

Couche océanique superficielle
Observation et simulation
Nombre de Richardson

Oceanic upper layer
Observation and simulation
Richardson's number

Observation et simulation de l'évolution de la couche superficielle de l'océan

J. P. Le Saos, V. Mariette

Laboratoire d'Océanographie Physique, Faculté des Sciences et Techniques, Université de Bretagne Occidentale, 29283 Brest Cedex.

Reçu le 23/9/80, révisé le 15/12/80, accepté le 23/12/80.

RÉSUMÉ

Deux simulations obtenues par deux types de modèles unidimensionnels instationnaires de l'évolution de la couche superficielle de l'océan, l'un du type intégral (Niiler-Kraus, 1977), l'autre du type modèle à grille (Mellor-Durbin, 1975) sont comparées et confrontées avec des mesures *in situ* obtenues au printemps et en automne. On en déduit l'équivalence entre le modèle intégral en mode instabilité dynamique et le modèle à grille. La campagne de printemps est correctement simulée par les deux modèles, tandis que l'absence d'approfondissement constatée lors de la campagne d'automne n'est pas rendue par le modèle Mellor et Durbin, et oblige à utiliser des valeurs nulles pour les coefficients m , n , s du modèle Niiler et Kraus. Cependant, on montre qu'on peut simuler les deux campagnes avec les mêmes valeurs de coefficient du modèle Niiler-Kraus, à condition de rendre l'approfondissement dépendant d'un nombre de Richardson interfacial.

Oceanol. Acta, 1981, 4, 2, 117-128.

ABSTRACT

Observation and simulation of the evolution
of the oceanic upper layer

The evolution of the oceanic upper layer is simulated by means of two different one-dimensional unsteady models, the first a mixed layer model (Niiler-Kraus, 1977), the second a grid layer model (Mellor-Durbin, 1975). The results obtained from these two simulations are initially compared with each other, and then with data from spring and autumn cruises. The two models give equivalent results when the unstable dynamic mode is applied to the Niiler-Kraus model. The spring cruise is correctly simulated by both models, whereas the absence of the deepening of the mixed layer observed during the autumn cruise is not reflected in the Mellor-Durbin model; this makes it necessary to apply zero values to the coefficients m , n and s of the Niiler-Kraus model. On the other hand, the two cruises can be well simulated with the same coefficient values of the Niiler-Kraus model, provided that the deepening of the mixed layer is expressed in function of an interfacial Richardson's number.

Oceanol. Acta, 1981, 4, 2, 117-128.

INTRODUCTION

Depuis quelques années, les biologistes se sont rendus compte que s'ils voulaient mieux comprendre le développement de la population phytoplanctonique et

donc zooplanctonique, dans la couche superficielle de l'océan, et ainsi espérer prévoir les migrations des poissons planctonophages (sardines, maquereaux, ...) il leur était nécessaire d'avoir une bonne connaissance de l'évolution de la structure thermique dans les zones à fort

gradient thermique comme la thermocline et les fronts. Cette connaissance peut leur être apportée de façon simple pour la thermocline avec l'aide de modèles unidimensionnels instationnaires. Bien que l'hypothèse unidimensionnelle semble restrictive, les études de Camp et Elsberry (1978) montrent qu'effectivement les conditions météorologiques locales jouent un rôle déterminant sur l'évolution saisonnière de la thermocline. De plus, ce type de modèle peut être utilisé dans le cadre de modèles multidimensionnels nécessaires à l'étude des fronts. Cependant, l'utilisateur biologiste se heurte au problème du choix du modèle et de la validité de son utilisation, car il en existe un grand nombre, pas moins d'une vingtaine dans la récapitulation faite par Zilitinkevitch *et al.* (1979). Plutôt que d'élaborer un nouveau modèle, nous avons essayé de tester la validité de deux types de modèles par confrontation avec les mesures *in situ* effectuées par le Laboratoire d'Océanographie Physique de l'Université de Bretagne Occidentale (LOP-UBO) lors des campagnes Atoce (juin 1977) et Thermocline 77 (septembre-octobre 1977), qui présentent des conditions d'évolution de la structure thermique très différentes. Les deux modèles testés sont l'un le modèle de Niiler et Kraus (1977), que nous pouvons considérer comme une synthèse des modèles dits « intégraux », l'autre est celui de Mellor et Durbin (1975), caractéristique de la famille des modèles dits « à hypothèses de fermetures locales » ou encore « modèle à grille ».

ÉQUATIONS THÉORIQUES DES DEUX MODÈLES

Les deux modèles étudiés sont unidimensionnels et admettent comme équations de base communes celles de l'océan homogène horizontalement en utilisant l'approximation de Boussinesq avec la décomposition de Reynolds de chaque variable X en la somme d'une valeur moyenne \bar{X} et d'une valeur fluctuante x' de moyenne nulle. Dans un repère orthonormé avec OX vers l'Est, OY vers le Nord et Oz verticale ascendante, les équations locales moyennes de la quantité de mouvement et de l'enthalpie s'écrivent en comptant positivement les flux turbulents dirigés vers le haut (Coantic, 1978):

$$\left\{ \begin{aligned} \rho_0 \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} - f \bar{V} \right) &= - \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 \overline{u'w'} - \mu \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \right), \\ \rho_0 \left(\frac{\partial \bar{V}}{\partial t} + f \bar{U} \right) &= - \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 \overline{v'w'} - \mu \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} \right), \\ \rho_0 C_p \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial t} &= - \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 C_p \overline{\Theta'w'} - \kappa \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z} + \bar{R}_z \right). \end{aligned} \right.$$

De plus, les flux turbulents de quantité de mouvement et d'enthalpie sont reliés entre eux par les équations aux moments du second ordre.

Modèle à couche homogène de Niiler-Kraus

Équations intégrées

Dans un modèle à couche homogène, on suppose *a priori* l'existence d'une couche superficielle d'épaisseur h , homogène en température et en courant avec discontinuité $\delta\bar{\Theta}$, $\delta\bar{U}$, $\delta\bar{V}$ au bas de cette couche. Cette hypothèse permet d'intégrer sans difficulté les équations de la quantité de mouvement, de l'enthalpie, de l'énergie cinétique turbulente (ECT) et de n'avoir ainsi à déterminer les flux turbulents qu'à la surface ($-\rho_0 \overline{u'w'} = \tau_x$; $-\rho_0 \overline{v'w'} = \tau_y$; $-\rho_0 C_p \overline{\Theta'w'} = -P$) et au bas de la couche en introduisant la vitesse d'entraînement

$$\begin{aligned} W_e (-\rho_0 \overline{u'w'}) &= \rho_0 W_e \delta\bar{U}; \\ -\rho_0 \overline{v'w'} &= \rho_0 W_e \delta\bar{V}; \\ -\rho_0 C_p \overline{\Theta'w'} &= \rho_0 C_p W_e \delta\bar{\Theta}. \end{aligned}$$

Les effets de la viscosité moléculaire sont alors négligés. D'où le système de quatre équations intégrées à quatre inconnues $\delta\bar{\Theta}$, $\delta\bar{U}$, $\delta\bar{V}$ et h :

$$\left\{ \begin{aligned} h \rho_0 \left(\frac{d\bar{U}}{dt} - f \bar{V} \right) &= \tau_x - \rho_0 W_e \delta\bar{U}, & (1) \\ h \rho_0 \left(\frac{d\bar{V}}{dt} + f \bar{U} \right) &= \tau_y - \rho_0 W_e \delta\bar{V}, & (2) \\ h \rho_0 C_p \frac{d\bar{\Theta}}{dt} &= -P - (R_s - R_{-h}) - \rho_0 C_p W_e \delta\bar{\Theta}, & (3) \\ 0 &= \rho_0 m u_*^3 + s \frac{\rho_0}{2} W_e (\delta\bar{U}^2 + \delta\bar{V}^2) \\ &\quad - \frac{g\alpha}{C_p} \frac{h}{4} [(1+n)P - (1-n)|P|] \\ &\quad - \frac{g\alpha}{C_p} \left[\frac{h}{2} (\bar{R}_s - \bar{R}_{-h}) - \int_{-h}^0 \bar{R}_z dz \right] \\ &\quad + \rho_0 g \alpha \frac{h}{2} W_e \delta\bar{\Theta}. & (4) \end{aligned} \right.$$

Les coefficients m , n , s sont introduits par Niiler-Kraus pour paramétriser la dissipation de l'ECT, qu'ils supposent proportionnelle aux trois sources de production de l'ECT. L'équation intégrée de l'ECT montre donc qu'il y a équilibre entre :

- A) bilan production-dissipation de l'ECT créée par l'action du vent sur les vagues et du cisaillement du courant près de la surface;
- B) bilan production-dissipation de l'ECT créée au bas de la couche par l'instabilité dynamique lors d'un approfondissement;
- C) bilan production-dissipation de l'ECT créée par convection lors d'un refroidissement à la surface ($P > 0$). Si il y a réchauffement ($P < 0$) on a consommation d'ECT comme dans le cas D;
- D) consommation d'ECT lors de la répartition dans la couche homogène du réchauffement par absorption solaire en fonction de la profondeur;

E) consommation d'ECT lors de la répartition dans la couche homogène des eaux froides sous-jacentes entraînées dans la couche lors d'un approfondissement.

