

Conditions d'utilisation des contenus du Conservatoire numérique

1- [Le Conservatoire numérique](#) communément appelé [le Cnum](#) constitue une base de données, produite par le Conservatoire national des arts et métiers et protégée au sens des articles L341-1 et suivants du code de la propriété intellectuelle. La conception graphique du présent site a été réalisée par Eclydre (www.eclydre.fr).

2- Les contenus accessibles sur le site du Cnum sont majoritairement des reproductions numériques d'œuvres tombées dans le domaine public, provenant des collections patrimoniales imprimées du Cnam.

Leur réutilisation s'inscrit dans le cadre de la loi n° 78-753 du 17 juillet 1978 :

- la réutilisation non commerciale de ces contenus est libre et gratuite dans le respect de la législation en vigueur ; la mention de source doit être maintenue ([Cnum - Conservatoire numérique des Arts et Métiers - https://cnum.cnam.fr](#))
- la réutilisation commerciale de ces contenus doit faire l'objet d'une licence. Est entendue par réutilisation commerciale la revente de contenus sous forme de produits élaborés ou de fourniture de service.

3- Certains documents sont soumis à un régime de réutilisation particulier :

- les reproductions de documents protégés par le droit d'auteur, uniquement consultables dans l'enceinte de la bibliothèque centrale du Cnam. Ces reproductions ne peuvent être réutilisées, sauf dans le cadre de la copie privée, sans l'autorisation préalable du titulaire des droits.

4- Pour obtenir la reproduction numérique d'un document du Cnum en haute définition, contacter [cnum\(at\)cnam.fr](mailto:cnum(at)cnam.fr)

5- L'utilisateur s'engage à respecter les présentes conditions d'utilisation ainsi que la législation en vigueur. En cas de non respect de ces dispositions, il est notamment passible d'une amende prévue par la loi du 17 juillet 1978.

6- Les présentes conditions d'utilisation des contenus du Cnum sont régies par la loi française. En cas de réutilisation prévue dans un autre pays, il appartient à chaque utilisateur de vérifier la conformité de son projet avec le droit de ce pays.

NOTICE BIBLIOGRAPHIQUE

NOTICE DE LA REVUE	
Auteur(s) ou collectivité(s)	Laboratoire d'essais mécaniques physiques chimiques et de machines du Conservatoire national des Arts et Métiers
Auteur(s)	Laboratoire d'essais mécaniques physiques chimiques et de machines du Conservatoire national des Arts et Métiers
Titre	Publication : Laboratoire d'essais
Adresse	Paris : Conservatoire national des arts et métiers, 193.-195.
Nombre de volumes	125
Cote	CNAM-BIB P 1329-B et P 1329-C
Sujet(s)	Conservatoire national des arts et métiers (France) Génie industriel -- 20e siècle
Note	La collection comporte des lacunes : n°24; n°58; n°63; n°67; n°76-n°77
Notice complète	https://www.sudoc.abes.fr/cbs//DB=2.1/SET=17/TTL=3/REL?PPN=261820893&RELTYPE=NT
Permalien	https://cnum.cnam.fr/redir?P1329-B_P1329-C
LISTE DES VOLUMES	
	N°25 (1936)
	N°26 (1937)
	N°27 (1937)
	N°28 (1937)
	N°29 (1938)
	N°30 (1939)
	N°31 (1936)
	N°32 (1938)
	N°33 (1938)
	N°34 (1938)
	N°35 (1938)
	N°36 (1938)
	N°37 (1938)
	N°38 (1938)
	N°39 (1938)
	N°40 (1939)
	N°41 (1939)
	N°42 (1939)
	N°43 (1939)
	N°44 (1939)
	N°45 (1938)
	N°46 (1940)
	N°47 (1940)
	N°48 (1940)
	N°49 (1940)
	N°50 (1940)
	N°51 (1941)
	N°52 (1941)
	N°53 (1941)
	N°54 (1941)
	N°55 (1942)
	N°56 (1942)
	N°57 (1942)
	N°59 (1942)

	N°60 (1941)
	N°61 (1942)
	N°62 (1943)
	N°64 (1943)
	N°65 (1943)
	N°66 (1943)
	N°68 (1943)
	N°69 (1943)
	N°70 (1943)
	N°71 (1943)
	N°72 (1944)
	N°73 (1943)
	N°74 (1944)
	N°75 (1944)
	N°78 (1944)
	N°79 (1944)
	N°80 (1944)
	N°81 (1944)
	N°82 (1944)
	N°83 (1944)
	N°84 (1944)
	N°85 (1944)
	N°86 (1945)
	N°87 (1945)
	N°88 (1945)
	N°89 (1945)
	N°90 (1945)
	N°91 (1945)
VOLUME TÉLÉCHARGÉ	N°92 (1945)
	N°93 (1945)
	N°94 (1945)
	N°95 (1946)
	N°96 (1946)
	N°97 (1946)
	N°98 (1944)
	N°99 (1945)
	N°100 (1945)
	N°101 (1946)
	N°102 (1946)
	N°103 (1946)
	N°104 (1946)
	N°105 (1946)
	N°106 (1946)
	N°107 (1947)
	N°108 (1947)
	N°109 (1947)
	N°110 et 111 (1947)
	N° 112 (1947)
	N° 113 (1947)
	N° 114 (1947)
	N° 115 (1947)
	N° 116 (1947)
	N° 117 (1947)
	N° 118 (1948)
	N° 119 (1948)
	N° 120 (1948)
	N° 121 (1948)
	N° 122 (1947)

	N° 123 (1948)
	N° 124 (1948)
	N° 125 (1948)
	N° 126 (1948)
	N° 127 (1948)
	N° 128 (1948)
	N° 129 (1948)
	N° 130 (1949)
	N° 131 (1949)
	N° 132 (1949)
	N° 133 (1948)
	N° 134 (1949)
	N° 135 (1948)
	N° 136 (1949)
	N° 137 (1950)
	N° 138 (1950)
	N° 139 (1950)
	N° 140 (1950)
	N° 141 (1950)
	N° 142 (1948)
	N° 143 (1950)
	N° 144 (1950)
	N° 145 (1951)
	N° 146 (1951)
	N° 147 (1951)
	N° 148 (1951)
	N° 149 (1951)
	N° 150 (1951)
	N° 151 (1951)
	N° 152 (1951)
	N° 153 (1952)
	N° 154 (1952)
	N° 155 (1952)

NOTICE DU VOLUME TÉLÉCHARGÉ	
Auteur(s) volume	Laboratoire d'essais mécaniques physiques chimiques et de machines du Conservatoire national des Arts et Métiers
Titre	Publication : Laboratoire d'essais
Volume	N°92 (1945)
Adresse	Paris : Conservatoire national des arts et métiers, 1945
Collation	1 vol. (p. [137-144]) : ill. ; 27 cm
Nombre de vues	12
Cote	CNAM-BIB P 1329-C (13)
Sujet(s)	Conservatoire national des arts et métiers (France) Génie industriel -- 20e siècle
Thématique(s)	Histoire du Cnam
Typologie	Revue
Langue	Anglais Français
Date de mise en ligne	10/04/2025
Date de génération du PDF	07/02/2026
Recherche plein texte	Disponible
Notice complète	https://www.sudoc.fr/039014541
Permalien	https://cnum.cnam.fr/redir?P1329-C.13

...

