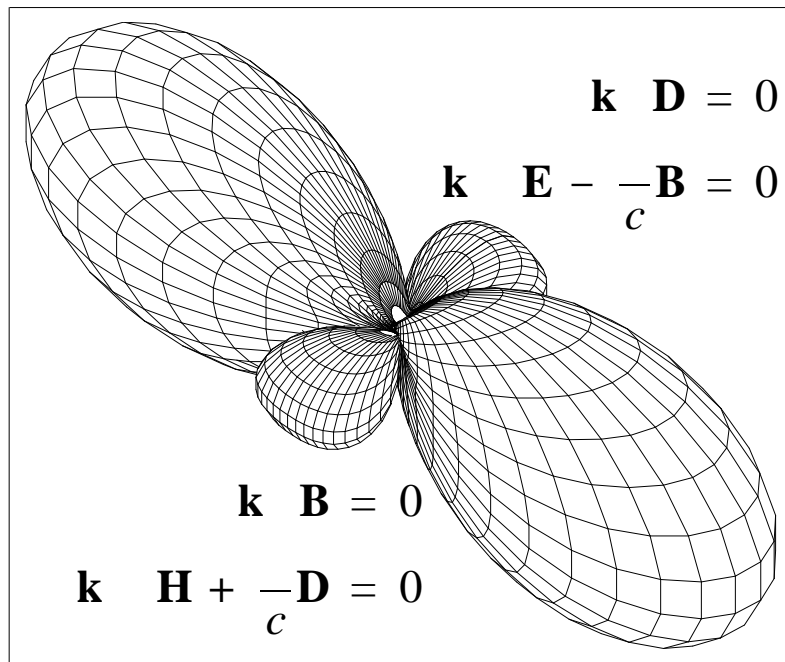


David Sénéchal

ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES



NOTES DE COURS
(PHQ-525)

Université de Sherbrooke
Faculté des Sciences
Avril 2002

ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES

NOTES DE COURS
(PHQ-525)

par

David Sénéchal
Professeur
Département de physique

Faculté des Sciences
Université de Sherbrooke
Avril 2002

Table des Matières

1. Le champ électromagnétique	1
1. Équations de Maxwell	1
2. Potentiels électromagnétiques	2
3. Champs macroscopiques	3
4. Énergie et impulsion	6
5. Équation de Helmholtz	7
Problèmes	7
2. Ondes planes dans le vide et les diélectriques	9
1. Ondes planes et représentation complexe	9
2. Polarisation	11
3. Densité et flux d'énergie d'une onde monochromatique	13
4. Décomposition spectrale	14
5. Lumière partiellement polarisée et paramètres de Stokes	17
Problèmes	20
3. Théorie de la constante diélectrique	22
1. Polarisabilité	22
2. Modèle de Drude	25
3. Équation de Clausius-Mossoti	27
4. Fréquence de plasma	28
5. Plasma en champ magnétique : magnétosphère	30
6. Dispersion dans les conducteurs	33
7. Propagation dans un conducteur	35
Problèmes	37
4. Réflexion et réfraction	41
1. Incidence normale	41
2. Incidence oblique	42
3. Angle de Brewster	45
4. Coefficients de réflexion et transmission	46
5. Réflexion totale interne	46
6. Réflexion et réfraction sur les conducteurs	47
Problèmes	48

5. Propagation dans un diélectrique anisotrope	52
1. Tenseur diélectrique et systèmes cristallins	52
2. Surface des indices	54
3. Vecteur radial et surface des rayons	57
4. Polarisation	61
Problèmes	63
6. Guides d'onde	65
1. Réduction aux composantes longitudinales	65
2. Modes TEM	67
3. Modes TE et TM dans un guide conducteur creux	70
4. Guide d'onde rectangulaire	71
5. Pertes d'énergie dans les guides d'onde à parois conductrices	75
Problèmes	76
7. Guides à section circulaire	78
1. Guide d'onde creux à section circulaire	78
2. Distribution du courant dans un fil conducteur	80
3. Fibre optique à saut d'indice	81
Problèmes	86
8. Cavités électromagnétiques	89
1. Cavité cylindrique générale	89
2. Facteur de qualité	91
Problèmes	92
9. Rayonnement d'ondes électromagnétiques	93
1. Potentiels retardés	93
2. Rayonnement par une source monochromatique	96
3. Rayonnement dipolaire électrique	99
4. Rayonnement dipolaire magnétique	101
5. Rayonnement quadrupolaire électrique	102
Problèmes	104
10. Antennes	105
1. Antenne linéaire	105
2. Résistance de rayonnement	107
3. Antennes réceptrices	108
4. Réseaux d'antennes	109
Problèmes	111
11. Diffraction	113
1. Diffraction scalaire	113
2. Diffraction vectorielle	116
3. Approximation de Fraunhofer	119
4. Diffraction par une ouverture circulaire	121
5. Principe de Babinet	124
6. Formule de Stratton-Chu	125
Problèmes	126
12. Diffusion de la lumière	130
1. Diffusion par un électron	130
2. Théorie générale de la diffusion	135
3. Facteur de forme	136
4. Fluctuations de densité	137
Problèmes	140

13. Rayonnement par des charges ponctuelles	142
1. Champs produits par une charge en mouvement	142
2. Charge en mouvement uniforme	145
3. Rayonnement non relativiste	146
4. Cas où la vitesse est parallèle à l'accélération	147
5. Cas d'une orbite circulaire	148
6. Formule de Larmor relativiste	150
7. Rayonnement synchrotron	151
Problèmes	153
A. Théorème de Helmholtz	155
B. Dispersion d'un paquet d'ondes	156
C. Relations de Kramers-Krönig	158
D. Fonctions de Bessel	160
1. Définitions	160
2. Propriétés	161
3. Fonctions de Bessel modifiées	163
E. Conversion SI-gaussien	164
F. Formulaire	165
Bibliographie	167
Index	168

1 Le champ électromagnétique

Dans cette section on rappelle les propriétés fondamentales du champ électromagnétique : les équations de Maxwell, l'existence de champs macroscopiques, les potentiels, l'énergie et l'impulsion associés aux champs électrique et magnétique. On suppose que ces concepts ont été vus antérieurement : il ne s'agit ici que d'effectuer un rappel et d'établir la notation.

1.1 Équations de Maxwell

La théorie classique du champ électromagnétique s'est fixée dans les années 1860, lorsque Maxwell compléta les travaux d'Ampère et de Faraday et obtint un ensemble cohérent d'équations différentielles pour les champs électrique (\mathbf{E}) et magnétique (\mathbf{B}). Dans le système d'unité gaussien, ces équations sont

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho_{\text{tot}} \quad (1.1)$$

$$\nabla \wedge \mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (1.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.3)$$

$$\nabla \wedge \mathbf{B} - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_{\text{tot}} \quad (1.4)$$

où ρ_{tot} est la densité de charge totale et \mathbf{J}_{tot} la densité de courant totale. Par 'totale', on entend que toutes les charges sont incluses dans ces densités, même les charges liées en permanence aux atomes et molécules et qui ne peuvent être déplacées sur de longues distances par application d'un champ électrique.

Les équations de Maxwell peuvent aussi être exprimées sous forme intégrale, à l'aide du théorème de la divergence et du théorème de Stokes. Si S est une surface orientée, nous désignerons par ∂S sa frontière (également orientée). Désignons par $\Phi_E[S]$ (flux électrique), $\Phi_B[S]$ (flux magnétique) et $I[S]$ (courant électrique) les flux des vecteurs \mathbf{E} , \mathbf{B} et \mathbf{J} à travers cette surface, c'est-à-dire les intégrales

$$\begin{aligned} \Phi_E[S] &= \int_S \mathbf{da} \cdot \mathbf{E} \\ \Phi_B[S] &= \int_S \mathbf{da} \cdot \mathbf{B} \\ I[S] &= \int_S \mathbf{da} \cdot \mathbf{J} \end{aligned} \quad (1.5)$$

D'autre part, désignons par $C_E[\partial S]$ et $C_B[\partial S]$ les circulations des champs \mathbf{E} et \mathbf{B} le long de la frontière ∂S de cette surface. Dans cette notation, les équations de Maxwell sous forme intégrale sont

$$\begin{aligned} \Phi_E[S] &= 4\pi Q_{\text{tot}} && \text{(surface fermée)} \\ C_E[\partial S] &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi_B[S]}{\partial t} \\ \Phi_B[S] &= 0 && \text{(surface fermée)} \\ C_B[\partial S] &= \frac{1}{c} \frac{\partial \Phi_E[S]}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} I_{\text{tot}}[S] \end{aligned} \quad (1.6)$$

La première équation est la loi de Gauss, qui stipule que le flux électrique sortant d'une surface fermée est 4π fois la charge électrique totale à l'intérieur de la surface. La deuxième est la loi d'induction de Faraday, qui stipule que la circulation du champ électrique le long d'un contour

fermée (∂S), ou force électromotrice, est proportionnelle à la dérivée temporelle du flux magnétique à travers une surface bordée par ce contour. Le signe $-$ signifie que si le contour était un fil conducteur, la force électromotrice induite causerait un courant électrique qui serait la source d'un champ magnétique s'opposant à la variation du flux magnétique Φ_B (loi de Lenz). La troisième équation, qui ne porte pas de nom, stipule que le flux magnétique sortant d'une surface fermée est toujours nul, ce qui revient à dire que les charges (ou monopoles) magnétiques n'existent pas. Enfin, la dernière équation est la loi d'Ampère, qui stipule que la circulation du champ magnétique le long d'un contour fermé ∂S est proportionnelle au courant électrique $I[S]$ passant au travers du contour et à la dérivée temporelle du flux électrique à travers une surface bordée par ce contour (dérivée aussi appelée courant de déplacement, introduit par Maxwell).

Équation d'onde

L'un des caractères fondamentaux des équations de Maxwell est qu'elles permettent la propagation de champs électrique et magnétique même en l'absence de charge et de courant, ce qu'on appelle justement des **ondes électromagnétiques**. Pour s'en convaincre, posons $\rho_{\text{tot}} = 0$ et $\mathbf{J}_{\text{tot}} = 0$ et calculons le rotationnel de la loi de Faraday :

$$\nabla \wedge (\nabla \wedge \mathbf{E}) + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \nabla \wedge \mathbf{B} = [\nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}] + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) \quad (1.7)$$

où nous avons substitué pour $\nabla \wedge \mathbf{B}$ ce que prescrit la loi d'Ampère. Comme $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ si $\rho_{\text{tot}} = 0$, on trouve l'équation d'onde pour chacune des composantes de \mathbf{E} :

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.8)$$

Cette équation ne contient pas à elle-seule toutes les équations de Maxwell et ses solutions doivent quand même respecter la loi de Gauss $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$. Une solution acceptable de cette équation est une onde progressive de forme quelconque se propageant dans la direction $\hat{\mathbf{k}}$ (un vecteur unité quelconque) à la vitesse c :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 f(\hat{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r} - ct) \quad (\mathbf{E}_0 \cdot \hat{\mathbf{k}} = 0) \quad (1.9)$$

où \mathbf{E}_0 est un vecteur constant, perpendiculaire à $\hat{\mathbf{k}}$ (de sorte à respecter la condition $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$) et où f est une fonction quelconque. Une telle onde ne se disperse pas, c'est-à-dire que sa forme ne fait que se déplacer dans l'espace, sans se modifier. Cette absence de dispersion est propre aux solutions de l'équation d'onde et donc aux ondes électromagnétiques se propageant dans le vide. Nous verrons que, dans un matériau, l'équation d'onde n'est plus applicable et que, même si des ondes électromagnétiques sont encore possibles, leur vitesse dépend de la fréquence et qu'en conséquent elle subissent une dispersion, sauf dans le cas idéal d'une onde monochromatique (c'est-à-dire d'une fréquence parfaitement déterminée).

1.2 Potentiels électromagnétiques

Les lois (1.2) et (1.3) nous permettent d'exprimer les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} en fonction du **potentiel électrique** Φ et du **potentiel vecteur** \mathbf{A} :

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= -\nabla \Phi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \\ \mathbf{B} &= \nabla \wedge \mathbf{A} \end{aligned} \quad (1.10)$$

Rappelons ici comment une telle représentation est possible. D'après le **théorème de Helmholtz** (voir le complément **A**), la relation $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ entraîne l'existence d'un champ vectoriel \mathbf{A} tel que $\mathbf{B} = \nabla \wedge \mathbf{A}$. Ensuite, la loi de Faraday s'écrit

$$\nabla \wedge \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = 0 \quad (1.11)$$

et donc, toujours d'après le théorème de Helmholtz, la quantité entre accolades est le gradient d'une fonction Φ , d'où la représentation (1.10).

