

N° d'ordre 376

50376
1977
174-2

50376
1977
174-2

THESE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES
ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

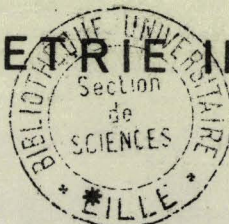
par

Pierre-Yves DESCHAMPS

*

TELEDETECTION DE LA TEMPERATURE DE LA SURFACE DE LA MER

PAR RADIOMETRIE INFRAROUGE



Tome II

Soutenue le 27 mai 1977 devant la Commission d'examen

Membres du Jury

M. LACOMBE

Président

M. BERROIR

Rapporteurs

M. COANTIC

Mme LENOBLE

M. HERMAN

Examineurs

M. KAPLAN



CHAPITRE IV

MESURE DE LA TEMPERATURE DE SURFACE A PARTIR DE SATELLITES :

Etude de la correction Atmosphérique entre 10 et 13 μm

IV - 1 - INTRODUCTION

La mesure radiométrique de la température de surface à partir d'un satellite en orbite terrestre offre évidemment le grand avantage de fournir un relevé périodique sur l'ensemble du globe. Le premier radiomètre infrarouge à balayage à être embarqué sur un satellite scientifique a été le H.R.I.R. (High Resolution Infrared Radiometer) sur NIMBUS - 2, satellite expérimental de la NASA. Après divers perfectionnements sur les NIMBUS suivants, il a donné naissance aux radiomètres des satellites NOAA qui sont opérationnels depuis plusieurs années. Puis les premiers satellites météorologiques ont été mis sur orbite géostationnaire (36.000 km) fournissant des données avec une grande répétitivité. En 1977, une nouvelle génération de satellites NOAA débutant avec TIROS - N sera lancée comportant notamment un système multispectral à 2 ou 3 longueurs d'onde pour la mesure de température de surface. Le tableau IV-1 résume les performances des divers capteurs embarqués sur satellites.

Les données recueillies à partir de satellites permettent d'obtenir un relevé de température de surface sur l'ensemble du globe, ce qui est particulièrement précieux en dehors des routes maritimes et dans l'hémisphère Sud. Elles ont également été utilisées avec succès pour fournir une cartographie régionale de phénomènes océanographiques et le résultat le plus spectaculaire a été la mise en évidence de méandres et de tourbillons à la frontière du Gulf Stream (WARNECKE et al, 1971, DERYCKE et RAO, 1973, RICHARDSON et al, 1973, GOTTHARDT et POTOCKY, 1974, STUMPF et RAO, 1975, LEHECKIS, 1975, VUKOVICH, 1976). Les données des satellites NOAA sont reçues à Lannion en France par la Météorologie Nationale et ont permis d'étudier les upwellings côtiers en Méditerranée (CREPON, 1977).

L'utilisation des mesures obtenues à partir de satellites pose cependant un certain nombre de problèmes méthodologiques et dans ce chapitre nous étudions l'effet de l'atmosphère sur le signal recueilli dans l'intervalle spectral 10 - 13 μm qui est actuellement le plus couramment utilisé. L'étude qui a été faite consiste en une simulation de l'erreur sur la mesure de la température de surface due à l'atmosphère, à partir de données atmosphériques statistiques recueillies au point K dans l'Océan Atlantique Nord. Diverses méthodes de corrections sont envisagées et on étudie plus particulièrement le problème de la correction multispectrale linéaire (mesure à plusieurs longueurs d'onde) et de son optimisation.

Satellite	Capteur	Bande passante spectrale	Résolution spatiale	Répétitivité	
NIMBUS 1,2	HRIR	3,4 - 4,2 μ m	8 Km	2 par jour	Orbite polaire défilante
NIMBUS 3, 4, 5	THIR	10,5 - 12,5	7,5	"	
TIOS 1	SR	10,5 - 12,5	8	"	
NOAA 1 à 5	VHRR	10,5 - 12,5	1	"	
NOAA 2 à 5	AVHRR	{ 3,7 11 et 12 μ m	1	"	
TIROS-N(77)					
AEM-A (78)	HCM	10,5 - 12,5	0,4	1 par jour	Orbite Géos- tationnaire
LANDSAT-C (77-78)	MSS	10,5 - 12,5	0,15	1 par semaine	
SMS/GOES 1,2	VISSR	10,5 - 12,5	8	2 par heure	
METEOSAT (77)		10,5 - 12,5	4	"	

TABLEAU IV-1 :

Evolution et performances des radiomètres infrarouges à balayage embarqués sur satellite (Mc CLAIN, 1975)



IV - 2 - IMPORTANCE DES TERMES D'ERREUR

L'importance relative des termes d'erreur précédemment soulignés, réflexion sur la surface de la mer et émission atmosphérique est inversée par rapport aux mesures à basse altitude. L'effet de réflexion reste inchangé (0,5K maximum), tandis que l'émission atmosphérique peut introduire une erreur de plusieurs degrés K. La variabilité des termes d'erreur est également inversée. Les mesures étant supposées être acquises en l'absence de nuages, par ciel clair, l'erreur de réflexion est alors constante à $\pm 0,1$ K (LORENZ, 1968, LECOMTE et DESCHAMPS, 1970). L'aspect global des mesures entraîne par contre une très grande variabilité de l'émission atmosphérique.

Le tableau IV-2, d'après BROWER et al (1976) donne une correction moyenne atmosphérique obtenue à partir d'une comparaison statistique entre les mesures satellitaires et les relevés de navires, en fonction de la température radiométrique et de l'angle de visée. L'erreur atmosphérique croît avec la température radiométrique de surface à cause de l'augmentation du contenu en vapeur d'eau qui est le principal absorbant dans la fenêtre atmosphérique 10 - 13 μ m. L'ordre de grandeur de la contribution relative des divers absorbants est donnée dans le tableau IV-3.

Par contre l'élimination des nuages présents dans le champ de vue de l'appareil a une importance ignorée pour les mesures aériennes et qui demande un traitement spécifique qui n'a pas été développé dans cette étude: critère d'élimination à partir d'un canal visible de jour, traitement statistique par histogrammes sur plusieurs points (LAVIOLETTE et CHABOT, 1969, SMITH et al, 1970, SHENK et SALOMONSON, 1972, RAO et al, 1972, COGAN et WILLAND, 1976, BROWER et al, 1976).

TABLEAU IV - 2

Correction atmosphérique, moyenne empirique (10,5 - 12,5 μm)
(BROWER et al, 1976)

Température radiométrique (K)	Correction en K pour un angle zénithal							
	0°	7°	14°	21°	28°	35°	43°	51°
270	3,05	3,09	3,18	3,32	3,50	3,74	4,03	4,40
275	3,39	3,43	3,52	3,66	3,84	4,08	4,37	4,74
280	3,81	3,86	3,95	4,08	4,27	4,50	4,79	5,16
285	4,30	4,36	4,44	4,57	4,76	4,99	5,28	5,65
290	4,87	4,92	5,01	5,15	5,33	5,56	5,85	6,22
295	5,51	5,56	5,65	5,78	5,96	6,20	6,49	6,86
300	6,21	6,26	6,35	6,48	6,66	6,90	7,19	7,56

TABLEAU IV- 3

Correction atmosphérique entre 10,5 et 12,5 μm

Absorbant	Ordre de grandeur
H ₂ O	0 à 9,0 K
CO ₂	0,1 à 0,2 K
O ₃	0,1 K
aérosols	0,1 à 0,95 K

d'après BROWER et al (1976)

IV - 3 - SIMULATION DE L'EFFET ATMOSPHERIQUE DANS L'INTERVALLE SPECTRAL

10 - 13 μm



Si les comparaisons directes entre les mesures faites par le satellite et les températures mesurées à la mer permettent de donner un ordre de grandeur moyen de la correction atmosphérique par ciel clair tel que le tableau IV-2, elles ne sont pas assez précises pour estimer le degré de variabilité de cette correction. On est obligé de faire appel à une simulation numérique du

problème : l'émission des gaz atmosphériques est calculée à partir de données connues sur leur transmission, et des paramètres atmosphériques pression, température, humidité. Ceci permet en outre d'étudier la contribution des diverses couches de l'atmosphère et la corrélation existant avec un certain nombre de paramètres.

IV - 3 - 1 - Mise en équation (voir chapitre I).

Les mesures sont faites en dehors de l'atmosphère ($p = 0$) en visant la surface de la mer sous une incidence $\theta = \text{Arc cos } \mu$, et l'équation du transfert radiatif donne alors de façon classique

$$I_v(\mu) = I_v(p_0) t_v(0, p_0; \mu) - \int_0^{p_0} B_v(T(p)) \frac{dt_v(0, p; \mu)}{dp} dp \quad (\text{IV-1})$$

où $t_v(0, p; \mu)$ est la transmission de l'atmosphère entre les niveaux de pression 0 et p, dans la direction μ ,

$I_v(\mu)$ est le rayonnement mesuré à partir du satellite dans la direction μ ,

$I_v(p_0)$ est le rayonnement émis par la mer,

$$I_v(p_0) \approx B_v(T_0) \quad (\text{IV-2})$$

en négligeant l'erreur de réflexion.

L'erreur ΔI_v sur la mesure de $I_v(p_0)$ s'exprime comme

$$\Delta I_v = I_v(p_0) - I_v(\mu) = \int_0^{p_0} \{ B_v(T(p)) - B_v(T_0) \} \frac{dt_v(0, p; \mu)}{dp} dp \quad (\text{IV-3})$$

Pour un filtre à large bande on intégrera sur ν :

$$\Delta I(\mu) = \frac{\int_0^{\infty} f_\nu \cdot \Delta I_v(\mu) \cdot d\nu}{\int_0^{\infty} f_\nu \cdot d\nu} \quad (\text{IV-4})$$

où f_ν est la transmission spectrale du filtre.

L'erreur correspondante sur la mesure de la température de surface est obtenue par

$$\Delta T_a(\mu) = \frac{\Delta I(\mu)}{\left(\frac{\partial B(T)}{\partial T}\right)_{T_0}} = \frac{\int_0^{\infty} f_\nu \Delta I_v(\mu) d\nu}{\int_0^{\infty} f_\nu \left(\frac{\partial B_\nu}{\partial T}\right)_{T_0} d\nu} \quad (\text{IV-5})$$

qui permet d'exprimer l'écart entre la température radiométrique équivalente et la température de l'eau, T_0 .

IV - 3 - 2 - Modèle de transmission

Le modèle de transmission utilisé entre 760 et 980 cm^{-1} ($10,2$ à $13,2 \mu\text{m}$) tient compte de l'influence de la vapeur d'eau et du gaz carbonique. Pour la vapeur d'eau on a tenu compte de l'absorption des raies (GOODY, 1964) et du continuum, en distinguant l'absorption par les ailes de raies de l'absorption de type e qui dépend de la pression partielle de la vapeur d'eau (BIGNELL, 1970, BURCH et GRYVNAK, 1970, KUNDE et MAGUIRE, 1974, PRABHAKARA et al, 1974). Pour le gaz carbonique on a utilisé les formules analytiques développées par GOLUBITSKIY et MOSKALENKO (1968) et MOSKALENKO et MIRUMYANTS (1969).

Le modèle est expliqué en détail en annexe.

IV - 3 - 3 - Résultats

La simulation a été faite pour l'incidence normale ($\mu = 0$) pour la fonction filtre du VHRR n° 1 du satellite NOAA. 4 ($10,5 - 12,5 \mu\text{m}$) qui est similaire à celle employée sur de nombreux satellites (figure IV-1).

La connaissance des profils verticaux de la température $T(p)$ et du rapport de mélange $R(p)$ de l'atmosphère est nécessaire pour le calcul des fonctions de transmission et de l'erreur. Une statistique de radiosondages au point K, $45^\circ \text{ N} - 16^\circ \text{ W}$ (navire météorologique stationnaire), portant sur les années 1970 et 1971 a été utilisée pour cela. Cette statistique a été fournie par la Météorologie Nationale et se présente sous la forme d'une moyenne mensuelle et d'un écart quadratique autour de cette moyenne par couches de 50 mb . Les calculs ont été faits pour la valeur moyenne et pour les valeurs obtenues en ajoutant et en retranchant à cette moyenne l'écart quadratique. Les écarts quadratiques pour la température et le rapport de mélange ont été pris de même signe, le rapport de mélange augmentant généralement avec la température. Cette approche a été rendue nécessaire par la relative imprécision des radiosondages, d'où l'emploi d'une valeur mensuelle et d'écarts quadratiques qui permettent de simuler l'état moyen et l'amplitude des variations à une époque donnée.

L'influence du CO_2 s'est avérée relativement faible : l'erreur en température propre au CO_2 varie entre $0,21$ et $0,26 \text{ K}$, et dans ce qui suit nous l'avons supposée négligeable. Il conviendrait d'ajouter une valeur moyenne de $0,24 \text{ K}$ aux résultats présentés ci-après qui portent uniquement sur l'influence de H_2O .

IV - 3 - 3 - 1 - Variation annuelle au point K

Le tableau IV-4 donne les résultats obtenus. On a également porté la valeur moyenne de ΔT_a obtenue à partir des 6 valeurs calculées, et son écart quadratique. Les résultats sont repris dans la figure IV-2.

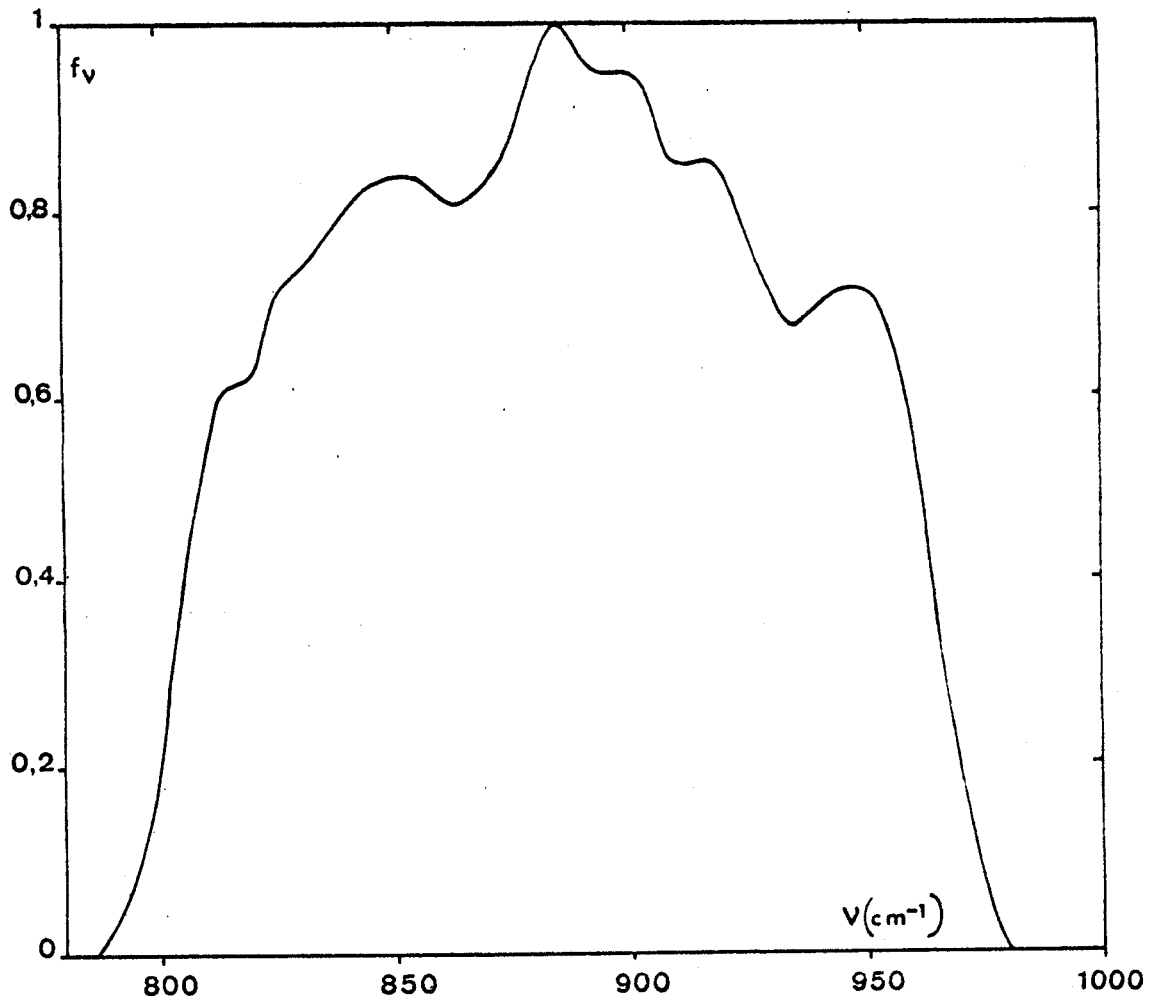


FIGURE IV - 1 : Fonction filtre utilisée (VHR n°1 du satellite NOAA 4).



TABLEAU IV - 4

Correction atmosphérique calculée au point K, à partir d'une statistique mensuelle de radiosondages (H₂O uniquement, incidence normale).

MOIS	valeur moyenne				écart quadratique + écart quadratique -				ΔT_a		
	1970	1971	1970	1971	1970	1971	1970	1971	valeur moyenne	±	écart quadratique
janvier	1,84 K	1,97	2,32	2,13	1,13	1,41			1,80 K		0,45 K
février	1,58	1,37	1,94	1,19	0,88	1,15			1,31		0,40
mars	1,25	1,36	1,40	1,26	0,96	1,13			1,23		0,16
avril	1,41	1,59	1,66	1,70	0,81	1,35			1,42		0,33
mai	2,41	1,71	/	1,77	/	1,40			1,82		0,42
juin	2,68	1,97	3,40	1,54	1,53	1,60			2,12		0,77
juillet	2,88	1,81	3,29	1,57	2,06	1,53			2,19		0,73
août	3,65	2,96	4,18	3,09	2,71	2,20			3,13		0,70
septembre	2,73	2,41	3,00	2,68	1,82	1,81			2,41		0,50
octobre	2,61	2,61	2,88	2,84	1,74	1,99			2,45		0,47
novembre	2,93	2,13	3,23	2,22	1,96	1,67			2,36		0,60
décembre	1,86	1,84	2,07	1,74	1,25	1,36			1,69		0,32



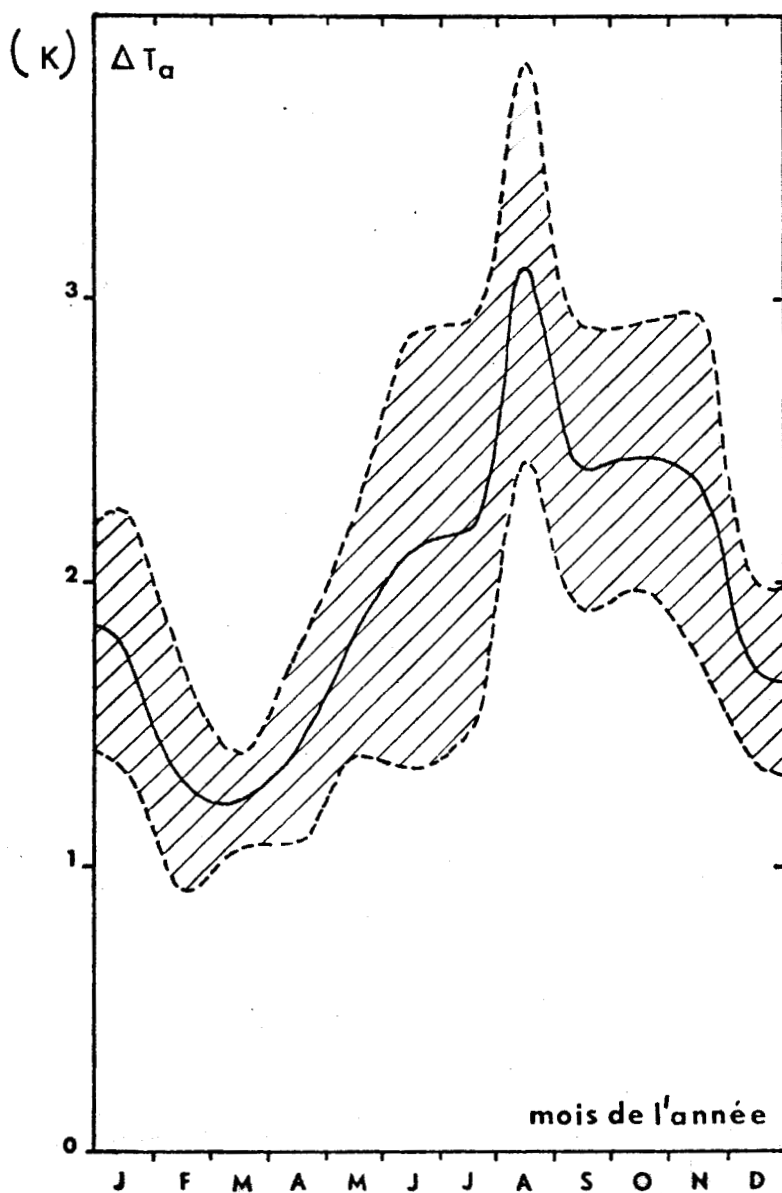


FIGURE IV - 2 : Variation annuelle de la correction atmosphérique calculée ($10,5 \mu\text{m}$ à $12,5 \mu\text{m}$) au point K (H_2O uniquement, incidence normale).

Valeur moyenne mensuelle (trait plein) et écart quadratique autour de cette moyenne (tiré) pour 1970 et 1971.



On observe une variation annuelle avec un minimum (1,2 K) en hiver et un maximum (3 K) en été. Les variations autour de la moyenne mensuelle sont faibles en hiver (0,3 K), plus élevées du milieu du printemps au milieu de l'automne (0,6 K). Le mois d'août présente un maximum singulier qui n'est peut-être pas très représentatif.

La figure (IV-3) donne la variation annuelle de la température de surface T_o au point K (minimum à 11,5 °C en mars, maximum à 18,5 °C en septembre) et de la température radiométrique correspondante $T_r = T_o - \Delta T_a$. L'effet de l'atmosphère est de réduire l'amplitude de variation de T_o de 7 K à 6 K pour la température radiométrique : l'atmosphère a un effet de masque pour les variations annuelles de la température de surface qui est de l'ordre de 15 %.

IV-3-3-2 - Part de l'erreur introduite par les diverses couches de l'atmosphère

Il semble intéressant d'obtenir le profil vertical de la contribution à l'erreur atmosphérique totale. Cette contribution est définie à partir des équations (IV-3, 4 et 5) comme

$$\frac{\partial \Delta I}{\partial p} = \int_0^{\infty} f_v \{ B_v(T(p)) - B_v(T_o) \} \frac{dt_v(o,p)}{dp} \cdot dv$$

$$\frac{\partial \Delta T_a}{\partial p} = \frac{\int_0^{\infty} f_v \{ B_v(T(p)) - B_v(T_o) \} \frac{dt_v(o,p)}{dp} \cdot dv}{\int_0^{\infty} f_v \left(\frac{\partial B_v}{\partial T} \right)_{T_o} dv} \quad (IV-6)$$

La concentration en vapeur d'eau augmente avec la pression et $\frac{dt_v(o,p)}{dp}$ est généralement une fonction croissante de la pression. Par contre $B_v(T(p)) - B_v(T_o)$ est une fonction décroissante puisque $T(p)$ tend vers T_o lorsque p tend vers p_o . Le produit de ces deux termes dans l'équation (IV-6) présente donc un maximum que l'on retrouve sur les résultats obtenus. La contribution moyenne des diverses couches à l'erreur totale ΔT_a a été portée sur la figure (IV-4) en abscisse, la pression en ordonnée. On observe un maximum bien marqué vers 850 - 900 mb qui traduit l'influence importante de l'absorption de type e dans les basses couches de la troposphère. Il semblerait donc que ces niveaux de pression aient une influence prépondérante sur la mesure.

Cependant, il faut souligner que si l'on porte également sur ce même graphique l'écart quadratique autour de cette moyenne obtenue à partir des 24 moyennes mensuelles et de leurs écarts, on obtient de façon surprenante une courbe

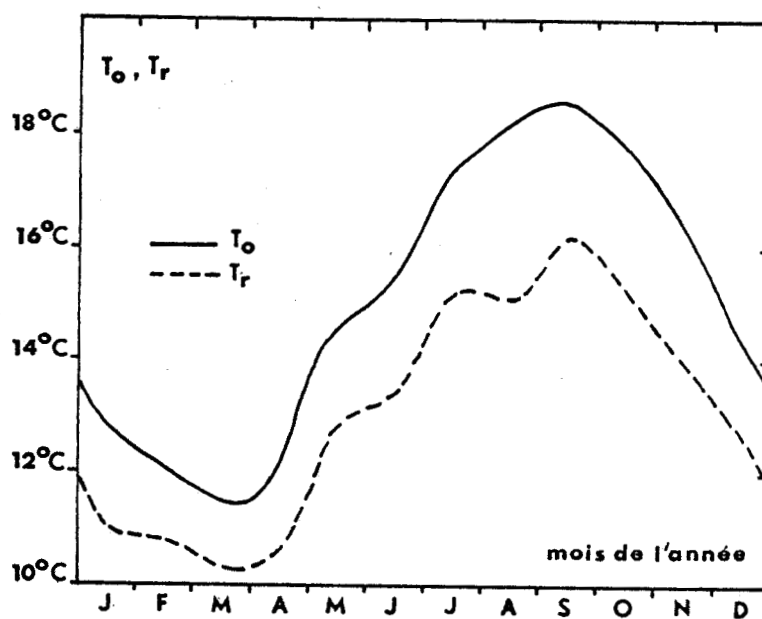


FIGURE IV - 3 : Variation annuelle de la température de surface, T_o , et de la température radiométrique calculée, T_r (10,5-12,5 μm), au point K pour 1970 et 1971.

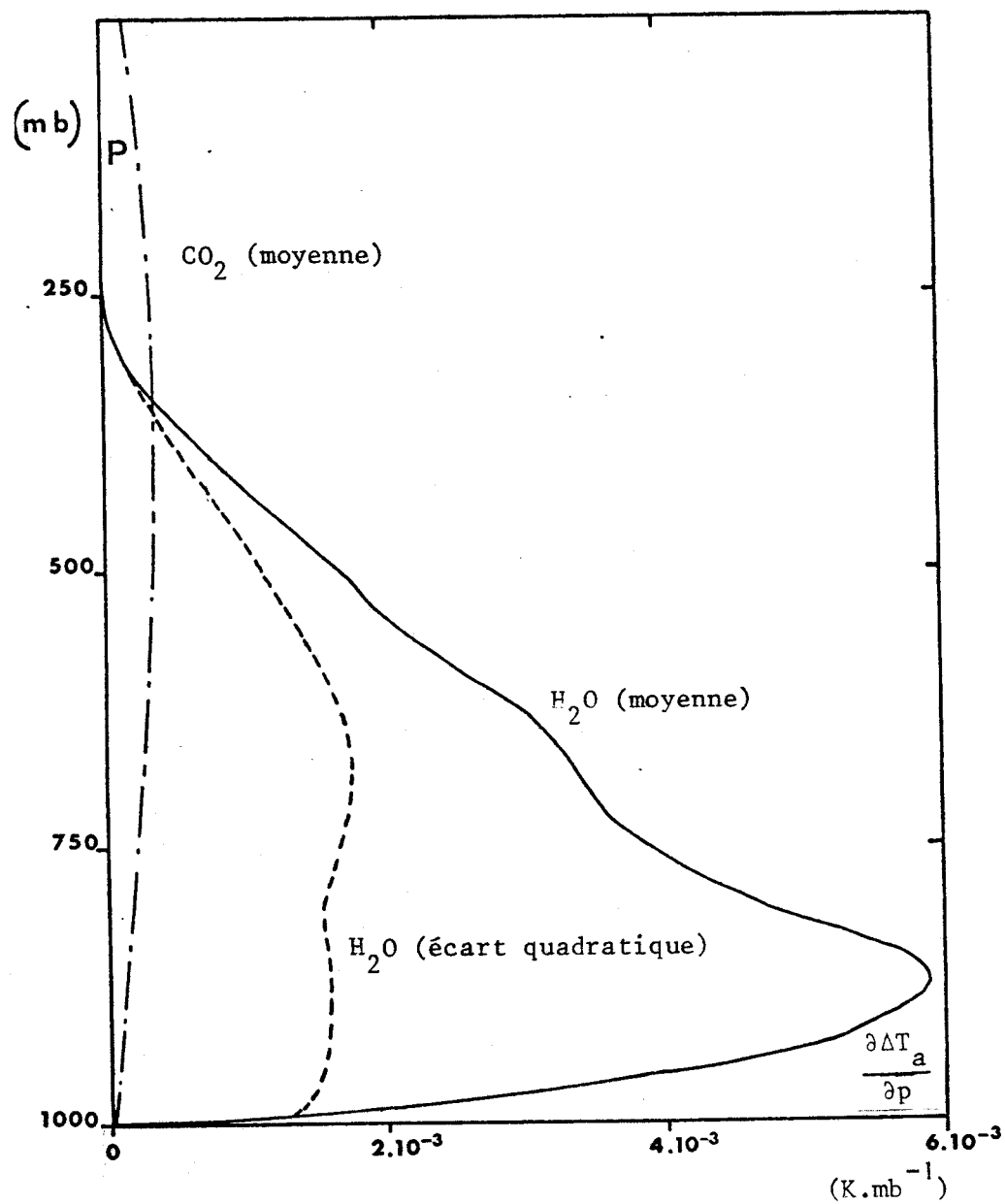


FIGURE IV - 4 : Contribution des diverses couches de l'atmosphère à l'erreur atmosphérique (10,5-12,5 μm) :

$$\Delta T_a = \int_0^{p_0} \frac{\partial \Delta T_a}{\partial p} dp$$

presque constante entre 500 et 1000 mb avec deux maxima peu marqués vers 900 et 650 mb. Pour $p > 800$ mb, ce qui correspond à la couche limite atmosphérique, la principale cause de variabilité semble être la température de l'air, alors que pour $p < 800$ mb les variations sont liées à celles du contenu en vapeur d'eau. Cela peut être de quelque importance pour les problèmes de correction atmosphérique puisque les couches à $p < 700$ mb semblent contribuer de façon significative aux modifications par rapport à la valeur moyenne de l'erreur due à l'émission atmosphérique alors que l'examen des valeurs moyennes conclue à l'importance principale des couches 700 à 1000 mb.

L'influence du CO_2 se fait sentir de façon maximum autour de 300 mb. Les écarts quadratiques sont très faibles et de l'ordre de 7 % de la valeur moyenne.

IV-3-3-3 - Corrélation entre l'erreur totale et la contribution des diverses couches

On a cherché à mettre en évidence les corrélations entre l'erreur totale ΔT_a et la contribution des diverses couches $\frac{\partial \Delta T_a}{\partial p}(p)$. L'écart quadratique résiduel $\delta \Delta T_a$ sur ΔT_a après régression linéaire, ainsi que le coefficient de corrélation sont données dans le tableau (IV-5). On a porté sur la figure (IV-5) l'écart résiduel $\delta \Delta T_a$ après régression en abscisse, p en ordonnée. On observe un minimum entre 600 et 800 mb, l'écart quadratique résiduel est alors réduit de 0,69 à 0,28 K. Cependant jusqu'à 300 mb, l'écart quadratique résiduel reste inférieur à 0,35 K.

Ces résultats permettent d'aborder le problème des corrections multi-spectrales (correction de l'erreur atmosphérique par des mesures à plusieurs longueurs d'onde) qui est développé plus loin (§ IV-4-4). Il semble d'après ce résultat que tout canal présentant un maximum d'absorption entre 300 et 800 mb puisse être utilisé pour effectuer une correction, réduisant la variabilité de l'erreur atmosphérique d'un facteur 2.

IV-3-4 - Tests du modèle

Dans ce qui suit nous essayons de vérifier la validité des résultats précédents en les comparant aux écarts réellement observés entre la mesure radiométrique par les satellites NOAA et la température de l'eau mesurée à la mer.

TABLEAU IV-5

Corrélation entre l'erreur totale ΔT_a et la contribution des diverses couches $\frac{\delta \Delta T_a}{\Delta T_a}$

niveau de pression, p (mb)	coefficient de corrélation, R	écart quadratique après régression (K)
25	0	0,69
75	0	0,69
125	0	0,69
175	0	0,69
225	0,319	0,66
275	0,786	0,43
325	0,837	0,38
375	0,871	0,34
425	0,865	0,35
475	0,856	0,36
525	0,859	0,36
575	0,866	0,35
625	0,892	0,31
675	0,921	0,27
725	0,913	0,28
775	0,915	0,28
825	0,841	0,38
875	0,655	0,52
925	0,407	0,63
975	0	0,69



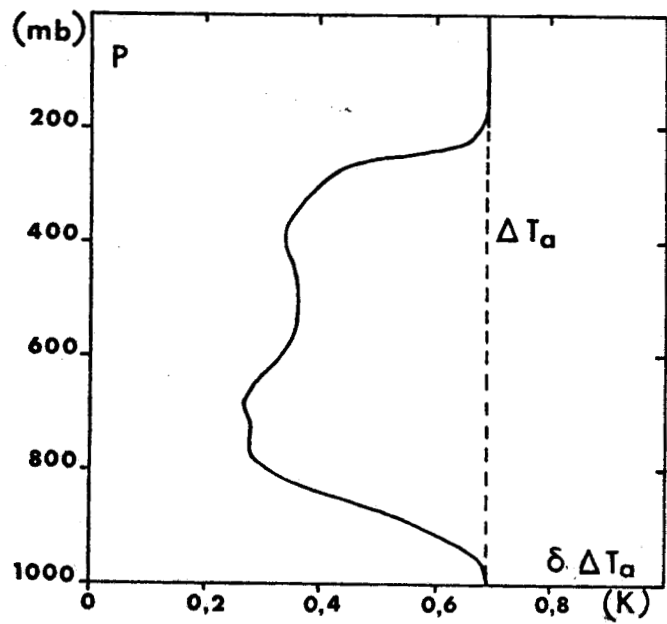


FIGURE IV - 5 : Variation avec l'altitude de l'écart résiduel $\delta \Delta T_a$ après régression linéaire sur $\frac{\partial \Delta T_a}{\partial p}$.



IV-3-4-1 - Comparaison à l'estimation empirique de la NOAA

Le tableau (IV-2) précédent donnait une estimation empirique de la correction atmosphérique ΔT_a en fonction de la température radiométrique mesurée T_r , obtenue par la NOAA à partir d'un grand nombre de comparaison entre mesures par satellites et bateaux. Les valeurs obtenues par le modèle de transmission proposé ici ont été comparées à ces valeurs empiriques : pour cela on a ajouté l'effet du CO_2 (0,25 K) et de la réflexion spéculaire (0,5 K) aux valeurs calculées du tableau (IV-4). La figure (IV-6) présente la comparaison.

Les désaccords sont de deux types : les valeurs calculées sont inférieures de 1 à 2 K aux corrections empiriques qui dépassent 4 K ; l'amplitude de la variation annuelle est plus faible pour les corrections empiriques (0,6 K) que pour les corrections calculées (1,5 K). L'influence des aérosols qui n'a pas été prise en compte dans le modèle de calcul ne peut expliquer ces différences. Le désaccord peut s'expliquer par le fait que la correction empirique a été dérivée à partir de points de comparaison portant sur l'ensemble du globe et que les conditions climatiques locales telles que rencontrées au point K peuvent en différer notablement.

IV-3-4-2 - Comparaison du modèle aux mesures effectuées par le VHRR des satellites NOAA

Un certain nombre de comparaisons ont pu être faites aux points J, K et M (navires météorologiques stationnaires) dans l'Atlantique Nord. La différence entre la température radiométrique mesurée par le satellite et la température de l'eau permet une détermination expérimentale de la correction atmosphérique qui peut être comparée à la valeur calculée par le modèle en utilisant le radiosondage du point considéré. Les corrections calculées tiennent compte de l'influence du CO_2 et de la réflexion spéculaire ; la précision donnée par les radiosondages a été estimée à $\pm 0,5$ K et $\pm 10^{-4}$ kg/kg pour le rapport de mélange, ce qui donne une précision sur le calcul de la correction de l'ordre de $\pm 0,25$ K. La détermination des températures radiométriques fournies par le satellite a été obtenue d'après l'analyse faite par la Météorologie Nationale (méthode par histogrammes sur un carré de 64 km de côté). La température radiométrique retenue est celle du point le plus proche de la position théorique du navire ; les valeurs voisines sont également considérées, pour déterminer la précision de la mesure.

Le nombre de points de comparaison obtenus est relativement faible :

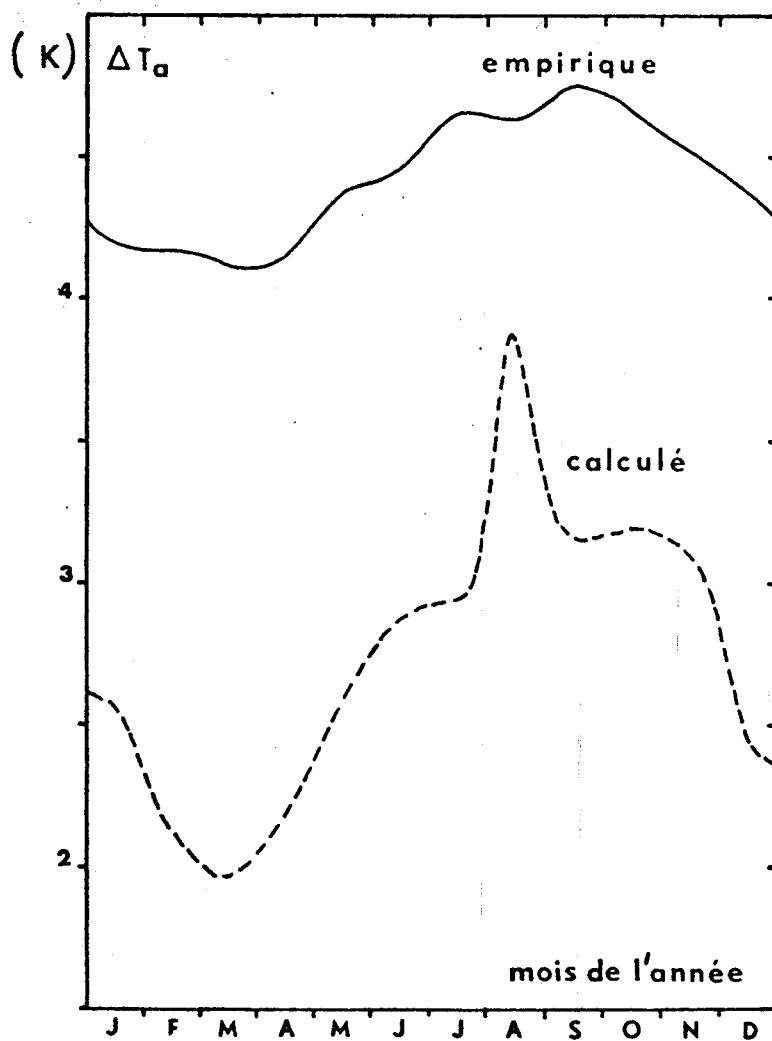


FIGURE IV - 6 : Comparaison entre les erreurs atmosphériques, ΔT_a , estimées empiriquement (cf tableau IV-2) et calculées à partir des radiosondages au point K (1970 et 1971) ($H_2O + CO_2 +$ réflexion, incidence normale).



8 pour l'année 1974. Ceci est dû à la nécessité de rejeter toutes les mesures contaminées par les nuages et au caractère non opérationnel à cette époque des écoutes du VHRR du satellite NOAA au-dessus de l'Atlantique. Certains points obtenus se trouvaient malgré tout en marge d'une zone contaminée par les nuages, ou dans une zone à fort gradient horizontal de la température de surface.

Le tableau (IV-6) donne les valeurs obtenues pour les corrections atmosphériques observées et calculées. La figure (IV-7) présente ΔT_a calculé en fonction de ΔT_a observé. Si la corrélation était parfaite l'ensemble des points devrait se trouver sur la droite (Δ) de pente égale à 1 passant par l'origine. Or ici, à l'exception de 2 points douteux qui correspondent à des risques de contamination par les nuages, les valeurs semblent pouvoir être ajustées par la droite (Δ') elle aussi de pente égale à 1, mais avec une ordonnée à l'origine égale à 1,1 K. Cet écart systématique peut être dû à un étalonnage inexact du VHRR qui n'est pas certifié par la NOAA de façon absolue et présente des déviations de quelques degrés K. Le nombre de points de comparaison est cependant trop faible pour conclure définitivement. Si les ordres de grandeur sont respectés, il est difficile d'apprécier plus finement la concordance du modèle avec des valeurs expérimentales mesurées à partir de satellites.

Cette comparaison met aussi en évidence la nécessité d'une bonne calibration des radiomètres embarqués sur satellites. Dans l'état actuel de la technique, les progrès à attendre sur ce point sont sans doute aussi importants que de disposer de modèles de corrections atmosphériques raffinés.

La validité du modèle de transmission que nous avons utilisé reste basée sur les mesures qui ont été faites à partir du sol. Dans ces conditions la précision des mesures obtenues est meilleure. LEE(1973) et GRASSL (1974) vérifient assez bien les valeurs des coefficients de transmission adoptés pour le continuum de type e. PRABHAKARA et al (1974), KUNDE et al (1974) ont appliqué avec succès un modèle similaire aux mesures de l'expérience IRIS (Infra-Red Interferometer Spectrometer) sur les satellites NIMBUS 3 et 4 avec un bon accord (5 à 10 %) entre valeurs calculées et mesurées.

