

OPTIQUE OCÉANOGRAPHIQUE. — *Application de la théorie de Mie au calcul de l'indicatrice de diffusion de la lumière pour les eaux de mer.*

Note (\*) de M. **ANDRÉ MOREL**, présentée par M. André Gougenheim.

La diffusion de la lumière par l'eau de mer est due à la diffusion moléculaire et à la diffusion, prépondérante en général, provoquée par les particules en suspension. Celles-ci sont de forme, de taille, et d'indice de réfraction variés. La théorie de Mie <sup>(2)</sup> fournit la solution rigoureuse pour des particules sphériques de taille et d'indice quelconque <sup>(1)</sup>. Il reste à adopter pour les particules marines un indice de réfraction et une loi de distribution des tailles pour calculer l'indicatrice relative à cet ensemble de particules. Quelques exemples sont présentés ici.

Les tables disponibles de fonctions de Mie ne sont pas nécessairement adaptées aux cas qui nous intéressent et par ailleurs l'introduction en ordinateur de données sous une telle forme est extrêmement longue. Il est finalement plus efficace de prévoir la génération des indicatrices de diffusion utiles, avec les pas, en angle, en taille et en indice désirés. Les expressions <sup>(2)</sup> donnant les deux composantes polarisées de la diffusion  $i_1(\theta)$  et  $i_2(\theta)$  et le facteur d'efficacité pour la diffusion  $Q$ , se prêtent bien au calcul sur ordinateur en ce qu'elles font appel à des fonctions (Ricatti-Bessel-Hankel et polynômes de Legendre) pouvant être calculées par récurrence sur les ordres antérieurs.

Les paramètres du calcul sont :  $\alpha$ , taille relative ( $\alpha = \pi d/\lambda$  :  $d$ , diamètre de la particule;  $\lambda$ , longueur d'onde dans l'eau);  $n$ , indice de réfraction de la particule (par rapport à l'eau);  $\theta$ , angle de diffusion (compté à partir de la direction de la lumière incidente). Les fonctions  $i_1(\theta)$  et  $i_2(\theta)$ , ainsi que l'intensité totale  $i(\theta) = 1/2 [i_1(\theta) + i_2(\theta)]$  et le taux de polarisation ont été calculés <sup>(1)</sup> avec un pas de  $2^\circ$  pour  $\theta$ , entre  $0$  et  $180^\circ$ , et dans le cas de particules ayant les dimensions suivantes <sup>(3)</sup> :  $\alpha = 0,2$  (0,2), 2 (1), 20 (2), 40 (5), 100 (10), 140 (20), 200 et enfin pour divers indices réels (particules non absorbantes) compris entre 1,02 et 1,15.

A titre d'exemple la figure 1 montre l'évolution en fonction de la taille  $\alpha$  de la diffusion à divers angles choisis; la grandeur portée en ordonnée est  $i(\theta)\alpha^{-4}$ . Pour les faibles valeurs de  $\alpha$ , la théorie de Rayleigh rend compte de la disposition relative des courbes (qui révèle la symétrie de la diffusion par rapport à  $90^\circ$ ) et de leur pente (+ 2). Lorsque la valeur de  $\alpha$  est suffisamment élevée, la courbe relative à l'angle  $\theta = 0$  oscille autour de la valeur 0,25, limite correspondant à la diffraction. Par contre les courbes relatives aux autres angles de diffusion, passent par un maximum au-delà duquel leur pente moyenne, si l'on néglige les oscillations, s'établit autour

de  $-2,3$  approximativement; la courbe relative à  $180^\circ$  fait exception et décroît moins vite. Ces remarques sont utiles en ce qu'elles permettent de prédire comment la courbe résultant d'une somme pondérée de toutes les indicatrices évoluera selon la loi de pondération adoptée, c'est-à-dire selon la loi de distribution de taille caractérisant la population de particules. Adoptant une distribution de Junge (<sup>3</sup>), mathématiquement commode et