Les potentiels ne sont pas uniques. On peut toujours effectuer une **transformation de jauge**:

$$\Phi \rightarrow \Phi - \frac{1}{c} \frac{\partial \xi}{\partial t} \quad \mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A} + \nabla \xi \quad (1.12)$$

où $\xi(\mathbf{r}, t)$ est une fonction quelconque de la position et du temps. Cet arbitraire dans les potentiels nous permet de leur imposer des conditions particulières appelées **jauges**. On utilise principalement la **jauge de Lorentz**:

$$\nabla \cdot \mathbf{A} + \frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0 \quad (1.13)$$

et la **jauge de Coulomb**, ou **jauge transverse**:

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = 0 \quad (1.14)$$

1.3 Champs macroscopiques

Dans les matériaux, les équations de Maxwell microscopiques sont difficilement applicables en pratique, car les charges liées aux atomes et aux molécules jouent un rôle important et difficilement contrôlable. Pour surmonter cette difficulté, on introduit des champs macroscopiques (\mathbf{D} et \mathbf{H}) dont les sources excluent les charges et les courants liés. Nous allons maintenant rapidement passer en revue l'origine de ces champs macroscopiques.

Par définition, la charge liée ne peut s'étendre que sur une très courte distance, c'est-à-dire à l'échelle d'un atome. L'effet de cette charge liée peut donc être complètement représenté par une distribution de dipôles électriques et de dipôles magnétiques, qui sont soit créés par une redistribution des mouvements électroniques ou une réorientation des molécules sous l'influence de champs externes, soit présents de manière spontanée. Le moment dipolaire électrique par unité de volume, ou **polarisation**, est noté \mathbf{P} . Le moment dipolaire magnétique par unité de volume, ou **aimantation**, est noté \mathbf{M} .

Rappelons que le potentiel électrique $\Phi(\mathbf{r})$ causé par la présence d'un dipôle électrique ponctuel \mathbf{d} situé au point \mathbf{r}' est

$$\Phi(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{d} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \quad (1.15)$$

Par superposition, le potentiel électrique résultant d'une distribution de dipôles électriques est

$$\Phi(\mathbf{r}) = \int_V d^3r' \frac{\mathbf{P}(\mathbf{r}') \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} = \int_V d^3r' \mathbf{P}(\mathbf{r}') \cdot \nabla' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (1.16)$$

Il est possible d'interpréter cette formule en fonction d'une densité de charge en procédant à une intégration par parties. L'intégration par parties en dimension trois se fait de plusieurs façons, dont la suivante : si \mathbf{A} est un champ vectoriel et f une fonction scalaire, on a la relation suivante :

$$\nabla \cdot (f \mathbf{A}) = \mathbf{A} \cdot \nabla f + f \nabla \cdot \mathbf{A} \quad (1.17)$$

En intégrant sur un volume V et en appliquant le théorème de Gauss, on trouve

$$\oint_{\partial V} f \mathbf{A} \cdot d\mathbf{a} = \int_V d^3r \mathbf{A} \cdot \nabla f + \int_V d^3r f \nabla \cdot \mathbf{A} \quad (1.18)$$

En appliquant cette relation à l'éq. (1.16), où $\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{P}$ et $f \rightarrow 1/|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ et où l'intégration et les dérivées sont prises par rapport à \mathbf{r}' , on trouve

$$\Phi(\mathbf{r}) = - \int_V d^3r' \frac{\nabla' \cdot \mathbf{P}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} + \oint_{\partial V} d\mathbf{a} \cdot \frac{\mathbf{P}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (1.19)$$

V désigne le volume d'intégration (le volume du matériau) et ∂V représente la surface du matériau, orientée avec une normale externe. L'interprétation de ce résultat est la suivante : étant donné que le potentiel électrique causé par une densité de charge quelconque $\rho(\mathbf{r})$ est

$$\Phi(\mathbf{r}) = \int d^3r' \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad (1.20)$$

le potentiel créé par la distribution de dipôles équivaut à celui créé par une densité de charge volumique $\rho' = -\nabla \cdot \mathbf{P}$ plus une densité surfacique de charge $\rho'_s = \mathbf{P} \cdot \mathbf{n}$, où \mathbf{n} est la normale qui sort de l'échantillon :

$$\rho' = -\nabla \cdot \mathbf{P} \quad \rho'_s = \mathbf{P} \cdot \mathbf{n} \quad (1.21)$$

Donc, fondamentalement, la polarisation \mathbf{P} se ramène à une distribution de charge liée, volumique et surfacique. Notons que la polarisation peut aussi donner naissance à une densité de courant si elle varie dans le temps. Ceci peut se déduire de l'équation de continuité exprimant la conservation de la charge liée :

$$\nabla \cdot \mathbf{J}' + \frac{\partial \rho'}{\partial t} = 0 \quad (1.22)$$

(la charge liée est conservée séparément de la charge mobile, sinon le concept de charge liée ne serait pas très utile). Pour que cette équation soit satisfaite avec $\rho' = -\nabla \cdot \mathbf{P}$, il faut que \mathbf{J}' soit égal à $\partial \mathbf{P} / \partial t$, plus une partie sans divergence qui donne naissance à l'aimantation.

D'autre part, le potentiel vecteur causé par un dipôle magnétique ponctuel \mathbf{m} situé au point \mathbf{r}' est

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{m} \wedge (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \quad (1.23)$$

Encore une fois, par superposition, le potentiel électrique résultant d'une distribution de dipôles magnétiques est

$$\begin{aligned} \mathbf{A}(\mathbf{r}) &= \int d^3r' \frac{\mathbf{M}(\mathbf{r}') \wedge (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \\ &= \int_V d^3r' \mathbf{M}(\mathbf{r}') \wedge \nabla' \left(\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) \\ &= \int_V d^3r' \frac{\nabla' \wedge \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} - \oint_S d\mathbf{a} \wedge \frac{\mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \end{aligned} \quad (1.24)$$

Encore une fois, nous avons intégré par parties pour obtenir la dernière équation. Or, rappelons que le potentiel vecteur causé par une densité de courant quelconque \mathbf{J} est

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{1}{c} \int_V d^3r' \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (1.25)$$

À la lumière de cette expression, on constate que l'aimantation agit comme une densité de courant $\mathbf{J}' = c\nabla\wedge\mathbf{M}$ liée au matériau, plus une densité surfacique de courant $\mathbf{J}'_s c\mathbf{M} \wedge \mathbf{n}$ apparaissant à la surface du matériau :

$$\mathbf{J}' = c\nabla\wedge\mathbf{M} \quad \mathbf{J}'_s = c\mathbf{M} \wedge \mathbf{n} \quad (1.26)$$

Les densités de charge liée et de courant lié sont donc

$$\rho' = -\nabla\cdot\mathbf{P} \quad \mathbf{J}' = c\nabla\wedge\mathbf{M} + \frac{\partial\mathbf{P}}{\partial t} \quad (1.27)$$

Écrivons maintenant les densités de charge et de courant totales comme

$$\rho_{\text{tot.}} = \rho + \rho' \quad \mathbf{J}_{\text{tot.}} = \mathbf{J} + \mathbf{J}' \quad (1.28)$$

où ρ et \mathbf{J} représentent la charge libre, tandis que ρ' et \mathbf{J}' représentent la charge liée au matériau. En insérant cette décomposition dans les lois de Gauss (1.1) et d'Ampère (1.4), on trouve

$$\begin{aligned} \nabla\cdot\mathbf{E} = 4\pi(\rho - \nabla\cdot\mathbf{P}) &\implies \nabla\cdot(\mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}) = 4\pi\rho \\ \nabla\wedge\mathbf{B} - \frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c}\left(\mathbf{J} + c\nabla\wedge\mathbf{M} + \frac{\partial\mathbf{P}}{\partial t}\right) &\implies \nabla\wedge(\mathbf{B} - 4\pi\mathbf{M}) - \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}) = \frac{4\pi}{c}\mathbf{J} \end{aligned}$$

De là vient l'utilité de définir les champs suivants :

$$\begin{aligned} \mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P} & \quad \text{induction électrique ou déplacement électrique} \\ \mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi\mathbf{M} & \quad \text{champ magnétique} \end{aligned} \quad (1.29)$$

Pour sa part, le vecteur \mathbf{B} sera dorénavant désigné **induction magnétique** et le vecteur \mathbf{E} conserve le nom de **champ électrique**.

Bien sûr, dans le vide, $\mathbf{D} = \mathbf{E}$ et $\mathbf{H} = \mathbf{B}$. Les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} sont les champs fondamentaux, alors que les champs \mathbf{D} et \mathbf{H} ne sont distincts que dans la matière. Récrivons les équations de Maxwell, en fonction des champs macroscopiques :

$$\nabla\cdot\mathbf{D} = 4\pi\rho \quad (1.30)$$

$$\nabla\wedge\mathbf{E} + \frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (1.31)$$

$$\nabla\cdot\mathbf{B} = 0 \quad (1.32)$$

$$\nabla\wedge\mathbf{H} - \frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{J} \quad (1.33)$$

La résolution des équations de Maxwell est possible en principe si on connaît la relation entre les champ \mathbf{D} et \mathbf{E} et entre les champs \mathbf{H} et \mathbf{B} , qui sont en quelque sorte des équations d'état thermodynamiques. Dans les milieux linéaires et isotropes, ces relations sont $\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E}$ et $\mathbf{B} = \mu\mathbf{H}$, où ε est la **constante diélectrique** et μ la **perméabilité magnétique**. En fait, ces 'constantes' dépendent de la fréquence; nous traiterons de cette section à la section 3. On doit aussi spécifier les conditions initiales et les conditions aux limites en nombre suffisant.

Conditions de continuité

Rappelons les conditions de continuité des champs en présence d'une interface entre deux milieux, notés 1 et 2. Soit \mathbf{n} la normale à l'interface, dirigée du milieu 1 vers le milieu 2. Cette interface peut supporter une densité surfacique de charge libre ρ_s et une densité surfacique de courant libre \mathbf{J}_s . La relation entre les champs immédiatement de part et d'autre de l'interface est la suivante :

$$\begin{aligned}(\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) \cdot \mathbf{n} &= 4\pi\rho_s \\(\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) \wedge \mathbf{n} &= 0 \\(\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) \cdot \mathbf{n} &= 0 \\(\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) \wedge \mathbf{n} &= -\frac{4\pi}{c}\mathbf{J}_s\end{aligned}\tag{1.34}$$

Ces relations se démontrent à partir des équations de Maxwell macroscopiques ci-haut (dans le même ordre), en les appliquant à des surfaces gaussiennes ou des contour infinitésimaux chevauchant l'interface, comme cela a été démontré en détail dans le cours précédent du programme (PHQ-420). En l'absence de charge ou de courant libre de surface, les composantes \mathbf{D}_\perp (perpendiculaire à l'interface) et \mathbf{H}_\parallel (parallèle à l'interface) sont donc continues, comme généralement les composantes \mathbf{B}_\perp et \mathbf{E}_\parallel . Signalons que les conditions de continuité (1.34) peuvent également s'écrire en version microscopique, où \mathbf{D} est remplacé par \mathbf{E} , \mathbf{H} par \mathbf{B} , et où les densités surfaciques *totales* de charge et courant apparaissent au lieu des densités *liées*.

1.4 Énergie et impulsion

Le champ électromagnétique comporte une certaine densité d'énergie \mathcal{E} et une densité d'impulsion $\boldsymbol{\pi}$. Dans un milieu linéaire et isotrope (ou dans le vide), la densité d'énergie est

$$\mathcal{E} = \frac{1}{8\pi}(\mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \mathbf{B} \cdot \mathbf{H})\tag{1.35}$$

Le flux d'énergie du champ est donné par le vecteur de Poynting \mathbf{S} , défini par

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi}\mathbf{E} \wedge \mathbf{H}\tag{1.36}$$

La quantité d'énergie traversant un élément de surface $d\mathbf{a}$ par unité de temps est $\mathbf{S} \cdot d\mathbf{a}$. Considérons un volume V , délimité par une surface S , dans lequel les particules chargées ont une énergie cinétique K . En fonction de \mathcal{E} et de \mathbf{S} , la conservation de l'énergie s'exprime comme suit :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\{ K + \int_V d^3r \mathcal{E} \right\} = - \oint_S d\mathbf{a} \cdot \mathbf{S}\tag{1.37}$$

Autrement dit, la dérivée temporelle de l'énergie contenue dans V est égale à l'opposé du flux d'énergie qui sort du même volume. Ceci constitue le théorème de Poynting.