IV-4 - CORRECTION DE L'ERREUR SUR LA TEMPERATURE DE SURFACE DUE A L'EMISSION ATMOSPHERIQUE

On envisage et on compare diverses méthodes de correction qui ont été classées selon trois critères :

TABLEAU IV-6

Comparaison des corrections atmosphériques calculées et observées par le VHRR

Points de mesure	Correction atmosphérique calculée	Correction atmosphérique observée	Remarques
21 mai 1974 point J (52,5° N-20,1° W)	1,95 ± 0,22° K	1,3 ± 0,2° K	Non contaminé
17 septembre 1974 point I (58,9° N-19,4° W)	1,79 ± 0,19° K	0,9 ± 0,6° K	Non contaminé
17 septembre 1974 point M (66,2° N-2,6° E)	1,94 ± 0,22° K	0,6 ± 0,4° K	Non contaminé gradient T ₀
20 septembre 1974 point I (58,3° N-17,3° W)	1,90 ± 0,20° K	2,3 ± 0,9° K	Risque de contamination
20 septembre 1974 point K (44,7° N-16,2° W)	3,29 ± 0,29° K	1,7 ± 0,4° K	Risque de contamination
23 septembre 1974 point M (65,3° N-1,4° E)	2,06 ± 0,22° K	2,2 ± 0,2° K	Risque de contamination
23 septembre 1974 point K (45,2° N-15,3° W)	4,18 ± 0,32° K	2,4 ± 1,3° K	Risque de contamination
25 septembre 1974 point I (58,9° N-18,9° W)	1,71 ± 0,21° K	0,7 ± 0,4° K	Non contaminé



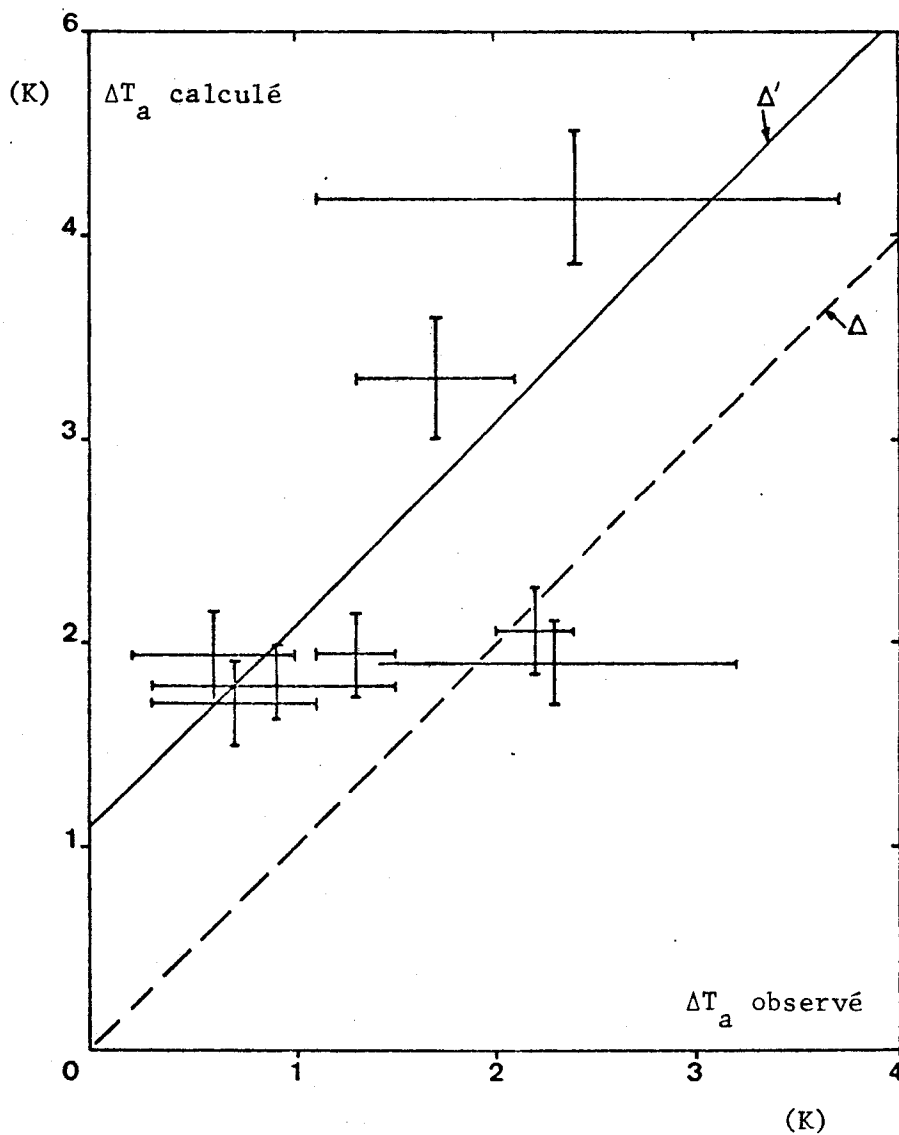


FIGURE IV - 7 : Comparaison entre les valeurs observées et calculées de la correction atmosphérique, pour le VHRR aux points I, J, K et M.



- correction faisant appel à des données extérieures,
- correction d'après une estimation statistique,
- correction multispectrale linéaire (mesure à plusieurs longueurs d'onde).

Ce dernier type de correction a été développé plus en détail et on discute de l'optimisation des systèmes de correction multispectrale linéaire à deux ou trois longueurs d'onde permettant une correction automatique de l'erreur atmosphérique uniquement à partir des mesures faites par le satellite.

IV-4-1 - Correction de l'erreur atmosphérique à partir de données extérieures

Les moyens conventionnels à la mer (navires, îles, plate-formes, bouées) fournissent un certain nombre de mesures de la température de surface de la mer, T_0 , qui permettent de calibrer très simplement les températures radiométriques fournies par la satellite. Mais la couverture des relevés de navires est insuffisante dans de très nombreuses zones, et la précision obtenue _ laisse parfois à désirer par suite des différentes méthodes de mesure. Cette technique se révèle donc insuffisante d'un point de vue global et synoptique, mais elle n'est pas à rejeter dans le cas d'études locales sur des zones restreintes, en liaison avec une campagne océanographique qui fournira des relevés de T_0 suffisamment précis (par exemple la bouée-laboratoire BORHA 2 peut servir de point de recalage systématique dans le Golfe du Lion).

On peut également calculer à partir de radiosondages l'erreur ΔT_a , comme cela a été fait précédemment (§ IV-3). Mais les stations de radiosondages en mer sont encore plus rares : quelques îles, les navires météorologiques stationnaires dans l'Atlantique et le Pacifique Nord, quelques stations côtières bien placées par rapport aux vents dominants. De plus la description des paramètres dans la couche limite (0 à 2 km), ainsi que la mesure de l'humidité en haute altitude sont insuffisants. La précision obtenue sur la correction atmosphérique est alors évaluée à 0,5 K (précision du radiosondage et du modèle de transmission). Si l'on se reporte au § IV-3-3-1), tableau (IV-4) et figure (IV-2), on voit que l'écart quadratique sur la valeur moyenne mensuelle de l'erreur atmosphérique ΔT_a est plus faible ou du même ordre de grandeur que 0,5 K durant les mois d'hiver. On aura alors intérêt à se contenter d'une estimation statistique.

IV-4-2 - Estimation statistique de la correction atmosphérique

Cette méthode repose sur l'hypothèse que l'atmosphère peut être représentée par un état moyen plus ou moins exact en fonction de la position géographique de la zone considérée (latitude principalement) et de la saison. L'examen du tableau (IV-4) montre ainsi que l'écart quadratique autour des valeurs moyennes mensuelles au point K est de l'ordre de 0,5 K, ce qui donne l'ordre de grandeur d'une estimation statistique en ce point. Une telle méthode appliquée à l'ensemble du globe donnerait sans doute de moins bons résultats, 1 K, particulièrement dans les régions intertropicales et dans l'hémisphère Sud où le réseau de radiosondages ne permet pas d'affiner l'estimation statistique.

Eventuellement on fera intervenir la température de la surface de l'eau, T_o , ou plus exactement la température radiométrique mesurée, T_r , dans la mesure où l'état de la basse atmosphère est influencé par T_o . Les résultats sont plus ou moins bons comme le montre la comparaison précédente (§ IV-3-4-1) entre les valeurs calculées au point K et l'estimation empirique d'après BROWER et al (1976). Si l'on effectue une corrélation entre l'erreur atmosphérique ΔT_a et T_r au point K par exemple, l'écart quadratique sur ΔT_a est réduit de 0,63 à 0,39 K si l'on ne tient compte que des valeurs moyennes mensuelles, et de 0,69 à 0,56 K si l'on tient compte des fluctuations autour des valeurs mensuelles. Le gain est relativement faible et semble ne permettre d'éliminer que les variations saisonnières, et non les variations à une échelle de temps plus petite. Les cas les plus défavorables correspondent de façon générale aux régions frontales de l'atmosphère et aux régions marines soumises à une influence continentale.

Un autre paramètre statistique significatif est le contenu total en vapeur d'eau de l'atmosphère U_o . La figure (IV-8) montre la corrélation existant entre ΔT_a et U_o , calculés tous deux à partir de la statistique de radiosondages au point K. Une régression linéaire entre ΔT_a et U_o donne la relation

$$\Delta T_{a(K)} = 0,4 + 0,86 U_o (\text{g.cm}^{-2})$$

avec un coefficient de corrélation de 0,91 et une erreur résiduelle de 0,33 K. COGAN et WILLAND (1976) proposent la formule suivante

$$\Delta T_{a(K)} \approx 0,66 U_o + 0,086 U_o^2 (\text{g.cm}^{-2})$$

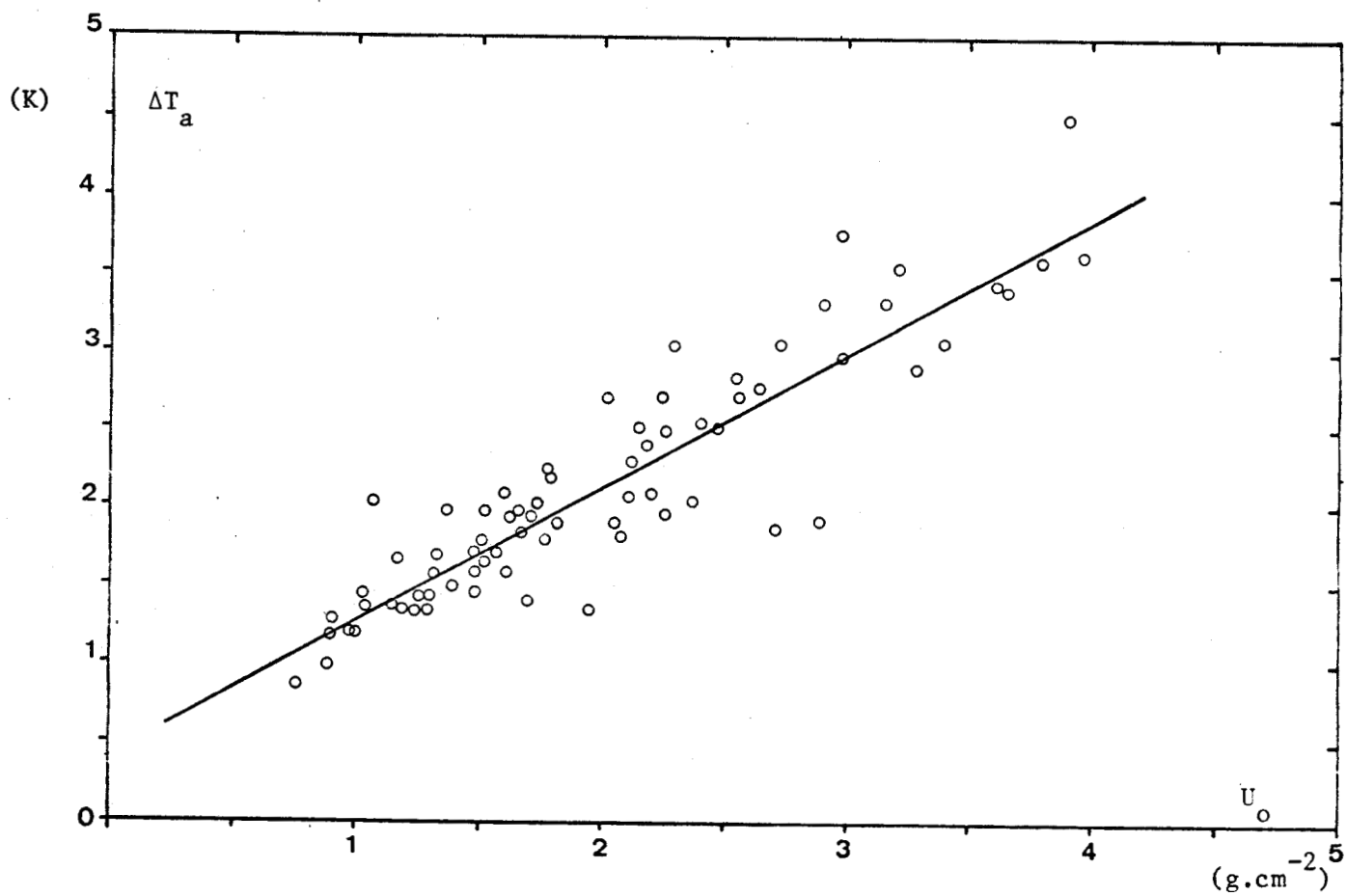


FIGURE IV - 8 : Corrélation entre l'erreur atmosphérique et le contenu total de l'atmosphère en vapeur d'eau U_0 .



qui donne des résultats voisins des nôtres pour U_0 compris entre 0 et 5 g.cm⁻² avec une précision de l'ordre de 0,5 K. Cependant, la détermination de U_0 demande soit de faire appel à des données extérieures (mesure de la pression partielle au niveau de la mer, radiosondages) soit à des mesures multispectrales donnant le contenu en vapeur d'eau à partir du satellite.

Les meilleurs résultats dans ce domaine semblent devoir être obtenus dans le domaine des microondes (résonance de la vapeur d'eau à 22 GHz). D'après GRODY (1976), STAELIN et al (1976), l'expérience NEMS (Nimbus-E Microwave Spectrometer) sur NIMBUS-5 mesure le contenu en vapeur d'eau avec une précision de $\pm 0,2$ à $0,3$ g.cm⁻². Si l'on tient compte de l'erreur introduite par la relation statistique entre ΔT_a et U_0 , 0,5 K, la précision obtenue sur la détermination de la température de surface à l'aide d'une mesure du contenu en vapeur d'eau par microondes serait de 0,8 K.

La publication ci-après (publication 4) discute des possibilités de détermination du contenu en vapeur d'eau par radiométrie infrarouge à polarisation dans l'intervalle spectral 10 à 13 μ m.

To be published in *Proceedings of the Symposium on Radiation in the Atmosphere, Garmisch-Partenkirchen, 19-28 August 1976.*

DESCHAMPS, P.Y. and PHULPIN, T.

Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Université de Lille I, B.P. 36, 59650 VILLENEUVE D'ASCQ. (FRANCE).

Remote Sensing from Space of the Infrared Transmission of the Atmosphere Using Polarization Radiometry.

A new way to measure infrared transmissions of the atmosphere from space has been investigated. The proposed instrumentation is a radiometer equipped with a polarizer which measures polarization effects due to sea surface reflexion. The atmospheric transmission is deduced directly from the difference between the two polarized components. These measurements give a good determination of the infrared absorption in the lowest troposphere; using several wavelenghts enable us to discriminate water vapor absorption from clouds or aerosols, and to deduce water vapor contents and cloud amounts over the sea.

Introduction.

Direct measurements of radiation when looking downward from a satellite are ill-conditionned to obtain the absorption of the lowest tropospheric levels. The measured radiance I_ν at wavelength ν is :

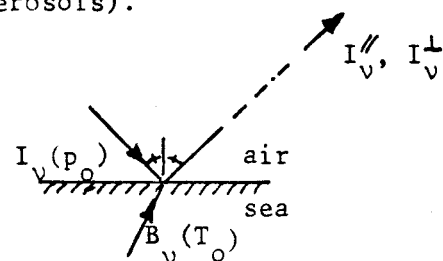
$$I_\nu = B_\nu(T_0) - \int_0^{p_0} \{B_\nu(T(p)) - B_\nu(T_0)\} dt_\nu(o,p) \quad (1)$$

where B_ν is the Planck function, T_0 and $T(p)$ are the temperature of the ground and air at pressure level p , and $dt_\nu(o,p)$ is the unknown absorption.

When $p \rightarrow p_0$, $T(p) \rightarrow T(p_0)$, and the accuracy of the obtained absorption is decreasing. But unfortunately, most of the absorption occurs in the lowest part of the troposphere, especially for constituents which present a large variability in space and time (water vapor, clouds and aerosols).

Polarization measurements in the infrared.

It is proposed to measure directly the total transmission of the atmosphere by looking the sea surface at an incidence of about 45° , and measuring the two polarized components, I_ν'' and I_ν^\perp , of the radiation emitted and reflected by the sea surface :



$$I_\nu'' = \{r_\nu'' I_\nu^\downarrow(p_0) + \{1-r_\nu''\} B_\nu(T_0)\} t_\nu(o,p_0) - \int_0^{p_0} \{B_\nu(T(p)) - B_\nu(T_0)\} dt_\nu(o,p_0) \quad (2)$$

$$I_\nu^\perp = \{r_\nu^\perp I_\nu^\downarrow(p_0) + \{1-r_\nu^\perp\} B_\nu(T_0)\} t_\nu(o,p_0) - \int_0^{p_0} \{B_\nu(T(p)) - B_\nu(T_0)\} dt_\nu(o,p_0) \quad (3)$$

where r_ν'' , r_ν^\perp are the reflexion coefficients of the sea surface for the two components, $I_\nu^\downarrow(p_0)$ is the downward radiance at sea level, and $t_\nu(o,p_0)$ is the total transmission of the atmosphere. From (2) and (3), the difference ΔI_ν between the two components is :

$$\begin{aligned} \Delta I_\nu &= I_\nu'' - I_\nu^\perp = \{r_\nu'' - r_\nu^\perp\} \{B_\nu(T_0) - I_\nu^\downarrow(p_0)\} t_\nu(o,p_0) \\ &= \Delta r_\nu \{B_\nu(T_0) - I_\nu^\downarrow(p_0)\} t_\nu(o,p_0) \end{aligned} \quad (4)$$

$$\text{with } I_\nu^\downarrow(p_0) = - \int_0^{p_0} B_\nu(T(p)) dt_\nu(p_0,p) \quad (5)$$

For low level absorption, $T(p) \approx T(p_0)$ and (4) and (5) give in first approximation :

$$\Delta I_V \approx \Delta r_V B_V(T_0) \left\{ 1 + \int_{p_0}^0 dt_V(p_0, p) \right\} t_V(o, p_0)$$

$$\Delta I_V \approx \Delta r_V B_V(T_0) \{t_V(o, p_0)\}^2 \quad (6)$$

A first approximation of $t_V(o, p_0)$ is obtained from the measurement of ΔI_V :

$$t_V^*(o, p_0) = \left\{ \frac{\Delta I_V}{\Delta r_V B_V(T_0)} \right\}^{1/2} \quad (7)$$

The following table gives the value for Δr_V computed from the complex refractive index of water {ref.1}, and of ΔT_V^m , equivalent temperature maximum signal for a perfectly clear atmosphere, in the infrared window :

λ	10.5	11.0	11.5	12.0	12.5	(μm)
Δr_V (at 45°)	0.023	0.021	0.026	0.037	0.051	
ΔT_V^m (at 300 K)	1.50	1.43	1.84	2.73	3.90	(K)

so that the maximum available signal is about 2K and we need an accuracy of about 0.05 K to get $\pm 1\%$ on the measured transmission t_V^* .

Determination of water vapor content and cloud amount.

The spectral dependence of water vapor absorption can be used to discriminate water vapor from cloud cover (or aerosol absorption), which is supposed to be an unpolarized greybody. The transmissions at two wavelengths ν_1 and ν_2 are :

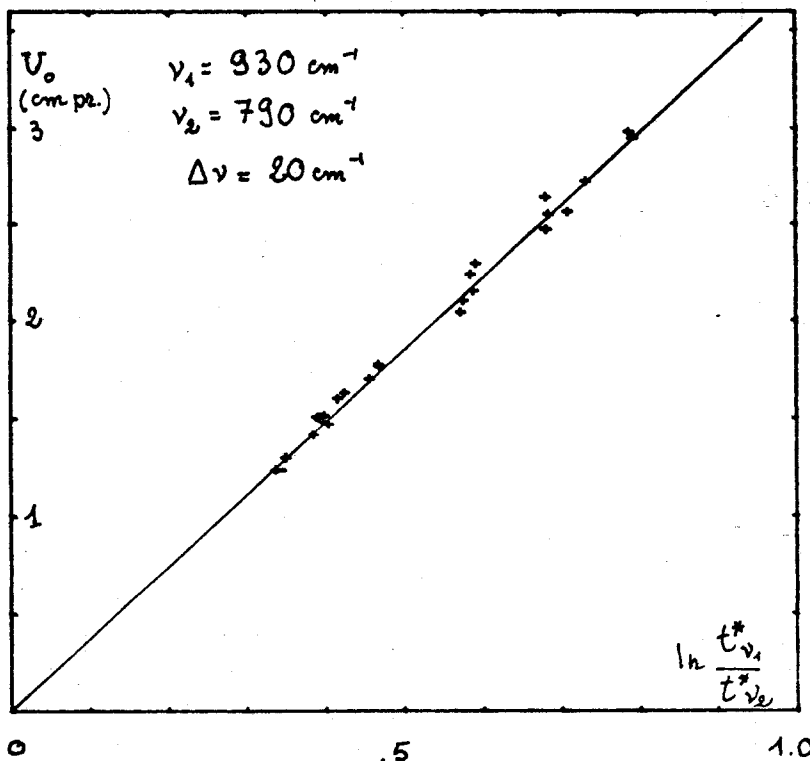
$$t_{\nu_1}(o, p_0) = \{1-N\} \exp(-k_{\nu_1} U_0), \quad t_{\nu_2}(o, p) = \{1-N\} \exp(-k_{\nu_2} U_0) \quad (8)$$

where a simplified expression of water vapor absorption has been taken, and N is the cloud amount. The water vapor content U_0 is obtained as :

$$U_0 = \frac{1}{k_{\nu_2} - k_{\nu_1}} \ln \left(\frac{t_{\nu_1}^*(o, p_0)}{t_{\nu_2}^*(o, p_0)} \right)$$

and N is then deduced from (8).

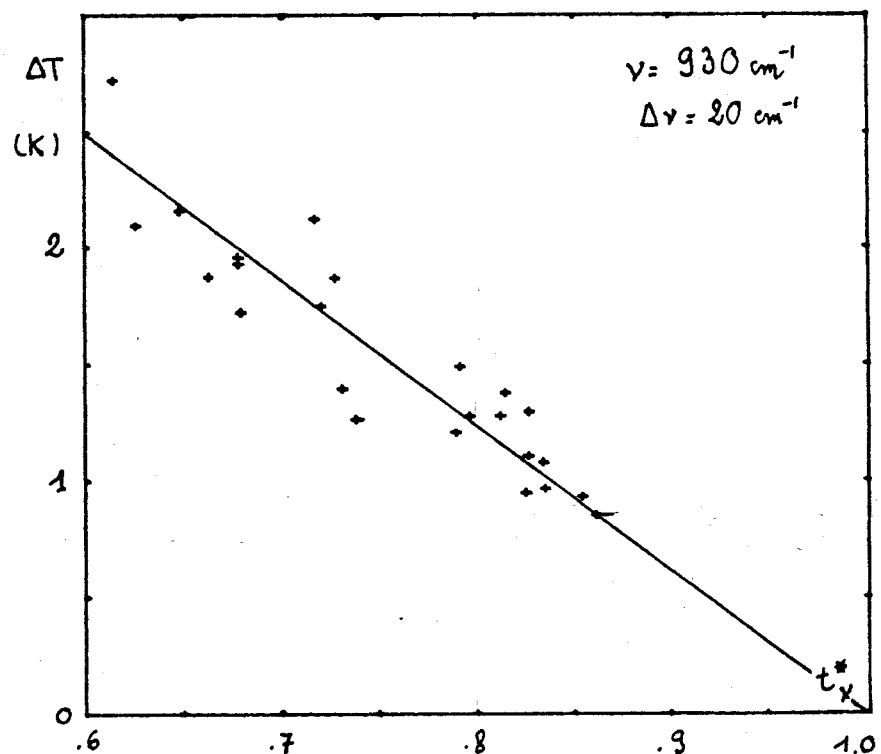
This has been simulated by computing ΔI_V , and t_V^* as defined in (7). The figure on the left shows the water vapor content U_0 as a function of $\ln \left(\frac{t_{\nu_1}^*}{t_{\nu_2}^*} \right)$ which would be measured by this method. The water vapor transmission model takes into account for line absorption and continuum (dimer + pressure broadening) as suggested in {ref. 2}. Atmospheric data are mean monthly values of radiosoundings over Weather Ship K (1970 and 1971).



A noise equivalent temperature N.E.T. of 0.05 K on the measurements would give us the water vapor content with an accuracy of about ± 0.3 cm and the cloud cover with an accuracy of about ± 5 %. This N.E.T. could be easily achieved thanks to two advantages provided by this method. First, we only measure the difference between the two polarized components : this can be done by chopping the field of view of the radiometer with the polarizer itself , differences ΔI_{ν} are directly detected and the all system must only have a stability of about 1 %. On the other hand, we do not need to view a cloudfree area to get the right measurement and a large field of view can be used.

IMPROVEMENT OF SEA SURFACE TEMPERATURE MEASUREMENTS

Sea surface temperature measurements in the infrared window are affected by water vapor absorption. Computations of ΔT , difference between radiometric temperature which is measured and the true sea surface temperature, have been done using the same data and transmission model as previously. The figure below shows the correlation between ΔT and the transmission $t_{\nu}^*(0, p_0)$ obtained from the polarization measurements. An estimate of ΔT could be obtained within ± 0.3 K.



Références :

- (1) PONTIER, L, DECHAMBENOY, C, 1966 - Détermination des constantes optiques de l'eau liquide entre 1 et 40 μ . Ann. Geoph. 22, 4, 633-641.
- (2) PRABHAKARA, C, DALU, G., KONDE, V.G., 1974 - Estimation of sea surface temperature from remote sensing in the 11 to 13 μ m window region. Jl. Geoph. Res., 79, 33, 5039-5044.

L'expérience proposée de radiométrie infrarouge à polarisation présente l'avantage de faire la détermination des transparences atmosphériques dans le même intervalle spectral que celui où est faite la mesure de température de surface. La précision serait sans doute supérieure à celle obtenue dans le domaine microondes, mais dans l'état actuel de la proposition il serait prématuré de conclure.

IV-4-3 - Correction multispectrale linéaire entre 10 et 13 μm

Certaines méthodes de correction précédentes faisaient appel à des corrections multispectrales au sens large recherchant des paramètres correctifs à d'autres longueurs d'onde reliés à l'erreur par des relations statistiques. Dans la méthode de correction multispectrale linéaire initialement proposée par ANDING et KAUTH (1970), les mesures sont faites à des longueurs d'onde pour lesquelles l'émission de l'atmosphère varie de façon similaire : on peut alors linéariser le problème. Ce qui suit discute de l'optimisation de telles mesures faites à deux ou trois longueurs d'onde.

IV-4-3-1 - Présentation

Si l'on effectue plusieurs mesures radiométriques I_{ν_i} à des nombres d'onde ν_i pour lesquels l'absorption de l'atmosphère est différente les écarts entre les températures radiométriques équivalentes T_{ν_i} permettent d'obtenir un terme significatif proportionnel à l'émission atmosphérique à corriger. En général on essaye de linéariser le problème sous la forme

$$T_o = a_o + a_1 T_{\nu_1} + a_2 T_{\nu_2} + \dots \quad (\text{IV-7})$$

Si l'on reprend l'équation (IV-3)

$$B_{\nu_i}(T_o) - I_{\nu_i} = \Delta I_{\nu_i} = \int_0^{p_o} (B_{\nu_i}(T(p)) - B_{\nu_i}(T_o)) \frac{dt_{\nu_i}(o,p;\mu)}{dp} dp, \quad (\text{IV-8})$$

et

$$T_o - T_{\nu_i} = \Delta T_{\nu_i} = \frac{1}{\left(\frac{\partial B_{\nu_i}}{\partial T}\right)_{T_o}} \int_0^{p_o} B_{\nu_i}(T(p)) - B_{\nu_i}(T_o) \frac{dt_{\nu_i}(o,p;\mu)}{dp} dp, \quad (\text{IV-9})$$

avec

$$\frac{1}{\left(\frac{\partial B_{\nu_i}}{\partial T}\right)_{T_o}} = \frac{T_o}{\psi_{\nu_i}(T_o) B_{\nu_i}(T_o)},$$

où $\Psi_{\nu_i}(T_0)$ est une fonction auxiliaire des lois du corps noir, relativement indépendante de ν_i dans un intervalle spectral limité. Un développement limite de $B_{\nu_i}(T)$ au premier ordre donne

$$B_{\nu_i}(T(p)) - B_{\nu_i}(T_0) \approx \frac{\Psi_{\nu_i}(T_0) B_{\nu_i}(T_0) (T(p) - T_0)}{T_0}, \quad (\text{IV-10})$$

et

$$\Delta T_{\nu_i} \approx \int_0^p (T(p) - T_0) \frac{dt_{\nu_i}}{dp} dp.$$

Les paramètres principaux influant sur la dérivée de la transmission $\frac{dt_{\nu_i}}{dp}$, sont le coefficient d'absorption k_{ν_i} et la concentration en gaz absorbant au niveau p . Pour une absorption exponentielle faible, on a

$$\begin{aligned} \frac{dt_{\nu_i}}{dp} &\approx -k_{\nu_i} \exp(-k_{\nu_i} \cdot U(p)) \cdot \frac{dU(p)}{dp}, \\ &\approx -k_{\nu_i} \frac{dU(p)}{dp}, \end{aligned} \quad (\text{IV-11})$$

et

$$\Delta T_{\nu_i} \approx k_{\nu_i} \int_p^{p_0} (T(p) - T_0) dU(p). \quad (\text{IV-12})$$

On comprend que si l'on modifie k_{ν_i} , l'erreur en température due à l'émission de l'atmosphère s'exprime comme une fonction linéaire croissante de k_{ν_i} relativement indépendante de l'état de l'atmosphère.

ANDING et KAUTH (1970) proposèrent d'effectuer deux mesures T_1 et T_2 , à deux longueurs d'onde (10-12 μm et 7-9,5 μm) pour lesquelles les coefficients d'absorption sont k_1 et k_2 .

Dans ce cas, T_0 est obtenu par la relation

$$T_0 = a_1 T_1 + a_2 T_2,$$

avec

$$a_1 \approx \frac{k_2}{k_2 - k_1} \quad a_2 \approx \frac{-k_1}{k_2 - k_1}. \quad (\text{IV-13})$$

MAUL et SIDRAN (1972), ANDING et KAUTH (1972) commentent cette méthode en fonction du modèle de transmission atmosphérique choisi.

PRABHAKARA et al (1974) discute ce même problème avec un modèle de trans-

mission plus exact, tenant compte de l'absorption de type e par la vapeur d'eau. Il démontre à partir de l'expérience IRIS sur NIMBUS 3 et 4 que T_0 pourrait être obtenu avec une précision de 1 K en utilisant 3 intervalles spectraux ($775-831 \text{ cm}^{-1}$, $831-887 \text{ cm}^{-1}$, $887-960 \text{ cm}^{-1}$) dans la fenêtre infrarouge.

L'algorithme est alors le suivant :

$$T_0 = a_1 T_1 + a_2 T_2 + a_3 T_3, \quad (\text{IV-14})$$

avec

$$a_1 \approx \frac{-k_2 k_3}{(k_1 - k_3)(k_2 - k_1)} ; \quad a_2 \approx \frac{-k_1 k_3}{(k_3 - k_2)(k_2 - k_1)} ;$$

$$a_3 \approx \frac{-k_1 k_2}{(k_3 - k_2)(k_1 - k_3)} .$$

SMITH (1974) propose d'employer un algorithme du type

$$\log T_0 = \sum_i a_i \log T_i, \quad (\text{IV-15})$$

pour tenir compte de la décroissance exponentielle de la fonction de transmission ; d'autre part il suggère d'incorporer dans a_i l'effet de la non linéarité de la fonction de PLANCK en remplaçant k_i par

$$\frac{k_i}{\beta \gamma_i + \lambda} \quad \text{où } \lambda = 4, \text{ correspond à la décroissance du}$$

contenu en vapeur d'eau avec la pression

$$\frac{U}{U_0} = \left(\frac{P}{P_0} \right)^\lambda ;$$

$\beta = 0,1875$, correspond à la décroissance de la température avec la pression

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{P}{P_0} \right)^\beta ;$$

$\gamma_i \approx \psi_{\nu_i}$, correspond à la décroissance de la fonction de PLANCK avec la température

$$\frac{B_i(T)}{B_i(T_0)} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\gamma_i} .$$

IV - 4 - 3 - 2 - Simulation de la correction multispectrale à deux canaux (10 - 13 μm) à partir des radiosondages au point K

Nous avons utilisé le même modèle que précédemment pour calculer pour chaque

intervalle de 20 cm^{-1} entre 760 et 980 cm^{-1} , la correction atmosphérique, sur l'ensemble de la statistique de radiosondages au point K. La figure IV-9 donne la valeur moyenne sur les 2 années de la correction atmosphérique ΔT_i en fonction du nombre d'onde ν_i , pour H_2O et CO_2 considérés séparément.

Puisque l'émission due au CO_2 a une faible variabilité ($\approx 7\%$ de la valeur moyenne), on a cherché une corrélation entre fréquences pour H_2O uniquement. La fréquence de référence ν_1 a été prise égale à 930 cm^{-1} (minimum de l'erreur), et on a cherché la corrélation entre ΔT_1 et $(T_1 - T_i)$ où T_1 et ΔT_1 sont la température radiométrique et l'erreur à la fréquence $\nu_1 = 930 \text{ cm}^{-1}$ et T_i est la température radiométrique à la fréquence ν_i .

Le tableau IV-7 donne le résultat obtenu pour une régression linéaire aux moindres carrés. A 930 cm^{-1} , la valeur moyenne de l'erreur atmosphérique était de $1,47 \text{ K}$ avec un écart quadratique de $0,54 \text{ K}$; cette dernière valeur est notablement réduite après application de la régression à moins de $0,1 \text{ K}$. Les coefficients de la droite de régression b_0 et b_1 sont portés dans le tableau; b_1 diminue lorsque l'on s'éloigne de 930 cm^{-1} vers 800 cm^{-1} .

La valeur corrigée de la température de surface est alors obtenue par

$$T_o = T_1 - \Delta T_1 = T_1 - (b_0 + b_1(T_2 - T_1)) = -b_0 + (1+b_1) T_1 - b_1 T_2 \quad (\text{IV-16})$$

avec une erreur résiduelle $\delta \Delta T_a$.

IV - 4 - 3 - 3 - Optimisation d'un système multispectral à deux canaux à partir des données du point K

La simulation précédente peut être utilisée pour un essai d'optimisation de système multispectral à deux canaux. La simulation au point K est loin d'avoir des caractéristiques permettant d'étendre la discussion à une optimisation des mesures sur l'ensemble du globe. Cependant elle permet de développer un certain nombre d'arguments qui présentent une généralité.

On a tenu compte des termes d'erreur suivants qui ont été portés dans les tableaux IV-8 et IV-9 :

- efficacité de la corrélation entre fréquences pour l'élimination de l'influence de la vapeur d'eau ; cette efficacité est exprimée par l'écart quadratique résiduel après la régression pour les mesures au point K (colonne (1) des tableaux) ;

- perturbations dues au CO_2 : d'après ce que nous avons vu précédemment, l'écart quadratique des variations de l'erreur due au CO_2 est de 7% de la valeur

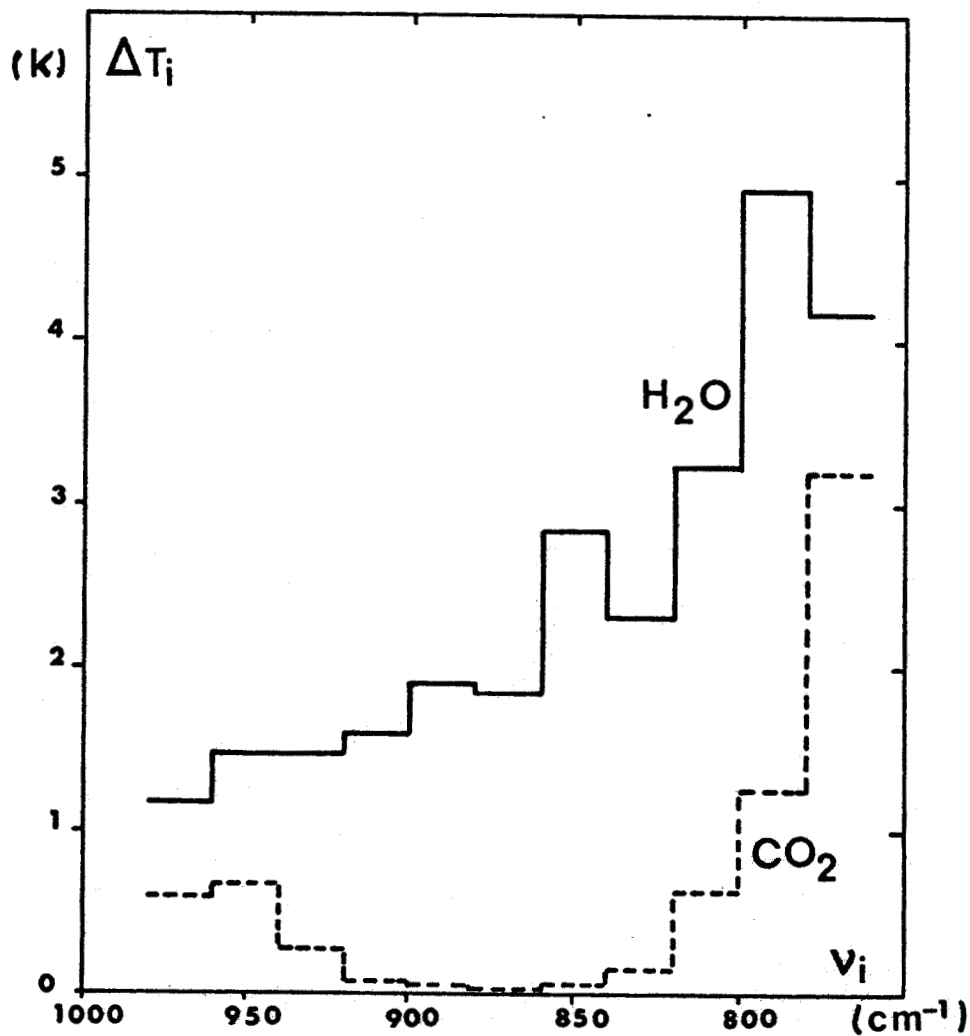


FIGURE IV - 9 : Erreur atmosphérique en fonction du nombre d'onde ν_i . Valeur moyenne calculée au point K (1970 et 1971).



TABLEAU IV - 7

Régression linéaire entre l'erreur atmosphérique ΔT_a à $\nu_1 = 930 \text{ cm}^{-1}$ et

la différence $T_1 - T_i$ des températures radiométriques mesurées à ν_1 et ν_i

ν_i (cm^{-1})	b_0 (K)	b_1	R	$\delta\Delta T_a$ (K)
770	- 0,72	0,810	0,987	0,086
790	- 1,07	0,732	0,978	0,114
810	- 0,63	1,188	0,989	0,080
830	- 0,37	2,151	0,996	0,051
850	- 0,66	1,549	0,986	0,091
870	- 0,28	4,383	0,997	0,042
890	- 0,53	4,625	0,991	0,072
910	- 0,25	13,106	0,996	0,049
/	/	/	/	/
950	+ 0,94	42,271	0,636	0,418
970	- 0,25	-6,095	0,974	0,123

$$\nu_1 = 930 \text{ cm}^{-1}$$

$$\Delta T_{av_1} = b_0 + b_1 (T_1 - T_i)$$

R coefficient de corrélation

$\delta\Delta T_a$ écart quadratique résiduel



TABLEAU IV-8

Simulation de l'optimisation du système multispectral à deux canaux ($\nu_1=930 \text{ cm}^{-1}$ et $\nu_2=\nu_i$) au point K

ν_i	H ₂ O (1)	CO ₂ (2)	(1+2b ₁) (3)	NET = 0,1 K Erreur totale sur T ₀	NET = 0,2 K
770 cm ⁻¹	0,086 K	0,225 K	2,62	0,573 K	0,835 K
790	0,114	0,088	2,46	0,448	0,694
810	0,080	0,045	3,38	0,463	0,801
830	0,051	0,012	5,30	0,593	1,123
850	0,091	0,004	4,10	0,505	0,915
870	0,042	0,003	9,77	1,022	1,999
890	0,072	0,004	10,25	1,101	2,126
910	0,049	0,006	27,21	2,776	5,497
930	/	0,019	/	/	/
950	0,042	0,048	95,54	9,644	19,198
970	0,123	0,041	13,19	1,483	2,802

$\Delta\nu = 20 \text{ cm}^{-1}$

- (1) erreur résiduelle sur la correction de H₂O ($\delta \Delta T_a$ dans le tableau IV-7),
 (2) erreur résiduelle due au CO₂ (7 % des valeurs de la figure IV-9)
 (3) facteur multiplicatif du bruit radiométrique (NET), (b_f d'après le tableau IV-7)



TABLEAU IV-9

Simulation de l'optimisation du système multispectral à deux canaux ($\nu_1=930 \text{ cm}^{-1}$ et $\nu_2=\nu_i$)
(Estimation pour l'ensemble du globe).

