

Indice scalaire et activité optique dans le cadre de la théorie de la diffusion moléculaire

Thierry Ruchon

Sommaire

A. Lien entre l'indice scalaire et la polarisabilité électrique	4
A.1 Rayonnement d'un dipôle électrique isolé en champ lointain	4
A.2 Rayonnement d'un plan de dipôles en champ lointain	5
B. Calcul de l'activité optique en utilisant la théorie de la diffusion moléculaire	10
B.1 Contribution des dipôles électriques	10
B.2 Contribution des dipôles magnétiques	12

Introduction

Ce texte est une adaptation d'une annexe de ma thèse. Il présente quelques calculs qui permettent de faire un lien direct entre les multipôles induits sur une molécule, et les effets d'indice – scalaire ou de rotation de polarisation, qui leur sont liés. C'est une approche qui peut se substituer à la résolution de l'équation d'onde pour les champs discutée dans un autre texte en ligne. La première partie de cette annexe constitue un exercice relativement classique de L2-L3. La deuxième, souvent moins connue, utilise les mêmes outils mathématiques que la première. Cependant, en se focalisant sur l'activité optique, elle donne l'occasion de discuter le cas moins souvent abordé où les dipôles magnétiques jouent un rôle majeur.

Cette méthode, appelée théorie de la diffusion moléculaire, développée par Rayleigh dans le cas de l'indice [1] et étendue par Kauzmann à l'activité optique [2] constitue en fait une version très simplifiée du théorème d'extinction d'Ewald-Oseen [3]. Elle a été utilisée par d'autres auteurs dans un cadre très général pour décrire, d'une part l'activité optique et le dichroïsme circulaire naturel dans différentes régions du spectre, d'autre part l'effet Faraday et le dichroïsme circulaire magnétique [4].

Dans cette approche, l'indice vu par une onde se propageant dans un milieu et ses changements de polarisation sont attribués aux interférences de l'onde incidente avec les champs rayonnés par les multipôles qu'elle induit dans le milieu.

A. Lien entre l'indice scalaire et la polarisabilité électrique

Lorsqu'une onde lumineuse de champ électrique $\vec{\mathbf{E}}$ traverse un milieu diélectrique, les dipôles du milieu, excités à la fréquence du champ incident, rayonnent chacun un champ $\vec{\mathbf{E}}_r$ à la même fréquence. Le champ électrique total vaut alors $\vec{\mathbf{E}} + \vec{\mathbf{E}}'_r$ où $\vec{\mathbf{E}}'_r = \sum \vec{\mathbf{E}}_r$. Si $\vec{\mathbf{E}}'_r$ est colinéaire à $\vec{\mathbf{E}}$ et en quadrature par rapport à $\vec{\mathbf{E}}$, le champ total est retardé, ce qui rend compte de l'indice du milieu.

Pour aboutir à ce résultat, l'expression du rayonnement d'un dipôle

électrique est d'abord rappelée. Nous traitons ensuite le cas simplifié proposé par Rayleigh et Kauzmann, qui prend en compte une assemblée de dipôles répartis dans un plan perpendiculaire au vecteur d'onde.

A.1 Rayonnement d'un dipôle électrique isolé en champ lointain

Soit une molécule de polarisabilité isotrope α soumise au champ électrique incident $\vec{\mathbf{E}}$ d'une onde plane polarisée sur $\vec{\mathbf{e}}_x$. On pose $\underline{\vec{\mathbf{E}}} = \vec{\mathbf{E}}_0 e^{-i\omega t} = E_0 e^{-i\omega t} \vec{\mathbf{e}}_x$. En supposant que la molécule acquiert un dipôle électrique

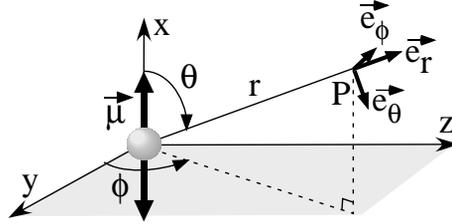


Figure 1 - Repère sphérique utilisé dans le calcul du rayonnement du dipôle électrique $\vec{\mu}$.

