

# EFFETS DE LA REFRACTION ATMOSPHERIQUE SUR LA PROPAGATION INFRAROUGE DANS LA BASSE ATMOSPHERE MARINE COMPARAISON DES MODELES SEACLUSE ET PIRAM.

**J. CLAVERIE**

Ecoles Militaires de Coëtquidan - CREC - 56381 GUER CEDEX - FRANCE.

**B. TRANCHANT, P. MESTAYER**

CNRS - Ecole Centrale de Nantes - 44321 NANTES CEDEX 3 - FRANCE.

**A.M. J. VAN EIJK**

FEL TNO - P. O. Box 96864 - 2509 JG THE HAGUE - THE NETHERLANDS.

**Y. HURTAUD**

CELAR - 35174 BRUZ CEDEX - France

## SOMMAIRE

Dans la Couche de Surface Atmosphérique Marine, la réfraction atmosphérique conduit notamment, aux longueurs d'onde optiques (visible et infrarouge) à des diminutions de portées des systèmes. Ces phénomènes peuvent être décrits en associant un programme de tracé de rayons à un modèle d'indice de réfraction dans la CSAM. Deux modèles sont décrits dans cet article :

- le modèle PIRAM basé sur une méthode *bulk* classique,
- le modèle SeaCluse qui analyse finement les interactions aérosols-atmosphère en présence de vagues, ce qui lui permet de calculer également les profils de concentration aérosolaire dans la CSAM.

A partir des données expérimentales de l'expérience MAPTIP, on peut conclure globalement que :

- les 2 modèles présentés, malgré leurs natures et objectifs différents, conduisent à des résultats en bon accord global avec les observations.
- faute de données suffisantes, les profils calculés par SeaCluse, ne sont pas encore optimisés pour les tous premiers mètres d'altitude.

## INTRODUCTION

Les performances des systèmes infrarouges de détection, de d'observation et de veille fonctionnant à proximité immédiate de la surface de la mer sont étroitement dépendants des conditions de propagation. La portée maximale de ces systèmes dépend du profil vertical d'indice de réfraction de l'air dans les premières dizaines de mètres d'altitude qui constituent la Couche de Surface Atmosphérique Marine, notée CSAM par la suite. Dans des conditions de plein océan, on pourrait penser que l'atmosphère est quasi neutre, et se contenter d'utiliser, pour la propagation des ondes aux fréquences optiques, un modèle d'atmosphère standard. Cependant, au voisinage des

côtes, mais pas seulement, on rencontre des situations atmosphériques très instables (le température de l'air est inférieure de plusieurs °C à celle de l'eau). On enregistre alors une réduction très sensible de l'horizon optique, ainsi que l'apparition de zones de mirages. Ces phénomènes peuvent conduire à une interprétation erronée des informations délivrées par les capteurs optiques.

Les profils d'indice de réfraction calculés par les méthodes *bulk* classiques rendent bien compte de ces aléas de propagation, liés aux conditions de réfraction de grande échelle. Néanmoins, la propagation infrarouge dépend également de l'extinction moléculaire (absorption par la vapeur d'eau et le dioxyde de carbone) et de l'extinction aérosolaire causée notamment, pour le milieu marin, par les gouttelettes d'eau éjectées par les vagues. De plus, dans les cas de vent fort, le champ de vagues modifie sensiblement les profils de température et d'humidité aux très basses altitudes, par rapport à ceux calculés par les méthodes *bulk* classiques. Afin d'essayer de décrire aussi finement que possible l'ensemble de ces interactions, une coopération entre l'Ecole Centrale de Nantes (France) et le FEL-TNO (Pays-Bas) a permis le récent développement du modèle SeaCluse.

Dans cet article, nous nous proposons de comparer les prédictions, vis à vis de la réfraction uniquement, déduites du modèle SeaCluse à celles du modèle PIRAM, développé aux Ecoles Militaires de Coëtquidan (France) et mettant en œuvre une méthode *bulk* classique.

Dans une première partie, nous rappellerons brièvement la nature des principaux effets de réfraction dans la CSAM. Nous donnerons ensuite les caractéristiques essentielles du modèle PIRAM (partie 2), avant de décrire les spécificités du modèle SeaCluse (partie 3). Les données expérimentales utilisées dans cet article, issues de l'expérience MAPTIP, réalisée aux Pays-Bas durant l'automne 1993, à l'initiative du groupe OTAN AC243/RSG 8 seront présentées dans la partie 4. La comparaison des 2

modèles étudiés, tant sur le plan des profils verticaux calculés, que sur leurs conséquences en terme de calcul d'horizons optiques ou de zones de dédoublements, fera l'objet de la partie 5.

## 1. EFFETS DE LA REFRACTION DANS LA CSAM.

Dans un milieu stratifié, la prédiction des phénomènes de réfraction est liée à la connaissance du profil vertical d'indice de réfraction  $n(z)$ ,  $z$  désignant l'altitude. Au voisinage du sol  $n$  est voisin de 1, aussi on utilise plus volontiers le coïndice de réfraction  $N$  défini par :

$$N = (n-1) \cdot 10^6 \quad (1)$$

Il est également commode d'employer le module de réfraction  $M$  donné par :

$$M = 10^6 \left( n - 1 + \frac{z}{a} \right) \approx N + 0,157z \quad (2)$$

où  $a$  désigne le rayon de la Terre ( $a \approx 6371$  km).

Aux longueurs d'onde optiques, le coïndice  $N$  est relié à la pression atmosphérique  $p$  (en HPa), à la température thermodynamique  $T$  (en K) et à l'humidité spécifique  $q$  (en kg/kg) par :

$$N = \frac{p}{T(1+\alpha q)} \left[ A(1-q) + \frac{Bq}{\mu} \right] \quad (3)$$

avec  $\alpha \approx 0,608$  et  $\mu \approx 0,622$ .

Les valeurs de  $A$  et  $B$  dépendent de la longueur d'onde  $\lambda$ . En adoptant la démarche suivie par FORAND [1], on peut assimiler  $A$  et  $B$  à des constantes pour chacune des principales fenêtres de transmission atmosphérique. Les valeurs utilisées pour ces coefficients  $A$  et  $B$  sont résumées dans le tableau 1 ci-après.

Domaine spectral	$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	A (K/HPa)	B (K/HPa)
Visible	0,4 – 1,0	78,5	67,0
IR proche	1,0 – 3,0	77,7	65,5
IR moyen	3,0 – 5,0	77,5	65,0
IR lointain	8,0 – 12,0	77,5	40,0

**Tableau 1 :** Valeurs des Coefficients  $A$  et  $B$  en fonction de la longueur d'onde.

On peut constater, d'une part, que les valeurs numériques de ces coefficients sont très voisines, mis à part pour l'IR lointain. Mais, d'autre part, à ces longueurs d'onde et contrairement au cas des radiofréquences, l'humidité n'intervient que pour 2 à 3 % de la valeur totale de l'indice. Comme le profil vertical de pression atmosphérique est quasiment linéaire dans la CSAM, le profil d'indice de réfraction est essentiellement lié au profil de température. De fait, pour les longueurs d'onde évoquées dans le tableau 1, le milieu, vis à vis de la réfraction, n'est quasiment pas dispersif. Les conclusions obtenues à partir de mesures et/ou modèles concernant le domaine visible peuvent donc facilement s'étendre à l'infrarouge.

La trajectoire des rayons optiques dépend du gradient vertical de l'indice de réfraction. L'atmosphère standard est caractérisé par un gradient  $\frac{dM}{dz} = 132$  M/km. Cependant, dans la CSAM, le profil vertical d'indice de réfraction est rarement standard. Selon la stabilité atmosphérique, 3 cas sont possibles :

- atmosphère neutre ou quasi-neutre.

Les températures de l'air et de la mer sont alors voisines (écart inférieur à 0,5 °C). Le profil d'indice de réfraction est proche du profil standard. L'horizon optique n'est que légèrement modifié par rapport au cas standard.

- atmosphère instable.

La température de l'air est alors inférieure à la température de l'eau. Le gradient vertical d'indice est supérieur au gradient standard, surtout au proche voisinage de l'interface air-mer. La courbure des rayons est alors accentuée vers le haut. On est alors dans une situation d'infraréfraction caractérisée par un horizon optique réduit.

Pour une source placée en deçà de cet horizon, tout en étant proche, le profil d'indice de réfraction génère une situation de double trajet entre la source et le point d'observation. La source est vue sous deux élévations distinctes. Il y a donc dédoublement ; on parle encore d'une zone de mirage.