ν_i	H ₂ O (1)	CO ₂ (2)	(1+2b ₁) (3)	NET = 0,1 K Erreur totale sur T ₀	NET = 0,2 K
770 cm ⁻¹	0,344 K	0,450 K	2,62	1,056 K	1,318 K
790	0,456	0,176	2,46	0,878	1,124
810	0,320	0,090	3,38	0,748	1,086
830	0,204	0,024	5,30	0,758	1,288
850	0,364	0,008	4,10	0,782	1,192
870	0,168	0,006	9,77	1,151	2,128
890	0,288	0,008	10,25	1,321	2,346
910	0,196	0,012	27,21	2,929	5,650
930	/	0,038	/	/	/
950	0,168	0,096	95,54	9,818	19,372
970	0,492	0,082	13,19	1,893	3,212

(1) erreur résiduelle sur la correction de H₂O (4 $\delta\Delta T_a$ au point K, tableau IV-7)

(2) erreur résiduelle due au CO₂ (14 % des valeurs moyennes au point K, figure IV-9)

(3) facteur multiplicatif du bruit (NET), b₁ d'après le tableau IV-7.



moyenne au point K (colonne (2) des tableaux) ;

- bruit radiométrique : si le bruit radiométrique (NET) est le même sur les 2 canaux, d'après l'équation (IV-16), le bruit induit sur la mesure est amplifié et égal à $(1+2b_1)$ (NET).

Deux types de tableaux sont présentés :

- le tableau (IV-8) porte uniquement sur l'analyse des données au point K,
 - le tableau (IV-9) essaye d'étendre les résultats de façon plus large, en prenant une non linéarité due à H_2O (colonne 1) quatre fois supérieure (d'après l'amplitude des variations de U_0) et une perturbation due au CO_2 (colonne 2) deux fois supérieure à celles au point K ; ce dernier tableau est supposé représenter une estimation de la précision sur l'ensemble du globe.

La fréquence de référence utilisée est toujours 930 cm^{-1} et le total des trois termes d'erreur cités ci-dessus est donné pour deux valeurs du (NET) : 0,1 et 0,2 K en fonction de la deuxième fréquence ν_i .

On constate que la précision totale obtenue est médiocre pour ν_i voisin de $\nu_1 = 930 \text{ cm}^{-1}$, le coefficient amplificateur de bruit $(1+2b_1)$ étant alors assez élevé ; les résultats tendent également à se dégrader au-delà de 770 cm^{-1} à cause de l'absorption du CO_2 et des écarts résiduels sur la correction de H_2O . En ce qui concerne l'estimation de la précision faite pour l'ensemble du globe les meilleurs résultats sont obtenus pour ν_i de 790 à 850 cm^{-1} : on obtiendrait alors environ 0,8 K pour un (NET) de 0,1 K, et 1,2 K pour un (NET) de 0,2 K.

Afin de réduire le (NET) on a intérêt à donner aux deux canaux des bandes passantes aussi large que possible. Ceci conduit aux choix des valeurs suivantes pour les deux canaux :

- 860 à 980 cm^{-1} , correspondant à une erreur atmosphérique minimum (cf. figure IV-9)

- 780 à 860 cm^{-1} , fournissant une estimation de la correction atmosphérique avec une précision de l'ordre de 1 K, pour un bruit radiométrique compris entre 0,1 et 0,2 K.

IV-4-3-4 - Optimisation théorique de la correction multispectrale

Dans ce qui suit nous essayons de développer des arguments théoriques pour l'optimisation d'un système multispectral de mesure permettant d'éliminer l'émission de l'atmosphère. Les problèmes qui se posent couramment sont :

1) Etant donné que k_{ν_1} est déterminé par le minimum d'absorption dans la fenêtre, comment choisir de façon optimum k_{ν_2} ?

2) Y a-t-il intérêt à utiliser un système comprenant trois fréquences ?

IV-4-3-4-1 - Approximations utilisées

Les approximations suivantes seront utilisées pour la commodité de la démonstration :

a) Développement de la fonction $B_\nu(T)$ au second ordre

$$B_\nu(T) = B_\nu(T_0) + (T-T_0) \left(\frac{\partial B_\nu}{\partial T} \right)_{T_0} + \frac{1}{2} (T-T_0)^2 \left(\frac{\partial^2 B_\nu}{\partial T^2} \right)_{T_0} + \epsilon((T-T_0)^2) , \quad (\text{IV-17})$$

avec

$$\left(\frac{\partial B_\nu}{\partial T} \right)_{T_0} = \frac{\psi_\nu}{T_0} B_\nu(T_0) , \quad (\text{IV-18})$$

$$\left(\frac{\partial^2 B_\nu}{\partial T^2} \right)_{T_0} = \frac{\psi_\nu (\chi_\nu - 2)}{T_0^2} B_\nu(T_0) . \quad (\text{IV-19})$$

ψ_ν et χ_ν sont des fonctions auxiliaires dépendant faiblement de ν . D'autre part, $\psi_\nu \approx \chi_\nu$. Par exemple à $\nu = 1000 \text{ cm}^{-1}$, $T_0 = 300 \text{ K}$:

$$\psi_\nu = 4,833 , \quad \chi_\nu = 4,873$$

En utilisant le développement limité de $B_\nu(T)$ au second ordre, on obtient

$$\begin{aligned} \Delta T_\nu &\approx \frac{T_0}{\psi_\nu B_\nu(T_0)} \int_0^{p_0} \left\{ (T(p)-T_0) \left(\frac{\partial B_\nu}{\partial T} \right)_{T_0} + \frac{1}{2} (T(p)-T_0)^2 \left(\frac{\partial^2 B_\nu}{\partial T^2} \right)_{T_0} \right\} \frac{dt_\nu(o,p)}{dp} dp, \\ &\approx T_0 \int_0^{p_0} \left\{ \frac{T(p)-T_0}{T_0} + \frac{1}{2} \frac{(T(p)-T_0)^2}{T_0^2} (\chi_\nu - 2) \right\} \frac{dt_\nu(o,p)}{dp} dp \\ &\approx T_0 \int_0^{p_0} \left\{ \left(\frac{\chi_\nu}{2} - 2 \right) + (3-\chi_\nu) \frac{T(p)}{T_0} + \left(\frac{\chi_\nu}{2} - 1 \right) \left(\frac{T(p)}{T_0} \right)^2 \right\} \frac{dt_\nu(o,p)}{dp} dp. \end{aligned} \quad (\text{IV-20})$$

b) On représentera l'état moyen de l'atmosphère par

$$\frac{U(p)}{U_0} = \left(\frac{p}{p_0} \right)^\lambda , \quad \text{avec } \lambda = 4,$$

$U(p)$, contenu en vapeur d'eau entre 0 et p ,

$$\frac{T(p)}{T_0} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^\beta, \text{ avec } \beta = 0,1875,$$

approximations qui représentent assez bien les profils moyens entre 300 et 1000 mb.

IV-4-3-4-2 - Effet de non linéarité

La transmission atmosphérique étant de type exponentiel, on a de façon générale

$$t_v = \exp(-k_v(U(p))), \quad (\text{IV-21})$$

et pour l'absorption de type e

$$t_{ve} = \exp(-k_{ve} \cdot e \cdot W) \quad ; \quad (\text{IV-22})$$

comme la pression partielle de vapeur d'eau, e , est directement liée au contenu en vapeur d'eau U

$$\begin{aligned} t_{ve} &\approx \exp(-k_{ve}^* U(p)^2) \quad , \\ &= \exp(-k_{ve}^* U^*(p)) \quad , \end{aligned} \quad (\text{IV-23})$$

avec

$$U^*(p) = U(p)^2 \quad . \quad (\text{IV-24})$$

On généralisera les résultats obtenus pour une absorption de type exponentiel à l'absorption de type e en prenant

$$\frac{U^*}{U_0^*} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{2\lambda} \quad (\text{IV-25})$$

On intégrera l'expression (IV-20) de ΔT_v sur $U(p)$, soit pour une absorption de type exponentiel

$$\Delta T_v = \int_0^{U_0} \left\{ \left(\frac{\chi_v}{2} - 2\right) + (3 - \chi_v) \frac{U}{U_0} + \left(\frac{\chi_v}{2} - 1\right) \frac{U}{U_0}^{2\beta/\lambda} \right\} -k_v \exp(-k_v U) dU \quad (\text{IV-26})$$

On développe l'exponentielle et on intègre, en posant $x = \frac{U}{U_0}$,

avec

$$\int_0^1 x^\alpha e^{-ax} dx = \sum_0^\infty (-1)^n \frac{a^n}{n!(\alpha+n+1)} ; \quad (\text{IV-27})$$

soit

$$\begin{aligned} \Delta T_v &= -k_v U_0 T_0 \sum_0^\infty (-1)^n \left[\frac{(k_v U_0)^n}{n!} \frac{(\chi_v/2 - 2)}{n+1} + \frac{(3 - \chi_v)\lambda}{(n+1)\lambda + \beta} + \frac{(\chi_v/2 - 1)\lambda}{(n+1)\lambda + 2\beta} \right], \\ &= T_0 \sum_0^\infty (-1)^n \frac{(k_v U_0)^{n+1}}{(n+1)!} \frac{\beta((n+1)\lambda + (4 - \chi_v)\beta)}{((n+1)\lambda + \beta)((n+1)\lambda + 2\beta)}, \\ &= T_0 \sum_0^\infty c_n (k_v U_0)^{n+1}, \end{aligned}$$

avec

$$c_n = (-1)^n \frac{1}{(n+1)!(n+1)} \frac{\beta}{\lambda} \quad (\text{IV-29})$$

Pour l'absorption de type e

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{U^*}{U_0^*} \right)^{\beta/2\lambda} \quad (\text{IV-30})$$

et on obtient un résultat équivalent en remplaçant β par $\beta/2$

$$\begin{aligned} \Delta T_{v_e} &= T_0 \sum_0^\infty (-1)^n \frac{(k_v U_0^2)^{n+1}}{(n+1)!} \frac{\beta}{2} \frac{((n+1)\lambda + (4 - \chi_v)\beta/2)}{((n+1) + \beta/2)((n+1)\lambda + \beta)} \\ &= T_0 \sum_0^\infty c_n^e (k_v U_0)^{n+1} \end{aligned} \quad (\text{IV-31})$$

avec

$$c_n^e = (-1)^n \frac{1}{(n+1)!(n+1)} \frac{\beta}{2\lambda} = \frac{1}{2} c_n \quad (\text{IV-32})$$

Le tableau (IV-10) donne les coefficients c_n

TABLEAU IV-10

	exponentiel	dimères
c_0	0,03927	0,02143
c_1	- 0,01071	- 0,00560 ($\chi_v = 4,87$)
c_2	0,00245	0,00126
c_3	- 0,00047	- 0,00024

Pour $k_v U_0 \approx 1$, il faut quatre termes du développement pour obtenir une précision de 1 % sur la valeur de ΔT_v , et l'effet de non-linéarité représente alors environ 25 % de ΔT_v . Le coefficient c_0 détermine l'erreur au premier ordre. Les rapports c_1/c_0 , c_2/c_0 traduisent la non linéarité de l'erreur en fonction de U_0 . On remarquera dans le tableau (IV-10) que ces rapports dépendent peu du type d'absorption, ce qui est évident d'après (IV-32). On trouverait un résultat similaire pour l'absorption des raies intégrées sur un intervalle spectral qui présente plutôt une dépendance en $(U(p))^{1/2}$. Le développement qui suit pourra donc s'appliquer de façon générale aux divers types d'absorption.

IV-4-3-4-3 - Optimisation d'un système multispectral à deux canaux

Etant donné que k_1 est déterminé par le minimum d'absorption dans la fenêtre atmosphérique ($900 < \nu_1 < 960 \text{ cm}^{-1}$), comment choisir de façon optimum k_2 , sachant que :

- on a intérêt à prendre k_2 voisin de k_1 pour éviter les effets de non linéarité de l'extrapolation,
- le bruit induit par l'extrapolation diminue lorsque l'on augmente k_2 ?

On a, sur la base d'une extrapolation linéaire

$$T_0 = \frac{k_2}{k_2 - k_1} T_1 - \frac{k_1}{k_2 - k_1} T_2 = T_1 - \frac{k_1}{k_2 - k_1} (T_2 - T_1) \quad (\text{IV-33})$$

Si δT est le bruit radiométrique de la mesure (NET) dans chaque canal, le bruit δT_0 induit sur la mesure de T_0 par l'extrapolation linéaire est

$$\delta T_0 = \frac{k_2 + k_1}{k_2 - k_1} \delta T \quad (\text{IV-34})$$

L'erreur sur l'extrapolation, $\varepsilon(\Delta T_1)$, due à la non-linéarité, est

$$\begin{aligned}\varepsilon(\Delta T_1) &= \frac{k_1}{k_2 - k_1} (T_2 - T_1) - \Delta T_1 \\ &= c_1 U_o^2 T_o \left[\frac{k_1}{k_2 - k_1} (k_2^2 - k_1^2) - k_1^2 \right] \\ &= c_1 k_1 k_2 U_o^2 T_o\end{aligned}\quad (\text{IV-35})$$

Pratiquement si U_{\max} est le contenu maximum en vapeur d'eau, on peut minimiser l'erreur à 1/8 de sa valeur maximale en modifiant légèrement le coefficient d'extrapolation $k_1/(k_2 - k_1)$ pour y inclure une partie de la non-linéarité

$$\varepsilon(\Delta T_1) = \frac{1}{8} c_1 k_1 k_2 U_{\max}^2 T_o \quad (\text{IV-36})$$

soit avec $k_1 U_{\max} \approx 1$ ($U_{\max} \approx 5 \text{ g.cm}^{-2}$ au minimum d'absorption vers 930 cm^{-1}), et $c_1 = 0,0056$ pour l'absorption de type e qui est prépondérante

$$\varepsilon(\Delta T_1) = 0,21 \frac{k_2}{k_1} \quad (\text{K}) \quad (\text{IV-37})$$

L'erreur totale sur l'estimation de T_o est

$$\varepsilon(\Delta T_1) + \delta T_o = \frac{k_2 + k_1}{k_2 - k_1} \delta T + 0,21 \frac{k_2}{k_1} \quad (\text{IV-38})$$

L'erreur totale est minimum pour

$$\left(\frac{k_2}{k_1} - 1 \right)^2 = \frac{2\delta T}{0,21} \quad (\text{IV-39})$$

ce qui donne en fonction du NET les résultats du tableau (IV-11).

On retrouve à peu près les résultats obtenus (§ IV-4-3-3) à partir de la simulation au point K : erreur totale de 1 K pour un (NET) de 0,2 K, et de 0,7 K pour un (NET) de 0,1 K, l'optimum étant obtenu pour $k_2/k_1 \approx 2$, ce qui correspond à $b_1 \approx 1$ dans les tableaux (IV-7,8 et 9). L'erreur totale sur T_o obtenue ici est inférieure car on ne tient pas compte de l'influence du CO_2 .

TABLEAU IV-11

Optimisation d'un système à deux canaux.

(NET)	k_2/k_1 optimum	erreur totale sur T_o
0,05 K	1,69	0,55 K
0,1	1,98	0,72
0,2	2,38	0,99
0,5	3,18	1,63
1,0	4,09	2,51

IV-4-3-4-4 - Optimisation d'un système multispectral à trois canaux

On peut essayer de corriger l'effet de non-linéarité par l'adjonction d'un troisième canal. Dans ce cas, T_o est obtenu sous la forme

$$T_o = a_1 T_1 + a_2 T_2 + a_3 T_3 \quad , \quad (\text{IV-40})$$

avec

$$a_1 + a_2 + a_3 = 1 \quad , \quad (\text{IV-41})$$

$$a_1 k_1 + a_2 k_2 + a_3 k_3 = 0 \quad , \quad (\text{extrapolation linéaire}) \quad (\text{IV-42})$$

$$a_1 k_1^2 + a_2 k_2^2 + a_3 k_3^2 = 0 \quad , \quad (\text{élimination de la non-linéarité}) \quad ; \quad (\text{IV-43})$$

on obtient

$$a_1 = \frac{k_3 k_2}{(k_3 - k_1)(k_2 - k_1)} \quad ; \quad a_2 = \frac{-k_3 k_1}{(k_3 - k_2)(k_2 - k_1)} \quad ; \quad a_3 = \frac{k_2 k_1}{(k_3 - k_2)(k_3 - k_1)} \quad (\text{IV-44})$$

On supposera comme hypothèse de travail que dans ce cas l'erreur sur la mesure est uniquement due au bruit et que les effets de non-linéarité sont parfaitement éliminés. Le bruit du système est proportionnel à la somme des $|a_i|$, et on démontre que ce bruit est minimum pour $k_2 = (k_3 + k_1)/2$, ce qui donne

$$\delta T_o = \frac{k_3^2 + 6k_3k_1 + k_1^2}{(k_3 - k_1)^2} \delta T \quad , \quad (IV-45)$$

soit

$$\begin{aligned} \delta T_o &= 11 \delta T \quad \text{pour } k_3 = 2k_1 \\ &= 7 \delta T \quad \quad \quad = 3k_1 \\ &= 4,56 \delta T \quad \quad = 4k_1 \end{aligned}$$

IV-4-3-4-5 - Comparaison et discussion

On a porté sur le tableau (IV-12) l'erreur sur T_o estimée précédemment pour chacun des systèmes. On a supposé que l'estimation statistique de l'erreur atmosphérique pouvait être faite avec une précision de 1 K pour un système à un seul canal. Les meilleurs résultats sont obtenus par un système à trois canaux, avec $k_3 = 4k_1$, $k_2 = 2,5 k_1$, et un (NET) inférieur à 0,2 K ; cependant cette solution semble devoir être éliminée car elle conduit à utiliser des bandes spectrales trop fortement contaminées par l'absorption du CO_2 si l'on se déplace vers 15 μm , ou ayant une fonction d'absorption plus proche de celle des raies ($\exp - \beta_1 W^{1/2}$) que de celle des dimères ($\exp - k_v W^2$) si l'on se déplace vers 6,3 μm .

On retiendra donc^e que les systèmes optimum sont les suivants :

- un seul canal au minimum d'absorption pour un (NET) supérieur à 0,5 K,
- deux canaux avec k_2/k_1 de 2 à 3, pour un (NET) compris entre 0, 1 K et 0,5 K,
- trois canaux avec $k_3/k_1 = 3$, $k_2/k_1 = 2$, pour un (NET) inférieur à 0,1 K.

Cet optimum correspond à peu près à l'évolution actuelle des satellites. Le VHRR des satellites NOAA avait un seul canal et un (NET) supérieur à 0,5 K. Le AVHRR des satellites de la série TIROS-N aura probablement deux canaux entre 10,5 et 13 μm , et un (NET) de l'ordre de 0,2 K et donnera une précision de l'ordre de 1 K sur la mesure de température de surface de la mer. Les performances technologiques actuelles des détecteurs limitent actuellement l'utilisation de la solution à trois canaux pour la correction de l'effet de non-linéarité, qui ne devient intéressante que pour un (NET) inférieur à 0,1 K, et permettrait théoriquement d'obtenir une précision de l'ordre de 0,5 K sur la mesure de la température de surface de la mer.

TABLEAU IV-12

Comparaison des systèmes : erreur totale sur la mesure de température de surface, T_0

(NET)	1 canal	2 canaux	3 canaux	
			$k_3 = 2k_1$	$k_3 = 4k_1$
			$k_3 = 3k_1$	
0,05 K	1,05 K	0,55 K	<u>0,35 K</u>	0,23 K
0,10	1,10	<u>0,72</u>	<u>0,70</u>	0,46
0,20	1,20	<u>0,99</u>	1,40	0,91
0,50	<u>1,50</u>	<u>1,63</u>	3,50	2,28
1,00	<u>2,00</u>	2,51	7,00	4,56



IV-5 - CONCLUSION

L'étude de la correction atmosphérique a été faite par simulation entre 10 et 13 μm en utilisant une statistique de radiosondages au point K. On a pu ainsi mettre en évidence les caractères de variabilité de cette correction (variation annuelle, contribution des diverses couches de l'atmosphère, variation avec la fréquence) et évaluer diverses méthodes de correction atmosphérique.

Pour les études régionales du champ de température de la mer, en l'absence de navires fournissant un recalage, il semble que la meilleure méthode et la plus simple soit une estimation statistique. La précision d'une telle méthode est estimée à 0,5 K au point K : le calcul de l'erreur atmosphérique à partir de radiosondages lorsqu'ils sont disponibles sur la zone étudiée, donne une précision du même ordre et ne se justifie que pour les mois d'été sous les régions tempérées.

La détermination du champ de température sur l'ensemble du globe présente un intérêt climatique important si l'on peut obtenir une précision assez bonne. On a estimé la précision de corrections statistiques à 1K dans ce cas, à condition de disposer d'une bonne statistique de radiosondages, ce qui n'est pas le cas dans l'hémisphère sud. Des mesures multispectrales peuvent permettre de mesurer cette correction uniquement à partir de satellites. La correction à partir d'une détermination du contenu en vapeur d'eau dans le domaine microondes fournirait une précision meilleure que 1K, mais cette détermination n'est encore qu'expérimentale sur les satellites NIMBUS. Une autre solution est l'utilisation de plusieurs canaux dans le domaine spectral 10-13 μm pour effectuer une correction multispectrale linéaire. Les résultats de la simulation au point K concordent avec une discussion théorique et montrent qu'un système à deux canaux donnerait une précision de l'ordre de 1K par canal (NET) pour un bruit équivalent en température, de 0,1 à 0,2 K. Un système à trois canaux ne devient plus performant que si l'on arrive à diminuer le (NET) au dessous de 0,1 K : on peut alors espérer obtenir une précision de l'ordre de 0,5 K sur la mesure de la température de surface de la mer. Le système AVHRR à plusieurs canaux, embarqué sur les satellites de la série TIROS-N qui doivent être lancés à partir de 1977, permettra de vérifier et de préciser ces hypothèses.

BIBLIOGRAPHIE, CHAPITRE IV

- ANDING, D., KAUTH, R., 1970 - Estimation of sea surface temperature from space. - Rem. Sensing Environment, 14, 217-220.
- ANDING, D., KAUTH, R., 1972 - Reply to the comment by G.A. Maul and M. Sidran. - Rem. Sensing of Environment, 2, 171-173.
- BIGNELL, K.J., 1970 - The water-vapour infra-red continuum. - Quart. Jl Roy. Meteor. Soc., 96, 390-403.
- BROWER, R.L., GOHRBAND, H.S., PICHEL, W.G., SIGNORE, T.L., WALTON, C.C., 1976 - Satellite derived sea-surface temperatures from NOAA spacecraft. - NOAA Techn. Memorandum, NESS 78, 74 p.
- BURCH, D.E., GRYVNAK, D.A., 1970 - Atmospheric attenuation in the infrared windows. - in "Space Opt., Semin. - in-depth, Santa Barbara, Calif., 1969", 17-22.
- COGAN, J.L., WILLAND, J.H., 1976 - Measurement of sea surface temperature by the NOAA 2 satellite. - Jl Appl. Meteor., 15, 2, 173-180.
- CREPON, M., 1977 - Communication personnelle.
- DERYCKE, R.J., RAO, P.K., 1973 - Eddies along a Gulf Stream boundary viewed from a very high resolution radiometer. - Jl Phys. Ocean., 3, 4, 490-492.
- GOLUBITSKIY, B.M., MOSKALENKO, N.I., 1968 - Spectral transmission functions in the H₂O and CO₂ bands. - Izv. Atm. Oceanic Phys., 4, 3, 194-204.
- GOODY, R.M., 1964 - Atmospheric radiation - Oxford University Press, London, 436 p.
- GOTTHARDT, G.A., POTOCSKY, G.J., 1974 - Life cycle of a Gulf Stream anticyclonic eddy observed from several oceanographic platforms. - Jl Phys. Ocean., 4, 1, 131-134.
- GRASSL, H., 1973 - Separation of atmospheric absorbers in the 8-13 micrometer region. - Beitr. Phys. Atmosph., 46, 75-88.
- GRODY, N.C., 1976 - Remote sensing of atmospheric water vapor content from satellites using microwave radiometry. - IEEE Trans. Antennas Propag., A.P.-24, 2, 155-162.
- KUNDE, V.G., CONRATH, B.J., HANEL, R.A., MAGUIRE, W.C., PRABHAKARA, C., SALOMONSON, V.V., 1974 - The nimbus 4 infrared spectroscopy experiment, 2, Comparison of observed and theoretical radiances from 425-1450 cm⁻¹ Jl Geophys. Res., 79, 6, 777-784.
- KUNDE, V.G., MAGUIRE, W.C., 1974 - Direct integration transmittance model. - Jl Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 14, 803-817.

- La VIOLETTE, P.E., CHABOT, P.L., 1969 - A method of eliminating cloud interference in satellite studies of sea surface temperatures. - Deep-Sea Res., 16, 539-547.
- LECOMTE, P., DESCHAMPS, P.Y., 1970 - Mesure de la température superficielle de l'océan au moyen d'un radiomètre infrarouge. - Cahiers Ocean., 22, 2, 155-177.
- LEE, A.C.L., 1973 - A study of the continuum absorption within the 8-13 μm atmospheric window. Quart. Jl Roy. Meteor. Soc., 99, 490-505.
- LEGECKIS, R., 1975 - Application of synchronous meteorological data to the study of time dependent sea surface temperature changes along the boundary of the Gulf Stream. - Geophys. Res. Lett., 2, 10, 435-438.
- LORENZ, D., 1968 - Temperature measurements of natural surfaces using infrared radiometers. - Appl. Optics, 7, 7, 1705-1710.
- MAUL, G.A., HANSEN, D.V., 1972 - An observation of the Gulf Stream surface front structure by ship, aircraft, and satellite. - Rem. Sensing Environment, 2, 109-116.
- MAUL, G.A., SIDRAN, M., 1972 - Comment on "Estimation of sea surface temperature from space" by D. Anding and R. Kauth. - Rem. Sensing Environment, 2, 165-169.
- Mc CLAIN, E.P., 1975 - Potential value of earth satellite measurements to oceanographic research in the southern ocean. - NOAA Techn. Memorandum, NESS 61, 18 p.
- MOSKALENKO, N.I., MIRUMYANTS, S.O., 1969 - The effect of temperature on infrared-radiation absorption by water vapor and CO_2 . - Izv. Atmosph. Oceanic Phys., 5, 12, 747-751.
- PRABHAKARA, C., DALU, G., KUNDE, V.G., 1974 - Estimation of sea surface temperature from remote sensing in the 11 to 13 μm window region. - Jl Geophys. Res., 79, 33, 5039-5044.
- RAO, P.K., SMITH, W.L., KOFFER, R., 1972 - Global sea-surface temperature distribution determined from an environmental satellite. - Monthly Weather Rev., 100, 1, 10-14.
- RICHARDSON, P.L., STRONG, A.E., KNAUSS, J.A., 1973 - Gulf Stream eddies : recent observations in the Western Sargasso Sea. - Jl Phys. Ocean., 3, 3, 297-301.

- SHENK, W.E., SALOMONSON, V.V., 1972 - A multispectral technique to determine sea surface temperature using Nimbus 2 data. - J1 Phys. Ocean., 2, 2, 157-167.
- SMITH, W.L., RAO, P.K., KOFFLER, R., CURTIS, W.R., 1970 - The determination of sea surface temperature from satellite high resolution infrared window radiation measurements. - Monthly Weather Rev., 98, 604-611.
- SMITH, W.L., 1974 - Communication personnelle.
- STAELIN, D.H., KUNZI, K.F., PETTYJOHN, R.L., POON, R.K.L., WILCOX, R.W., WATERS, J.W., 1976 - Remote sensing of atmospheric water vapor and liquid water with the Nimbus 5 microwave spectrometer. - J1 Appl. Meteor., 15, 11, 1204-1214.
- STUMPF, H.G., RAO, P.K., 1975 - Evolution of Gulf Stream eddies as seen in satellite infrared imagery. - J1 Phys. Ocean., 5, 2, 388-393.
- VUKOVICH, F.M., 1976 - An investigation of a cold eddy on the eastern side of the Gulf Stream using NOAA 2 and NOAA 3 satellite data and ship data. J1 Phys. Ocean., 6, 4, 605-612.
- WARNECKE, G., ALLISON, L.J., Mc MILLIN, L.M., SZEKIELDA, K.H., 1971 - Remote sensing of ocean currents and sea surface temperature changes derived from the Nimbus II satellite. - J1 Phys. Ocean., 1, 1, 45-60.

CHAPITRE V

ETUDE DU REFROIDISSEMENT SUPERFICIEL DE L'EAU PAR RADIOMETRIE INFRAROUGE

V-I - INTRODUCTION

L'existence d'une couche superficielle d'une épaisseur de quelques millimètres, plus froide que l'eau, à l'interface entre l'eau et l'air a été mise en évidence depuis plusieurs années par diverses méthodes :

- mesures thermométriques fines au-dessous de la surface de l'eau (WOODCOCK et STOMMEL, 1947),
- extrapolation du profil vertical de la température potentielle dans l'air jusqu'à la surface (HASSE, 1963),
- méthode interférométrique dans l'eau (ADAMS et MEIER, 1969),
- mesure radiométrique de la température superficielle (EWING et McALISTER (1960) et SAUNDERS (1967)).

Les écarts signalés sont en général de quelques dixièmes de degré K entre la "température superficielle" obtenue par un des moyens précédents et la température de la masse d'eau mesurée à des profondeurs d'une dizaine de cm. Les mesures de profil de température faites au lac de la Godivelle par le Laboratoire d'Océanographie Physique du Muséum ont également mis en évidence de tels écarts par extrapolation du profil de température potentielle de l'air.

L'analyse de mesures radiométriques de la température superficielle faites en 1967-1968 sur la Bouée Laboratoire du C.N.E.X.O., mouillée en Méditerranée (LECOMTE et DESCHAMPS, 1970) avait montré que les écarts de température superficielle se détruisent très rapidement lorsque la vitesse du vent croît au-delà de 4 noeuds, soit 2m.s^{-1} ; l'état d'agitation de la surface augmentant alors, l'épaisseur de la couche superficielle diminue sous l'influence de la turbulence induite.

Les résultats présentés ici proviennent de deux autres expériences différentes et mettent en évidence les caractéristiques de ce refroidissement superficiel.

- 1 - Des mesures radiométriques ont été faites sur une cuve en laboratoire pour étudier le refroidissement superficiel dans des conditions équivalentes à une vitesse de vent nulle : l'épaisseur de la couche superficielle est alors uniquement limitée par la convection libre qui s'établit. La mesure a été étendue à divers liquides, plus particulièrement à des couches d'huiles d'épaisseur variable sur de l'eau de façon à simuler une détection possible des hydrocarbures.

- 2 - La destruction du refroidissement superficiel sous l'influence de la vitesse croissante du vent a été observée dans la soufflerie de l'Institut de la Mécanique Statistique de la Turbulence (I.M.S.T.) à Luminy.

L'existence d'un refroidissement superficiel a précédemment été discutée de façon théorique par SAUNDERS (1967), Mc ALISTER et Mc LEISH (1969), HASSE (1971), et KATSAROS (1976). Des estimations de refroidissement ou de l'épaisseur de la couche superficielle sont donnés par SAUNDERS (1967) et KATSAROS (1976) pour la convection libre, et par SAUNDERS (1967), HASSE (1971), WU (1971), HILL (1972), PAULSON et PARKER (1972) pour la turbulence induite par le vent. Les résultats que nous avons obtenus montrent que le phénomène de convection naturelle n'est pas du tout négligeable vis à vis de la turbulence induite tangentiellement aux vitesses de vent de quelques $m.s^{-1}$, alors que de nombreuses expériences de détermination de la couche superficielle ont justement été réalisées à ces vitesses là.

L'importance pratique de l'existence de cette couche superficielle froide est diverse. Du point de vue des interactions océan-atmosphère, la température superficielle est plus significative que la température de la masse d'eau et intervient directement dans les formules exprimant les transferts de chaleur sensible et latente. Les valeurs couramment rencontrées montrent qu'il peut exister des différences significatives lorsque l'on néglige l'existence d'un refroidissement superficiel. D'autre part les techniques de mesures radiométriques de la température de surface à partir d'avions et de satellites se sont développées récemment, et le refroidissement superficiel peut être une gêne ou une source d'erreur dans leur interprétation. Le refroidissement superficiel peut augmenter les possibilités de détection infrarouge des nappes d'hydrocarbures: voir au chapitre VI. Il faut souligner également une application particulièrement intéressante qui a été proposée par Mc ALISTER (1964, 1970, et 1971) et TIMOFEEV (1966) permettant d'envisager de mesurer le flux total perdu par la surface de l'eau à partir de mesures radiométriques du gradient de température existant dans la couche superficielle de l'eau.

V-2 - PRESENTATION THEORIQUE DU PROBLEME

A sa surface, l'eau perd un flux total Q de chaleur

$$Q = R + H + E$$

(V-1)

où H est le flux de chaleur sensible,

E est le flux de chaleur latente,

R est le flux perdu par rayonnement infrarouge émis par une couche ayant une épaisseur de l'ordre de la dizaine de μm et que nous pouvons considérer comme localisé en surface, étant donné l'ordre de grandeur millimétrique de la couche étudiée.

Le rayonnement solaire est par contre absorbé dans l'eau à de plus grandes profondeurs. Il détermine la température d'équilibre $T(z)$ de la masse d'eau, et modifie quelque peu l'importance du refroidissement superficiel puisque 10 % environ du flux solaire est absorbé dans les premiers millimètres au-dessous de la surface (PRUVOST, 1972). Cette influence peut être évaluée séparément, et nous traiterons le problème en considérant que $T(z)$ tend vers une valeur limite T_0 constante pour z supérieur à une dizaine de centimètres, ce qui n'est réalisé qu'en l'absence de flux solaire, la nuit ou par faible ensoleillement, ou pour une agitation assez grande de la couche de surface. La température superficielle est alors T_S , et le refroidissement superficiel $\Delta T_S = T_0 - T_S$.

L'équation de transfert de la chaleur dans l'eau s'écrit

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(K(z) \frac{\partial T(z,t)}{\partial z} \right) - \frac{\partial T(z,t)}{\partial t} = \frac{1}{\rho C_p} \frac{dF(z)}{dz}, \quad (\text{V-2})$$

où ρ est la masse volumique,

C_p est la chaleur massique,

$F(z)$ est le flux de rayonnement existant à la profondeur z et comprend rayonnement solaire et infrarouge,

$K(z)$ est la diffusivité thermique de l'eau due à la conduction moléculaire, mais aussi à la convection libre et à la turbulence induite par le vent ;

$$K(z) = K + K_c(z) + K_t(z), \quad (\text{V-3})$$

où K est la diffusivité thermique moléculaire, indépendante de z , $K_c(z)$ et $K_t(z)$ représentent les diffusivités thermiques induites par la convection libre et la turbulence forcée par le vent, et tendent vers 0 pour z tendant vers 0.

Avec les hypothèses énoncées précédemment, c'est à dire :

- flux infrarouge perdu en surface et flux solaire nul ou absorbé en plus grande profondeur, soit

$$\frac{dF(z)}{dz} = 0,$$

- équilibre obtenu, soit $\frac{\partial T(z,t)}{\partial t} = 0$, tout au moins en ce qui concerne la couche superficielle, soit $\frac{d(\Delta T_S)}{dt} = 0$, et nous verrons plus loin que les constantes de temps sont de l'ordre de la minute, l'équation (V-2) peut se simplifier,

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(K(z) \frac{dT(z)}{dz} \right) = 0 \quad . \quad (V-4)$$

Après intégrations successives sur z ,

$$K(z) \frac{dT(z)}{dz} = \frac{1}{\rho C_p} Q \quad , \quad (V-5)$$

qui exprime simplement le transport du flux total perdu en surface Q , à travers la couche superficielle, et

$$\Delta T_S = T_o - T_S = \frac{Q}{\rho C_p} \int_0^{z_o} \frac{1}{K(z)} dz \quad , \quad (V-6)$$

L'existence d'une couche superficielle thermique suppose que $K(z)$ est faible dans cette couche, puis croît assez rapidement avec z . On admettra que $\int_{z_o}^{\infty} \frac{1}{K(z)} dz$ est négligeable devant $\int_0^{z_o} \frac{1}{K(z)} dz$, et que $T(z)$ est constant et égal à T_o pour $z > z_o$.

Les conditions aux limites pour le gradient de température deviennent alors :

$$\frac{dT(z)}{dz} \rightarrow \left[\frac{dT(z)}{dz} \right]_0 = \frac{Q}{K_0 C_p} = \frac{Q}{k} \quad \text{pour } z \rightarrow 0$$

et $\frac{dT(z)}{dz} \rightarrow 0 \quad \text{pour } z \rightarrow \infty$

k , conductibilité thermique de l'eau.

V-2-1 - Epaisseur équivalente de la couche superficielle

La figure V-1 donne la forme schématique de la courbe $T(z)$ dans la couche superficielle qui est déterminée par les 2 asymptotes précédentes pour $z = 0$ et $z \rightarrow \infty$. Afin de décrire approximativement le phénomène on schématise bien souvent cette courbe de la façon suivante : le gradient à l'origine $\left(\frac{dT(z)}{dz} \right)_0$ est extrapolé jusqu'à T_o , ce qui détermine une profondeur δ appelée épaisseur équivalente de la couche superficielle. On a alors schématisé de la

façon suivante :

$$\text{pour } 0 < z < \delta : K_o(z) + K_t(z) \ll K ; \quad K(z) = K$$

$$\text{pour } z > \delta : K_o(z) + K_t(z) \gg K ; \quad K(z) = \infty ;$$

δ est alors défini par

$$\left[\frac{dT(z)}{dz} \right]_0 \delta = \Delta T_S , \quad (V-7)$$

soit

$$\delta = k \frac{\Delta T_S}{Q} ; \quad (V-8)$$

δ représente l'épaisseur de la couche équivalente dans laquelle il y aurait uniquement conduction thermique moléculaire, et qui serait nécessaire pour expliquer le refroidissement superficiel ΔT_S . δ peut aussi être relié à $K(z)$ par

$$\delta = \int_0^{\infty} \frac{K}{K(z)} \cdot dz \quad (V-9)$$

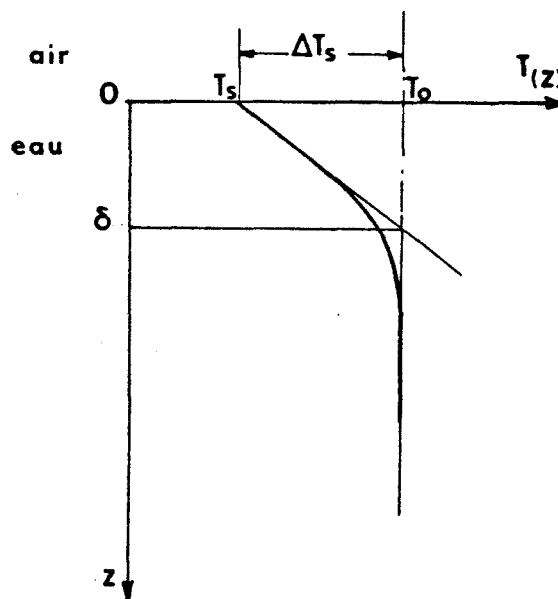


FIGURE V - 1 : Représentation schématique du refroidissement superficiel.

L'équation (V-2) s'écrit pendant l'établissement du refroidissement

$$-\frac{\partial}{\partial z} \left(k(z) \frac{\partial T(z,t)}{\partial z} \right) + \rho C_p \frac{\partial T(z,t)}{\partial t} = 0 \quad (\text{V-10})$$

avec comme conditions initiales

$$T(z,0) = T_0 \quad ,$$

et comme conditions aux limites, si Q est constant

$$T(\infty, t) = T_0 \quad ,$$

$$\left[\frac{dT(z,t)}{dz} \right]_0 = \frac{Q}{k} \quad ;$$

éventuellement $k(z)$ dépend du temps dans le cas de la convection libre avec $k(z,0) = k$.

L'intégration de l'équation (V-10) ne peut se faire formellement et nous avons essayé d'évaluer la constante de temps à partir d'hypothèses simplificatrices. Pour cela, on supposera qu'à l'instant t , le gradient $\left[\frac{dT}{dz} \right]_0$ est établi dans une couche superficielle d'épaisseur $\zeta(t)$, croissante avec le temps et tendant vers δ (voir figure V-2).