Dans le vide, la densité d'impulsion est

$$\boldsymbol{\pi} = \frac{1}{4\pi c}\mathbf{E} \wedge \mathbf{B}\tag{1.38}$$

et est alors proportionnelle au vecteur de Poynting \mathbf{S} . On peut de même définir une densité de moment cinétique $\boldsymbol{\lambda}$, donnée par

$$\boldsymbol{\lambda} = \frac{1}{4\pi c}\mathbf{r} \wedge (\mathbf{E} \wedge \mathbf{B})\tag{1.39}$$

1.5 Équation de Helmholtz

Considérons, pour compléter cette section, une onde électromagnétique monochromatique de fréquence ω , sans présumer de sa dépendance spatiale. Pour cela, retournons aux équations de Maxwell dans un milieu linéaire, sans sources, mais en supposant que tous les champs ont une dépendance temporelle en $e^{-i\omega t}$. Celles-ci deviennent

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E} &= 0 & \nabla \wedge \mathbf{E} - \frac{i\omega}{c} \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 & \nabla \wedge \mathbf{B} + \frac{i\omega\varepsilon\mu}{c} \mathbf{E} &= 0 \end{aligned} \quad (1.40)$$

En prenant le rotationnel de la loi de Faraday et en substituant la loi d'Ampère, on trouve

$$\nabla \wedge (\nabla \wedge \mathbf{E}) - \frac{i\omega}{c} \nabla \wedge \mathbf{B} = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\varepsilon\mu\omega^2}{c^2} \mathbf{E} = 0 \quad (1.41)$$

Enfin, en substituant la loi de Gauss, on trouve

$$(\nabla^2 + \gamma^2) \mathbf{E} = 0 \quad \gamma^2 = \frac{\varepsilon\mu\omega^2}{c^2} \quad (1.42)$$

Il s'agit de l'**équation de Helmholtz**, qui surgit naturellement dans l'étude des ondes monochromatiques. Une équation identique s'obtient pour le champ magnétique.

Problème 1.1

Une onde électromagnétique se propageant dans le vide comporte les champs électrique et magnétique suivants :

$$\mathbf{E} = C_1 \cos(kz - \omega t) \hat{\mathbf{x}} + C_2 \sin(kz - \omega t) \hat{\mathbf{y}} \quad \mathbf{B} = -C_2 \sin(kz - \omega t) \hat{\mathbf{x}} + C_1 \cos(kz - \omega t) \hat{\mathbf{y}}$$

où C_1 et C_2 sont des constantes.

- Vérifiez que les équations de Maxwell sont satisfaites et calculez le vecteur de Poynting associé à cette onde.
- Trouvez une expression pour le potentiel électrique Φ et le potentiel vecteur \mathbf{A} associés à cette onde.

Problème 1.2

Une onde électromagnétique dans le vide comporte les champs suivants :

$$\mathbf{B} = \frac{\cos(kr - \omega t)}{r} \hat{\mathbf{r}} \wedge \mathbf{a} \quad \mathbf{E} = \mathbf{B} \wedge \hat{\mathbf{r}}$$

où \mathbf{a} est un vecteur constant et où nous avons utilisé les coordonnées sphériques. Vérifiez que les équations de Maxwell sont satisfaites aux grandes distances ($kr \gg 1$) et calculez le vecteur de Poynting associé à cette onde. Les relations qui figurent dans l'annexe C peuvent être utiles.

Problème 1.3

Une solution présumée à l'équation d'onde (1.7) – satisfaite par le champ électrique dans le vide – est celle de d'Alembert :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 f(\hat{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r} - ct) \quad (\mathbf{E}_0 \cdot \hat{\mathbf{k}} = 0)$$

où \mathbf{E}_0 est un vecteur constant, $\hat{\mathbf{k}}$ un vecteur unitaire dans une direction donnée, perpendiculaire à \mathbf{E}_0 , et f une fonction différentiable quelconque.

a) Démontrez que l'expression ci-haut constitue bel et bien une solution à l'équation d'onde (1.7), en substituant tout simplement dans l'équation (1.7).

b) En vous servant de la loi de Faraday, trouvez une expression pour le champ magnétique correspondant.

c) Vérifiez que les trois autres équations de Maxwell sont satisfaites.

d) Calculez le vecteur de Poynting associé à cette onde.

Problème 1.4

Le champ électrique d'une charge ponctuelle e située à l'origine est

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{e}{r^2} \hat{\mathbf{r}}$$

Montrez que la transformée de Fourier $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k})$ de ce champ est

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}) = -4\pi i \frac{e}{k^2} \mathbf{k}$$

Note : il y a deux façons de résoudre ce problème. La première procède par calcul direct de la transformée de Fourier. Dans ce cas, il faut bien calculer toutes les composantes vectorielles de la transformée de Fourier, et toutes les intégrales sont simples et faisables par parties quand elles sont non nulles. L'autre méthode, à la fois plus simple et plus subtile, demande que l'on parte non pas de l'expression pour $\mathbf{E}(\mathbf{r})$, mais de la loi de Gauss avec la densité de charge ρ appropriée (un fonction delta), en utilisant la représentation en transformée de Fourier de la fonction delta. Vous pouvez utiliser la méthode de votre choix.

2 Ondes planes dans le vide et les diélectriques

On étudie dans cette section les principales caractéristiques de la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu linéaire et isotrope, caractérisé par une constante diélectrique $\varepsilon(\omega)$ qui dépend de la fréquence.

2.1 Ondes planes et représentation complexe

Dans cette sous-section nous allons établir les formes possibles d'une onde électromagnétique plane se propageant dans un milieu linéaire et isotrope. Rappelons qu'une onde est qualifiée de **plane** si elle se propage dans une direction bien définie et de **monochromatique** si elle possède une fréquence bien définie. Nous désignerons par ω la fréquence angulaire (en radians par seconde) d'une telle onde et par \mathbf{k} son vecteur d'onde. Si $\hat{\mathbf{k}}$ est le vecteur unitaire dans la direction de propagation, alors le vecteur d'onde s'exprime comme suit en fonction de la longueur d'onde λ :

$$\mathbf{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \hat{\mathbf{k}} \quad (2.1)$$

Soit $\psi(\mathbf{r}, t)$ une quantité se propageant sous la forme d'une onde monochromatique plane, comme par exemple une composante du champ électrique ou magnétique. Une telle onde peut être représentée de la manière suivante :

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \left\{ \psi_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \right\} \quad (2.2)$$

où ψ_0 est un nombre complexe – souvent appelé **amplitude complexe** de l'onde – et 'Re' signifie que l'on doit prendre la partie réelle de ce qui suit. L'utilisation des nombres complexes est ici très utile car elle permet d'inclure dans une seule quantité ψ_0 à la fois l'amplitude et la phase de l'onde. En effet, en écrivant $\psi_0 = |\psi_0| e^{i\phi}$ (ϕ est l'argument de ψ_0), on peut exprimer l'onde comme suit :

$$\psi(\mathbf{r}, t) = |\psi_0| \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi) \quad (2.3)$$

Le module de ψ_0 décrit donc l'amplitude de l'onde et son argument ϕ est la phase de l'onde à $\mathbf{r} = 0$ et $t = 0$.

Dans le cas d'une onde électromagnétique, il est pratique d'incorporer dans un même vecteur complexe \mathbf{E}_0 les amplitudes complexes de toutes les composantes du champ électrique (et pareillement pour le champ magnétique). On écrit donc

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= \text{Re} \left\{ \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \right\} \\ \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &= \text{Re} \left\{ \mathbf{B}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \right\} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Il faut cependant garder à l'esprit que les différentes composantes de \mathbf{E}_0 et \mathbf{B}_0 peuvent avoir des phases différentes. Dans ce qui suit, nous allons généralement omettre le symbole 'Re' et il sera implicite qu'il faut toujours considérer la partie réelle des expressions impliquant une exponentielle oscillante et une amplitude complexe.

Contraintes imposées par les équations de Maxwell

Les amplitudes complexes \mathbf{E}_0 et \mathbf{B}_0 ne sont pas arbitraires : elles sont contraintes par les équations de Maxwell. Nous allons maintenant démontrer que, dans un milieu linéaire et isotrope de constante diélectrique ε et de perméabilité magnétique μ , elles doivent satisfaire aux relations suivantes :

$$\boxed{\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_0 = 0 \quad \mathbf{B}_0 = n \hat{\mathbf{k}} \wedge \mathbf{E}_0} \quad (2.5)$$

où n est l'**indice de réfraction**, défini comme suit en fonction des constantes du milieu :

$$\boxed{n = \sqrt{\varepsilon\mu}} \quad (2.6)$$

De plus, nous allons montrer que la fréquence est déterminée par le vecteur d'onde :

$$\boxed{\omega(\mathbf{k}) = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}} |\mathbf{k}| = v_p |\mathbf{k}|} \quad (2.7)$$

où $v_p = c/n$ est la vitesse de phase de l'onde. Notons qu'on peut utiliser indifféremment $(\mathbf{E}_0, \mathbf{B}_0)$ ou (\mathbf{E}, \mathbf{B}) dans ces formules, car le facteur exponentiel oscillant est commun à \mathbf{E} et \mathbf{B} .

Pour démontrer tout ceci, il suffit de substituer la forme (2.4) dans les équations de Maxwell (1.30–1.33) en l'absence de charge libre ($\rho = 0$ et $\mathbf{J} = 0$). Étant donné la linéarité de ces équations, la restriction à la partie réelle en (2.4) est transparente. L'effet des opérateurs différentiels sur l'exponentielle est purement multiplicatif :

$$\nabla \rightarrow i\mathbf{k} \quad \frac{\partial}{\partial t} \rightarrow -i\omega \quad (2.8)$$

On obtient donc les relations suivantes, dans le même ordre qu'en (1.30–1.33) :

$$\varepsilon \mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_0 = 0 \quad (2.9a)$$

$$\mathbf{k} \wedge \mathbf{E}_0 - \frac{\omega}{c} \mathbf{B}_0 = 0 \quad (2.9b)$$

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0 = 0 \quad (2.9c)$$

$$\frac{1}{\mu} \mathbf{k} \wedge \mathbf{B}_0 + \frac{\omega\varepsilon}{c} \mathbf{E}_0 = 0 \quad (2.9d)$$

Prenons le produit vectoriel de \mathbf{k} par (2.9b) :

$$\mathbf{k} \wedge (\mathbf{k} \wedge \mathbf{E}_0) - \frac{\omega}{c} \mathbf{k} \wedge \mathbf{B}_0 = 0 \quad (2.10)$$

Étant donné que

$$\mathbf{k} \wedge (\mathbf{k} \wedge \mathbf{E}_0) = \mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_0) - \mathbf{E}_0 \mathbf{k}^2 = -\mathbf{E}_0 \mathbf{k}^2 \quad (2.11)$$

en vertu de (2.9a) et que

$$-\frac{\omega}{c} \mathbf{k} \wedge \mathbf{B}_0 = \frac{\varepsilon\mu\omega^2}{c^2} \mathbf{E}_0 \quad (2.12)$$

en vertu de (2.9d), on trouve bel et bien la relation de dispersion (2.7), qui sert en quelque sorte de relation de compatibilité des équations (2.9). Par la suite, les relations (2.5) s'obtiennent immédiatement de (2.9a) et (2.9b).