- atmosphère stable.

La température de l'air est alors supérieure à la température de l'eau. Cette situation est propice à l'existence d'un conduit de guidage des ondes optiques (cas de supraréfraction), dont la hauteur atteint au plus quelques mètres. Une source située au-delà de l'horizon standard, mais à l'intérieur du conduit peut malgré tout être observée. Parallèlement, le conduit est surmonté d'une zone d'ombre. Nous ne traiterons pas ces cas stables par la suite car nous ne disposons pas de données complètes pour les analyser. De plus leur modélisation reste très délicate du point de vue météorologique.

Cette brève description appelle deux remarques :

- Dans la CSAM, les conduits pour les fréquences optiques n'existent que dans les cas stables (peu fréquents en pleine mer) et sont de hauteurs faibles, contrairement au cas des radiofréquences où l'existence d'un conduit d'évaporation est quasi permanente, sauf pour les cas très stables où il existe de l'infraréfraction. En optique l'infraréfraction existe dans les cas instables. Il y a, et ceci est bien connu, une complémentarité des modes de propagation entre les radiofréquences et les fréquences optiques.

- Un modèle complet de propagation optique dans la CSAM doit prendre en compte, outre la réfraction, l'absorption atmosphérique, l'atténuation due à la pluie et au brouillard, l'extinction aérosolaire importante pour les rayons lumineux qui "passent" près de la surface de l'eau, à cause des gouttelettes en suspension. Tous ces phénomènes contribuent à diminuer la visibilité optique et empêchent bien souvent l'observation d'éventuels mirages. Il est néanmoins très important de connaître les limites de visibilité, les zones de dédoublement, imposées par les lois de la réfraction.

Si le profil d'indice est supposé connu, les effets de la réfraction atmosphérique peuvent être quantifiés au moyen d'un programme de tracé de rayons. Un exemple, correspondant à une des situations instables observées durant la campagne MAPTIP (voir partie 4), est donné sur la figure 1. Le phénomène de dédoublement (ou mirage) apparaît nettement en limite d'horizon. Pour tenir compte de l'effet d'écran causé par les vagues, seuls les rayons dont l'altitude reste supérieure à  $0,65H_{1/3}$ ,  $H_{1/3}$  désignant la hauteur significative des vagues, sont calculés<sup>1</sup>.

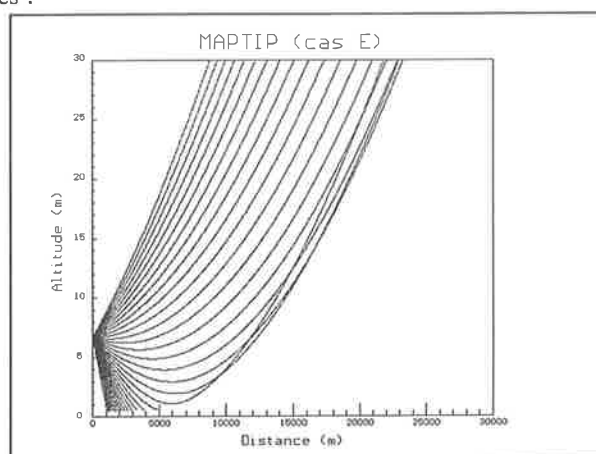


Figure 1 : MAPTIP cas E (voir partie 4)

Exemple de tracé de rayons.

On observe un dédoublement en limite d'horizon.

Une étude plus quantitative nécessite de calculer davantage de rayons, notamment ceux qui correspondent aux limites de la zone de mirage. Pour l'exemple précédent (MAPTIP, cas E) un tel calcul conduit à la figure 2.

On constate que les résultats obtenus diffèrent très nettement de ceux que l'on déduirait de la simple hypothèse d'atmosphère standard. Pour une source lumineuse située à une altitude quelconque, on peut calculer  $D_{max}$  la distance correspondant à la limite supérieure de la zone de mirage (qui est aussi l'horizon optique),  $D_{min}$ , la distance correspondant à la limite inférieure de la zone, ainsi que les élévations apparentes vues du point d'observation. Comme  $D_{min}$  est directement liée aux coordonnées du premier rayon qui réussit à passer au-dessus des vagues, cette valeur dépend beaucoup du profil d'indice de réfraction dans sa partie basse (les quelques premiers mètres d'altitude). En fonction de l'altitude de la source observée,  $D_{max}$  dépendra davantage de la partie "haute" du profil d'indice.

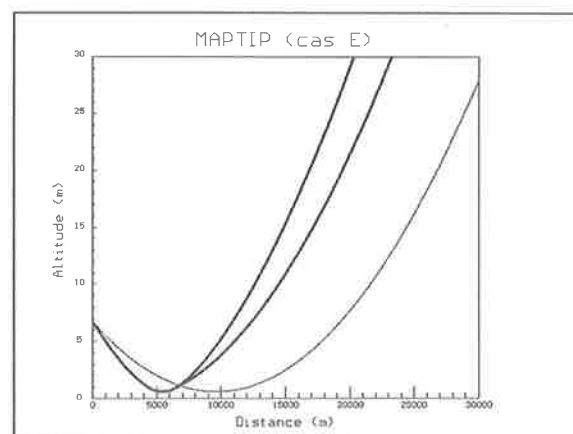


Figure 2 : MAPTIP cas E (voir partie 4).

Limites de la zone de mirage (trait gras).

Horizon optique en atmosphère standard (trait fin).

## 2. METHODES BULK ET MODELE PIRAM

De part sa relative simplicité, la méthode *bulk* est assez populaire dès qu'il s'agit de calculer l'ensemble des profils météorologiques verticaux et par suite le profil vertical d'indice de réfraction dans la CSAM. Parmi les réalisations mettant en œuvre cette méthode, figure en bonne place le modèle français baptisé PIRAM (Profils d'Indices de Réfraction en Atmosphère Marine) [2]<sup>2</sup>. Outre les profils météorologiques "classiques" (pression, température, humidité et vitesse du vent), le modèle PIRAM calcule les profils d'indice de réfraction, de constantes de structure de l'indice de réfraction ( $C_n^2$ ), les hauteurs de conduits lorsque ceux-ci existent, tout ceci aux radiofréquences comme aux longueurs d'onde optiques.

Dans les modèles *bulk*, les calculs de profils sont initialisés par la connaissance des paramètres météorologiques suivants (paramètres *bulk*) :

- pression atmosphérique  $p_1$  mesurée à l'altitude  $z_1$ ,
- température de l'air  $T_1$  mesurée à l'altitude  $z_1$ ,
- humidité relative  $H_1$  mesurée à l'altitude  $z_1$ ,
- vitesse du vent  $u_1$  mesurée à l'altitude  $z_1$  (on peut aussi s'accommoder d'une valeur  $u_2$  mesurée à une altitude  $z_2$  différente de  $z_1$ ),
- température de l'eau  $T_0$ .

La mesure de  $p_1$ , notamment, combinée avec la loi de l'hydrostatique permet la détermination du profil de pression atmosphérique. Pour obtenir les profils de température (via la température potentielle virtuelle notée  $\theta_v$ ), d'humidité spécifique et de vitesse du vent notée  $u$ , on s'appuie sur la théorie de Monin-Obukhov qui introduit les paramètres suivants :

- une échelle de vent,  $u_*$ , appelée aussi vitesse de frottement,

<sup>1</sup> Le choix du coefficient 0,65 peut paraître arbitraire ; il permet un assez bon accord entre les prédictions et les observations expérimentales. Il serait cependant souhaitable de pouvoir étayer ce choix par des considérations plus théoriques.

<sup>2</sup> Le modèle PIRAM a subi quelques améliorations par rapport à la référence indiquée. Un document complet sur la version actuelle du modèle est actuellement en cours de rédaction.

- une échelle de température,  $\theta_{v*}$ ,
- une échelle d'humidité,  $q_*$ ,
- une échelle de longueur,  $L$ , appelée longueur de Monin-Obukhov, définie par :

$$L = \frac{\overline{\theta_v \cdot u_*^2}}{\kappa \cdot g \cdot \theta_{v*}} \quad (4)$$

avec :

- $g = 9.81 \text{ m.s}^{-2}$ , accélération de la pesanteur,
- $\kappa = 0.4$ , constante de von Karman,
- $\overline{\theta_v}$ , température potentielle virtuelle moyenne de la CSAM.

La longueur de Monin-Obukhov est un indicateur de stabilité. Quand la stratification est instable,  $L$  est négative; quand elle est stable,  $L$  est positive.  $L$  est infinie pour une atmosphère neutre.