Équation d'évolution de l'énergie potentielle

Dans les mêmes conditions aux limites de vent et d'échanges thermiques, deux modèles unidimensionnels donneront la même évolution du contenu thermique de la colonne d'eau de section unité de hauteur D , mais se différencieront par la répartition de ce contenu thermique le long de la colonne d'eau. On considère donc l'évolution de l'énergie potentielle E_p de la colonne d'eau, que nous pouvons définir en tenant compte de l'équation d'état simplifiée :

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha(\bar{\Theta} - \Theta_0)),$$

$$\frac{\partial E_p}{\partial t} = \rho_0 g \alpha \int_{-D}^0 z \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial t} dz.$$

Cette équation est résolue en intégrant l'équation locale de l'enthalpie une première fois de $z = z'$ à $z = 0$, et une seconde fois de $z' = -h$ à $z' = 0$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_p}{\partial t} &= \frac{g \alpha}{C_p} \int_{-D}^0 R_z dz + \frac{g \alpha h}{C_p 2} P \\ &+ \frac{g \alpha}{C_p} \left[\frac{h}{2} (\bar{R}_s - \bar{R}_{-h}) - \int_{-h}^0 \bar{R}_z dz \right] \\ &- \rho_0 g \alpha W_e \delta \bar{\Theta} h/2. \end{aligned}$$

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 ou une diminution) de l'énergie potentielle par travail des forces d'Archimède contre la turbulence.

L'expression du dernier terme $\rho_0 g \alpha W_e \delta \bar{\Theta} h/2$ est tirée de l'équation intégrée de l'ECT (4) et en remplaçant :

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_p}{\partial t} &= \frac{g \alpha}{C_p} \int_{-D}^0 \bar{R}_z dz + \rho_0 m u_*^3 \\ &+ s \frac{\rho_0}{2} W_e (\delta \bar{U}^2 + \delta \bar{V}^2) + \frac{g \alpha h}{C_p 4} (1-n) (P + |P|). \end{aligned}$$

Méthode de résolution numérique

La méthode utilisée est exposée en détail par Le Saos (1979). Elle est déduite des méthodes mises au point par Mariette (1977) et par Thompson (1976), qui sont basées sur la résolution de l'équation d'évolution de l'énergie potentielle. Pour déduire le profil thermique $\bar{\Theta}^*(z)$ à l'instant $t + \Delta t$ en fonction du profil $\bar{\Theta}(z)$ connu à l'instant t , on opère en trois étapes :

– détermination d'un profil fictif $\bar{\Theta}_1(z)$ à l'instant $t + \Delta t$ en ne tenant compte que de l'absorption du rayonnement solaire;

– en supposant $\bar{\Theta}_1(z)$ valable à l'instant t , détermination d'un deuxième profil fictif $\bar{\Theta}_2(z)$ à l'instant $t + \Delta t$ en tenant compte uniquement des échanges thermiques à la surface, P ;

– en supposant $\bar{\Theta}_2(z)$ valable à l'instant t , détermination du profil réel $\bar{\Theta}^*(z)$ à l'instant $t + \Delta t$ en tenant compte des accroissements d'énergie potentielle :

$$\begin{aligned} \frac{E_p^* - E_{p2}}{\Delta t} &= \rho_0 m u_*^3 + s \frac{\rho_0}{2} W_e (\delta \bar{U}^2 + \delta \bar{V}^2) \\ &- n \frac{g \alpha h}{C_p 4} (P + |P|). \end{aligned}$$

La détermination de $\bar{\Theta}^*(z)$ se réduit en fait à celles de l'épaisseur h^* et de la température $\bar{\Theta}_s^*$ 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 : 1 m, et en cherchant quelle valeur de h^* vérifie l'équation d'évolution de l'énergie potentielle. Il faut remarquer que l'on doit simultanément déterminer les composantes du courant dans la couche homogène pour pouvoir calculer le terme $s(\rho_0/2) W_e (\delta \bar{U}^2 + \delta \bar{V}^2)$.

Modèle Mellor-Durbin

Principes du modèle

Les équations de ce modèle sont les équations locales de l'océan homogène horizontalement. Mais comme l'existence d'une couche superficielle homogène n'est pas supposée *a priori*, il faut définir à chaque niveau de profondeur, les valeurs des flux turbulents de chaleur et de quantité de mouvement.

$$\overline{\Theta' w'} = -K_H \frac{\delta \bar{\Theta}}{\delta z}, \quad \overline{u' w'} = -K_M \frac{\partial \bar{U}}{\partial z},$$

$$\overline{v' w'} = -K_M \frac{\partial \bar{V}}{\partial z}.$$

Les coefficients de diffusion turbulente K_H et K_M ne sont pas constants, mais dépendent du nombre de Richardson de flux R_f par l'intermédiaire de fonction de stabilité. Ces fonctions sont supposées nulles si R_f est supérieur à la valeur critique 0,21 ce qui, en général, revient à admettre que la turbulence ne peut se développer s'il existe un trop fort gradient de température.

Il faut aussi noter que Mellor et Durbin supposent qu'il n'y a pas transport de l'ECT et par conséquent, celle-ci est consommée ou dissipée là où elle est produite. L'approfondissement de la couche mélangée ne peut donc être dû qu'à l'ECT produite au bas de la couche par l'instabilité dynamique.

Méthode de résolution numérique

Nous avons repris celle indiquée par Mellor et Durbin, c'est-à-dire l'utilisation d'un schéma implicite trapézoïdal pour les dérivées en fonction du temps, tandis que les dérivées en fonction de z sont approximées par différences finies centrées. Remarquons que pour le calcul des coefficients de diffusion turbulente on doit procéder par itération, et que la convergence de ces itérations est assurée si, à chaque itération, on opère une moyenne sur

ces coefficients. Il n'empêche que le temps de résolution peut être dix fois plus long que celui du modèle Niiler et Kraus avec les mêmes pas de profondeur, $\Delta z = 1$ m, et de temps $\Delta t = 3600$ s.

CAMPAGNES DE MESURES

Campagne Atoce

Cette campagne s'est déroulée du 30 mai au 6 juin 1977 à bord de la bouée laboratoire « Bohra II » ancrée en mer Méditerranée ($\varphi = 42^\circ N$, $G = 4^\circ 45E$).