8° Rec. 107

RÉPUBLIQUE FRANÇAISE
LABORATOIRE D'ESSAIS



BULLETIN
DU
LABORATOIRE D'ESSAIS
1945 - N° 13

PUBLICATION N° 92

(Voir le sommaire au verso)

SOMMAIRE

M. DEBURE. — Sur la diffusion de la lumière par un milieu trouble isotrope	page 137
---	----------





SUR LA DIFFUSION DE LA LUMIÈRE PAR UN MILIEU TROUBLE ISOTROPE

Lorsqu'on éclaire un milieu trouble par un faisceau parallèle de lumière naturelle, la répartition de la lumière diffusée avec l'angle de diffusion ainsi que son état de polarisation dépendent de la forme et de la taille des particules diffractantes par rapport à la longueur d'onde de la lumière diffusée dans une direction de ce plan,

seignements sur la grosseur et la forme des centres diffusants paraissent utilisables suivant que l'on considère la distribution de la lumière diffusée dans le plan horizontal contenant le rayon incident, ou bien l'état de polarisation de la lumière incidente. De ce fait, deux sources de renseignements perpendiculaires au faisceau incident.

I. RÉPARTITION DE LA LUMIÈRE DIFFUSÉE

Le calcul de l'intensité de la lumière diffusée a été entrepris particulièrement dans le cas de particules sphériques par MIE et LORD RAYLEIGH.

Théorie de Mie [10].

1° MIE considère une onde électromagnétique se propageant dans un milieu homogène d'indice m_0 , rapporté à trois axes rectangulaires 1, 2, 3.

Une direction de ce milieu est définie par un point P de la sphère de centre O, dont les coordonnées polaires sont r, θ, φ . MIE modifie alors les équations de MAXWELL en y introduisant les composantes du champ électrique et du champ magnétique suivant le rayon vecteur OP, la tangente au parallèle et la tangente au méridien passant

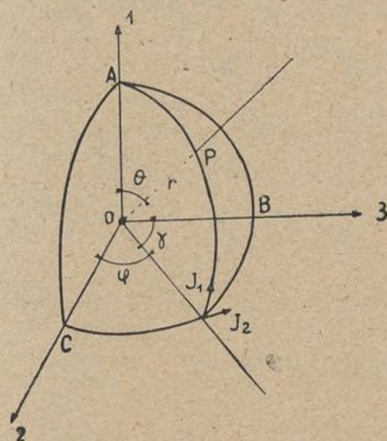


Fig. 1.

par P. Il désigne par les indices r, θ, φ les composantes sur ces axes. Par intégration du système d'équations de MAXWELL ainsi modifiées, MIE parvient à deux groupes d'intégrales particulières qui représentent l'un, les ondes qui sont formées par les vibrations électriques, l'autre, les ondes qui sont formées par les vibrations magnétiques. On obtient ainsi deux systèmes fondamentaux d'équations représentant les composantes des champs électriques et magnétiques des ondes du premier groupe et des ondes du deuxième groupe.

2° Soit maintenant une sphérule d'indice m (réel ou

complexe) de centre O, plongée dans le milieu homogène d'indice m_0 . A partir des deux groupes fondamentaux précédents et, en se plaçant dans le cas d'une onde plane polarisée linéairement avec vecteur électrique parallèle à l'axe 1 se propageant suivant l'axe 3 dans le sens négatif, MIE calcule les composantes de l'amplitude du champ électrique et du champ magnétique de l'onde diffusée à l'extérieur de la sphérule. Elle se présente comme une somme d'ondes partielles dont le nombre augmente avec le rayon ρ de la particule. Les valeurs des intensités J_0 et J_φ des deux composantes tangentielles du rayonnement diffusé s'ensuivent immédiatement. Les formules se simplifient lorsque la direction d'observation est perpendiculaire à la vibration électrique incidente (plan 2-3) et quand la distance d'observation est très grande par rapport au rayon de la sphérule. Enfin si la lumière incidente est naturelle, on peut la considérer comme la superposition sans relation de phase de deux composantes de même intensité, vibrant l'une suivant l'axe 1, l'autre suivant l'axe 2. Ces deux cas principaux correspondent à $\theta = \pi/2$ et $\varphi = \pm \pi/2$ et, seule, la composante J_0 subsiste; ses deux valeurs sont alors désignées par J_1 et J_2 . J_1 représente l'intensité de la composante du rayonnement diffusé dont les vibrations électriques sont perpendiculaires au plan défini par la direction incidente et la direction d'observation [plan 2.3]. J_2 représente l'intensité de la composante dont les vibrations électriques sont parallèles à ce plan. Ces deux composantes sont incohérentes. Leurs expressions sont, lorsque l'intensité de la lumière incidente est prise comme unité :

$$J_1 = \frac{\lambda'^2}{4\pi^2 r^2} \left[\sum_{\nu} \left\{ \frac{a_\nu}{\nu(\nu+1)} \pi_\nu + \frac{p_\nu}{\nu(\nu+1)} (\nu \pi_\nu - (1-\nu^2) \pi'_\nu) \right\}^2 \right] = \frac{\lambda'^2}{4\pi^2 r^2} i_1$$

$$J_2 = \frac{\lambda'^2}{4\pi^2 r^2} \left[\sum_{\nu} \left\{ \frac{a_\nu}{\nu(\nu+1)} (\nu \pi_\nu - (1-\nu^2) \pi'_\nu) + \frac{p_\nu}{\nu(\nu+1)} \pi_\nu \right\}^2 \right] = \frac{\lambda'^2}{4\pi^2 r^2} i_2$$

ν est le nombre de série de l'onde partielle;

λ' est la longueur d'onde dans le milieu environnant;

r est la distance d'observation;

a_ν et p_ν sont des fonctions complexes s'exprimant à l'aide

des fonctions de BESSEL et HANKEL et dépendant finalement des quantités α et β

$$\alpha = 2\pi r/\lambda' = \pi D/\lambda' \quad \beta = m'\alpha \quad \text{avec} \quad m' = m/m_0$$

π_γ et π'_γ sont une fonction de $\gamma = \cos \gamma'$ et sa dérivée par rapport à $\cos \gamma$. Le signe $||^2$ indique que l'on prend le carré du module de la quantité complexe.