$\vec{\mu}$ dirigé sur l'axe $\vec{\mathbf{e}}_x$ oscillant à la fréquence ω et d'amplitude μ_0 , le champ rayonné s'écrit, dans la base $(\vec{\mathbf{e}}_r, \vec{\mathbf{e}}_\theta, \vec{\mathbf{e}}_\phi)$ définie sur la figure 1 [5]

$$\underline{\vec{\mathbf{E}}}_r(r, t) = \begin{pmatrix} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} 2 \cos \theta \left(\frac{1}{r^3} - \frac{i\omega}{r^2 c} \right) \mu_0 e^{i(kr - \omega t)} \\ \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sin \theta \left(\frac{1}{r^3} - \frac{i\omega}{r^2 c} - \frac{\omega^2}{rc^2} \right) \mu_0 e^{i(kr - \omega t)} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1)$$

Dans le cadre de l'approximation dipolaire, c'est-à-dire $r \gg \lambda$, cette expression se réduit à :

$$\underline{\vec{\mathbf{E}}}_r(r, t) = \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\omega^2 \sin \theta}{rc^2} \mu_0 e^{i(kr - \omega t)} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2)$$

Le champ rayonné est en opposition de phase avec le champ incident. Le champ total n'est donc pas déphasé par rapport au champ incident mais simplement atténué. Un dipôle isolé ne permet donc pas, à lui seul, de rendre compte de l'indice.

A.2 Rayonnement d'un plan de dipôles en champ lointain

Pour expliquer microscopiquement l'origine de l'indice, Rayleigh a proposé de considérer non plus un dipôle isolé, mais une collection de dipôles [1]. Cette approche est présentée sous la forme développée par Kuzmann [2].

On considère le plan infini (xOy) d'épaisseur Δz dans lequel sont répartis, avec la densité volumique $N(\rho)$ des dipôles $\vec{\mu} = \varepsilon_0 \alpha \vec{\mathbf{E}}_0$ de coordonnées polaires (ρ, ψ) (cf. figure 2). $N(\rho)$ est supposée tendre lentement vers 0 pour ρ infini¹. Chaque dipôle rayonne le champ $\vec{\mathbf{E}}_r$ donné par la formule (2). Pour calculer en un point P de l'axe (Oz), le champ $\vec{\mathbf{E}}_r'$ résultant des interférences de ces champs, on note R la distance du plan (xOy) au point P avec $R \gg \lambda$. On voit directement sur la figure 2, en appariant les dipôles en couples situés de façon symétrique par rapport à l'axe (Oy), que le champ $\vec{\mathbf{E}}_r'$ est dirigé sur l'axe (Ox). Pour calculer $\vec{\mathbf{E}}_r'$, on somme les projections sur (Ox) des champs rayonnés :

$$\vec{\mathbf{E}}_r' = \vec{\mathbf{e}}_x \int_{\psi=0}^{2\pi} \int_{\rho=0}^{\infty} N(\rho) \Delta z |\vec{\mathbf{E}}_r| \sin \theta \rho d\rho d\psi \quad (3)$$

$$= \vec{\mathbf{E}}_0 \frac{\alpha \omega^2}{4\pi c^2} \Delta z \int_{\psi=0}^{2\pi} \int_{\rho=0}^{\infty} N(\rho) \frac{\sin^2 \theta}{r} \cos(kr - \omega t) \rho d\rho d\psi. \quad (4)$$

Or

$$\begin{cases} r^2 & = \rho^2 + R^2 \\ r \cos \theta & = \rho \cos \psi \end{cases}$$

¹Comme nous le verrons plus loin, cette hypothèse sert à sortir $N(\rho)$ de l'intégrale sur une zone de Fresnel; la décroissance doit donc être lente à l'échelle d'une zone de Fresnel.