Mesures effectuées et estimation des flux en surface

Les paramètres météorologiques ont été mesurés en routine toutes les heures (fig. 1). Les rayonnements solaires incidents, Q_s , et réfléchi, Q_r , ($0,3 \mu < \lambda < 3 \mu$) ont été mesurés à l'aide de deux pyranomètres Eppley (fig. 1). Le rayonnement de grande longueur d'onde émis par la mer, Q_b ($3 \mu < \lambda < 50 \mu$) a été mesuré avec un pyrgéomètre Eppley, quant au rayonnement incident de grande longueur d'onde, Q_a il a été évalué à $350 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ en raison de la défectuosité de la coupelle du pyrgéomètre, valeur moyenne généralement obtenue dans des conditions analogues d'ensoleillement. Les flux d'échanges thermiques à la surface par évaporation Q_e , et par conduction Q_c , n'ont pas pu être mesurés

directement et ont été évalués à partir des paramètres météorologiques selon les formules empiriques proposées par Laevastu (1960) :

Si $0,98 F_e - f_a > 0$,

$$Q_e = L_\ominus (0,26 + 0,077 U_{10}) (0,98 F_e - f_a) / 86400 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$$

$$Q_c = 18,75 (0,26 + 0,077 U_{10}) (T_s - T_a) \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$$

Si $0,98 F_e - f_a < 0$,

$$Q_e = L_\ominus 0,077 U_{10} (0,98 F_e - f_a) / 86400 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$$

$$Q_c = 1,451 U_{10} (T_s - T_a) \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$$

avec $L_\ominus = 2495 - 2,3826 T_s$, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$ chaleur latente de vaporisation.

Nous en avons déduit l'évolution des « pertes » à l'interface air-mer : $P = Q_a + Q_b + Q_c + Q_e$ (fig. 1).

A l'aide d'une thermopile, nous avons mesuré l'éclairement énergétique descendant en fonction de la profondeur et nous avons pu ainsi en déduire les valeurs du coefficient d'extinction ($0,13 \text{ m}^{-1}$ entre 0 m et 5 m, $0,07 \text{ m}^{-1}$ entre 5 m et 50 m). Quelques mesures du profil vertical de courant ont été réalisées à l'aide d'un profileur fabriqué au laboratoire selon les principes donnés par Duing et Johnson (1972). Ce profileur a aussi été utilisé en immersion fixe pour mesurer le courant à 2 m (fig. 2).

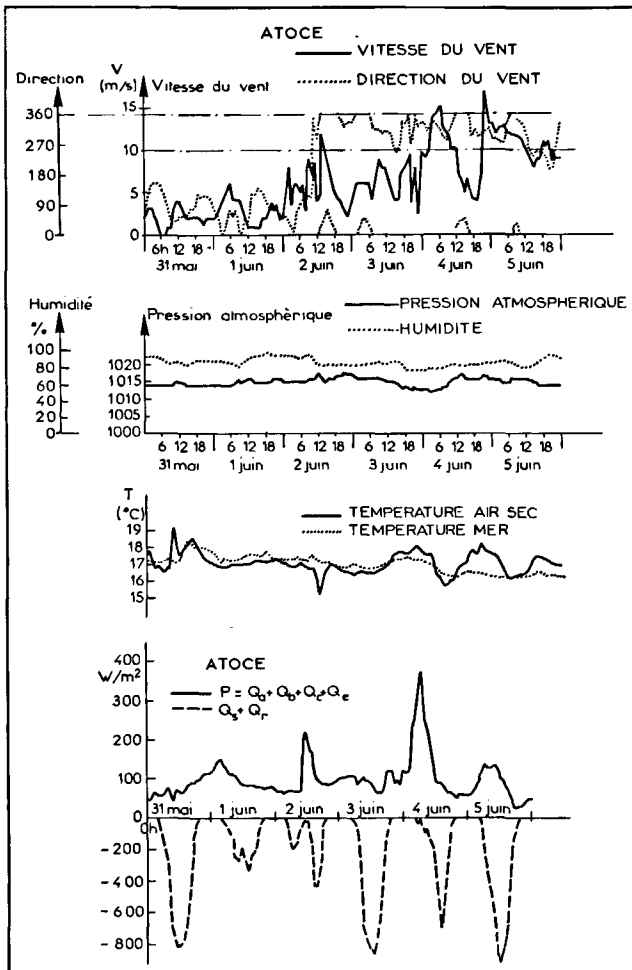


Figure 1
Paramètres météorologiques et bilan thermique Atoce.
Meteorological variables and Atoce heat budget.

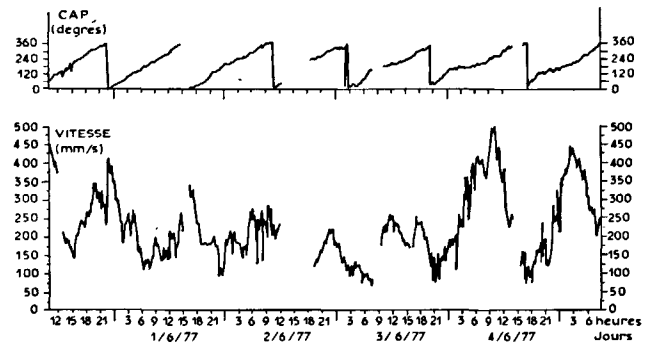


Figure 2
Courant mesuré à 2 m Atoce.
Current measured at 2 m depth Atoce.

Les mesures de température de l'eau ont été effectuées avec une chaîne de thermistance Aanderaa comportant 11 capteurs espacés de 5 m, protégés du rayonnement solaire (Le Tareau et al., 1979), avec une acquisition des données toutes les 2 minutes.

Pour filtrer les oscillations d'inertie (18 heures) que les modèles numériques de simulation ne prennent pas en compte, nous avons dû définir des profils moyens initial et final (fig. 3). Pour ce faire, à une température donnée, nous avons pris la moyenne des profondeurs indiquées par chacun des 18 profils horaires consécutifs.

Caractéristiques de la campagne Atoce

D'après les résultats expérimentaux qui viennent d'être exposés, on retient qu'à partir d'une structure thermique initiale faiblement stratifiée (gradient thermique $0,05^\circ\text{C} \cdot \text{m}^{-1}$), il y a eu formation d'une couche homogène atteignant 25 m d'épaisseur le 4 juin et 30 m

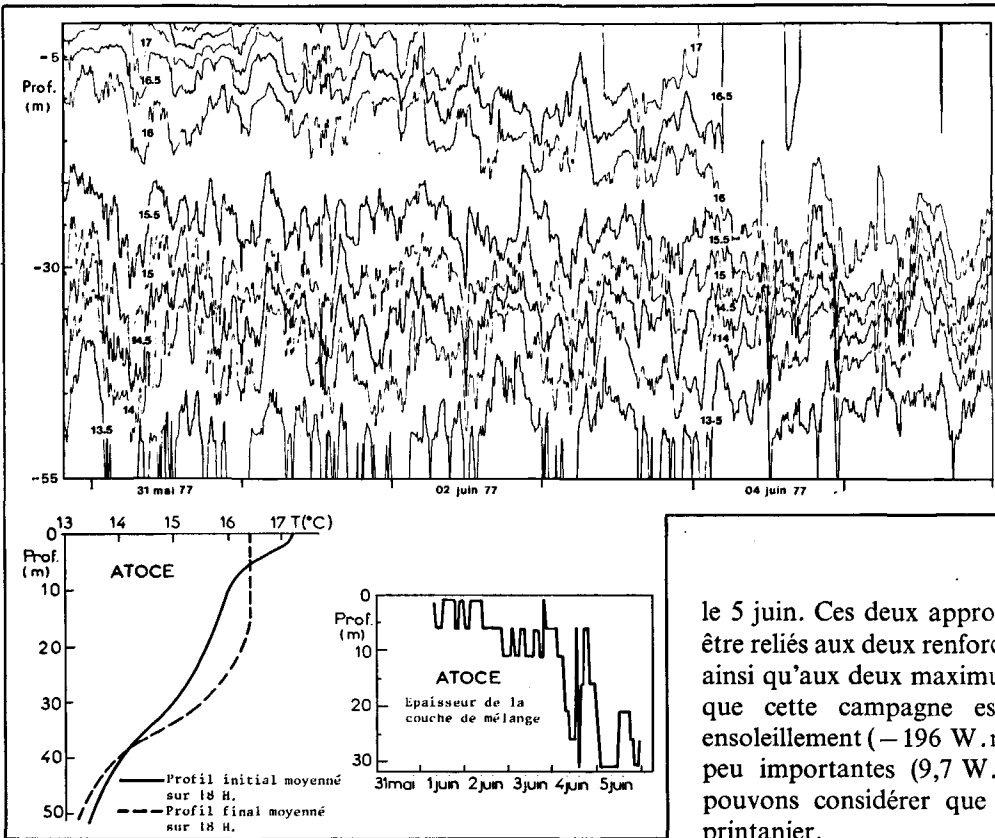


Figure 3
Évolution de la structure thermique observée Atoce.
Evolution of the observed Atoce thermal structure.

le 5 juin. Ces deux approfondissements (fig. 3) doivent être reliés aux deux renforcements du vent les 4 et 5 juin, ainsi qu'aux deux maximums du courant. Notons enfin que cette campagne est caractérisée par un fort ensoleillement ($-196 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ en moyenne) et des pertes peu importantes ($9,7 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$). En conclusion, nous pouvons considérer que cette campagne est de type printanier.

