Formule nouvelle pour la dispersion des effets Kerr et Cotton-Mouton. Interprétation et résultats

Roger Servant

► To cite this version:

Roger Servant. Formule nouvelle pour la dispersion des effets Kerr et Cotton-Mouton. Interprétation et résultats. J. Phys. Radium, 1943, 4 (6), pp.105-115. 10.1051/jphysrad:0194300406010500 . jpa-00233835

HAL Id: jpa-00233835

<https://hal.science/jpa-00233835>

Submitted on 1 Jan 1943

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

FORMULE NOUVELLE POUR LA DISPERSION DES EFFETS KERR ET COTTON-MOUTON.
INTERPRÉTATION ET RÉSULTATS

Par ROGER SERVANT.

Faculté des Sciences de Bordeaux.

Sommaire. — L'auteur propose pour traduire la dispersion des biréfringences électriques et magnétiques, de substituer à la formule de Havelock, une formule nouvelle très simple, exprimant directement les constantes $\mathfrak{B}$ et c de Kerr et de Cotton-Mouton en fonction de la longueur d'onde :

$$\mathfrak{B} = b \frac{\lambda}{\lambda^2 - \lambda_0^2}, \quad c = c \frac{\lambda}{\lambda^2 - \lambda_1^2}$$

(où b , c , λ_0 et λ_1 sont des constantes).

Il indique comment il a été amené, par son travail sur la biréfringence du quartz, à proposer cette formule.

Dans une première Partie, il en fait l'application à la biréfringence électrique du gaz carbonique, de l'hexane, de l'oxygène liquide, du chlorobenzène et à la biréfringence magnétique de l'oxyde azotique gazeux, du nitrate céreux en solution aqueuse, du méthyl-naphtalène et du phénanthrène fondus, de l'oxygène liquide et enfin du nitrobenzène. Alors que les écarts à la loi de Havelock sont souvent de plusieurs unités pour cent, la formule proposée traduit les résultats avec une erreur toujours inférieure à 1 ou 0,5 pour 100. De plus, elle est susceptible d'une *interprétation graphique* extrêmement simple.

Dans la seconde Partie, l'auteur donne l'interprétation théorique de sa formule. Il montre qu'on peut la déduire de la *théorie de l'orientation* à condition de modifier légèrement les hypothèses qui conduisent d'habitude à la formule de Havelock et de supposer que l'anisotropie optique est pratiquement indépendante de la longueur d'onde.

En conclusion, l'auteur insiste sur l'intérêt de la formule proposée, qui permet d'une part de traduire avec une extrême simplicité les résultats expérimentaux relatifs à des intervalles spectraux parfois très étendus et d'autre part de calculer les anisotropies optiques et magnétiques *à partir de la dispersion* des biréfringences, et non pas seulement à partir de données numériques isolées, comme on l'avait fait jusqu'ici.

Introduction.

1. Dispersion de la biréfringence du quartz avec la longueur d'onde. — C'est l'étude de la biréfringence du quartz qui m'a suggéré la formule de dispersion que j'ai ensuite appliquée aux effets Kerr et Cotton-Mouton.

La biréfringence du quartz avait été mesurée dans l'ultraviolet jusqu'à 1850 Å. J'ai pu, au moyen d'un spectropolarimètre spécial, en poursuivre l'étude [1] dans la région de Schumann. La figure 1 représente les résultats obtenus.

Ils mettent en évidence l'accroissement très rapide de la double réfraction au voisinage immédiat de la région d'absorption. Ainsi, pour une variation de longueur d'onde de 100 Å, l'accroissement

de $(n_c - n_o)$ atteint vers 1500 Å plus de deux cent fois sa valeur dans le spectre visible.

Ces résultats entraînaient la révision des formules de dispersion les plus récentes, d'ailleurs fort complexes. Les premières, dues à Coode-Adams (1928), étaient les suivantes :

$$\begin{aligned} n_o^2 &= 3,53445 + \frac{0,00806700}{\lambda^2 - 0,0127493} \\ &\quad + \frac{0,00268200}{\lambda^2 - 0,000974} + \frac{127,2}{\lambda^2 - 108}, \\ n_c^2 &= 3,5612557 + \frac{0,00844614}{\lambda^2 - 0,0127493} \\ &\quad + \frac{0,00276113}{\lambda^2 - 0,000974} + \frac{127,2}{\lambda^2 - 108}. \end{aligned}$$

Elles faisaient intervenir les mêmes fréquences

d'absorption propres pour les indices ordinaire et extraordinaire. Les secondes, dues à Engl (1936),

Fig. 1. — Biréfringence du quartz dans l'ultraviolet lointain (R. Servant).

faisaient au contraire intervenir des fréquences d'absorption distinctes et s'écrivaient :

$$\frac{n_o^2 - 1}{n_o^2 + 2} = \frac{5,234 \cdot 10^{30}}{17,500 \cdot 10^{30} - \frac{c^2}{\lambda^2}} + \frac{0,0600 \cdot 10^{30}}{5,031 \cdot 10^{30} - \frac{c^2}{\lambda^2}},$$

$$\frac{n_e^2 - 1}{n_e^2 + 2} = \frac{5,234 \cdot 10^{30}}{17,259 \cdot 10^{30} - \frac{c^2}{\lambda^2}} + \frac{0,0600 \cdot 10^{30}}{5,002 \cdot 10^{30} - \frac{c^2}{\lambda^2}}$$

(c, vitesse de la lumière).

Ces formules, qui traduisaient avec une extrême précision les valeurs de la biréfringence dans le spectre visible et l'ultraviolet ordinaire, devenaient tout à fait insuffisantes quand on les extrapolait dans la région de Schumann où les écarts atteignaient 10 et même 15 pour 100. Leur révision s'imposait. Cependant, étant donné l'arbitraire qui subsiste toujours dans la détermination des longueurs d'onde propres des formules ne sont pas à un seul terme, il était difficile de choisir entre les deux types de formules (c'est-à-dire de se prononcer sur l'origine du dichroïsme). Leur révision ne pouvait

être qu'empirique; je me bornais donc, à ce propos, à quelques remarques (*loc. cit.*).

Mais, par la suite, il me parut intéressant de chercher directement, dans une autre voie, une formule de dispersion nouvelle. J'arrivai finalement [2] à la formule simple suivante, où $(N_e - N_o)$ représente la biréfringence et λ_v la longueur d'onde par rapport au vide exprimée en Å :

$$10^3 \cdot (N_e - N_o) = 8,733 \cdot \frac{10^{-6} \cdot \lambda_v^2}{10^{-6} \cdot \lambda_v^2 - 1,325}.$$

Cette formule est valable dans l'intervalle 8000-1500 Å avec une erreur moyenne inférieure à 5/1000°.