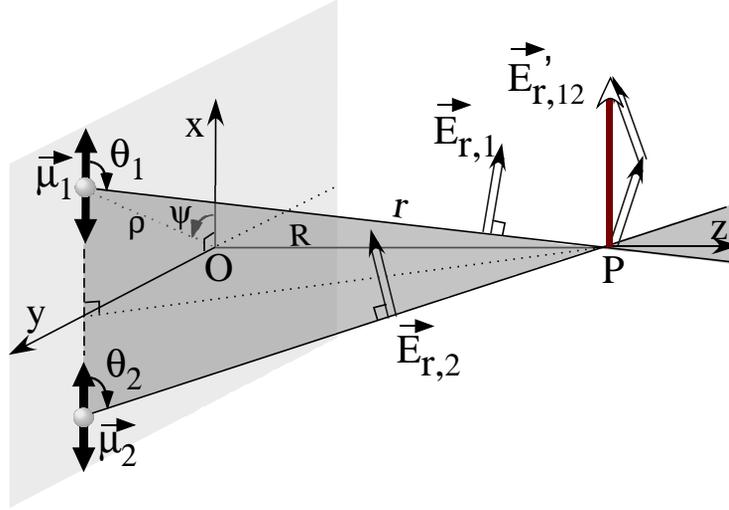


Figure 2 - Rayonnement en P d'un couple de dipôles $\vec{\mu}_1$ et $\vec{\mu}_2$ situés dans le plan (xOy) et symétriques par rapport à (Oy). Les champs rayonnés en P par $\vec{\mu}_1$ et $\vec{\mu}_2$, notés $\vec{E}_{r,1}$ et $\vec{E}_{r,2}$ définissent le plan gris foncé. Leur somme $\vec{E}'_{r,12} = \vec{E}_{r,1} + \vec{E}_{r,2}$ est dirigé suivant \vec{e}_x .

on en déduit

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho d\rho = r dr \\ \sin^2 \theta = 1 - \cos^2 \theta = 1 - \frac{\rho^2}{r^2} \cos^2 \psi = 1 - \left(1 - \frac{R^2}{r^2}\right) \cos^2 \psi \\ \hspace{15em} = \sin^2 \psi + \frac{R^2}{r^2} \cos^2 \psi. \end{array} \right. \quad (5)$$

D'où

$$\vec{E}'_r = \vec{E}_0 \frac{\alpha \omega^2}{4\pi c^2} \Delta z \int_{\psi=0}^{2\pi} \int_{r=R}^{\infty} N(r) \left(\sin^2 \psi + \frac{R^2}{r^2} \cos^2 \psi \right) \cos(kr - \omega t) dr d\psi. \quad (6)$$

L'intégration sur ψ donne :

$$\vec{E}'_r = \vec{E}_0 \frac{\alpha \omega^2}{4 c^2} \Delta z \int_{r=R}^{\infty} N(r) \left(1 + \frac{R^2}{r^2} \right) \cos(kr - \omega t) dr. \quad (7)$$

Pour calculer cette intégrale, on peut décomposer le plan en zones de Fresnel telles que la distance de P au bord extérieur de la n^{ième} zone vaille $r_n = R + n\frac{\lambda}{2}$. L'équation (7) se réécrit alors

$$\vec{\mathbf{E}}_r' = \sum_{n=1}^{\infty} \vec{\mathbf{E}}_n \quad \text{avec} \quad (8)$$

$$\vec{\mathbf{E}}_n = \vec{\mathbf{E}}_0 \frac{\alpha\omega^2}{4c^2} \Delta z \int_{r=r_{n-1}}^{r_n} N(r) \left(1 + \frac{R^2}{r^2}\right) \cos(kr - \omega t) dr \quad (9)$$

Comme $\lambda \ll R$, les variations du terme $N(r) \left(1 + \frac{R^2}{r^2}\right)$ sont beaucoup plus lentes que celles de $\cos(\omega t - kr)$ sur la zone n . Ce terme sort de l'intégrale et la formule (9) se réécrit :

$$\begin{aligned} \vec{\mathbf{E}}_n &\simeq \vec{\mathbf{E}}_0 \frac{\alpha\omega^2}{4c^2} \Delta z N(r_n) \left(1 + \frac{R^2}{r_n^2}\right) \int_{r=r_{n-1}}^{r_n} \cos(kr - \omega t) dr \\ &\simeq \vec{\mathbf{E}}_0 \frac{\alpha\omega}{4c} \Delta z N(r_n) \left(1 + \frac{R^2}{r_n^2}\right) \times [\sin(kr_n - \omega t) - \sin(kr_{n-1} - \omega t)]. \end{aligned} \quad (10)$$