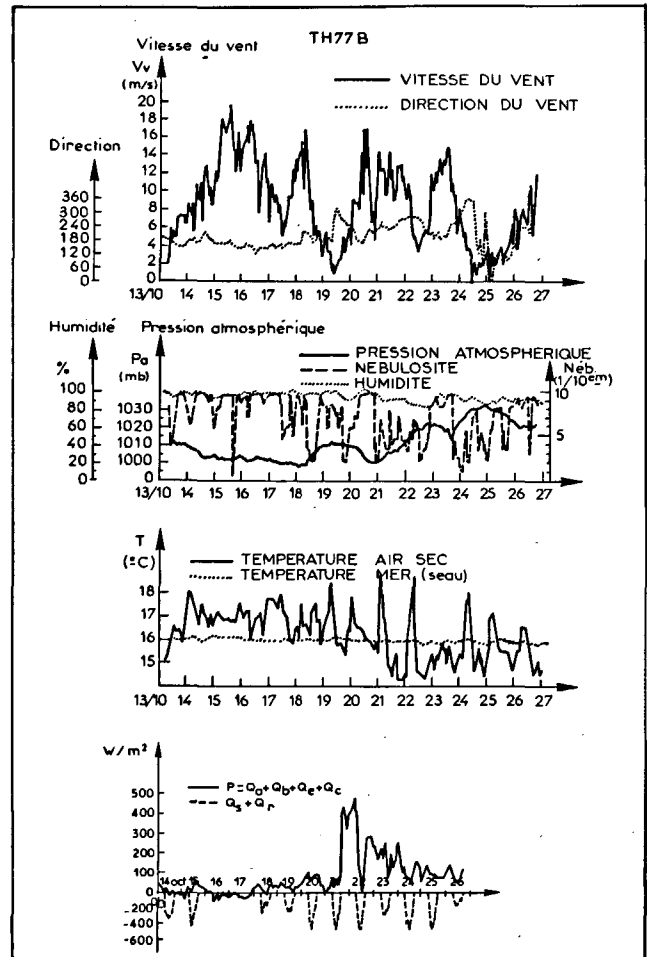
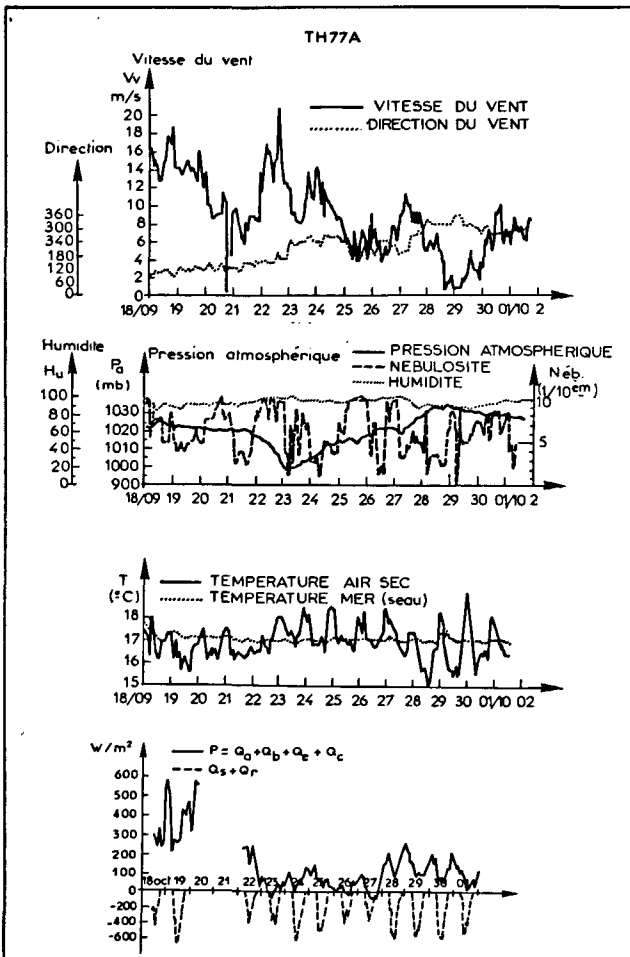


Figure 4
Paramètres météorologiques et bilan thermique TH 77 A.
Meteorological variables and TH 77 A heat budget.

Figure 5
Paramètres météorologiques mesurés et bilan thermique TH 77 B.
Meteorological variables and TH 77 B heat budget.

Campagne Thermocline 77

Cette campagne, dont le maître d'œuvre était le Service Hydrographique et Océanographique de la Marine (SHOM), s'est déroulée en deux parties : TH 77 A du 16 septembre au 2 octobre et TH 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 sur le point de coordonnées : $\varphi = 46^{\circ}45'N$, $G = 11^{\circ}W$.

Mesures effectuées et estimation des flux en surface

Pour les paramètres météorologiques, les mesures de routine ont été effectuées avec les appareils du bord toutes les heures par le personnel navigant du « d'Entrecasteaux » (fig. 4 et 5).

Pour mesurer les flux radiatifs, nous avons utilisé les mêmes appareils que ceux utilisés pour la campagne Atoce. Le pyranomètre et le pyrgeomètre pour la mesure des rayonnements réfléchis Q_r et émis Q_b par la mer étaient installés à l'extrémité d'un targon de 2 m de long fixé à l'étrave du navire. Il nous a été impossible, lors des périodes de gros temps, de maintenir à poste le targon, d'où des interruptions dans les mesures de Q_r et Q_b . Nous avons donc dû compléter par les formules empiriques : $Q_r = 0,08 Q_s$, $Q_b = 0,94 \sigma (T_s + 273)^4 W \cdot m^{-2}$, avec $\sigma = 5,6698 \cdot 10^{-8} SI$.

D'autre part, pendant TH 77 B, le pyrgeomètre incident a eu un fonctionnement défectueux. Nous avons donc repris pour l'évaluation du bilan du rayonnement infrarouge la formule empirique de Laevastu (1960) : $Q_a - Q_b = 0,94 \sigma (T_s + 273)^4 (0,56 - 0,08 f_a) (1 - 0,076 NEB) 10^9 W \cdot m^{-2}$.

Les échanges par évaporation et conduction, ainsi que le coefficient d'extinction ($0,12 m^{-1}$ entre 0 et 10 m, $0,06 m^{-1}$ entre 10 et 100 m), ont été évalués selon les mêmes méthodes que celles utilisées pour la campagne Atoce (fig. 4 et 5).

Les mesures océaniques (courant, température) étaient réalisées à partir de mouillages en dérive avec une ligne de 3000 m. Les deux courantomètres Aanderaa situés à 38 et à 140 m n'ont fonctionné correctement que durant TH 77 B. Ces mesures montrent que par vent fort (supérieur à $10 m \cdot s^{-1}$), le mouvement relatif de la couche homogène est perpendiculaire à la direction du vent.

La température a été mesurée tous les 5 m à l'aide de deux chaînes de thermistances Aanderaa de 50 m mises bout à bout. La cadence d'enregistrement était de 5 minutes. Du fait d'incidents techniques dans les mesures de température et de rayonnement, la première partie TH 77 A de la campagne a été interrompue entre le 20 septembre à 6 h et le 22 septembre à 4 h, ce qui nous oblige à considérer les deux parties suivantes : TH 77 A1 et TH 77 A2. Pendant TH 77 B, les thermistances situées aux niveaux 27, 32, 42 et 47 m n'ont pas fonctionné, ainsi le tracé des isothermes (fig. 6) présente pour TH 77 B une marge d'incertitude difficile à évaluer.