Fig. 2. — Interprétation graphique de la dispersion de biréfringence du quartz (R. Servant).

D'autre part, elle est susceptible d'une interprétation graphique immédiate : soit deux axes de coordonnées rectangulaires, si l'on porte en abscisses les carrés des longueurs d'onde et en ordonnées les quantités $\frac{\lambda_v^2}{N_e - N_o}$, les points représentatifs sont sur une droite.

Il est à noter que la longueur d'onde réduite « active » est identique à celle qui intervient pour le pouvoir rotatoire, comme je l'ai montré par ailleurs [3].

2. Nouvelle formule de dispersion pour les effets Kerr et Cotton-Mouton. — Il me parut intéressant de voir si une formule analogue à celle

que j'avais trouvée pour le quartz, ne s'appliquerait pas aux biréfringences électriques et magnétiques. On sait, en effet, leur analogie avec la biréfringence cristalline. Si l'on place une substance transparente dans un champ électrique E ou magnétique H , elle devient biréfringente et se comporte comme un cristal *uniaxe* dont l'axe optique serait parallèle au champ. C'est ce qui constitue le phénomène de Kerr [4] ou de Cotton-Mouton [5]. La biréfringence est proportionnelle au carré du champ

$$n_e - n_0 = \mathcal{B} \lambda E^2, \quad n_e - n_0 = \mathcal{C} \lambda H^2$$

et les coefficients $\mathcal{B}$ et $\mathcal{C}$ sont appelés *constantes de Kerr et de Cotton-Mouton*.

Fig. 3.

Aucune formule *directe* n'avait été proposée jusqu'ici pour traduire la dispersion de $\mathcal{B}$ et $\mathcal{C}$ avec la longueur d'onde. On employait des formules faisant intervenir l'indice de réfraction, comme la formule de Havelock [6] :

$$\frac{\mathcal{B} \lambda n}{(n^2 - 1)^2} = \text{const.}, \quad \frac{\mathcal{C} \lambda n}{(n^2 - 1)^2} = \text{const.}$$

Par analogie avec la formule que j'avais trouvée pour le quartz (et qui, d'ailleurs, s'applique à d'autres cristaux, comme le spath par exemple), il me parut intéressant d'essayer les formules de dispersion

$$\mathcal{B} = b \frac{\lambda}{\lambda^2 - \lambda_0^2}, \quad \mathcal{C} = c \frac{\lambda}{\lambda^2 - \lambda_1^2} \quad (1)$$

où λ est la longueur d'onde et b , c , λ_0 et λ_1 sont des constantes.

Je trouvai [7] que ces formules permettaient de représenter de façon satisfaisante, et en général, beaucoup mieux que la formule de Havelock les résultats expérimentaux. Elles ont, d'autre part, l'avantage d'une interprétation géométrique simple : si, en effet, on réalise une anamorphose graphique

en portant en abscisses le carré des longueurs d'onde et en ordonnées les quantités $\frac{\lambda}{\mathcal{B}}$ ou $\frac{\lambda}{\mathcal{C}}$, on obtient une droite (fig. 3). Cette droite permet d'évaluer directement les quantités b et λ_0 (ou c et λ_1) que l'on peut ensuite achever de déterminer avec précision par les méthodes habituelles de calculs d'erreurs. En somme, elle joue pour les biréfringences le même rôle que le « graphique de Biot » pour le pouvoir rotatoire.

PREMIÈRE PARTIE.

Justification expérimentale de la formule proposée.

Il est facile — en utilisant par exemple la méthode graphique qui est très rapide — de constater que ma formule s'applique avec précision aussi bien aux gaz qu'aux liquides et aux solutions. Je vais le montrer ici sur quelques exemples se rapportant de préférence à des données récentes.

BIRÉFRINGENCE ÉLECTRIQUE DU GAZ CARBONIQUE. — Elle a été étudiée par Quarles [8] entre 4000 Å et 7000 Å. Il est facile, d'après ses données, d'établir que la constante de Kerr (à 17° et sous la pression atmosphérique) peut s'écrire

$$\mathcal{B} = 1,445 \cdot 10^{-10} \frac{\lambda \cdot 10^{-3}}{\lambda^2 \cdot 10^{-6} - 0,5}$$

(où λ est exprimée en Å), avec une erreur moyenne de 1 pour 100, c'est-à-dire de l'ordre des erreurs expérimentales.

BIRÉFRINGENCE ÉLECTRIQUE DE L'HEXANE. — La figure 4 représente les résultats des mesures de Szivessy et Dierkesmann [9] dans le visible et l'ultraviolet. La courbe en pointillé donne les valeurs calculées par la formule de Havelock. La figure 5 donne l'interprétation des résultats par ma formule. On trouve :

$$\frac{\mathcal{B}}{\mathcal{B}_{5460}} = 5,15 \frac{\lambda \cdot 10^{-3}}{\lambda^2 \cdot 10^{-6} - 1,6}$$

(où λ est exprimée en Å) avec une erreur moyenne inférieure à 1 pour 100 dans l'intervalle 5800-2500 Å, alors que les écarts à la loi de Havelock dépassent 4 pour 100.

BIRÉFRINGENCE ÉLECTRIQUE DE L'OXYGÈNE LIQUIDE. — Elle a été mesurée récemment [10] par Guillien. On trouve d'après ses mesures que, dans le spectre visible pour $T = 80^\circ \text{K}$, on a

$$\frac{\mathcal{B}}{\mathcal{B}_{5460}} = 5,28 \frac{\lambda \cdot 10^{-3}}{\lambda^2 \cdot 10^{-6} - 1,2}$$

avec une erreur moyenne de 5 pour 1000, alors que les écarts à la loi de Havelock atteignent 1 à 2 pour 100.

Fig. 4. — Biréfringence électrique de l'hexane (d'après Szivessy et Dierkesmann).

Fig. 5. — Interprétation des résultats sur l'hexane par la méthode du graphique rectiligne (R. Servant).

BIRÉFRINGENCE ÉLECTRIQUE DU CHLOROBENZÈNE. — Elle a été étudiée dans le visible et l'ultraviolet par Szivessy et Dierkesmann [9] et dans l'infra-

rouge par Ingersoll et Winch [11]. Les figures 6 et 7 représentent les résultats et leur interprétation graphique.