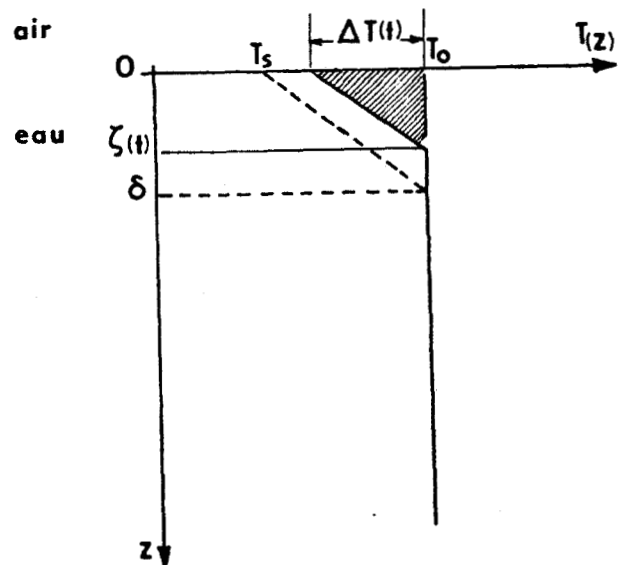


FIGURE V - 2 : Représentation schématique de l'établissement du refroidissement superficiel.

D'où

$$\Delta T_S(t) = T_0 - T_S(t) = \zeta(t) \left[\frac{dT}{dz} \right]_0 = \zeta(t) \frac{Q}{k} \quad (\text{V-11})$$

L'épaisseur $\zeta(t)$ est déterminée par égalité entre la quantité de chaleur perdue en surface et l'apport calorifique de la couche superficielle,

$$\frac{1}{2} \rho C_p \Delta T_S(t) \zeta(t) = Q \cdot t \quad ; \quad (V-12)$$

soit avec la définition (V-11) de $\zeta(t)$

$$\frac{1}{2} \rho C_p k \frac{\overline{\Delta T_S(t)}^2}{Q} = Q \cdot t \quad , \quad (V-13)$$

et avec (V-8)

$$\left(\frac{\Delta T_S(t)}{\Delta T_S} \right)^2 = \frac{2k}{\rho C_p} \frac{t}{\delta^2} \quad . \quad (V-14)$$

$\Delta T_S(t)$ atteint 63 % de la valeur finale au bout du temps :

$$\tau \approx 0,2 \frac{\rho C_p \delta^2}{k} \quad (V-15)$$

$$\tau_{(s)} \approx 1,38 \delta^2 \quad (\text{mm})$$

Evidemment, la formule (V-15) ne permet de donner qu'un ordre de grandeur du phénomène, qui est d'ailleurs minoré puisque l'on néglige l'inertie thermique plus grande des couches à $z > \delta$.

V-3 - ETUDE DU REFROIDISSEMENT SUPERFICIEL EN PRESENCE DE CONVECTION LIBRE DECLENCHEE PAR INSTABILITE GRAVITATIONNELLE

Nous étudions ici le refroidissement superficiel qui se forme pour un vent nul et donc en l'absence de turbulence induite par le vent ; la couche superficielle est alors gouvernée uniquement par la convection libre déclenchée par instabilité gravitationnelle.

V-3-1 - Instabilité gravitationnelle et critère de RAYLEIGH

D'après l'équation (V-5), on voit que le flux de chaleur perdu en surface est compensé par un apport thermique venant du bas ; cela tend à établir un gradient vertical de température dans l'eau, les couches les plus froides

étant au-dessus des couches chaudes : la structure en densité devient alors instable, et le gradient de température tend à être annulé par convection, tout au moins en profondeur.

La mise en équation du mouvement convectif d'un fluide est particulièrement laborieuse. Par contre, le déclenchement de la convection entre deux surfaces horizontales maintenues à températures constantes, la surface inférieure étant chauffée, a été largement étudiée (CHANDRASEKHAR, 1961) et les résultats obtenus dans ce cas semblent pouvoir être étendus à une couche semi-infinie. Dans ces expériences ont défini le nombre de RAYLEIGH par

$$R = \frac{g\alpha \left| \frac{dT}{dz} \right| d^4}{K\nu} = \frac{g\alpha |\Delta T| d^3}{k\nu}, \quad (V-16)$$

où g est l'accélération de la pesanteur,

d est la distance entre les deux surfaces,

$\frac{dT}{dz}$ est le gradient de température créé entre les deux surfaces,

ΔT est l'écart en température entre surfaces,

α, K, ν sont les coefficients de dilatation, de diffusivité thermique moléculaire, et de viscosité cinématique du fluide.

Il a été démontré expérimentalement par BENARD (1900) et théoriquement par RAYLEIGH (1916) que la convection se déclenchait lorsque R dépassait une valeur critique R_c , avec

$$R_c = 1708 \text{ si les deux frontières sont rigides,}$$

$$R_c = 1101 \text{ si une des frontières est rigide, l'autre libre,}$$

$$R_c = 656 \text{ si les deux frontières sont libres.}$$

D'après (V-16), on peut donc associer ainsi une valeur critique d_c de l'épaisseur à chaque valeur du flux de chaleur Q qui s'écoule à travers les surfaces, flux qui définit $\frac{dT}{dz}$ et ΔT . Lorsque l'on augmente d au-delà de d_c , on constate expérimentalement (GLOBE et DROPKIN (1959) et SILVESTON (1958)) que ΔT reste sensiblement constant, particulièrement pour $R \gg R_c$, c'est à dire $d \gg d_c$. Pour $R \gg R_c$, on obtient alors la relation suivante entre le nombre de NUSSELT N_u , et le nombre de RAYLEIGH, R ,

$$\log N_u = \frac{1}{3} \log \frac{R}{R_c} \quad (V-17)$$

où

$$N_u = \left(\frac{R}{R_c} \right)^{1/3}$$

avec la définition classique du nombre de Nusselt, qui exprime la fraction du transport de chaleur effectué par conduction thermique,

$$N_u = \frac{dQ}{k\Delta T} \quad (V-18)$$

où Q est le flux de chaleur à travers les deux surfaces,
 $k = K\rho C_p$, la conductibilité thermique.

On peut alors schématiser ce qui se passe comme suit :

- au voisinage de chacune des surfaces, il existe une couche d'épaisseur $\frac{d_c}{2}$ dans laquelle la convection est négligeable et le flux uniquement transporté par conduction moléculaire ($K(z)=K$),
- entre les deux couches limites, le flux est transporté par convection et le gradient thermique est nul ($K(z)=\infty$).

On étendra ce schéma à une couche semi-infinie qui correspond à notre cas en prenant donc pour épaisseur de la couche superficielle $\delta_c = \frac{d_c}{2}$, déterminée par

$$R_c = \frac{g\alpha \frac{dT}{dz} d_c^4}{K\nu} \quad ; \quad (V-19)$$

soit avec $\frac{dT}{dz} = \frac{Q}{k} = \frac{Q}{K\rho C_p} = \frac{\Delta T_S}{\delta_c}$,

$$R_c = 16 \frac{g\alpha}{\rho C_p K^2 \nu} Q \delta_c^4 \quad ; \quad (V-20)$$

ce qui donne

$$Q = 2\rho C_p \left(\frac{2g\alpha K^2}{R_c \nu} \right)^{1/3} \Delta T_S^{4/3} \quad (V-21)$$

qui relie ΔT_S au flux Q ,

$$\delta_c = \frac{1}{2} \left(\frac{R_c \rho C_p K^2 \nu}{g\alpha} \right)^{1/4} Q^{-1/4} \quad (V-22)$$

qui relie δ_c au flux Q .

La relation (V-21) est de la forme $Q = A(T_0) \Delta T_S^{4/3}$, où $A(T_0)$ est un coefficient qui dépend de la température de l'eau, principalement par l'intermédiaire de α

et $v \cdot A(T_0)$ peut s'écrire sous la forme :

$$A(T) = A_0 (K)^{2/3} \left(\frac{g\alpha}{v} \right)^{1/3} \quad (V-23)$$

avec $A_0 = 2 \left(\frac{2}{R_c} \right)^{1/3}$

La constante $A(T)$, et plus particulièrement A_0 , permet de comparer des expériences faites dans des conditions variées. Les relations (V-20), (V-21) et (V-22) peuvent en effet se mettre sous une forme sans dimensions

$$N_u = A_0 R^{1/3} \quad (V-24)$$

similaire à (V-17) au facteur $2^{1/3}$ près, qui est le facteur de conversion pour passer d'expériences de transfert sur une surface aux expériences de transfert entre deux surfaces.

Les expériences que nous avons réalisées en laboratoire sur une cuve avaient pour but de vérifier expérimentalement ces lois et préciser la valeur de R_c à adopter.

V-3-2 - Méthode expérimentale

Les mesures ont été faites en laboratoire sur une cuve (FUSEY, 1974) de dimensions 55 x 75 cm et de hauteur 25 cm, calorifugée pour minimiser les pertes par les parois.

Mesure du refroidissement superficiel ΔT_s

Afin de mesurer réellement la température superficielle, un radiomètre infrarouge (8-14 μm) a été employé. La température mesurée correspond alors à une profondeur moyenne de 10 μm , négligeable devant l'épaisseur de la couche à étudier. La mesure de ΔT_s est effectuée de la manière suivante : l'eau est d'abord fortement agitée ; on détruit ainsi la couche superficielle, la surface et la masse d'eau sont à la même température ; lorsque l'on supprime l'agitation, la température superficielle décroît, puis se stabilise au bout d'un intervalle de temps qui est de l'ordre de la minute. En général, la mesure est renouvelée quatre fois pour chaque expérience de façon à augmenter la précision qui a été estimée à

$\pm 0,05$ K, (bruit radiométrique) et à 5 % de la valeur de ΔT_S (fiabilité de l'é-talonnage). Cette méthode permet d'éviter de réétalonner fréquemment le radio-mètre et de corriger la mesure pour tenir compte de la réflectivité infrarouge de l'eau, ces deux opérations étant nécessaires pour relier la température ra-diométrique à la température réelle. La figure V-3 donne un exemple d'enregis-trement pour la mesure de ΔT_S .

Mesure du flux total perdu en surface, Q

On a choisi d'utiliser une méthode calorimétrique : l'eau est homogé-nisée en début et en fin d'expérience et on relève la différence de température de la masse d'eau correspondant à l'intervalle de temps (généralement 1 heure pour obtenir une précision suffisante). Les pertes par les parois ont été éva-luées lors d'une expérience préliminaire et une correction de $6,7 \text{ W. m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ est appliquée à la mesure de Q en fonction de l'écart entre températures de l'eau et de l'air ambiant.

Afin d'avoir une idée plus précise de la répartition des flux :

- le flux du rayonnement infrarouge R a été calculé

$$R = \sigma(T_o^4 - T_a^4), \text{ le laboratoire étant à la température de l'air ambiant, } T_a,$$

- le flux de chaleur latente L a été évalué à partir de la mesure de la masse perdue par une coupelle en aluminium emplie d'eau et flottant à la surface,

- le flux de chaleur sensible H a été calculé par la formule

$$H = Q - L - R ,$$

il présente une bonne linéarité en fonction de $(T_a - T_o)$ (figure V-4), ce qui montre la bonne cohérence des mesures de flux.

En moyenne, lors des expériences :

$$R \approx 0,25 Q$$

$$L \approx 0,50 Q$$

$$H \approx 0,25 Q$$

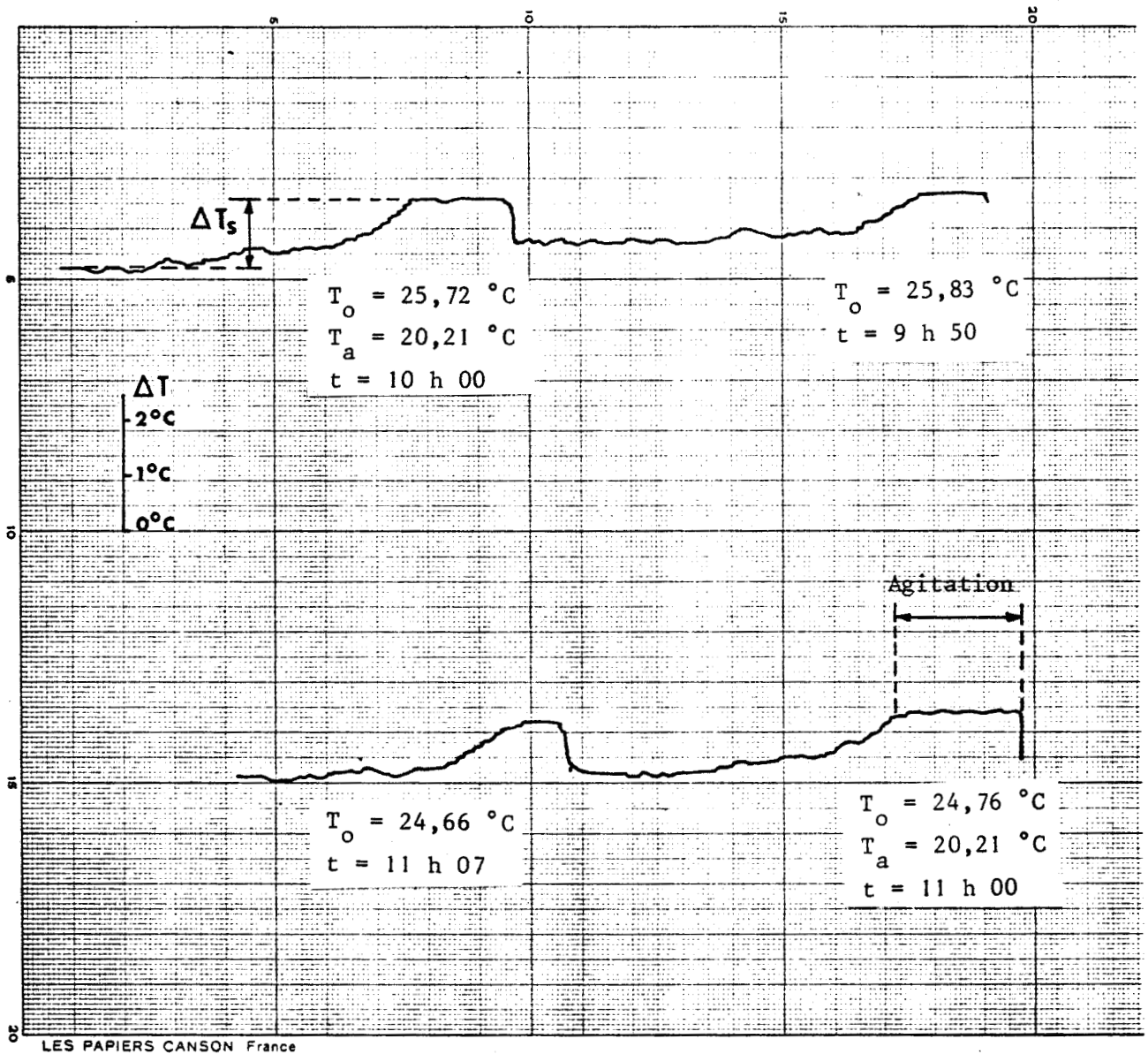


FIGURE V - 3 : Exemple d'enregistrement pour la mesure du refroidissement superficiel ΔT_s .

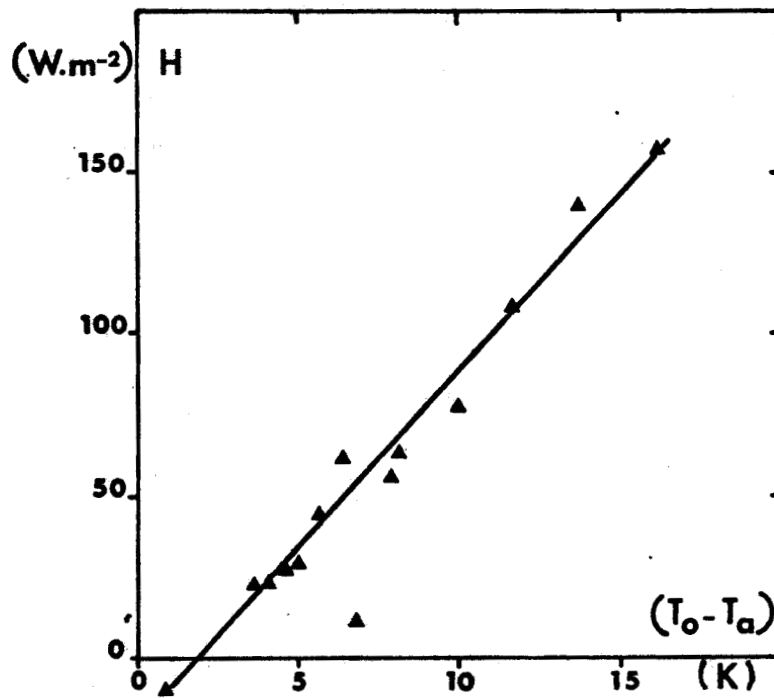


FIGURE V - 4 : Flux de chaleur sensible, H , perdu par la surface en fonction de la différence de températures entre l'eau et l'air ambiant, $(T_o - T_a)$.

V-3-3 - Résultats

Le tableau V-1 résume les mesures faites sur de l'eau pure et de l'eau salée (30 ‰) et la figure V-5 donne le flux total perdu, Q , en fonction du refroidissement superficiel, ΔT_S . On voit que la linéarité de $Q = f(\Delta T_S)$ est loin d'être respectée, ce qui est prévisible d'après (V-21) et (V-23) qui donnent

$$Q = A(T_0) \Delta T_S^{4/3} ;$$

de plus le coefficient $A(T_0)$ dépend assez fortement de la température de l'eau, T_0 , par l'intermédiaire de α , coefficient de dilatation, et de ν , viscosité cinématique.

Les valeurs expérimentales $A(T_0)$ et de A_0 déduites de ces expériences sont également portées dans le tableau V-1. La figure V-6 donne les valeurs expérimentales de $A(T_0)$ en fonction de T_0 ; on y a également porté les valeurs calculées (cf. tableau V-2) à partir de la relation (V-23) et des coefficients de l'eau (cf. tableau V-3) pour des valeurs de R_c de 650 et 1700. Les valeurs expérimentales de $A(T_0)$ sont proches de celles calculées pour $R_c = 1700$ et respectent la croissance théorique de $A(T_0)$ avec T_0 entre 15 et 25 °C. Pour l'eau pure la valeur moyenne mesurée de A_0 est de $0,215 \pm 0,015$ ce qui donne $1315 < R_c < 2000$, et permet de conclure à la validité de l'hypothèse d'une surface rigide ($R_c = 1700$).

La comparaison des mesures obtenues pour de l'eau pure et de l'eau salée fait intervenir à la fois la modification du coefficient $A(T_0)$ en milieu salin et l'instabilité gravitationnelle supplémentaire provoquée par le gradient de salinité dans la couche superficielle. Le coefficient $A(T_0)$ calculé à partir des coefficients de l'eau salée (35 ‰) a également été porté sur la figure V-6. Autour de 20 °C, les valeurs pour l'eau pure et l'eau salée sont très proches l'une de l'autre. Au-dessous de 10 °C l'effet du maximum de densité de l'eau pure à 4 °C se fait sentir, et au-dessous de 4 °C la couche de surface devient stable pour de l'eau pure ; par contre l'eau salée ne présente pas ce même minimum et les valeurs de $A(T_0)$ bien que plus faibles restent positives jusqu'à 0 °C.

Expérimentalement, les refroidissements superficiels mesurés sont légèrement plus faibles pour l'eau salée (30 ‰) que pour l'eau pure, ce qui se traduit par des coefficients $A(T_0)$ un peu plus élevés, et par $A_0 = 0,236 \pm 0,013$ au lieu de $A_0 = 0,215 \pm 0,015$ pour l'eau pure. Bien qu'à la limite de la précision des mesures, cette différence pourrait s'expliquer par l'existence dans la couche

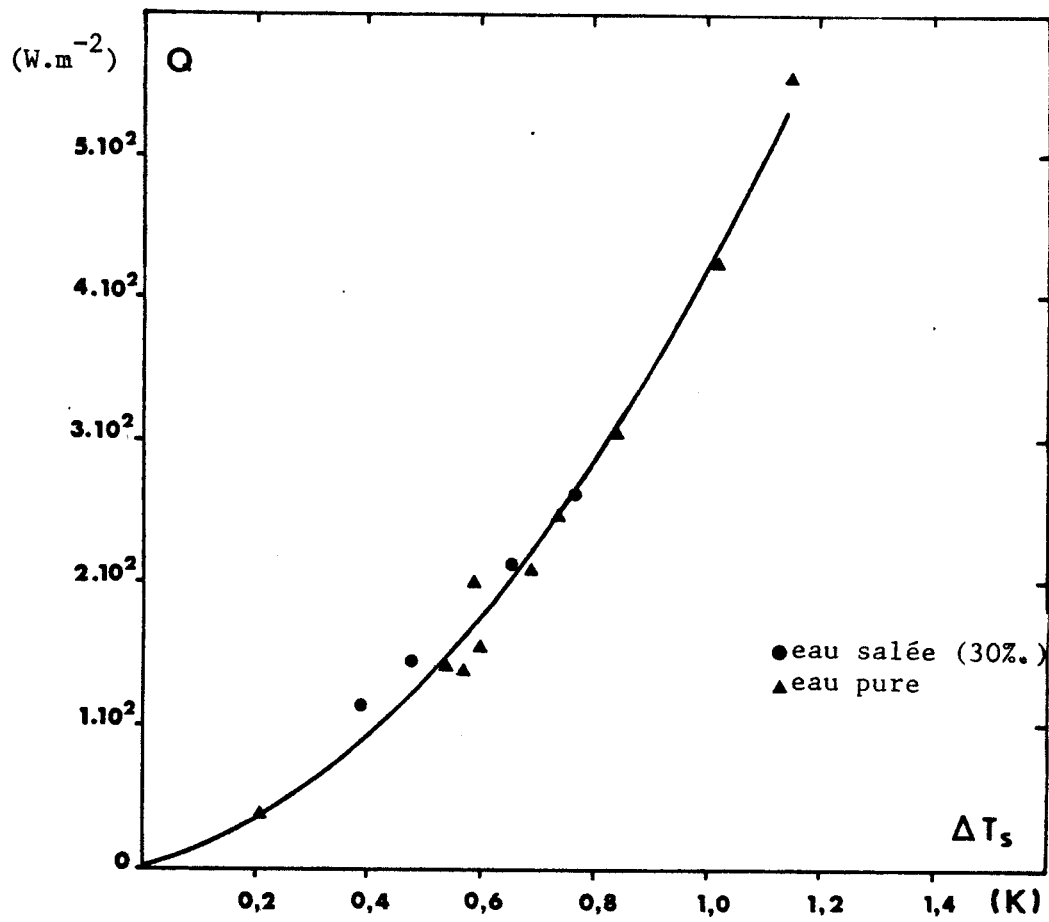


FIGURE V - 5 : Flux total perdu par la surface, Q ,
en fonction du refroidissement superficiel, ΔT_s .

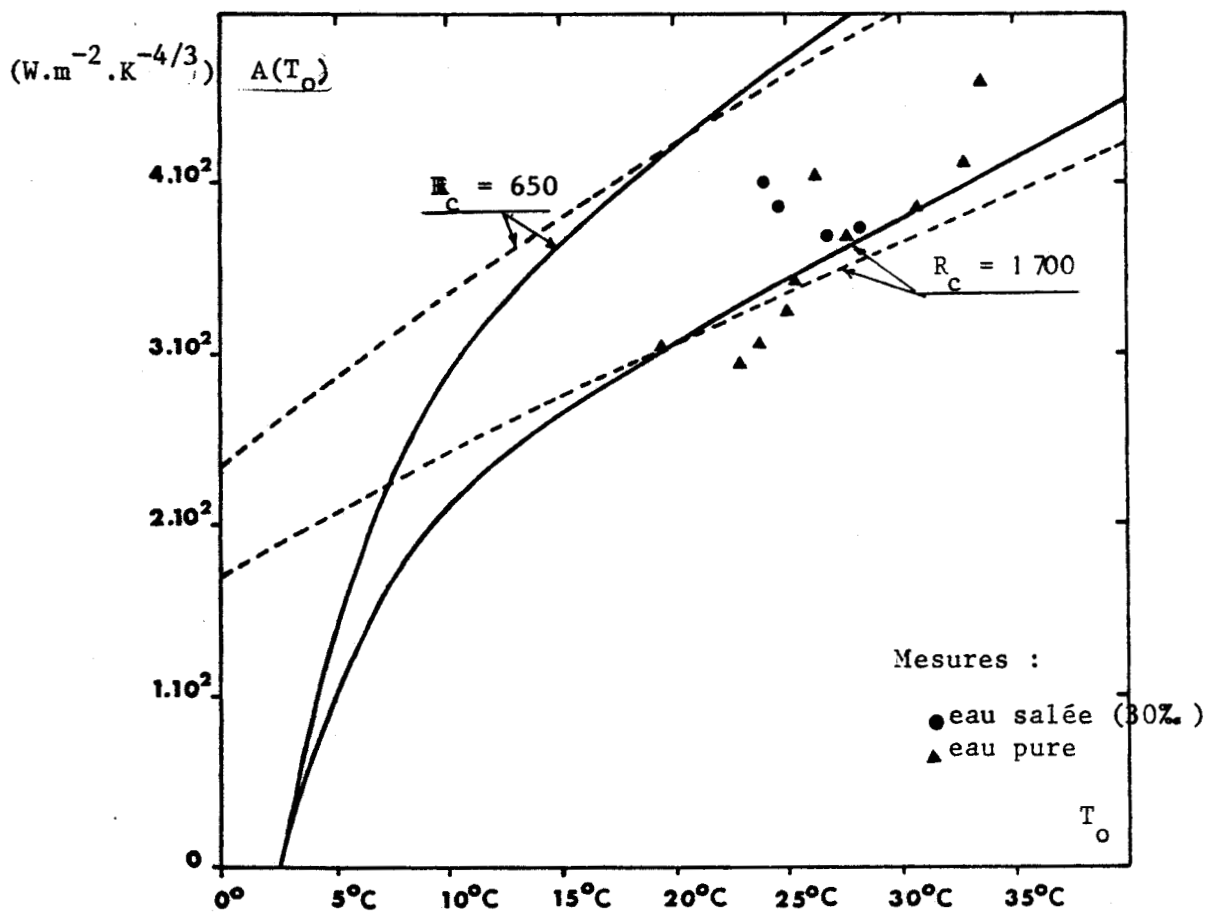


FIGURE V - 6 : Valeurs expérimentales et théoriques du coefficient $A(T_0)$. La courbe en trait plein donne les valeurs théoriques pour l'eau pure, la courbe en pointillé pour l'eau salée (35%).

TABLEAU V-1

Résultats des mesures du refroidissement superficiel ΔT_s , et de l'épaisseur de la couche thermique superficielle δ , sur une cuve en laboratoire.

	ΔT	Q^*	R	L	H	T_o	T_a	$(T_a - T_o)$	δ_c	A(T)	A_o	τ
	K	$W.m^{-2}$	$W.m^{-2}$	$W.m^{-2}$	$W.m^{-2}$	°C	°C	K	mm	$W.m^{-2}.K^{-4/3}$	/	(s)
eau pure	0,21	38	4	44	-10	19,5	18,6	0,9	3,29	304	0,232	
	0,57	139	21	95	23	22,9	19,2	3,7	2,47	294	0,188	67
	0,54	142	31	67	44	25,0	19,3	5,7	2,30	323	0,198	
	0,60	155	27	101	27	23,7	19,0	4,7	2,33	306	0,193	54
	0,59	200	38	100	62	26,2	19,8	6,4	1,79	404	0,242	59
	0,69	209	40	158	11	25,2	18,4	6,8	2,00	343	0,209	55
	0,74	247	50	134	63	27,7	19,6	8,1	1,83	369	0,215	58
	0,84	305	66	131	108	30,7	19,1	11,6	1,69	385	0,212	
	1,02	424	106	178	140	32,8	19,1	13,7	1,49	413	0,219	36
	1,15	554	135	262	157	33,6	17,4	16,2	1,29	460	0,240	
											0,215	
											± 0,015	
eau salée 30 %	0,39	114	24	67	23	23,9	19,9	4,0	2,06	400	0,255	41
	0,48	145	29	87	29	24,6	19,6	5,0	2,00	386	0,243	39
	0,66	212	47	109	56	26,8	18,9	7,9	1,90	369	0,224	43
	0,77	263	59	127	77	28,2	18,2	10,0	1,79	373	0,221	29
											0,236	
											± 0,013	

* Q d'après FUSEY (1974) et corrigé pour les pertes de chaleur des parois latérales.



TABLEAU V-2

Coefficient théorique $A(T_o)$ calculé à partir des constantes de l'eau (tableau V-3)

$$A(T_o) = \frac{2^{4/3}}{R_c^{1/3}} \rho C_p \left(\frac{g \alpha K^2}{\nu} \right)^{1/3}$$

T_o (°C)	Eau Pure		Eau Salée	
	$R_c = 650$	$R_c = 1700$	$R_c = 650$	$R_c = 1700$
0	-234 W.m ⁻² K ^{-4/3}	- 170	236	172
5	149	108	287	208
10	293	213	335	243
15	363	263	380	276
20	423	307	423	307
25	475	345	465	338
30	521	378	504	366
35	571	415	542	393
40	622	452	591	429



TABLEAU V-3

Coefficients de l'eau (d'après FOFONOFF (1962), ECKART (1958), KRAUS (1972)).

E.P : eau pure - E.S. : eau salée à 35 %.

T _o	α		K		ν		k		D
	Dilatation cubique		Diffusivité thermique		Viscosité cinématique		Conductibilité thermique		Diffusivité NaCl
	K ⁻¹		m ² s ⁻¹		m ² s ⁻¹		W.m ⁻¹ K ⁻¹		m ² s ⁻¹
	E.P	E.S	E.P.	E.S.	E.P.	E.S.	E.P.	E.S.	E.S.
0° C	-0,7.10 ⁻⁴	+0,8.10 ⁻⁴	0,134.10 ⁻⁶	0,139.10 ⁻⁶	1,787.10 ⁻⁶	1,877.10 ⁻⁶	0,566	0,563	6,8.10 ⁻¹⁰
5	+0,15	1,21	0,136	0,142	1,533	1,618	0,574	0,571	8,3
10	+0,95	1,61	0,138	0,144	1,298	1,378	0,582	0,577	9,8
15	+1,55	2,01	0,141	0,147	1,144	1,219	0,590	0,587	11,4
20	+2,10	2,37	0,143	0,149	1,004	1,075	0,599	0,596	12,9
25	+2,55	2,74	0,146	0,152	0,882	0,952	0,607	0,604	14,4
30	+3,00	3,11	0,149	0,155	0,803	0,873	0,616	0,613	16,0
35	+3,45	3,40	0,150	0,156	0,723	0,793	0,624	0,621	17,5
40	+3,90	3,90	0,151	0,157	0,656	0,726	0,633	0,630	19,0



superficielle d'un gradient de salinité lié au flux perdu par évaporation et occasionnant une instabilité gravitationnelle supplémentaire. Ceci tend à diminuer l'épaisseur de la couche superficielle, δ_c , et à augmenter le coefficient $A(T_0)$ et la constante A_0 . Ce point sera discuté plus loin (§ V-3-5).

On a mesuré expérimentalement des constantes de temps allant de 30 à 60 s (tableau V-1), alors que la formule (V-15) prédit des valeurs comprises entre 2 et 15 s pour une épaisseur équivalente de la couche superficielle de 1,3 à 2,5 mm. Il semble donc que les arguments utilisés pour établir (V-15) soient peu valables et que l'influence des couches à $z > \delta_c$ se fasse fortement sentir. Ni l'ordre de grandeur, ni l'allure de la variation ne sont respectés, et il semble que expérimentalement on ait (figure V-7)

$$\tau_{(s)} \approx 18 \delta_c^{3/2} \quad (V-25)$$

SPANGENBERG et ROWLAND (1961) trouvent expérimentalement des temps d'établissements de la convection de l'ordre de la minute (visualisation par la méthode de Schlieren). FOSTER (1965 a) mesure par radiométrie infrarouge des temps de déclenchement de la convection allant de 50 à 85 s. FOSTER (1965 b) prédit également théoriquement que τ varie comme $R^{-2/5}$, et le vérifie assez bien expérimentalement. Comme $R \sim Q$, et $Q \sim \delta_c^{-4}$, on aboutit à

$$\tau \sim \delta_c^{1,6}$$

qui est similaire à (V-25).

V-3-4 - Comparaison à d'autres résultats

Plusieurs auteurs signalent des valeurs de 0,5 K pour le refroidissement superficiel, sans que l'on puisse le relier au flux perdu. SPANGENBERG et ROWLAND (1961) visualisent le phénomène par la méthode de Schlieren et trouvent que la convection en surface se déclenche pour $R > 1193$ et se maintient pour $R > 102$. SAUNDERS (1967) propose une valeur de $A_0 = 0,2$ dans les relations (V-23) et (V-24), d'après les expériences entre 2 surfaces rigides de GLOBE et DROPKIN (1959), ce qui correspond à $R_c = 2000$.

ADAMS et MEIER (1969) présentent des résultats obtenus par méthode interférométrique. La tableau V-4 donne ΔT_S et δ_c d'après leurs observations ainsi que les valeurs de Q et $A(T_0)$ qui en sont déduits. La valeur moyenne ainsi obtenue pour

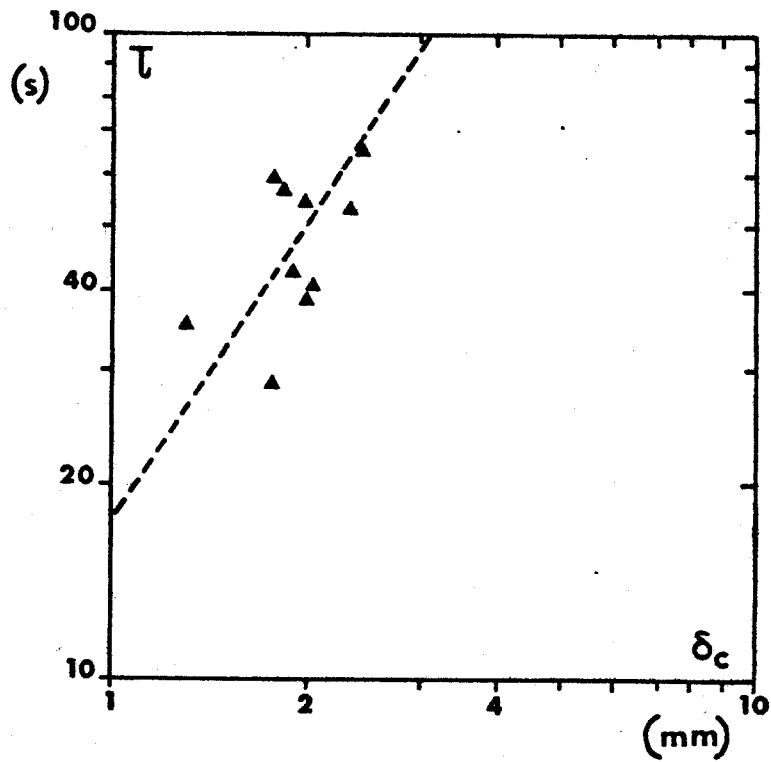


FIGURE V - 7 : Constante de temps d'établissement du refroidissement superficiel, τ , en fonction de l'épaisseur de la couche superficielle, δ_c .



TABLEAU V-4

Observations du refroidissement superficiel par méthode interférométrique d'après les résultats de
ADAMS et MEIER (1969)

ΔT (K)	δ_c (mm)	$Q = k \frac{\Delta T}{\delta}$ (W.m ⁻²)	$A(T_0)$ (W.m ⁻² .K ^{-4/3})
0,152	2,53	35,9	443
0,065	0,92	42,1	161
0,159	2,63	35,0	407
0,144	2,32	37,0	493
0,098	2,72	21,6	475
0,175	2,67	39,2	400
0,096	2,80	20,4	467
0,104	2,93	21,3	436
0,168	2,63	38,0	412
0,178	2,25	47,0	471
moyenne			445 ± 28

(valeur anormale éliminée)



$A(T_0)$ est de $445 \text{ W.m}^{-2} \text{ K}^{-4/3}$ qui s'accorde assez bien avec nos résultats dans la gamme de température 20 à 30 °C (ils n'indiquent pas la température de l'eau, mais il semble que leurs expériences aient été faites aux températures ambiantes : en effet les flux sont beaucoup plus faibles, 20 à 50 W.m^{-2} , que dans nos expériences, 40 à 600 W.m^{-2}). Cependant les valeurs obtenues par ADAMS et MEIER semblent mieux correspondre à $R_c = 650$ (surface libre) qu'à $R_c = 1700$ (surface rigide).

KATSAROS (1976 a et b) a fait une étude expérimentale dans des conditions similaires aux nôtres : cuve calorifugée, mesure calorimétrique du flux, mesure radiométrique de ΔT_S . Son étude vérifie assez bien la relation sans dimensions (V-24) avec $A_0 = 0,156$, ce qui correspond à $R_c = 4200$, valeur notablement supérieure à la valeur de R_c pour une surface rigide.

La comparaison avec les nombreuses expériences de transfert de chaleur entre 2 plaques rigides demande d'appliquer un facteur de conversion $2^{4/3}$ dû au fait que la valeur ΔT mesurée est le double de ΔT_S . Les valeurs de A_0 trouvées par divers auteurs sont résumées dans le tableau V-5, après application du facteur $2^{4/3}$. Il semble que la détermination de A_0 soit proche de 0,2 pour $R = 10^6$, valeur du nombre de RAYLEIGH autour de laquelle la plupart des mesures ont été faites. Peu de mesures sont entrapolables à $R = 10^9$ qui correspond plus aux dimensions de la cuve que nous avons utilisé : MALKUS (1954) pour $R < 10^{10}$, GLOBE et DROPKIN (1959) pour $R < 3 \cdot 10^8$, CHU et GOLDSTEIN (1973) ; les valeurs rencontrées sont alors comprises entre 0,15 et 0,20. L'imprécision des mesures obtenues pour le transfert entre 2 surfaces à $R = 10^9$ conduit à adopter une valeur A_0 proche de 0,2 et plus particulièrement $A_0 = 0,211$ qui correspond à $R_c = 1700$, et à une surface rigide.

Le tableau V-6 donne l'épaisseur de la couche superficielle entre 0 et 40 °C avec la valeur adoptée de $A_0 = 0,211$, pour l'eau pure et l'eau salée à 35 %, et pour un flux perdu moyen de 100 W.m^{-2} . Pour obtenir les valeurs correspondant à d'autres flux, on appliquera une loi en $Q^{-1/4}$. La figure V-8 donne l'épaisseur de la couche superficielle en fonction de la température pour diverses valeurs de flux.

V-3-5 - Influence de la salinité

Nos expériences sur la cuve donnent une valeur $A_0 = 0,215$ pour l'eau pure et $A_0 = 0,234$ pour l'eau salée à 30 %. L'influence de la salinité se tra-

TABLEAU V-5

Déterminations expérimentales de A_o . ($N_u = A_o R^{1/3}$)

	Relation $N_u = f(R)$	N_u à $R = 10^6$	N_u à $R = 10^9$	A_o à $R = 10^6$	A_o à $R = 10^9$	
SCHMIDT et SAUNDERS (1938)	$N_u = 0,098 R^{0,346}$	11,67	127,4	0,294	0,321	} expériences de de transfert entre 2 surfaces, valeur de A_o tenant compte du coefficient $2^{4/5}$, d'après KATSAROS (1976-b).
MALKUS (1954)	$N_u = 0,083 R^{0,325}$	7,57	71,52	0,191	0,180	
SCHMIDT et SILVESTON (1959)	$N_u = 0,11 R^{0,31}$	7,97	67,83	0,201	0,171	
GLOBE et DROPKIN (1959)	$N_u = 0,079 R^{1/3}$	7,90	79,00	0,199	0,199	
Id. réévalué par ROSSBY(1969)	$N_u = 0,076 R^{0,2}$	12,05	47,96	0,208	0,121	
ROSSBY (1969)	$N_u = 0,131 R^{0,30}$	8,27	65,66	0,215	0,165	
CHU et GOLDSTEIN (1973)	$N_u = 0,183 R^{0,278}$	8,52	58,14	0,251	0,147	
ADAMS et MEIER (1969)					0,272	} expériences de transfert sur une seule surface
KATSAROS (1976)	$N_u = 0,156 R^{1/3}$	15,60	156,00	0,156	0,156	
id-avec correction de réflexion	$N_u = 0,2 R^{1/3}$	20,00	20,00	0,200	0,200	
Cette étude (1977)					0,215	



duit par une augmentation de A_0 et une diminution de l'épaisseur de la couche superficielle. Bien qu'à la limite de la précision des mesures ($\pm 0,015$), ce résultat n'en reste pas moins significatif et nous avons essayé dans ce qui suit d'en donner une explication.

Instabilité gravitationnelle due au gradient de sel

L'évaporation à la surface de l'eau salée produit un flux de sel équivalent dirigé vers le bas et donc une augmentation de la salinité dans la couche superficielle. La densité de l'eau augmentant avec la salinité, il y a là aussi création d'une instabilité analogue à celle due à la conduction thermique et qui peut déclencher une convection turbulente.

- Si L est le flux de chaleur latente, le flux de matière en eau est

$$\phi_l = \frac{L}{C_L} \quad (V-26)$$

où C_L est la chaleur massique d'évaporation de l'eau ($\approx 2445 \text{ J.g}^{-1}$).