Applications des formules de Mie.

Pour étudier l'état de polarisation de la lumière diffusée, MIE calcule les quantités :

$I_1 + I_2$: intensité totale diffusée sous l'angle γ ;

$I_1 - I_2$: surplus de lumière polarisée ;

$I_1 - I_2$

100 : pourcentage de lumière polarisée ;

$I_1 + I_2$

Si $I_1 - I_2 > 0$ la lumière diffusée est polarisée avec vibrations perpendiculaires au plan de diffusion.

Si $I_1 - I_2 < 0$ les vibrations sont parallèles à ce plan.

Le diagramme polaire de répartition du rayonnement diffusé dans le plan horizontal s'obtiendra en portant sur le rayon vecteur correspondant à l'angle de diffusion γ , une longueur proportionnelle à $i_1 + i_2$.

La courbe de polarisation sera obtenue en portant en abscisses les valeurs de γ et en ordonnées les quantités

$i_1 - i_2$

$i_1 + i_2$

Premier cas : PARTICULES SPHÉRIQUES DONT LES DIMENSIONS SONT NÉGLIGEABLES DEVANT λ'

Le rayonnement diffusé consiste en la première onde partielle. Les valeurs de I_1 et I_2 sont les suivantes :

$$I_1 = 16 \pi^4 r^6 / \lambda'^4 r^2 (m'^2 - 1/m'^2 + 2)^2 \quad (1)$$

$$I_2 = 16 \pi^4 r^6 / \lambda'^4 r^2 (m'^2 - 1/m'^2 + 2)^2 \cos^2 \gamma \quad (2)$$

$$I_1 + I_2 = 16 \pi^4 r^6 / \lambda'^4 r^2 (m'^2 - 1/m'^2 + 2)^2 (1 + \cos^2 \gamma) =$$

$$= 9 \pi^2 V^2 / \lambda'^4 r^2 \left(\frac{m'^2 - 1}{m'^2 + 2} \right)^2 (1 + \cos^2 \gamma) \quad (3)$$

C'est la formule obtenue en 1889 par Lord RAYLEIGH [3].

La formule (3) montre que l'intensité de la lumière diffusée est proportionnelle au carré du volume de la particule et inversement proportionnelle à λ^4 . Si la lumière incidente est blanche et si les particules ne sont pas absorbantes, la lumière diffusée sera riche en radiations de courtes longueurs d'onde. C'est la loi de RAYLEIGH énoncée lors de son étude sur le bleu du ciel [1]. L'intensité totale est minimum pour $\gamma = 90^\circ$ et 270° et se réduit à I_1 . Elle est maximum pour $\gamma = 0^\circ$ et 180° . Les deux minima sont égaux, ainsi que les deux maxima. Le diagramme polaire est symétrique.

La formule (3) montre aussi que la lumière est complètement polarisée pour $\gamma = 90^\circ$ avec vecteur électrique perpendiculaire au plan de diffusion 2.3. Pour tous les autres azimuts, I_2 n'est pas nulle et la lumière n'est que partiellement polarisée dans le sens indiqué ci-dessus. Pour $\gamma = 0^\circ$ et 180° la lumière diffusée est naturelle. La courbe de polarisation est symétrique et son maximum égal à 100 à lieu pour $\gamma = 90^\circ$ (voir fig. 2).

Deuxième cas : PARTICULES DONT LES DIMENSIONS NE SONT PAS NÉGLIGEABLES DEVANT λ' .

L'application des formules de MIE devient laborieuse dès que le rayon de la sphérule augmente. SHOULEJKIN [12] et surtout BLUMER [11] ont poursuivi les travaux de MIE en calculant i_1 et i_2 pour diverses valeurs de D/λ' s'échelonnant de 0,03 à 4 environ et pour des indices de réfraction relatifs allant de valeurs voisines de l'unité jusqu'à $m' = 1.50$. D'autres auteurs tels que PARANJPE ont en 1939 appliqué les formules de MIE jusqu'à $D/\lambda' = 10$ mais seulement pour $m' = 1.33$ (gouttes

d'eau dans l'air). Les valeurs de i_1 et i_2 extraites des mémoires de BLUMER permettent la construction de diagrammes polaires d'intensité et de courbes de polarisation dont l'examen conduit aux conclusions théoriques suivantes :

1° Evolution du diagramme polaire d'intensité avec D/λ' et pour un indice donné. — Considérons le cas $m' = 1.25$ le plus complètement étudié par BLUMER. On peut, en gras, considérer parmi les valeurs du rapport D/λ' , les intervalles suivants :

a) $D/\lambda' < 1/10$

La symétrie de RAYLEIGH se maintient à peu près.

b) $1/10 < D/\lambda' < 2/3$

Quand les dimensions des particules augmentent, les interférences entre les ondes partielles, de plus en plus nombreuses, détruisent la symétrie initiale du rayonnement de RAYLEIGH. L'intensité de la lumière diffusée vers l'avant l'emporte peu à peu sur l'intensité diffusée vers l'arrière. Voici quelques valeurs du rapport des intensités diffusées pour $\gamma = 0^\circ$ et 180° .

D/λ'	$I_{180^\circ}/I_{0^\circ}$
$< 1/10$	sensiblement 1
1/8	1.09
1/4	1.73
1/2	20.
4/3	200.
8/3	8.000.

Les diagrammes de la figure 2, qui ne sont pas construits à la même échelle afin d'éviter un encombrement prohibitif, donnent une idée précise de l'évolution de la forme avec le rapport D/λ' .

c) $D/\lambda' > 2/3$

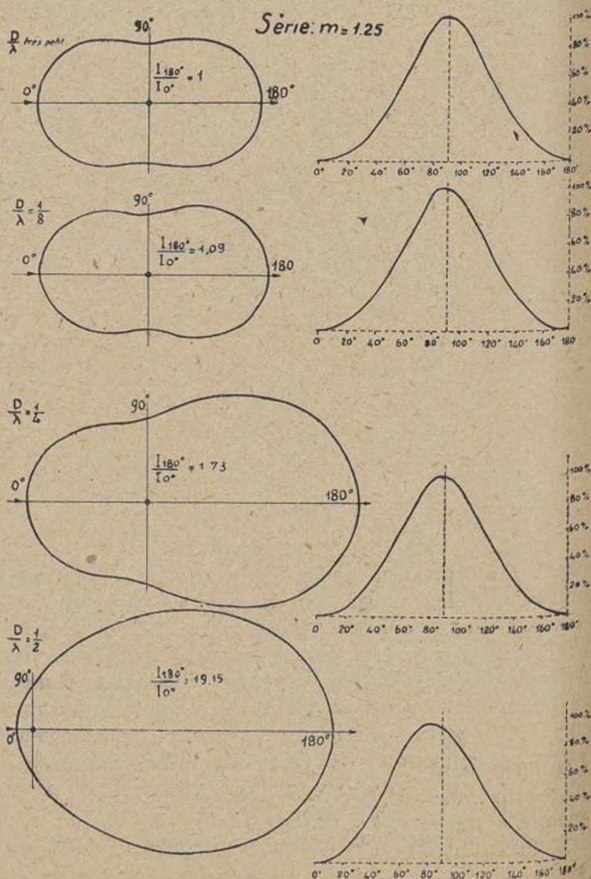


Fig. 2

A partir de $D/\lambda' = 2/3$ environ, il se forme de nouveaux maxima et minima en plus de ceux signalés dans le cas de la symétrie RAYLEIGH. L'intensité est très grande pour $\gamma = 180^\circ$. Le diagramme présente des boucles.