Là encore, on peut écrire les résultats sous la forme

$$\frac{\beta}{\beta_{5460}} = 4,89 \frac{\lambda \cdot 10^{-3}}{\lambda^2 \cdot 10^{-6} - 3,2},$$

valable de 12 000 Å à 3 000 Å avec une erreur moyenne de 0,7 pour 100.

Fig. 6. — Biréfringence électrique du chlorobenzène dans l'IR, le visible et l'UV [d'après Szivessy-Dierkesmann (x) et Ingersoll-Winch (.)].

BIRÉFRINGENCE MAGNÉTIQUE DE L'OXYDE AZOTIQUE GAZEUX. — Les résultats de Bizette et Tsai [12] sur la biréfringence magnétique de NO peuvent aussi s'écrire

$$\frac{c}{c_{5460}} = 5,29 \frac{\lambda \cdot 10^{-3}}{\lambda^2 \cdot 10^{-6} - 0,7}$$

(où λ est exprimée en Å) avec une erreur moyenne inférieure à 0,5 pour 100.

BIRÉFRINGENCE MAGNÉTIQUE DU NITRATE CÉREUX EN SOLUTION AQUEUSE. — D'après les mesures de Haenny [13], on trouve de même,

$$\frac{c}{c_{5460}} = 4,405 \frac{\lambda \cdot 10^{-3}}{\lambda^2 \cdot 10^{-6} - 5,7}$$

avec une erreur moyenne inférieure à 1 pour 1000.

BIRÉFRINGENCE MAGNÉTIQUE DE L'OXYGÈNE LIQUIDE. — On peut traduire les mesures de Lainé [14]

sur l'oxygène liquide (à $T = 90^\circ \text{K}$) par la formule

$$\frac{C}{C_{5460}} = 5,05 \frac{\lambda \cdot 10^{-3}}{\lambda^2 \cdot 10^{-6} - 2,2}$$

avec une erreur moyenne de 1 pour 1000.

Fig. 7. — Interprétation graphique des résultats sur le chlorobenzène (R. Servant).

BIRÉFRINGENCE MAGNÉTIQUE DU β -MÉTHYLNAPHTALÈNE ET DU PHÉNANTHRÈNE FONDUS. — La

Fig. 8. — Biréfringence magnétique du phénanthrène (I) et du β -méthylnaphtalène (II) fondus (Salceanu).

figure 8 reproduit les résultats obtenus par Salceanu [15]. On a figuré en pointillé les valeurs de C calculées par la formule de Havelock. La figure 9 donne l'interprétation des résultats par ma formule. On peut écrire pour les deux substances

$$C \cdot 10^{12} = 11,13 \frac{\lambda \cdot 10^{-3}}{\lambda^2 \cdot 10^{-6} - 3,2},$$

$$C \cdot 10^{12} = 19,53 \frac{\lambda \cdot 10^{-3}}{\lambda^2 \cdot 10^{-6} - 4}$$

avec une erreur moyenne inférieure à 1 pour 1000, alors que les écarts à la loi de Havelock atteignent respectivement 4 et 6 pour 100.

Fig. 9. — Interprétation graphique des résultats sur le β -méthylnaphtalène et phénanthrène fondus (R. Servant).

Fig. 10. — Biréfringence magnétique du nitrobenzène dans le visible et l'infrarouge [d'après Cotton-Mouton (x) et Davis (.)].

BIRÉFRINGENCE MAGNÉTIQUE DU NITROBENZÈNE.
— Elle a été étudiée dans le spectre visible par Cotton et Mouton [16] et dans l'infrarouge par Davis [17]. La figure 10 représente leurs résultats. Ils peuvent s'interpréter par la méthode du graphique rectiligne (fig. 11) et s'écrire

$$\mathcal{C} \cdot 10^{12} = 12,74 \frac{\lambda \cdot 10^{-3}}{\lambda^2 \cdot 10^{-6} - 4,3}$$

avec une erreur moyenne inférieure à 0,7 pour 100 dans l'intervalle spectral 4 000-16 000 Å.

Fig. 11. — Interprétation graphique des résultats sur le nitrobenzène (R. Servant).

DEUXIÈME PARTIE.

Interprétation théorique.

Nous venons de voir la justification expérimentale de ma formule. J'ai montré depuis [18] qu'on peut en donner une interprétation théorique. On peut, en effet, la déduire de la *théorie classique de l'orientation* en modifiant convenablement les hypothèses qui conduisent d'habitude à la formule de Havelock.

La théorie de l'orientation a été développée d'abord par Langevin [19]. Born [20] l'a étendue au cas des molécules polaires et de Mallemann [21] l'a généralisée à celui des corps actifs. D'autre part, Gans [22] l'a reliée aux théories sur la diffusion de la lumière. Il a été suivi dans cette voie par Raman et Krishnan [23], Stuart et ses collaborateurs [24] et de nombreux autres physiciens. Enfin Kronig [25], Born [26], Van Vleck [27], Serber [28] et Neugebauer [29] en ont développé la théorie quantique.

Je ne reviendrai pas ici sur ces théories; je ne ferai qu'en rappeler les résultats principaux et les utiliser à la démonstration de ma formule. Je m'attacherai à uniformiser les notations, de façon à mettre bien en évidence le parallélisme des effets Kerr et Cotton-Mouton (et aussi leur différence).

1. Notations. — Dans l'hypothèse de Langevin, les éléments de symétrie des molécules sont ceux

d'un ellipsoïde. Quand le champ électrique (variable) de l'onde incidente est dirigé suivant l'un des axes, le moment électrique induit a même direction et lui est proportionnel. Nous désignerons par A, B, C les coefficients de proportionnalité dans les trois directions. Ce sont les *polarisabilités optiques* ou *réfractivités*. L'anisotropie optique δ sera définie par

$$\delta^2 = \frac{(A-B)^2 + (B-C)^2 + (C-A)^2}{2(A+B+C)^2}.$$

Si la molécule a un axe optique ($B = C$) on a plus simplement,

$$\delta = \frac{A-B}{A+2B}.$$

Les réfractivités principales A, B, C varient avec la fréquence de l'onde incidente. Lorsque cette fréquence tend vers zéro, elles tendent vers des limites, dites *polarisabilités électrostatiques*, que nous désignerons par A_E, B_E, C_E . L'anisotropie électrique δ_E de la molécule sera définie par l'égalité

$$\delta_E^2 = \frac{(A_E-B_E)^2 + (B_E-C_E)^2 + (C_E-A_E)^2}{2(A_E+B_E+C_E)^2}$$

qui se réduit à

$$\delta_E = \frac{A_E-B_E}{A_E+2B_E}$$

dans le cas d'une molécule de révolution ($B_E = C_E$). Enfin, nous désignerons par A_M, B_M, C_M les *polarisabilités magnétiques* principales et par δ_M l'anisotropie magnétique. Ainsi, dans le cas d'une molécule de révolution au point de vue magnétique, on aura

$$\delta_M = \frac{A_M-B_M}{A_M+2B_M}.$$

Ceci posé, la théorie de l'orientation conduit aux résultats généraux suivants :