or $\sin(kr_n - \omega t) = \sin(k(R + n\lambda/2) - \omega t) = (-1)^n \sin(kR - \omega t)$. D'où

$$\vec{\mathbf{E}}_n \simeq \vec{\mathbf{E}}_0 \frac{\alpha\omega}{2c} \Delta z (-1)^n N(r_n) \left(1 + \frac{R^2}{r_n^2}\right) \sin(kR - \omega t). \quad (11)$$

Le calcul de la somme (8) se réduit donc au calcul de la somme d'une série alternée dont la valeur absolue des éléments tend lentement vers zéro. En écrivant $\vec{\mathbf{E}}_n = (-1)^{n+1} s_n \vec{\mathbf{e}}_0$ où $\vec{\mathbf{e}}_0$ est un vecteur constant, les s_n sont tous de mêmes signes et décroissent lentement vers zéro. On obtient alors

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^{\infty} \vec{\mathbf{E}}_n \cdot \vec{\mathbf{e}}_0 &= s_1 - s_2 + s_3 - s_4 + \dots \\ &= \frac{s_1}{2} + \left(\frac{s_1}{2} - s_2 + \frac{s_3}{2}\right) + \left(\frac{s_3}{2} - s_4 + \frac{s_5}{2}\right) + \dots \end{aligned} \quad (12)$$

Si la décroissance des s_n est suffisamment lente, les termes entre parenthèses sont tous très petits et tendent vers zéro. La somme est alors égale

au premier terme, soit $\frac{\alpha_1}{2}$. On a donc :

$$\begin{aligned}\vec{\mathbf{E}}_r' &= \frac{\vec{\mathbf{E}}_1}{2} \\ &\simeq -\frac{\alpha\omega}{2c} N(0)\Delta z \vec{\mathbf{E}}_0 \sin(kR - \omega t)\end{aligned}\quad (13)$$

Remarquons que ce champ est colinéaire au champ incident et en quadrature par rapport à ce champ.

Finalement, on note

$$\gamma = \frac{\alpha\omega N(0)}{2c} = \alpha N(0)\frac{k}{2}.\quad (14)$$

Le champ total en P s'écrit donc

$$\begin{aligned}\vec{\mathbf{E}} &= \vec{\mathbf{E}}_0 + \vec{\mathbf{E}}_r' \\ &= \vec{\mathbf{E}}_0 (\cos(kz - \omega t) - \gamma \Delta z \sin(kz - \omega t)).\end{aligned}\quad (15)$$

Si $\gamma \Delta z \ll 1$, on définit un temps τ positif tel que $\tan(\omega\tau) \simeq \omega\tau \simeq \gamma \Delta z \ll 1$. L'équation (15) se réécrit alors

$$\begin{aligned}\vec{\mathbf{E}} &= \vec{\mathbf{E}}_0 (\cos(kz - \omega t) - \tan(\omega\tau) \sin(kz - \omega t)) \\ &= \vec{\mathbf{E}}_0 (\cos(\omega\tau) \cos(kz - \omega t) - \sin(\omega\tau) \sin(kz - \omega t)) / \cos(\omega\tau)\end{aligned}\quad (16)$$

$$\text{soit } \vec{\mathbf{E}} \simeq \vec{\mathbf{E}}_0 \cos(kz - \omega(t - \tau)).\quad (17)$$

En identifiant $\omega\tau$ à $(n - 1)k\Delta z$, on retrouve l'expression de n :

$$n = 1 + \frac{\alpha N(0)}{2}\quad (18)$$

Le champ électrique rayonné par le plan de dipôles induit donc globalement un retard à la propagation de l'onde, ce qui rend compte de l'indice scalaire isotrope. Des contributions supplémentaires à l'indice sont données par les autres multipôles induits dans le milieu. Celles qui sont responsables de l'activité optique, dues à des dipôles électriques et magnétiques, sont calculées dans le paragraphe suivant.