La lumière diffusée est partiellement polarisée avec vecteur électrique perpendiculaire au plan de diffusion. Pour $\gamma = 90^\circ$ la polarisation est complète.

b) $1/10 < D/\lambda' < 2/3$

Série $m = 1,25$

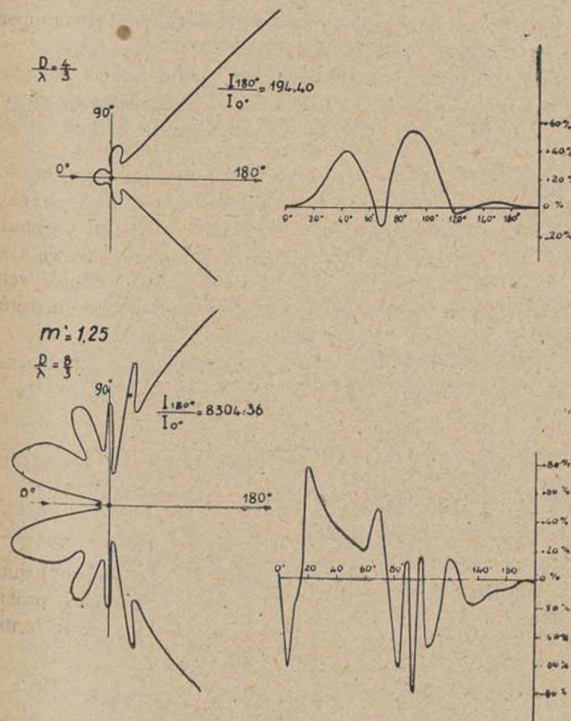
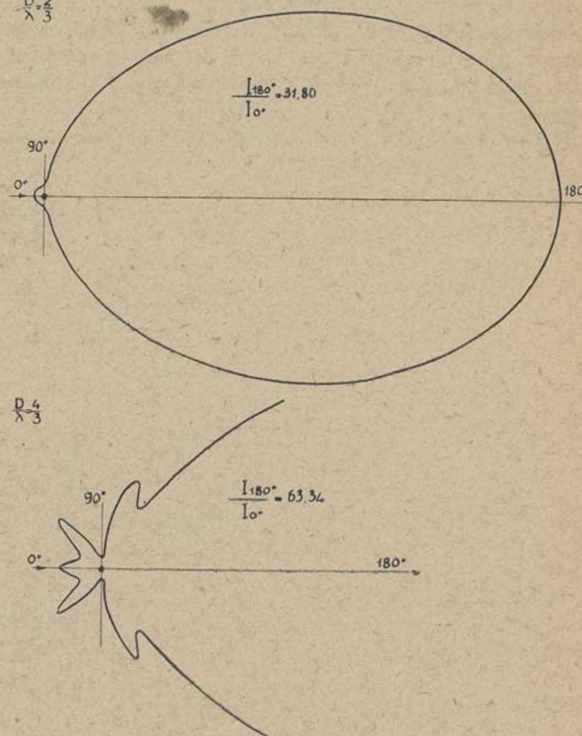


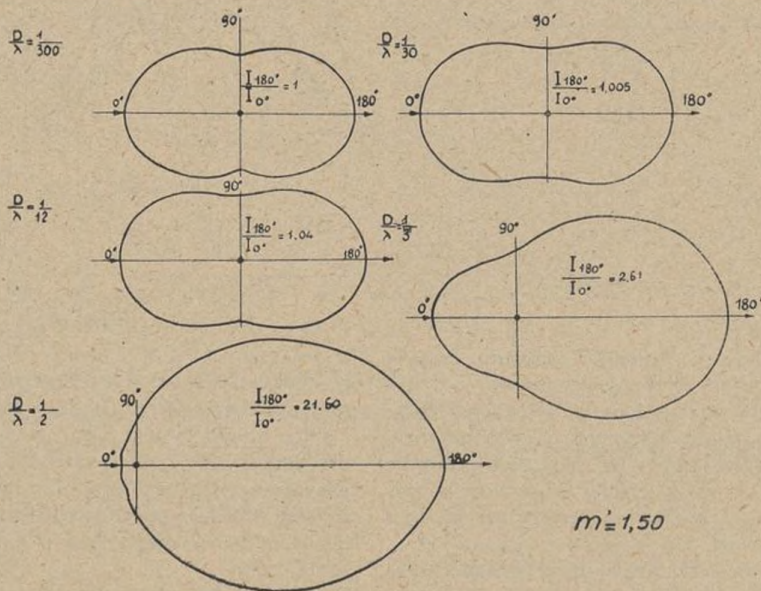
Fig. 3

$\frac{D}{\lambda} = \frac{2}{3}$



$m = 1,50$

Fig. 4



$m = 1,50$

Fig. 5

Les fluctuations dans la répartition de l'intensité sont plus prononcées dans la direction arrière ainsi que le montre la fig. 3.

2° Evolution de la courbe de polarisation (voir figures 2 et 3).

a) $D/\lambda' < 1/10$

La lumière est partiellement polarisée dans toutes les directions, même pour $\gamma = 90^\circ$, avec vecteur perpendiculaire au plan de diffusion. Le maximum n'est plus égal à 100 et n'a plus lieu pour $\gamma = 90^\circ$ mais se déplace vers les γ décroissants. On verra plus loin que le sens de ce déplacement dépend d'ailleurs de la nature de la

sphérule. La courbe n'est plus symétrique; un effet de taille se manifeste.

c) $D/\lambda' > 2/3$

Quand le diagramme polaire présente des boucles, la courbe de polarisation perd complètement sa symétrie et devient de plus en plus irrégulière. La lumière, toujours polarisée partiellement, admet tantôt le plan de diffusion comme plan de polarisation, tantôt le plan perpendiculaire, de sorte que $I_1 - I_2$ est successivement positif et négatif.

3° Que deviennent ces caractères quand l'indice varie?
a) Cas des diélectriques.

On constate toujours lorsque D/λ' croît que le maximum de polarisation se déplace vers les γ décroissants.

b) Cas des conducteurs.