Désignons par β la constante de Kerr et λ la longueur d'onde, n l'indice de réfraction, ε la constante diélectrique, γ la *polarisabilité moyenne*

des molécules $\left(\gamma = \frac{A+B+C}{3}\right)$. On a

$$\beta = \frac{(n^2-1)(n^2+2)}{4n\lambda} \left(\frac{\varepsilon+2}{3}\right)^2 \frac{\theta_1+\theta_2}{\gamma}$$

avec

$$\theta_1 = \frac{1}{45kT} \times [(A-B)(A_E-B_E) + (B-C)(B_E-C_E) + (C-A)(C_E-A_E)],$$

$$\theta_2 = \frac{1}{45k^2T^2} \times [(A-B)(M_1^2-M_2^2) + (B-C)(M_2^2-M_3^2) + (C-A)(M_3^2-M_1^2)],$$

où k est la constante de Boltzmann, T la température absolue, et M_1, M_2, M_3 les composantes du moment électrique permanent $\vec{M}$ de la molécule suivant ses trois directions principales.

On a de même pour la constante $\mathcal{C}$ de Cotton-Mouton

$$\mathcal{C} = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{4n\lambda} \left(\frac{\mu + 2}{3} \right)^2 \frac{\theta_1 + \theta_2}{\gamma},$$

avec

$$\begin{aligned} \theta_1 &= \frac{1}{45kT} \\ &\times [(A-B)(A_M-B_M) + (B-C)(B_M-C_M) + (C-A)(C_M-A_M)], \\ \theta_2 &= \frac{1}{45k^2T^2} \\ &\times [(\vec{A}-\vec{B})(\mathcal{M}_1^2 - \mathcal{M}_2^2) \\ &+ (B-C)(\mathcal{M}_2^2 - \mathcal{M}_3^2) + (C-A)(\mathcal{M}_3^2 - \mathcal{M}_1^2)], \end{aligned}$$

où μ représente la perméabilité magnétique ⁽¹⁾ et $\mathcal{M}_1, \mathcal{M}_2, \mathcal{M}_3$ les composantes du moment magnétique permanent $\vec{\mathcal{M}}$, suivant les trois directions principales de la molécule.

Voyons maintenant comment, à partir de ces résultats, on peut justifier la formule que j'ai proposée.

2. Biréfringence électrique des gaz. — 1° Pour les gaz homopolaires on a $\theta_2 = 0$. D'autre part, en admettant que les molécules sont de révolution, on peut écrire

$$\begin{aligned} \Sigma(A-B)(A_E-B_E) &= 2(A-B)(A_E-B_E) \\ &= 2\delta\delta_E(A+2B)(A_E+2B_E) \\ &= 18\delta\delta_E\gamma \frac{x_E}{N}, \end{aligned}$$

où x_E est la susceptibilité électrique (par unité de volume) et N le nombre de molécules par centimètre cube. Il s'en suit

$$\mathcal{B}_1 = 3 \frac{(n^2 - 1)}{10\lambda kTN} x_E \delta\delta_E.$$

Si l'on suppose que l'indice de réfraction suit la loi de Sellmeier

$$n^2 - 1 = (n_{\text{lim}}^2 - 1) \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2}$$

et si l'on admet que l'anisotropie optique est constante, on voit que l'équation donnant $\mathcal{B}$ est de la forme

$$\mathcal{B}_1 = b_1 \frac{\lambda}{\lambda^2 - \lambda_0^2}$$

si l'on pose

$$b_1 = \frac{3(n_{\text{lim}}^2 - 1)\delta\delta_E x_E}{10kTN}. \quad (2)$$

Remarque. — Ce résultat peut se mettre sous une

⁽¹⁾ On a, en désignant par x_M la susceptibilité magnétique (par unité de volume) :

$$\left(\frac{\mu + 2}{3} \right)^2 = \left(1 + \frac{4\pi x_M}{3} \right)^2.$$

autre forme : admettons l'« hypothèse de Gans »

$$\frac{A_E}{A} = \frac{B_E}{B} = \frac{C_E}{C} = \alpha.$$

Dans ces conditions $\delta = \delta_E$ et comme $x_E = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi}$ on en déduit

$$b_1 = \frac{3(n_{\text{lim}}^2 - 1)(\varepsilon - 1)}{40\pi kTN} \delta^2. \quad (2')$$

2° Pour les gaz hétéropolaires, évaluons le terme de biréfringence $\mathcal{B}_2$ provenant du moment électrique permanent $\vec{M}$. Supposons, pour simplifier, que les molécules possèdent un axe optique ($B = C$) et que $\vec{M}$ soit incliné de l'angle α sur cet axe. On a

$$\begin{aligned} \Sigma(A-B)(M_1^2 - M_2^2) &= 2(A-B)(M_1^2 - M_2^2) \\ &= 3\delta\gamma M^2(3\cos^2\alpha - 1). \end{aligned}$$

D'où

$$\mathcal{B}_2 = \frac{(n^2 - 1)(3\cos^2\alpha - 1)}{20\lambda k^2 T^2} M^2 \delta \quad (2'').$$

Si l'on suppose que l'indice de réfraction suit la loi de Sellmeier

$$n^2 - 1 = (n_{\text{lim}}^2 - 1) \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2}$$

et si l'on admet que l'anisotropie optique est constante, on voit que $\mathcal{B}_2$ est de la forme

$$\mathcal{B}_2 = b_2 \frac{\lambda}{\lambda^2 - \lambda_0^2}$$

à condition de poser

$$b_2 = \frac{(n_{\text{lim}}^2 - 1)(3\cos^2\alpha - 1)}{20k^2 T^2} M^2 \delta. \quad (3)$$

3° Enfin, dans le cas général où $\mathcal{B}$ est de la forme $\mathcal{B} = \mathcal{B}_1 + \mathcal{B}_2$, il faudra prendre $b = b_1 + b_2$.

