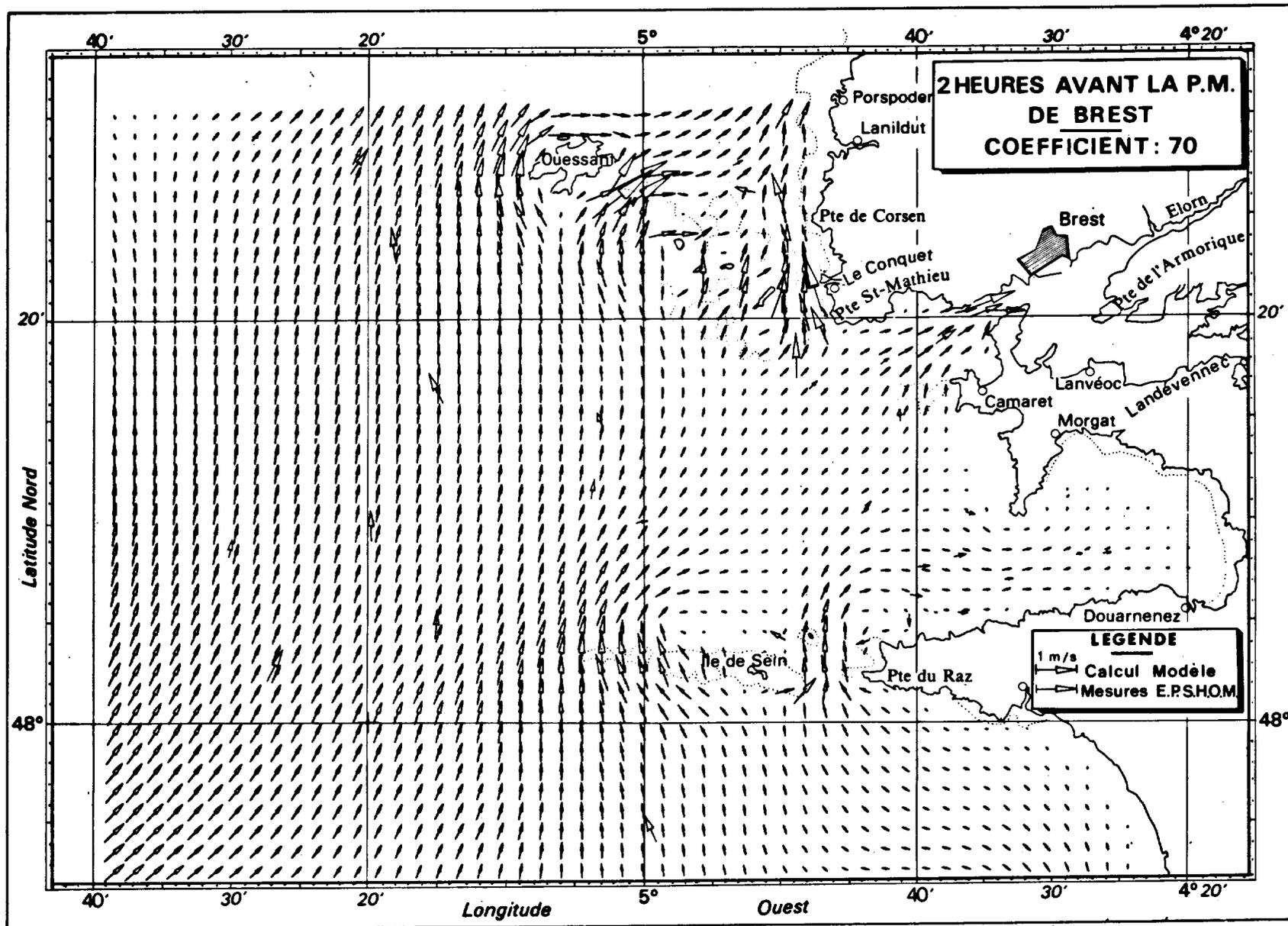
Comparaison entre les courants calculés par le modèle et
les courants de surface mesurés par l'E.P.S.H.O.M.