Monin et Obukhov ont postulé l'existence, pour les cas stables comme pour les cas instables, de fonctions universelles  $\phi_m$  et  $\phi_h$  reliant les flux aux gradients verticaux de vitesse du vent  $u$ , de température potentielle virtuelle  $\theta_v$  et d'humidité spécifique  $q$ . On a alors, en posant

$$\xi = \frac{z}{L} :$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{du}{dz} &= \left( \frac{u_*}{\kappa \cdot z} \right) \cdot \phi_m(\xi) \\ \frac{d\theta_v}{dz} &= \left( \frac{\theta_{v*}}{\kappa \cdot z} \right) \cdot \phi_h(\xi) \\ \frac{dq}{dz} &= \left( \frac{q_*}{\kappa \cdot z} \right) \cdot \phi_h(\xi) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Les fonctions  $\phi_m$  et  $\phi_h$  décrivent la forme spécifique des relations flux-profil. Dans le cas d'une atmosphère neutre, ces fonctions sont simplement égales à 1. L'ensemble des profils verticaux suivent alors une loi purement logarithmique. Pour les cas instables traités dans cet article, le modèle PIRAM utilise les relations suivantes :

$$\left. \begin{aligned} \phi_h(\xi) &= (1 - 16\xi)^{-\frac{1}{2}} \\ \phi_m(\xi) &= (1 - 16\xi)^{-\frac{1}{4}} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Pour obtenir les profils de vent, température et humidité, il suffit d'intégrer les relations (5) en ayant défini au préalable les conditions aux limites. L'intégration ne commence pas à l'altitude nulle, premièrement parce qu'il faut tenir compte du caractère rugueux de surface de la mer et deuxièmement parce qu'il y aurait une impossibilité mathématique.

Les bornes inférieures d'intégration sont les longueurs de rugosité en vent, température et humidité, respectivement notées  $z_{0u}$ ,  $z_{0t}$  et  $z_{0q}$ . Ces longueurs de rugosité sont, par définition, les altitudes où les variables correspondantes seraient égales à leurs valeurs actuelles à la sur-

face si les relations (7) étaient encore valables à cette altitude. En réalité, les profils  $u(z)$ ,  $\theta_v(z)$  et  $q(z)$  ne vérifient plus les relations (7) pour les valeurs de  $z$  inférieures à environ  $20 \cdot z_{0x}$  ( $x = u, t$  ou  $q$ ), notamment dans la sous-couche visqueuse où ils deviennent généralement linéaires en  $z$ . Les longueurs de rugosité sont donc des constantes d'intégration pour obtenir les relations (7) à partir de (5), dont la réalité physique a été souvent discutée, notamment pour la surface marine où leurs valeurs sont inférieures au millimètre. Cependant, pour les surfaces solides, on a pu montrer leur permanence en fonction de la forme et de la densité des éléments de rugosité de la surface, indépendamment de leur nature physico-chimique et des caractéristiques de l'écoulement. Pour la mer, le couplage dynamique entre le vent et les vagues dû à la déformabilité de la surface rompt cette indépendance, et on exprime généralement ces longueurs de rugosité en fonction de l'état de la mer et/ou du frottement du vent. Néanmoins, en supposant ces rugosités calculables et préalablement calculées (voir la fin de cette partie), on aboutit pour les profils verticaux à :

$$\left. \begin{aligned} u(z) &= u_0 + \frac{u_*}{\kappa} \cdot \left[ \ln\left(\frac{z}{z_{0u}}\right) - \Psi_m\left(\frac{z}{L}\right) \right] \\ \theta_v(z) &= \theta_{v0} + \frac{\theta_{v*}}{\kappa} \cdot \left[ \ln\left(\frac{z}{z_{0t}}\right) - \Psi_h\left(\frac{z}{L}\right) \right] \\ q(z) &= q_0 + \frac{q_*}{\kappa} \cdot \left[ \ln\left(\frac{z}{z_{0q}}\right) - \Psi_h\left(\frac{z}{L}\right) \right] \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

avec :

$$\left. \begin{aligned} - \Psi_m(\xi) &= \int_0^\xi \frac{1 - \phi_m(\xi')}{\xi'} \cdot d\xi' \\ - \Psi_h(\xi) &= \int_0^\xi \frac{1 - \phi_h(\xi')}{\xi'} \cdot d\xi' \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

-  $q_0$  et  $\theta_{v0}$ , les valeurs de l'humidité spécifique et de la température potentielle virtuelle à l'altitude nulle. Ces grandeurs sont calculées à partir de la mesure de la température de la mer  $T_0$  et en supposant que l'humidité relative à l'altitude zéro est de 98%.

-  $u_0$ , la vitesse du vent à l'altitude zéro, supposée nulle dans PIRAM.

$$- \Psi_m\left(\frac{z_{0u}}{L}\right) = \Psi_h\left(\frac{z_{0t}}{L}\right) = \Psi_h\left(\frac{z_{0q}}{L}\right) = 0.$$

Compte tenu de (6) et de la définition (8), on a :

$$\left. \begin{aligned} \Psi_m(\xi) &= 2 \cdot \ln\left(\frac{1+x}{2}\right) + \ln\left(\frac{1+x^2}{2}\right) - 2 \cdot \arctg(x) + \frac{\pi}{2} \\ \Psi_h(\xi) &= 2 \cdot \ln\left(\frac{1+y}{2}\right) \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

avec  $x = (1 - 16\xi)^{\frac{1}{2}}$  et  $y = (1 - 16\xi)^{\frac{1}{4}}$

En utilisant les valeurs de  $u_1$ ,  $\theta_{v1}$ ,  $q_1$ , déduites de la mesure des paramètres *bulk* effectuée à l'altitude  $z_1$  on obtient :

$$\left. \begin{aligned} u_* &= \kappa u_1 \left[ \ln \left( \frac{z_1}{z_{0u}} \right) - \Psi_m \left( \frac{z_1}{L} \right) \right]^{-1} \\ \theta_{v*} &= \kappa (\theta_{v1} - \theta_{v0}) \left[ \ln \left( \frac{z_1}{z_{0t}} \right) - \Psi_h \left( \frac{z_1}{L} \right) \right]^{-1} \\ q_* &= \kappa (q_1 - q_0) \left[ \ln \left( \frac{z_1}{z_{0q}} \right) - \Psi_h \left( \frac{z_1}{L} \right) \right]^{-1} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Les 3 équations (10) ajoutées à (4) qui définit  $L$ , forment un système de quatre équations non linéaires à quatre inconnues :  $u_*$ ,  $\theta_{v*}$ ,  $q_*$  et  $L$ . Une fois ces quatre paramètres d'échelle calculés, les profils verticaux de vent, de température et d'humidité et par suite le profil d'indice de réfraction sont parfaitement déterminés.

En ce qui concerne les longueurs de rugosité, PIRAM dispose de plusieurs options de calcul. Nous nous limitons ici à présenter celle qui a été utilisée pour l'analyse de la campagne MAPIP. Une façon assez simple, mais réaliste de calculer la rugosité en vent  $z_{0u}$  est donnée dans [3] :

$$z_{0u} = \frac{1,65 \cdot 10^{-6}}{u_*} + \alpha_c \frac{u_*^2}{g} \quad (11)$$

où  $\alpha_c$  désigne la "constante" de Charnock dont la valeur communément admise pour la pleine mer est 0.011. Pour les régions côtières, la valeur 0.017 a été utilisé dans PIRAM.

Pour calculer, les rugosités en température et en humidité,  $z_{0t}$  et  $z_{0q}$ , on introduit les coefficients de transfert en température et en humidité (à 10 m), notés  $C_{HN}$  et  $C_{EN}$ , et qui peuvent s'exprimer par :

$$\left. \begin{aligned} C_{HN} &= \frac{\kappa^2}{\ln \left( \frac{10}{z_{0u}} \right) \cdot \ln \left( \frac{10}{z_{0t}} \right)} \\ C_{EN} &= \frac{\kappa^2}{\ln \left( \frac{10}{z_{0u}} \right) \cdot \ln \left( \frac{10}{z_{0q}} \right)} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

A l'instar du modèle canadien LW(W)KD [1], nous avons utilisé ici les résultats de SMITH [4] :

$$C_{HN} = 1 \cdot 10^{-3} \text{ et } C_{EN} = 1,2 \cdot 10^{-3} \quad (13)$$

La détermination de  $z_{0t}$  et  $z_{0q}$  est donc immédiate dès lors que l'on a calculé  $z_{0u}$ . On remarquera que compte tenu de la forme particulière de la relation (11), cette détermination nécessite un couplage itératif avec les équations (10) et (4).