3. Biréfringence électrique des liquides. — Ce cas est plus compliqué car dans les liquides les propriétés moléculaires s'effacent devant les propriétés effectives [30]. Elles subissent l'influence de la polarisation et de l'orientation des molécules voisines. La relation entre l'anisotropie optique et le facteur de dépolarisation devient beaucoup moins simple. On se reportera aux travaux de Raman et Krishnan, Rocard [31], Stuart, etc. Nous nous contenterons ici d'un exposé très schématique.

1° Supposons d'abord qu'il s'agisse d'un liquide homopolaire. Écrivant encore

$$\Sigma(A-B)(A_E-B_E) = 18\delta\delta_E\gamma \frac{x_E}{N}$$

⁽²⁾ On voit, d'après cette formule, que si A est l'axe de plus grande réfractivité [$A > (B = C)$], la constante de Kerr est positive quand $\vec{M}$ est dirigé dans sa direction, et négative quand il lui est perpendiculaire :

$$(\mathcal{B} < 0 \text{ si } \delta > 0 \quad \text{et} \quad \alpha = 90^\circ).$$

(où toutes les quantités se rapportent cette fois au liquide), il vient

$$\mathcal{B}'_1 = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)(\varepsilon + 2)^2}{90 n \lambda k T N} \delta \delta_E \varepsilon_E.$$

Si nous supposons que l'indice de réfraction obéit à la loi de Lorentz-Lorenz :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{n_{lim}^2 - 1}{n_{lim}^2 + 2} \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2} \quad (3)$$

nous voyons que $\mathcal{B}'_1$ peut se mettre sous la forme

$$\mathcal{B}'_1 = b'_1 \frac{\lambda}{\lambda^2 - \lambda_0^2}$$

en posant

$$b'_1 = \frac{3(n_{lim}^2 - 1)\delta \delta_E \varepsilon_E}{10 k T N} \frac{(n^2 + 2)^2}{9 n} \frac{(\varepsilon + 2)^2}{3(n_{lim}^2 + 2)},$$

ce que l'on peut écrire symboliquement :

$$b'_1 = \frac{(n^2 + 2)^2}{9 n} \frac{(\varepsilon + 2)^2}{3(n_{lim}^2 + 2)} (b_1)_{liq} \quad (4)$$

toutes les grandeurs se rapportant maintenant au liquide.

2° Supposons qu'il s'agisse d'un *liquide hétéropolaire*. Avec les mêmes hypothèses que dans le cas des gaz, on trouvera

$$\mathcal{B}'_2 = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)(\varepsilon + 2)^2}{540 n \lambda k^2 T^2} (3 \cos^2 \alpha - 1) M^2 \delta,$$

qui est bien de la forme

$$\mathcal{B}'_2 = b'_2 \frac{\lambda}{\lambda^2 - \lambda_0^2}$$

si l'on pose

$$b'_2 = \frac{(n_{lim}^2 - 1)(3 \cos^2 \alpha - 1) M^2 \delta}{20 k^2 T^2} \frac{(n^2 + 2)^2}{9 n} \frac{(\varepsilon + 2)^2}{3(n_{lim}^2 + 2)},$$

ce qui peut s'écrire symboliquement :

$$b'_2 = \frac{(n^2 + 2)^2}{9 n} \frac{(\varepsilon + 2)^2}{3(n_{lim}^2 + 2)} (b_2)_{liq}. \quad (5)$$

3° Enfin, dans le cas général où $\mathcal{B}'$ est de la forme $\mathcal{B}'_1 + \mathcal{B}'_2$, il faut prendre $b' = b'_1 + b'_2$.

Remarque. — En toute rigueur b'_1 , b'_2 et b' ne sont plus qu'*approximativement* constants. En effet,

(*) On doit considérer ici n_{lim}^2 comme une grandeur expérimentale déduite de l'étude même de la réfraction. Dans le cas des molécules polaires n_{lim}^2 peut différer notablement de ε . Ainsi pour le nitrobenzène par exemple

$$\frac{n_{lim}^2 - 1}{n_{lim}^2 + 2} = 0,3 \quad \text{alors que} \quad \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = 0,9.$$

ils contiennent le facteur $\frac{(n^2 + 2)^2}{9 n}$. Mais ce facteur a une variation relative tout à fait négligeable vis-à-vis de celle de la biréfringence. Pour le chlorobenzène par exemple, il varie de 1,3 à 1,4 dans l'intervalle 12 000-3000 Å, tandis que la constante de Kerr passe de 0,4 $\mathcal{B}_0$ à 2,3 $\mathcal{B}_0$. On peut donc pratiquement négliger sa variation devant celle du terme en $\frac{\lambda}{\lambda^2 - \lambda_0^2}$ exactement comme dans les théories quantiques du pouvoir rotatoire [32] on néglige la dispersion du facteur $\frac{n^2 + 2}{3}$ vis-à-vis de

celle des termes de Drude en $\frac{1}{\lambda^2 - \lambda_0^2}$. D'autre part, il ne faut pas oublier que ce facteur est assez arbitraire, car il dérive de l'utilisation de la loi de Lorentz-Lorenz et de Malleman en particulier a montré [33] qu'on est loin de pouvoir toujours attribuer au champ de polarisation interne la valeur que suppose cette loi. On a proposé bien des *invariants* de réfraction [34], et celui de Gladstone par exemple ne conduirait pas à ce facteur. Donc on peut considérer que la loi expérimentale $\mathcal{B}' = b' \frac{\lambda}{\lambda^2 - \lambda_0^2}$ est parfaitement justifiée dans le cas des liquides, étant entendu que dans l'application des formules il faut prendre pour n une valeur moyenne.