Nous avons donc démontré les relations (2.5) et (2.7). Décrivons maintenant leur contenu physique. Les relations $\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{k} = 0$ et $\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{k} = 0$ expriment le fait que les ondes électromagnétiques sont transversales, c'est-à-dire que la quantité oscillante (\mathbf{E} ou \mathbf{B}) est perpendiculaire à la direction de propagation ($\hat{\mathbf{k}}$). La relation (2.5) signifie aussi que le champ magnétique de l'onde est entièrement déterminé par le champ électrique et par l'indice de réfraction. Les trois vecteurs \mathbf{k} , \mathbf{E}_0 et \mathbf{B}_0 forment une triade orientée. Il est donc courant de se concentrer sur le champ électrique et de n'exprimer le champ magnétique que lorsqu'absolument nécessaire. La relation (2.7) détermine la vitesse de phase de l'onde en fonction des constantes du milieu et de la vitesse de la lumière dans le vide. Nous verrons bientôt que les constantes ε et μ dépendent généralement de la fréquence, de sorte que la vitesse de phase dépend aussi de la fréquence, ce qui cause une dispersion des ondes non monochromatiques. L'avantage de considérer des ondes monochromatiques plutôt qu'une onde de forme arbitraire est justement que cette dépendance en fréquence des constantes du milieu invalide l'équation d'onde (1.9) et rend nécessaire de considérer une fréquence ω bien déterminée pour simplifier la discussion. Nous verrons plus bas (sous-section 2.4) comment combiner des ondes de fréquences différentes.

2.2 Polarisation

La **polarisation** d'une onde plane est la direction que prend le vecteur \mathbf{E} dans l'espace, en particulier en fonction du temps à un point donné. Elle est déterminée par les phases relatives des composantes transverses de l'amplitude vectorielle \mathbf{E}_0 . Choisissons l'axe des z parallèle au vecteur d'onde \mathbf{k} . On peut alors exprimer \mathbf{E}_0 comme suit :

$$\mathbf{E}_0 = (E_1 \hat{\mathbf{x}} + E_2 \hat{\mathbf{y}}) \quad (2.13)$$

où les amplitudes $E_{1,2}$ sont complexes. Le champ électrique est alors

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \left\{ (E_1 \hat{\mathbf{x}} + E_2 \hat{\mathbf{y}}) e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \right\} \quad (2.14)$$

Considérons maintenant les cas suivants :

1. Les phases de E_1 et E_2 diffèrent par un multiple de π : $E_1 = e^{i\alpha}|E_1|$ et $E_2 = \pm e^{i\alpha}|E_2|$. Dans ce cas, les composantes de \mathbf{E} dans le plan perpendiculaire à \mathbf{k} sont

$$E_x = |E_1| \cos(kz - \omega t + \alpha) \quad E_y = \pm |E_2| \cos(kz - \omega t + \alpha) \quad (2.15)$$

La direction du champ est constante dans le temps, car le rapport E_x/E_y est toujours le même. On qualifie cette polarisation de **linéaire**.

2. Les phases de E_1 et E_2 diffèrent par un multiple impair de $\pi/2$: $E_1 = e^{i\alpha}|E_1|$ et $E_2 = \pm i e^{i\alpha}|E_2|$. Dans ce cas, les composantes de \mathbf{E} sont

$$E_x = |E_1| \cos(kz - \omega t + \alpha) \quad E_y = \pm |E_2| \sin(kz - \omega t + \alpha) \quad (2.16)$$

Si $|E_1| = |E_2|$, alors le champ \mathbf{E} trace, en fonction du temps, un cercle dans le plan perpendiculaire à \mathbf{k} . On parle alors de polarisation **circulaire**. Si le champ tourne dans le sens antihoraire pour un observateur qui voit l'onde se diriger vers lui (signe $-$), on dit que la polarisation est **levogyre** (ou **senestogyre**, ou de polarisation circulaire **gauche**). Dans le cas contraire (signe $+$), elle est **dextrogyre** (ou de polarisation circulaire **droite**). On montre qu'une onde levogyre possède un moment cinétique dans la direction du vecteur d'onde. On dit alors qu'elle possède une **hélicité positive**. Dans le cas contraire (onde dextrogyre), l'hélicité est **négative**. Si

$|E_1| \neq |E_2|$, le champ électrique trace une ellipse, dont les axes principaux sont parallèles à $\hat{\mathbf{x}}$ et $\hat{\mathbf{y}}$. On dit alors que la polarisation est **elliptique**.

3. Les phases de E_1 et E_2 sont quelconques. Dans ce cas, on montre que le champ \mathbf{E} trace une ellipse dans le plan perpendiculaire à \mathbf{k} , mais les axes principaux de cette ellipse sont différents de $\hat{\mathbf{x}}$ et $\hat{\mathbf{y}}$. Une rotation des vecteurs $\hat{\mathbf{x}}$ et $\hat{\mathbf{y}}$ (c'est-à-dire un choix différent des vecteurs de base) nous ramènerait au cas précédent avec ($|E_1| \neq |E_2|$). La polarisation est elliptique. L'angle ψ que fait l'un des axes principaux de l'ellipse avec l'axe des x est tel que

$$\tan(2\psi) = 2 \frac{|E_1 E_2|}{|E_1|^2 - |E_2|^2} \cos(\alpha - \beta) \quad (2.17)$$

où on a posé $E_1 = |E_1|e^{i\alpha}$ et $E_2 = |E_2|e^{i\beta}$. De plus, les demi-axes principaux a et b de cette ellipse sont tels que

$$a^2 + b^2 = |E_1|^2 + |E_2|^2 \quad (2.18)$$

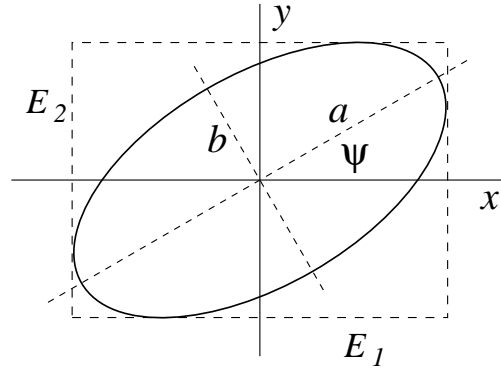


Figure 2.1. Tracé du champ électrique sur le plan xy dans le cas général d'une polarisation elliptique.

Donnons ici une preuve que la polarisation générale est elliptique. Écrivons le vecteur amplitude comme $\mathbf{E}_0 = \mathbf{b}e^{i\phi}$, où la phase ϕ est choisie de manière à ce que le carré du vecteur \mathbf{b} soit réel. Décomposons aussi les vecteurs \mathbf{E}_0 et \mathbf{b} en parties réelle et imaginaire, comme suit : $\mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_r + i\mathbf{E}_i$ et $\mathbf{b} = \mathbf{b}_r + i\mathbf{b}_i$. Il est toujours possible de choisir ϕ de manière à annuler la partie imaginaire de \mathbf{b}^2 , car

$$\text{Im } \mathbf{b}^2 = \text{Im} \left(\mathbf{E}_0^2 e^{-2i\phi} \right) = 2 \cos(2\phi) \mathbf{E}_r \cdot \mathbf{E}_i - (\mathbf{E}_r^2 - \mathbf{E}_i^2) \sin(2\phi) \quad (2.19)$$

Pour que cette expression s'annule, il suffit de choisir la phase ϕ de manière à respecter la condition

$$\tan(2\phi) = 2 \frac{\mathbf{E}_r \cdot \mathbf{E}_i}{\mathbf{E}_r^2 - \mathbf{E}_i^2} \quad (2.20)$$

ce qui est toujours possible pour des vecteurs \mathbf{E}_r et \mathbf{E}_i donnés, car la fonction $\tan(x)$ prend toutes les valeurs réelles. D'un autre côté, la partie imaginaire de \mathbf{b}^2 est égale à $2\mathbf{b}_r \cdot \mathbf{b}_i$. Étant nulle, les deux vecteurs \mathbf{b}_r et \mathbf{b}_i sont orthogonaux. On peut donc choisir les nouveaux axes $\hat{\mathbf{x}}'$ et $\hat{\mathbf{y}}'$ le long de ces deux vecteurs. Dans cette base, l'amplitude complexe du champ électrique est alors

$$\mathbf{E}_0 = e^{i\phi} (b_r \hat{\mathbf{x}}' + i b_i \hat{\mathbf{y}}') \quad (2.21)$$

où b_r et b_i sont des constantes réelles. On retourne donc au cas (2) ci-dessus, le long d'axes différents, cependant.

Vecteurs de base complexes

On peut aussi choisir des vecteurs de base complexes, mieux adaptés à la description de la polarisation circulaire, comme suit :

$$\boldsymbol{\epsilon}_+ = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{\mathbf{x}} + i\hat{\mathbf{y}}) \quad \boldsymbol{\epsilon}_- = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{\mathbf{x}} - i\hat{\mathbf{y}}) \quad (2.22)$$

Une onde à polarisation circulaire droite peut alors s'écrire comme

$$\mathbf{E} = A\boldsymbol{\epsilon}_+ e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)} \quad (2.23)$$

Une onde à polarisation linéaire peut, quant à elle, toujours s'écrire de la forme suivante :

$$\mathbf{E} = A\boldsymbol{\epsilon} e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)} \quad (2.24)$$

où $\boldsymbol{\epsilon}$ est un vecteur *réel*. Or, tout vecteur unitaire réel peut être écrit comme une combinaison linéaire de $\boldsymbol{\epsilon}_+$ et de $\boldsymbol{\epsilon}_-$:

$$\boldsymbol{\epsilon} = e^{i\alpha}\boldsymbol{\epsilon}_+ + e^{-i\alpha}\boldsymbol{\epsilon}_- \quad (2.25)$$

pour une valeur réelle donnée de α . On peut donc considérer une onde à polarisation linéaire comme une superposition de polarisations circulaires de phases opposés. La polarisation elliptique, par contre, est une superposition de polarisations linéaires de phases et d'amplitudes quelconques. En général, on peut donc écrire

$$\mathbf{E}_0 = (E_+\boldsymbol{\epsilon}_+ + E_-\boldsymbol{\epsilon}_-) \quad (2.26)$$

où les amplitudes E_{\pm} sont complexes.

2.3 Densité et flux d'énergie d'une onde monochromatique

Considérons la densité d'énergie et le flux d'énergie associés à une onde monochromatique de fréquence ω se propageant dans un milieu linéaire. Décomposons l'amplitude de l'onde en ses parties réelle et imaginaire : $\mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_r + i\mathbf{E}_i$, où $\mathbf{E}_{r,i}$ sont des vecteurs *réels*. À une position donnée, on peut écrire

$$\mathbf{E} = \text{Re} (\mathbf{E}_r + i\mathbf{E}_i)e^{-i\omega t} = \mathbf{E}_r \cos \omega t + \mathbf{E}_i \sin \omega t \quad (2.27)$$

et de même pour les autres vecteurs en jeu (\mathbf{B} , \mathbf{H} , \mathbf{D}). La densité d'énergie dans un milieu linéaire est

$$\mathcal{E} = \frac{1}{8\pi} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \mathbf{B} \cdot \mathbf{H}) = \frac{1}{8\pi} \left(\varepsilon \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} + \frac{1}{\mu} \mathbf{B} \cdot \mathbf{B} \right) \quad (2.28)$$

Dans le cas présent, elle devient

$$\mathcal{E} = \frac{1}{8\pi} \left\{ \varepsilon (\mathbf{E}_r \cos \omega t + \mathbf{E}_i \sin \omega t)^2 + \frac{1}{\mu} (\mathbf{B}_r \cos \omega t + \mathbf{B}_i \sin \omega t)^2 \right\} \quad (2.29)$$

En développant le carré et en prenant la moyenne temporelle, on obtient

$$\langle \mathcal{E} \rangle = \frac{1}{16\pi} (\varepsilon [\mathbf{E}_r^2 + \mathbf{E}_i^2] + [\mathbf{B}_r^2 + \mathbf{B}_i^2]/\mu) \quad (2.30)$$

où nous avons utilisé les moyennes

$$\langle \cos^2 \omega t \rangle = \langle \sin^2 \omega t \rangle = \frac{1}{2} \quad \langle \sin \omega t \cos \omega t \rangle = 0 \quad (2.31)$$

On peut donc exprimer la densité d'énergie comme

$$\langle \mathcal{E} \rangle = \frac{1}{16\pi} \left\{ \varepsilon |\mathbf{E}|^2 + \frac{1}{\mu} |\mathbf{B}|^2 \right\} \quad (2.32)$$

où la notation $|\mathbf{E}|^2$ signifie la somme des modules carrés des composantes du vecteur \mathbf{E} . Notons qu'on peut utiliser \mathbf{E} ou \mathbf{E}_0 indifféremment dans cette formule puisque $e^{-i\omega t}$ n'est qu'un facteur de phase.