La répartition théorique de l'intensité du rayonnement diffusé a été étudiée par MIE lui-même dans le cas de particules colloïdales d'or. L'évolution du diagramme polaire indique une prépondérance du rayonnement diffusé vers l'avant dès que D/λ croît.

Des conclusions analogues sont obtenues avec les sphérules d'argent étudiées par GANS [27].

Les courbes de polarisation ont même aspect que pour des sphérules diélectriques, mais il faut remarquer que si pour de petites particules le maximum de polarisation

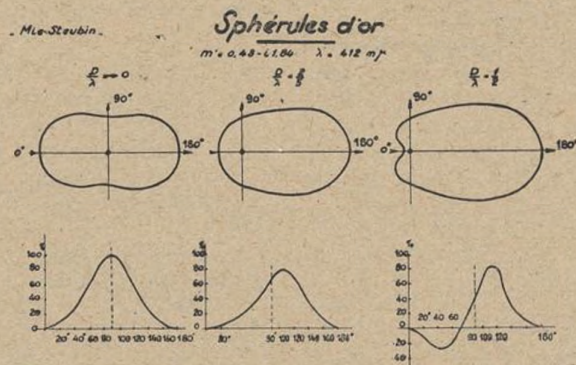


Fig. 6

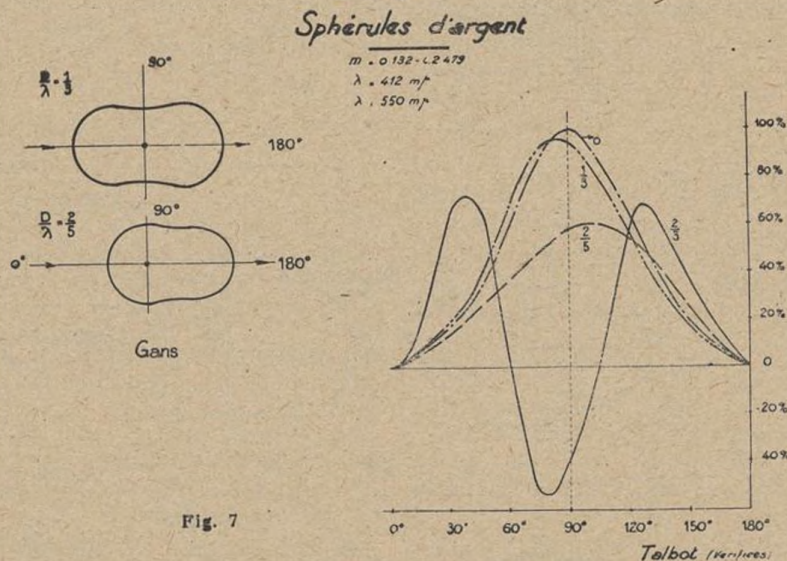


Fig. 7

Des diagrammes polaires d'intensité construits dans le cas où l'indice relatif de la particule est $m' = 1,50$ indiquent une évolution analogue de la forme avec D/λ .

Toutefois, pour les petites particules, il y a augmentation de l'intensité diffusée dans une direction γ donnée quand l'indice croît. Avec les grosses particules, la présence de maxima et de minima ne permet pas de tirer une conclusion à ce sujet.

L'aspect et l'évolution de la courbe de polarisation sont également indépendants de l'indice.

TABLEAU des valeurs $I_1 + I_2$

γ	$D/\lambda' = 1/30$			$D/\lambda' = 1$	
	$m' = 1,25$	$m' = 1,33$	$m' = 1,50$	$m' = 1,26$	$m' = 1,33$
0°	10 ⁻⁷	10 ⁻⁷	10 ⁻⁷	0,696	0,420
45°	0,373	0,634	1,294	0,382	0,368
90°	0,249	0,424	0,865	0,765	0,817
135°	0,375	0,638	1,301	8,82	17,3
180°	0,500	0,850	1,734	114,8	84,1

à lieu pour $\lambda = 90^\circ$, lorsque D/λ' croît, ce maximum se déplace vers les γ croissants, c'est-à-dire vers l'avant, puis des changements de signe de $(i_1 - i_2)$ apparaissent comme précédemment. C'est ce que montrent les courbes des figures 6 et 7 relatives à l'or et à l'argent et établies par MIE et TALBOT [26]. En fait la polarisation de la lumière diffusée par des particules imparfaitement conductrices est la même que si les particules étaient non conductrices.

Cas de nombreuses particules.

L'intensité du rayonnement diffusé par n particules réparties dans un volume v est n fois l'intensité diffusée par une particule, en admettant qu'elles soient réparties au hasard et pas trop rapprochées les unes des autres. TRINKS [20] a montré que les formules de MIE ne sont applicables rigoureusement que si la distance séparant deux sphérules est au moins égale à deux fois leur diamètre. La concentration particulaire doit être faible.

Cas de très grosses particules sphériques.

Ce cas se rapporte surtout à l'étude de l'optique atmosphérique, et sort du cadre de cet exposé. Je signalerai simplement que la théorie de MIE a été appliquée récemment au domaine des grosses particules sphériques par PARANJPE, NAIK et VAIDYA [25] qui ont poussé les calculs de i_1 et i_2 jusque $D/\lambda' = 10$ environ. Ces auteurs ont procédé par une méthode photoélectrique à l'établissement de diagrammes polaires expérimentaux se rapportant à la diffusion de la lumière par des gouttelettes d'eau en suspension dans l'air ($m' = 1.33$). L'accord avec les diagrammes théoriques est entièrement satisfaisant; toutefois on n'observe pas tous les minima et maxima secondaires. Pour que la vérification soit excellente, il faut en effet que toutes les particules soient de même taille et que le milieu ne soit pas trop dense afin de ne pas donner lieu à des diffusions multiples. Les auteurs n'ont tiré aucune conclusion pratique de leurs observations. BRICARD [23] a comparé pour un certain domaine angulaire ($0^\circ, 50^\circ$), les résultats obtenus par PARANJPE et par la méthode qui consiste à considérer la lumière réfractée et réfléchie par la goutte, et la lumière diffractée par ses bords.

Théorie de Lord Rayleigh [2], [3], [5], [6], [7].

Dans le cadre de la théorie électromagnétique, Lord RAYLEIGH [2] a développé une expression de l'intensité de la lumière diffusée à la distance r de la particule sphérique diélectrique et dans une direction faisant l'angle γ avec celle du faisceau incident, en supposant que l'indice de réfraction de la particule est très peu différent de celui du milieu ambiant. L'expression obtenue est simple et, dans le cas où l'intensité de la lumière incidente naturelle est prise comme unité, elle s'écrit

$$I = \alpha^4 D^2 \frac{1}{8} r^2 (\sin m - m \cos m / m^3)^2 (1 + \cos^2 \gamma) \quad (4)$$

$$\alpha = \pi D / \lambda, \quad m = 2 \alpha \cos \gamma / 2$$

n_1 = indice de la particule;

n_0 = indice du milieu ambiant;

$$n = \frac{n_1}{n_0}$$

λ = longueur d'onde dans le milieu environnant;

$$r = \left[\frac{3(n^2 - 1)}{n^2 + 2} \right]^2$$

qui devient $[n^2 - 1]^2$ quand n est voisin de 1.