Les profils moyens initial et final (fig. 7) ont été déterminés selon la méthode indiquée pour Atoce, à partir de douze profils moyens horaires afin d'éliminer les variations de température engendrées par l'onde semi-diurne.

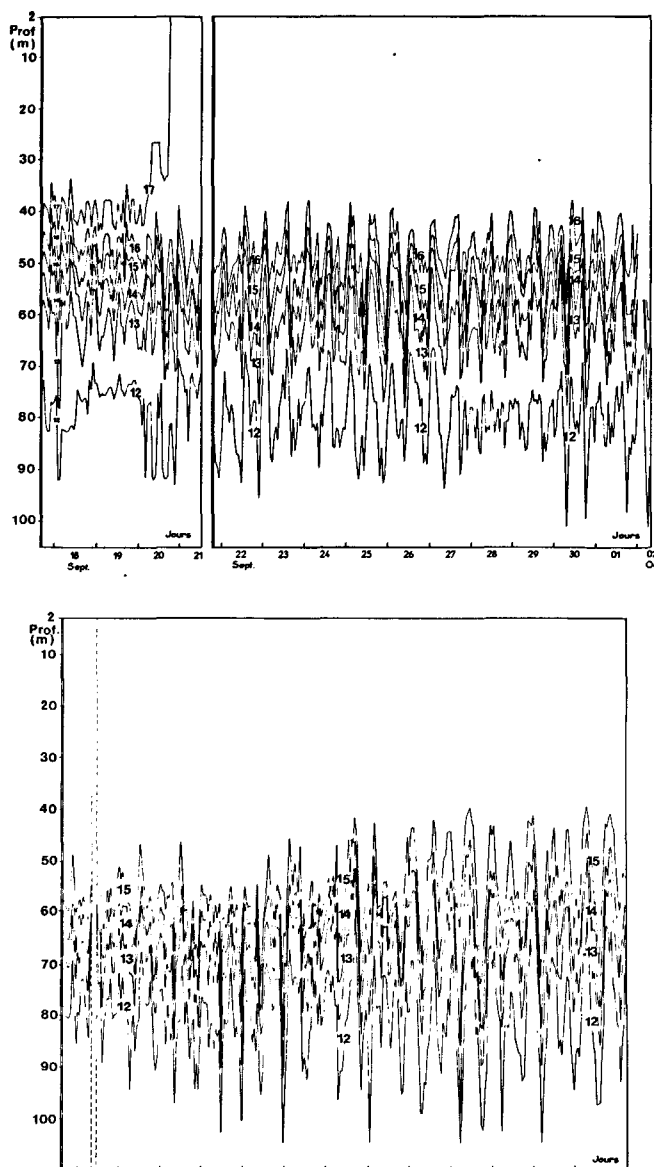


Figure 6
Tracé des isothermes TH 77.
Observed TH 77 isotherms.

Caractéristiques de la campagne Thermocline 77

Les conditions à l'interface sont caractérisées par de nombreux coups de vent (maximum à $18 m \cdot s^{-1}$), avec un ensoleillement moyen assez faible ($-87, -132, -79 W \cdot m^{-2}$) et des pertes pouvant être assez importantes, notamment lorsque la température de l'air est inférieure à celle de la mer, entraînant une forte évaporation (conditions réalisées lors de TH 77 A1 et les quatre derniers jours de TH 77 A2 et TH 77 B). Il en résulte un bilan thermique ($Q_s + Q_r + Q_a + Q_b + Q_e + Q_c$) positif pour TH 77 A1 et TH 77 B ($-137, +8,7 W \cdot m^{-2}$) et un bilan négatif pour TH 77 A2 ($-44 W \cdot m^{-2}$).

Pour les trois parties de cette campagne, les conditions initiales de structure thermique sont à peu près identiques; couche homogène épaisse (40; 45; 50 m) limitée inférieurement par une thermocline à fort gradient thermique ($0,2^{\circ} \cdot m^{-1}$; $0,2^{\circ}C \cdot m^{-1}$; $0,25^{\circ}C \cdot m^{-1}$). L'évolution de la structure thermique est essentiellement caractérisée par l'absence d'approfondis-

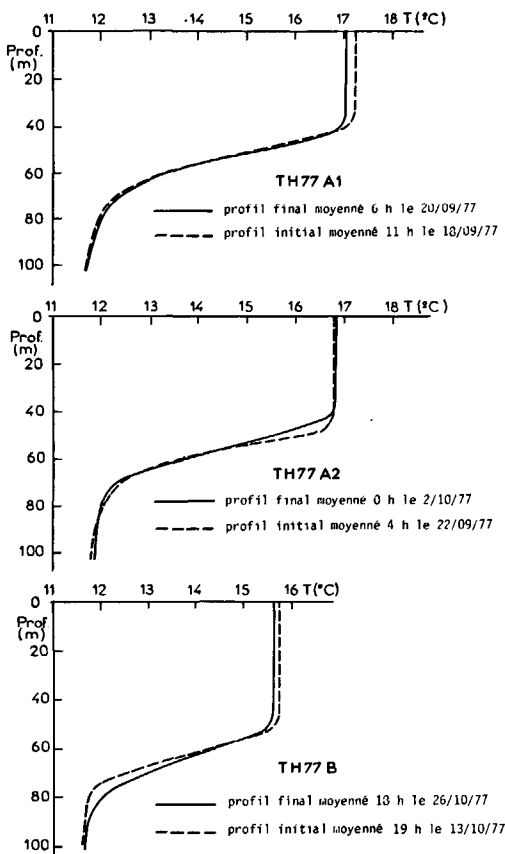


Figure 7
 Profils moyens initial et final mesurés TH 77.
 Initial and final mean profiles during TH 77 (measured).

sement de la thermocline avec un léger refroidissement de la couche homogène pendant TH 77 A1 (17°26 à 17°04) et TH 77 B (15°7 à 15°6).

SIMULATIONS NUMÉRIQUES

Conditions de validité

Avant d'effectuer une simulation à l'aide d'un modèle unidimensionnel, nous devons vérifier si l'hypothèse d'homogénéité horizontale est respectée, et plus précisément comparer la variation du contenu thermique calculée à partir des profils thermiques moyens initial et final ($CTH_f - CTH_i$) avec le bilan des échanges thermiques à l'interface air-mer (Bilan). Remarquons cependant que les deux termes sont calculés avec une incertitude due à l'évaluation des flux à la surface et à la détermination des profils thermiques moyens.

Pour la campagne Atoce :

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

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

L'écart entre les deux termes peut s'expliquer par le refroidissement entre 39 et 51 m mis en évidence par les deux profils thermiques (fig. 3). Un refroidissement sous la thermocline ne pouvant être pris en compte par les

simulations, on est amené à corriger le profil final en le remplaçant entre 39 et 51 m par le profil initial. On obtient alors :

$$CTH_f \text{ (corrigé)} - CTH_i = (3,167 - 3,115) 10^9 = 52,10^6 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}.$$

On peut donc supposer, avec cette correction, qu'il y a homogénéité horizontale.

Pour TH 77 A1, on doit aussi corriger, comme pour Atoce, le profil thermique final entre 65 et 90 m par le profil initial. On obtient alors une diminution du contenu thermique :

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

correspondant bien à un bilan positif de refroidissement :

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

Pour TH 77 A2 on obtient un refroidissement de $-34,10^6 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ d'après les contenus thermiques et un réchauffement de $-37,10^6 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ d'après le bilan thermique à la surface. 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). Il ne sera donc pas possible d'effectuer des simulations de cette partie.

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

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

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

Il subsiste une différence entre les deux termes correspondant à un écart de température de la couche homogène d'épaisseur 50 m, égal à 0,06°C. On considérera cet écart suffisamment faible pour permettre, avec certaines précautions, l'étude des simulations.