Une formule analogue s'obtient pour le vecteur de Poynting moyen $\langle \mathbf{S} \rangle$:

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{S} \rangle &= \frac{c}{4\pi} \langle (\mathbf{E}_r \cos \omega t + \mathbf{E}_i \sin \omega t) \wedge (\mathbf{H}_r \cos \omega t + \mathbf{H}_i \sin \omega t) \rangle \\ &= \frac{c}{8\pi} (\mathbf{E}_r \wedge \mathbf{H}_r + \mathbf{E}_i \wedge \mathbf{H}_i) \end{aligned} \quad (2.33)$$

Ce qui peut aussi s'écrire

$$\langle \mathbf{S} \rangle = \frac{c}{8\pi} \text{Re} (\mathbf{E} \wedge \mathbf{H}^*) \quad (2.34)$$

Restreignons maintenant ces résultats au cas d'une onde plane. Dans ce cas, le champ \mathbf{B} est donné par $n\hat{\mathbf{k}} \wedge \mathbf{E}$ et on trouve

$$\langle \mathcal{E} \rangle = \frac{\varepsilon}{8\pi} \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^* \quad \langle \mathbf{S} \rangle = \frac{c}{8\pi} \frac{n}{\mu} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*) \hat{\mathbf{k}} = \langle \mathcal{E} \rangle \frac{c}{n} \hat{\mathbf{k}} \quad (2.35)$$

Cette dernière relation signifie que le flux d'énergie provient de la densité d'énergie \mathcal{E} se propageant à la vitesse de phase c/n .¹

2.4 Décomposition spectrale

Nous avons montré ci-haut qu'une onde plane de la forme (2.4) est une solution des équations de Maxwell dans un milieu linéaire et isotrope, pourvu que les conditions (2.5) et (2.7) soient respectées. Les équations de Maxwell étant linéaires, une superposition d'ondes planes monochromatiques en est encore une solution acceptable. Une telle superposition a la forme d'une intégrale sur tous les vecteurs d'onde :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \mathbf{E}_0(\mathbf{k}) e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} - \omega(\mathbf{k})t)} \quad (2.36)$$

L'amplitude $\mathbf{E}_0(\mathbf{k})$ est en fait la transformée de Fourier (en dimension trois) du champ électrique au temps zéro $\mathbf{E}(\mathbf{r}, 0)$. Elle peut être isolée en écrivant la transformée de Fourier inverse :

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{k}) = \int d^3r \mathbf{E}(\mathbf{r}, 0) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \quad (2.37)$$

¹ Parce que n dépend de la fréquence, ceci n'est vrai que pour une onde parfaitement monochromatique : en général, l'énergie se déplace à la *vitesse de groupe* de l'onde.

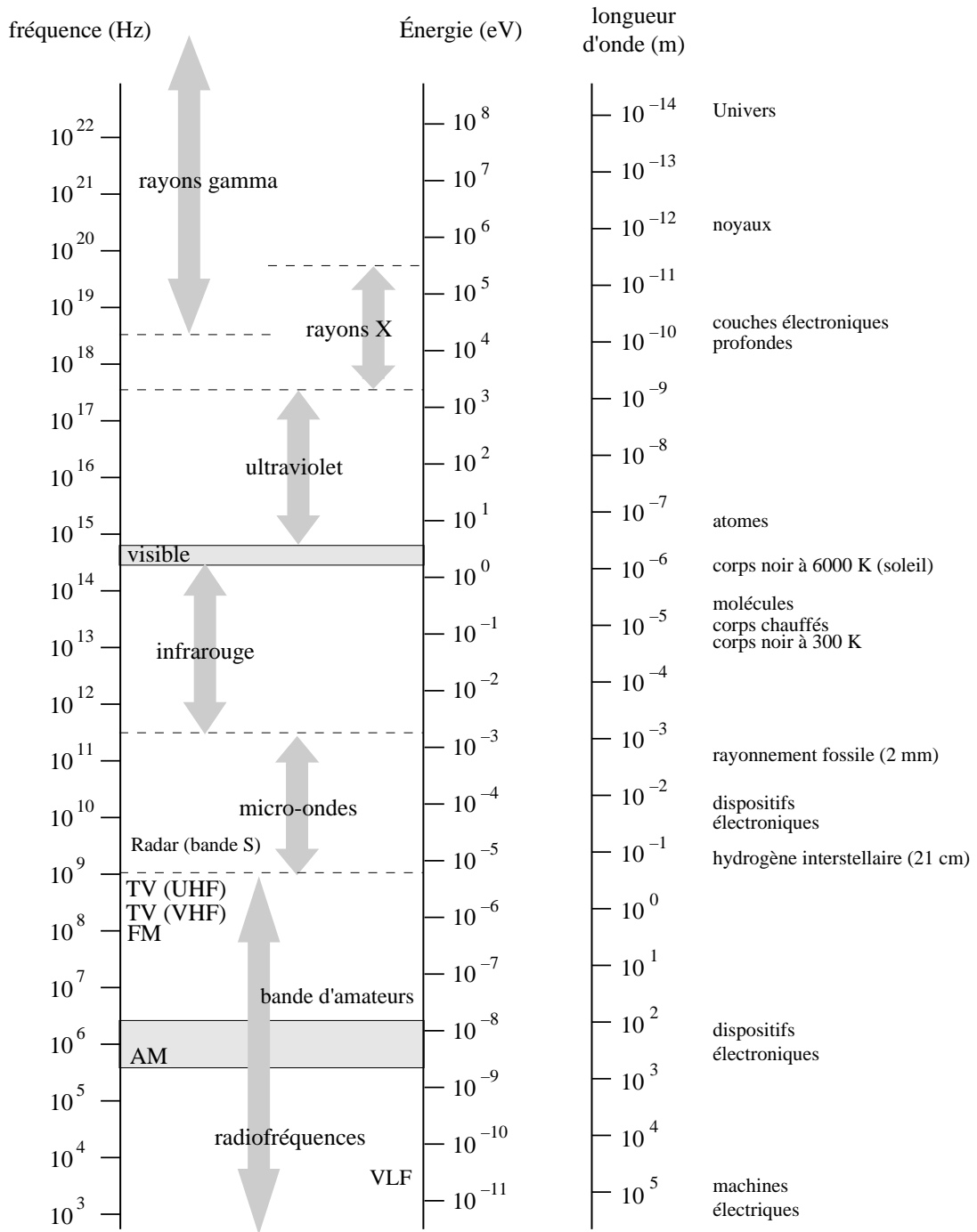


Figure 2.2. Spectre des ondes électromagnétiques. À droite, on donne les sources typiques.

Il n'est peut-être pas évident que l'onde décrite par (2.36) est la solution la plus générale possible aux équations de Maxwell en l'absence de sources ($\rho = 0$ et $\mathbf{J} = 0$). C'est pourtant le cas et nous allons maintenant le démontrer. Considérons une configuration quelconque $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ du champ électrique et exprimons-la en fonction de sa transformée de Fourier en position et en temps :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{d\omega}{2\pi} \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}, \omega) e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} - \omega t)} \quad (2.38a)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}, \omega) = \int d^3r dt \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) e^{-i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} - \omega t)} \quad (2.38b)$$

On écrit des expressions similaires pour \mathbf{D} , \mathbf{B} et \mathbf{H} . Par convention, un tilde ($\tilde{}$) désignera la transformée de Fourier. Puisque les champs sont réels, la contrainte suivante doit être respectée par la transformée de Fourier :

$$\tilde{\mathbf{E}}(-\mathbf{k}, -\omega) = \tilde{\mathbf{E}}^*(\mathbf{k}, \omega) \quad (2.39)$$

où une étoile (*) désigne la conjugaison complexe. Cette contrainte se déduit simplement de l'équation (2.38b) :

$$\tilde{\mathbf{E}}^*(\mathbf{k}, \omega) = \int d^3r dt \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} - \omega t)} = \tilde{\mathbf{E}}(-\mathbf{k}, -\omega) \quad (2.40)$$

Écrivons maintenant les équations de Maxwell (en l'absence de sources) en fonction des transformées de Fourier des champs \mathbf{E} , \mathbf{D} , \mathbf{B} et \mathbf{H} . Les opérateurs différentiels deviennent multiplicatifs en fonction des transformées de Fourier :

$$\nabla \rightarrow i\mathbf{k} \quad \frac{\partial}{\partial t} \rightarrow -i\omega \quad (2.41)$$

et les équations de Maxwell peuvent s'écrire

$$\begin{aligned} \mathbf{k} \cdot \tilde{\mathbf{D}} &= 0 & \mathbf{k} \cdot \tilde{\mathbf{B}} &= 0 \\ \mathbf{k} \wedge \tilde{\mathbf{E}} - \frac{\omega}{c} \tilde{\mathbf{B}} &= 0 & \mathbf{k} \wedge \tilde{\mathbf{H}} + \frac{\omega}{c} \tilde{\mathbf{D}} &= 0 \end{aligned} \quad (2.42)$$

Ces équations ont l'avantage d'être plus facilement applicables aux matériaux linéaires dont la susceptibilité (électrique ou magnétique) dépend de la fréquence (et même du vecteur d'onde) du champ appliqué :

$$\tilde{\mathbf{D}}(\mathbf{k}, \omega) = \varepsilon(\omega) \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}, \omega) \quad \tilde{\mathbf{B}}(\mathbf{k}, \omega) = \mu(\omega) \tilde{\mathbf{H}}(\mathbf{k}, \omega) \quad (2.43)$$

On retrouve donc les équations (2.9), sauf qu'elles sont satisfaites par les transformées de Fourier en vecteur d'onde et en fréquence et non par les amplitudes complexes d'ondes planes. En procédant aux mêmes manipulations que dans ce qui suit les équations (2.9), on trouve les contraintes suivantes sur les transformées de Fourier :

1. La fréquence est déterminée par le vecteur d'onde via la relation de dispersion $\varepsilon\mu\omega^2 = c^2k^2$, ou encore $\omega = \pm\omega(\mathbf{k})$, où on a défini la fonction $\omega(\mathbf{k}) = c|\mathbf{k}|/n$.
2. Pour une valeur donnée de \mathbf{k} , les vecteurs $\tilde{\mathbf{E}}$, $\tilde{\mathbf{B}}$ et \mathbf{k} sont orthogonaux entre eux et forment une triade orientée : $\tilde{\mathbf{B}}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{c}{\omega} \mathbf{k} \wedge \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}, \omega)$.

Pour être une solution des équations de Maxwell, toute transformée de Fourier $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}, \omega)$ doit donc respecter les contraintes $\mathbf{k} \cdot \tilde{\mathbf{E}} = 0$ et $\omega = \pm\omega(\mathbf{k})$. On peut donc écrire, *en toute généralité*,

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}, \omega) = \mathbf{E}_0(\mathbf{k})\pi\delta(\omega - \omega(\mathbf{k})) + \mathbf{E}'_0(\mathbf{k})\pi\delta(\omega + \omega(\mathbf{k})) \quad (2.44)$$

(le facteur π est introduit pour simplifier les expressions ultérieures) où $\mathbf{E}_0(\mathbf{k}) \cdot \mathbf{k} = 0$ et $\mathbf{E}'_0(\mathbf{k}) \cdot \mathbf{k} = 0$. Mais il faut aussi que la contrainte $\tilde{\mathbf{E}}(-\mathbf{k}, -\omega) = \tilde{\mathbf{E}}^*(\mathbf{k}, \omega)$ soit respectée, pour toute valeur de \mathbf{k} et ω , ce qui implique

$$\mathbf{E}_0(-\mathbf{k})\pi\delta(\omega + \omega(\mathbf{k})) + \mathbf{E}'_0(-\mathbf{k})\pi\delta(\omega - \omega(\mathbf{k})) = \mathbf{E}_0^*(\mathbf{k})\pi\delta(\omega - \omega(\mathbf{k})) + \mathbf{E}'_0{}^*(\mathbf{k})\pi\delta(\omega + \omega(\mathbf{k})) \quad (2.45)$$

ce qui implique nécessairement que $\mathbf{E}'_0(\mathbf{k}) = \mathbf{E}_0^*(-\mathbf{k})$. On peut donc finalement écrire

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}, \omega) = \mathbf{E}_0(\mathbf{k})\pi\delta(\omega - \omega(\mathbf{k})) + \mathbf{E}_0^*(-\mathbf{k})\pi\delta(\omega + \omega(\mathbf{k})) \quad (2.46)$$

Si on substitue maintenant cette solution dans la transformée de Fourier (2.38a), on trouve

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \left(\mathbf{E}_0(\mathbf{k})e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega(\mathbf{k})t)} + \mathbf{E}_0^*(-\mathbf{k})e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}+\omega(\mathbf{k})t)} \right) \quad (2.47)$$

En faisant le changement de variable d'intégration $\mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}$ dans le deuxième terme, on trouve finalement

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{2} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \left(\mathbf{E}_0(\mathbf{k})e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega(\mathbf{k})t)} + \mathbf{E}_0^*(\mathbf{k})e^{i(-\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}+\omega(\mathbf{k})t)} \right) \\ &= \frac{1}{2} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \mathbf{E}_0(\mathbf{k})e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega(\mathbf{k})t)} + \text{conjugué complexe} \\ &= \text{Re} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \mathbf{E}_0(\mathbf{k})e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega(\mathbf{k})t)} \end{aligned} \quad (2.48)$$

Ceci démontre finalement que la solution (2.36) découle de la décomposition (2.38) et des équations de Maxwell : c'est la **solution générale** des équations de Maxwell en l'absence de source.