### 3. LE MODELE SEA CLUSE

SeaCluse est un modèle numérique développé pour simuler la dispersion des aérosols marins, principalement les embruns générés par les vagues déferlantes, leur évaporation dans les basses couches de l'atmosphère marine, et l'influence du couplage entre ces deux processus simultanés. En effet les embruns, de toutes tailles entre 1 et 500  $\mu\text{m}$ , sont entraînés par les mouvements de l'air au ras des vagues et diffusés par la turbulence ; changeant d'altitude en permanence, ils se retrouvent sans cesse en déséquilibre thermodynamique et hydrique avec leur environnement immédiat, ce qui provoque leur évaporation et recondensation partielles. Le cœur du modèle SeaCluse calcule à chaque altitude les bilans de concentration de particules, de concentration de vapeur d'eau et de chaleur sensible qui déterminent ces échanges thermodynamiques et hydriques. Pour cela, il est nécessaire d'établir au préalable les profils moyens de vitesse, diffusivité turbulente, température et humidité "de référence" obtenus en l'absence d'embruns : ce calcul est réalisé par un module appelé "pré-processeur météorologique" basé sur une approche voisine de celle décrite dans la section précédente. Cependant, l'évolution initiale des embruns dès leur éjection de la surface marine étant une phase cruciale de ces processus, on a été amené à développer ce pré-processeur de telle sorte que non seulement il prenne en compte l'influence des vagues en moyenne mais aussi qu'il décrive l'écoulement et les répartitions de température et d'humidité entre creux et crêtes [5].

En réalité, c'est donc seulement ce pré-processeur qui a été utilisé ici pour déterminer les paramètres de l'écoulement et les profils verticaux de température et d'humidité en prenant en compte l'influence des vagues à très basse altitude. L'influence de la présence des embruns sur la réfraction infrarouge restant assez limitée, dans les exercices décrits ici le cœur du modèle SeaCluse n'a pas été utilisé pour calculer la répartition des particules. Cependant, les premiers tests ont montré que, pour  $u_{10} = u(z=10\text{m}) > 10$  m/s, la présence des embruns peut dans certaines conditions induire des différences de quelques dixièmes de °C et quelques % d'humidité dans les profils immédiatement au-dessus des vagues. D'autre part la détermination des distributions d'aérosols, en tailles et en altitudes, est très importante dans les calculs d'extinction aérosolaire infrarouge.

Le pré-processeur météorologique de SeaCluse s'appuie sur une paramétrisation très proche de celle de LIU et al. [6] souvent appelée "modèle LKB". Au lieu des relations (6) on a retenu les résultats de EDSON et al. [7], soit

$\phi_m(\xi) = (1 - 20\xi)^{-1/4}$  pour les conditions de stratification instable. Les variables thermodynamiques utilisées sont la température potentielle  $\theta$  et :

- l'humidité absolue  $q_v$  en kg de vapeur d'eau par  $\text{m}^3$  d'air (variable conservative), dans le cœur du modèle,
- l'humidité spécifique  $q$  dans le pré-processeur par cohérence avec le modèle LKB initial, avec  $q_v = q \rho$  où  $\rho$  est la masse volumique de l'air.

Le calcul commence (théoriquement) par l'évaluation des échelles de frottement  $u_*$ , de température  $\theta_*$  et d'humidité  $q_*$  en s'appuyant sur les formules *bulk* exprimées sous leur forme standard :

$$\left. \begin{aligned} \tau &= \rho u_*^2 = \rho C_D u_{10}^2 \\ H &= -\rho c_p u_* \theta_* = -\rho c_p C_H u_{10} (\theta_{10} - \theta_o) \\ E &= -\rho L_v u_* q_* = -\rho L_v C_E u_{10} (q_{10} - q_o) \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Les coefficients de frottement  $C_D$  et de transferts  $C_H$  et  $C_E$  sont obtenus à partir de  $C_{DN}$ ,  $C_{HN}$  et  $C_{EN}$ , leurs valeurs à la neutralité ( $\xi = 0$ ), en tenant compte de la correction de stratification thermique [8], ce qui implique de calculer les valeurs de  $\xi$ ,  $\psi_m(\xi)$  et  $\psi_h(\xi)$  (voir relations (9)) qui dépendent elles-mêmes de  $u_*$ ,  $\theta_*$  et  $q_*$ . Ce système complet de paramètres est obtenu par itérations successives doubles : pour obtenir  $\xi$  et pour tenir compte d'une hauteur de référence  $z_1$  (altitude des mesures) éventuellement différente de 10 m. En s'appuyant sur les résultats et synthèses récentes [9], [10], on retient :

$$\left. \begin{aligned} C_{HN} &= C_{EN} = 1,1 \cdot 10^{-3} \\ C_{DN} &= 0,61 + 0,063 u_{10} \text{ (pleine mer)} \\ C_{DN} &= 0,43 + 0,10 u_{10} \text{ (zones côtières)} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

On notera que les formules (14) font apparaître  $u_{10}$  et non  $(u_{10} - u_o)$ , où  $u_o$  est la vitesse de l'air à la surface, non nulle du fait du glissement de la surface induit par le frottement, parce que les paramétrisations des coefficients  $C_{iN}$  ne prennent pas en compte cette vitesse de glissement.

L'établissement des profils au dessus de la surface marine sépare la CSAM en une couche directement influencée par les vagues et une couche non-perturbée par leur mouvement. La hauteur de la frontière entre les 2 couches dépend de la hauteur des vagues et elle est fixée ici à  $z = H_o$ , l'origine des altitudes étant située au niveau moyen de la surface et  $H_o$  étant la hauteur creux-à-crête de l'onde dominante. Pour  $z > H_o$ , les profils sont obtenus à l'aide de formules identiques à (7) dans lesquelles les rugosités  $z_{0x}$  sont déduites des valeurs de  $u$ ,  $\theta$ ,  $q$  à la hauteur de référence et des valeurs de  $u_*$ ,  $\theta_*$ ,  $q_*$  précédemment calculées : on n'utilise donc pas les paramétrisations supplémentaires (11) et (12).

Pour la couche de l'atmosphère directement influencée par le mouvement des vagues, on réalise le calcul des champs bi-dimensionnels  $(x, z)$  de vent, température et humidité au-dessus de la surface. La forme de la surface  $\eta(x)$  des vagues dominantes est assimilée à une onde de Stokes d'ordre 8.

Pour les conditions de pleine mer on considère que le champ de vagues est pleinement développé ; les paramètres du profil  $\eta(x)$  sont donc totalement fixés par le choix du paramètre de Stokes  $h = 0,135$  et de l'âge de la vague  $\Gamma = 0,85$ , sachant que l'on a :

$$h = \frac{kH_o}{2} \text{ avec } k = \frac{2\pi}{\Lambda}, \text{ nombre d'onde de la vague,}$$

$$\Gamma = \frac{c_v}{u_{10}} \text{ avec } c_v \text{ célérité de la vague.}$$

Pour les zones côtières le champ de vagues n'est pas établi et il dépend de la profondeur d'eau et de la distance à la côte, ou fetch. Le calcul fait alors intervenir un modèle de l'énergie des vagues et de leur distribution spectrale, fonction de ces paramètres et de la vitesse de frottement  $u_*$ .

Le calcul du champ de vent dans la zone des vagues,  $-H_o/2 < z < H_o$ , est basé sur une approche minimisant les hypothèses, sans paramètre arbitraire. On suppose que localement l'écoulement est suffisamment peu perturbé (les pentes restent faibles) pour retrouver la forme logarithmique du profil de vent en variables locales :

$$u(x, z) - u_{0L}(x) = \frac{u_*}{\kappa} \left[ \ln \left( \frac{z - \eta(x)}{z_{0L}(x)} \right) - \Psi_m(\xi) \right] \quad (16)$$

$$\text{où } \xi = \frac{[z - \eta(x)]}{L}.$$

Ici  $u_{0L}(x)$  est la vitesse du vent locale (pour chaque abscisse  $x$ ) à la surface de la vague, égale à la vitesse de glissement local de la surface. Elle se décompose en une composante locale due aux mouvements orbitaux de l'eau à la surface et une composante moyenne due au glissement d'ensemble de la surface dans le sens du vent :

$$u_{0L}(x) = u(x, \eta(x)) = \omega \cdot \eta(x) + \kappa u_* \quad (17)$$

où  $\omega$  est la pulsation de l'onde de Stokes. Les profils locaux de température et d'humidité sont obtenus sur les mêmes bases :

$$\left. \begin{aligned} \theta(x, z) - \theta_o &= \frac{\theta_* \cdot P_{rt}}{\kappa} \left[ \ln \left( \frac{z - \eta(x)}{z_{0t}(x)} \right) - \Psi_h(\xi) \right] \\ q(x, z) - q_o &= \frac{q_* \cdot S_{ct}}{\kappa} \left[ \ln \left( \frac{z - \eta(x)}{z_{0q}(x)} \right) - \Psi_h(\xi) \right] \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

$P_{rt}$  (respectivement  $S_{ct}$ ) désigne le nombre de Prandtl (respectivement Schmidt) turbulent.