- Le flux de sel correspondant est

$$\phi_s = 10^{-3} S \phi_l, \quad (V-27)$$

où S est la salinité exprimée en ‰.

- Le gradient de salinité induit en l'absence de turbulence est

$$\frac{dS}{dz} = \frac{\phi_s}{D} = \frac{10^{-3} S L}{D C_L}, \quad (V-28)$$

où D est la diffusivité du sel dans l'eau.

- Le gradient de densité ainsi créé est

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dS} \frac{dS}{dz}, \quad \text{soit avec} \quad \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dS} = 8 \cdot 10^{-4} \quad (V-29)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} = 8 \cdot 10^{-7} \frac{S L}{D C_L} \quad (V-30)$$

Par analogie avec la couche superficielle thermique, les formules (V-20), (V-21) et (V-22) reliant l'épaisseur de la couche superficielle au flux perdu peuvent être étendues au cas d'un gradient de salinité en remplaçant $\alpha \left| \frac{dT}{dz} \right|$ par $\left| \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \right|$, Q par ϕ_s , et K par D .

TABLEAU V-6

Epaisseur de la couche superficielle pour $A_o = 0,211$ ($R_c = 1700$, surface rigide)
 et $Q = 100 \text{ W.m}^{-2}$

T_o (°C)	δ_c (mm)	
	eau pure	eau salée (35 ‰)
0	/	3,76
5	5,41	3,29
10	3,30	2,96
15	2,86	2,74
20	2,58	2,57
25	2,40	2,42
30	2,27	<u>2,32</u>
35	2,15	2,22
40	2,04	2,11



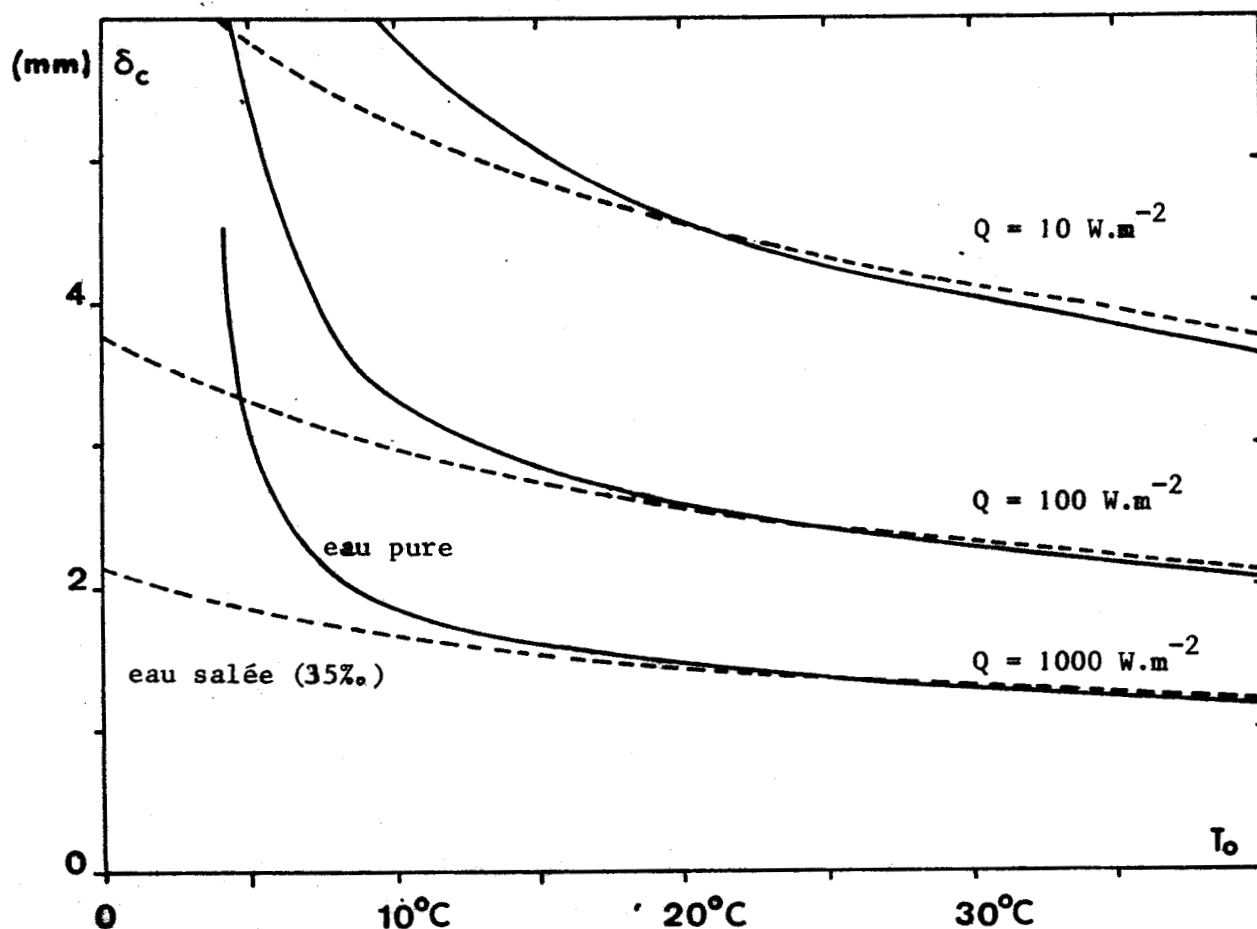


FIGURE V - 8 : Epaisseur de la couche superficielle, δ_c , en fonction de la température de l'eau, T_o , pour plusieurs valeurs du flux perdu par la surface, Q , pour de l'eau pure (trait plein) et de l'eau salée à 35% (trait pointillé). Valeur de A_o adoptée : 0,211.

Épaisseur de la couche superficielle saline pour le gradient de salinité uniquement

Si l'on ne tient compte que de l'instabilité due au gradient de salinité, on peut déterminer l'épaisseur de la couche superficielle saline à partir de

$$R_c = \frac{g \left| \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \right|}{Dv} \quad d_s^4 = \frac{16g \cdot 8 \cdot 10^{-7} \text{ S L}}{D^2 v \rho C_L} \quad (\text{V-31})$$

cette épaisseur est donc

$$\delta_s = \frac{1}{2} \left(\frac{R_c^2 v \rho C_L}{8 \cdot 10^{-7} \text{ g S}} \right)^{1/4} L^{-1/4} \quad (\text{V-32})$$

et l'anomalie de salinité en surface

$$\Delta S = 10^{-3} \text{ S} \frac{L}{D \rho C_L} \delta_s$$

$$\Delta S = \frac{1}{2} D^{1/2} \left(\frac{10^{-3} \text{ S}}{\rho C_L} \right)^{3/4} \left(\frac{R_c v}{8 \cdot 10^{-4} \text{ g}} \right)^{1/4} (L)^{3/4}$$

L'épaisseur de la couche superficielle saline varie comme $(SL)^{-1/4}$, et l'anomalie de salinité superficielle comme $(SL)^{3/4}$. Le tableau V-7, donne ces 2 valeurs en fonctions de T pour $R_c = 1700$, $S = 35 \%$, $L = 100 \text{ W.m}^{-2}$. δ_s est relativement constant en fonction de la température et varie autour de 2 mm, soit une valeur du même ordre de grandeur que δ_c pour la convection thermique. $\Delta S/S$ vaut de l'ordre de 10^{-4} pour $L = 100 \text{ W.m}^{-2}$, ce qui produit un effet superficiel négligeable.

TABLEAU V-7

Epaisseur de la couche superficielle saline, δ_s , pour la convection déclenchée par le gradient de salinité uniquement, et différence de salinité superficielle

$$R_c = 1700, \quad S = 35 \text{ ‰}, \quad L = 100 \text{ W.m}^{-2}$$

$$(\Delta S \sim S^{3/4} L^{3/4})$$

$$(\delta_s \sim S^{-1/4} L^{-1/4})$$

T (K)	δ_s (mm)	ΔS (‰)
0	1,69	$3,6 \cdot 10^{-3}$
5	1,80	3,1
10	1,88	2,7
15	1,97	2,5
20	2,03	2,3
25	2,08	2,1
30	2,14	1,9
35	2,19	1,8
40	2,23	1,7

Convection thermohaline

En fait on ne peut considérer convection thermique et convection saline séparément. Il faut considérer l'instabilité gravitationnelle produite globalement par les 2 phénomènes, soit $\alpha \frac{dT}{dz}$ et $\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz}$. Si l'on forme leur rapport

$$\frac{I_c}{I_S} = \frac{\alpha \frac{dT}{dz}}{\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz}} = \frac{\alpha \frac{Q}{k}}{8 \cdot 10^{-7} \frac{SL}{D\rho C_L}} = \frac{\alpha}{8 \cdot 10^{-7} S} \frac{DC_L}{KC_P} \frac{Q}{L} \quad ; \quad (V-34)$$

soit pour $\frac{I_c}{I_s} = 1$, à 35 ‰ :

$\frac{I_c}{I_s} =$	8,2	à 0 °C
	42,9	à 20 °C
	98,6	à 40 °C

Ce qui modifie δ_c et δ_s de la façon indiquée au tableau V-8

TABLEAU V-8

Épaisseur des couches superficielles thermique, δ_c , et saline, δ_s .

- δ_c thermique : instabilité gravitationnelle due au gradient thermique
- δ_c thermohaline : instabilité gravitationnelle due au gradient thermique et au gradient de salinité.
- δ_s saline : instabilité gravitationnelle due au gradient de salinité.
- δ_s thermohaline : instabilité gravitationnelle due au gradient thermique et au gradient de salinité.
- $\delta'_s = \delta_s \left(\frac{D}{K}\right)^{1/3}$: épaisseur de la couche superficielle saline limitée par la convection déclenchée par instabilité gravitationnelle due au gradient thermique.

	$T_o = 0 \text{ °C}$	20 °C	40 °C
δ_c thermique	3,76 mm	2,57	2,11
δ_c thermohaline	3,65	2,56	2,10
δ_s saline	1,69	2,03	2,23
δ_s thermohaline	0,97	0,79	0,71
$\delta'_s = \delta_s \left(\frac{D}{K}\right)^{1/3}$	0,64	0,53	0,48

D'autre part la diffusivité du sel est beaucoup plus faible que la diffusivité thermique. La turbulence induite par la convection thermique vient limiter l'épaisseur équivalente de la couche saline et d'après SAUNDERS (1967) et WU (1971) le rapport des épaisseurs des couches thermique et saline est égal au rapport des diffusivités à la puissance 1/3. La valeur limite ainsi trouvée par $\delta'_s = \delta_c \left(\frac{D}{K}\right)^{1/3}$ est indiquée au tableau V-8.

Il semble donc que sous les effets conjoints de l'instabilité thermique, et de la turbulence induite par la convection thermique, la couche superficielle saline soit fortement réduite à une valeur de l'ordre de 0,5 mm. Par contre le gradient de salinité semble influencer très peu sur l'épaisseur de la couche superficielle thermique puisque la diminution relative n'est que de 3 % à 0 °C et inférieure à 1 % entre 20 et 40 °C. Il semble donc que les différences observées lors des mesures sur la cuve (§ III-3) entre eau pure et eau salée soient dues à l'imprécision des mesures.

V-4 - DESTRUCTION DE LA COUCHE SUPERFICIELLE SOUS L'INFLUENCE DU VENT

Les mesures précédentes ont été faites en laboratoire et correspondent donc au cas malgré tout peu fréquent dans le milieu naturel d'une vitesse de vent nulle. Sous l'action du vent sur la surface, la turbulence induite dans la couche de surface tend très vite à détruire la couche superficielle. Les observations faites sur la bouée laboratoire en 1967-1968 au moyen d'un radiomètre infrarouge tendaient à confirmer ce fait (LECOMTE et DESCHAMPS, 1970). En effet des écarts de température négatifs supérieurs à l'effet de réflexion étaient observés pour les plus faibles vitesses de vent. Une estimation très grossière de l'épaisseur de la couche superficielle obtenue à partir de ce dépassement donne les valeurs suivantes :

- $\delta \approx 2,5$ mm pour des vitesses de vents à 10m, U_{10} , de 0 à 3 noeuds, soit 0 à $1,5 \text{ m.s}^{-1}$
- $\delta < 1,5$ mm pour U_{10} de 4 à 15 noeuds, soit 2 à $7,5 \text{ ms}^{-1}$
- $\delta \approx 0$ pour $U_{10} > 15$ noeuds, soit $7,5 \text{ ms}^{-1}$.

Ces valeurs sont obtenues à partir de corrélations entre l'écart en température radiométrique observé et le flux infrarouge perdu par la surface de la mer, pour les 3 classes de vitesse de vent ci-dessus. La valeur obtenue pour les plus faibles vitesses de vent (0 à $1,5 \text{ ms}^{-1}$) correspond assez bien aux épaisseurs de couche superficielle obtenues lors des expériences en laboratoire (2,5 à 3 mm pour une température d'eau allant de 25 à 10° C). Ces résultats restent cependant

assez imprécis car le coefficient de réflexion de la mer varie lui-même dans l'infrarouge et il est assez difficile de séparer les 2 influences, sauf aux très faibles vitesses de vent.

Plusieurs auteurs ont proposé des formulations diverses de la dépendance de l'épaisseur de la couche superficielle en fonction de la vitesse du vent. SAUNDERS (1967) fait l'hypothèse de l'existence d'une couche visqueuse quasi-laminaire dans l'eau, et d'un rapport $\left(\frac{\nu}{K}\right)^{1/3}$ entre couche visqueuse et thermique. Il aboutit à l'expression

$$\delta T_S = \lambda \frac{Qv}{k \left(\frac{\tau}{\rho}\right)^{1/2}} \quad (V-35)$$

où τ est la force d'entraînement du vent, λ un coefficient ajustable :

$$\left(\frac{\tau}{\rho}\right)^{1/2} = \left(\frac{\rho_a}{\rho}\right)^{1/2} u_* \quad (V-36)$$

où ρ_a est la masse volumique de l'air, u_* la vitesse de frottement du vent sur la surface,

$$u_* = (C_{10})^{1/2} U_{10} \quad (V-37)$$

où C_{10} est le coefficient de frottement à 10 m, et U_{10} la vitesse du vent à 10 m. La formule (V-35) est équivalente à

$$\delta = k \frac{\Delta T}{Q} = \lambda \left(\frac{\rho}{\rho_a}\right)^{1/2} \frac{v}{u_*} = \lambda \left(\frac{\rho}{\rho_a}\right)^{1/2} \frac{v}{(C_{10})^{1/2}} \cdot U_{10}^{-1} \quad (V-38)$$

D'après SAUNDERS (1967), λ est compris entre 5 et 10. Avec $\lambda = 10$ et un $C_{10} = 1,2 \cdot 10^{-3}$, on obtient pour $T_o = 15$ °C,

$$\delta = \frac{3,29}{u_*} = \frac{94,9}{U_{10}} \quad (\delta \text{ en cm, } u_*, U_{10} \text{ en cm.s}^{-1})$$

Cette dépendance inverse en fonction de la vitesse du vent est retrouvée par HASSE (1971) à partir de mesures de profils verticaux dans l'air dans des conditions de stabilité neutre. Il trouve à partir de ces mesures, et d'arguments

théoriques

$$\Delta T = C_1 \frac{Q}{U_4} \quad (V-39)$$

où U_4 est la vitesse du vent à 4 m, C_1 une constante égale à 9,2 pour Q en ly.mn^{-1} , U_4 en m.s^{-1} . En supposant $U_4 \approx U_{10}$, on obtient

$$\Delta T = 1,32 \cdot 10^4 \frac{Q}{U_{10}} \quad , \quad (Q \text{ en } \text{W.cm}^{-2}, U_{10} \text{ en } \text{cm.s}^{-1})$$

et
$$\delta = \frac{79,2}{U_{10}} \quad , \quad (\delta \text{ en cm}, U_{10} \text{ en } \text{cm.s}^{-1})$$

qui est équivalent à la formule précédente mais avec $\lambda = 8$.

WU (1971) reprend l'argument de SAUNDERS (1967) et d'après SCHLICHTING (1968) propose la formule suivante pour l'épaisseur de la couche thermique

$$\delta = 5,8 \frac{\nu}{u_{*W}} \quad \text{avec} \quad u_{*W} = \left(\frac{\rho_a}{\rho} \right)^{1/2} u_* \quad , \quad (V-40)$$

équivalent à (V-38) avec $\lambda = 5,8$. Il donne des valeurs de l'épaisseur de la couche thermique en fonction de U_{10} à partir de mesures du coefficient d'échange C_{10} obtenues par la méthode des profils (WU, 1968).

OMHOLT (1973) estime que la formule précédente n'est valable que pour un mur rigide et que, dans le cas de la couche superficielle de l'eau, il faut prendre en compte les effets dus à la tension de surface. D'après LEVICH (1962), il propose

$$\delta = B \frac{\nu \sigma}{\rho} u_*^{-3/2} \quad , \quad (V-41)$$

où σ est la tension de surface et B une constante ajustée à 0,42 pour trouver une bonne concordance avec les mesures faites en soufflerie par HILL (1972).

On retiendra donc que de façon générale ces formules ne tiennent pas compte de la valeur limite δ_c de δ due à l'instabilité gravitationnelle. Il existe également un relatif désaccord sur l'exposant de la dépendance en u_* .

V-4-1 - Mesures du refroidissement superficiel dans la soufflerie de l'I.M.S.T. à Luminy. - Description

Le radiomètre infrarouge à polarisation réalisé au laboratoire

(VANHOUTTE, 1974) a été installé dans la soufflerie de l'I.M.S.T. (Institut de la Mécanique Statistique de la Turbulence, à Luminy près de Marseille) du 16 au 26 avril 1974, pour étudier la décroissance de la couche thermique superficielle sous l'influence du vent. L'intérêt principal de l'expérience dans la soufflerie de Luminy est de permettre la simulation de conditions beaucoup plus proches de la réalité du milieu marin que lors des expériences précédentes faites par Mc ALISTER et Mc LEISH (1969), PAULSON et PARKER (1972) et HILL (1972) dans des souffleries ayant des dimensions beaucoup plus faibles : la distance de fetch y est généralement faible et inférieure à 1 m, et les résultats obtenus lors de ces expériences ne tiennent pas compte de la génération des vagues.

La soufflerie est décrite par MERLIVAT et COANTIC (1975). Ses dimensions sont : 2,6 m de largeur sur l'eau, 1,45 m de hauteur au-dessus de l'eau, 40 m de longueur. La vitesse du vent, la température et le degré hygrométrique de l'air, les températures de l'eau et du plafond dans la soufflerie sont réglables. Lors de notre expérience, le radiomètre était placé à une distance de 20 mètres de l'origine de l'écoulement de l'air sur l'eau et caréné de façon à limiter la perturbation causée à l'écoulement de l'air dans la veine. L'emploi d'un radiomètre à polarisation permet d'éliminer l'influence de la réflexion sur la surface de l'eau, ce qui n'est pas le cas dans les expériences précédentes citées ci-dessus ; de plus la température du plafond de la soufflerie est maintenue à la même température que l'eau, ce qui annule en outre les transferts par rayonnement.

Le refroidissement superficiel ΔT_s est mesuré après une agitation énergétique de la surface. Les flux de chaleur sensible et latente perdus par la surface sont calculés au moyen des formules empiriques suivantes, préalablement établies pour la soufflerie de l'I.M.S.T., et qui donnent une valeur approchée des flux :

$$H = 0,008 L^{-0,25} \left(\frac{U}{v_a} \right)^{0,75} k_a (T_o - T_a) \quad (\text{flux de chaleur sensible})$$

$$H \quad (\text{W.m}^{-2}) \approx 4,0 (T_o - T_a) \quad (\text{K}) \quad U^{0,75} \quad (\text{m.s}^{-1}) \quad (\text{V-42})$$

$$\text{et} \quad E = 0,008 L^{-0,25} \left(\frac{U}{v_a} \right)^{0,75} \rho_a D_a (q_o - q_a) \quad (\text{flux de chaleur latente})$$

$$E \quad (\text{W.m}^{-2}) \approx 11,5 (q_o - q_a) \quad (\text{m.s}^{-1})^{0,75} \quad (\text{V-43})$$

$$\approx 7,1 (e_o - e_a) \quad (\text{mb}) \quad (\text{m.s}^{-1})^{0,75}$$

où

- L est le fetch (20 m),
- U la vitesse du vent dans la soufflerie,
- T_o, T_a les températures de l'eau et de l'air,
- q_o, q_a les humidités spécifiques de l'air saturé à T_o , et de l'air dans la soufflerie à T_a ,
- e_o, e_a les pressions partielles de vapeur d'eau de l'air saturé à T_o , et de l'air dans la soufflerie à T_a ,
- ν_a la viscosité cinématique de l'air,
- k_a la conductibilité thermique de l'air,
- ρ_a la masse volumique de l'air,
- D_a la diffusivité massique de la vapeur d'eau dans l'air,
- α la chaleur latente de vaporisation de l'eau.

V-4-2 - Résultats

Les mesures ont été faites pour des vitesses de vent allant de $0,7$ à 9 m.s^{-1} . Les résultats obtenus sont portés dans le tableau (V-9), dans lequel on a également fait figurer δ , épaisseur équivalente de la couche thermique superficielle obtenue d'après les mesures, et δ_c , épaisseur calculée de la couche pour l'instabilité gravitationnelle pure ($U=0$) et la même valeur du flux Q . Le rapport δ/δ_c permet d'exprimer la destruction de la couche superficielle sous l'influence du vent. δ et δ/δ_c sont portés sur la figure (V-9) en fonction de la vitesse du vent.

La précision des mesures est limitée du côté des faibles vitesses de vent (1 m.s^{-1}) par les faibles valeurs du flux et par l'homogénéité de l'écoulement dans la soufflerie. Aux vitesses élevées (10 m.s^{-1}) la valeur du refroidissement superficiel mesuré devient inférieur à la précision estimée des mesures ($\pm 0,02 \text{ K}$) ; l'épaisseur de la couche superficielle mesurée devient inférieure à $100 \mu\text{m}$ au delà de 10 m.s^{-1} et la mesure radiométrique perd sa signification puisque la pénétration moyenne du rayonnement infrarouge dans l'eau est de 10 à $20 \mu\text{m}$.

L'épaisseur δ décroît régulièrement de 2 mm à $100 \mu\text{m}$, lorsque la vitesse du vent, U , augmente de $0,7$ à 7 m.s^{-1} , selon une loi comprise entre U^{-1} aux faibles vitesses et U^{-2} aux vitesses plus élevées, et il semble que δ tende vers une limite aux plus faibles valeurs de U . Le rapport δ/δ_c permet de mieux rendre compte des mesures pour $u < 2 \text{ m.s}^{-1}$ puisque l'on élimine les variations de δ_c avec le flux Q et on observe de façon beaucoup plus nette que δ/δ_c tend vers 1 quand U tend

TABLEAU V - 9

Résultats des mesures dans la soufflerie de Luminy

	U (m.s ⁻¹)	T _{BF} (°C)	T _a (°C)	H (%)	e _a (mb)	Δe _{mb} (mb)	T _o (°C)	T _{pl} (°C)	ΔT _s (K)	Q W.m ⁻²	δ mm	δ _c mm	δ/δ _c
19	0,7	15	20	73	17,2	6,5	20	20	0,12	36	2,03	2,97	0,68
19	0,7	15	20	73	17,2	6,5	20	20	0,13	36	2,20	2,97	0,74
19	0,7	15	20	73	17,2	6,5	20	20	0,09	36	1,52	2,97	0,51
19	2,5	15	20	73	17,2	6,5	20	20	0,09	92	0,59	2,34	0,25
19	0	15	20	73	17,2	6,5	20	20	0,08				
22	0,7	4,75	15	50	8,6	15,1	20	20	0,26	98	1,59	2,34	0,68
22	0,7	5	15	51	8,7	14,9	20	20	0,31	97	1,92	2,35	0,82
24	0,7	5	15	51	8,7	14,9	20	20	0,28	97	1,73	2,35	0,74
24	1,6	5	15	51	8,7	14,9	20	20	0,23	180	0,76	2,01	0,38
23	2,33	5	15	51	8,7	14,9	20	20	0,21	239	0,53	1,87	0,28
23	2,33	5	15	51	8,7	12,9	20	20	0,20	239	0,50	1,87	0,27
23	4,75	9	15	67	11,5	12,2	20	20	0,10	344	0,17	1,71	0,10
24	7	11	15	77	13,2	10,5	20	20	0,06	409	0,09	1,64	0,05
23	9,5	12,3	15	84	14,4	9,3	20	20	0	468	0	1,59	0

T_{BF} : température de la batterie froide de la soufflerieT_{PL} : température du plafond de la soufflerie

$$\Delta e = e_o - e_a$$



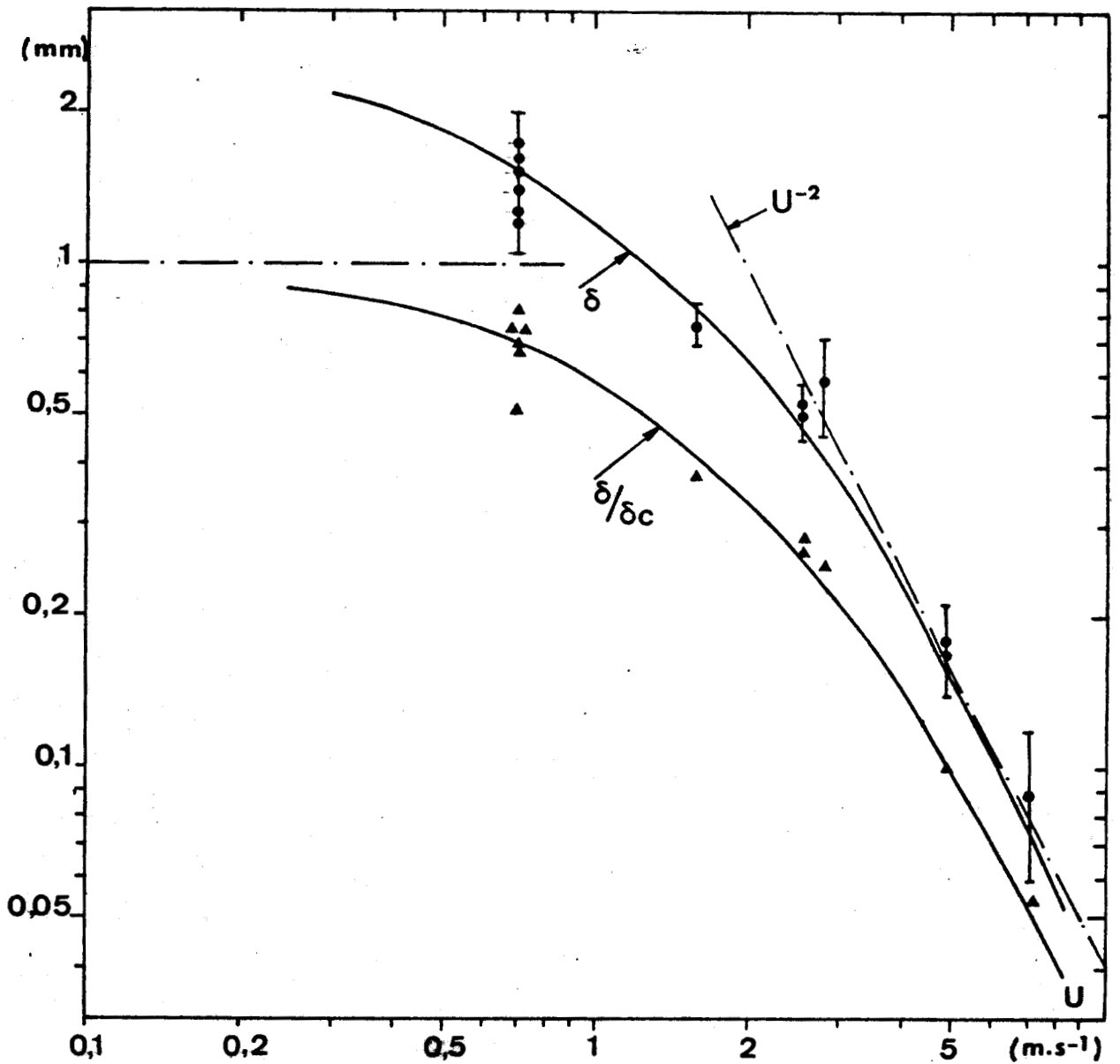


FIGURE V - 9 : Epaisseur équivalente de la couche superficielle, δ , et son rapport à la valeur limite pour $U = 0$, δ_c , mesurés en fonction de la vitesse du vent dans la soufflerie, U .

vers 0, ce qui confirme bien l'existence d'une limite de la couche superficielle correspondant à l'instabilité gravitationnelle étudiée précédemment en laboratoire. Aux valeurs supérieures de U , la décroissance de δ semble être en $U^{-3/2}$ à U^{-2} , et tendre vers l'asymptote suivante :

$$\delta = \delta_o \left(\frac{U}{U_o} \right)^2, \text{ pour } U \rightarrow \infty,$$

avec δ_o (mm) U_o^2 (m.s⁻¹) = 4

δ_c est détruit de moitié, soit $\delta/\delta_c = 0,5$, pour $U_o = 1,25 \text{ m.s}^{-1}$.

On peut représenter l'épaisseur de la couche superficielle par la loi suivante :

$$\frac{1}{\delta} = \frac{1}{\delta_c} + \frac{1}{\delta_o} \left(\frac{U}{U_o} \right)^2$$

ou encore

$$\delta = \frac{\delta_c}{1 + \frac{\delta_c}{\delta_o} \left(\frac{U}{U_o} \right)^2} \quad (\text{V-44})$$

avec

$$U_o = 1,25 \text{ m.s}^{-1},$$

$$\delta_o = 2,5 \text{ mm},$$

qui permet de tenir compte à la fois de la limite δ_c aux faibles vitesses, et de l'asymptote en U^{-2} aux plus grandes vitesses.

Afin de pouvoir comparer aux résultats d'autres expériences, il est intéressant d'exprimer la formule (V-44) en fonction de u_* , vitesse de frottement.

$$(u_*)^2 = C_D(U) U^2 \quad (\text{V-45})$$

où $C_D(U)$ est le coefficient de frottement dans la soufflerie. D'après COANTIC (1977), ce coefficient passe de 10^{-3} aux faibles vitesses de vent (1 m.s^{-1}) à 2.10^{-3} aux vitesses plus élevées (10 m.s^{-1}). Nous avons adopté une loi empirique

$$C_D(U) = 10^{-3} \cdot U_{(\text{m.s}^{-1})}^{0,3} \quad (\text{V-46})$$

permettant de rendre compte de l'augmentation du coefficient de frottement entre 0,7 et 10 m.s^{-1} . La formule (V-44) devient alors

$$\delta = \frac{\delta_c}{1 + \frac{\delta_c}{\delta_o} \left(\frac{u_*}{u_{*o}} \right)} 1,7 \quad (\text{V-47})$$

avec

$$u_{*o} = 4 \text{ cm.s}^{-1}, \quad \delta_o = 2,5 \text{ mm}$$

V-4-3 - Comparaison à d'autres résultats

Le tableau V-10 résume les mesures de MAC ALISTER et EWING (1969), PAULSON et PARKER (1972) et la figure (V-10) les mesures de HILL (1972) toutes obtenues en soufflerie sur des surfaces d'eau de dimensions faibles et pour des fetchs assez courts et inférieurs à 2 m.

Les résultats obtenus par PAULSON et PARKER (1972) pour une vitesse U comprise entre 1 à 4 m.s^{-1} et une distance de fetch très faible, 6 cm, donnent des valeurs de δ de l'ordre de grandeur ou même supérieures à δ_c , la valeur limite pour $U = 0$. Il semble donc qu'il y ait une erreur dans les coefficients d'étalonnage, soit une surévaluation de ΔT , soit une sous-évaluation de Q . PAULSON et PARKER indiquent une bonne concordance de leurs résultats avec la formule (V-38) pour $\lambda = 15$. λ est certainement surévalué pour les raisons exposés ci-dessus et d'autre part SCHLICHTING (1968) démontre que la valeur maximum de λ serait de 11,5 pour une surface parfaitement rigide. Leurs résultats ne permettent pas de conclure sur la dépendance en u_* puisque l'influence de la convection se fait encore sentir et tend à atténuer la dépendance en u_* , aux vitesses de vent pour lesquelles les mesures ont été obtenues ($U < 4 \text{ m.s}^{-1}$).

Les mesures de Mc ALISTER et Mc LEISH (1969) ont été faites à $U = 4,5 \text{ m.s}^{-1}$ et pour des fetchs compris entre 0,35 et 2 m. D'après PAULSON et PARKER (1972), elles correspondraient à $\lambda = 4,5$. Cependant les mesures de Mc ALISTER et Mc LEISH indiquent de façon surprenante une augmentation de ΔT_S et de δ lorsque le fetch augmente, ce qui entraîne l'apparition de vagues qui logiquement devraient tendre à diminuer ΔT_S et δ : HILL (1970) et WITTING (1971) démontrent expérimentalement et théoriquement cette décroissance de ΔT et δ avec le fetch, lorsque les vagues apparaissent.

HILL (1972) donne des résultats expérimentaux de $\delta(u_*)$ reproduits dans

Observations du refroidissement superficiel par Mc ALISTER et Mc LEISH (1969) et PAULSON et PARKER (1972) en soufflerie

U ($m.s^{-1}$)	T _a (°C)	T _H (°C)	T _O (°C)	ΔT (K)	Q ($W.m^{-2}$)	δ (mm)	δ _c (mm)	δ/δ _c	observations
<u>MAC ALISTER</u> : longueur de la soufflerie 2,20 m									
4,5 $m.s^{-1}$	17,4	11,1	31,4	1,0	1365	0,44	1,16	0,378	smooth, fetch 0,35 m
"	17,1	11,0	31,3	1,2	1365	0,53	1,16	0,455	rough, " 1,15 m
"	16,8	10,7	32,7	2,3	1588	0,87	1,10	0,791	slick, " 1,90 m
<u>PAULSON et PARKER</u> : longueur de la soufflerie 0,12 m									
1,39			24,2	1,17	250	2,81	1,92	1,459	$u_* = 11,5 \text{ cms}^{-1}$ fetch 0,06 m
3,64			25,6	1,64	930	1,06	1,36	0,779	32,6 " "



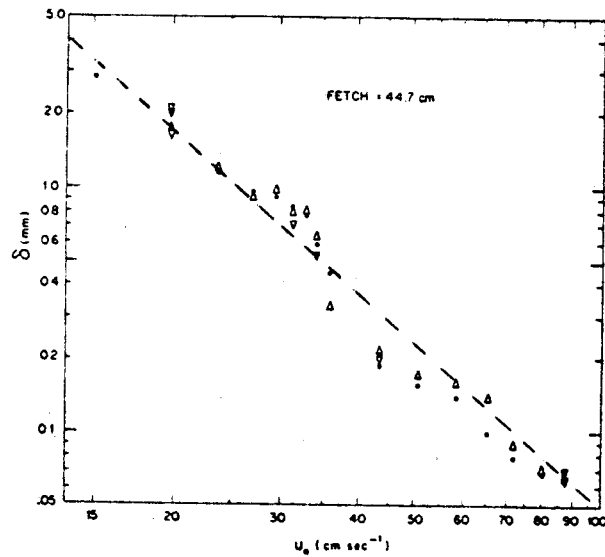


FIG. 11. Variation in calculated water boundary layer thickness with local air-friction velocity.

FIGURE V - 10 : Epaisseur de la couche superficielle, δ , en fonction de la vitesse de frottement, u_* , d'après HILL (1972).

la figure (V-10). Pour $10 < u_* < 100 \text{ cm.s}^{-1}$, la décroissance est en u_*^{-n} . On observe une transition avec une décroissance rapide de δ pour $u_* = 35 \text{ cm.s}^{-1}$, qui correspond au début du développement des vagues. Pour $u_* = 25 \text{ cm.s}^{-1}$ on obtiendrait d'après (V-38) $\lambda \approx 10$, et pour $u_* = 50 \text{ cm.s}^{-1}$, $\lambda \approx 2,5$. Pour $u_* > 50 \text{ cm.s}^{-1}$, les valeurs de δ trouvées par HILL se rapprochent de celles mesurées dans la soufflerie de l'I.M.S.T. à la fois en valeur absolue et en décroissance en fonction de u_* .

Les résultats que nous avons obtenus diffèrent assez fortement de ceux des expériences précédemment citées : les épaisseurs de couches superficielles que nous avons mesurées sont beaucoup plus faibles, et, en rapportant ces valeurs dans la formule (V-38) on trouverait un coefficient λ de l'ordre de 1 pour des vitesses U allant de 1 à 4 m.s^{-1} . La figure (V-11) rassemble les formules proposées ou déduites des observations par divers auteurs mettant en évidence le net désaccord avec nos mesures.

Les expériences précédentes de même que la nôtre ont été faites en soufflerie en utilisant un radiomètre infrarouge pour la mesure de la température de surface. L'expérience dans la soufflerie de l'I.M.S.T. diffère par l'utilisation d'un radiomètre à polarisation qui élimine parfaitement l'erreur due à la réflexion sur la surface de l'eau, et par un fetch beaucoup plus important. Il est possible que l'effet de réflexion ait majoré de façon erronée les refroidissements et les valeurs de δ obtenues dans les expériences précédentes. Par ailleurs, il semble que les valeurs les plus élevées de δ soient trouvées pour un fetch assez court et une surface d'eau lisse (PAULSON et PARKER, 1972) alors que les valeurs de δ obtenues par HILL (1972) pour un fetch plus élevé et à une vitesse suffisante pour permettre l'apparition de vagues se rapprochent des nôtres. WITTING (1971) dans une analyse théorique montre que les vagues capillaires peuvent réduire l'écart en température superficielle d'un facteur allant jusqu'à 9. Nous pensons que l'expérience réalisée dans la soufflerie de l'I.M.S.T. correspond à une simulation beaucoup plus proche du milieu marin, particulièrement à cause de la grande distance de fetch à laquelle les mesures ont été faites, permettant au spectre de vagues de se développer plus complètement. Pour ces raisons, il nous semble que la formule (V-47) soit la plus valable pour l'application à l'environnement marin ouvert :

$$\delta = \frac{\delta_c}{1 + \frac{\delta_c}{\delta_o} \left[\frac{u_*}{u_{*o}} \right]^{1,7}}$$

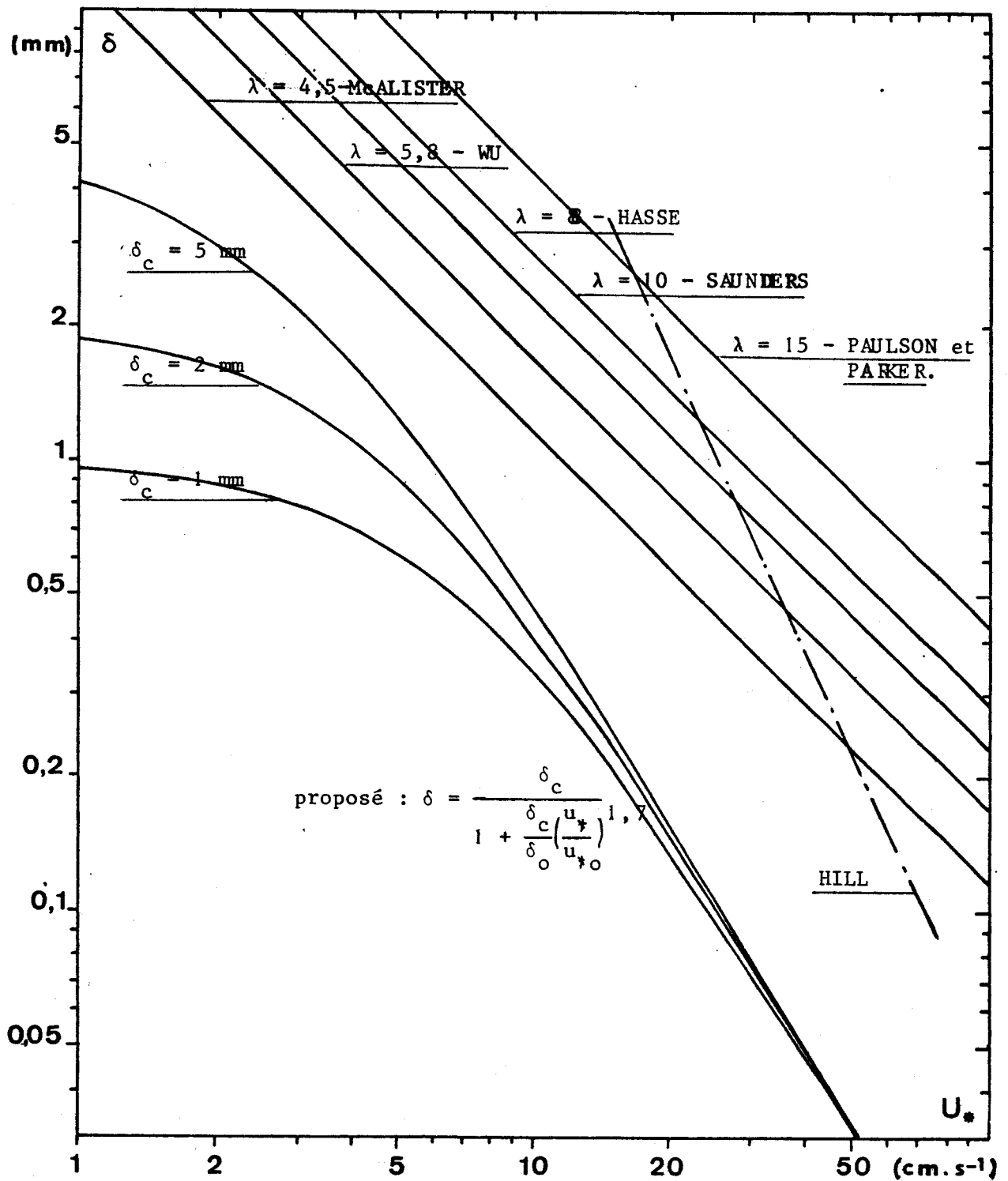


FIGURE V - 11 : Comparaison des diverses formules de dépendance de l'épaisseur de la couche superficielle, δ , en fonction de la vitesse de frottement, u_* .

avec $u_* = 4 \text{ cm.s}^{-1}$
 $\delta_o = 2,5 \text{ mm}$

δ_c est déterminé par l'instabilité gravitationnelle en l'absence de vent.