2.5 Lumière partiellement polarisée et paramètres de Stokes

Une onde monochromatique est une idéalisation, impossible à réaliser en pratique puisqu'elle doit s'étendre sur tout l'espace et le temps, ce qui implique une énergie infinie. En réalité nous devons considérer un *paquet d'ondes*, c'est-à-dire une superposition d'ondes monochromatiques de fréquences voisines centrées autour d'une fréquence ω_0 : la transformée de Fourier de ce paquet d'ondes n'est pas une fonction delta, mais une fonction finie, ayant un pic autour de ω_0 . Si la largeur de ce pic en fréquences est $\Delta\omega$, la durée du paquet d'ondes est $\Delta t \sim 1/\Delta\omega$. Si la durée d'un train d'onde est de Δt , la longueur du train d'onde, ou **longueur de cohérence**, est $\xi_c \sim c\Delta t \sim c/\Delta\omega$. La longueur de cohérence d'un faisceau lumineux dépend beaucoup du type de source utilisé : Une source basée sur les transitions atomiques dans un gaz (une lampe à arc, par exemple) produit une longueur de cohérence de l'ordre du millimètre ou moins. La largeur en fréquence $\Delta\omega$ de cette source provient de deux facteurs : (i) une largeur intrinsèque, associée à la demi-vie de l'état excité de l'atome qui retourne à l'état fondamental par un processus appelé **émission spontanée**. La largeur intrinsèque est typiquement de l'ordre du GHz, ce qui correspond à une longueur de l'ordre du mètre. (ii) une largeur thermique, provenant de l'effet Doppler. En effet, dans un gaz chaud, les molécules étant en mouvement rapide, les photons émis par des molécules différentes subissent des effets Doppler différents en raison de la distribution thermique des vitesses des molécules. L'élargissement thermique des raies qui en résulte est généralement plus important que l'élargissement intrinsèque, sauf aux températures très basses.² Ceci fait que la longueur de cohérence réelle d'une lampe à arc est fortement réduite ($10^{-4} - 10^{-3}\text{m}$).

Une source laser peut facilement produire une longueur de cohérence de l'ordre de $10^2 - 10^3\text{m}$. Dans un laser, les photons sont émis par un processus appelé **émission stimulée**, au cours duquel l'émission d'un photon est justement stimulée par la présence d'une onde de mêmes vecteur d'onde

² La nécessité de construire des horloges atomiques extrêmement précises, basées sur des largeurs de raies non élargies par l'effet Doppler thermique, a suscité la construction de trappes à atomes dans lesquelles un petit nombre d'atomes peut être refroidi à des températures extrêmement basses ($\sim 10^{-9}\text{K}$). Le prix Nobel de physique de 1997 a été attribué aux pionniers de cette méthode.

et polarisation. Les photons sont émis exactement en phase avec ceux déjà présents, ce qui donne au total une onde très cohérente. La longueur de cohérence du laser est limitée non pas par la largeur intrinsèque de la transition en émission spontanée, mais par la qualité de la cavité optique.

Une source basée sur le rayonnement du corps noir (une lampe à incandescence, ou le soleil) produit un continuum de fréquences et l'équivalent de la largeur de raie est ici l'étendue spectrale $\Delta\omega$ de la source, qui est énorme. La situation peut être améliorée en utilisant des filtres, mais la longueur de cohérence demeure très petite même dans ce cas (quelques dizaines de longueurs d'onde).

Tableau 2.1 Longueurs de cohérences typiques de diverses sources

lumière solaire filtrée (0.4-0.8 μm)	800 nm
lampe à arc (sodium)	600 μm
laser He-Ne multimode	20 cm
laser He-Ne monomode	300 m

Les trains d'onde émis par une source sont polarisés dans une direction quelconque, aléatoire et dictée par les moments cinétiques des états initial et final de l'atome ou de la molécule (dans le cas de l'émission par un gaz). Une onde macroscopique est une superposition de plusieurs petits paquets d'ondes qui ne se recouvrent pas et sont émis tour à tour à des instants aléatoires. Ces différents paquets d'ondes ne sont pas *en phase*, c'est-à-dire qu'ils ne peuvent être considérés comme faisant partie d'une seule onde monochromatique : leurs amplitudes se superposent en moyenne pour donner zéro. Une onde de ce type est dite **incohérente**. Une onde incohérente peut toutefois être polarisée si les polarisations de tous les paquets d'ondes sont identiques. Également, si les paquets d'ondes polarisés dans une direction donnée ont été éliminés (en tout ou en partie) par un moyen quelconque (polaroïd, réflexion), l'onde résultante est qualifiée de polarisée. En résumé, une onde cohérente est toujours polarisée de façon linéaire, circulaire ou elliptique. Une onde incohérente (ou **quasi-monochromatique**) peut être non polarisée ou polarisée à un degré quelconque. Voyons comment caractériser cela de manière quantitative.

Une onde quasi-monochromatique peut être représentée comme une onde monochromatique dont l'amplitude \mathbf{E}_0 varie lentement dans le temps. Ici, 'lentement' réfère à une échelle de temps grande par rapport à la fréquence inverse ω^{-1} , mais qui peut quand même être de l'ordre de 10^{-9} seconde dans le domaine optique! Pour caractériser les amplitudes moyennes, on définit le tenseur suivant :

$$I_{ab} = \langle E_a E_b^* \rangle \quad (a, b = 1, 2) \quad (2.49)$$

où $\langle \dots \rangle$ signifie une moyenne dans le temps et seules les composantes dans le plan perpendiculaire au vecteur d'onde \mathbf{k} sont incluses. La matrice I_{ab} est manifestement hermitique ($I_{ab}^* = I_{ba}$). On peut donc la représenter comme une combinaison linéaire des matrices de Pauli et de la matrice identité:

$$I_{ab} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} s_0 + s_3 & s_1 - i s_2 \\ s_1 + i s_2 & s_0 - s_3 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} (s_0 + \mathbf{s} \cdot \boldsymbol{\sigma}) \quad (2.50)$$

où \mathbf{s} est le vecteur (s_1, s_2, s_3) . Les quatre paramètres $s_{0,1,2,3}$ sont appelés **paramètres de Stokes**. En fonction des composantes E_1 et E_2 , ces paramètres sont³

$$\begin{aligned} s_0 &= \langle |E_1|^2 + |E_2|^2 \rangle \\ s_1 &= 2\text{Re} \langle E_2 E_1^* \rangle \\ s_2 &= 2\text{Im} \langle E_2 E_1^* \rangle \\ s_3 &= \langle |E_1|^2 - |E_2|^2 \rangle \end{aligned} \quad (2.51)$$

La trace $I = I_{11} + I_{22} = s_0$ est toujours proportionnelle à l'intensité de l'onde. On définit aussi le tenseur normalisé $\rho_{ab} = I_{ab}/I$. Le degré de polarisation d'une onde est relié au déterminant de ce tenseur :

$$\det \rho = \frac{1}{4s_0^2} \begin{vmatrix} s_0 + s_3 & s_1 - is_2 \\ s_1 + is_2 & s_0 - s_3 \end{vmatrix} = \frac{1}{4} \left(1 - \frac{\mathbf{s}^2}{s_0^2} \right) \quad (2.52)$$

La lumière **naturelle** (ou **non polarisée**) est par définition telle que $\rho_{ab} = \frac{1}{2}\delta_{ab}$, autrement dit $\mathbf{s} = 0$. Cela signifie que l'amplitude du champ électrique est en moyenne la même dans toutes les directions. Dans ce cas, le déterminant est $\det \rho = \frac{1}{4}$. Par contre, la lumière monochromatique polarisée est caractérisée par un déterminant nul. En effet, dans ce cas, les valeurs moyennes peuvent être omises et

$$\det(I_{ab}) = |E_1|^2|E_2|^2 - (E_1 E_2^*)(E_1^* E_2) = 0 \quad (2.53)$$

Donc, dans le cas d'une onde monochromatique, on a la contrainte

$$s_0^2 = \mathbf{s}^2 \quad (\text{onde monochromatique}) \quad (2.54)$$

On définit le **degré de polarisation** P d'une onde quasi-monochromatique comme

$$P = \frac{\mathbf{s}^2}{s_0^2} \quad \text{ou} \quad \det \rho = \frac{1}{4}(1 - P) \quad (2.55)$$

$P = 1$ pour une onde monochromatique (complètement polarisée) et $P = 0$ pour une onde non polarisée. Pour une valeur donnée de P , l'onde peut être polarisée de deux façons différentes, car il reste alors deux paramètres de Stokes indépendants, disons s_2 et s_3 (car $s_1^2 = s_0^2 P - s_2^2 - s_3^2$). Ces paramètres donnent l'importance relative des deux polarisations linéaires et des deux polarisations circulaires dans l'onde incohérente.

Toute onde quasi-monochromatique peut être formellement représentée comme la superposition incohérente de deux ondes complètement polarisées. Expliquons : par définition, lors d'une superposition incohérente de deux ondes, aucune interférence n'est possible et seules les intensités s'additionnent. Plus précisément, on additionne alors les tenseurs I_{ab} des deux ondes (ou leurs paramètres de Stokes). Or, pour une onde partiellement polarisée, ce tenseur est toujours hermitique ($I_{ab}^* = I_{ba}$) et donc diagonalisable avec valeurs propres réelles. Appelons les vecteurs propres orthonormés de ce tenseur $\mathbf{n}^{(1)}$ et $\mathbf{n}^{(2)}$ et les valeurs propres correspondantes λ_1 et λ_2 . On peut donc écrire le tenseur I_{ab} comme

$$I_{ab} = \lambda_1 n_a^{(1)} n_b^{(1)*} + \lambda_2 n_a^{(2)} n_b^{(2)*} \quad (2.56)$$

³ Ces définitions sont différentes de celles de JACKSON, qui sont obtenues des nôtres en faisant $s_2 \rightarrow s_3$, $s_3 \rightarrow s_1$ et $s_1 \rightarrow s_2$.

C'est le résultat annoncé: le tenseur I_{ab} est la somme (donc superposition incohérente) de deux termes, chacun des deux termes décrivant une onde complètement polarisée (parce que les vecteurs $\mathbf{n}^{(1,2)}$ sont comme le vecteur amplitude \mathbf{E}_0 et donc la contrainte $s_0^2 = \mathbf{s}^2$ est satisfaite pour chacun d'entre eux). Maintenant, on peut toujours choisir l'orientation des axes et la phase du vecteur propre $\mathbf{n}^{(1)}$ telles que $\mathbf{n}^{(1)} = (b_1, ib_2)$, où b_1 et b_2 sont réels. En raison de l'orthogonalité $\mathbf{n}^{(1)} \cdot \mathbf{n}^{(2)*} = 0$ et de l'arbitraire dans la phase de $\mathbf{n}^{(2)}$, on peut alors choisir $\mathbf{n}^{(2)} = (ib_2, b_1)$. Ceci signifie que les deux ondes incohérentes sont de polarisations elliptiques de même excentricité, mais dont les axes principaux sont tournés de 90 degrés l'un par rapport à l'autre. Les valeurs propres λ_1 et λ_2 , quant à elles, représentent les intensités de ces deux ondes.