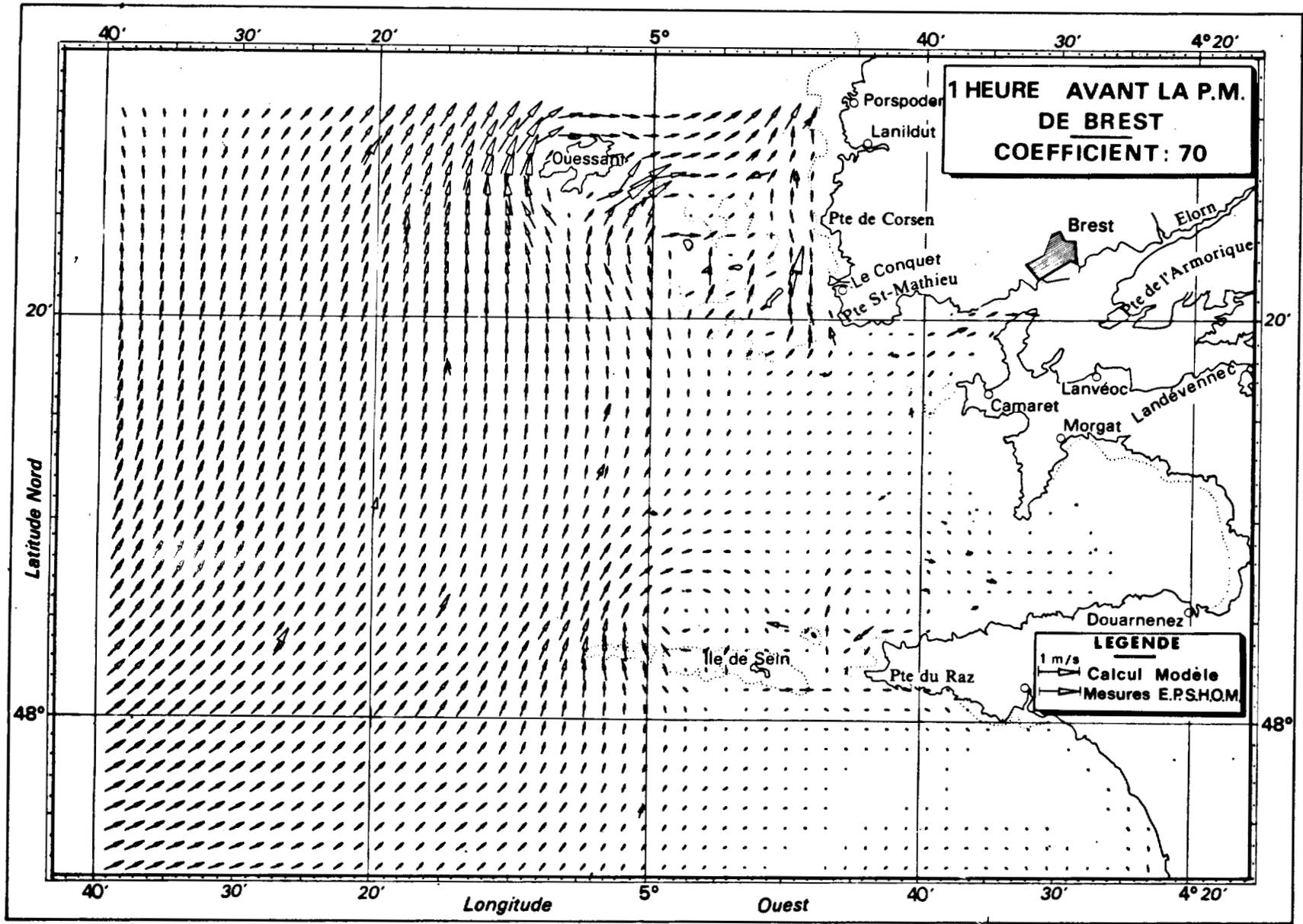


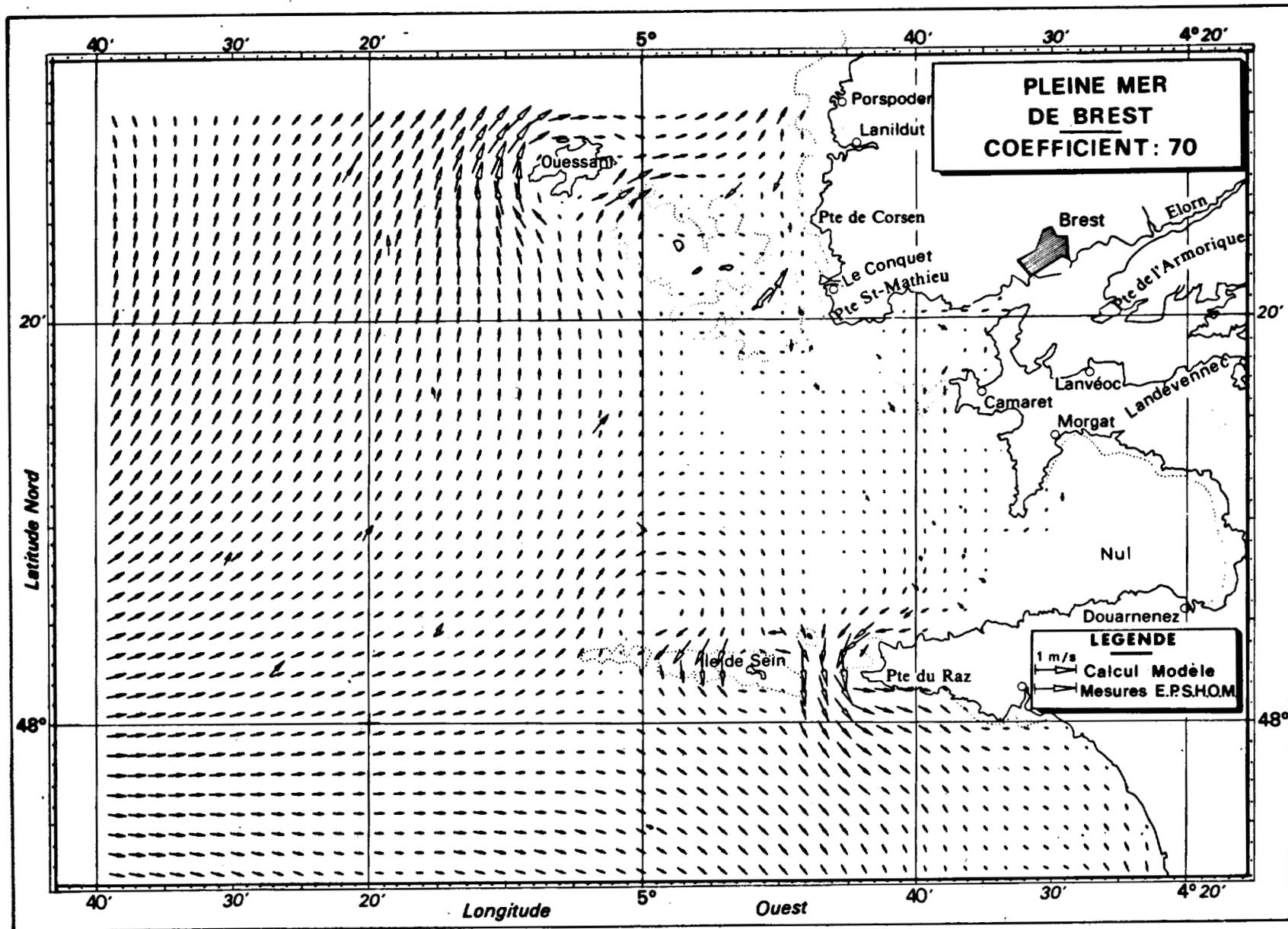


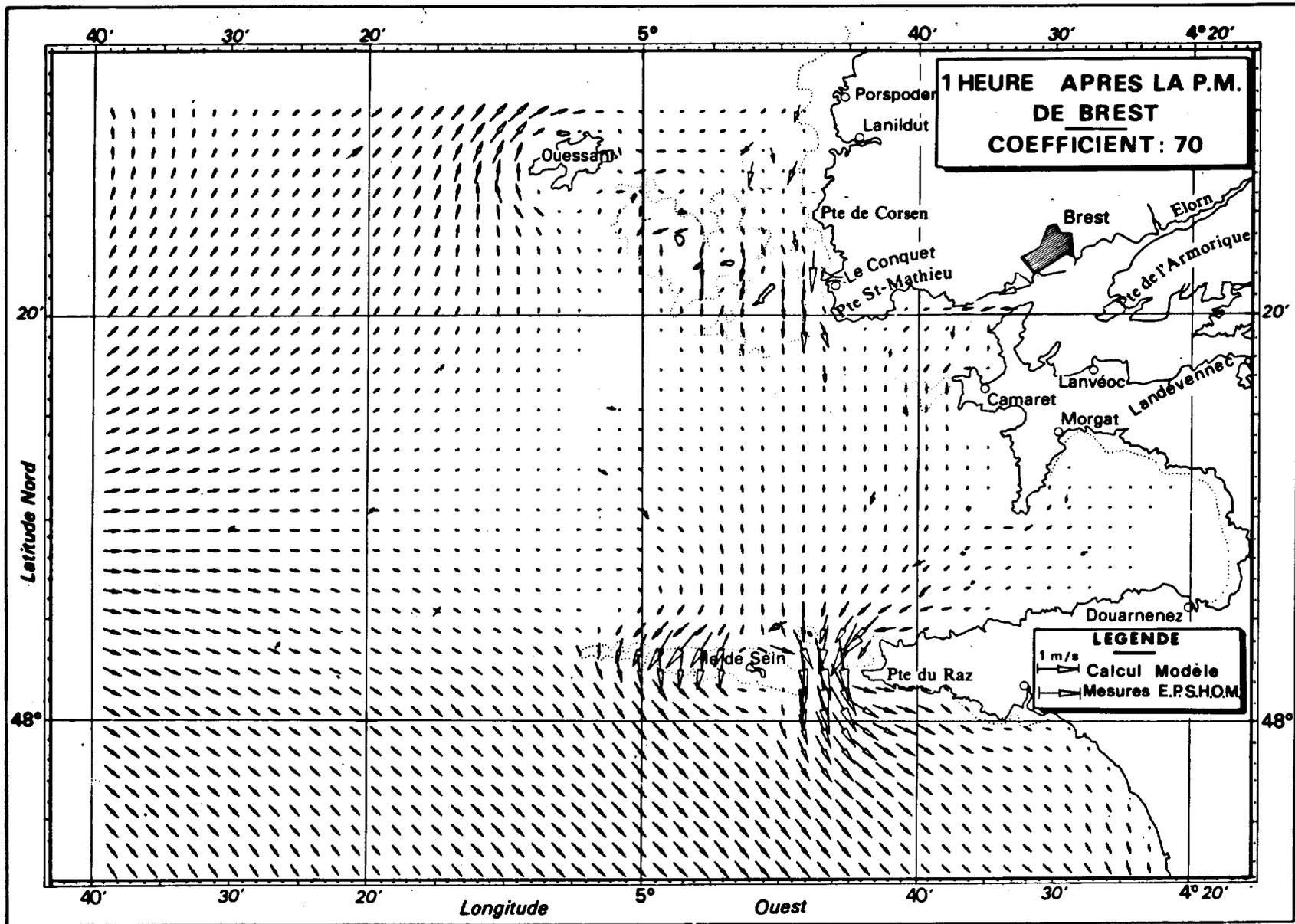


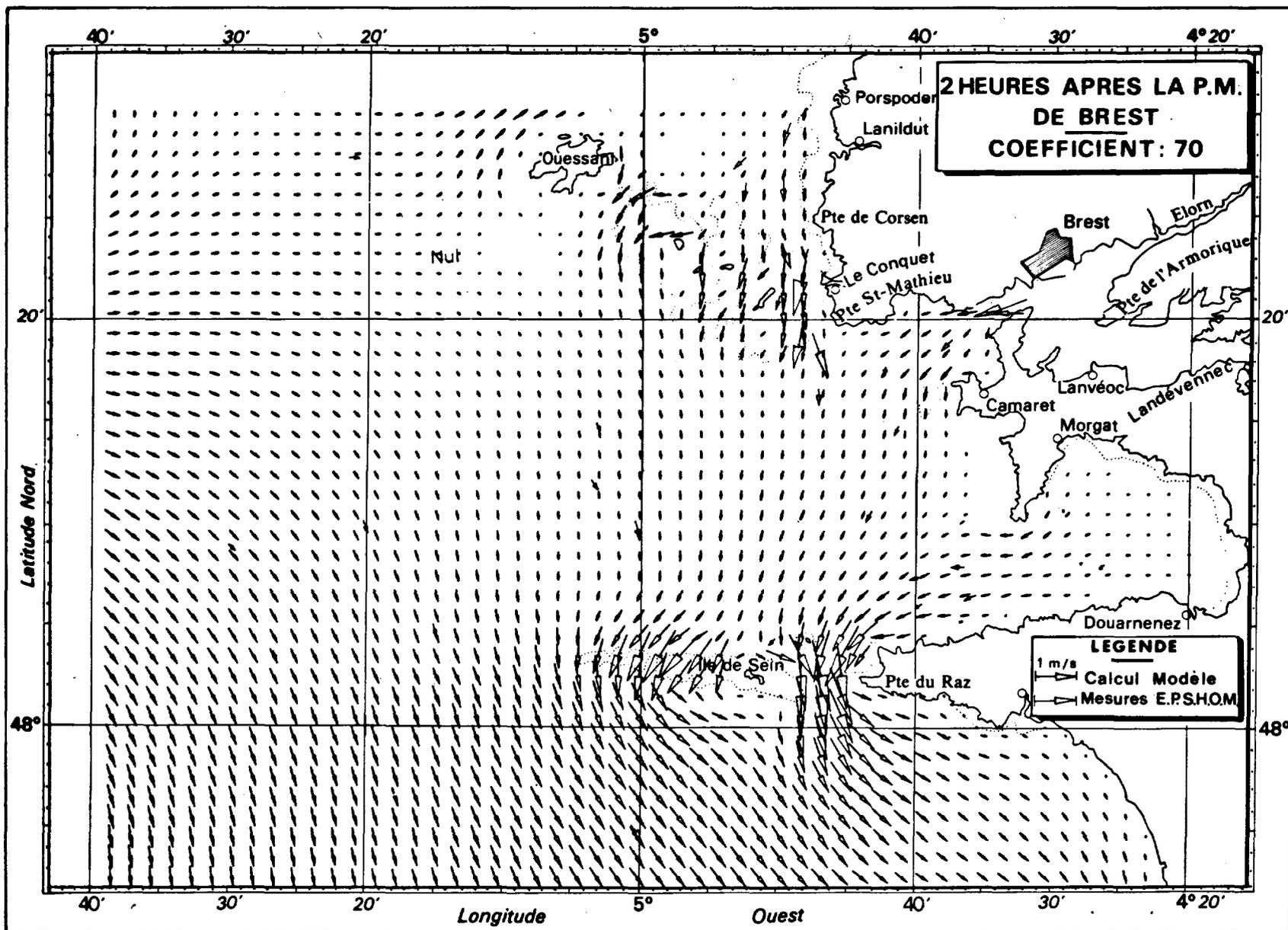


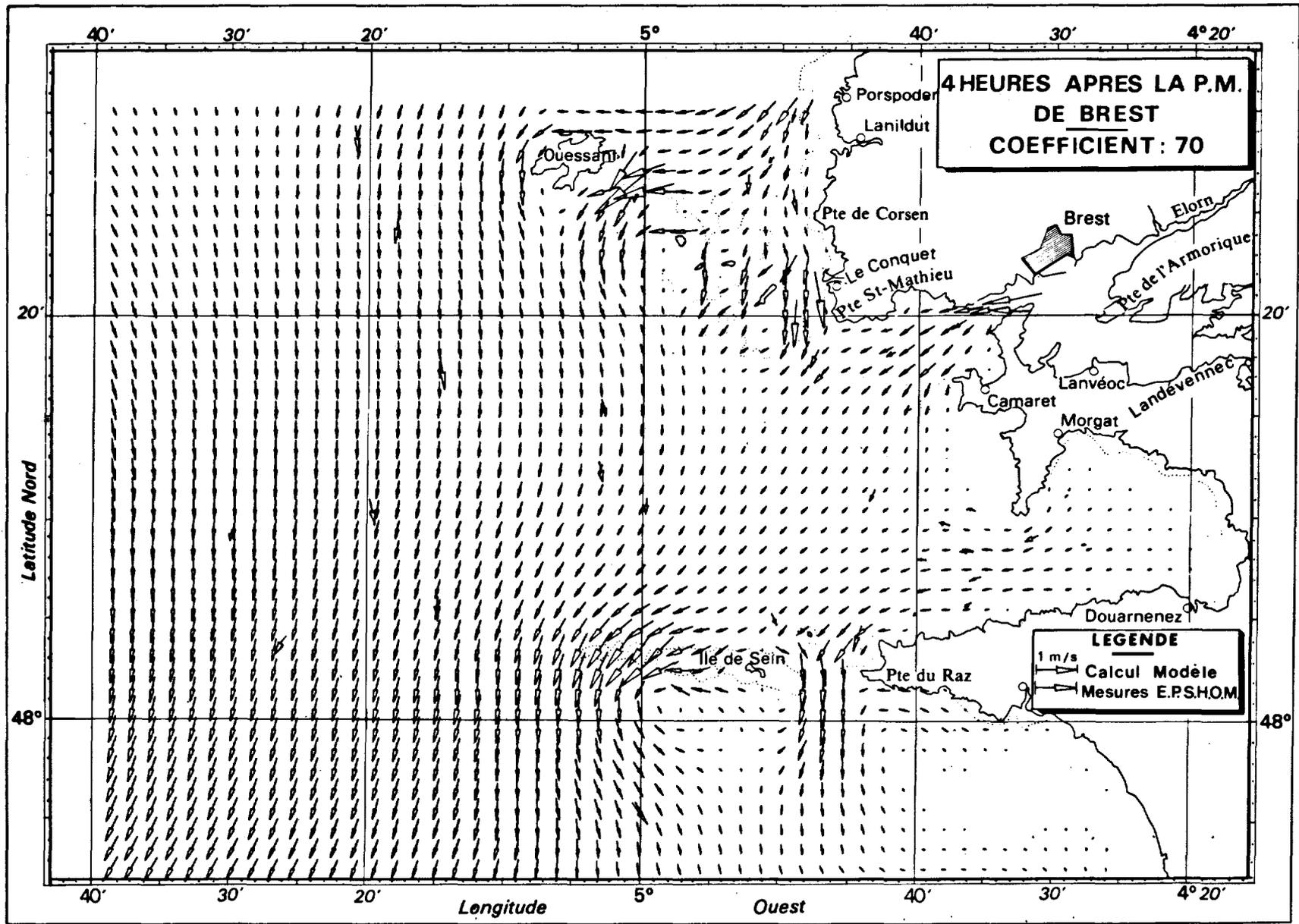


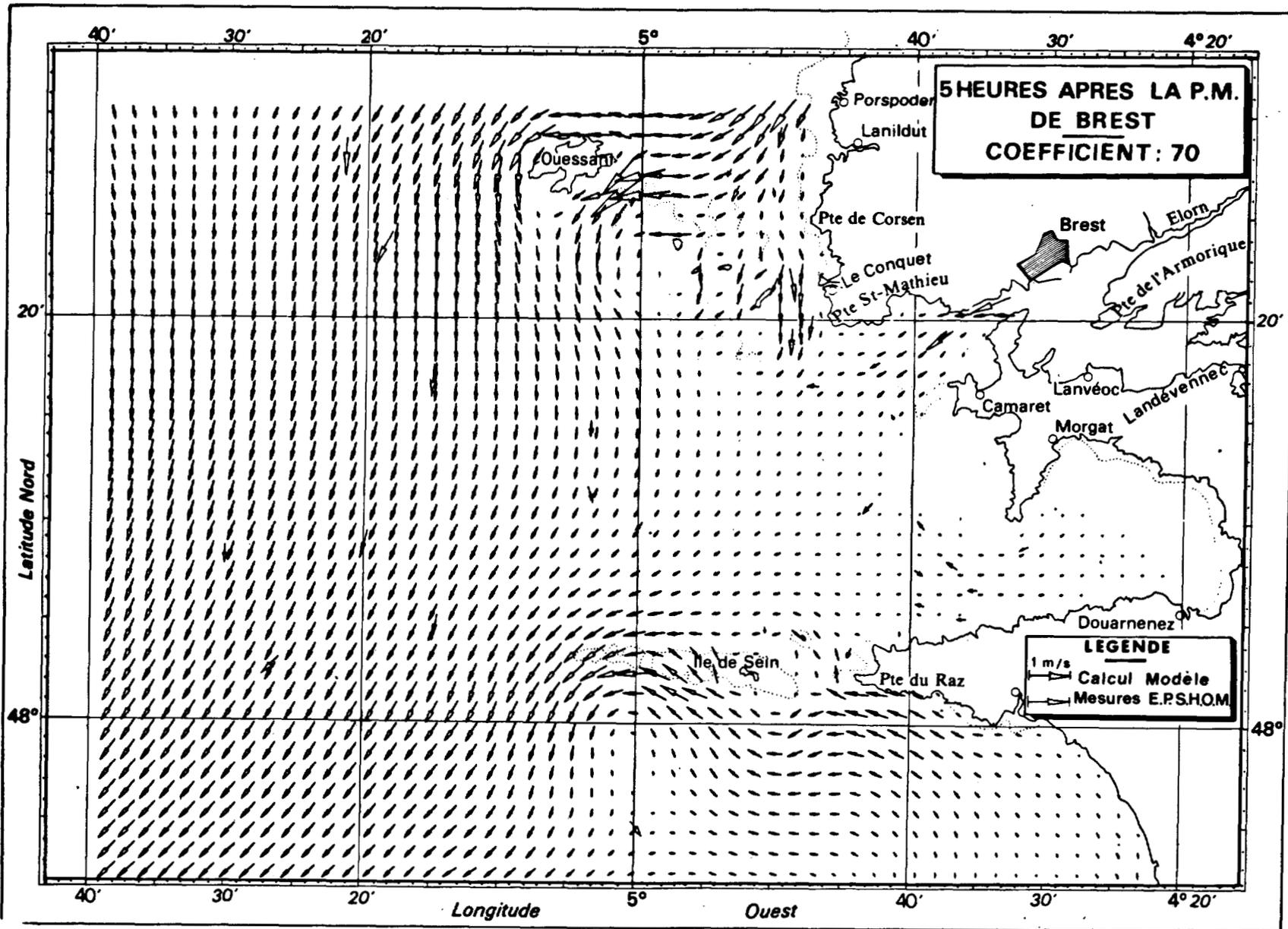


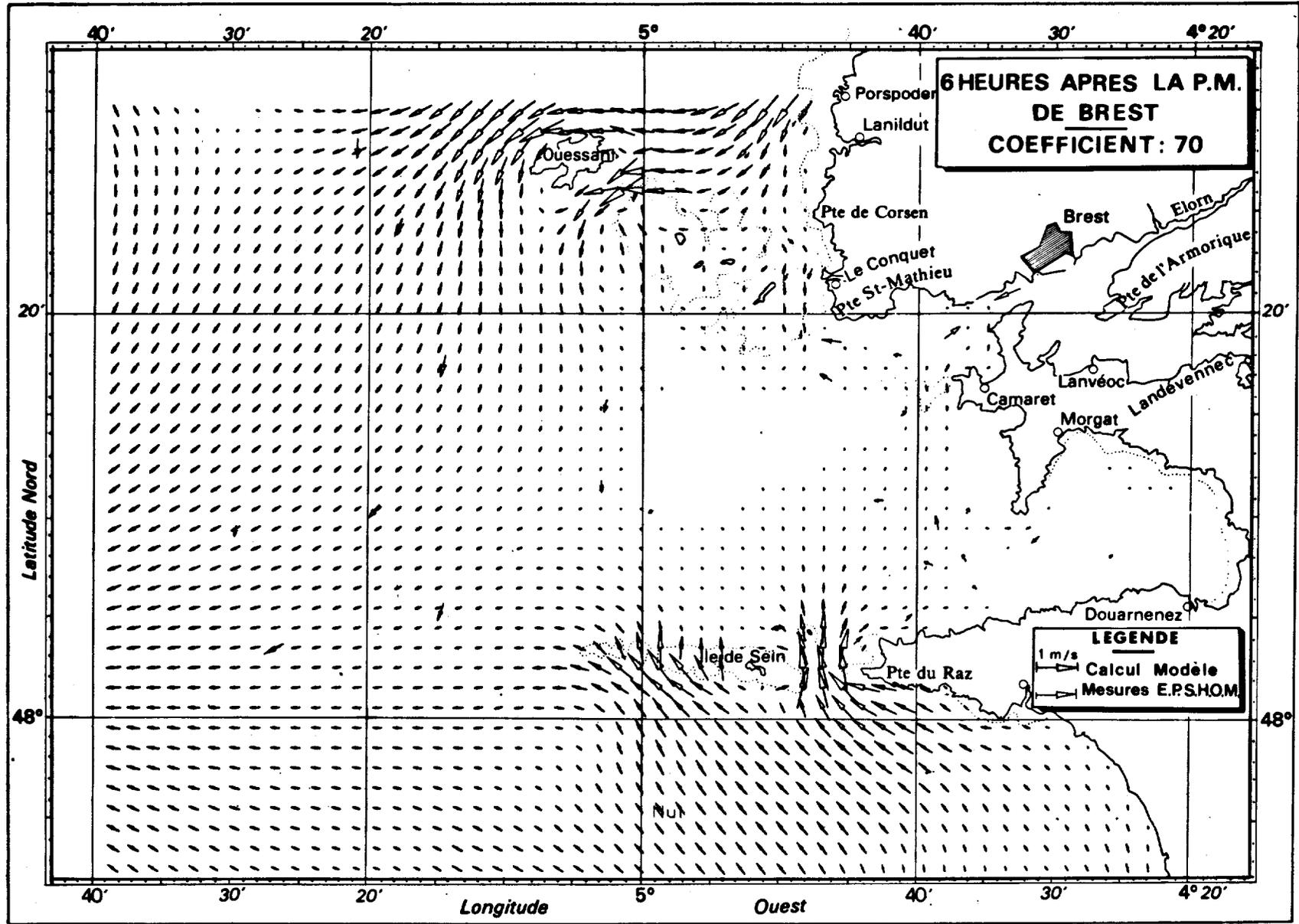












CONCLUSION

Dans ce dernier chapitre, nous récapitulons l'ensemble des résultats acquis au cours de ce travail de cinq années concernant l'importance des échanges atmosphériques sur l'évolution de la structure thermique de la couche superficielle de l'océan.

Tout d'abord, la démarche générale suivie tout au long de ce travail sera brièvement rappelée. On a déjà dit que cette méthode accorde une part importante aux mesures à la mer qui sont indispensables mais qui, rappelons le, prennent un temps considérable entre la préparation, l'exécution et le dépouillement des données. Les résultats obtenus à l'aide des confrontations entre les simulations numériques et l'évolution des couches marines et des mesures *in situ* réalisées dans des zones du large seront ensuite examinés et discutés.