Si le désaccord avec d'autres mesures en soufflerie peut s'expliquer par les différences de longueur d'échange et l'absence de développement de vagues, cet argument ne peut s'appliquer aux résultats obtenus par HASSE (1971) en mer et donc pour un fetch supérieur, mais par une méthode expérimentale différente d'extrapolation du gradient de la température potentielle dans l'air. Dans la gamme de vitesse observée, U_{10} de 1,5 à 11 m.s^{-1} , soit u_* de 4 à 30 cm.s^{-1} , la décroissance en U^{-1} est proche de la nôtre à cause de l'effet de courbure dû à l'influence de la valeur limite δ_c (figure V-11), mais les valeurs de δ obtenues par HASSE sont supérieures d'un facteur au moins égal à 5.

L'explication pourrait être la suivante. Par extrapolation du gradient de température potentielle dans l'air, HASSE observe non seulement la différence de température produite à la traversée de la couche moléculaire superficielle dans l'eau, mais aussi l'écart qui se produit dans une couche similaire dans l'air (SCHOOLEY, 1971, MANGARELLA et al, 1973).

Si l'on reprend l'argument que

$$\delta = \lambda \frac{v}{u_*},$$

et $\Delta T = \frac{\lambda Q.v}{k u_*},$

la dépendance en u_*^{-1} correspondant sensiblement à ce qui a été observé en soufflerie pour la gamme de vitesse 4 à 30 cm.s^{-1} , les écarts de température provoqués par les couches moléculaires à l'interface dans l'eau et dans l'air, ΔT_W et ΔT_a , sont

$$\Delta T_W = \frac{\lambda Q.v}{k \left[\frac{\rho_a}{\rho} \right]^{1/2} u_*},$$

$$\Delta T_a = \frac{\lambda Q.v_a}{k_a u_*},$$

où l'indice a se réfère aux propriétés dans l'air, et

$$\frac{\Delta T_a}{\Delta T_w} = \frac{v_a}{v} \frac{k}{k_a} \left(\frac{\rho_a}{\rho} \right)^{1/2}$$

$$\approx 12 \text{ à } 20 \text{ } ^\circ\text{C}$$

L'écart en température serait environ 10 fois plus élevé dans l'air que dans l'eau, et il est probable que HASSE par sa méthode des profils de température dans l'air a principalement mesuré l'écart en température qui se produit à la traversée de la couche moléculaire dans l'air, ce qui expliquerait le fort désaccord existant avec nos résultats. Cette analyse est confortée par le fait que la formule proposée par HASSE donne des valeurs de l'épaisseur de la couche superficielle δ , supérieures à sa valeur limite δ_c , pour des vitesses de vent inférieures à 3 m.s^{-1} .

Nota

Dans un article récent, STREET et MILLER (1977) ont obtenu des résultats très proches des nôtres dans la soufflerie de Stanford avec des fetchs comparables de 10 et 15 m, ce qui semble confirmer l'importance du développement des vagues sur la destruction de la couche superficielle thermique dans l'eau.

V-4-4 - Conclusion

Les refroidissements superficiels et épaisseurs de la couche thermique superficielle mesurés dans la soufflerie de l'I.M.S.T. sont beaucoup plus faibles que lors d'expériences faites par d'autres auteurs. La décroissance observée de l'épaisseur de la couche avec la vitesse du vent est également plus rapide, puisqu'elle est réduite de moitié pour une vitesse de vent de 1 m.s^{-1} . Les écarts importants par rapport aux autres mesures semblent être principalement dus à la grande distance de fetch réalisée dans la soufflerie de l'I.M.S.T. qui permet de simuler un développement des vagues plus proche du milieu réel. Le désaccord persistant avec les mesures de HASSE (1971) pourrait être interprété comme une détermination douteuse du refroidissement superficiel de la surface de l'eau dans HASSE, additionnant les effets dans les couches moléculaires dans l'air et dans l'eau à leur interface.

Sous réserve de cette interprétation, la formule proposée (V-47) devrait donner une estimation plus exacte de l'épaisseur de la couche thermique superficielle en mer. Cette formule demande cependant à être vérifiée et précisée par des expériences complémentaires en soufflerie.

V-5 - INFLUENCE DU REFROIDISSEMENT SUPERFICIEL SUR LES TERMES DE L'ECHANGE

Dans ce qui suit nous étudions l'influence du refroidissement superficiel sur l'évaluation des flux de chaleur sensible et latente perdus par la surface de la mer par les formules empiriques d'échanges suivantes :

$$Q = R + L + H \quad ,$$

$$\text{avec} \quad H = \rho_a C_{p_a} C_{10} (T_o - T_{10}) U_{10} \quad , \quad (V-50)$$

$$L = \rho_a C_L C_{10} (q_o - q_{10}) U_{10} \quad , \quad (V-51)$$

où C_{p_a} est la chaleur spécifique de l'air.

L'humidité spécifique q_o est obtenue à partir de la température de l'eau T_o . Du point de vue des échanges T_o devrait être remplacé par la température superficielle T_s plus faible et diffère de T_o de la valeur du refroidissement superficiel ΔT_s . L'utilisation des formules (V-50) et (V-51) en se référant à T_o mène donc à une surévaluation des flux de chaleur sensible et latente perdus par la mer, si tant est que le coefficient de frottement C_{10} soit parfaitement déterminé.

Si l'on utilise l'expression (V-35) du refroidissement superficiel d'après SAUNDERS (1967)

$$\Delta T_s = \lambda \frac{v}{k} \left(\frac{\rho}{\rho_a} \right)^{1/2} C_{10}^{-1/2} U_{10}^{-1} Q$$

et l'expression de Q d'après (V-50) et (V-51)

$$\Delta T_s = \frac{\lambda v}{K} \left(\frac{\rho_a}{\rho} \right)^{1/2} C_{10}^{1/2} \frac{1}{C_p} (C_{p_a} (T_o - T_{10}) + C_L (q_o - q_{10})) \quad ; \quad (V-52)$$

comme

$$\frac{q}{q_o} \sim \exp \left(20 \frac{T}{T_o} \right) \quad , \quad e_{(mb)} = 0,62 q$$

$$\frac{de}{e} = \frac{dq}{q} \approx 20 \frac{dT}{T_o} \quad ,$$

$$\Delta T_s \approx 2 \cdot 10^{-3} \lambda (1 + 0,1 \bar{e}_{(mb)}) (T_o - T_{10}) \quad , \quad (V-53)$$

soit pour $\bar{e} = 20$ mb, c'est à dire pour T_o entre 15 et 20 °C

$$\Delta T_s \approx 6 \cdot 10^{-3} \lambda (T_o - T_{10}) \quad , \quad (V-54)$$

et pour la valeur maximum $\lambda = 10$ de la constante λ

$$\Delta T_s = 0,06 (T_o - T_{10}) \quad (V-55)$$

et donc des flux surévalués de 6 %.

D'après l'estimation du refroidissement superficiel selon (V-35) avec $\lambda = 10$, on aboutit à une surévaluation constante des flux de chaleur latente et sensible qui est de l'ordre de 6 % entre 15 et 20 °C. Si l'on retient par contre la formulation (V-47) du refroidissement superficiel que nous proposons, l'effet sur les flux est maximum pour une vitesse de vent de 1 m.s^{-1} et reste inférieur à 1 %.

Si l'on tient compte de R, flux perdu par rayonnement infrarouge qui est en moyenne du même ordre de grandeur (100 W.m^{-2}) que la somme des autres flux, les valeurs ci-dessus peuvent être doublées. Plus particulièrement aux faibles vitesses de vent ($U < 1 \text{ m.s}^{-1}$), L et H tendent vers zéro, l'épaisseur de la couche thermique superficielle δ vers sa valeur limite δ_c , et le refroidissement superficiel est alors déterminé par le flux perdu par rayonnement et tend vers une valeur qui est de l'ordre de 0,4 degré K pour $Q = 100 \text{ W.m}^{-2}$. Dans ce cas, des surévaluations importantes des flux peuvent être commises en utilisant les formules d'échange (V-50 et V-51), mais les flux étant alors faibles, l'erreur absolue devient négligeable.

Etant donnée l'incertitude sur le coefficient d'échange C_{10} , il semble que l'influence du refroidissement superficiel sur le calcul des flux de chaleur sensible et latente soit négligeable en général.

V-6 - UTILISATION DU REFROIDISSEMENT SUPERFICIEL POUR LA MESURE DU FLUX PERDU PAR LA SURFACE

Mc ALISTER (1964) a proposé une méthode particulièrement intéressante pour la mesure de Q. En effet le gradient de température dans la couche superficielle est

$$\frac{dT}{dz} = \frac{Q}{K_0 C_p}$$

Or si l'eau a un coefficient d'absorption k , la température radiométrique mesurée est alors celle à la profondeur $\frac{1}{k}$ dans l'hypothèse d'un gradient vertical de température constant. On conçoit que si l'on dispose de mesures de température radiométrique T_1 et T_2 à 2 longueurs d'onde pour lesquelles les coefficients d'absorption de l'eau soient différents, k_1 et k_2 , on puisse mesurer $\frac{dT}{dz}$ et donc le flux Q .

$$Q = K_p C_p \frac{dT}{dz} = K_p C_p \frac{T_1 - T_2}{k_2 - k_1} k_2 k_1$$

Pratiquement Mc ALISTER suggère de faire cette mesure à $3,8 \mu\text{m}$ et $4,8 \mu\text{m}$ ce qui donne $k_1 = 133 \text{ cm}^{-1}$ et $k_2 = 400 \text{ cm}^{-1}$, ou encore $1/k_1 = 75 \mu\text{m}$ et $1/k_2 = 250 \mu\text{m}$. D'après ce que nous avons vu de la destruction de la couche superficielle sous l'influence du vent, ce type de mesure ne serait plus valable pour $\frac{1}{k_2} > \delta$, soit pour une vitesse de vent U_{10} supérieure à 3 m.s^{-1} selon notre formulé, et à 30 m.s^{-1} selon SAUNDERS (1967) et HASSE (1971).

Mais la principale difficulté technique vient de la faible valeur du signal ($T_1 - T_2$) à mesurer, de l'ordre de $0,01 \text{ K}$ pour $Q = 1000 \text{ W.m}^{-2}$. Or les mesures radiométriques comportent un effet de réflexion qui est de l'ordre de $0,5 \text{ K}$ à ces longueurs d'onde. Mc ALISTER (1964) effectue alors la mesure du rayonnement descendant et corrige les mesures radiométriques à partir du coefficient de réflexion théorique de l'eau. Il semble que cette méthode n'ait pas donné de résultats à cause de l'imprécision sur la détermination du coefficient de réflexion. En effet une imprécision de 1% sur le coefficient entraîne une erreur de l'ordre de grandeur de la quantité à mesurer.

Nous pensons néanmoins que cette méthode devrait donner des résultats, avec quelques perfectionnements ou restrictions :

- utiliser la polarisation et une visée à l'angle de BREWSTER pour éliminer ou réduire très fortement l'amplitude de l'effet de réflexion,
- ajuster les bandes passantes des 2 canaux de façon à ce que l'effet de réflexion soit le même et varie dans le même sens,
- éventuellement travailler dans des bandes d'absorption du CO_2 relativement faibles ($k_v \approx 0,05 \text{ atm.cm}^{-1}$) : le rayonnement en provenance du ciel est alors plus proche de celui de la mer et l'effet de réflexion diminué ; cependant si k_v est trop élevé, l'émission sur le trajet radiomètre-eau intervient également, et il semble que la valeur k_v citée ci-dessus soit un optimum pour des mesures à partir de plates-formes marines (10 m d'altitude).

V-7 - CONCLUSION

Cette étude sur le refroidissement superficiel de l'eau nous a amené à présenter un certain nombre de résultats originaux.

- La valeur limite δ_c de la couche superficielle thermique dans l'eau est bien déterminée aux faibles vitesses de vent par la convection libre déclenchée par instabilité gravitationnelle. Cette valeur limite a été étudiée sur une cuve en laboratoire, et les résultats obtenus concordent assez bien à ceux d'autres auteurs. Cette valeur limite est retrouvée lors des expériences en soufflerie à l'I.M.S.T. et a une influence jusqu'à une vitesse de vent de l'ordre de 2 m.s^{-1} , alors que d'autres expériences d'observation de la destruction de la couche superficielle sous l'effet du vent négligent complètement ce fait.

- Les épaisseurs de couche superficielle thermique dans l'eau mesurées dans la soufflerie de l'I.M.S.T. sont nettement inférieures d'un facteur au moins égal à 5, à celles obtenues ou proposées par divers auteurs qui se réfèrent généralement à la formule

$$\delta = \lambda \left(\frac{\rho}{\rho_a} \right)^{1/2} \frac{v}{u_*}$$

avec un coefficient λ de l'ordre de 5 à 10, proche de la valeur 11,5 obtenue pour une surface rigide. Le désaccord avec ces valeurs est principalement attribué au développement plus complet des vagues dans la soufflerie de l'I.M.S.T., et la formule que nous proposons

$$\delta = \frac{\delta_c}{1 + \frac{\delta_c}{\delta_o} \left(\frac{u}{u_o} \right)^2}, \quad \text{avec } \delta_o = 2,5 \text{ mm}, \quad u_o = 1,25 \text{ m.s}^{-1}$$

exprime également une décroissance beaucoup plus rapide avec la vitesse du vent. Des expériences complémentaires sont cependant nécessaires pour confirmer et préciser les résultats obtenus dans cette étude.

- L'influence du refroidissement superficiel sur l'évaluation des flux de chaleurs sensible et latente par les formules d'échange empirique peut être négligée, à l'exception du cas limite où la vitesse du vent est faible et le flux perdu par rayonnement infrarouge important (ciel clair).

- L'utilisation du radiomètre infrarouge à polarisation réalisé au laboratoire a permis d'effectuer des mesures plus précises du refroidissement superficiel et d'éliminer les erreurs dues à l'effet de réflexion, ce qui n'est pas le cas dans



les expériences faites par d'autres auteurs. On envisage également l'intérêt de mesures radiométriques en polarisation pour la mesure du gradient thermique vertical dans la couche superficielle.

BIBLIOGRAPHIE, CHAPITRE V

- ADAMS, J.A., MEIER, L.B., 1969 - Density gradients near a liquid-air interface - U.S. Naval Research Lab., NRL Rpt 68 28.
- BERNARD, H., 1900 - Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide - Rev. Gén. Sci. Pures et Appliquées, 11, 1261-1271 et 1309-1328.
- CHANDRASEKHAR, S., 1961 - Hydrodynamic and hydromagnetic stability - Oxford University Press, London, 652 p.
- CHU, T.Y., GOLDSTEIN, R.J., 1973 - Turbulent convection in a horizontal layer of water - J. Fluid. Mech., 60, 1, 141-159.
- ECKART, C., 1958 - Properties of water, part III. The equation of state of water and sea water at low temperatures and pressures - Amer. J. Sci., 256, 225-240.
- EWING, G., McALISTER, E.D., 1960 - On the thermal boundary layer of the ocean-science, 131, 1374-1376.
- FOFONOFF, N.P., 1962 - Physical properties of sea-water - in "The sea", M.N. Hill ed., Interscience, New York, vol. I, 3-30.
- FOSTER, T.D., 1965 a - Onset of convection in a fluid cooled from above - Phys. Fluids, 8, 10, 1770-1774.
- FOSTER, T.D., 1965 b - Stability of a homogeneous fluid cooled uniformly from above - Phys. Fluids, 8, 7, 1249-1257.
- FUSEY, F.X., 1974 - Contribution à l'étude des échanges océan-atmosphère : Mesure de la température de surface de l'océan par radiométrie infrarouge polarisée - Thèse de 3ème cycle, Université de Lille I, n° 462, 110 p.
- GLOBE, S., DROPKIN, D., 1959 - Natural-convection heat transfer in liquids confined by two horizontal plates and heated from below - J. Heat Transfer, Trans. ASME, Series C, 81, 24-28.
- HASSE, L., 1963 - On the cooling of the sea surface by evaporation and heat exchange - Tellus, 15, 4, 363-366.
- HASSE, L., 1971 - The sea surface temperature deviation and the heat flow at the sea-air interface - Boundary-Layer Meteorol., 1, 368-379.
- HILL, R.H., 1972 - Laboratory measurement of heat transfer and thermal structure near an air-water interface - J. Phys. Oceanogr., 2, 2, 190-198.
- KATSAROS, K.B., LIU, W.T., BUSINGER, J.A., TILLMAN, J.E., 1976 - Heat transport and thermal structure in the interfacial boundary layer measured in an open tank in turbulent free convection - J. Fluid Mech., à paraître.

- KATSAROS, K.B., 1976 - "The sea surface temperature deviation at very low wind speeds ; is there a limit ?" - Tellus, à paraître.
- KRAUS, E.B., 1972 - Atmosphere-ocean interaction - Oxford University Press, London, 275 pp.
- LECOMTE, P., DESCHAMPS, P.Y., 1970 - Mesure de la température superficielle de l'océan au moyen d'un radiomètre infrarouge - Cahiers Océanogr., 22, 2, 155-177.
- LEVICH, V.G., 1972 - Physicochemical hydrodynamics, Prentice Hall, Engelwood Cliffs, N.J., 700 pp.
- MALKUS, W.V.R., 1954 - Discrete transitions in turbulent convection, Proc. Roy. Soc., London, A, 225, 185-195.
- MANGARELLA, P.A., CHAMBERS, A.J., STREET, R.L., HSU, E.Y., 1973 - Laboratory studies of evaporation and energy transfer through a wavy air-water interface - J. Phys. Oceanogr., 3, 1, 93-101.
- McALISTER, E.D., 1964 - Infrared optical techniques applied to oceanography, 1, Measurement of total heat flow from the sea surface - Appl. Optics, 3, 5, 609-612.
- McALISTER, E.D., McLEISH, W., 1969 - Heat transfer in the top millimeter of the ocean - J. Geophys. Res., 74, 13, 3408-3414.
- McALISTER, E.D., McLEISH, W., 1970 - A radiometric system for airborne measurements of the total heat flow from the sea - Applied Optics, 9, 12, 2697-2705.
- McALISTER, E.D., McLEISH, W., CORDUAN, E.A., 1971 - Airborne measurements of the total heat flow during BOMEX - J. Geophys. Res., 76, 18, 4172-4180.
- MERLAVAT, L., COANTIC, M., 1975 - Study of mass transfer at the air-water interface by an isotopic method - J. Geophys. Res., 80, 24, 3455-3464.
- OMHOLT, T., 1973 - Estimation of the oceanic momentum sublayer thickness - J. Phys. Oceanogr., 3, 3, 337-338.
- PAULSON, C.A., PARKER, T.W., 1972 - Cooling of a water surface by evaporation, radiation and heat transfer - J. Geophys. Res., 77, 3, 491-495.
- PRUVOST, P., 1972 - Contribution à l'étude des échanges radiatifs atmosphère-océan. Calcul des flux dans la mer - Thèse de 3ème cycle, Université de Lille I, n° 341, 90 pp.
- RAYLEIGH, H., 1916 - On convective currents in a horizontal layer of fluid when the higher temperature is on the under side - Phil. Mag., 32, 529-546.

- ROSSBY, H.T., 1969 - J. Fluid Mech., 36, 309 -
- SCHLICHTING, H., 1968 - Boundary layer theory - McGraw Hill, New York, 747 pp.
- SAUNDERS, P.M., 1967 - The temperature at the ocean-air interface - J. Atmosph. Sci., 24, 3, 269-273.
- SCHMIDT, G., SILVESTON, P.L., 1959 - Chem. Eng. Progr. Symposium, Ser. 29, 55.
- SCHMIDT, R.J., SAUNDERS, O.A., 1938 - On the motion of a fluid heated from below - Proc. Roy. Soc., London, A, 165, 216-228.
- SCHOOLEY, A.H., 1971 - Diffusion sublayer thickness over wind-disturbed water surfaces - J. Phys. Oceanogr., 1, 3, 221-223.
- SILVESTON, P.L., 1958 - Wärmedurchgang in wagerechten Flüssigkeitsschichten, Part 1 - Forsch. Ing. Wes., 24, 29-32 et 59-69.
- SPANGENBERG, W.G., ROWLAND, W.R., 1961 - Convective circulation in water induced by evaporative cooling - Phys. Fluids, 4, 6, 743-750.
- STREET, R.L., MILLER, A.W., 1977 - Determination of the aqueous sublayer thicknesses at an air-water interface. - J. Phys. Oceanogr., 7, 1, 110-117.
- TIMOFEEV, YU, M., 1966 - Thermal sounding of surface water layers by means of thermal radiation - Izv. Atmosph. Ocean Phys., 2, 7, 772-774.
- WOODCOCK, A.H., STOMMEL, H., 1947 - Temperatures observed near the surface of a fresh-water pond at night - J. Meteorol., 4, 102-103.
- WU, J., 1971 - An estimation of oceanic thermal-sublayer thickness, J. Phys. Oceanogr., 1, 4, 284-286.
- WU, J., 1968 - Laboratory studies of wind-waves interactions - J. Fluid Mech., 34, , 91-112.

CHAPITRE VI

DETECTION DE NAPPES D'HYDROCARBURES PAR RADIOMETRIE INFRAROUGE

La publication suivante discute des possibilités de détection de nappes et de films d'hydrocarbures dans l'infrarouge. On met en évidence que l'anomalie thermique plus froide détectée lors d'expériences aéroportées peut être due à deux effets :

- réflectivité des hydrocarbures plus élevée que celle de l'eau autour de $10\mu\text{m}$, entraînant un effet de réflexion plus important.

- refroidissement superficiel pour les diverses huiles plus grande que pour l'eau lorsque la nappe a une épaisseur suffisante.

La détection infrarouge d'hydrocarbures a été utilisée par la suite de façon semi-opérationnelle pour la surveillance des rejets de navires en Manche. Il semble que lors de ces expériences un certain nombre de fausses alarmes aient été provoquées par le sillage plus froid des navires, particulièrement en été lorsque la couche de surface présente un gradient vertical de température. Ceci pourrait être évité en utilisant des mesures en polarisation différentielle. En effet, la différence des deux composantes n'est plus sensible à la température de surface et dépend uniquement de la réflectivité de la surface.

P U B L I C A T I O N 5

=====

2nd International Conference with Exhibition for Marine Research and Ocean Utilization, Dusseldorf, Germany, 13-18 nov. 1973. Proc., vol.2.

IO 73-601/01

LA DETECTION DE NAPPES D'HYDROCARBURES EN MER DANS LE DOMAINE INFRAROUGE

Infrared Detection of Oil Slicks

P. Y. Deschamps, F. X. Fusey et P. Lecomte,
Laboratoire d'Océanographie Physique du Museum, Paris et Laboratoire d'Optique Atmosphérique,
Université des Sciences et Techniques de Lille

ABSTRACT

Numerous experiments have been done previously on infrared detection of oil spills and slicks. The oil surface temperature is generally cooler than surrounding water except for some measurements during the day and the interpretation of these experiments seems to be slightly divergent.

Our results show that two effects have to be taken into account for this explanation :

- emissivities of oils are lower than emissivity of water in the infrared ;

- surface cooling of the oil slick can occur for thicknesses over a few tenths of millimeter ; this effect is greater on the oil than on the water and subsists at high wind speeds.

Measurements of the reflexion coefficient of various oils have been done in the spectral bandpass 3-15 μm , and the best spectral bandpass seems to be about 10-12 μm . Experiments over a laboratory tank agreed very well with the theoretical surface cooling which is induced by the lost heat flow ; the surface cooling of oil slicks increases with thickness of a few millimeters and explains the cooler temperatures which are observed over the dense part of slicks without bringing in an increase of emissivity with thickness.

Aerial experiments of detection which were realized over a 1m³ oil slick with an infrared scanner, illustrate this conclusion.

Detection can be improved by fitting infrared scanners with a polarizer and

viewing at oblic incidence of about 50°. Perpendicular polarization gives a better detection of thin slicks than without any polarization. Parallel polarization could be able to measure thicknesses in the thicker part of the slick.

RESUME

Plusieurs expériences de détection en mer de nappes d'hydrocarbures ont été effectuées. Elles mettent généralement en évidence une anomalie plus froide de la température apparente mesurée dans le domaine infrarouge (8-13 μm). Cette anomalie peut s'expliquer par une émissivité plus faible pour l'hydrocarbure que pour l'eau, mais aussi par l'existence d'un refroidissement superficiel de la nappe.

Les coefficients de réflexion de divers huiles et pétroles ont été mesurés en laboratoire autour de 10 μm et sont de 2 à 4 fois plus élevés que celui de l'eau. L'étude du refroidissement superficiel d'une nappe d'huile a été entreprise : celui-ci varie avec le flux perdu en surface. Les résultats obtenus semblent indiquer que pour des épaisseurs supérieures à quelques dixièmes de millimètres, l'anomalie thermique froide est principalement due au refroidissement superficiel. Divers dispositifs peuvent permettre d'améliorer la détection de polluants en surface : incidence oblique, mesures en polarisation.

INTRODUCTION

De part l'étendue des surfaces à surveiller, la reconnaissance aérienne est un outil privilégié pour la surveillance des rejets

IO 73-601/02

en mer d'hydrocarbures se traduisant par une pollution de surface, qu'il s'agisse :

- de fuites accidentelles survenues à un puits ou à un navire, le but est alors l'évaluation de l'étendue de la fuite et de son évolution.

- de rejets frauduleux par des navires, notamment près des côtes.

La photographie aérienne est évidemment l'outil le plus simple à employer mais il demande à être complété par d'autres techniques qui permettent soit d'assurer une surveillance tout temps, jour et nuit, soit d'identifier plus complètement le rejet. Dans ce qui suit nous donnons le résultat d'investigations faites dans le domaine infrarouge autour de $10\mu\text{m}$: on mesure alors le rayonnement thermique émis par la surface, qui se traduit par une température radiométrique apparente de la surface susceptible d'être différente si l'on introduit une anomalie superficielle telle qu'une nappe d'huile.

Les résultats que l'on trouve dans la littérature scientifique sont assez divergents quand à l'interprétation des résultats de mesures obtenues dans l'infrarouge.

Les températures apparentes relevées à l'aide de "scanners", caméras infrarouges à balayage latéral, sont généralement plus froides sur la nappe d'huile que sur l'eau environnante (réf. 1, 2), à l'exception de cas (réf. 3, 4) où des températures plus élevées sont signalées avec une amplitude maximale vers midi et peuvent être attribuées à l'échauffement dû au rayonnement solaire. Les températures signalées sont d'autant plus froides qu'il s'agit d'huiles plus lourdes (réf. 5) et que la nappe d'huile est plus épaisse (réf. 6).

Diverses hypothèses ont été avancées : mélange avec de l'eau plus froide provenant d'upwelling (réf. 7, 8), diminution de l'émissivité avec l'épaisseur (réf. 4, 6). Cette dernière hypothèse semble peu réaliste car les températures les plus froides sont obtenues sur des nappes ayant une épaisseur dépassant le millimètre et les effets d'interférence sont à écarter aux longueurs d'onde utilisées ($10\mu\text{m}$), et à

cause de la forte absorption des huiles dans l'infrarouge.

Pour préciser ce phénomène, les coefficients de réflexion de divers hydrocarbures ont été mesurés en laboratoire et sont suffisamment plus élevés que celui de l'eau pour expliquer les températures apparentes plus froides mesurées en infrarouge. D'autre part, nous avons mis en évidence un refroidissement superficiel de la nappe d'huile, dû au flux d'énergie perdue en surface par rayonnement et transfert de chaleur sensible et latente. Là aussi les effets sont importants et peuvent expliquer les températures plus froides des parties plus épaisses d'une nappe d'huile, hypothèse qui avait déjà été avancée (réf. 4).

EMISSIVITES DE DIVERSES HUILES ET EFFETS DE REFLEXION

Rappelons brièvement que la luminance monochromatique N_λ émise par une surface qui n'est pas un corps noir parfait et a donc une émissivité ϵ_λ inférieure à 1, est :

$$N_\lambda(T) = \epsilon_\lambda B_\lambda(T) + (1-\epsilon_\lambda) N_{\lambda s} \quad (1)$$

où $B_\lambda(T)$ est la luminance émise par un corps noir à température T ,

$N_{\lambda s}$ est la luminance en provenance du ciel se réfléchissant sur la surface, $(1-\epsilon_\lambda) = r_\lambda$ est le coefficient de réflexion de la surface.

L'équation (1) peut encore s'écrire :

$$N_\lambda(T) = B_\lambda(T) + r_\lambda [N_{\lambda s} - B_\lambda(T)] \quad (2)$$

soit après intégration sur le domaine spectral utilisé :

$$N(T) = \int_0^\infty \tau_\lambda N_\lambda(T) d\lambda \quad (3)$$

où τ_λ est la fonction de transmission spectrale du filtre utilisé. L'écart de luminance ΔN par rapport à un corps noir parfait est :

$$\Delta N = \int_0^\infty \tau_\lambda r_\lambda [N_{\lambda s} - B_\lambda(T)] d\lambda \quad (4)$$

et, en utilisant un développement limité au 1er ordre, on obtient l'écart sur la température radiométrique apparente T_{rad} :

BUS
LILLE

IO 73-601/03

$$\Delta T_{\text{ref}} = T - T_{\text{rad}} = \frac{\int_0^{\infty} \tau_{\lambda} r_{\lambda} [N_{\lambda s} - B_{\lambda}(T)] d\lambda}{\int_0^{\infty} \tau_{\lambda} \frac{dB_{\lambda}(T)}{dT} d\lambda} \quad (5)$$

Dans cette expression (5), l'écart de température ΔT_{ref} dû à l'effet de réflexion est proportionnel à r_{λ} d'une part, et à la différence $[N_{\lambda s} - B_{\lambda}(T)]$ entre les luminances émises par le ciel et l'eau. ΔT_{ref} est négatif et vaut environ $0,5^{\circ}\text{C}$ pour un ciel clair dans le cas de l'eau, et diminue lorsque la couverture nuageuse s'abaisse ($N_{\lambda s}$ tend alors vers $B_{\lambda}(T)$).

Si donc l'eau et un corps polluant en surface ont des coefficients de réflexion différents, on peut détecter une différence de température :

$$\Delta T^* = \Delta T_{\text{ref1}} - \Delta T_{\text{ref2}} = \frac{\int_0^{\infty} \tau_{\lambda} (r_{\lambda 1} - r_{\lambda 2}) [N_{\lambda s} - B_{\lambda}(T)] d\lambda}{\int_0^{\infty} \tau_{\lambda} \frac{dB_{\lambda}}{dT} d\lambda} \quad (6)$$

Les indices 1 et 2 s'adressent respectivement à l'eau et au polluant. Il est évident que les conditions optimales de détection (ΔT^* maximum) correspondent à $[N_{\lambda s} - B_{\lambda}(T)]$ maximum, soit un ciel clair, et à $(r_{\lambda 1} - r_{\lambda 2})$ aussi grand que possible.

Les coefficients de réflexion de divers hydrocarbures ont été mesurés entre 3 et $14\mu\text{m}$ (réf.9) et sont portés sur la figure 1. Le tableau suivant résume les résultats à 4 et $10\mu\text{m}$, au milieu des 2 "fenêtres atmosphériques" utilisables en infrarouge.

	$\lambda = 4\mu\text{m}$	$\lambda = 10\mu\text{m}$
r_{λ} eau	0,022	0,010
essence lourde	0,030	0,029
kérosène	0,032	0,035
pétrole léger	0,036	0,039
pétrole lourd	0,041	0,049

Les valeurs obtenus sont un peu plus élevées que celles précédemment signalées (réf.10) pour l'eau : 0,007, pour un film de pétrole : 0,028, et un film d'huile végétale :

0,034, dans l'intervalle $8-13\mu\text{m}$, mais sont en bon accord avec l'ensemble des données que l'on peut obtenir pour l'eau (réf. 11 et 12).

Deux remarques s'imposent : d'une part le coefficient de réflexion semble augmenter avec la lourdeur de l'huile ; d'autre part les écarts entre coefficients de réflexion de l'huile et de l'eau sont plus grands dans la fenêtre autour de $10\mu\text{m}$ ce qui conduit à donner la préférence à ce domaine spectral, en dehors d'autres avantages (pas d'interférence gênante avec le rayonnement solaire, meilleure transparence atmosphérique).

La figure 2 détaille les coefficients de réflexion de l'eau, d'un fuel domestique et d'une huile végétale dans la fenêtre atmosphérique entre 8 et $15\mu\text{m}$: alors que ces deux derniers ont un coefficient qui varie peu avec λ (ce qui est aussi le cas des autres hydrocarbures étudiés), l'eau présente par contre un minimum entre 10 et $12\mu\text{m}$, et l'on aura intérêt à centrer les mesures entre ces 2 valeurs qui correspondent par ailleurs à la meilleure transparence atmosphérique et à un maximum de $[N_{\lambda s} - B_{\lambda}(T)]$ par temps clair, ou à défaut entre 8 et $13\mu\text{m}$, pour obtenir des différences $(r_{\lambda 1} - r_{\lambda 2})$ aussi marquées que possible.

Les mesures que nous avons faites avec un radiomètre infrarouge, $8-14\mu\text{m}$, sur l'eau montrent que ΔT_{ref} atteint $0,5^{\circ}\text{C}$ par ciel clair (réf.13), soit dans le cas des pétroles des effets de réflexion ΔT^* qui dépassent largement 1°C et sont donc aisément détectables. Par contre pour un ciel couvert et bas ΔT^* peut descendre au-dessous de $0,2$ ou $0,1^{\circ}\text{C}$ et dans ce cas l'effet de réflexion peut se situer au-dessous du seuil de détection des scanners infrarouges utilisés.

EFFET DE REFROIDISSEMENT SUPERFICIEL

L'existence d'un gradient thermique important dans une couche d'épaisseur millimétrique au voisinage de la surface a précédemment été signalée et mesurée (réf. 14 et 15). Il en résulte un écart négatif entre la température superficielle mesurée par le radiomètre du fait de la faible pénétration de l'infrarouge dans l'eau, et la

IO 73-601/04

température de surface mesurée à une profondeur disons de quelques centimètres.

L'explication qui peut en être donnée est la suivante. Lorsqu'une surface perd un certain flux d'énergie par les divers processus d'échange possibles (évaporation, rayonnement infrarouge, chaleur sensible), cette perte est compensée par un apport de la masse et un gradient thermique négatif tend à s'établir si l'on fait intervenir uniquement la conductivité thermique moléculaire. Mais en fait la stratification dans l'eau devient alors instable en densité et ce gradient est annulé par les phénomènes de convection et de turbulence. Cependant ceux-ci sont insuffisants pour annuler totalement le gradient dans la couche superficielle au voisinage de la surface. A partir des études faites sur la convection déclenchée par instabilité gravitationnelle (réf. 16), on peut déduire une loi reliant le flux perdu par la surface ϕ , à l'écart de température superficielle ΔT_s ainsi produit (réf. 17) :

$$\phi = \beta(T) \cdot \Delta T_s^{4/3} \quad (7)$$

$$\text{où } \beta(T) = A \cdot k \left(\frac{g\alpha}{K\nu} \right)^{1/3}$$

dépend légèrement de la température de l'eau,

g est l'accélération de la gravité,
 α est le coefficient de dilatation thermique du liquide,
 k est le coefficient de conductivité thermique,
 K est le coefficient de diffusivité thermique,
 ν est le coefficient de viscosité dynamique,
 A est une constante donnée pour 0,2 (réf. 17).

Cette loi a été assez bien vérifiée pour l'eau par des mesures sur une cuve en laboratoire (figure 3) et nous avons essayé de l'étendre aux polluants de surface (figure 4). On constate que, pour une même valeur du flux perdu, les écarts ΔT_s sont beaucoup plus importants pour les huiles à l'exception du fuel domestique : ceci est dû principalement aux viscosités plus élevées et aux conductivités thermiques plus faibles de ces corps. Les effets

superficiels sont de l'ordre du degré C pour une valeur typique du flux perdu (10^{-2} Wcm^{-2}).

Le comportement de ce refroidissement pour une nappe d'huile d'épaisseur variable est précisé sur la figure 5. Il est remarquable que l'on obtienne, à épaisseur croissante, une augmentation quasi-linéaire à partir de la valeur de ΔT_s de l'eau, jusqu'à une saturation correspondant sensiblement à la valeur trouvée précédemment pour une couche semi-infinie d'huile. Les valeurs ont été ramenées à une valeur du flux de $2 \cdot 10^{-2} \text{ Wcm}^{-2}$ pour en permettre l'interprétation.

L'équation (7) et les mesures faites en laboratoire correspondent à des vents nuls. On peut se poser la question de leur validité en mer lorsque la surface est agitée sous l'action du vent. Des mesures que nous avons faites sur la Bouée Laboratoire du CNEOX en Méditerranée (réf. 18) et d'autre part l'étude théorique de la turbulence induite par le vent (réf. 19) semblent indiquer que le refroidissement superficiel de l'eau est très vite détruit pour des vitesses de vent dépassant 3 à 5 m.s. Cependant le coefficient de frottement sur l'huile est beaucoup plus faible et il est certain que le refroidissement superficiel subsiste beaucoup plus longtemps pour l'huile que pour l'eau à vitesse de vent croissante.

Les températures apparentes plus froides observées en infrarouge s'expliquent donc assez bien par ces deux effets cumulés : émissivités inférieures à celle de l'eau, refroidissements superficiels plus importants, sans qu'il soit besoin de faire appel à des mécanismes de remontées d'eaux plus froides. La diminution apparente de l'émissivité sur les parties les plus épaisses de la nappe signalée par plusieurs auteurs semble également s'expliquer très bien par l'effet du refroidissement superficiel qui ne devient important que pour des épaisseurs de l'ordre du millimètre.

On pourrait par ailleurs envisager d'obtenir des indications utiles sur les épaisseurs de la nappe à partir des isothermes de la température apparente. Comme il

BUS
LILLE

IO 73-601/05

semble difficile de connaître le flux perdu Φ , et le coefficient β a priori inconnu puisque dépendant de la nature du polluant, il faudrait dans ce cas uniquement une mesure ponctuelle d'épaisseur permettant de recalculer les mesures faites en infrarouge.

L'échauffement dû au rayonnement solaire n'a pas été abordé ici. L'absorption du flux solaire est plus grande dans l'huile que dans l'eau, et y crée des températures plus élevées : l'échauffement observé est probablement lié également à l'épaisseur de la nappe. Mais évidemment ce phénomène n'est pas observable par tous les temps et particulièrement de nuit.

RESULTATS D'EXPERIENCES DE DETECTION EN MER

Plusieurs expériences aériennes de détection en mer ont été réalisées par le C.N.E.X.O. en 1972. Les moyens utilisés comportaient un scanner infrarouge ("Super-Cyclope" de la S.A.T., 8-14 μ m) et un radiomètre infrarouge Barnes PRT5, plus éventuellement d'autres systèmes testés (hertzien, lumière intensifiée...). A chaque expérience, environ 1m³ de mazout ou d'huile étaient déversés depuis un navire, puis survolés régulièrement.

Lors de ces expériences, les nappes d'hydrocarbures ont montré des signatures infrarouges très visibles avec des températures plus froides. Les planches 1A et 1B donnent un exemple de clichés obtenus au scanner infrarouge ; les conditions de l'expérience étaient les suivantes :

- date : 24 Mars 1972,
- heure de largage : 13h54 à 13h59,
- passages au-dessus de la nappe : 14h13 à 14h37,
- vent 20-25 noeuds, mer agitée force 4,
- temps couvert, plafond 1300 mètres, bonne visibilité.

La planche 2 compare les clichés obtenus en photographie visible et au scanner, à des échelles identiques.

On peut se rendre compte qu'une partie de la nappe constituée par un film d'huile

mince a échappé à l'investigation infrarouge. Ceci s'explique par la couverture nuageuse assez basse qui entraîne une différence $(N_s - R(T))$ faible et donc un effet de réflexion sans doute à la limite des performances du scanner. La nappe d'huile est caractérisée par une partie blanche centrale correspondant à des températures plus élevées, entourée d'une zone sombre correspondant à des températures plus froides. L'interprétation que nous avons pu donner est la suivante : le pétrole était plus chaud que l'eau au moment de son déversement et ceci subsiste pendant un certain temps dans le noyau central. La zone noire correspond à un refroidissement superficiel important et donc à la portion épaisse de la nappe (de l'ordre du millimètre) et à son effilochement. La figure 6 donne un profil thermique horizontal obtenu lors d'un survol de la nappe au moyen du radiomètre Barnes PRT5. Là aussi la partie centrale relativement plus chaude se traduit par un pic.