Problème 2.1

Un milieu est caractérisé par une constante diélectrique $\varepsilon(\mathbf{r})$ qui dépend de la position; par exemple, une fibre optique à gradient d'indice, ou même l'atmosphère, dans laquelle l'indice de réfraction dépend de l'altitude.

a) Montrez qu'une onde monochromatique de fréquence ω est alors régie par les équations suivantes :

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{\omega^2 \varepsilon}{c^2} \mathbf{E} = -\nabla \left(\frac{1}{\varepsilon} \nabla \varepsilon \cdot \mathbf{E} \right) \quad \nabla^2 \mathbf{B} + \frac{\omega^2 \varepsilon}{c^2} \mathbf{B} = -\frac{1}{\varepsilon} \nabla \varepsilon \wedge (\nabla \wedge \mathbf{B})$$

b) Supposons que la constante diélectrique ne varie que dans une direction (disons z). Montrez qu'une onde plane du type

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad \mathbf{B} = \mathbf{B}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$$

est impossible à réaliser (avec \mathbf{k} constant), à moins que ε soit une constante. Indice : l'application d'une des équations de Maxwell (sans dire laquelle) permet de démontrer ce fait en deux lignes.

c) Toujours en supposant que la constante diélectrique ne varie qu'en fonction de z , montrez qu'il est possible de poser le type de solution suivant :

$$\mathbf{E} = E(z) \hat{\mathbf{x}} \quad \mathbf{B} = B(z) \hat{\mathbf{y}}$$

et obtenez les équations différentielles qui nous permettent, en principe, de déterminer les deux fonctions $E(z)$ et $B(z)$. Trouvez aussi une expression pour $B(z)$ en fonction de la dérivée de $E(z)$, en utilisant la loi de Faraday.

Problème 2.2

Étant donnée une onde plane $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$, donnez une expression pour le potentiel vecteur \mathbf{A} , dans la jauge de Coulomb. Partez de l'hypothèse que \mathbf{A} est aussi une onde plane caractérisée par \mathbf{k} et ω .

Problème 2.3

Démontrez les formules (2.17) et (2.18).

Problème 2.4

Calculez les paramètres de Stokes pour les ondes monochromatiques avec les amplitudes suivantes (on suppose A et B réels) :

(a) $\mathbf{E}_0 = A \hat{\mathbf{x}}$, (b) $\mathbf{E}_0 = A(\hat{\mathbf{x}} + i\hat{\mathbf{y}})$, (c) $\mathbf{E}_0 = A\hat{\mathbf{x}} + iB\hat{\mathbf{y}}$, (d) $\mathbf{E}_0 = A(\hat{\mathbf{x}} + e^{i\pi/4}\hat{\mathbf{y}})$,

Problème 2.5

Trouvez comment les paramètres de Stokes se transforment lorsqu'on procède à une rotation des axes $\hat{\mathbf{x}}-\hat{\mathbf{y}}$ d'un angle φ .

Problème 2.6

La densité d'impulsion du champ électromagnétique est proportionnelle au vecteur de Poynting : $\mathbf{S}/c^2 = (1/4\pi c)\mathbf{E} \wedge \mathbf{B}$. Il est donc naturel de s'attendre à ce que le moment cinétique associé au champ électromagnétique soit donné par l'expression suivante :

$$\mathbf{L} = \frac{1}{4\pi c} \int d^3r \mathbf{r} \wedge (\mathbf{E} \wedge \mathbf{B})$$

a) Démontrez que \mathbf{L} peut s'écrire ainsi :

$$\mathbf{L} = \frac{1}{4\pi c} \int d^3r \left\{ \mathbf{E} \wedge \mathbf{A} + \sum_i E_i (\mathbf{r} \wedge \nabla) A_i \right\}$$

Le deuxième terme ci-haut est interprété comme le moment cinétique orbital \mathbf{L}_{orb} du champ, en raison de la présence de l'opérateur différentiel $\mathbf{r} \wedge \nabla$, alors que le premier représente le moment cinétique intrinsèque \mathbf{L}_{spin} , associé au spin du photon dans la théorie quantique.

Indice : exprimez \mathbf{B} en fonction de \mathbf{A} ; utilisez la notation indicielle, avec le tenseur de Levi-Civita pour représenter le produit vectoriel; utiliser la relation $\varepsilon_{ijk}\varepsilon_{mnk} = \delta_{im}\delta_{jn} - \delta_{in}\delta_{jm}$ pour les deux derniers tenseurs de Levi-Civita; intégrez par parties le deuxième terme.

b) Montrez que la densité de moment cinétique intrinsèque d'une onde plane est

$$\boldsymbol{\lambda} = -\frac{1}{8\pi\omega} \text{Im} (\mathbf{E} \wedge \mathbf{E}^*)$$

et exprimez cette quantité en fonction des paramètres de Stokes pour une onde partiellement polarisée. Que vaut $\boldsymbol{\lambda}$ pour une onde monochromatique de polarisation (1) linéaire, (2) circulaire? Vous pouvez utiliser la jauge de Coulomb dans ce calcul.

Problème 2.7

Supposons qu'on exprime l'amplitude \mathbf{E}_0 du champ électrique sur la base $\boldsymbol{\epsilon}_{\pm}$ des polarisations circulaires. Montrez que les paramètres de Stokes ont les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} s_0 &= |\boldsymbol{\epsilon}_+^* \cdot \mathbf{E}_0|^2 + |\boldsymbol{\epsilon}_-^* \cdot \mathbf{E}_0|^2 \\ s_1 &= 2\text{Im} [(\boldsymbol{\epsilon}_+^* \cdot \mathbf{E}_0)^* (\boldsymbol{\epsilon}_-^* \cdot \mathbf{E}_0)] \\ s_2 &= |\boldsymbol{\epsilon}_+^* \cdot \mathbf{E}_0|^2 - |\boldsymbol{\epsilon}_-^* \cdot \mathbf{E}_0|^2 \\ s_3 &= 2\text{Re} [(\boldsymbol{\epsilon}_+^* \cdot \mathbf{E}_0)^* (\boldsymbol{\epsilon}_-^* \cdot \mathbf{E}_0)] \end{aligned}$$

En quoi l'utilisation de cette base facilite-t-elle l'interprétation physique du paramètre s_2 ?

3 Théorie de la constante diélectrique

Dans cette section nous étudions l'origine de la constante diélectrique, en particulier de sa dépendance en fréquence. Cette dépendance est la cause de la **dispersion** d'un paquet d'onde non monochromatique. Nous examinerons un modèle classique simple pour la dépendance en fréquence de la constante diélectrique dans divers matériaux : le modèle de Drude. Il va sans dire qu'un calcul sérieux de la constante diélectrique doit faire appel aux notions de la mécanique quantique et de la mécanique statistique. Cependant, le modèle de Drude nous permettra de dégager certaines caractéristiques essentielles, surtout pour les gaz, les liquides, les métaux et les plasmas.

3.1 Polarisabilité

Les propriétés électriques d'un matériau (disons, un isolant) dépendent de la façon précise avec laquelle un champ électrique externe induit une polarisation \mathbf{P} dans le matériau. Dans l'hypothèse où le matériau est linéaire, c'est-à-dire réagit linéairement à un champ électrique appliqué, la forme la plus générale de la polarisation \mathbf{P} induite par un champ électrique appliqué \mathbf{E} est la suivante :

$$P_a(\mathbf{r}, t) = \int dt' d^3r' \chi_{ab}(\mathbf{r}', t') E_b(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') \quad (3.1)$$

où la fonction $\chi_{ab}(\mathbf{r}', t')$ est la **fonction de réponse électrique** du matériau, ou **susceptibilité électrique**, ou **polarisabilité**. $\chi_{ab}(\mathbf{r}', t')$ est la composante a ($a = x, y, z$) de la polarisation causée à \mathbf{r} , au temps t , par la composante b d'un champ électrique de grandeur unité à $\mathbf{r} - \mathbf{r}'$, au temps $t - t'$. C'est un tenseur dans le cas le plus général, c'est-à-dire pour un cristal à structure non cubique. Dans les liquides, les gaz et les verres, ce tenseur a une forme isotrope $\chi_{ab} = \delta_{ab}\chi$. Restreignons-nous à ce cas plus simple. On écrit alors

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \int dt' d^3r' \chi(\mathbf{r}', t') \mathbf{E}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') \quad (3.2)$$

Le fait que la susceptibilité dépende de la position et du temps relatifs est crucial : il indique que l'induction d'une polarisation à (\mathbf{r}, t) ne se fait pas directement par le champ électrique, mais indirectement, en raison de l'interaction entre les différents degrés de liberté du système. Considérons par exemple un champ électrique localisé dans l'espace et le temps à (\mathbf{r}_1, t_1) (ceci est bien sûr impossible, même en principe, mais il ne s'agit ici que d'un argument basé sur le principe de superposition). Ce champ électrique a une influence directe sur le nuage électronique à ce point-là et à ce moment-là. Ce nuage électronique est ensuite modifié à d'autres points en raison du mouvement de l'électron et de son interaction avec ses voisins, les noyaux, etc. Il se crée donc, à des temps ultérieurs, une polarisation au voisinage du point \mathbf{r}_1 . La distance ℓ sur laquelle une polarisation est créée autour de \mathbf{r}_1 est intimement liée à la portée des interactions électron-électron dans le matériau, ou à la distance typique que parcourt un électron. Le temps τ au bout duquel cette polarisation s'estompe est le temps que prend un électron pour compléter son 'orbite', c'est-à-dire le temps associé à la différence des niveaux d'énergies, $\tau \sim \hbar/\Delta E$. On s'attend à ce que la fonction $\chi(\mathbf{r}', t')$ tende vers zéro quand $|\mathbf{r}'| \gg \ell$ et $t' \gg \tau$.

La relation (3.2) est beaucoup plus simple en transformée de Fourier :

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{P}}(\mathbf{k}, \omega) &= \int dt d^3r \int dt' d^3r' \chi(\mathbf{r}', t') \mathbf{E}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} + i\omega t} \\ &= \int dt' d^3r' \int dt d^3r \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} + i\omega t} \chi(\mathbf{r}', t') e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}' + i\omega t'} \\ &= \chi(\mathbf{k}, \omega) \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}, \omega) \end{aligned} \quad (3.3)$$

(les tildes sur les champs dénotent les transformées de Fourier; on utilise habituellement le même symbole χ pour sa transformée de Fourier). Dans la deuxième équation, l'ordre des intégrations a été changé et le changement de variables $(\mathbf{r}, t) \rightarrow (\mathbf{r} + \mathbf{r}', t + t')$ a été effectué. La relation linéaire entre polarisation et champ électrique est donc directe dans l'espace de Fourier. Autrement dit, la polarisation est la **convolution** du champ électrique appliqué $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ et de la susceptibilité électrique $\chi(\mathbf{r}, t)$. Il s'ensuit que

$$\tilde{\mathbf{D}}(\mathbf{k}, \omega) = \varepsilon(\mathbf{k}, \omega) \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}, \omega) \quad \varepsilon(\mathbf{k}, \omega) = 1 + 4\pi\chi(\mathbf{k}, \omega) \quad (3.4)$$

La constante diélectrique $\varepsilon(\mathbf{k}, \omega)$ dépend en général de la fréquence et du vecteur d'onde.

Absence de dépendance en vecteur d'onde de la constante diélectrique

La dépendance en vecteur d'onde de la constante diélectrique est généralement négligeable. Voici pourquoi : nous avons vu que la fonction $\chi(\mathbf{r}, t)$ est négligeable si $|\mathbf{r}| \gg \ell$, où ℓ est la longueur caractéristique du mouvement des électrons. Ceci implique que la transformée de Fourier $\chi(\mathbf{k}, \omega)$ est indépendante de \mathbf{k} quand $|\mathbf{k}|\ell \ll 1$.¹ Cette condition peut aussi s'exprimer comme $\ll \ll \lambda$. Dans un isolant, la distance caractéristique ℓ est de l'ordre de la distance interatomique. Dans un conducteur, ℓ est plutôt de l'ordre du libre parcours moyen des électrons. Par contre, la longueur d'onde (dans le domaine optique ou moins) est considérablement plus grande que cela ($> 10^{-7}\text{m}$).