Pratiquement, la formule n'est applicable que si

II. ÉTUDE DES FACTEURS DE DÉPOLARISATION

DE LA LUMIÈRE DIFFUSÉE A 90° DU FAISCEAU INCIDENT

Nous placerons le milieu diffusant, formé d'un grand nombre de particules orientées et réparties au hasard, au sommet d'un trièdre trirectangle $Oxyz$. Ox est la direction de la lumière incidente, Oy la direction d'observation. Le plan xOy est horizontal.

La lumière diffusée transversalement n'est généralement pas complètement polarisée. On peut la résoudre en deux composantes rectangulaires, parallèles à Oz et Ox , incohérentes, d'inégales intensités I et i , i étant la plus faible. Le facteur de dépolarisation est

$$\rho = i/I$$

Expression des divers facteurs de dépolarisation.

1° Lorsque la lumière incidente est polarisée avec vec-

$$\frac{D}{\lambda} (n^2 - 1) \text{ est petit devant l'unité.}$$

Donc : 1° Si n est voisin de 1, il n'y a pas de restriction sur la grosseur de la sphérule.

Pour des particules de certaine taille

$$D \frac{2}{\lambda} > 2.25 \text{ ou bien } \frac{D}{\lambda} > \frac{2}{3}$$

l'intensité de la lumière diffusée est nulle dans des directions γ définies par $\tan m = m$. On a des minima nuls, ce qui n'est pas en accord avec les résultats obtenus par BLUMER à partir de la théorie de MIE. Il faut attribuer ce fait à l'approximation. D'autre part la formule suppose une polarisation complète de la lumière diffusée sous l'angle $\gamma = 90^\circ$, ce qui est contraire à l'expérience, pour de grosses sphères.

2° Si D/λ est petit, il n'y a pas de restriction sur l'indice n et, dans ce cas

$$r = \left[\frac{3(n^2 - 1)}{n^2 + 2} \right]^2$$

m étant petit, l'expression $\frac{\sin m - m \cos m}{m^3}$ tend vers $1/3$

et on a

$$I = 9 \pi^2 V^2 / 2 \lambda^4 r (n^2 - 1 / n^2 + 2)^2 (1 + \cos^2 \gamma)$$

expression identique à celle obtenue par MIE en considérant une seule onde partielle. BLUMER a montré que l'accord avec MIE reste acceptable jusque $D/\lambda = 1/10$ environ lorsqu'on emploie la formule (4).

3° Si $(n^2 - 1)$ est petit en même temps que D/λ , l'expression de I devient

$$I = \pi^2 V^2 / 2 \lambda^4 r^2 (n^2 - 1)^2 (1 + \cos^2 \gamma)$$

C'est la formule donnée en 1871 par RAYLEIGH dans son étude sur le bleu du ciel [1].

Enfin Lord RAYLEIGH [5] a également envisagé le cas de sphérules diélectriques de taille quelconque et d'indice de réfraction relatif quelconque. En simplifiant les résultats obtenus par LOVES [9] il parvient à des expressions analogues à celles de MIE, mais d'un emploi encore plus pénible. RAY [24] a cependant entrepris et poursuivi les calculs numériques, jusque $D/\lambda = 4$ pour $n = 1.33$ et 1.50. TALBOT [26] a également appliqué les expressions de LOVES-RAYLEIGH à des sphérules d'argent et a vérifié par l'expérience la forme des courbes de polarisation théoriques pour des valeurs de D/λ allant jusque $2/3$ (voir figure 7).

BLUMER a, dans ses calculs, employé les formules de RAYLEIGH pour certaines de α et m' .

teur lumineux Ez vertical, le facteur de dépolarisation est (voir figure 8)

$$\rho_v = H_v / V_v$$

2° Lorsque la lumière incidente est polarisée avec vecteur lumineux Ey horizontal on a

$$\rho_h = V_h / H_h$$

3° Lorsque la lumière incidente est naturelle, on la considère comme résultant de la superposition de deux faisceaux de même direction, sans relation de phase, de même intensité moyenne, polarisés, l'un verticalement, l'autre horizontalement. On a

$$\begin{aligned} V_u &= V_v + V_h \\ H_u &= H_h + H_v \\ \rho_u &= H_h + H_v / V_h + V_v \end{aligned}$$

La mesure des trois facteurs donne les rapports entre les quatre composantes. Ces définitions sont valables quels que soit γ . Les trois facteurs ρ se déterminent par la méthode de CORNU, visuelle ou photographique.

RELATION DE KRISHNAN.

Si on remplace, dans ρ_u , H_h et V_v par leurs valeurs et appliquant le principe général de réciprocité de RAYLEIGH [8], qui a conduit KRISHNAN [15] à écrire $V_h = H_v$, on obtient la relation générale suivante

$$\rho_u = 1 + 1/\rho_h + 1/\rho_v$$

On obtiendra donc le facteur de dépolarisation ρ_u pour une excitation en lumière naturelle, lorsqu'on aura mesuré ρ_h et ρ_v .

La relation de réciprocité est valable, selon KRISHNAN [19] pour un grand nombre de particules orientées au

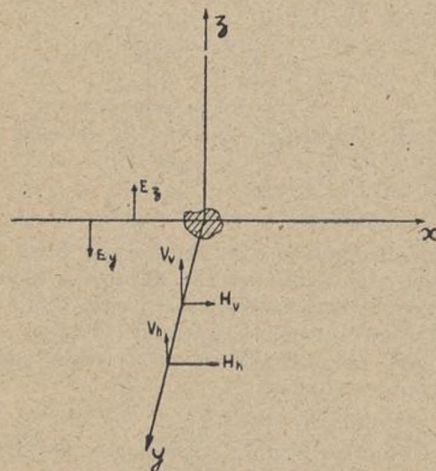


Fig. 8

hasard, quelles que soient leur forme, leur taille, leur distribution. Elle a été souvent vérifiée par KRISHNAN [18]. Toutefois, BOUTARIC [29] recommande de ne l'employer, dans certains cas, qu'avec prudence.

Valeurs particulières des facteurs de dépolarisation.

Dans la recherche des valeurs particulières on voit intervenir la forme et la taille des particules.