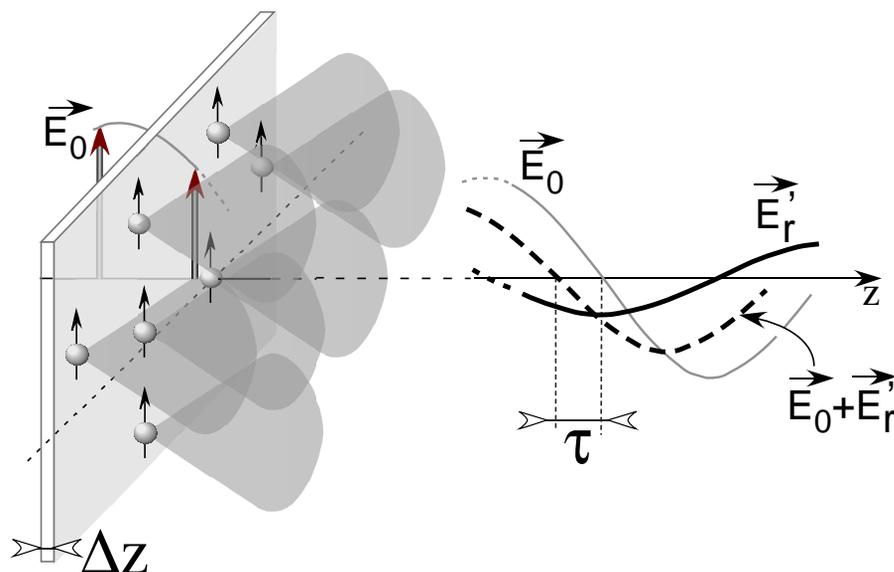


Figure 3 - Rayonnement d'un plan de dipôles. Le champ rayonné \vec{E}_r loin de ce plan est en quadrature par rapport à \vec{E}_0 . Le champ total est déphasé par rapport à \vec{E}_0 .

B. Calcul de l'activité optique en utilisant la théorie de la diffusion moléculaire

B.1 Contribution des dipôles électriques

Les développements du paragraphe précédent peuvent être généralisés directement au cas où les dipôles électriques induits ne sont ni parallèles au champ incident, ni en phase avec lui. Leur direction est désignée par le vecteur unitaire \vec{e}_1 et leur phase par ϕ . On écrit alors

$$\vec{\mu} = \varepsilon_0 \alpha E_0 \cos(\phi - \omega t) \vec{e}_1 \quad (19)$$

où α est une constante. Dans ces conditions, en reprenant le développement du paragraphe précédent, on montre que les dipôles rayonnent un champ

qui, en un point P d'abscisse z éloigné du plan $z = 0$, s'écrit

$$\vec{\mathbf{E}}_r' = \gamma \Delta z E_0 \cos(kz + \phi - \omega t + \frac{\pi}{2}) \vec{\mathbf{e}}_1 \quad (20)$$

$$= -\gamma \Delta z E_0 \sin(kz + \phi - \omega t) \vec{\mathbf{e}}_1 \quad (21)$$

$$\text{avec} \quad \gamma = \frac{\pi N \alpha}{\lambda} = \frac{\omega N \alpha}{2 c}. \quad (22)$$

Le champ transmis en P s'écrit donc

$$\begin{aligned} \vec{\mathbf{E}} &= \vec{\mathbf{E}}_0 \cos(kz - \omega t) + \vec{\mathbf{E}}_r' \\ &= E_0 \left[\cos(kz - \omega t) \vec{\mathbf{e}}_0 - \gamma \Delta z \sin(kz + \phi - \omega t) \vec{\mathbf{e}}_1 \right]. \end{aligned} \quad (23)$$