Simulation avec le modèle Mellor et Durbin

Avec la simulation de la campagne Atoce par le modèle Mellor et Durbin, on retrouve les deux approfondissements ayant eu lieu vers 12 h le 4 juin et en début de journée du 5 juin, et une évolution de la température de surface calculée proche de celle mesurée (fig. 8). Les énergies potentielles correspondant aux profils thermiques finaux calculés ($E_p = 37,59 \cdot 10^3 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-2}$) et mesurés ($E_p = 37,57 \cdot 10^3 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-2}$) sont proches l'une de l'autre. Ces calculs ont été obtenus en choisissant un courant initial de manière à retrouver le courant mesuré pour les deux maximums des 4 et 5 juin.

Les simulations de la campagne TH 77 montrent un approfondissement de la thermocline, non observé *in situ*, entraînant ainsi une température de la couche homogène un peu trop froide (fig. 9).

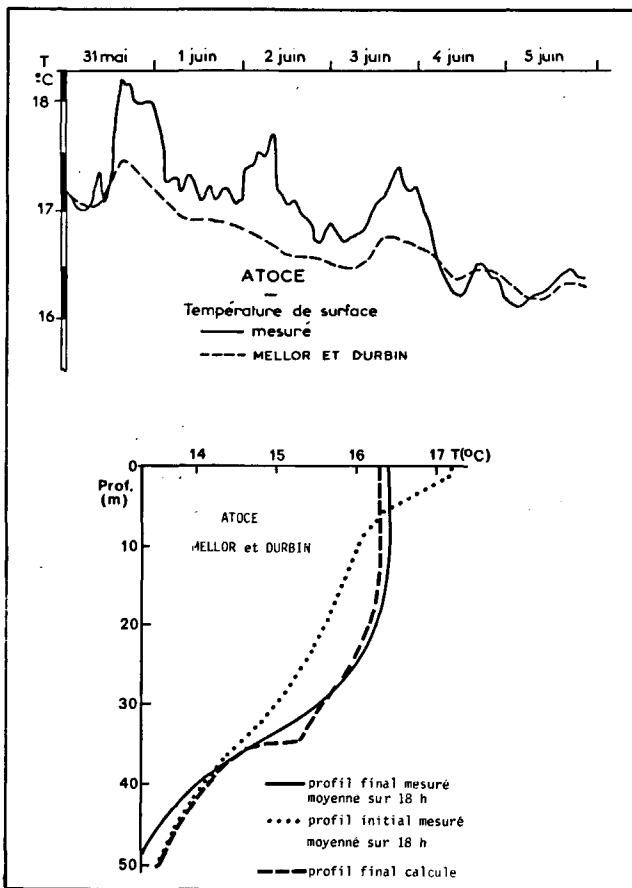


Figure 8
Simulation de la campagne Atoce par le modèle Mellor-Durbin.
Simulation of the Atoce cruise by the Mellor-Durbin model.

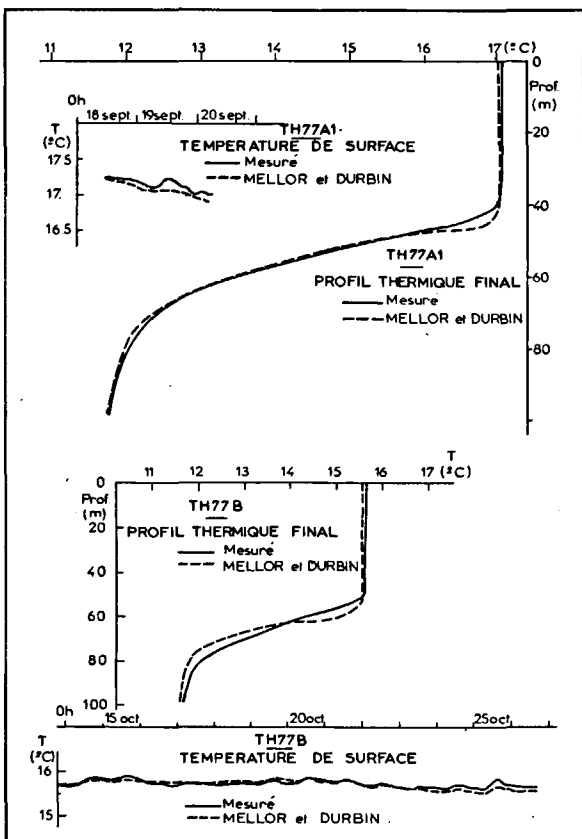


Figure 9
Simulation de la campagne TH77 par le modèle Mellor-Durbin.
Simulation of the TH77 cruise by the Mellor-Durbin model.

Simulation avec le modèle Niiler et Kraus

Campagne Atoce

Les simulations obtenues avec le modèle Niiler et Kraus dépendent essentiellement des valeurs attribuées aux coefficients m , n , s qui paramétrisent les modes de production de l'ECT. Pour déterminer quel ensemble de valeurs convenait le mieux, nous avons d'abord supposé une convection non pénétrante, c'est-à-dire fixé $n=0$, et tracé le diagramme ci-dessous, donnant les différentes valeurs de l'énergie potentielle finale obtenues avec les différents couples (m, s) . Pour retrouver l'énergie potentielle finale mesurée $E_p = (37,57 \pm 0,05) 10^3 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-2}$, 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 $(m = 0; s = 0,4 \pm 0,05)$.

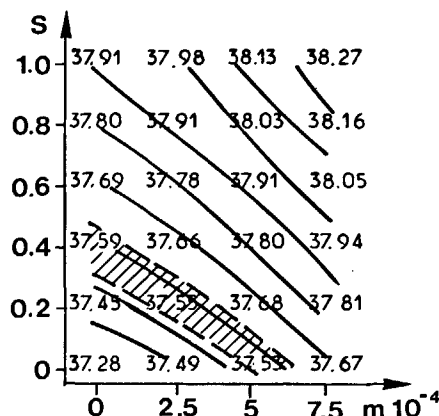


Diagramme des énergies potentielles finales en fonction des paramètres m, s « Atoce » ($n=0$).

Il nous est impossible de privilégier l'un des deux modes de production de l'ECT d'après les évolutions simulées de la température et de l'épaisseur de la couche homogène (fig. 10), qui sont très semblables dans les deux cas. Ceci est principalement dû au fait qu'il y a eu

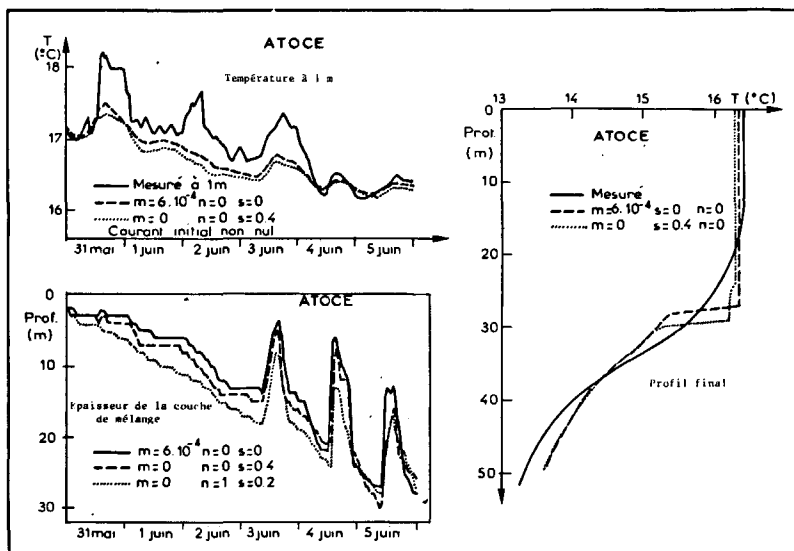
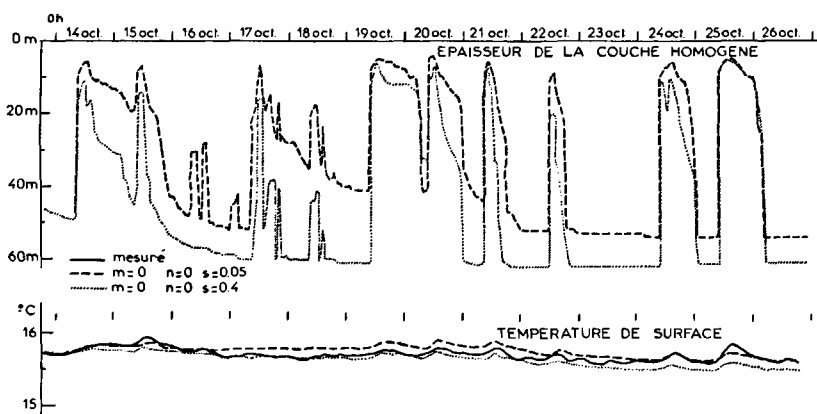


Figure 10
Simulation de la campagne Atoce par le modèle Niiler-Kraus.
Simulation of temperatures during the Atoce cruise by the Niiler-Kraus model.