$z_{0L}(x)$ ,  $z_{0t}(x)$  et  $z_{0q}(x)$  sont des paramètres identiques à des longueurs de rugosité locales, qui sont déterminées en imposant que tous les profils locaux convergent pour  $z = 10$  m, soit :

$$u(x, 10) = u_{10} ; \theta(x, 10) = \theta_{10} ; q(x, 10) = q_{10} ;$$

On observe que les valeurs de ces paramètres ainsi obtenues sont assez proches en moyenne des longueurs de rugosité fournies par les modèles de Charnock, LKB, ou plus élaborés [5]. Les profils moyens utilisés dans la suite sont obtenus par intégration en  $x$  des profils locaux, sur une longueur d'onde  $\Lambda$  de la vague dominante :

$$\phi(z) = \overline{\phi(x, z)} = \frac{1}{\Lambda} \int_0^{\Lambda} \phi(x, z) dx ; \phi = u, \theta \text{ ou } q \quad (19)$$

pour  $-\frac{H_0}{2} < z < H_0$ .

Bien que le choix de la hauteur de raccordement des 2 couches,  $z = H_0$ , paraisse arbitraire et ne prenne pas en compte la cambrure des vagues, on observe un très bon raccordement des profils calculés dans les 2 couches [5].

#### 4. DONNEES EXPERIMENTALES

Les données utilisées ici sont issues de l'expérience OTAN MAPTIP (Marine Aerosol Properties and Thermal Imager Properties) qui s'est déroulée durant l'automne 1993, du 11 octobre au 5 novembre, sur les côtes néerlandaises, à proximité de Katwijk.

Le dispositif expérimental et l'ensemble des instruments mis en œuvre sont décrits en détail dans [11]. Nous ne présentons par la suite que les moyens directement liés à l'analyse des effets de réfraction dans la CSAM [12].

Afin de quantifier ces effets, plusieurs lampes halogènes d'une puissance de 500 W ont été installées sur un navire océanographique hollandais, le Tydeman, à différentes hauteurs indiquées sur la figure 3.

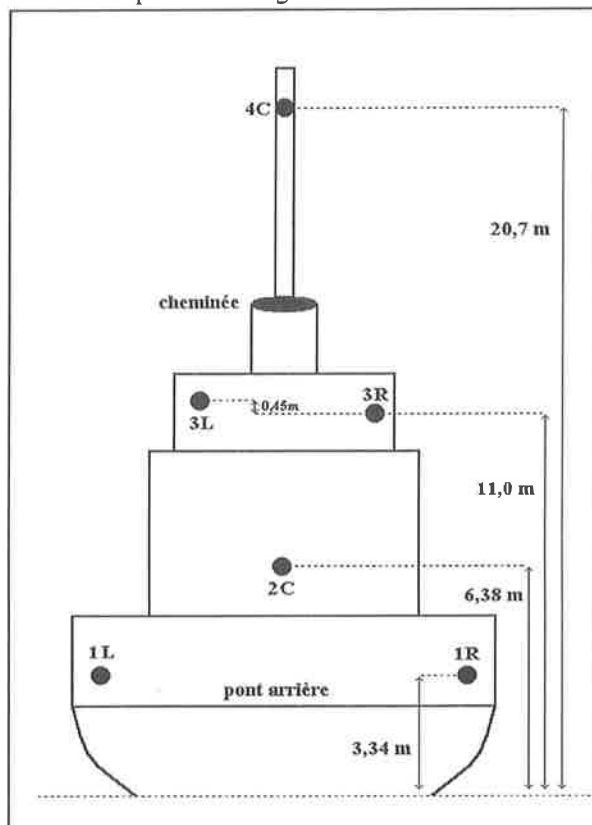


Figure 3 : Vue arrière du Tydeman.  
Position des lampes halogènes par rapport à la ligne de flottaison

Lorsque le bateau s'éloignait du rivage, les différentes lampes atteignaient l'horizon les unes après les autres

puis disparaissaient. Avant qu'elles ne disparaissent, de longues périodes de dédoublement (plusieurs minutes) ont été observées. La disparition complète des lampes était généralement précédée de clignotements dont la période coïncidait avec celle du mouvement des vagues.

L'observation des lampes installées sur le bateau se faisait depuis la plage de Katwijk à partir de caméras fonctionnant soit dans le visible, soit dans l'infrarouge. Nous utiliserons les mesures fournies par une des caméras "visibles". Comme nous l'avons déjà dit, toutes les conclusions que l'on pourra tirer de notre étude sont transposables au domaine infrarouge.

Par ailleurs deux bouées instrumentées ont été mouillées en mer à 4 km des côtes :

- une bouée météorologique mesurant notamment les paramètres *bulk* ainsi que la direction du vent et le rayonnement solaire

- une bouée océanographique mesurant la hauteur significative et le spectre monodimensionnel des vagues.

Durant la campagne, la CSAM était toujours en situation instable, avec des écarts de température entre la mer et l'air allant de 0.3°C à 9°C. Les vents étaient en général relativement modérés mais, et cette situation est plutôt atypique, il s'agissait de vent d'est donc continentaux, alors que sur les côtes hollandaises de la mer du Nord les vents dominants sont habituellement d'origine océanique. Parmi les données disponibles, nous avons sélectionné 2 événements particuliers, mais représentatifs des conditions météorologiques rencontrées :

- le cas E (situation très instable) enregistré le 22/10/93 pour un déplacement du navire Tydeman débutant à 20h45 et se terminant à 21h55.

- le cas H (situation quasi-neutre) enregistré le 26/10/93 pour un déplacement du navire Tydeman débutant à 08h35 et se terminant à 09h45.

La durée "utile" de ces 2 événements (de la disparition des lampes les plus basses à la disparition des lampes les plus hautes) était de l'ordre de 30 minutes. Durant ces laps de temps, on a pu vérifier que l'ensemble des paramètres météorologiques et océanographiques était quasiment invariant. La valeur de tous ces paramètres est indiquée sur le tableau 2 ci-après.

	Cas E	Cas H
$p_1$ (hPa)	1027	1031
$T_1$ (°C)	7,4	11,2
$H_1$ (%)	76	85
$u_1$ (m/s)	9,1	7,0
Direction (°)	60	40
$z_1 = z_2$ (m)	3,4	3,4
$T_0$ (°C)	12,4	11,5
$H_{1/3}$ (m)	0,91	0,68
$T_{1/3}$ (s) <sup>3</sup>	4,8	4,6
Marée (m)	0,32	-0,59

Tableau 2 : Valeurs des paramètres météorologiques et océanographiques correspondant aux cas E et H de MAPTIP

<sup>3</sup>  $T_{1/3}$  désigne la période significative des vagues.

Pour les 2 cas étudiés, l'altitude, par rapport au niveau moyen de la mer, de la caméra d'observation était de 7.04 mètres. Dans le programme de tracé de rayons, cette valeur doit être corrigée par la hauteur de marée.

## 5. COMPARAISON DE PIRAM ET SEA CLUSE

Les profils de température, de vitesse de vent et d'indice de réfraction correspondant aux cas précédemment définis sont tracés sur les figures 4a à 6a (MAPTIP cas E) et 7a à 9a (MAPTIP cas H). Les profils d'indice  $M$  déduits du modèle SeaCluse sont, et ceci pour des raisons de commodité de mise en œuvre informatique, calculés par la relation (3) à partir :

- du profil de température SeaCluse,
- des profils de pression et d'humidité PIRAM.

Comme le profil d'humidité n'intervient que très peu pour calculer l'indice de réfraction dans le domaine optique, le biais introduit par cette procédure est tout à fait minime. De plus, de par la nature même des paramétrisations utilisées par les 2 modèles, les conclusions que l'on peut tirer de la comparaison des profils de température sont aisément transposables aux profils d'humidité.