On a vu que, dans les mers à marée, les processus unidimensionnels résultent cette fois non seulement des échanges à l'interface air - mer, mais également de l'intensité des courants. Nous discuterons donc en particulier un certain nombre de problèmes liés à l'évaluation des courants de marée d'une part et à la confrontation avec les mesures *in situ* en Mer d'Iroise, d'autre part. Ce travail a montré l'importance des effets locaux pour la mise en place de la structure thermique dans l'océan et en Mer d'Iroise en particulier.

Puis nous avons essayé de préciser les limites d'une étude unidimensionnelle. Nous rappellerons rapidement les principaux effets des processus bi et tridimensionnels que nous avons considérés. Cette analyse des limites d'une étude dimensionnelle est tout à fait succincte, mais elle annonce cependant un développement intéressant qui devrait constituer la prolongation du travail présenté dans ce mémoire. Cette continuation est déjà amorcée dans le cadre de l'étude pluridisciplinaire menée au sein du G.R.E.P.M.A.* qui regroupe des chimistes, des biochimistes et des biologistes travaillant sur les écosystèmes pélagiques dans la Manche et l'Atlantique.

*G.R.E.P.M.A. : Groupe Régional d'Etude Pélagique Manche Atlantique.

I. RAPPEL DE LA DEMARCHE GENERALE ET PROBLEMES LIES AUX MESURES

Les modèles de simulation numérique ont pour but de résoudre des équations traduisant certains processus physiques rencontrés dans la nature. Pour un problème donné (dans notre cas, l'évolution de la structure thermique des couches superficielles de l'océan), il faut à priori évaluer quels processus physiques sont déterminants pour répondre à la question posée. Pour cette évaluation, il nous semble indispensable de procéder à une analyse détaillée des résultats des campagnes à la mer. Puis, pour tester les simulations numériques, il faut