4. Biréfringence magnétique des gaz. —

1° Supposons que le gaz soit *diamagnétique*. Le même raisonnement montre que, dans le cas où les ellipsoïdes optique et magnétique ont même axe, la constante de Cotton-Mouton s'écrit

$$\mathcal{C}_1 = 3 \frac{(n^2 - 1)}{10 \lambda k T N} \varepsilon_M \delta \delta_M,$$

où ε_M est la susceptibilité magnétique (par unité de volume). Si nous supposons que l'indice de réfraction suit la loi de Sellmeier et si nous admettons l'anisotropie optique constante, on trouve que la constante de Cotton-Mouton est bien de la forme

$$\mathcal{C}_1 = c_1 \frac{\lambda}{\lambda^2 - \lambda_0^2}$$

si l'on pose

$$c_1 = \frac{3(n_{lim}^2 - 1)\delta \delta_M \varepsilon_M}{10 k T N} \quad (6)$$

2° Pour un gaz *paramagnétique*, le terme de biréfringence provenant du moment permanent $\vec{\mathcal{M}}$

(*) Comme ε_M est < 0 , on voit d'après cette formule, que la constante de Cotton-Mouton est positive si la direction de réfractivité maximum $A > (B = C)$ coïncide avec la direction de susceptibilité magnétique minimum $A_M < (B_M = C_M)$.

s'écrit, dans le cas d'une molécule ayant un axe optique incliné de α sur $\vec{M}$

$$C_2 = \frac{(n^2 - 1)(3 \cos^2 \alpha - 1)}{20 \lambda k^2 T^2} M^2 \delta.$$

Toujours avec les mêmes hypothèses, C_2 se réduit à

$$C_2 = c_2 \frac{\lambda}{\lambda^2 - \lambda_0^2}$$

à condition de poser

$$c_2 = \frac{(n_{\text{lim}}^2 - 1)(3 \cos^2 \alpha - 1)}{20 k^2 T^2} M^2 \delta. \quad (7)$$

3° Dans le cas général

$$c = c_1 + c_2.$$

Remarque. — Les formules précédentes restent à expliciter pour tenir compte des résultats des théories quantiques. Dans le cas (a) de Hund par exemple, il faut remplacer M par $M_B(\Lambda + 2\Sigma)$ et tenir compte dans l'expression de l'anisotropie magnétique de la contribution des « termes de haute fréquence » du moment, introduits par Van Vleck.

5. Biréfringence magnétique des liquides. — 1° Supposons d'abord le liquide diamagnétique. On montre encore que la constante de Cotton-Mouton peut s'écrire

$$C'_1 = c'_1 \frac{\lambda}{\lambda^2 - \lambda_0^2},$$

à condition de poser

$$c'_1 = \frac{(n^2 + 2)^2}{9n} \frac{(\mu + 2)^2}{3(n_{\text{lim}}^2 + 2)} (c_1)_{\text{liq}} \quad (8)$$

qui se réduit pratiquement à

$$c'_1 = \frac{(n^2 + 2)^2}{3n(n_{\text{lim}}^2 + 2)} (c_1)_{\text{liq}}$$

car la perméabilité μ est toujours très voisine de 1.

2° Si le liquide est paramagnétique, le terme de biréfringence provenant du moment permanent peut s'écrire toujours avec les mêmes hypothèses

$$C'_2 = c'_2 \frac{\lambda}{\lambda^2 - \lambda_0^2}$$

si l'on pose

$$c'_2 = \frac{(n^2 + 2)^2}{9n} \frac{(\mu + 2)^2}{3(n_{\text{lim}}^2 + 2)} (c_2)_{\text{liq}}. \quad (9)$$

Cette expression se réduit pratiquement à

$$c'_2 = \frac{(n^2 + 2)^2}{3n(n_{\text{lim}}^2 + 2)} (c_2)_{\text{liq}} \quad (9')$$

car μ est toujours très voisin de 1.

3° Enfin, dans le cas général,

$$c' = c'_1 + c'_2.$$

6. Application des résultats précédents. — BIRÉFRINGENCE ÉLECTRIQUE DU GAZ CARBONIQUE. — Nous avons vu que la constante de Kerr du gaz carbonique, à 17° et sous la pression atmosphérique, peut s'écrire

$$K = 1,445 \cdot 10^{-15} \frac{\lambda}{\lambda^2 - 0,5 \cdot 10^{-10}} \quad \text{C. G. S.}$$

Appliquons la formule (2') en posant

$$k = 1,38 \cdot 10^{-16}, \quad \mathcal{K} = 6,02 \cdot 10^{23}, \quad \epsilon - 1 = 9 \cdot 10^{-4}$$

(d'après Watson, Rao et Ramaswamy),

$$n_{\text{lim}}^2 - 1 = 8 \cdot 10^{-4}$$

(d'après les mesures de Watson et Ramaswamy), d_0 (par rapport à l'air) = 1,53.

On trouve $\delta^2 = 0,086$, ce qui donne pour le facteur de dépolarisation ρ (défini par $\delta^2 = \frac{5\rho}{6-7\rho}$) la valeur

$$\rho = 0,09$$

en bon accord avec la valeur expérimentale la plus récente (Cabannes et Rousset) :

$$\rho = 0,08.$$

BIRÉFRINGENCE ÉLECTRIQUE DE L'HEXANE. — Nous avons trouvé pour l'hexane

$$\frac{K}{K_{5460}} = 5,15 \frac{\lambda \cdot 10^{-3}}{\lambda^2 \cdot 10^{-6} - 1,6}.$$

Adoptant pour K_{5460} la valeur $6,0 \cdot 10^{-9}$ (Otterbein), il vient

$$K = 30,9 \cdot 10^{-14} \frac{\lambda}{\lambda^2 - 1,6 \cdot 10^{-10}} \quad \text{C. G. S.}$$

Ainsi,

$$K'_1 = 30,9 \cdot 10^{-14}.$$

Appliquons la formule (4) en posant

$$k = 1,38 \cdot 10^{-16}, \quad \mathcal{K} = 6,02 \cdot 10^{23}, \quad \epsilon = 1,8,$$

$$\frac{n_{\text{lim}}^2 - 1}{n_{\text{lim}}^2 + 2} = 0,22, \quad \frac{(n^2 + 2)^2}{n} = 11,15, \quad d = 0,7.$$

On en déduit

$$\delta^2 = 2,4 \cdot 10^{-3}$$

en accord satisfaisant avec le nombre

$$\delta_{\text{liq}}^2 = 2,7 \cdot 10^{-3}$$

que l'on peut déduire des mesures [35] du facteur de dépolarisation de l'hexane liquide (en admettant la validité d'une formule du « type Vessot-King »).