Considérons une onde polarisée linéairement suivant (Ox) de champ électrique $\vec{\mathbf{E}} = E_0 \cos(kz - \omega t) \vec{\mathbf{e}}_x$. Les dipôles électriques induits responsables de l'activité optique valent $-\varepsilon_0 \beta_\mu^{(e)} \mathbf{rot} \vec{\mathbf{E}}$ (voir le chapitre «origine de l'activité optique»). Ils se réécrivent $\vec{\boldsymbol{\mu}} = -\varepsilon_0 \beta_\mu^{(e)} k E_0 \cos(kz - \omega t + \pi/2) \vec{\mathbf{e}}_y$. D'après la formule (20) appliquée avec $\phi = \pi/2$ et $\vec{\mathbf{e}}_1 = \vec{\mathbf{e}}_y$, un plan de ces dipôles rayonne au point P un champ perpendiculaire au champ incident, déphasé de $\pi/2$ par rapport à $\vec{\boldsymbol{\mu}}$, donc déphasé de π par rapport à $\vec{\mathbf{E}}$:

$$\vec{\mathbf{E}}_r'^{(e)}(r, t) = \beta_\mu^{(e)} \frac{\omega^2}{2 c^2} \Delta z N \cos(kz - \omega t) E_0 \vec{\mathbf{e}}_y. \quad (24)$$

Le champ transmis, somme du champ incident et du champ rayonné s'écrit

$$\vec{\mathbf{E}}(r, t) = E_0 \left(\vec{\mathbf{e}}_x + \beta_\mu^{(e)} \frac{\omega^2}{2 c^2} \Delta z N \vec{\mathbf{e}}_y \right) \cos(kz - \omega t). \quad (25)$$

C'est un champ polarisé linéairement qui a tourné d'un angle

$$-\beta_\mu^{(e)} \Delta z N(0) \omega^2 / (2c^2)$$

par rapport au champ incident (*cf.* figure 4)². Ceci donne une première contribution à l'activité optique.

²Pour conserver les notations, nous le comptons positivement quand un observateur qui reçoit le faisceau le voit tourner sur sa droite, c'est-à-dire, dans le sens inverse du sens trigonométrique.

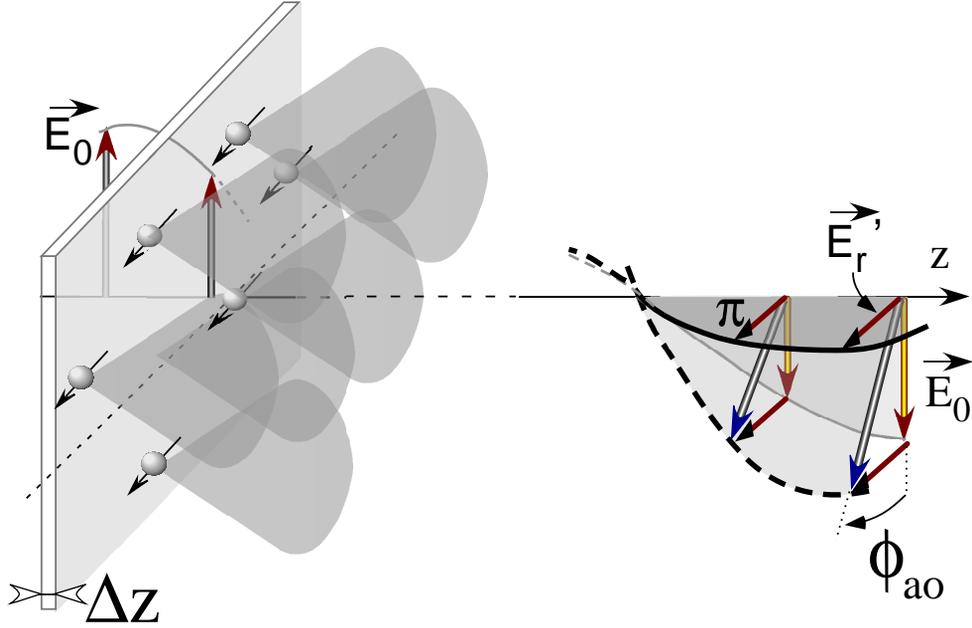


Figure 4 - Schéma explicitant la relation entre la rotation due à l'activité optique et les équations constitutives correspondantes. Un plan de dipôles électriques d'épaisseur Δz est excité par une onde \vec{E}_0 polarisée suivant \vec{e}_x . Une des composantes de la réponse est une polarisation orthogonale à l'excitation et en quadrature (proportionnelle à $\text{rot}\vec{E}$). Les interférences des champs rayonnés par ces dipôles donnent un champ rayonné global \vec{E}_r' perpendiculaire à l'excitation et en opposition de phase. Il en résulte une rotation ϕ_{ao} .