Afin de mieux apprécier les différences éventuelles, les écarts en fonction de l'altitude entre les valeurs SeaCluse et les valeurs PIRAM sont reportés sur les figures 4b à 6b (MAPTIP cas E) et 7b à 9b (MAPTIP cas H).

L'ensemble de ces figures appelle les commentaires suivants :

- Tous les profils se coupent à l'altitude de mesure (ou altitude de référence)  $z_1 = 3,4$  m. Cette constatation n'est pas aussi triviale qu'il y paraît, car SeaCluse, en interne, utilise comme contraintes les valeurs à l'altitude 10 m. Il faut donc itérer pour calculer la valeur de ces contraintes compatible avec les valeurs effectivement mesurées.

- En ce qui concerne les profils de température, les écarts observés aux très basses altitudes de doivent pas surprendre. En effet, la température de la mer  $T_0$  est prise comme température à l'altitude nulle par PIRAM alors que, comme la présence des vagues est explicitement prise en compte par SeaCluse, le profil de température calculé par ce modèle s'étend jusqu'à l'altitude  $-H_0/2$ . Ces écarts sont d'autant plus grands que l'instabilité, mesurée en première approximation par la différence de température entre l'eau et l'air, augmente (voir figures 4b et 6b).

- Les profils de température s'écartent de nouveau lorsque l'altitude augmente à raison d'environ  $0,1^\circ\text{C}/10\text{m}$ . Ce comportement s'explique par les choix différents faits par les 2 modèles aussi bien pour les fonctions de stabilité que pour les longueurs de rugosité.

- Les profils de vitesse de vent diffèrent sensiblement aux très basses altitudes, pour les mêmes raisons que celles invoquées à propos des profils de température. Naturellement, les écarts enregistrés

augmentent avec la vitesse du vent mesurée à l'altitude de référence. A plus haute altitude, les profils ne convergent pas tout à fait vers la même valeur, mais l'écart, de l'ordre de quelques dixièmes de m/s, devient, pour toutes les données analysées (y compris celles non présentées ici), quasiment constant.

- Pour les profils d'indice de réfraction, les comportements respectifs des 2 modèles ne sont que la conséquence de ce qui a déjà été remarqué à propos des profils de température. Aux altitudes supérieures à une dizaine de mètres, les profils s'écartent d'environ  $0,1 M/10\text{m}$ .

Vis à vis des calculs des horizons optiques ( $D_{\text{max}}$ ) et/ou des limites des zones de mirage ( $D_{\text{min}}$  et  $D_{\text{max}}$ ) les résultats obtenus sont résumés dans les tableaux 3 et 4.

Lampes		A. S.	P.	S.	O.
3,34 m	Dmin (km)	16,09	8,71	7,53	8,53
	Dmax (km)		9,55	9,17	11,08
6,38 m	Dmin (km)	19,00	10,67	8,76	10,08
	Dmax (km)		12,08	11,81	12,95
11 m	Dmin (km)	22,19	13,06	11,64	-
	Dmax (km)		15,04	14,89	-
20,7 m	Dmin (km)	27,09	17,09	15,60	-
	Dmax (km)		19,68	19,73	21,08

**Tableau 3 : MAPTIP (cas E)**

*Valeurs des limites des zones de mirage ( $D_{\text{max}}$  correspond en outre à l'horizon optique) pour les différentes hauteurs de lampes du Tydeman.*

*A.S. : valeurs pour l'atmosphère standard (pas de dédoublement).*

*P. : valeurs calculées à partir de PIRAM.*

*S. : valeurs calculées à partir de SeaCluse.*

*O. : observations expérimentales (- indique l'absence de données).*

Lampes		A. S.	P.	S.	O.
3,34 m	Dmin (km)	17,06	15,56	14,81	16,41
	Dmax (km)			15,29	
6,38 m	Dmin (km)	19,92	18,28	17,53	18,98
	Dmax (km)			18,19	
11 m	Dmin (km)	23,08	21,34	20,64	21,82
	Dmax (km)			21,40	
20,7 m	Dmin (km)	27,96	26,10	25,51	26,67
	Dmax (km)			26,14	

**Tableau 4 : MAPTIP (cas H)**

*Valeurs des limites des zones de mirage ( $D_{\text{max}}$  correspond en outre à l'horizon optique) pour les différentes hauteurs de lampes du Tydeman.*

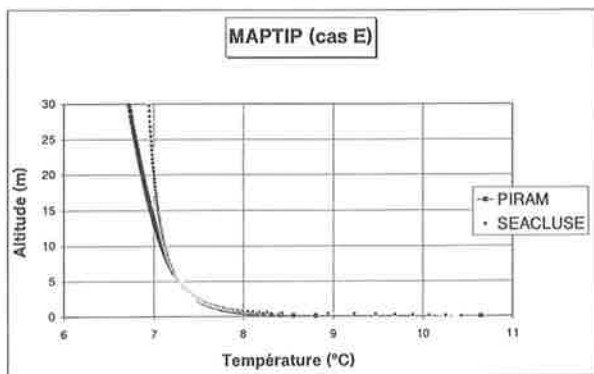
*A.S. : valeurs pour l'atmosphère standard (pas de dédoublement).*

*P. : valeurs calculées à partir de PIRAM.*

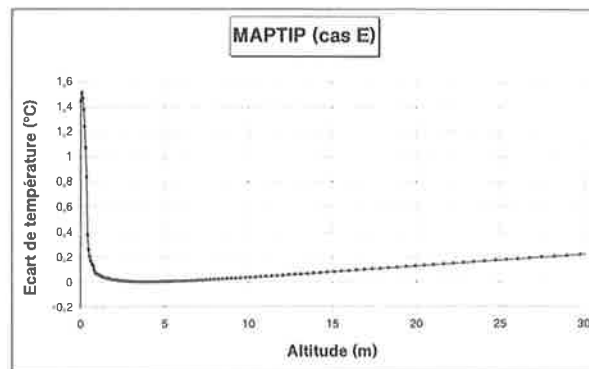
*S. : valeurs calculées à partir de SeaCluse.*

*O. : observations expérimentales.*

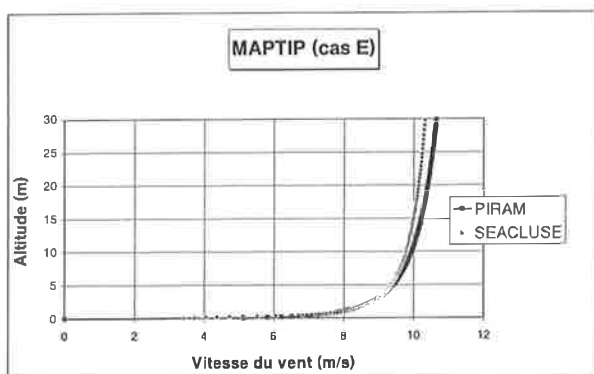




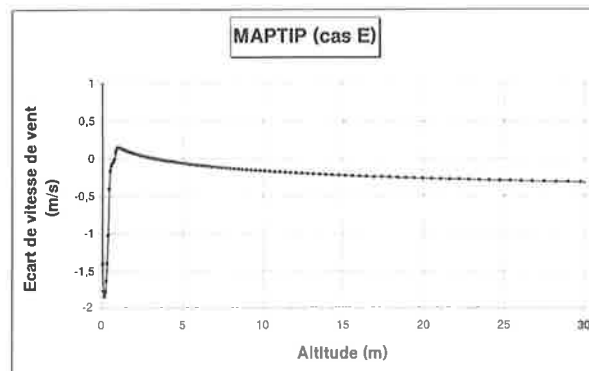
**Figure 4a : MAPTIP (cas E)**  
*Profils de température calculés par PIRAM et SeaCluse.*



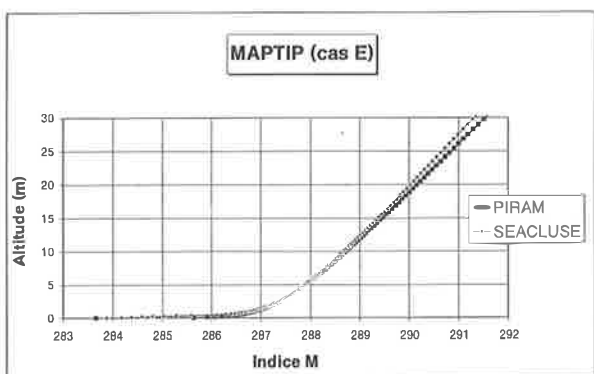
**Figure 4b : MAPTIP (cas E)**  
*Ecart entre les profils de température PIRAM et SeaCluse en fonction de l'altitude*