s'assurer que les hypothèses restrictives avec lesquelles elles ont été conçues soient respectées et enfin les valider par une confrontation entre les résultats numériques et mesures *in situ*. Ce n'est qu'à ces conditions qu'un modèle numérique peut prétendre répondre à un problème posé.

Nous avons essayé de maintenir cet état d'esprit tout au long de cette étude en partageant notre temps entre les simulations numériques et le travail en mer. C'est la raison pour laquelle, les résultats des campagnes à la mer tiennent une part importante dans ce mémoire. Ceci nous a permis, entre autre, de montrer que la technologie et la méthodologie des mesures à la mer avaient besoin d'être grandement affinées. Ainsi, nous avons pu mettre en évidence l'importance de la protection du rayonnement solaire des capteurs de mesures de la température de surface de la mer (LE TAREAU et al., 1979). Nous ne parlerons pas des détails liés à la technologie de mouillage bien que certains posent encore des problèmes en particulier leur signalisation en surface. Il nous semble toutefois important d'insister sur le problème des variations d'inclinaison du mouillage dans les zones à forts courants (par exemple la Mer d'Iroise). A notre connaissance, il n'existe que très peu d'études consacrées à ce sujet (BERTEAUX, 1976). Or, cette question peut avoir une importance non négligeable pour l'analyse des résultats à la mer : Imaginons par exemple, une thermistance immergée juste au-dessus de la thermocline sur un mouillage situé dans une zone à fort courant de marée, la variation d'inclinaison du mouillage va suivre une période de 12 h 30 liée à la marée qui va entraîner une variation similaire sur l'immersion de la thermistance. Le signal de réponse de celle-ci montrera une variation de la température suivant le cycle de marée que l'on pourra assimiler au passage d'une onde interne de même période. De même, le principe de mesures du courant Eulérien à l'aide de courantomètres avec rotor