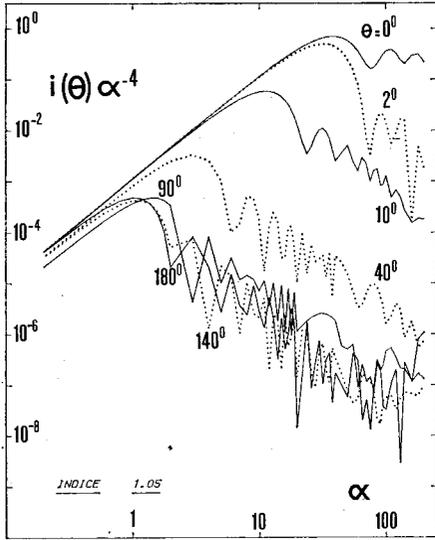


Fig. 1

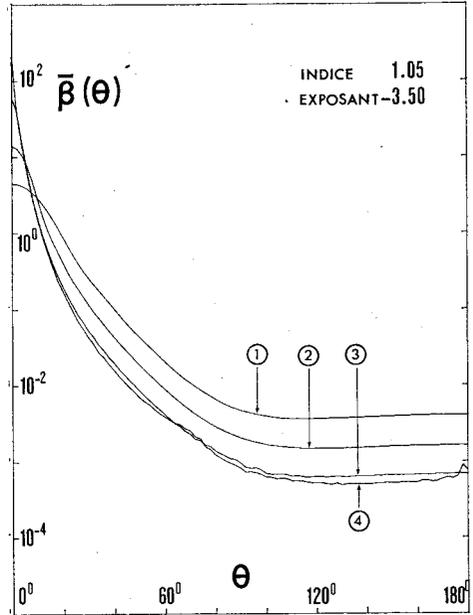


Fig. 2

Fig. 1. — Ces courbes n'ont de valeur qu'indicative, au moins pour les valeurs élevées de  $\alpha$ , en effet le pas n'est pas assez serré pour que les oscillations puissent être détaillées. Les valeurs extrêmes de  $\alpha$  (0,2 et 200) correspondent à des diamètres allant de 0,02 à 20  $\mu$ , si la longueur d'onde est 419 nm ( $\alpha = 10 d$ ). Les échelles sont logarithmiques.

Fig. 2. — Les indicatrices normalisées marquées 1, 2, 3, 4 correspondent respectivement aux valeurs 10, 20, 50 et 200 pour la limite supérieure  $\alpha_2$ , la limite inférieure  $\alpha_1$  étant 0,2 dans tous les cas.

semble-t-il expérimentalement observée [<sup>(4)</sup>, <sup>(5)</sup>], exprimée par  $F(\alpha) = c \alpha^{-m}$ , le calcul revient à former les intégrales  $\int_{\alpha_1}^{\alpha_2} F(\alpha) i(\theta, \alpha) d\alpha$  dont la convergence dépendra de l'exposant  $m$  :

Si  $m > 5$  la convergence s'établit pour tous les angles et à l'inverse, pour aucun si  $m < 2,7$  : autrement dit dans le premier cas la prise en compte de particules de plus en plus grosses ne modifie pas la forme de l'indicatrice résultante, au contraire dans le second la forme évolue toujours dépendant de la limite supérieure  $\alpha_2$ . Entre ces deux cas ( $2,7 < m < 5$ ) les intégrales relatives aux divers angles convergeront toutes plus ou moins rapidement, sauf celle relative à  $\theta = 0$  : autrement dit l'influence de parti-

cules de taille croissante se restreint progressivement aux très petits angles (et aux angles voisins de  $180^\circ$ ).

A titre d'exemple, et dans le cas particulier de  $n = 1,05$  et  $m = 3,5$  (<sup>9</sup>) sont tracées pour diverses valeurs des limites les indicatrices normalisées par leur intégrale étendue à tout l'espace (c'est-à-dire que quelles que soient les valeurs de  $\alpha$  choisies pour limiter la population de particules,