Une telle expérience est assez caractéristique car elle montre les limites que l'on peut atteindre en infrarouge : particulièrement lorsque la couverture nuageuse est basse les films d'huile sont difficiles à détecter avec les systèmes actuels. Par contre, il est remarquable que l'effet de refroidissement superficiel reste prononcé même dans les conditions de l'expérience : vent 20-25 noeuds, mer agitée, entraînant une assez forte agitation de la surface.

AMELIORATIONS DE LA DETECTION INFRAROUGE DE NAPPES D'HYDROCARBURES.

Les expériences réalisées ont toutes été faites avec les systèmes actuels mais il semble qu'il soit possible d'augmenter l'efficacité de la détection par divers procédés. Nous avons déjà signalé que les conditions optimales en longueur d'onde se situent entre 10 et 12 μ m (écart maximum entre coefficients de réflexion et de diverses huiles, amplitude maximale de l'effet du ciel, valeur minimum du coefficient de réflexion de l'eau).

On peut augmenter d'autre part les coefficients de réflexion en travaillant sous

BIUS
LILLÉ

IO 73-601/06

incidence oblique et en munissant l'appareil d'un polariseur. Un tel radiomètre a été réalisé (réf. 20) et nous avons comparé les écarts de réflexion mesurés sur de l'huile végétale et sur de l'eau pour les 2 composantes polarisées à divers angles d'incidence (figure 7). La composante parallèle présente un minimum à l'incidence brewstérienne (45° à 55°) alors que la composante perpendiculaire croît beaucoup plus vite. La figure 8 représente la différence ΔT^* entre l'eau et l'huile en fonction de l'angle d'incidence en non polarisé d'une part et en polarisation perpendiculaire. Alors que ΔT^* ne croît qu'à partir de 45° en non polarisé, les valeurs obtenues en polarisation augmentent très vite et doublent vers 50° . On pourrait donc en travaillant avec une incidence de 50° et en polarisation augmenter de façon importante le seuil de détection des films d'huile.

Par contre l'utilisation vers 50° de l'autre composante polarisée parallèlement permet de minimiser les effets de réflexion et donc de mesurer uniquement le refroidissement superficiel. Ceci peut permettre de détecter séparément la partie la plus dense de la nappe et en se basant sur l'effet de croissance du refroidissement superficiel avec l'épaisseur précédemment décrit, d'obtenir des courbes d'iso-épaisseur à partir des isothermes, que l'on peut recalculer par une mesure ponctuelle.

Un tel système demande peu de modifications aux systèmes scanners actuels : adjonction devant le détecteur d'un polariseur qui serait tourné de 90° à chaque ligne de balayage. L'incidence oblique constante de 50° environ demanderait d'adopter un balayage de la surface de l'eau en forme d'arc de cercle, et de modifier la partie optique tournante. Un gain en sensibilité des détecteurs peut être souhaitable pour pouvoir travailler en bande spectrale plus étroite ($10-12\mu\text{m}$) et augmenter le seuil de détection par effet de réflexion.

On pourrait ainsi mesurer d'une part l'étendue totale de la nappe en travaillant en polarisation perpendiculaire et en jouant sur l'effet de réflexion, d'autre part étudier uniquement la partie la plus épaisse de la nappe en polarisation

parallèle par le biais du refroidissement superficiel.

CONCLUSION

L'étude de la réflexion sur la surface de la mer en infrarouge, et du refroidissement superficiel, montre que ces deux effets expliquent très bien les températures radiométriques apparentes mesurées lors de diverses expériences de détection de nappes d'hydrocarbures. L'utilisation d'un scanner infrarouge polarisant et visant à une incidence oblique d'environ 50° peut par ailleurs permettre d'augmenter l'efficacité de la détection, et d'identifier séparément la partie la plus épaisse de la nappe.

Ce travail a fait l'objet d'une aide financière du C.N.E.X.O. (Centre Nationale pour l'Exploitation des Océans).

REFERENCES

- 1 - Terry S.A., Buckmeier F.J., Watson J.A. 1971 - Oil spill reconnaissance using remote-sensing techniques - Mar. Technol. Soc. 7th annu-conf., Washington, D.C., 1971, 647-662.
- 2 - Smith J.T., 1971 - Oil slick remote sensing - Photogramm.Engng, 37, 1243-1248.
- 3 - Munday J.C., MacIntyre W.G., Penney M.E., Oberholtzer J.D., 1971 - Oil slick studies using photographic and multispectral scanner data - Proc. 7th Int. Symp. Remote Sensing Environ, Ann Arbor, Michigan, 1971, 1027-1043.
- 4 - Chandler P.B., 1970 - Remote sensing of oil polluted seawater - Proc. Inst. environnement. Sci. 16th Annual Techn. Meetg, Boston, 1970, 336-341.
- 5 - Auckland J.C., Trexler D.T., Orthlieb F. 1971 - Multi-sensor oil spill detection Proc. 7th Int. Symp. Remote Sensing Environ., Ann Arbor, Michigan, 1971, 1045-1052.
- 6 - Kennedy J.M., Wermund E.G., 1971 - Oil spills, IR and microwave - Photogramm.

BUS
LILLE

10 73-601/07

- | | |
|--|--|
| <p>Engng., <u>37</u>, 1235-1242.</p> <p>7 - Lowe S.D., Hasell P.G., 1969 - Multi-spectral sensing of oil pollution - Proc. 6th Int. Symp. Remote Sensing Environ., Ann Arbor, Michigan, 1969, 755-767.</p> <p>8 - Estes J.E., Golomb B., 1970 - Oil spills : method for measuring their extent on the sea surface - Science, <u>169</u>, 676-678.</p> <p>9 - Viollier M. - Mesure des facteurs de réflexion de produits pétroliers dans la gamme de longueurs d'ondes de 2 à 14µm - Mémoire de D.E.A., Université des Sciences de Lille, 1972, 32p.</p> <p>10 - Buettner H.J., Kern C.D., 1965 - The determination of infrared emissivities of terrestrial surfaces - J. Geophys. Res., <u>70</u>, 1329-1337.</p> <p>11 - Pontier L., Dechambenoy C., 1966 - Détermination des constantes optiques de l'eau liquide entre 1 et 40µ. Application au calcul de son pouvoir réflecteur et de son émissivité - Annales de Géophysique, <u>22</u>, 633-641.</p> <p>12 - Irvine W.M., Pollack J.B., 1968 - Infrared optical properties of water and ice spheres - Icarus, <u>8</u>, 324-360.</p> <p>13 - Lecomte P., Deschamps P.Y., 1970 - Mesure de la température superficielle</p> | <p>de l'océan au moyen d'un radiomètre infrarouge - Cahiers Océanographiques, <u>22</u>, 155-177.</p> <p>14 - Ewing G., MacAlister E.D., 1960 - On the thermal boundary layer of the ocean - Science, <u>131</u>, 1374-1376.</p> <p>15 - Hasse L., 1963 - On the cooling of the sea surface by evaporation and heat exchange - Tellus, <u>15</u>, 363-366.</p> <p>16 - Chandrasekhar S., 1961 - Hydrodynamic and hydromagnetic stability - Oxford University Press, 652p.</p> <p>17 - Saunders P.M., 1967 - The temperature at the ocean-air interface - J. Atmosph. Sc., <u>24</u>, 269-273.</p> <p>18 - Deschamps P.Y., Lecomte P., Vanhoutte J.C., 1972 - Mesure radiométrique de la température de surface de l'océan - étude du refroidissement superficiel - Rapport interne, Université des Sciences de Lille, 134p.</p> <p>19 - WU J., 1971 - An estimation of oceanic thermal sublayer thickness - J. Phys. Oceanogr., <u>1</u>, 284-286.</p> <p>20 - Lecomte P., Deschamps P.Y., Vanhoutte J.C., 1973 - Améliorations apportées à la mesure de la température de surface de l'océan par l'utilisation d'un radiomètre infrarouge polarisant - Applied Optics, (à paraître Sept. 1973).</p> |
|--|--|



IO 73-601/08

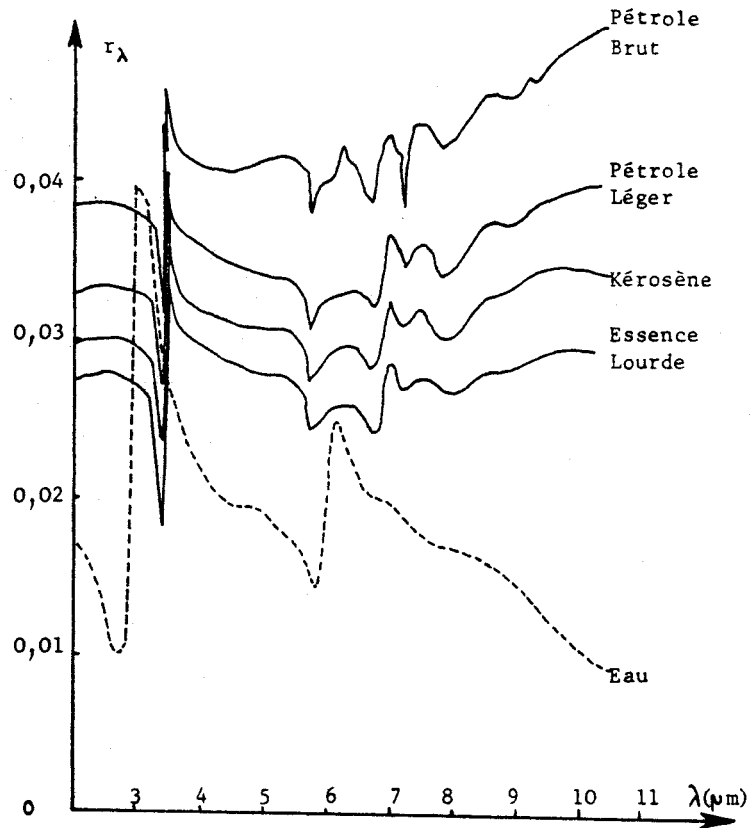


Fig.1: Coefficients de réflexion de divers hydrocarbures mesurés entre 3 et 11 μm (ref.9)

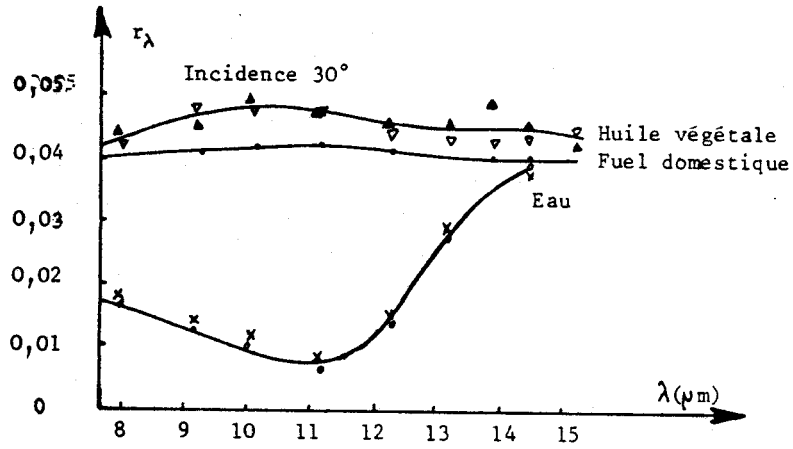


Fig.2 : Coefficients de réflexion de l'eau, d'une huile végétale, et d'un fuel domestique mesurés entre 8 et 15 μm (ref.9).



IO 73-601/09

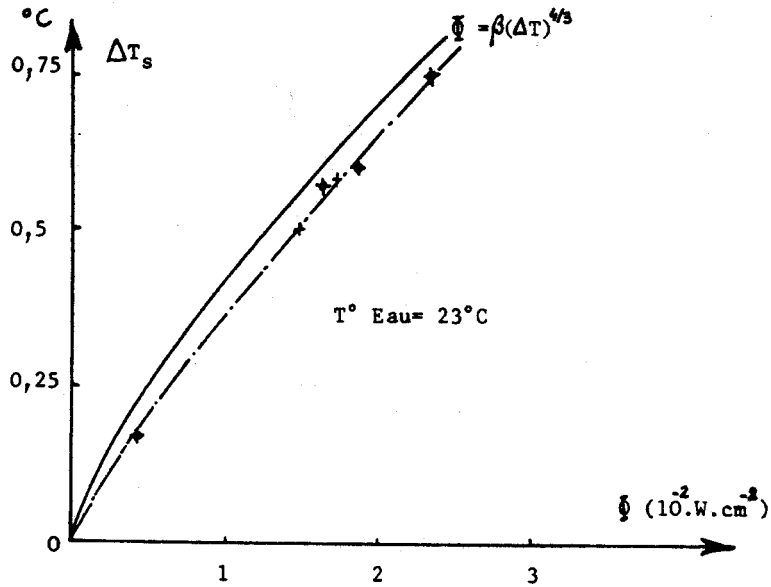


Fig. 3 : Refroidissement superficiel ΔT_s de l'eau en fonction du flux perdu en surface Φ .

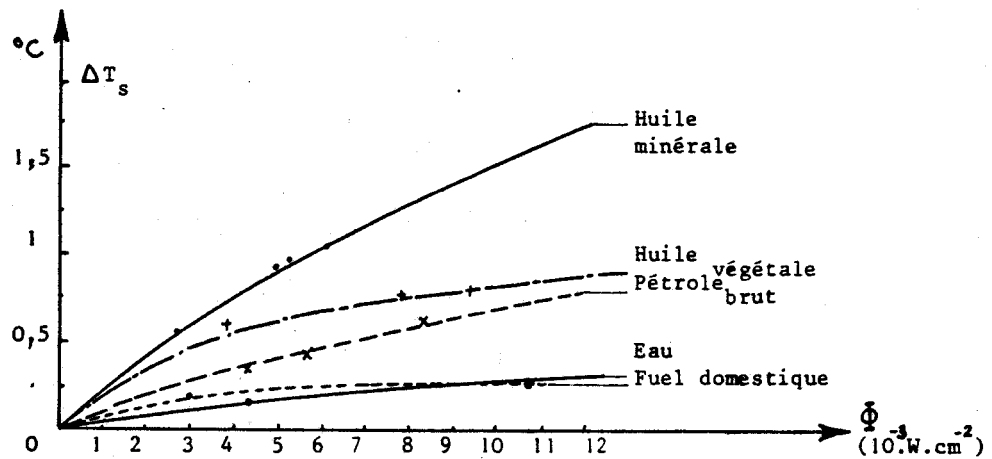


Fig. 4 : Refroidissement superficiel ΔT_s de divers hydrocarbures en fonction du flux perdu en surface Φ .



IO 73-601/10

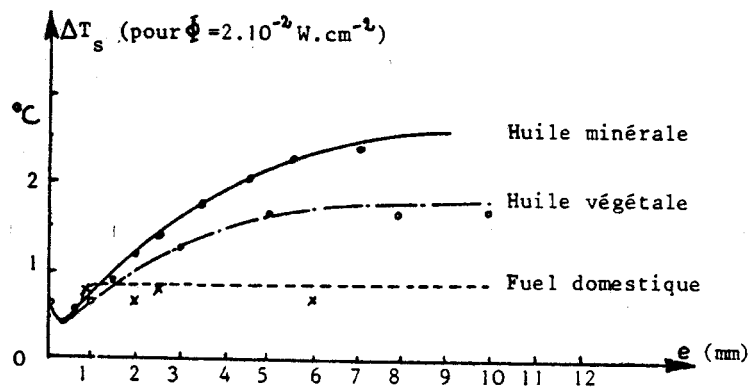


Fig. 5 : Refroidissement superficiel ΔT_s d'une nappe d'hydrocarbure en fonction de son épaisseur e , pour un flux de $2 \cdot 10^{-2} \text{ W.cm}^{-2}$.

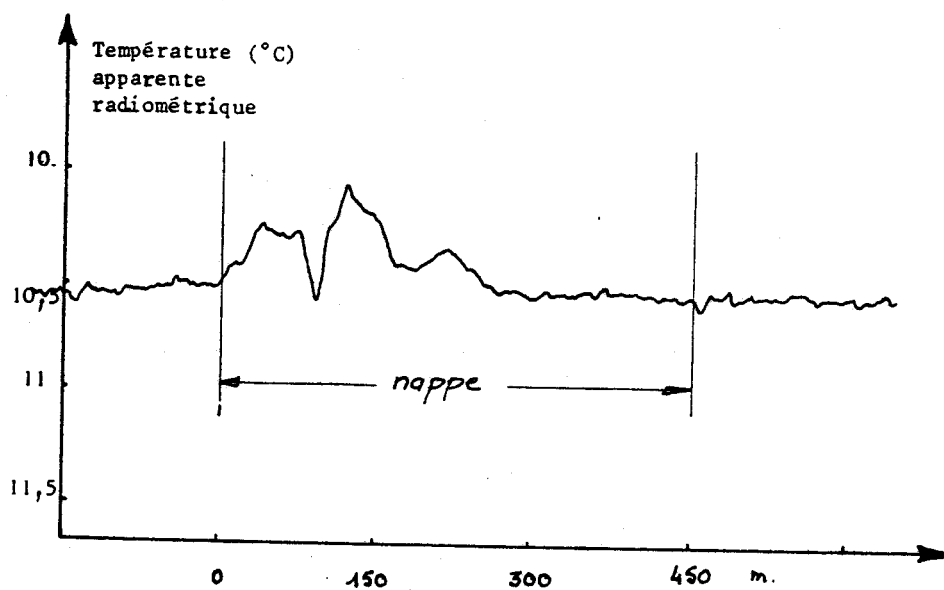


Fig. 6 : Profil thermique horizontal de la nappe de mazout dans le sens de la longueur (14mars 1972 - 14h19)



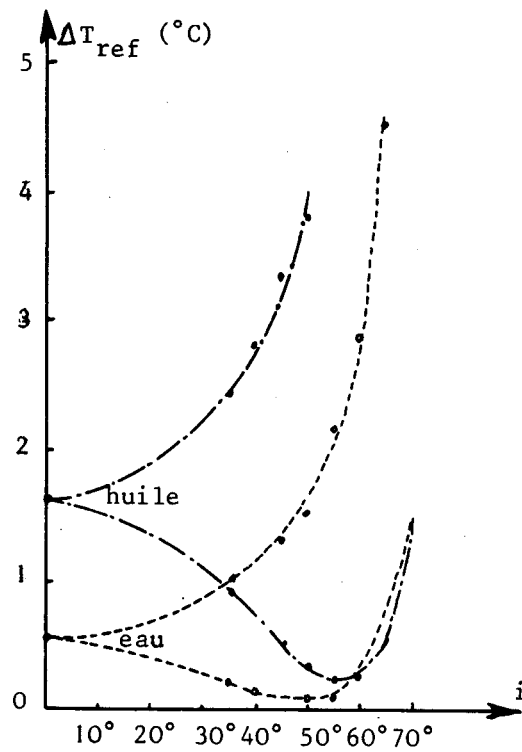


Fig. 7 : Effets de réflexion ΔT_{ref} mesurés sur l'eau et sur de l'huile végétale en fonction de l'angle d'incidence i pour les 2 composantes polarisées.

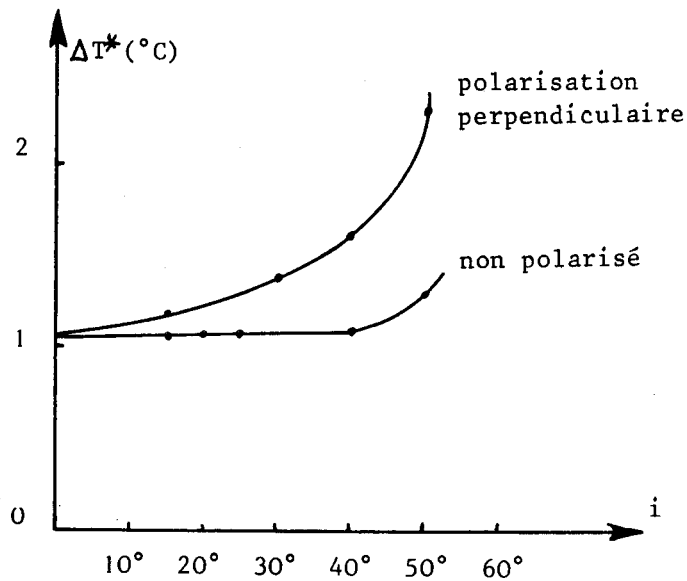


Fig. 8 : Effets de réflexion ΔT^* entre l'huile et l'eau en non polarisé et en polarisation perpendiculaire en fonction de l'angle d'incidence i .



EXPERIMENTATION DU 14 MARS 1972

Film Infra-rouge 8-12 μ "Super CYCLOPE"
Fuel léger : 1 200 litres - déversement 13H54' à 13H59'

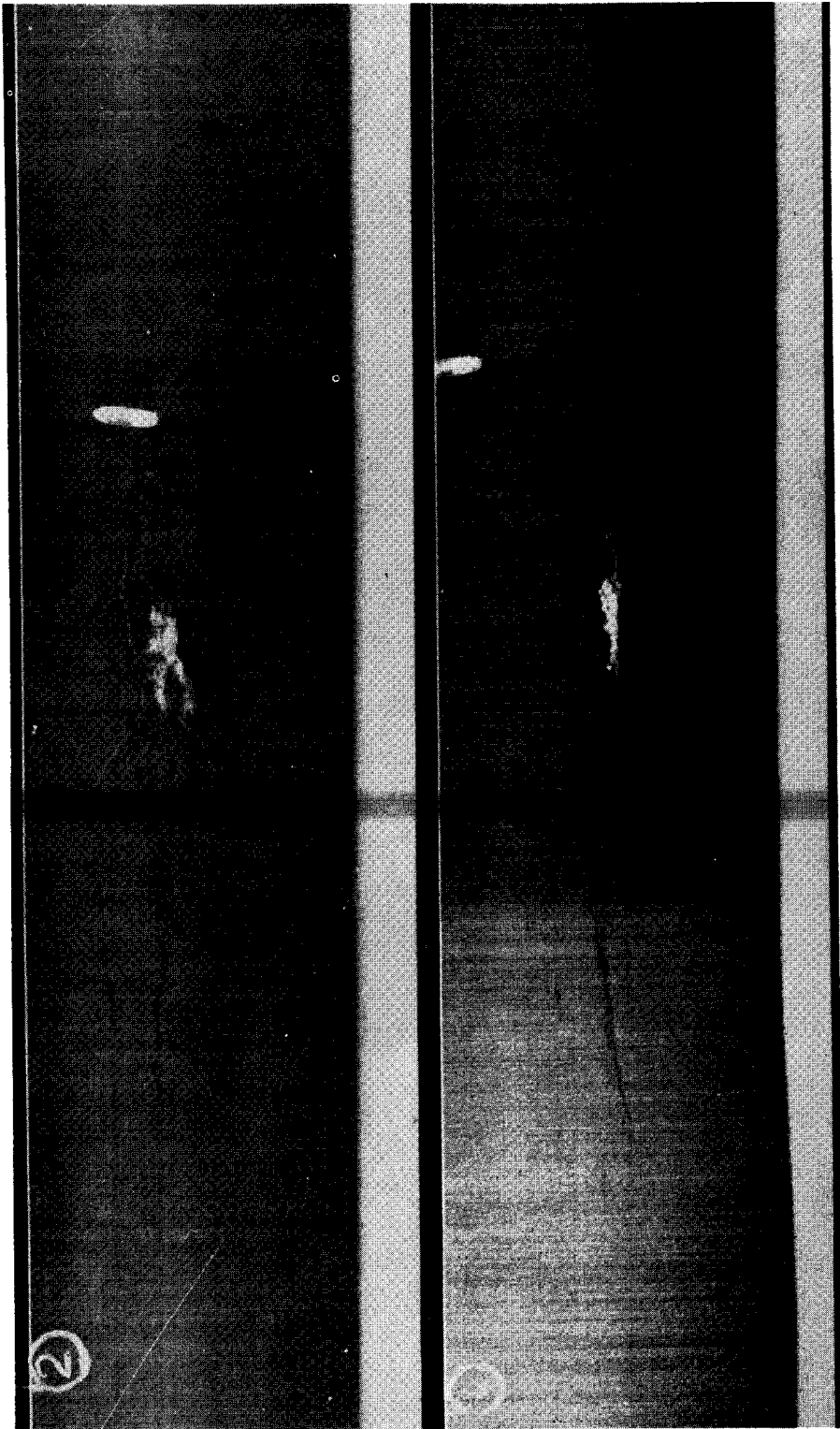


Photo n° 1 - 14H13'

Photo n° 2 - 14H22'

Planche 1 A

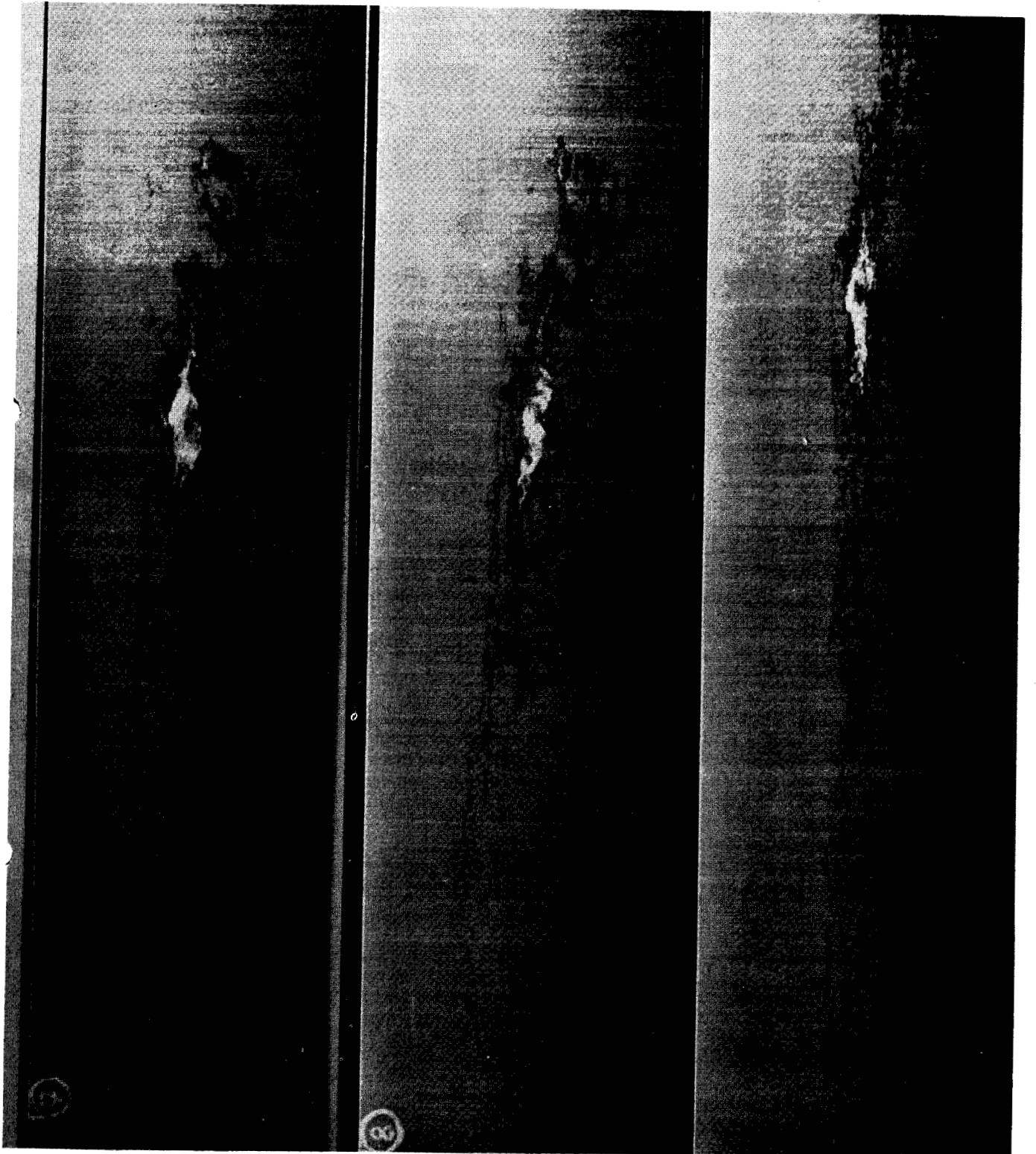


Photo n° 3 - 14H28'

Photo n° 4 - 14H31'

Photo n° 5 - 14H37'

Planche 1 B

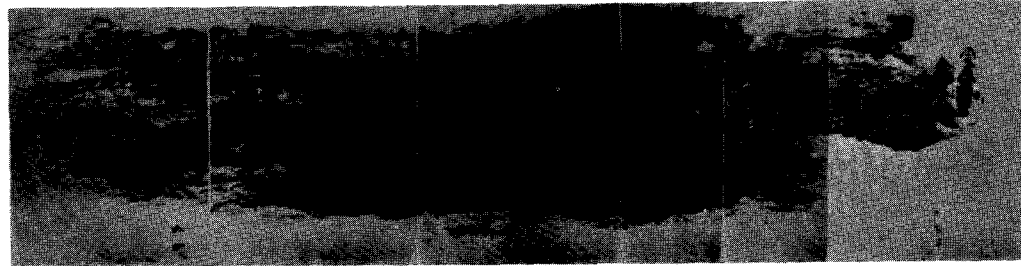
BUS
LILLE

COMPARAISON DE LA DETECTION DANS LA
"VISIBLE" ET DANS "L'INFRA-ROUGE"

14 MARS 1972

14H13'

Domaine "visible"



Positif IR

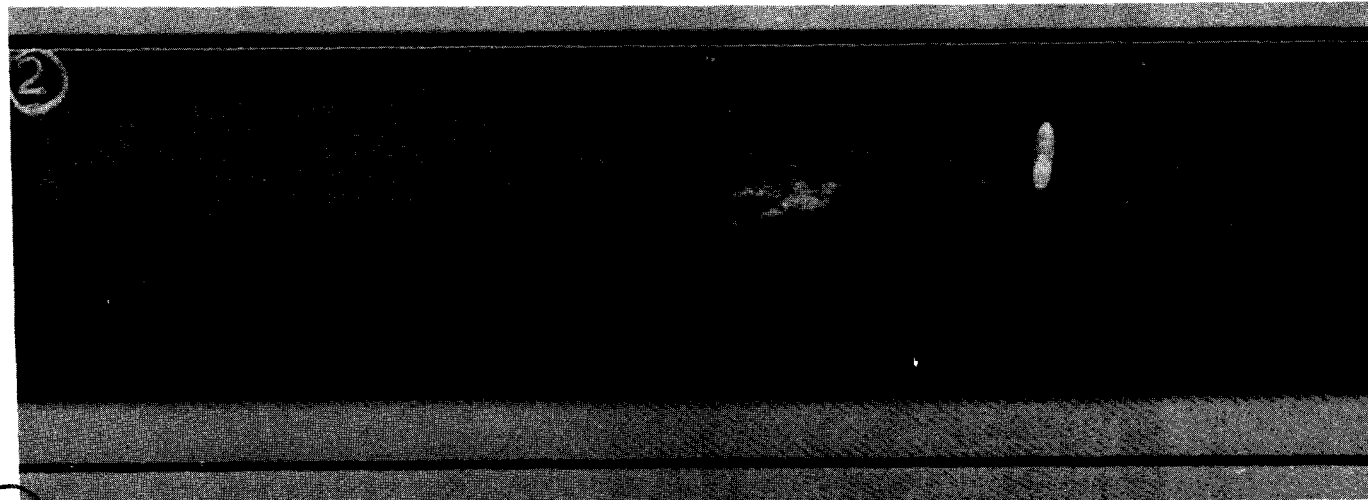


Planche 2.



780

IO 73-601/14

ANNEXE

MODELE DE TRANSMISSION ATMOSPHERIQUE ENTRE 10 ET 13 μm

A-1 - ABSORPTION PAR LA VAPEUR D'EAU

Dans la fenêtre atmosphérique de 10 à 13 μm , l'absorption de la vapeur d'eau est un continuum auquel vient s'ajouter quelques raies. On peut écrire la transmission sous la forme

$$t_v(p,T) = t_{v_e}(p,T) \cdot t_{v_p}(p,T) \cdot t_{v_l}(p,T) \quad (\text{A-1})$$

où p et T sont la pression et la température du milieu.

t_{v_e} et t_{v_p} sont associés à ce qui est appelé le continuum de la vapeur d'eau, t_{v_l} aux raies d' H_2O présentes dans la fenêtre. Le mécanisme créant le continuum d'absorption n'est pas bien connu. ELSASSER (1942) a suggéré que celui-ci est dû à l'accumulation des ailes de raies éloignées de chaque côté de la fenêtre (bandes d'absorption de H_2O à 6,3 et 20 μm). Ceci conduit à un coefficient d'absorption proportionnel à la pression lié à l'élargissement des raies dû aux collisions des molécules H_2O . Les mesures de transmission obtenues en atmosphère libre ont montré par la suite une assez grande dispersion des coefficients d'absorption mesurés qui avait été interprété comme pouvant être due aux aérosols. BIGNELL (1970) et BURCH et GRIVNAK (1970) furent les premiers à mettre en évidence expérimentalement en laboratoire un coefficient d'absorption dans le continuum proportionnel à la pression partielle de vapeur d'eau. Ce phénomène a été appelé absorption de type e, et sa présence dans l'atmosphère libre a été confirmée par la suite (LEE, 1973 ; GRASSL, 1973 et 1974).

La cause de cette absorption de type e est encore un sujet de discussions. Une des explications avancées est la présence de molécules dimères de la vapeur d'eau. Cependant l'existence physique de molécules dimères ou polymères de la vapeur d'eau n'a pas à ce jour été démontrée (GRASSL, 1976).

A-1-1 - Transmission pour le continuum d'absorption de type e

L'expression de la transmission est de la forme

$$t_{v_e}(p,T) = \exp(-k_{v_e}(T) e W) \quad (\text{A-2})$$

où $k_{v_e}(T)$ est le coefficient d'absorption de type e (usuellement exprimé en $\text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{atm}^{-1}$),

e est la pression partielle de vapeur d'eau (en atm.),

W est le contenu en vapeur d'eau sur le trajet (en $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$).

Les valeurs de $k_{v_e}(T)$, d'après BURCH (1970), sont données dans la figure A-1 pour $T_0 = 296$ K, et la dépendance en température s'exprime empiriquement par

$$k_{v_e}(T) = k_{v_e}(T_0) \exp \left(1745 \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right) \quad (A-3)$$

A-1-2 - Transmission pour le continuum d'absorption des ailes de raies

L'expression de la transmission peut s'écrire sous la forme

$$t_{v_p}(p, T) = \exp \left(-k_{v_p}(T) \frac{p}{p_0} W \right) \quad (A-4)$$

Les valeurs adoptées de k_{v_p} , d'après KUNDE et MAGUIRE (1974) et PRABHAKARA et al. (1974), sont données dans la figure A-2 pour $T_0 = 300$ K, et la dépendance en température qui a été prise s'exprime par

$$k_{v_p}(T) = k_{v_p}(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^n \quad (A-5)$$

avec $n \approx 2$ d'après PRABHAKARA et al. (1974). GRASSL (1976) indique que n est compris entre 0 et 0,8 entre 10 et 13 μm . Cependant le coefficient k_{v_p} étant très faible vis à vis des autres absorptions, les résultats obtenus sont pratiquement insensibles à la valeur de n .

A-1-3 - Transmission pour l'absorption des raies

La transmission a été mise sous la forme

$$t_{v_l}(T) = \exp \left\{ -k_{v_l}(T) W \left[1 + \frac{k_{v_l}(T) W}{4 \frac{\alpha_{v_l}(T)}{\delta} \frac{p}{p_0}} \right]^{-1/2} \right\} \quad (A-6)$$

qui correspond à un modèle de bande statistique ayant une distribution exponentielle, $(P(S) = \frac{1}{\sigma} e^{-S/\sigma})$, où k_{v_l} est le coefficient d'absorption moyen pour les raies sur l'intervalle $\Delta\nu$

$$k_{v_l} = \frac{1}{\Delta\nu} \sum_{j=1}^N S_j, \quad (A-7)$$

où les S_j sont les intensités des raies, et α_{v_l}/δ est rapport de la demi-largeur moyenne de raie à l'intervalle moyen entre les raies

$$\frac{\alpha_{v_l}}{\delta} = \frac{1}{\Delta\nu} \frac{\sum_{j=1}^N \sqrt{S_j} \alpha_{Lj}}{\sum_{j=1}^N S_j}, \quad (A-8)$$

où les α_{Lj} sont les demi-largeurs de raies.

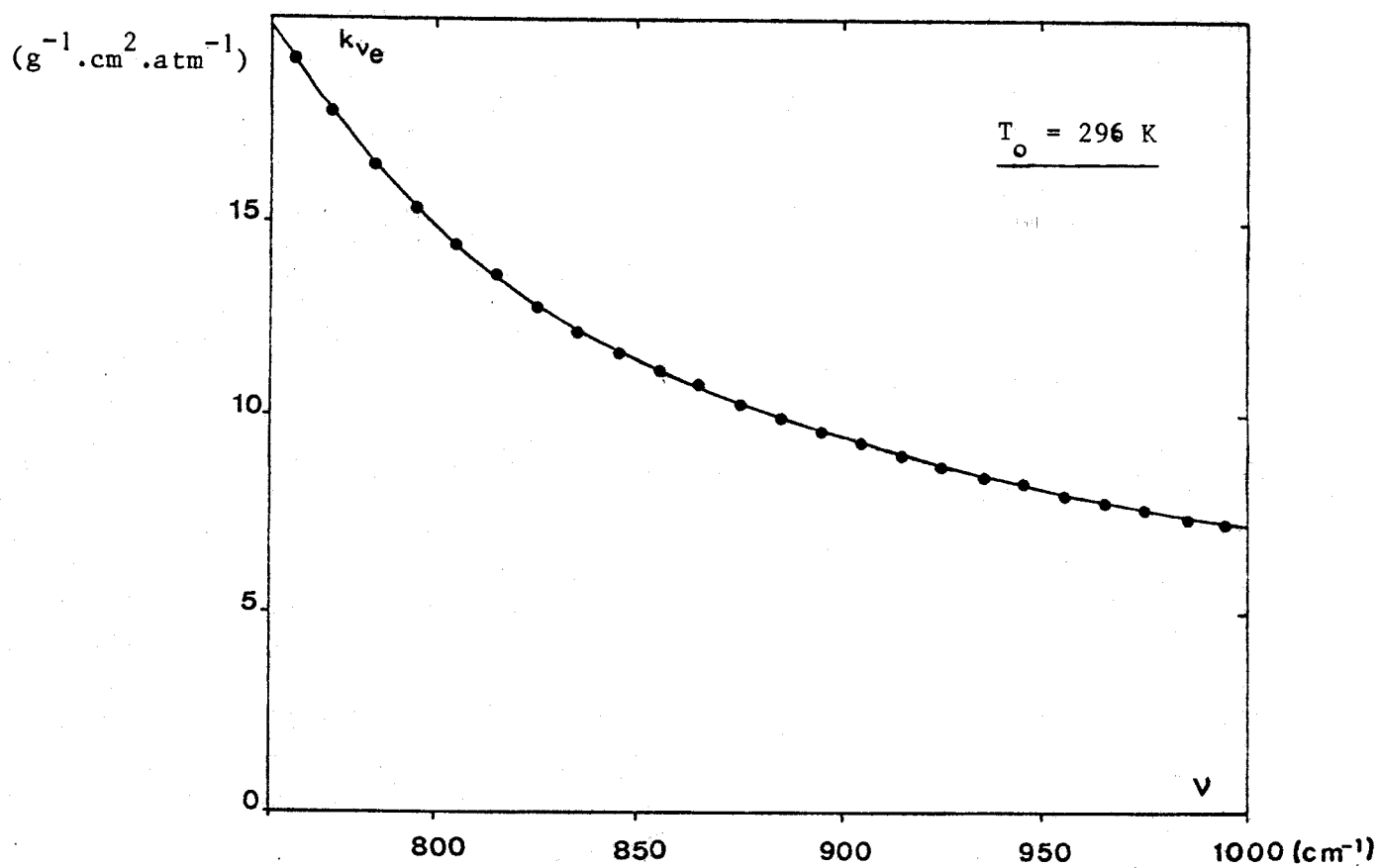


FIGURE A - 1 : Coefficient d'absorption du continuum de la vapeur d'eau, de type e, d'après BURCH (1970).