de Savonius comporte de nombreuses sources d'imprécision et le développement récent des mesures de profil vertical de courant basé sur l'effet Doppler à partir d'un appareil posé sur le fond, offre de nouvelles perspectives. En complément de cette mesure, il apparaît tout à fait important de systématiser des mesures de courant Lagrangien qui ont déjà donné des résultats, notamment pour l'étude des tourbillons dans l'Atlantique Nord-Est (MADELAIN et KERUT, 1978). Le principe est de laisser dériver des bouées et de les localiser par un système de positionnement. Si la localisation des bouées au large est assurée par le système Argos, ce dernier n'assure pas un positionnement assez fréquent pour des bouées dérivantes en Mer d'Iroise. Actuellement, un tel système de positionnement dans les mers littorales est à l'étude. Enfin, l'ensemble des campagnes à la mer effectuées dans le cadre de ce travail a mis en évidence de manière cruciale, le manque de précision dans l'évaluation des différents termes du bilan énergétique à l'interface air - mer. Cette lacune est liée à l'emploi des formules semi-empiriques d'une part, et à la mesure en mer des paramètres météorologiques de routine, d'autre part. Une meilleure détermination des échanges à l'interface air - mer est à notre avis une condition essentielle (avant l'amélioration de modèles numériques) pour les études futures sur l'évolution des couches superficielles de l'océan. Il n'est peut-être pas vain d'espérer, dans les prochaines années, que les données satellitaires contribueront à cette amélioration. Enfin, nous avons mis en évidence le manque crucial de mesures permettant d'évaluer les différents phénomènes d'advection.

II. RESULTATS OBTENUS A L'AIDE DES CONFRONTATIONS ENTRE LES SIMULATIONS NUMERIQUES DE L'EVOLUTION DES COUCHES MARINES SUPERFICIELLES ET DES MESURES IN SITU REALISEES AU LARGE

Nous avons précisé au chapitre I, de quelle façon les deux types de modèles (modèle à grille et modèle intégral) servant à simuler l'évolution de la couche superficielle de l'océan résultaient des équations générales de la turbulence. Au chapitre II, nous avons pu d'une part comparer ces modèles entre eux, et d'autre part les tester en les confrontant avec les mesures *in situ* réalisées au cours des campagnes ATOCE et THERMOCLINE 77.

Sur le plan de l'interprétation des processus physiques, nous mettons en évidence que le mode de production d'Energie Cinétique Turbulente par

convection pénétrante est insuffisant à lui seul pour rendre compte de l'approfondissement observé de la thermocline. Par contre, les modes de production par action du vent sur les vagues ou par instabilité dynamique peuvent être considérés seuls et donnent dans certains cas des simulations équivalentes. L'impossibilité de privilégier l'un de ces deux modes provient dans le cas de la campagne ATOCE de la durée trop brève des deux coups de vent, et dans le cas de la campagne THERMOCLINE 77, de l'invariabilité de l'épaisseur moyenne de la couche homogène. Ce processus de non approfondissement avec refroidissement revêt une certaine importance car il a lieu avec des vents forts. Il met en évidence d'une part l'influence des pertes thermiques à l'interface air - mer dans la disparition de la couche homogène et d'autre part, l'existence d'un seuil qui peut s'exprimer en fonction du nombre de Richardson dans le développement de la turbulence.

A l'utilisateur des modèles de prévision de la couche superficielle de l'océan, nous pensons apporter un certain nombre de renseignements. Le modèle intégral NIILER-KRAUS et le modèle à grille MELLOR-DURBIN produisent la même simulation lorsque le premier est utilisé en mode de production de l'énergie cinétique turbulente par instabilité dynamique avec ($m = 0$, $s = 0,35$, $n = 0$). En période printanière de formation de la couche homogène, le modèle NIILER-KRAUS avec ($m = 6.10^{-4}$, $s = 0$, $n = 0$) ou ($m = 0$, $s = 0,4$, $n = 0$) et le modèle MELLOR-DURBIN, fournissent des simulations très proches de la réalité. Par contre, en période automnale, avec une couche homogène bien formée, le modèle NIILER-KRAUS doit être utilisé avec des valeurs nulles des paramètres (m , n , s), tandis que l'on doit utiliser avec précaution le modèle MELLOR-DURBIN, car il donne un approfondissement qui n'apparaît pas dans les mesures de THERMOCLINE 77. Le changement des valeurs de paramètres du modèle NIILER-KRAUS selon les conditions initiales de structure thermique et aux limites d'échanges thermiques, peut être évité si on utilise ce modèle avec le fonctionnement instabilité dynamique ($m = 0$, $s = 0,5$, $n = 0$) et en rendant l'approfondissement dépendant d'un nombre de Richardson interfacial. Néanmoins, cette proposition demande à être confirmée avec d'autres mesures *in situ*.

III. EVALUATION DES COURANTS DE MAREE EN MER D'IROISE

Le problème était de déterminer le courant de marée en Mer d'Iroise avec une échelle spatio-temporelle suffisamment fine ($\Delta x = \Delta y = 1$ mille,

$\Delta t = 2'$) pour être utilisable aux autres études pluridisciplinaires dont cette mer est l'objet. Nous avons repris un modèle numérique basé sur une technique implicite dite en direction alternée de LEENDERTSE (1970) et appliqué par SALOMON (1981) sur l'estuaire de la Seine. Notre apport ne se situe pas au niveau de la technique des modèles numériques, qui pour ce problème particulier est désormais au point, mais plutôt dans le soin apporté à la validation de ce modèle. Nous avons montré notamment que la capacité de ce modèle à reproduire la réalité dépendait essentiellement des conditions aux limites extérieures du domaine portant sur les niveaux de hauteur d'eau. On peut regretter à ce propos l'insuffisance de mesures de marée au large. De même, les courants résiduels susceptibles d'être calculés à partir de ces modèles dépendent directement de la connaissance du plan des niveaux moyens, que nous avons supposé horizontal faute d'autres précisions. Malgré ces inconvénients, nous sommes arrivés à étalonner le modèle en comparant, en certains endroits de référence, les niveaux de marée calculés par le modèle et prédits par analyse harmonique. L'accord paraît tout à fait satisfaisant. Il en est de même pour les courants calculés et mesurés bien qu'il convienne de souligner la différence de nature de ces types d'information : la mesure est ponctuelle alors que le calcul effectue une moyenne sur le temps et sur l'espace. Les unes comportent des erreurs expérimentales, les autres sont parfaitement cohérentes mais reflètent la schématisation d'une partie des processus physiques existant dans la mesure.