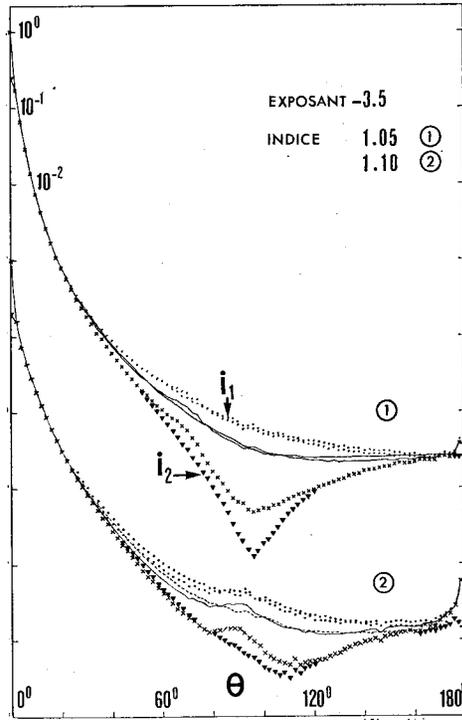


Fig. 3. — Sont reproduites les indicatrices 3 et 4 de la figure 2, relatives à l'indice 1,05 : en outre sont portées les deux composantes polarisées :  $i_1(\theta)$  pratiquement inchangée lorsque  $\alpha_2$  passe de 50 à 200, et  $i_2(\theta)$  qui dépend de  $\alpha_2$  : les triangles correspondent à  $\alpha_2 = 50$ , les croix à  $\alpha_2 = 200$ . Avec les mêmes valeurs de l'exposant et des limites, les courbes de la partie inférieure sont relatives à l'indice 1,10 (pour la clarté, elles sont décalées par translation selon l'axe logarithmique, mais sont correctement placées l'une par rapport à l'autre).

la diffusion totale est prise pour unité). Les coefficients angulaires normalisés  $\bar{\beta}(\theta)$  sont calculés de  $2^\circ$  en  $2^\circ$  par

$$\bar{\beta}(\theta) = \frac{1}{2\pi} \frac{\int_{\alpha_1}^{\alpha_2} F(\alpha) [i_1(\alpha, \theta) + i_2(\alpha, \theta)] d\alpha}{\int_{\alpha_1}^{\alpha_2} F(\alpha) \alpha^2 Q(\alpha) d\alpha}.$$

On constate que dans la somme pondérée les ondulations caractéristiques des indicatrices individuelles disparaissent, la courbe résultante étant,

comme pour l'eau de mer, seulement marquée par un maximum très prononcé vers l'avant. Avec cette valeur de l'exposant, proche de  $-4$ , la convergence est pratiquement atteinte lorsque  $\alpha_2 = 50$ , si cette limite est portée à 200, l'indicatrice demeure pratiquement inchangée sauf, comme prévu, pour  $0^\circ$  et pour la retrodiffusion. Il n'en est pas de même de la polarisation, comme le montre la figure 3 : à tous les angles elle décroît lorsque la limite supérieure passe de 50 à 200. Le maximum de polarisation situé vers  $90-100^\circ$  est expliqué par l'influence dominante des petites particules.

*En conclusion*, les influences prévisibles de l'indice de l'exposant et des limites de la distribution de la taille des particules montrent que diverses combinaisons sont possibles pour obtenir des indicatrices théoriques satisfaisante eu égard aux résultats expérimentaux, au moins pour l'intensité totale, car la polarisation qui constitue un critère plus sévère, restreint le domaine de ces possibilités.

(\*) Séance du 5 juin 1972.

(1) Le fait que l'orientation des particules soit quelconque justifie, au moins approximativement, qu'elles soient considérées comme sphériques pour les calculs de diffusion : voir par exemple A. C. HOLLAND et G. GAGNE, *Appl. Opt.*, 9, n° 5, 1970, p. 1113-1121.

(2) Voir par exemple : H. C. VAN DE HULST, *Light scattering by small particles*. John Wiley and Sons, New York, 1957.

(3) C. E. JUNGE, *Air chemistry and radioactivity*, Academic Press, New York, 1963.

(4) H. BADER, *J. Geophys. Res.*, 75, n° 15, 1970, p. 2822-2830.

(5) J. C. BRUN COTTAN, *Cah. Océanogr.*, 23, n° 2, 1971, p. 193-205.

(6) Voir par exemple : C. COPIN et G. COPIN, *Deep Sea Res.*, 1972 (sous presse).

(7) Sur l'ordinateur IBM 7040, de l'observatoire de Nice.

(8) On a inscrit entre parenthèses les valeurs de l'incrément données au paramètre dans l'intervalle correspondant.

(9) Cette valeur de l'indice relatif est plausible compte tenu d'une part de l'hydratation des particules minérales et d'autre part de l'abondance relative, à toutes profondeurs, du matériel détritique d'origine organique (6). La valeur donnée à l'exposant est une valeur fréquemment observée ainsi qu'il ressort des travaux expérimentaux déjà cités [(4), (5)].

*Laboratoire d'Océanographie physique  
de l'Université de Paris,  
06230 Villefranche-sur-Mer,  
Alpes-Maritimes.*