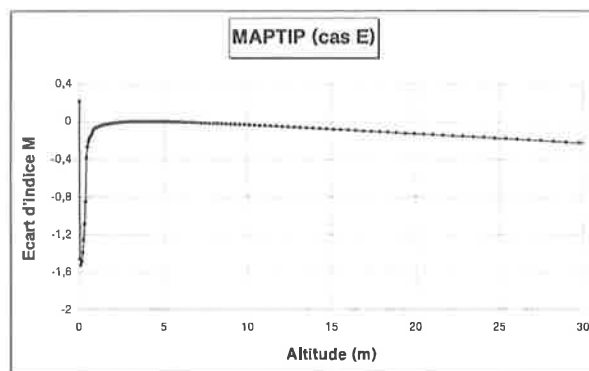
**Figure 5a : MAPTIP (cas E).**  
*Profils de vitesses vent calculés par PIRAM et SeaCluse.*



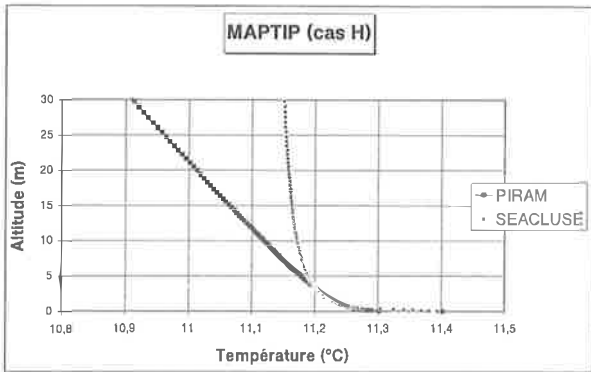
**Figure 5b : MAPTIP (cas E)**  
*Ecart entre les profils de vitesse de vent PIRAM et SeaCluse en fonction de l'altitude*



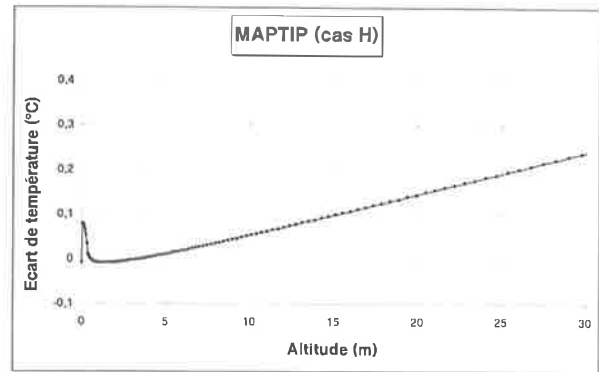
**Figure 6a : MAPTIP (cas E).**  
*Profils d'Indice M calculés à partir :*  
 - des profils de température PIRAM ou SeaCluse,  
 - des profils de pression et d'humidité PIRAM



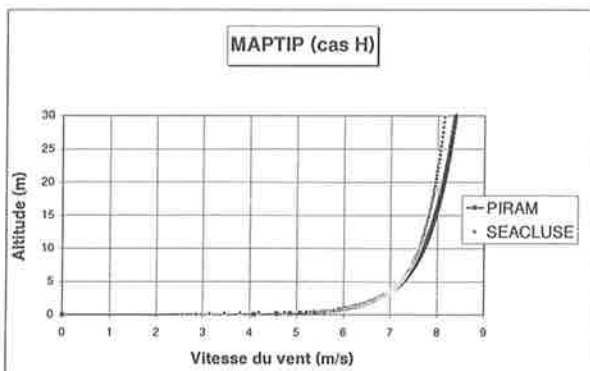
**Figure 6b : MAPTIP (cas E)**  
*Ecart entre les profils d'indice M déduits des profils de température PIRAM et SeaCluse en fonction de l'altitude*



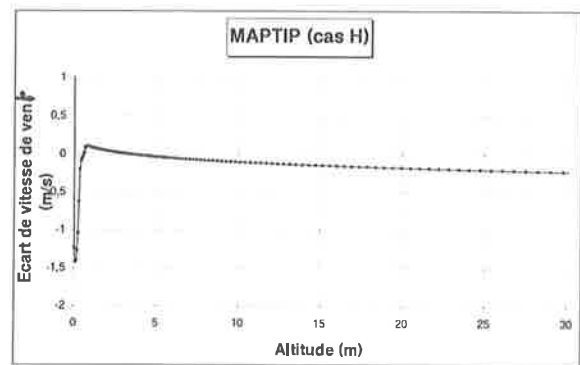
**Figure 7a : MAPTIP (cas H)**  
*Profils de température calculés par PIRAM et SeaCluse.*



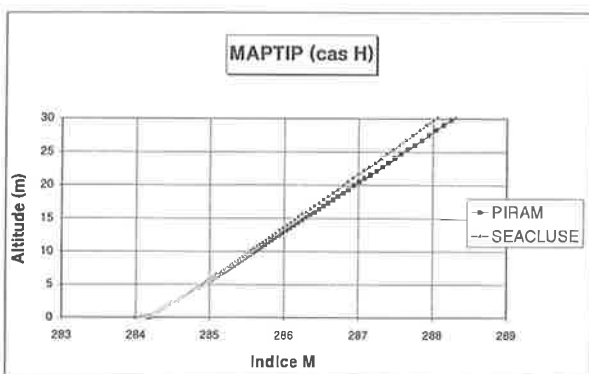
**Figure 7b : MAPTIP (cas H)**  
*Ecart entre les profils de température PIRAM et SeaCluse en fonction de l'altitude*



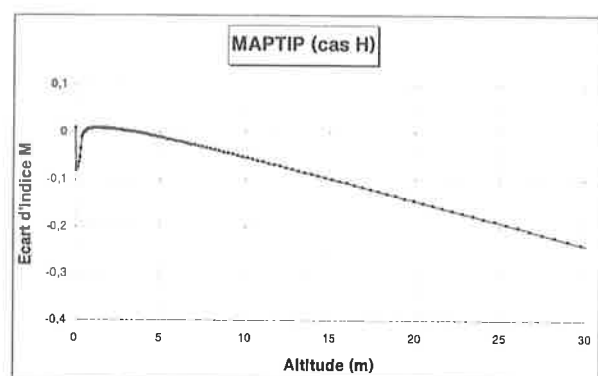
**Figure 8a : MAPTIP (cas H).**  
*Profils de vitesses vent calculés par PIRAM et SeaCluse.*



**Figure 8b : MAPTIP (cas H)**  
*Ecart entre les profils de vitesse de vent PIRAM et SeaCluse en fonction de l'altitude*



**Figure 9a : MAPTIP (cas H).**  
*Profils d'Indice M calculés à partir :*  
 - des profils de température PIRAM ou SeaCluse,  
 - des profils de pression et d'humidité PIRAM



**Figure 9b : MAPTIP (cas H)**  
*Ecart entre les profils d'indice M déduits des profils de température PIRAM et SeaCluse en fonction de l'altitude*

Avec une hypothèse d'atmosphère standard, on ne prédit évidemment aucun dédoublement ; il n'y a donc pas lieu de distinguer  $D_{min}$  et  $D_{max}$  dans les tableaux 3 et 4. Pour des atmosphères quasi-neutres, comme le cas H, les observations n'indiquent pas non plus d'existence de dédoublements, contrairement à ce que semble prédire le programme de tracé de rayons utilisant les profils issus de PIRAM ou de SeaCluse. En fait, à partir du programme de tracé de rayons, on raisonne pour des sources ponctuelles. En réalité, les sources observées (lampes halogènes situées à l'arrière du Tydeman) ne le sont pas et il faut des effets de réfraction suffisamment importants pour observer des dédoublements. Pour une atmosphère quasi-neutre, on n'observera simplement un léger étirement de l'image dans le sens vertical. Les phénomènes de scintillation, de flou et d'étalement rendent délicate l'observation des petits mirages.

Il faut également remarquer que le programme de tracé de rayons utilisé suppose une atmosphère horizontalement homogène ; cette hypothèse n'est jamais complètement vérifiée surtout lors de MAPTIP puisque l'on avait plutôt des vents dominants d'origine continentale.