Figure 11

Simulation de la campagne TH 77 B par le modèle Niiler-Kraus.

Simulation of temperatures during the TH 77 B cruise by the Niiler-Kraus model.



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, dans le mode de production de l'ECT par action du vent sur les vagues, se serait traduit par un approfondissement continu, et dans le mode de production de l'ECT par instabilité dynamique, aurait provoqué un ralentissement de l'approfondissement.

Si l'on fait intervenir la convection pénétrante seule ($m=0$, $s=0$, $n=1$) elle ne produit pas suffisamment d'ECT puisqu'on obtient une énergie potentielle finale $E_p = 37,40 \cdot 10^3 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-2}$ inférieure à celle mesurée. Il faudrait donc l'utiliser en combinaison avec une autre source d'ECT, mais l'évolution de l'épaisseur de la couche homogène (fig. 10) obtenue avec ($m=0$, $n=1$, $s=0,2$) montre les trois premiers jours un approfondissement régulier trop important par rapport aux mesures.

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 légère diminution de la température de la couche homogène de surface. Il en résulte que la variation d'énergie potentielle mesurée pour TH 77 A1 ($-0,28 \cdot 10^3 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-2}$) correspond au refroidissement de la couche homogène d'épaisseur 40 m :

$$\Delta E_p = g \rho \alpha \int_{-40}^0 (17,04 - 17,26) \cdot z \, dz$$

$$= -0,34 \cdot 10^3 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-2}.$$

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. Il n'est donc pas possible de privilégier l'un des modes de production de l'ECT 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 (fig. 11) avec $s=0,05$ est trop élevée. Ce phénomène est associé à la persistance d'une thermocline secondaire diurne.

Si l'on simule avec une plus forte valeur de s ($s=0,4$), la température de surface durant cette même période est correcte, car l'ECT produite est suffisante pour faire

plonger les thermoclines diurnes jusqu'à la thermocline principale. Cependant, en fin de période, l'ECT produite est alors trop importante, et provoque un approfondissement de la thermocline principale située à 55 m (fig. 11) 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.

Comparaison directe des modèles Niiler-Kraus et Mellor-Durbin

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'ECT 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'ECT par instabilité dynamique ($m=0$), 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 de simulations avec des conditions aux limites fictives. Quelles que soient les conditions initiales et limites, on peut donc considérer que les simulations produites par le modèle Mellor et Durbin et le modèle Niiler-Kraus en mode d'instabilité dynamique ($m=0$, $n=0$, $s=0,35 \pm 0,05$), sont équivalentes. 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'ECT par le cisaillement du courant et ignorent la production d'ECT par l'action du vent sur les vagues.

DISCUSSION DES SIMULATIONS OBTENUES AVEC LE MODÈLE NIILER-KRAUS

Pour simuler une campagne de type printanier Atoce et une de type automnal TH 77, nous avons dû utiliser des valeurs différentes pour chaque paramètre m et s . La nécessité de diminuer m lorsque l'épaisseur h de la couche homogène augmente a déjà été mise en évidence par Thomson et Turner (1975), Elsberry *et al.* (1976), Price *et al.* (1978). Cette diminution traduirait le fait que l'ECT créée à la surface est de plus en plus dissipée lors de sa diffusion vers le bas de la couche (Linden, 1975). D'ailleurs, les récents modèles théoriques à hypothèses de fermetures locales des équations de la turbulence (Kundu, 1980; Klein, 1980) montrent que l'ECT créée à la surface ne peut se propager à plus de quelques mètres vers le bas.

En mode de production de l'ECT par l'instabilité dynamique seule ($m=0, n=0$), on peut remarquer que le paramètre s est en fait le nombre de Richardson « global » de la couche homogène d'épaisseur h tel qu'il a été défini par Pollard *et al.* (1973) :

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

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.

Ce dernier résultat paraît surprenant, d'autant plus que Price *et al.* (1978) simulent une campagne de même type avec la valeur $s=0,7$, car ils observent effectivement un approfondissement de la thermocline. On doit remarquer que TH 77 diffère essentiellement de cette campagne par une valeur double du gradient thermique mesuré dans la thermocline ($0,2^\circ\text{C} \cdot \text{m}^{-1}$ contre $0,1^\circ\text{C} \cdot \text{m}^{-1}$). Aussi, l'absence d'approfondissement observée pendant TH 77 serait due à un trop fort gradient thermique de la thermocline, bloquant le développement de l'ECT

produite par instabilité dynamique. De plus, nous avons déjà montré que la meilleure simulation de TH 77 serait obtenue avec de fortes valeurs de s pour faire plonger les thermoclines secondaires diurnes à faible gradient thermique, mais aussi avec de faibles valeurs de s pour ne pas approfondir la thermocline principale à fort gradient thermique. Il semble que l'on doive 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 $\overline{\delta\Theta}$, $\overline{\delta U}$, $\overline{\delta V}$ 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) :

$$R_i = \frac{g \alpha \cdot \overline{\Delta\Theta} \cdot d}{\overline{\Delta U^2} + \overline{\Delta V^2}} \leq 0,25,$$

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 $\overline{\Delta\Theta}$, $\overline{\Delta U}$, $\overline{\Delta V}$ 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 et 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 interfacial sur les simulations numériques des deux campagnes apparaît de façon significative dans le tableau ci-dessous.

Dans ce tableau, on compare les énergies potentielles finales obtenues avec le modèle Niiler-Kraus non modifié par R_i , pour différentes valeurs de s . On constate que pour la campagne Atoce, l'introduction de R_i modifie très peu les énergies potentielles, alors que pour les campagnes TH 77 A1 et TH 77 B, l'introduction de R_i 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 R_i , on pourra utiliser une seule et même valeur $s=0,5$ pour obtenir une simulation correcte, quelle que soit la campagne considérée. Les

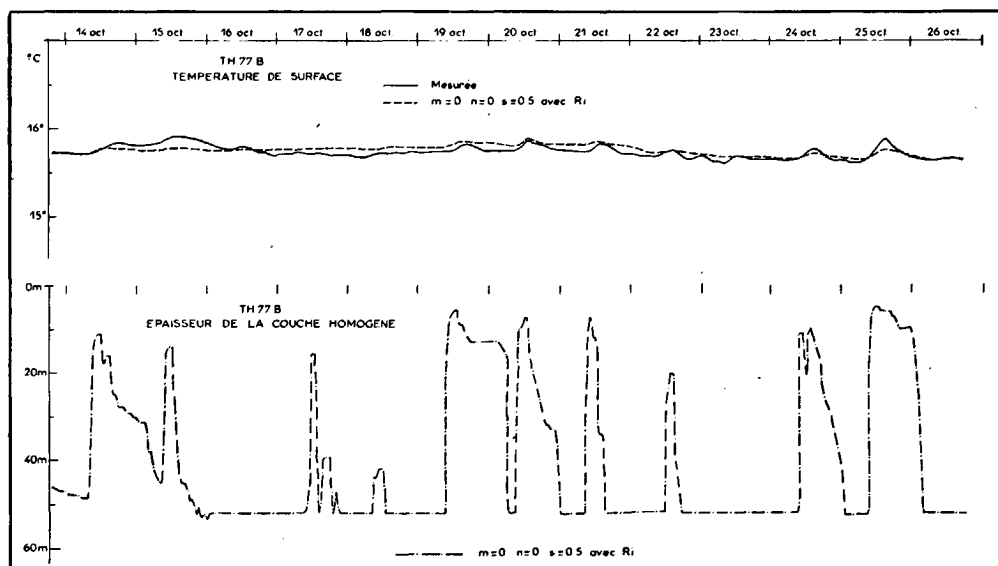
Tableau des énergies potentielles finales ($10^3 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-2}$)

	Atoce		TH 77 A1		TH 77 B	
	NK non modifié	NK avec R_i	NK non modifié	NK avec R_i	NK non modifié	NK avec R_i
$s=0$	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

Figure 12

Simulation de TH 77 B par le modèle Niiler-Kraus avec R_i .