Enfin, le calcul des courants résiduels Eulériens montre des différences importantes d'une zone à l'autre de la Mer d'Iroise, qui sont essentiellement liées à la topographie du domaine d'étude. Ces gradients de courant doivent avoir un effet important sur l'ensemble des phénomènes océanographiques de la zone.

IV. SIMULATION NUMERIQUE DE LA FORMATION DE LA STRUCTURE THERMIQUE EN MER D'IROISE

Avec les résultats acquis lors de la simulation numérique de l'évolution des couches superficielles de l'océan, nous avons cherché à démontrer que la mise en place de la structure thermique en Mer d'Iroise résultait de processus locaux que sont d'une part les échanges énergétiques à l'interface air - mer et d'autre part la production d'Energie Cinétique Turbulente engendrée par le frottement du courant de marée sur le fond.

A partir d'un modèle intégral (type NIILER-KRAUS) nous avons élaboré un modèle unidimensionnel instationnaire en y incluant les effets de frottement du courant de marée sur le fond. Nous avons montré, qu'en période printanière, l'évolution de la structure thermique de la couche homogène de surface pouvait être simulée avec ($m = 6.10^{-4}$, $s = 0$, $n = 0$). Ce sont ces valeurs que nous avons utilisées. Ne pouvant pas calculer le gradient vertical de courant de marée, nous avons choisi d'évaluer la production - dissipation de l'E.C.T. créée par le frottement du courant de marée sur le fond en fonction du courant de marée intégré de la surface au fond et d'un coefficient $mf = 120.10^{-4}$. Ainsi, en partant d'une situation thermique existante au 1er avril 1980, nous montrons la mise en place progressive des zones frontales en Mer d'Iroise, jusqu'à la fin du mois de juin. Le pas d'espace est de 2 Milles et le pas de temps d'une heure.

En analysant les évolutions des températures de surface et de fond calculées par le modèle, en un point précis, nous mettons en évidence un ensemble de conditions favorables (liées au cycle vive eau - morte eau) à la formation de blooms printaniers. Ce résultat demande à être confirmé par les paramètres biologiques. Par ailleurs, les résultats numériques, confirmés par les données satellites, montrent la formation de deux zones frontales autour de l'île d'Ouessant et de la chaussée de Sein. Or, les travaux antérieurs sur le front thermique de Mer d'Iroise (RAILLARD, 1975 ; DECHAMBENOY et al., 1977) faisaient apparaître une zone frontale orientée Nord-Sud de l'île d'Ouessant à la chaussée de Sein. Ce résultat met en évidence la prépondérance des effets locaux sur la mise en place des systèmes frontaux des mers à marée. Enfin, cette forme de la structure frontale nous permet d'expliquer le passage, suivant un cycle semi-diurne, d'une zone stratifiée à une zone homogène au point B de la campagne DYNATLANT 80. Nous montrons de plus qu'avec la conjonction de conditions météorologiques favorables et de courant de marée intense, il peut se former des taches d'eau froide au Sud-Ouest de la chaussée de Sein, taches que l'on retrouve sur les données satellites.

La confrontation entre les simulations numériques et les mesures de la campagne DYNATLANT 80 révèle un accord tout à fait satisfaisant et montre bien la prédominance des processus locaux dans l'établissement des fronts thermiques des mers à marée.

V. LIMITES D'UNE ETUDE UNIDIMENSIONNELLE

L'ensemble de ce travail est basé sur l'hypothèse de la prépondérance des processus unidimensionnels dans l'évolution de la structure thermique des couches marines superficielles. Néanmoins, nous avons cherché à cerner les limites d'une telle étude en analysant de manière qualitative l'influence des processus bi et tridimensionnels.

Pour l'évolution de la structure thermique au large, il apparaît que si l'échelle de temps associée à l'effet des processus unidimensionnels est très courte, l'effet des autres processus sera faible. C'est ce qui se passe généralement au printemps où la stratification thermique n'est ni profonde, ni très marquée et peut donc évoluer très vite. Par contre, à une échelle de temps bien supérieure, les phénomènes d'advection horizontale et verticale, peuvent modifier l'épaisseur de la couche homogène et le gradient thermique au sein de la thermocline. De même, la variation horizontale de l'épaisseur de la couche homogène peut avoir un effet non négligeable sur le cisaillement du courant moyen et donc modifier l'évolution de la structure thermique. On voit donc pratiquement, que pour quantifier les effets d'advection il faudrait mesurer l'évolution des structures de densité et de courant dans les trois dimensions.

Nous avons analysé par ailleurs l'importance des effets bi et tridimensionnels sur la mise en place de la structure thermique en Mer d'Iroise.

La dispersion horizontale semble n'avoir qu'un effet secondaire dans l'évolution des fronts thermiques. Quant aux effets induits par l'advection, tout se passe comme si le mouvement principal des masses d'eaux était toujours orienté parallèlement aux zones frontales. Ceci est dû aux courants résiduels orientés Nord-Sud et à la présence d'un flux géostrophique parallèle aux isothermes, engendré par les gradients thermiques horizontaux. L'ensemble de ces phénomènes est particulièrement visible sur les mesures réalisées lors des campagnes DYNATLANT 80 et SATIR-DYNATLANT 82. Ainsi, l'ensemble des observations tend à prouver qu'en période printanière, les processus bi et tridimensionnels ont des effets négligeables par rapport aux processus unidimensionnels.

Néanmoins, vu la complexité de la structure tridimensionnelle des courants en Mer d'Iroise, cette étude demanderait à être approfondie notamment à l'aide de mesures de suivis Lagrangiens beaucoup plus nombreuses, qui seules pourraient rendre compte des termes d'advection.