Premier cas : *petites particules sphériques.*

Quand la lumière incidente est polarisée avec vecteur lumineux vertical, le rayonnement diffusé dans le plan xOy est entièrement polarisé quel que soit γ :

$$V_v = I \quad H_v = 0 \quad \rho_v = 0 \quad V_v \text{ est indépendant de } \gamma$$

Quand la lumière incidente est polarisée avec vecteur lumineux parallèle à Oy , il n'y a pas de lumière diffusée suivant Oy ($\gamma = 90^\circ$) : un dipole ne rayonne pas suivant son axe. Il n'y a donc pas de facteur de dépolarisation à considérer pour cette valeur de γ . Pour les autres valeurs le on a d'après MIE et RAYLEIGH, polarisation complète du rayonnement diffusé

$$H_h = V_v \cos^2 \gamma = I \cos^2 \gamma \quad V_h = 0 \quad \rho_h = 0$$

Quand la lumière incidente est naturelle, on a

$$V_u = I \quad H_u = I \cos^2 \gamma \quad \rho_u = \cos^2 \gamma$$

pour $\gamma = 90^\circ$, $\rho_u = 0$

Le tableau suivant donne les composantes de la lumière diffusée à 90°

	Diffusion $\gamma = 90^\circ$	
	Vibration parallèle à oz	Vibration parallèle à ox
Vibration incidente parallèle à oz . . .	$V_v = I$	$H_v = 0$
Vibration incidente parallèle à oy . . .	Pas de lumière diffusée	
Lumière incidente naturelle	$V_u = I$	$H_u = 0$

En résumé :

$$\rho_v = 0 \quad \rho_u = 0$$

Deuxième cas : *petites particules ellipsoïdales.*

RAYLEIGH [4] a montré que pour γ quelconque on a :

$$H_v = V_h \text{ (Loi de réciprocité)}$$

$$H_h = V_v \cos^2 \gamma + H_v \sin^2 \gamma$$

et que V_v , H_v , V_h sont indépendants de γ . Il en est de même de ρ_v .

Dans le cas particulier $\gamma = 90^\circ$, on a

$$H_h = H_v = V_h = i \quad \text{donc} \quad \rho_h = 1$$

La relation de KRISHNAN devient alors

$$\rho_u = 2 \rho_v + 1$$

Le tableau suivant donne les composantes de la lumière diffusée à 90° .

	Diffusion $\gamma = 90^\circ$	
	Vibration parallèle à oz	Vibration parallèle à ox
Vibration incidente parallèle à oz . . .	$V_v = I$	$H_v =$
Vibration incidente parallèle à oy . . .	$V_h = i$	$H_h = i$
Lumière incidente naturelle	$V_u = I + i$	$H_u = 2i$

On obtient pour les facteurs de dépolarisation

$$\rho_v = i/I < 1, \quad \rho_h = i/i = 1, \quad \rho_u = 2i/I + i = 2 \rho_v + 1 < 1$$

La lumière diffusée est dépolarisée dans tous les cas. Il intervient ici un effet de « forme » ou d'orientation » des particules.

Troisième cas : *particules sphériques de taille finie.*

On a toujours $V_h = H_v = 0$ quel que soit γ

Dans le cas de la lumière incidente naturelle, MIE et RAYLEIGH ont donné les valeurs des deux composantes I_1 et I_2 parallèles respectivement à oz et ox .

Le tableau suivant donne les composantes de la lumière diffusée à 90° .

	Diffusion $\gamma = 90^\circ$	
	Vibration parallèle à oz	Vibration parallèle à ox
Vibration incidente parallèle à oz . . .	$V_v = I_1$	$H_v = 0$
Vibration incidente parallèle à oy . . .	$V_h = 0$	$H_h = I_2$
Lumière incidente naturelle	$V_u = I_1$	$H_u = I_2$

Les facteurs de dépolarisation sont

$$\rho_v = 0 \quad \rho_h = 0 \quad \rho_u < 1$$

Quand la lumière incidente est naturelle, il y a dépolarisation. Ainsi la présence de I_2 serait une preuve de la taille appréciable des particules sphériques et qui se

traduirait par une valeur finie de $\rho_u < 1$. Mais le fait qu'une faible dépolarisation peut être due, d'après MOOKERJEE [28] à la convergence du faisceau incident et à la diffusion multiple, et que I_2 peut devenir égale et même supérieure à I_1 , diminuent l'intérêt de ce critère, surtout lorsque les dimensions des particules deviennent comparables à λ . KASTLER [30] fait remarquer que la composante I_1 est en phase avec la vibration incidente E_z qui la produit et que la vibration I_2 est dans un rapport de phase déterminé avec la vibration incidente E_y qui l'engendre. Il en résulte que si on établit une différence de phase entre les vibrations incidentes E_y et E_z en prenant une lumière excitatrice polarisée linéairement dans une direction oblique par rapport au plan de diffusion xOy , on doit observer une cohérence entre les vibrations diffusées I_1 et I_2 . La lumière diffusée sera polarisée elliptiquement. FRANCIS PERRIN [21] confirme cette opinion par le calcul dans une étude sur la polarisation de la lumière diffusée par les milieux isotropes troubles.

Quatrième cas : les particules ne sont ni petites, ni sphériques.

D'après KRISHNAN [18], la diffusion totale observée résulte de :

1° La diffusion provenant d'une taille finie des particules supposées sphériques (composantes I_1 et I_2).

	Diffusion $\gamma = 90^\circ$	
	Vibration parallèle à oz	Vibration parallèle à ox
Vibration incidente parallèle à oz . . .	$V_v = I_1 + I_1' = J$	$H_v = i$
Vibration incidente parallèle à oy . . .	$V_h = i$	$H_h = I_2 + i$
Lumière incidente naturelle	$V_u = J + i$	$H_u = I_2 + 2i$

de séparer les deux effets « taille » et « forme » quant à leur importance.

Les facteurs de dépolarisation sont

$$\rho_v < 1, \quad \rho_h < 1, \quad \rho_u = 1 + 1/\rho_h + 1/\rho_v < 1$$

On peut résumer les valeurs particulières des facteurs de dépolarisation dans le tableau suivant :

L'examen du tableau montre que :

1° La mesure de ρ_u n'est pas très significative car la dépolarisation, lorsque la lumière excitatrice est naturelle, peut être due à un effet de « forme » ou à un effet de « taille » ou aux deux effets à la fois. Il est indispensable de mesurer ρ_v ou ρ_h .

2° La mesure de ρ_v est utile car une valeur finie de ρ indique presque certainement la non-sphéricité.