Simulation of temperatures during the TH 77 B cruise by the Niiler-Kraus model with R_i .



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 (fig. 12) sont plus proches de la réalité et montrent bien l'effet de blocage introduit par R_i .

Il est évident que la modification du modèle Niiler-Kraus que nous proposons est une solution empirique qui, si elle est validée par les deux campagnes Atoce et TH 77, demande à être confrontée avec d'autres mesures *in situ*. De plus, il est possible que d'autres processus physiques ignorés par les deux modèles, comme la consommation d'ECT par les ondes internes (très développées durant TH 77), soient responsables de l'absence d'approfondissement durant TH 77. Mais alors, les mesures que nous avons effectuées ne nous permettent pas de tester de telles hypothèses.

CONCLUSION

Au cours de ces deux campagnes, nous avons essayé d'obtenir un ensemble de mesures le plus complet possible. Néanmoins, il est évident que des améliorations doivent être recherchées, notamment en ce qui concerne la mesure du rayonnement infrarouge et l'évaluation du gradient vertical de courant. Si l'on peut espérer des progrès sensibles pour ces deux types de mesures dans un proche avenir, par contre, l'évaluation des échanges thermiques à l'interface air-mer par évaporation et par convection risque de rester encore imprécise, du fait de l'emploi de formules empiriques dans lesquelles interviennent les mesures météorologiques de routine. On peut remarquer enfin qu'il serait souhaitable d'obtenir une meilleure définition de l'épaisseur de la couche homogène, ce qui faciliterait l'analyse des ondes internes dans la thermocline.

Sur le plan de l'interprétation des processus physiques, nous mettons en évidence que le mode de production d'ECT par convection pénétrante seul est insuffisant 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 l'instabilité dynamique peuvent être considérés seuls et donnent 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 TH 77 de l'invariabilité de l'épaisseur de moyenne de la couche homogène. Ce processus de non approfondissement avec refroidissement est cependant très intéressant à noter, car il a eu lieu avec des vents forts. Il met en évidence, d'une part l'influence prépondérante des échanges thermiques à la surface 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, avec un léger avantage au second du fait du lissage des profils thermiques par les coefficients de diffusion. 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 des 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.

RÉFÉRENCES

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**, 206-214.

Coantic M. F., 1978. An introduction to turbulence in geophysics, and air-sea interactions, *AGARDograph*, **232**, 254 p.

Davis R., de Szoeko R., Halpern D., Niiler P., 1979. Observations of a lower bound on Richardson number at ocean station Papa, *Ocean Modelling*, **22** (manuscrit non publié).

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., Trappnell R. N. Jr., 1976. A mixed layer model of the oceanic thermal response to hurricanes, *J. Geophys. Res.*, **81**, 6, 1153-1162.

Klein P., 1980. Modélisation des mécanismes turbulents dans les couches marines superficielles, *Thèse Doct. État, Univ. Aix Marseille III*.

Kondo J., 1975. Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions, *J. Boundary Layer Met.*, **9**, 91-112.

Kundu P. K., 1980. A numerical investigation of mixed-layer dynamics, *J. Phys. Oceanogr.*, **10**, 220-236.

Laevastu T., 1960. Factors affecting the temperature of the surface layer of the sea, *Commentat. Phys. Math.*, **25**, 1, Helsinki.

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 3^e cycle, Océanographie physique, Univ. Bretagne Occidentale*.

Le Tareau J. Y., Mariette V., Maze R., Le Saos J. P., 1979. Influence du rayonnement solaire sur les résultats de mesures de température effectuées avec des chaînes de thermistances Aanderaa, *Oceanol. Acta*, **2**, 1, 5-11.

Linden P. F., 1975. The deepening of a mixed layer in a stratified fluid. *J. Fluid Mech.*, **71**, 2, 385-405.

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 3^e cycle, Océanographie physique, Univ. Bretagne Occidentale*.

Mellor G. L., Durbin P. A., 1975. The structure and dynamics of the ocean surface mixed layer, *J. Phys. Oceanogr.*, **5**, 718-728.

Niiler P. P., Kraus E. B., 1977. One dimensional models, *Modelling and prediction of the upper layers of the ocean*, edited by E. B. Kraus, Pergamon Press, 285 p.

Pollard R. T., Rhines P. B., Thompson R. O. R. Y., 1973. The deepening of the wind-mixed layer, *Geophys. Fluid Dyn.*, **3**, 4, 381-404.

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.

Thompson R. O. R. Y., 1976. Climatological numerical models of the surface mixed layer of the ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, **6**, 496-503.

Thompson R. O. R. Y., 1979. Froude versus Richardson in a mixed layer, *Ocean Modelling*, **22** (manuscrit non publié).

Thompson 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.

Zilitinkevitch S. S., Chalikov D. V., Resnyansky Yu. D., 1979. Modelling the oceanic upper layer, *Oceanol. Acta*, **2**, 2, 219-240.

ANNEXE

α , coefficient d'expansion thermique = $1/\rho (\partial\rho/\partial\theta)_{p,s}$;

κ , coefficient de diffusion moléculaire de la chaleur;

μ , coefficient de viscosité moléculaire;

ρ_0 , masse volumique de référence de l'eau;

ρ_a , masse volumique de l'air;

τ , tension du vent $\vec{\tau} = \rho_a C_{10} |\vec{U}_{10}| \cdot \vec{U}_{10}$, composantes horizontales (τ_x, τ_y);

Θ , température de la mer;

C_p , chaleur spécifique à pression constante de l'eau;

CTH, contenu thermique de la colonne d'eau de section

unité = $\int_{-D}^0 \rho_0 C_p \Theta_z dz$;

C_{10} , coefficient de frottement = $(1 + 0,03 |U_{10}|) 10^{-3}$;

E_p , « énergie potentielle » de la colonne d'eau de section

unité = $\int_{-D}^0 \rho_0 g \alpha \Theta_z z \cdot dz$;

f , paramètre de Coriolis ($.0973 \cdot 10^{-3} s^{-1}$ pour Atoce, $.1066 \cdot 10^{-3} s^{-1}$ pour TH 77);

f_a , pression de vapeur d'eau dans l'air;

F_e , pression de vapeur saturante de l'eau dans l'air à la température de la mer;

g , valeur absolue de l'accélération de la pesanteur;

NEB, nébulosité exprimée en dixième;

P , pertes = $Q_a + Q_b + Q_e + Q_c$;

Q_a , rayonnement infrarouge incident à la surface de la mer;

Q_b , rayonnement infrarouge émis par la surface de la mer;

Q_e , échanges thermiques par évaporation;

Q_c , échanges thermiques par conduction;

Q_s , rayonnement solaire incident à la surface de la mer;

Q_r , rayonnement solaire réfléchi par la surface de la mer;

R_z , rayonnement solaire arrivant à la profondeur z ;

R_s , rayonnement solaire arrivant à la profondeur $z=0$;

$R_s = Q_s + Q_r$;

T_a , température de l'air;

T_s , température de surface de la mer;

$\vec{U} = (U, V, W)$ vecteur vitesse;

u_* , vitesse de frottement dans l'eau = $\tau^{1/2} \rho_0^{-1/2}$;

U_{10} , vitesse du vent à 10 m;

W_e , vitesse d'entraînement = dh/dt si $dh/dt > 0$; = 0 si $dh/dt < 0$;

Le coefficient m utilisé dans les simulations numériques est celui défini par Denman et lié à celui de Niiler-Kraus par : $m_D = m_{N.K} \cdot (\rho_a \cdot C_{10})^{1/2} \cdot \rho_0^{-1/2}$.