B.2 Contribution des dipôles magnétiques

Comme rappelé dans le chapitre sur l'origine physique de l'activité optique, les dipôles magnétiques contribuent aussi à l'activité optique. Dans ce paragraphe, la présentation du premier paragraphe de cette annexe est adaptée pour traiter ces dipôles.

Dans la zone de rayonnement, le champ électrique rayonné, dans la direction \vec{e}_r , par un dipôle magnétique \vec{m} s'écrit [5]

$$\vec{E}_r(r, t) = -\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{k^2}{4\pi} \vec{e}_r \wedge \vec{m} \frac{e^{ikr}}{r}. \quad (26)$$

Comme dans les paragraphes précédents, on considère une onde plane polarisée linéairement suivant \vec{e}_x qui arrive sur un plan (xOy) d'épaisseur Δz contenant des molécules réparties avec la densité $N(\rho)$. Dans un milieu chiral, cette onde excite des dipôles magnétiques \vec{m} définis par l'équation constitutive :

$$\begin{aligned}\vec{m} &= -\varepsilon_0 \beta_\mu^{(m)} \dot{\vec{E}} \\ &= i \varepsilon_0 \omega \beta_\mu^{(m)} e^{-i\omega t} E_0 \vec{e}_x.\end{aligned}$$

Le champ rayonné s'écrit alors

$$\vec{E}_r(r, t) = \frac{\beta_\mu^{(m)} k^2 \omega E_0}{4\pi c} \cdot \frac{e^{i(kr - \omega t + \frac{\pi}{2})}}{r} \cdot \sin \theta \vec{e}_\phi. \quad (27)$$

La figure 5 montre que le champ électrique rayonné par ce plan de dipôles

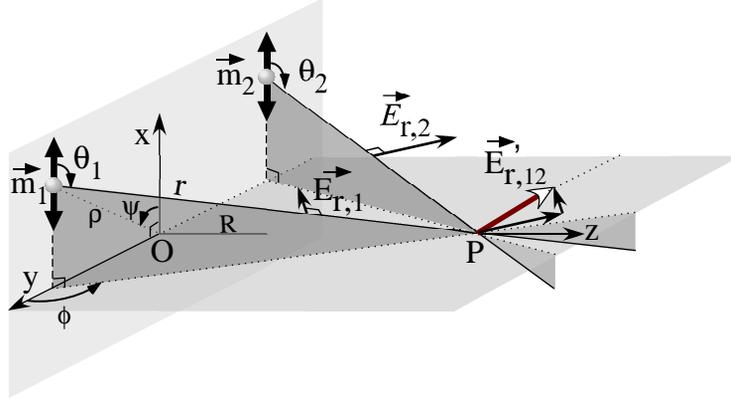


Figure 5 - Rayonnement en P d'un couple de dipôles magnétiques \vec{m}_1 et \vec{m}_2 , situés dans le plan (xOy) et disposés de façon symétrique par rapport à (Ox). Le champ $\vec{E}'_{r,12}$, somme des champs $\vec{E}_{r,1} + \vec{E}_{r,2}$ rayonnés par \vec{m}_1 et \vec{m}_2 est dirigé suivant \vec{e}_y .

magnétiques, \vec{E}'_r , est dirigé suivant l'axe (Oy). Pour calculer ce champ, il

faut sommer les projections de l'équation (27) sur cet axe, d'où

$$\begin{aligned}\vec{\mathbf{E}}_r' &= -\vec{\mathbf{e}}_y \int_{\psi=0}^{2\pi} \int_{\rho=0}^{\infty} N(\rho) \Delta z |\vec{\mathbf{E}}_r| \sin \phi \rho d\rho d\psi \\ &= -\vec{\mathbf{e}}_y \frac{\beta_\mu^{(m)} k^2 \omega E_0 \Delta z}{4\pi c} \times \\ &\quad \int_{\psi=0}^{2\pi} \int_{\rho=0}^{\infty} N(\rho) \frac{\sin \theta \sin \phi}{r} \cos(kr - \omega t + \frac{\pi}{2}) \rho d\rho d\psi.\end{aligned}\quad (28)$$