BIRÉFRINGENCE MAGNÉTIQUE DU NITROBENZÈNE. — Nous avons trouvé pour le nitrobenzène,

$$C = 12,74 \cdot 10^{-17} \frac{\lambda}{\lambda^2 - 4,3 \cdot 10^{-10}} \quad \text{C. G. S.}$$

Donc

$$c = 12,74 \cdot 10^{-17}.$$

Appliquons la formule (8) en posant

$$k = 1,38 \cdot 10^{-16}, \quad \mathcal{N} = 6,07 \cdot 10^{23}, \quad \gamma = -0,5 \cdot 10^{-6},$$

$$\frac{(n^2 + 2)^2}{n} = 12,44, \quad \frac{n_{\text{lim}}^2 - 1}{n_{\text{lim}}^2 + 2} = 0,304.$$

on trouve

$$\delta\delta_M = -0,13.$$

Supposons avec Ramanathan [36] $A < (B = C)$, donc $\delta < 0$, comme les mesures de dépolarisation donnent $\delta^2 = 5 \cdot 10^{-2}$, on en déduit

$$\delta_M = 0,58,$$

ce qui donne comme rapport de la polarisabilité magnétique maxima A_M à la polarisabilité magnétique moyenne γ_M ($= \frac{A_M + 2B_M}{3}$) la valeur

$$\frac{A_M}{\gamma_M} = 2,16$$

en bon accord avec la valeur 2,26 trouvée précédemment par Chinchalkar [37] par une autre voie.

7. Formule de Havelock et formule nouvelle pour la dispersion des biréfringences électrique et magnétique. — Revenons maintenant sur la comparaison de la formule de Havelock avec la formule que j'ai proposée, afin de bien dégager ce qu'elles supposent respectivement du point de vue théorique.

Soit A, B, C les réfractivités principales des molécules. La formule de Havelock se déduit de la théorie de Langevin-Born en admettant que les quantités

$$\left(\frac{1}{A} - \frac{1}{B}\right), \quad \left(\frac{1}{B} - \frac{1}{C}\right), \quad \left(\frac{1}{C} - \frac{1}{A}\right)$$

ne varient pas avec la longueur d'onde et que les termes

$$\frac{(A+B+C)^2}{AB}, \quad \frac{(A+B+C)^2}{BC}, \quad \frac{(A+B+C)^2}{CA}$$

restent pratiquement constants et égaux à 9. Ceci ne suppose pas que l'anisotropie optique, définie par

$$\delta^2 = \frac{(A-B)^2 + (B-C)^2 + (C-A)^2}{2(A+B+C)^2}$$

soit constante.

Au contraire, c'est cette hypothèse de l'invariance de l'anisotropie optique δ qui a servi à justifier ma formule. Ainsi par exemple, pour les gaz homopolaires diamagnétiques, les constantes de Kerr et de Cotton-Mouton peuvent s'écrire

$$\mathcal{B} = \frac{3(n_{\text{lim}} - 1)\delta\delta_E \times E}{10 k T N} \frac{\lambda}{\lambda^2 - \lambda_0^2},$$

$$\mathcal{C} = \frac{3(n_{\text{lim}} - 1)\delta\delta_M \times M}{10 k T N} \frac{\lambda}{\lambda^2 - \lambda_0^2}$$

(où δ , δ_E et δ_M sont les anisotropies optique, électrique et magnétique). Ces expressions sont bien de la forme

$$\mathcal{B} = b \frac{\lambda}{\lambda^2 - \lambda_0^2}, \quad \mathcal{C} = c \frac{\lambda}{\lambda^2 - \lambda_0^2}$$

si l'anisotropie reste constante.

Remarquons d'ailleurs que cette hypothèse est la seule compatible avec l'hypothèse de Gans :

$$\frac{A_E}{A} = \frac{B_E}{B} = \frac{C_E}{C} = a$$

souvent utilisée dans les calculs sur l'effet Kerr, et qui laisse la quantité $\frac{(1-B)^2 + (B-C)^2 + (C-A)^2}{2(A+B+C)^2}$

invariable lorsque a varie avec la longueur d'onde.

Dans le cas des liquides, c'est en réalité le terme $\frac{(n^2 + 2)^2}{9n} \delta$ qui intervient. Mais nous avons dit comment on était amené à négliger, en première approximation, la variation relative du facteur $\frac{(n^2 + 2)^2}{9n}$

vis-à-vis de celle du terme en $\frac{\lambda}{\lambda^2 - \lambda_0^2}$.

Ainsi, lorsqu'on suppose l'anisotropie optique constante, la théorie de l'orientation conduit à ma formule et non à celle de Havelock.

Les travaux récents de Turner, Mitra et Krishnan [38] montrent justement que dans un large intervalle spectral et pour les substances non associées, il n'y a aucune dispersion sensible du facteur de dépolarisation, donc de l'anisotropie optique. C'est là sans doute la raison pour laquelle la formule que j'ai proposée traduit les résultats expérimentaux avec précision.

8. Généralisation de la formule. — L'interprétation théorique de ma formule en suggère une généralisation. Si en effet il intervient plusieurs longueurs d'onde propres au lieu d'une seule on est conduit à

$$\mathcal{B} = \Sigma b \frac{\lambda}{\lambda^2 - \lambda_0^2}, \quad \mathcal{C} = \Sigma c \frac{\lambda}{\lambda^2 - \lambda_1^2}. \quad (10)$$

Mais comme la précision des mesures ne dépasse guère 0,5 pour 100, il semble inutile à l'heure actuelle de faire appel à des formules à plusieurs termes lorsqu'on est loin des régions d'absorption.

Conclusion.

Comme on le voit, la formule de dispersion que j'ai proposée pour les effets Kerr et Cotton-Mouton permet de traduire avec précision et simplicité les résultats expérimentaux. D'autre part, elle a une interprétation graphique très commode. Ainsi, les résultats relatifs à un très large intervalle spectral

peuvent se condenser en une formule extrêmement simple ou en un « graphique rectiligne ».

De plus, à partir de la formule proposée, on peut, comme je l'ai montré, calculer les anisotropies optiques et magnétiques des molécules. Ce calcul

s'effectue, non pas à partir de données numériques isolées, relatives à une seule longueur d'onde, mais à partir de la dispersion même de la biréfringence.

Ainsi, la formule proposée semble présenter à la fois un intérêt théorique et pratique.