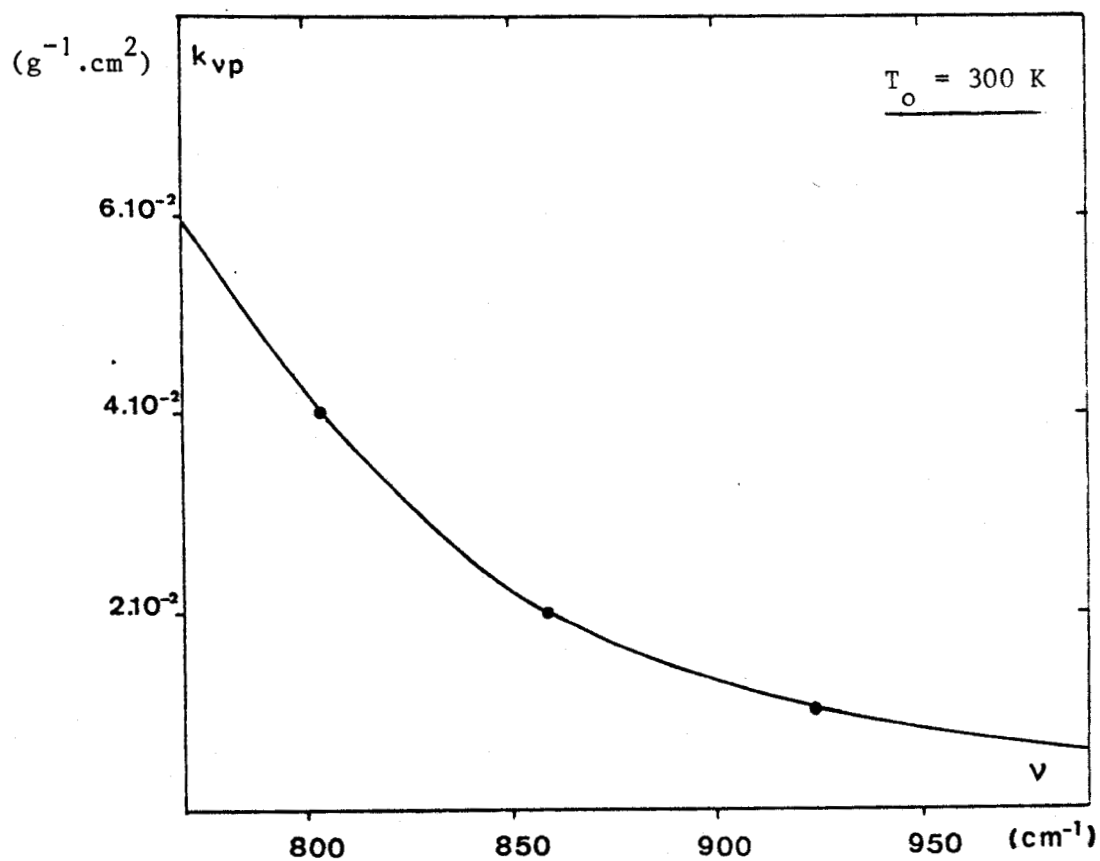


FIGURE A - 2 : Coefficient d'absorption du continuum de la vapeur d'eau, du aux ailes de raies, d'après KUNDE et MAGUIRE (1974).



GOODY (1964), d'après BENEDICT et KAPLAN (1959), donne les valeurs de ΣS_j et $\Sigma \sqrt{S_j} \alpha_{Lj}$ pour différentes valeurs de T et par intervalle de 20 cm^{-1} . Ces valeurs sont données dans le tableau A-1. Les dépendances en température sont prises comme suit

$$k_{\nu_l}(T) = k_{\nu_l}(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{n_{\nu}} \quad (\text{A-9})$$

$$\frac{\alpha_{\nu}(T)}{\delta} = \frac{\alpha_{\nu}(T_0)}{\delta} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{m_{\nu}}$$

Les valeurs de m_{ν} et de n_{ν} ont été calculées d'après GOODY (1964) et sont données dans le tableau A-2 qui rassemble les valeurs adoptées des divers coefficients par intervalles de 20 cm^{-1} .

A-2 - ABSORPTION PAR LE GAZ CARBONIQUE

Le modèle de transmission choisi est celui proposé par GOLUBITSKIY et MOSKALENKO (1968) et MOSKALENKO et MIRUMYANTS (1969). Ce modèle empirique est relativement peu précis, mais suffisant pour évaluer la faible contribution due au CO_2 entre 10 et $13 \mu\text{m}$.

L'expression de la transmission employée est

$$t_{\nu}(p, T) = \exp \left(-\beta_{\nu} \cdot W_{\nu}^*(p, T) \right) \quad , \quad (\text{A-10})$$

où β_{ν} est le coefficient d'absorption (en $(\text{atm} \cdot \text{cm}^{-1})^{1/m'_{\nu}}$),

W_{ν}^* est la masse équivalente d'absorbant définie comme

$$W_{\nu}^*(p, T) = \left(\frac{p}{p_0} \right)^{n'_{\nu}} F_{\nu}(T) W^{m'_{\nu}} \quad ; \quad (\text{A-11})$$

$\left(\frac{p}{p_0} \right)^{n'_{\nu}}$ et $F_{\nu}(T)$ définissent les dépendances en pression et température

$$F_{\nu}(T) = \exp \left(B_{\nu} (T - T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{b_{\nu}} \right) \quad , \quad (\text{A-12})$$

n'_{ν} et m'_{ν} sont des coefficients sans dimensions. Dans l'intervalle considéré (10 à $13 \mu\text{m}$)

$$\begin{aligned} n'_{\nu} &= 1,68 a_{\nu} \quad , \\ m'_{\nu} &= 0,84 \quad , \\ n'_{\nu}/m'_{\nu} &= 2 a_{\nu} \quad , \end{aligned}$$

B_{ν} est un coefficient de température (en K^{-1}),

b_{ν} est sans dimension.

TABLEAU A -1

Absorption par les raies de la vapeur d'eau, d'après GOODY (1964).

184

ABSORPTION BY ATMOSPHERIC GASES

§ 5.4

TABLE 5.5

Smoothed data for the H₂O rotation band

The first-order correction for centrifugal stretching has been included. Line widths are at 1 atmosphere pressure. The final row is the band intensity. After Benedict and Kaplan (1959) and unpublished data by Benedict.

ν (cm ⁻¹)	$\sum S_m(i)$ (g ⁻¹ cm)			$\sum \sqrt{\lambda(i)S_m(i)}$ (g ^{-1/2})		
	220° K	260° K	300° K	220° K	260° K	300° K
0-20	3.639 × 10 ³	2.500 × 10 ³	1.805 × 10 ³	3.068 × 10	2.506 × 10	2.106 × 10
20-40	2.716 × 10 ⁴	2.069 × 10 ⁴	1.614 × 10 ⁴	1.463 × 10 ²	1.218 × 10 ²	1.036 × 10 ²
40-60	8.005 × 10 ⁴	6.147 × 10 ⁴	4.900 × 10 ⁴	2.886 × 10 ²	2.524 × 10 ²	2.244 × 10 ²
60-80	8.600 × 10 ⁴	7.347 × 10 ⁴	6.309 × 10 ⁴	3.454 × 10 ²	3.133 × 10 ²	2.860 × 10 ²
80-100	1.854 × 10 ⁵	1.497 × 10 ⁵	1.237 × 10 ⁵	4.214 × 10 ²	3.831 × 10 ²	3.517 × 10 ²
100-120	1.296 × 10 ⁵	1.187 × 10 ⁵	1.078 × 10 ⁵	3.368 × 10 ²	3.281 × 10 ²	3.172 × 10 ²
120-140	2.459 × 10 ⁵	2.307 × 10 ⁵	2.141 × 10 ⁵	4.804 × 10 ²	4.798 × 10 ²	4.743 × 10 ²
140-160	2.492 × 10 ⁵	2.312 × 10 ⁵	2.142 × 10 ⁵	4.223 × 10 ²	4.158 × 10 ²	4.082 × 10 ²
160-180	1.345 × 10 ⁵	1.300 × 10 ⁵	1.249 × 10 ⁵	2.893 × 10 ²	2.912 × 10 ²	2.918 × 10 ²
180-200	3.754 × 10 ⁴	4.953 × 10 ⁴	6.054 × 10 ⁴	1.431 × 10 ²	1.657 × 10 ²	1.838 × 10 ²
200-220	2.267 × 10 ⁵	2.274 × 10 ⁵	2.204 × 10 ⁵	3.579 × 10 ²	3.534 × 10 ²	3.480 × 10 ²
220-240	1.091 × 10 ⁵	1.176 × 10 ⁵	1.214 × 10 ⁵	2.189 × 10 ²	2.313 × 10 ²	2.398 × 10 ²
240-260	1.216 × 10 ⁵	1.444 × 10 ⁵	1.580 × 10 ⁵	2.307 × 10 ²	2.485 × 10 ²	2.601 × 10 ²
260-280	3.927 × 10 ⁴	5.404 × 10 ⁴	6.452 × 10 ⁴	1.172 × 10 ²	1.350 × 10 ²	1.485 × 10 ²
280-300	2.806 × 10 ⁴	3.910 × 10 ⁴	4.864 × 10 ⁴	1.219 × 10 ²	1.424 × 10 ²	1.584 × 10 ²
300-320	3.591 × 10 ⁴	5.594 × 10 ⁴	7.415 × 10 ⁴	1.021 × 10 ²	1.250 × 10 ²	1.436 × 10 ²
320-340	2.280 × 10 ⁴	3.445 × 10 ⁴	4.636 × 10 ⁴	1.123 × 10 ²	1.335 × 10 ²	1.512 × 10 ²
340-360	1.274 × 10 ⁴	2.467 × 10 ⁴	3.950 × 10 ⁴	9.127 × 10	1.210 × 10 ²	1.472 × 10 ²
360-380	3.380 × 10 ³	7.247 × 10 ³	1.287 × 10 ⁴	3.500 × 10	4.998 × 10	6.479 × 10
380-400	3.589 × 10 ³	7.065 × 10 ³	1.240 × 10 ⁴	4.343 × 10	6.287 × 10	7.795 × 10
400-420	2.879 × 10 ³	4.801 × 10 ³	7.310 × 10 ³	3.010 × 10	4.150 × 10	5.291 × 10
420-440	4.067 × 10 ³	1.058 × 10 ³	2.522 × 10 ³	1.458 × 10	2.218 × 10	3.152 × 10
440-460	1.338 × 10 ³	2.305 × 10 ³	3.737 × 10 ³	2.971 × 10	4.027 × 10	5.179 × 10
460-480	5.353 × 10 ³	9.816 × 10 ³	1.748 × 10 ³	1.473 × 10	2.106 × 10	2.846 × 10
480-500	3.266 × 10 ³	4.725 × 10 ³	7.165 × 10 ³	8.949	1.247 × 10	1.704 × 10
500-520	5.320 × 10 ³	1.059 × 10 ³	2.023 × 10 ³	1.501 × 10	2.260 × 10	3.137 × 10
520-540	2.056 × 10 ³	3.762 × 10 ³	5.861 × 10 ³	6.055	8.368	1.124 × 10
540-560	1.230 × 10 ³	2.126 × 10 ³	3.318 × 10 ³	7.803	1.044 × 10	1.337 × 10
560-580	1.532 × 10 ³	2.761 × 10 ³	4.350 × 10 ³	7.016	9.253	1.160 × 10
580-600	1.090 × 10 ³	2.405 × 10 ³	4.137 × 10 ³	6.770	1.017 × 10	1.368 × 10
600-620	4.473 × 10	9.160 × 10	1.660 × 10 ²	3.594	5.056	6.557
620-640	4.738 × 10	1.155 × 10 ²	2.241 × 10 ²	3.804	5.954	8.291
640-660	1.811 × 10	4.632 × 10	1.149 × 10 ²	2.611	4.046	5.646
660-680	1.752 × 10	2.861 × 10	4.432 × 10	2.187	2.988	3.866
680-700	1.510 × 10	4.446 × 10	9.799 × 10	2.371	3.992	5.825
700-720	9.878	2.375 × 10	4.898 × 10	1.857	3.026	4.421
720-740	2.759	5.297	8.913	6.89 × 10 ⁻¹	1.034	1.434
740-760	3.936	1.282 × 10	3.219 × 10	1.223	2.243	3.553
760-780	1.395	3.682	8.347	6.80 × 10 ⁻¹	1.138	1.685
780-800	3.779	9.047	1.816 × 10	9.77 × 10 ⁻¹	1.601	2.327
800-820	7.679 × 10 ⁻¹	2.382	6.481	5.20 × 10 ⁻¹	9.65 × 10 ⁻¹	1.565
820-840	3.820 × 10 ⁻¹	9.012 × 10 ⁻¹	2.015	3.31 × 10 ⁻¹	5.57 × 10 ⁻¹	8.56 × 10 ⁻¹
840-860	6.959 × 10 ⁻¹	2.179	5.539	5.37 × 10 ⁻¹	1.010	1.676
860-880	2.528 × 10 ⁻¹	7.373 × 10 ⁻¹	1.677	2.22 × 10 ⁻¹	4.02 × 10 ⁻¹	6.20 × 10 ⁻¹
880-900	4.597 × 10 ⁻¹	9.512 × 10 ⁻¹	1.855	3.20 × 10 ⁻¹	5.24 × 10 ⁻¹	7.86 × 10 ⁻¹
900-920	1.411 × 10 ⁻¹	5.639 × 10 ⁻¹	1.630	1.34 × 10 ⁻¹	3.03 × 10 ⁻¹	5.68 × 10 ⁻¹
920-940	1.956 × 10 ⁻¹	5.298 × 10 ⁻¹	1.239	1.64 × 10 ⁻¹	2.94 × 10 ⁻¹	4.75 × 10 ⁻¹
940-960	1.890 × 10 ⁻¹	5.588 × 10 ⁻¹	1.327	2.60 × 10 ⁻¹	4.70 × 10 ⁻¹	7.50 × 10 ⁻¹
960-980	8.159 × 10 ⁻¹	3.323 × 10 ⁻¹	1.029 × 10 ⁻¹	2.30 × 10 ⁻¹	4.20 × 10 ⁻¹	6.63 × 10 ⁻¹
980-1000	2.814 × 10 ⁻¹	1.044 × 10 ⁻¹	2.615 × 10 ⁻¹	6.1 × 10 ⁻²	1.22 × 10 ⁻¹	1.98 × 10 ⁻¹
6-1000	1.785 × 10 ⁶	1.792 × 10 ⁶	1.795 × 10 ⁶	—	—	—

BUS
LITE

TABLEAU A-2

Valeur des coefficients adoptés pour l'absorption
par la vapeur d'eau entre 760 et 980 cm^{-1} . $\Delta\nu = 20 \text{ cm}^{-1}$

ν cm^{-1}	$k_{\nu c}$ (296 K) g^{-1}cm^2	$k_{\nu p}$ (300 K) g^{-1}cm^2	$k_{\nu l}$ (300 K) g^{-1}cm^2	$n(\nu)$	$\frac{\alpha_0}{\delta}$ (300 K)	$m(\nu)$
770	18,40	0,059	0,4173	5,7	0,0170	- 0,15
790	15,90	0,048	0,98	5	0,0149	0,5
810	14,05	0,037	0,3241	7,1	0,0189	- 0,01
830	12,60	0,029	0,1080	5,5	0,0121	0,57
850	11,35	0,022	0,2769	6,6	0,0254	0,61
870	10,50	0,017	0,0839	5,9	0,0115	0,42
890	9,70	0,014	0,0928	4,6	0,0166	1,15
910	9,20	0,012	0,0815	6,9	0,0099	1,40
930	8,60	0,010	0,0620	5,9	0,0091	0,84
950	8,10	0,008	0,0663	6,2	0,0211	0,52
970	7,60	0,007	0,0052	- 7,4	0,2136	1,4



Les coefficients β_v , a_v , B_v , b_v ont été calculés par intervalles de 20 cm^{-1} d'après GOLUBITSKIY et MOSKALENKO (1968) et MOSKALENKO et MIRUMYANTS (1969), et sont donnés dans les figures A-3 à A-6.

A-3 - INTEGRATION SUR UN TRAJET INHOMOGENE

La pression et la température varient le long d'un trajet atmosphérique vertical. Cela pose peu de problèmes pour les formules (A-2) et (A-4) qui donnent la transmission du continuum de la vapeur d'eau et qui deviennent

$$t_{v_e}(0, p_1) = \exp \left\{ - \int_0^{p_1} k_{v_e}(T(p)) e(p) dW(p) \right\} \quad (\text{A-13})$$

et

$$t_{v_p}(0, p_1) = \exp \left\{ - \int_0^{p_1} k_{v_p}(T(p)) \frac{p}{p_0} dW(p) \right\} \quad (\text{A-14})$$

Pour l'absorption par les raies, on est obligé d'utiliser dans la formule (A-6) une pression \tilde{p} et une température \tilde{T} équivalentes, définies comme

$$\tilde{p} = \frac{\int_0^{p_1} p \cdot dW(p)}{\int_0^{p_1} dW(p)} \quad (\text{A-15})$$

et

$$\tilde{T} = \frac{\int_0^{p_1} T \cdot dW(p)}{\int_0^{p_1} dW(p)} \quad (\text{A-16})$$

Pour l'absorption par le gaz carbonique, la formule (A-11) devient

$$W_v^*(0, p_1) = \left\{ \int_0^{p_1} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{m'_v} F_v(T)^{1/m'_v} dW(p) \right\}^{m'_v} \quad (\text{A-17})$$

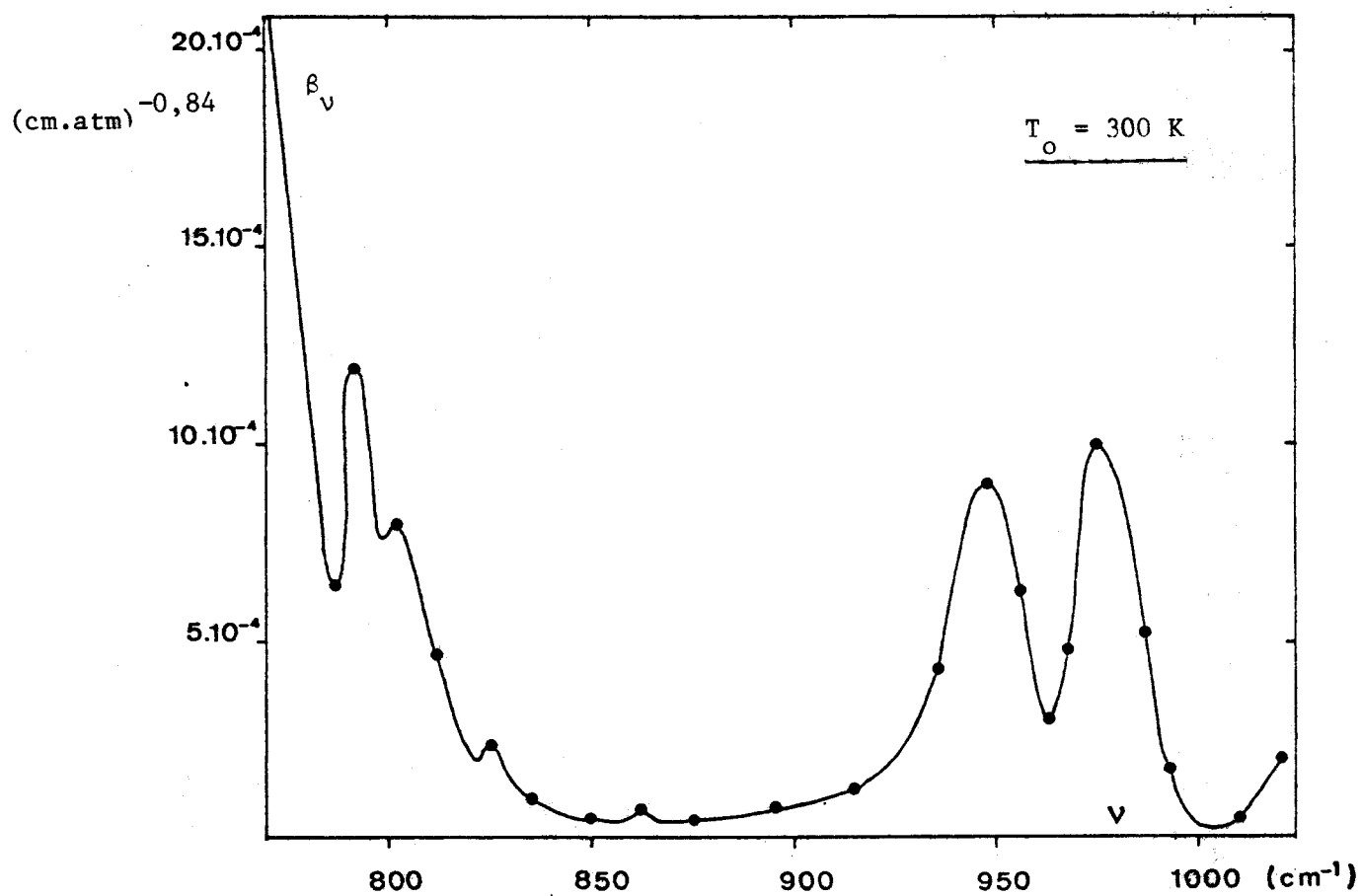


FIGURE A - 3 : Coefficient d'absorption du gaz carbonique,
d'après GOLUBITSKIY et MOSKALENKO (1968).

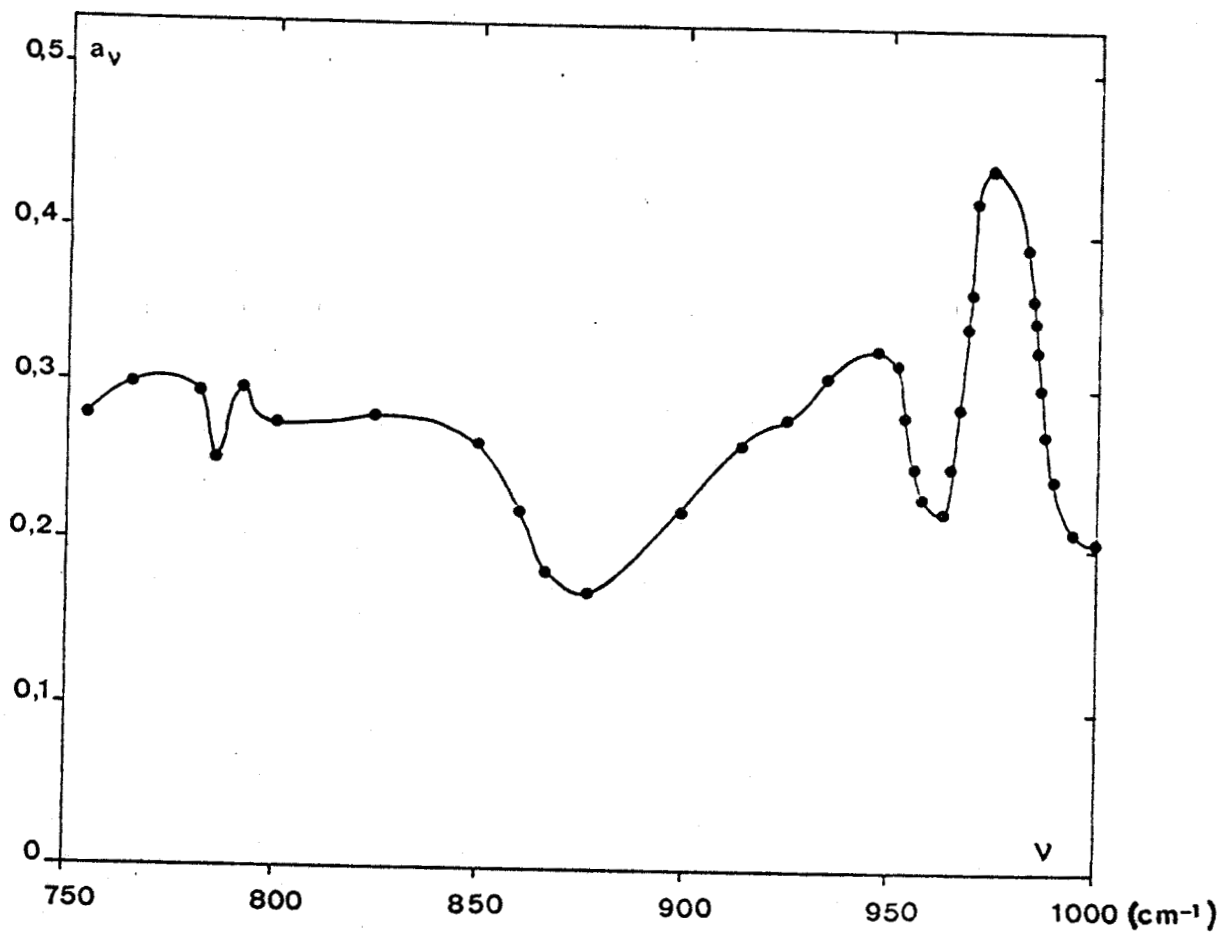


FIGURE A - 4 : Coefficient a_ν pour la dépendance en pression de l'absorption par le gaz carbonique, d'après GOLUBITSKIY et MOSKALENKO (1968).

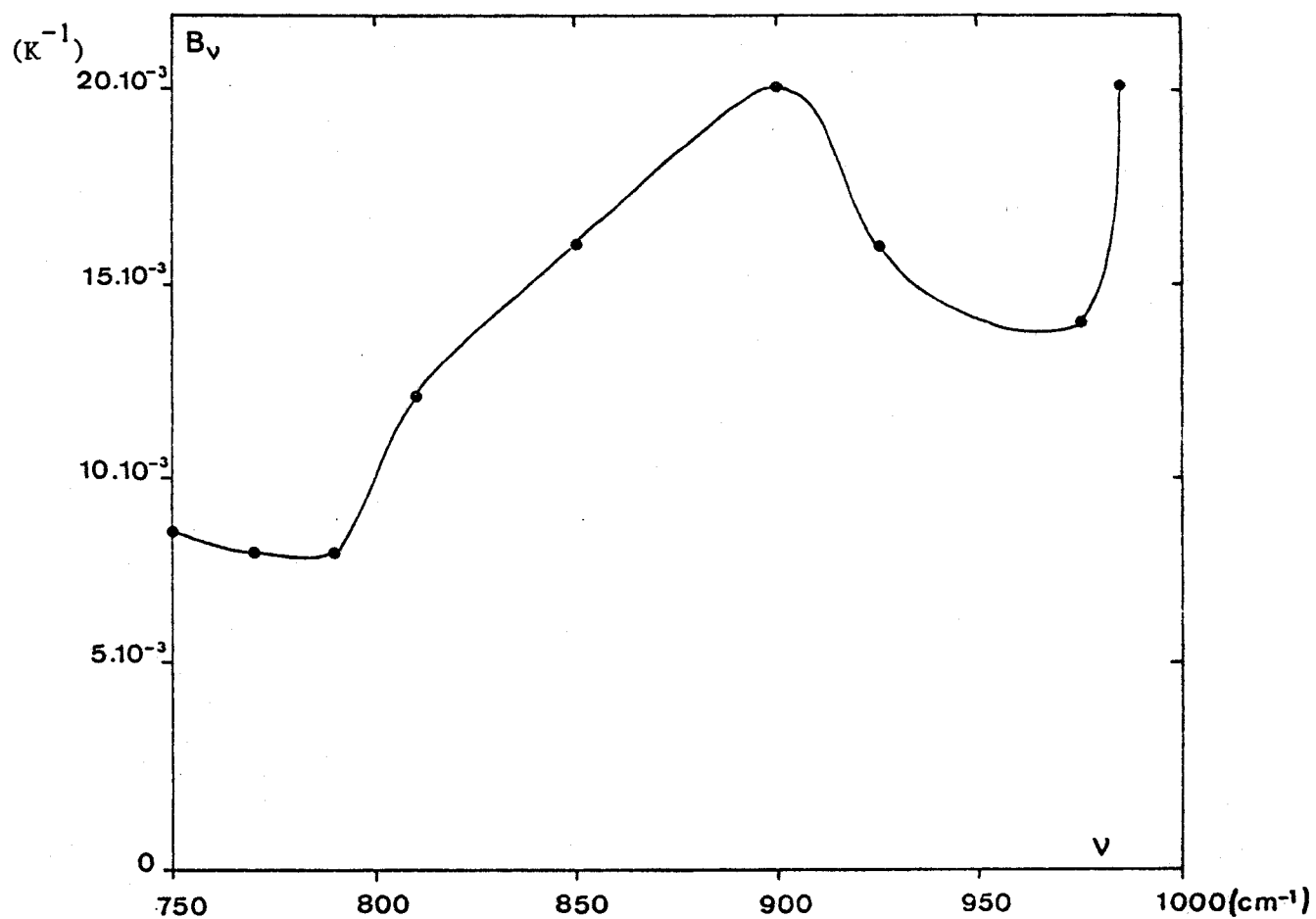


FIGURE A - 5 : Coefficient de température B_v pour l'absorption par le gaz carbonique, d'après MOSKALENKO et MIRUMYANTS (1969).



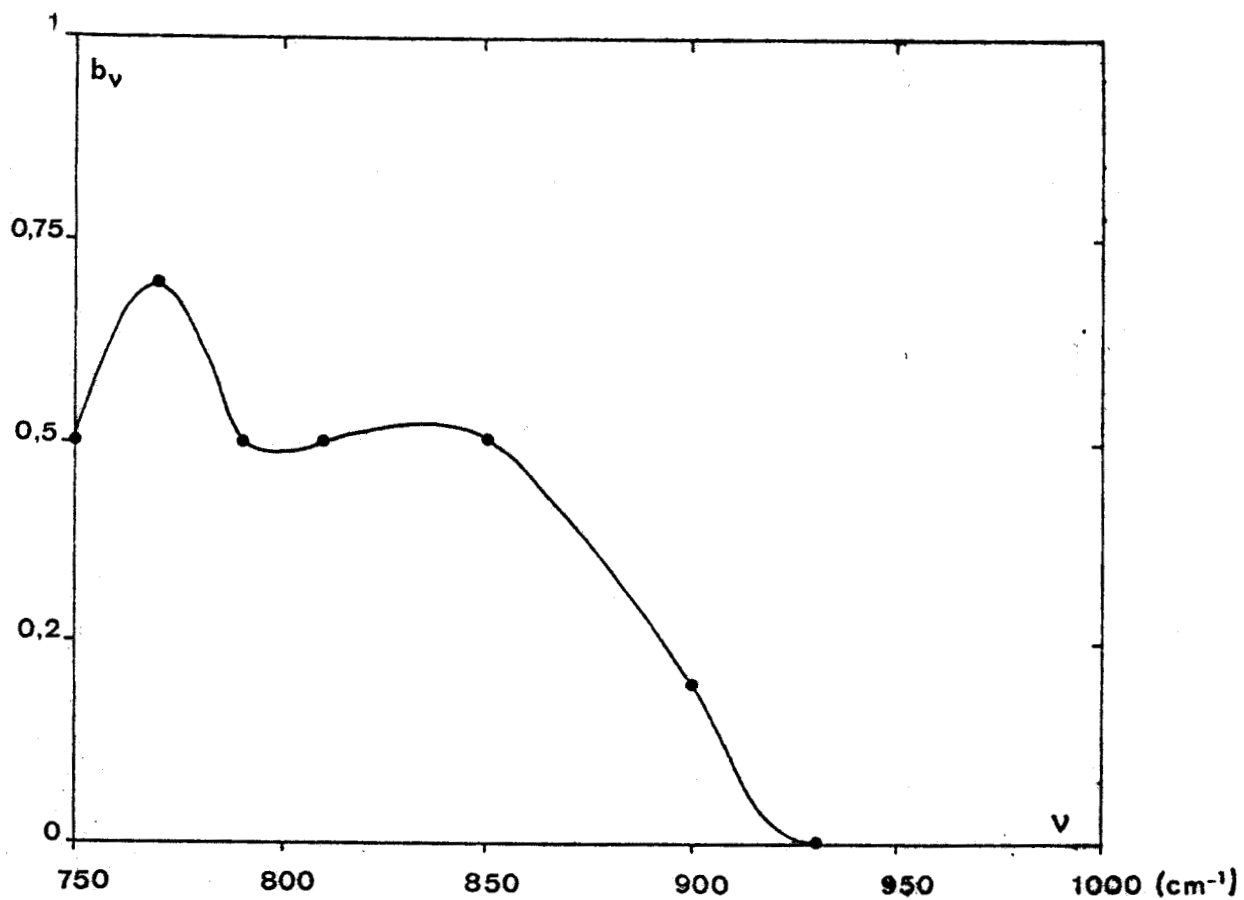


FIGURE A - 6 : Coefficient b_v pour la dépendance en température de l'absorption par le gaz carbonique, d'après MOSKALENKO et MIRUMYANTS (1969).



BIBLIOGRAPHIE : ANNEXE

- ELSASSER, W.M., 1942 - Heat transfer by infrared radiation in the atmosphere - Harvard Meteorological Studies n°6, Harvard University Press.
- BURCH, D.E., GRIVNAK, D.A., 1970 - Atmospheric attenuations in the infrared windows - in Space - Opt., Semin - in - depth, Santa Barbara, Calif., 1969, 17-22.
- BIGNELL, K.J., 1970 - The water - vapour infrared continuum - Quart. J1 Roy. Meteorol. Soc., 96, 390 - 403.
- LEE, A.C.L., 1973 - A study of the continuum absorption within the 8 - 13 μm atmospheric window - Quart. J1 Roy. Meteorolog. Soc., 99, 490 - 505.
- GRASSL, H., 1973 - Separation of atmospheric absorbers in the 8 - 13 micrometer region - Beitr. Phys. Atmosph., 46, 75 - 88.
- GRASSL, H., 1974 - Influence of different absorbers in the window region on radiative cooling (and on surface temperature determination) - Beitr. Phys. Atmosph., 47, 1 - 13.
- GRASSL, H., 1976 - A new type of absorption in the atmospheric infrared window due to water vapor polymers - Beitr. Phys. Atmosph., 49, 225 - 236.
- KUNDE, V.G., MAGUIRE, W.C., 1974 - Direct integration transmittance model - J1 Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 14, 803 - 817.
- PRABHAKARA, C. DALU, G., KUNDE, V.G., 1974 - Estimation of sea surface temperature from remote sensing in the 11 to 13 μm window region - J1 Geophys. Res., 79, 33, 5039 - 5044.
- BENEDICT, W.S., KAPLAN, L.D., 1959 - Calculation of line widths in $\text{H}_2\text{O} - \text{N}_2$ collisions - J1 Chem. Phys., 30, 2, 388.
- GOLUBITSKIY, B.M., MOSKALENKO, N.I., 1968 - Spectral transmission functions in the H_2O and CO_2 bands - Izv. Atmosph. Oceanic Phys., 4, 3, 194 - 204.
- MOSKALENKO, N.I., MIRUMYANTS, S.O., 1969 - The effect of temperature on infrared radiation absorption by water vapor and CO_2 - Izv. Atmosph. Oceanic Phys., 5, 12, 747 - 751.

CONCLUSION

L'étude que nous avons faite a principalement porté sur les problèmes de précision de la mesure radiométrique de température de surface. Des méthodes originales ont été développées et réalisées pour la mesure à partir d'avion : correction de l'effet de réflexion sur la surface de la mer par visée du ciel avec un radiomètre annexe, élimination de l'effet de réflexion au moyen d'un radiomètre à polarisation, paramétrisation de l'erreur due au trajet atmosphérique. Employées avec soin, ces méthodes permettent d'atteindre une précision de 0,1 K, ce qui constitue une étape importante vers les désirs de l'océanographe. Les exemples d'applications qui ont été effectués dans le cadre des campagnes MEDOC dans le Golfe du Lion en hiver, et Cap LOPEZ dans le Golfe de Guinée en été, démontrent l'intérêt de l'utilisation de l'avion : nous sommes convaincus et souhaitons vivement que l'océanographe emploie de plus en plus les mesures aériennes pour la reconnaissance préliminaire et l'élargissement de son champ d'action lors de ses campagnes. Les aspects économiques des gains en journées de navires à la mer et en résultats ainsi réalisés ne sont pas négligeables.

L'acquisition des données de température de surface fournies par les satellites comportant un capteur radiométrique infrarouge permettent de franchir un pas de plus, de s'affranchir des contraintes du vol aérien et d'avoir un aperçu encore plus large de l'environnement marin. Ce travail a été commencé en collaboration avec d'autres équipes scientifiques au sein du G.R.O.S. (Groupe de Recherche en Océanographie Spatiale) et de premiers résultats ont été obtenus avec l'utilisation du V.H.R.R. des satellites NOAA qui a un bruit radiométrique nominal de 0,5 K pour une résolution au sol sous le satellite de 1 km. Les premiers résultats concernent des upwellings côtiers en Méditerranée au large de Marseille. En 1978, l'expérience H.C.M.M. sur le satellite A.E.M. - A sera lancée par la NASA avec les performances suivantes : bruit radiométrique de 0,2 K et résolution spatiale de 400 m : on pourra alors envisager des applications plus fines, par exemple la surveillance des effluents thermiques côtiers naturels et artificiels.

La précision absolue des mesures de température de surface obtenues par radiométrie infrarouge à partir de satellites est plus particulièrement importante si l'on désire obtenir une estimation pour l'ensemble du globe qui soit significative du point de vue des variations climatiques. Cette précision dépend de la précision de l'étalonnage du capteur, mais aussi de l'efficacité de l'élimination des nuages et de la correction atmosphérique.

La correction atmosphérique pour la mesure à partir de satellites a été étudiée à partir d'une statistique de radiosondages au point K (navire météorologique stationnaire). L'évaluation purement statistique de l'erreur atmosphérique fournit une précision globale de l'ordre de 1 K. Pour une étude localisée par exemple au proche - Atlantique, on aura intérêt à utiliser une estimation statistique en hiver ($\pm 0,3$ K) et à corriger à partir d'un radiosondage en été ($\pm 0,5$ K) dans la mesure où celui - ci est disponible et représentatif de la zone étudiée. Le contenu en vapeur d'eau fournit également une bonne estimation de l'erreur atmosphérique. Nous proposons une méthode originale de détermination des transmissions atmosphériques par radiométrie infrarouge à polarisation qui permettrait d'évaluer le contenu total en vapeur d'eau de l'atmosphère et la nébulosité, mais donnerait en même temps une bonne estimation de la correction atmosphérique.

Un système multispectral embarqué sur satellite peut donner de façon systématique une estimation de la correction. L'optimisation d'un tel système entre 760 et 980 cm^{-1} a été étudiée pour des mesures sur l'ensemble du globe. On démontre qu'un système à 2 canaux ne devient performant que lorsque le bruit radiométrique est inférieur à $0,5$ K et que la précision que l'on peut en attendre est de l'ordre de 1 K pour un bruit radiométrique compris entre $0,1$ K et $0,2$ K. Un système multispectral à 3 canaux devient intéressant si l'on arrive à diminuer le bruit radiométrique au dessous de $0,1$ K, et la précision est alors de l'ordre de $0,5$ K. En 1977 l'expérience A.V.H.R.R. sur le satellite météorologique TIROS - N sera lancée et comportera un tel système de correction pour la mesure de la température de surface.

Les radiomètres infrarouges qui ont été réalisés au Laboratoire, ont été utilisés pour étudier le phénomène de refroidissement superficiel. Les résultats obtenus sur une cuve en laboratoire vérifient assez bien que l'épaisseur de la couche thermique superficielle dans l'eau a une limite supérieure qui est déterminée par la convection libre déclenchée par instabilité gravitationnelle. La destruction de la couche superficielle sous l'influence de la turbulence induite par la vent a été observée dans la soufflerie de l'I.M.S.T. : la disparition est très rapide et une diminution de moitié est observée pour une vitesse de l'ordre de 1 m.s^{-1} . Des formules sont proposées exprimant le refroidissement et l'épaisseur de la couche superficielle en fonction de la température de l'eau, du flux total perdu en surface et de la vitesse du vent.

Les épaisseurs de couche thermique superficielle obtenues dans cette étude sont beaucoup plus faibles et en net désaccord avec les résultats précédents d'autres auteurs. Ce désaccord demande à être confirmé et expliqué.

L'influence de la salinité a été trouvée négligeable. L'erreur induite par le refroidissement superficiel sur l'évaluation des flux de chaleur sensible et latente reste inférieure à 1% avec la formule que nous proposons, alors que des formulations précédentes du refroidissement superficiel semblaient indiquer une surévaluation des flux de l'ordre de 6%.

Nous avons également participé aux premières expériences de détection infrarouge de nappes d'hydrocarbures. On a expliqué les plus faibles températures radiométriques observées par l'effet conjoint d'une plus grande réflectivité des huiles et d'un refroidissement superficiel plus important. Ces expériences préliminaires ont vu actuellement un début d'application semi-opérationnelle avec la surveillance aérienne des rejets frauduleux d'hydrocarbures effectués par les navires en Manche.

L'ensemble des résultats décrits ci-dessus donne une idée de l'état actuel de l'art pour la télédétection de la température de surface par radiométrie infrarouge, à partir d'avion ou de satellite, et de ses applications. Cette discipline est encore en pleine évolution : l'année qui vient va voir le lancement de 3 types différents d'expériences, A.V.H.R.R. / TIROS - N, H.C.M.M. précédemment évoqués, et METEOSAT. Ces expériences vont permettre d'obtenir des résultats avec une précision accrue, d'un point de vue global pour TIROS - N, principalement pour l'élimination de la couverture nuageuse dans les régions intertropicales pour METEOSAT, et de part sa résolution au sol et son bruit radiométrique pour H.C.M.M..

Nous ne pouvons ignorer cependant les possibilités d'application à l'étude du milieu marin offertes par les autres parties du spectre et dès à présent nous participons à l'étude du problème de la télédétection dans la partie visible du spectre, du contenu en chlorophylle et sédiments de la couche de surface. Plusieurs expériences aériennes ont déjà été réalisées avec succès, et le lancement de l'expérience C.Z.C.S. (Coastal Zone Color Scanner) sur le satellite NIMBUS-G en 1978 nous offrira une bonne opportunité d'étudier de façon plus complète les problèmes de télédétection en océanographie, en l'orientant vers l'application aux phénomènes de développement du phytoplancton qui intéressent l'océanographe biologiste.