3° La mesure de ρ_h est un indicateur à la fois de la forme et de la taille des particules. Tout écart à partir

Nature des particules	Lumière incidente naturelle	Lumière incidente polarisée	
		suivant oz	suivant oy
1° Petites particules sphériques . .	$\rho_u = 0$	$\rho_v = 0$	Pas de lumière
1° Petites particules ellipsoïdales .	$\rho_u = 2\rho_v/i + \rho_v < 1$	$\rho_v = \rho_u/2 - \rho_u < 1$	$\rho_h = 1$
3° Grosses particules sphériques . .	$\rho_u < 1$	$\rho_v = 0$	$\rho_h = 0$
4° Particules quelconques	$\rho_u = 1 + 1/\rho_h + 1/\rho_v < 1$	$\rho_v < 1$	$\rho_h < 1$

2° La diffusion provenant des orientations variables des particules non sphériques et qui a le même caractère que pour de petites particules ellipsoïdales si les particules jouissent d'une liberté absolue d'orientation (composantes I_1 et i).

KRISHNAN fait la somme de ces deux effets et l'on obtient le tableau suivant des composantes de la lumière diffusée à 90° :

Ici encore on a $V = H$ (loi de réciprocité), mais pour $\gamma = 90^\circ$, ces quantités ne sont ni égales à zéro, ni égales à H_h . La relation de réciprocité a été vérifiée par KRISHNAN [15] par sa méthode des quatre images qui consiste à placer deux prismes biréfringents, l'un sur le faisceau incident, l'autre sur le faisceau diffusé et à comparer les intensités des quatre images correspondant respectivement aux quatre composantes V_v, H_v, V_h et H_h . Les deux images H_v et V_h sont toujours identiques en intensités. De plus, la comparaison des intensités des images H_v et H_h permet

de la valeur zéro indique un défaut de sphéricité. Tout écart à partir de l'unité indique une taille appréciable en comparaison avec λ . Les valeurs intermédiaires proviennent des deux effets combinés [22].

L'ordre de grandeur de chacun des coefficients ρ permet donc :

1° D'avoir des indications sur la forme et la grosseur des particules constituant le milieu trouble isotrope.

2° De suivre l'évolution de la taille ou de la forme de ces particules avec le temps ou avec la température.

Ces considérations ont été appliquées par les élèves de RAMAN à l'étude de diverses suspensions colloïdales de soufre, de sulfure d'arsenic, etc. et des émulsions d'huiles ainsi qu'à l'étude de la diffusion de la lumière dans les verres d'optique par laquelle KRISHNAN [16], [14] tenta de mettre en évidence la présence d'agréats moléculaires et l'influence des divers oxydes sur leur formation et leur grosseur.

M. DEBURE.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] LORD RAYLEIGH : La lumière du ciel, sa polarisation, sa couleur. *Phil. Mag.* 4-41, pages 107, 274, 447 (1871).
- [2] LORD RAYLEIGH : Sur la théorie électromagnétique de la lumière. *Phil. Mag.* 12, 81 (1881).
- [3] LORD RAYLEIGH : Sur la transmission de la lumière à travers une atmosphère contenant des petites particules en suspension. *Phil. Mag.* 47, 375 (1899).
- [4] LORD RAYLEIGH : Sur la diffusion de la lumière par de petites particules de forme quelconque et orientées au hasard. *Phil. Mag.* 35, 373 (1918).
- [5] LORD RAYLEIGH : Diffusion de la lumière par une sphère transparente de dimensions comparables à la longueur d'onde. *Proc. Roy. Soc. London*, A 84, 25 (1910).
- [6] LORD RAYLEIGH : Sur la diffraction de la lumière par

- des spères de petit indice de réfraction relatif. *Roc. Roy. Soc. London*, A 90, 219 (1914).
- [7] LORD RAYLEIGH : Sur la diffraction de la lumière par des sphères de structure périodique quand la réfractivité est petite. *Roc. Roy. Soc. London*, A. 94, 296 (1918).
- [8] LORD RAYLEIGH : Theory of Sound, vol. 1, p. 93 (1877).
- [9] LOVES : Diffraction des ondes électriques par une *Ann. der Phys.* (1908), 25, 377.
- [10] MIE : Mémoire sur l'optique des milieux troubles. grosses particules colloïdales. *Phil. Mag.* 48, 307 (1924).
- [11] BLUMER : *Z. für Phys.* 32, 119 (1925); 38, 304 et 920 (1926); 39, 195 (1926).
- [12] SHOULEJIN : Diffusion de la lumière par les très sphère diélectrique. *Lond. Math. Soc. Proc.* 30, 308 (1929).

- [13] KRISHNAN : Preuve optique de l'existence d'agrégats moléculaires. *Proc. indian. Acad. Sc.* 1, 211 (1934).
[14] KRISHNAN : Diffusion de la lumière dans les verres d'optique. *Proc. indian. Acad. Sc.* 3, 211 (1936).
[15] KRISHNAN : Théorème de réciprocité en optique colloïdale. *Proc. indian. Acad. Sc.* 1, 782 (1934).
[16] KRISHNAN : Dépolarisation anormale de la lumière diffusion dans les verres d'optique. *Proc. indian. Acad. Sc.* 8, 442 (1938).
[17] KRISHNAN : Diffusion de la lumière polarisée par les colloïdes. *Proc. indian. Acad. Sc. A.* 10, 395 (1939).
[18] KRISHNAN : Dépolarisation de la diffusion Tyndall dans les colloïdes. *Proc. indian. Acad. Sc. A.* 1, 717 (1935).
[19] KRISHNAN : Sur le théorème de réciprocité et sa généralisation. *Proc. indian. Acad. Sc.* 7, 21 et 91 (1938).
[20] TRINKS : Diffusion multiple par de petites sphères. *Ann. der Phys.* 22, 561 (1935).
[21] F. PERRIN : Polarisation de la lumière diffusée par

- les milieux isotropes troubles. *J. de Phys.* 3, 41 (1942).
[22] SUBBARAMAIA : Dépolarisation de la diffusion Tyndall dans les colloïdes. *Proc. indian. Acad. Sc. A.* 1, 709 (1935).
[23] BRICARD : Lumière diffusée en avant par une goutte d'eau sphérique. *J. de Phys.* 4, 57 (1943).
[24] RAY : *Proc. indian. Assoc. cultiv. Sc.* 7, 1, 1921; 8, 23, 1923.
[25] PARANJPE-NAIK-VAIDYA : *Proc. indian. Acad. Sc.* 333 et 353 (1939).
[26] TALBOT : Sur la polarisation de la lumière diffusée par particules sphériques métalliques de dimensions comparables à λ . *Phil. Mag.* 30, 459 (1915).
[27] GANS : Diffusion par des particules d'argent ultra-microscopiques. *Ann. der Phys.* 76, 30 (1925).
[28] MOOKERJEE : *Indian J. of Phys.* 12, 15 (1938).
[29] BOUTARIC : *Rev. d'optique.* 1938.
[30] KASTLER : Propriétés de la lumière diffusée par les colloïdes. *J. de Phys.*, 126-s (1936).