Compte tenu des remarques énoncées dans les 2 paragraphes précédents, tout écart inférieur au km, entre les valeurs de  $D_{min}$  et  $D_{max}$  calculées et celles observées, sera jugé très satisfaisant.

En ce qui concerne l'étude comparative des résultats issus de SeaCluse et de PIRAM, la lecture des tableaux 3 et 4 appelle les commentaires suivants :

- Les valeurs de  $D_{max}$  calculées par PIRAM et SeaCluse sont relativement proches et en assez bon accord avec les observations expérimentales. A cause des différences de pentes, mentionnées plus haut, dans les profils, les valeurs de  $D_{max}$  calculées à partir de SeaCluse sont inférieures à celles calculées à partir de PIRAM, pour les lampes les plus basses et supérieures pour les lampes les plus hautes. Cependant ces écarts ne sont pas suffisamment importants pour que l'on se hasarde à en tirer des conclusions hâtives.

- Les valeurs de  $D_{min}$  (très sensibles, rappelons-le, à la partie basse des profils) déduites de SeaCluse sont systématiquement inférieures à celles déduites de PIRAM et aux observations expérimentales. Le fait "d'éliminer" les rayons dont l'altitude devient inférieure à  $0,65H_{1/3}$  revient à ne pas tenir compte des profils pour ces altitudes où l'on n'observe les écarts maximum entre SeaCluse ET PIRAM. Les différences qui subsistent sur les valeurs de  $D_{min}$  peuvent avoir deux origines qui ne sont pas du tout incompatibles :

- La "troncature" à  $0,65H_{1/3}$  est un choix optimum lorsque le profil est calculé par une méthode bulk [12]. Néanmoins, comme SeaCluse prend en compte les interactions avec le champ de vagues, le choix d'un autre seuil de troncature pourrait conduire à des résultats en meilleur accord avec les observations. Il man-

que des éléments théoriques pour pouvoir conclure quant au choix de ce seuil dont l'existence physique est pourtant indiscutable.

- Les paramètres du modèle de Stokes pour le champ de vagues ont été obtenus à partir des valeurs expérimentales de la hauteur significative des vagues, de la période significative des vagues et de la vitesse du vent, valeurs reportées dans le tableau 2. Ces valeurs conduisent à un champ de vagues relativement développé : typiquement  $\Gamma = 0,7$  et  $h = 0,09$ . Ces résultats semblent peu réalistes en raison de l'origine continentale des vents dominants et du fetch variant de 4 à 20 km. Par comparaison, et pour des conditions similaires, on trouve dans [13] et [14] les valeurs typiques suivantes :  $\Gamma = 0,35$  et  $h = 0,25$ . On peut penser que les paramètres de Stokes utilisés par SeaCluse pour les résultats présentés ici ne sont peut-être pas représentatifs du champ de vagues réel.

## CONCLUSION

Cette étude montre qu'il est important de connaître le profil d'indice de réfraction dans la CSAM afin de déterminer la portée réelle maximum des systèmes optiques fonctionnant dans le visible ou dans l'infrarouge. Le calcul du profil vertical d'indice par un modèle *bulk* tel que PIRAM conduit à des résultats qui sont généralement en bon accord avec les observations expérimentales effectuées durant la campagne MAPTIP.

Le modèle numérique SeaCluse qui prend en compte les interactions et échanges d'énergie entre le champ de vagues et l'écoulement d'air a pour objectif majeur le calcul de la concentration d'aérosols marins, mais il permet également le calcul du profil d'indice de réfraction. Pour les effets de réfraction, l'analyse des résultats de MAPTIP avec le modèle SeaCluse s'avère très encourageante. Cependant, les points suivants méritent d'être approfondis :

- Etude de la sensibilité des résultats de SeaCluse aux paramètres de STOKES décrivant le champ de vagues.

- Amélioration de la détermination de ces paramètres de Stokes obtenus ici à partir des hauteurs et périodes des vagues et de la vitesse du vent. A cet effet, l'utilisation prochaine des spectres de vagues mesurées lors de MAPTIP devrait être un atout précieux.

- Analyse de l'effet de la surface de la mer sur la propagation des rayons optiques lorsque l'altitude de ceux-ci devient du même ordre de grandeur que la hauteur des vagues.

## REMERCIEMENTS

Ce travail de comparaison a été réalisé avec le soutien de la DGA/CELAR. Les auteurs expriment leur plus chaleureuse gratitude à Denis DION et Luc FORAND du CRDV (CANADA) pour l'accès aux données issues des matériels canadiens mis en œuvre durant la campagne MAPTIP. Ils remercient également la Marine Néerlandaise pour l'utilisation du navire océanographique "Hr.Ms.Tydeman" lors de la campagne MAPTIP, et pour le soutien apporté au TNO pour le développement du modèle SeaCluse.

## REFERENCES

- [1] FORAND J.L., "The L(W)WKD Marine Boundary Layer Model", DREV-R 9618, Mars 1997.
- [2] CLAVERIE J. et al., "Modélisation des profils verticaux d'indice de réfraction et de  $C_n^2$  en atmosphère marine", 2<sup>nd</sup> AGARD SPP Symposium, *L'évaluation de la propagation en régions côtières*, 19-22 Sept. 1994, Bremerhaven, Allemagne, pp 29-1, 29-11.
- [3] GARRATT J. R., "The atmospheric boundary layer", Cambridge University Press, 316 p, 1992.
- [4] SMITH S.D., "Water vapour flux at the sea surface", *Bound. Layer Meteo.*, 47, 1989, pp 277-293.
- [5] MESTAYER P.G. et al., "Numerical simulation of the dynamics of sea spray over the waves", *J. Geophys. Res.*, 101, 1996, pp 20771-20797.
- [6] LIU W.T., KATSAROS K.B., BUSINGER J.A., "Bulk parameterization of the air-sea exchange of heat and water vapor including the molecular constraints at the interface", *J. Atmos. Sci.*, 36, 1979, pp 1722-1735.
- [7] EDSON J.B. et al., "A study of the inertial dissipation method for computing air-sea fluxes", *J. Geophys. Res.*, 96, 1991, pp 10689-10711.
- [8] GEERNAERT G.L., KATSAROS K.B., RICHTER K., "Variation of the drag coefficient on sea state", *J. Geophys. Res.*, 91, 1986, pp 7667-7679.
- [9] DECOSMO J. et al., "Air-sea exchange of water vapor and sensible heat: The Humidity Exchange over the Sea (HEXOS) results", *J. Geophys. Res.*, 101, 1996, pp 12001-12016.
- [10] SMITH S.D., "Coefficients for sea surface wind stress, heat flux, and wind profiles as a function of wind speed and temperature", *J. Geophys. Res.*, 93, 1988, pp 15467-15472.
- [11] JENSEN D.R., DE LEEUW G., VAN EIJK A.M.J., "Summary of the Marine Aerosol Properties and Thermal Imager Performance Trial (MAPTIP)", 2<sup>nd</sup> AGARD SPP Symposium, *L'évaluation de la propagation en régions côtières*, 19-22 Sept. 1994, Bremerhaven, Allemagne.
- [12] FORAND J.L. et al., "MAPTIP Work Group Report: Refractive effects in the visible and the infrared", DREV-R 9621, Juin 1997.
- [13] GEERNAERT G.L., "Bulk parametrisations for the wind stress and heat fluxes", in "Surface waves and

fluxes I", 91-172, G.L. GEERNAERT and W.J. PLANT (eds), Kluwer Academic Press, The Netherlands, 1990.

[14] TRANCHANT B., "Simulations numériques des aérosols marins", Ph.D Thesis, Ecole Centrale de Nantes, Mars 1997.

PAPER No. 5

DISCUSSOR'S NAME: W. Cornette

COMMENT/QUESTION:

The paper's assumption is that the index of refraction is non-dispersive and that the water vapour term is small (2-3%). However, in the LWIR (above 10-12 $\mu\text{m}$ ), the index of refraction becomes dispersive with a large dependence on water vapour. Are there any plans to evaluate the effect of the MBL in the LWIR?

AUTHOR/PRESENTER'S REPLY:

Actually, the bands of interest are the ones listed in the paper: visible, [1.3  $\mu\text{m}$ ], [3.5  $\mu\text{m}$ ] and [8.12  $\mu\text{m}$ ]. For each of these bands we used simplified relationships between the index of refraction and the wavelength. But these relationships give very good accuracy.

You can use more complex formulae, for all IR bands including LWIR. (See the reference [1] in the paper for more details).

Actually we do not study propagation for wavelengths  $> 12 \mu\text{m}$ .