Or, $\sin \theta = (R/\sin \phi)/r$ (figure 5). On en déduit, en utilisant $\rho d\rho = r dr$

$$\vec{\mathbf{E}}_r' = \vec{\mathbf{e}}_y \frac{\beta_\mu^{(m)} k^2 \omega E_0 \Delta z}{4\pi c} \int_{\psi=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{\infty} N(r) \frac{R}{r} \sin(kr - \omega t) dr d\psi \quad (29)$$

$$= \vec{\mathbf{e}}_y \frac{\beta_\mu^{(m)} k^2 \omega E_0 \Delta z}{2c} \int_{r=0}^{\infty} N(r) \frac{R}{r} \sin(kr - \omega t) dr. \quad (30)$$

En utilisant la même méthode que pour les dipôles électriques, l'intégration donne

$$\vec{\mathbf{E}}_r' = \frac{\beta_\mu^{(m)} \omega^2 E_0 \Delta z}{2c^2} N(0) \cos(kR - \omega t) \vec{\mathbf{e}}_y. \quad (31)$$

Ce champ est en phase avec le champ incident et perpendiculaire à ce champ. Le champ total, $\vec{\mathbf{E}} + \vec{\mathbf{E}}_r'$ a donc tourné par rapport au champ incident ; d'où la contribution des dipôles magnétiques à l'activité optique.

En sommant les contributions dipolaires électriques et magnétiques, la rotation totale vaut $-2\pi^2/(\lambda^2)(\beta_\mu^{(e)} + \beta_\mu^{(m)}) N \Delta z$. Cette formule est identique à la rotation obtenue par la résolution directe de l'équation d'onde présentée dans un autre chapitre en ligne. Notons que, compte tenu de $\beta_\mu^{(e)} = \beta_\mu^{(m)}$, l'on retrouve l'égalité des contributions dues aux dipôles électriques et magnétiques.

À partir de la théorie de la diffusion moléculaire, on retrouve donc les résultats obtenus par la résolution directe de l'équation d'onde pour les champs. Elle montre pourquoi, pour générer une rotation de polarisation, d'une part, les **dipôles électriques** doivent être induits **perpendiculairement au champ électrique** de l'onde incidente et en quadrature, et d'autre part les **dipôles magnétiques** doivent être induits également en quadrature par rapport au champ électrique de l'onde incidente, mais

parallèlement à ce champ.

Pour conclure, notons que calcul s'applique directement aux cas des dipôles induits responsables de l'effet Faraday ou de l'indice magnétochiral. Par exemple, dans ce dernier cas, la contribution des dipôles électriques s'obtient en remplaçant la polarisabilité α du paragraphe [A.1](#) par $\delta(\vec{\mathbf{H}}^s \cdot \vec{\mathbf{k}})$.

Bibliographie

- [1] L. RAYLEIGH : «*On the scattering of light by small particles*». Philosophical magazine, **41**, 447–451 (1871). [2](#), [4](#)
- [2] W. KAUFMANN : «*Quantum chemistry*». Academic Press, New York (U. S. A.) (1957). [2](#), [4](#)
- [3] É. LALOR et E. WOLF : «*Exact solution of the equations of molecular optics for refraction and reflexion of an electromagnetic wave on a semi-infinite dielectric*». Journal of the Optical Society of America, **62** (10), 1165–1174 (1972). [2](#)
- [4] L. D. BARRON : «*Molecular light scattering and optical activity. Second edition*». Cambridge University press, Cambridge (U. K.) (2004). [2](#)
- [5] J. D. JACKSON. Voir par exemple les pages 430 à 436 du livre de Jackson [\[6\]](#). [3](#), [10](#)
- [6] J. D. JACKSON : «*Électrodynamique classique*». Dunod, Paris (France) (2001). [15](#)