Manuscrit reçu le 20 mars 1943.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] R. SERVANT, *C. R. Acad. Sc.*, 1937, **205**, p. 230; *Ann. de Physique*, 1939, **12**, p. 397.
- [2] R. SERVANT, *C. R. Acad. Sc.*, 1940, **211**, p. 641.
- [3] R. SERVANT, *C. R. Acad. Sc.*, 1941, **212**, p. 1140; *J. de Physique*, 1942, **3**, p. 90.
- [4] J. KERR, *Philosophical Magazine*, 1875, **50**, p. 337 et 446; 1879, **8**, p. 85 et 229; 1880, **9**, p. 157; 1882, **13**, p. 153 et 248. — P. DEBYE, *Handbuch der Radiologie*, Leipzig, 1925, **6**, p. 754. — G. SZIVESSY, *Handbuch der Physik*, Berlin, 1929, **21**, p. 724. — G. BRUHAT et M. PAUTHENIER, *C. R. Congr. intern. Électr.*, Paris, 1932, **2**, p. 493. — J. W. BEAMS, *Reviews of Modern Physics*, 1932, **4**, p. 135. — H. A. STUART, *Molekülstruktur*, Berlin, 1934, p. 197.
- [5] A. COTTON et H. MOUTON, *C. R. Acad. Sc.*, 1907, **145**, p. 229; *Ann. de Chimie et de Physique*, 1910, **19**, p. 153; 1910, **20**, p. 194; *J. de Physique*, 1911, **1**, p. 5. — P. DEBYE, *Handbuch der Radiologie*, Leipzig, 1925, **6**, p. 754. — G. SZIVESSY, *Handbuch der Physik*, Berlin, 1929, **21**, p. 808. — G. BRUHAT et M. PAUTHENIER, *C. R. Congr. intern. d'Électricité*, Paris, 1932, **2**, p. 529. — J. W. BEAMS, *Reviews of Modern Physics*, 1932, **4**, p. 160. — W. SCHUTZ, *Handbuch der Experimental Physik*, Leipzig, 1936, **16**, p. 210. — J. RABINOVITCH, *C. R. Congr. magn. de Strasbourg*, 1939, **1**, p. 1.
- [6] T. H. HAVELOCK, *Proceedings of the Royal Society of London*, 1907, A **80**, p. 28; 1911, A **84**, p. 492; 1929, A **74**, p. 46.
- [7] R. SERVANT, *C. R. Acad. Sc.*, 1940, **211**, p. 780.
- [8] GILFORD G. QUARLES, *Physical Review*, 1934, **46**, p. 692.
- [9] G. SZIVESSY et A. DIERKESMANN, *Annalen der Physik*, 1929, **3**, p. 507.
- [10] R. GUILLIEN, *Ann. de Physique*, 1937, **8**, p. 555.
- [11] L. R. INGERSOLL et WESLEY R. WINCH, *Physical Review*, 1933, **44**, p. 399.
- [12] H. BIZETTE et B. TSAÏ, *C. R. Acad. Sc.*, 1935, **201**, p. 955.
- [13] CH. HAENNY, *C. R. Acad. Sc.*, 1931, **193**, p. 931.
- [14] P. LAINÉ, *C. R. Acad. Sc.*, 1933, **196**, p. 1218; *Actualités scientifiques et industrielles*, Paris, 1936, n° 324.
- [15] C. SALCEANU, *C. R. Acad. Sc.*, 1932, **194**, p. 863.
- [16] A. COTTON et H. MOUTON, *C. R. Acad. Sc.*, 1908, **147**, p. 193.
- [17] FRANCIS J. DAVIS, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1940, **30**, p. 488.
- [18] R. SERVANT, *C. R. Acad. Sc.*, 1942, **214**, p. 159; 1942, **215**, p. 574; 1943, **216**, p. 177.
- [19] P. LANGEVIN, *C. R. Acad. Sc.*, 1910, **151**, p. 475; *Le Radium*, 1910, **7**, p. 249.
- [20] M. BORN, *Ann. der Physik*, 1918, **55**, p. 177.
- [21] R. DE MALLEMANN, *Ann. de Physique*, 1924, **2**, p. 187.
- [22] R. GANS, *Ann. der Physik*, 1921, **65**, p. 97; *Handbuch der Experimental Physik*, Leipzig, 1928, **19**, p. 397.
- [23] C. V. RAMAN et K. S. KRISHNAN, *Philosophical Magazine*, 1927, **3**, p. 713 et 724; *Proceedings of the Royal Society of London*, 1927, A **113**, p. 511; 1927, A **117**, p. 1; *C. R. Acad. Sc.*, 1927, **184**, p. 449.
- [24] H. A. STUART, *Zeitsch. für Physik*, 1929, **55**, p. 358; 1929, **59**, p. 13; 1930, **63**, p. 533. — H. A. STUART et H. VOLKMANN, *Zeitsch. für Physik*, 1923, **83**, p. 444 et 461. — H. A. STUART et W. BUCHHEIM, *Zeitsch. für Physik*, 1938, **111**, p. 36.
- [25] R. DE L. KRONIG, *Band Spectra and Molecules*, Cambridge, 1930.
- [26] M. BORN et P. JORDAN, *Elementare quantenmechanik*, Berlin, 1930, p. 259.
- [27] J. H. VAN VLECK, *The theory of electric and magnetic susceptibilities*, Oxford, 1932.
- [28] R. SERBER, *Physical Review*, 1933, **43**, p. 1003 et 1011.
- [29] TH. NEUGEBAUER, *Zeitsch. für Physik*, 1939, **112**, p. 257; 1939, **113**, p. 115; 1940, **116**, p. 428; 1942, **119**, p. 114.
- [30] J. CABANNES, *La diffusion moléculaire de la lumière*, Paris, 1929. — E. DARMOIS, *L'état liquide de la matière*, Paris, 1943.
- [31] Y. ROCARD, *C. R. Acad. Sc.*, 1925, **181**, p. 212; *Ann. de Physique*, 1928, **10**, p. 203; *Philosophical Magazine*, 1928, **6**, p. 204.
- [32] E. U. CONDON, *Reviews of Modern Physics*, 1937, **9**, p. 439.
- [33] R. DE MALLEMANN, *Ann. de Physique*, 1924, **2**, p. 162.
- [34] E. DARMOIS, *Traité de Chimie organique de Grignard*, Paris, 1936, **2**, p. 14.
- [35] S. RAMACHANDRA RAO, *Indian Journal of Physics*, 1927, **2**, p. 7.
- [36] K. R. RAMANATHAN, *Proceedings of the Royal Society*, 1926, A **110**, p. 123.
- [37] S. W. CHINCHALKAR, *Indian Journ. of Physics*, 1932, **6**, p. 563.
- [38] S. M. MITRA, *Zeitsch. für Physik*, 1935, **96**, p. 29. — R. S. KRISHNAN, *Proceedings of the Indian Academy of Sciences*, 1936, A **3**, p. 566.