Considérons, pour être plus précis, une transition atomique. l'ordre de grandeur de la fréquence est donnée par $\omega \sim e^2/\hbar a_0$, où a_0 est le rayon de Bohr. La longueur d'onde associée est alors grosso modo $2\pi c/\omega \sim 2\pi a_0(c\hbar/e^2) = 2\pi a_0/\alpha$, où $\alpha \approx 1/137$ est la constante de structure fine. En somme, les longueurs d'onde associées aux fréquences atomiques sont plus grandes que les dimensions atomiques par un facteur α (ceci n'est qu'un ordre de grandeur). Par conséquent, la dépendance en vecteur d'onde de $\varepsilon(\mathbf{k}, \omega)$ est généralement négligeable dans le domaine $|\mathbf{k}| \sim \omega/c$ si ω est une fréquence atomique.

Les exceptions à cette règle se produisent quand ℓ est beaucoup plus grand que la distance interatomique. Ceci se produit dans les métaux à très basses températures : le libre parcours moyen devient très grand dans un échantillon très propre à très basse température. La longueur caractéristique devient alors la longueur de de Broglie thermique des électrons

$$\ell \sim \lambda_T = \frac{\hbar v_F}{k_B T} \quad (3.5)$$

où v_F est la vitesse de Fermi (c'est-à-dire la vitesse des électrons au niveau de Fermi). À suffisamment basse température, cette longueur est suffisamment grande pour permettre une mesure de la dépendance en \mathbf{k} de ε et une caractérisation de la surface de Fermi.² Une autre exception de choix

¹ Comme exemple simple illustrant cette propriété générale, considérons la fonction

$$f(x) = \begin{cases} A & |x| < \ell \\ 0 & |x| > \ell \end{cases}$$

La transformée de Fourier de cette fonction est

$$\tilde{f}(k) = 2A\ell \frac{\sin(k\ell)}{k\ell}$$

Or, quand $k\ell \ll 1$, ceci tend vers une constante $2A\ell$.

² En anglais, on appelle ce phénomène *anomalous skin effect*. Voir J.M. ZIMAN, *Principles of the Theory of solids*, 2^e éd., p. 282.

est l'état supraconducteur, encore une fois dans la limite propre. La distance caractéristique est alors la longueur de cohérence des paires de Cooper, qui est de l'ordre de 10^{-6} – 10^{-7} m dans un supraconducteur conventionnel de type I. Nous négligerons ces cas d'exception dans ce qui suit, comme nous négligerons la dépendance en \mathbf{k} de la constante diélectrique.

Relations de Kramers-Krönig

Le principe de causalité impose une condition évidente à la fonction $\chi(\mathbf{r}', t')$: elle doit s'annuler si $t' < 0$, car le champ électrique futur ne peut influencer la polarisation présente. Une conséquence de cette causalité sont les relations de Kramers-Krönig, que nous démontrons dans le complément C :

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \hat{\varepsilon}(\omega) &= 1 + \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \frac{\operatorname{Im} \hat{\varepsilon}(\omega')}{\omega' - \omega} \\ \operatorname{Im} \hat{\varepsilon}(\omega) &= -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \frac{\operatorname{Re} \hat{\varepsilon}(\omega')}{\omega' - \omega} \end{aligned} \quad (3.6)$$

Ces relations permettent d'exprimer la partie réelle de $\hat{\varepsilon}$ en fonction d'une intégrale de sa partie imaginaire et vice-versa. On remarque que la constante diélectrique ne peut pas être toujours réelle : sa partie imaginaire doit être non nulle, au moins dans un certain domaine de fréquence. Nous verrons plus bas que cette partie imaginaire est le reflet de l'absorption des ondes électromagnétiques par le milieu.

Indice de réfraction complexe

Une constante diélectrique complexe signifie qu'une onde électromagnétique traversant le milieu est atténuée, car le nombre d'onde k a une partie imaginaire (cette partie imaginaire doit être positive). Cette atténuation résulte bien sûr de la dissipation d'énergie représentée par le facteur d'amortissement γ_a . La provenance de ce facteur est multiple, mais ne peut pas être parfaitement comprise dans le seul cadre classique. La dissipation d'énergie provient d'un transfert d'énergie en provenance du mouvement oscillatoire de l'électron vers d'autres formes d'excitations, telles le rayonnement d'ondes électromagnétiques (on parle alors d'amortissement radiatif) ou d'ondes sonores (phonons). Ce dernier mécanisme ne joue pas dans le cas des gaz, et conséquemment γ est plus petit dans ce cas.

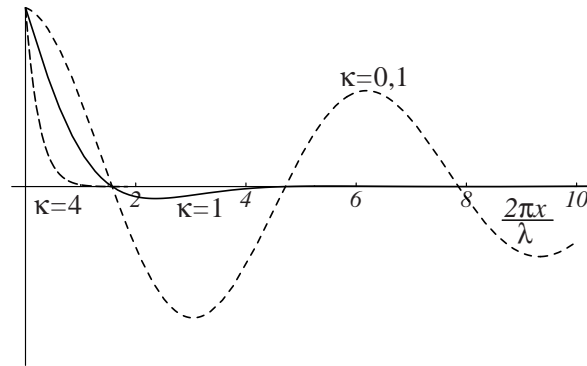


Figure 3.1. Illustration de l'amortissement d'une onde dans un milieu dissipatif, pour trois valeurs du coefficient d'extinction κ . L'onde est incidente sur le milieu en $x = 0$ et possède la même amplitude initiale dans les trois cas.

l'indice de réfraction complexe associé est $\hat{n} = \sqrt{\hat{\varepsilon}}$. On le décompose en parties réelle et imaginaire comme suit :

$$\hat{n} = \sqrt{\hat{\varepsilon}} \equiv n(1 + i\kappa) \quad (3.7)$$

La relation de dispersion $k = (\omega/c)\hat{n}$ signifie que le nombre d'onde est complexe si la fréquence est réelle. La dépendance spatiale d'une onde monochromatique plane est alors

$$\psi(x, t) = e^{i(kx - \omega t)} = e^{i(\omega n x / c - \omega t)} e^{-\omega n \kappa x / c} \quad (3.8)$$

(ψ représente une composante quelconque des champs électrique ou magnétique). L'onde est atténuée sur une distance caractéristique $c/(\kappa n \omega) = \lambda/2\pi\kappa$. On constate que κ , souvent appelé **coefficient d'extinction**, est le rapport de la longueur d'onde à la distance d'atténuation. Un milieu à forte atténuation aura $\kappa \gg 1$ et vice-versa. La vitesse de phase de l'onde est toujours reliée à la partie réelle de l'indice de réfraction : $v = c/n$. On introduit souvent le **coefficient d'atténuation** $\alpha = \omega n \kappa / c$, de sorte que l'atténuation de l'onde se lit $e^{-\alpha x}$.

3.2 Modèle de Drude

Le modèle de Drude nous permet d'obtenir la forme générale de la dépendance en fréquence de la constante diélectrique, en considérant l'atome comme un oscillateur ou comme un ensemble d'oscillateurs. Dans ce modèle, l'électron (ou le nuage électronique) est lié harmoniquement au noyau, avec une fréquence caractéristique ω_0 . En fait, pour une espèce donnée d'atome, on doit supposer qu'il existe plusieurs oscillateurs indépendants, un pour chaque fréquence caractéristique ω_a de l'atome associée à une transition possible d'énergie $\hbar\omega_a$.

Nous désirons étudier la réponse d'un tel oscillateur à l'imposition d'un champ électrique externe oscillant à une fréquence ω . Supposons que ce champ a une polarisation linéaire :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} - \omega t)} \quad (3.9)$$

Ce champ exerce une force $-e\mathbf{E}$ sur l'électron. L'électron subit aussi une force de rappel $-m\omega_0^2\mathbf{r}$. On suppose en outre qu'il existe une force de friction proportionnelle à la vitesse de l'électron. L'équation du mouvement pour l'électron est donc

$$m\ddot{\mathbf{r}} + m\gamma\dot{\mathbf{r}} + m\omega_0^2\mathbf{r} = -e\mathbf{E}_0 e^{-i\omega t} \quad (3.10)$$

où...

m est la masse de l'électron.

γ est le coefficient de friction par unité de masse.

ω_0 est la fréquence d'oscillation libre (en l'absence de force externe).

La solution générale de cette équation linéaire inhomogène est la somme d'une solution particulière avec la solution générale de l'équation homogène. Cette dernière, en raison du terme d'amortissement γ , constitue un régime transitoire que nous pouvons négliger. La solution du régime permanent est de la forme $\mathbf{r}(t) = \mathbf{r}_0 e^{-i\omega t}$. Substituant dans l'équation du mouvement, on obtient

$$\mathbf{r}_0 = -\frac{e}{m} \frac{\mathbf{E}_0}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma} \quad (3.11)$$

Le mouvement oscillant de l'électron équivaut à l'induction d'un dipôle oscillant $\mathbf{d} e^{-i\omega t}$ où

$$\mathbf{d} = \frac{e^2}{m} \frac{\mathbf{E}_0}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma} \quad (3.12)$$

Supposons maintenant qu'un milieu comporte ρ molécules par unité de volume, N oscillateurs par molécule et qu'une fraction f_a de ces oscillateurs ait une fréquence caractéristique ω_a et un

amortissement γ_a . La polarisation \mathbf{P} étant le moment dipolaire par unité de volume, on conclut que

$$\mathbf{P} = \frac{\rho e^2}{m} \mathbf{E} N \sum_a \frac{f_a}{\omega_a^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_a} \quad \left(\sum_a f_a = 1 \right) \quad (3.13)$$

La susceptibilité électrique est alors

$$\chi(\omega) = \frac{\rho e^2}{m} \Gamma(\omega) \quad (3.14)$$

où nous avons défini

$$\Gamma(\omega) = N \sum_a \frac{f_a}{\omega_a^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_a} \quad (3.15)$$

qui dépend des détails de la composition du milieu, mais non de sa densité. La constante diélectrique est alors

$$\hat{\varepsilon} = 1 + \frac{4\pi\rho e^2}{m} \Gamma(\omega) \quad (3.16)$$

Comme $\Gamma(\omega)$ est complexe, la constante diélectrique l'est aussi – d'où l'accent (^) – et un déphasage est possible entre \mathbf{E} et \mathbf{D} .

Indice de réfraction dans un gaz

Dans les gaz la densité est suffisamment petite pour que $\hat{\varepsilon} - 1$ soit très petit. On peut alors faire l'approximation

$$\sqrt{\hat{\varepsilon}} \approx 1 + \frac{2\pi\rho e^2}{m} \Gamma(\omega) \quad (3.17)$$

Séparons les parties réelle et imaginaire :

$$\sqrt{\hat{\varepsilon}} \approx 1 + \frac{2\pi\rho e^2}{m} (\Gamma'(\omega) + i\Gamma''(\omega)) \quad (3.18)$$

où

$$\begin{aligned} \Gamma'(\omega) &= N \sum_a \frac{f_a(\omega_a^2 - \omega^2)}{(\omega_a^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma_a^2} \\ \Gamma''(\omega) &= N \sum_a \frac{f_a\omega\gamma_a}{(\omega_a^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma_a^2} \end{aligned} \quad (3.19)$$

Examinons la forme de (3.19) pour un seul type d'oscillateur avec fréquence propre ω_0 et amortissement γ . La partie réelle de l'indice de réfraction tend vers la valeur

$$n(0) = 1 + 2\pi \frac{\rho e^2}{m\omega_0^2} \quad (3.20)$$

quand $\omega \rightarrow 0$. Elle augmente ensuite jusqu'à $\omega = \omega_1 < \omega_0$, fréquence à laquelle $dn/d\omega = 0$. Dans cette plage de fréquence la dispersion est dite **normale**, parce que $dn/d\omega > 0$. La lumière bleue est alors réfractée davantage que la lumière rouge et la partie imaginaire $n\kappa$ est relativement petite. Cette partie imaginaire est toujours positive, augmente de zéro vers un maximum à $\omega = \omega_0$, pour ensuite diminuer. La partie réelle est égale à 1 à $\omega = \omega_0$, pour ensuite être < 1 . Une partie réelle < 1 signifie que la vitesse de phase est plus grande que c . La partie réelle atteint un minimum à $\omega = \omega_2 > \omega_0$, pour ensuite remonter vers 1. Dans la plage de fréquence $\omega_1 < \omega < \omega_2$ la dispersion est dite **anormale**, parce que $dn/d\omega < 0$. La vitesse de phase augmente alors avec la fréquence ($dv/d\omega > 0$) et l'absorption peut être importante. Le milieu est alors relativement opaque.

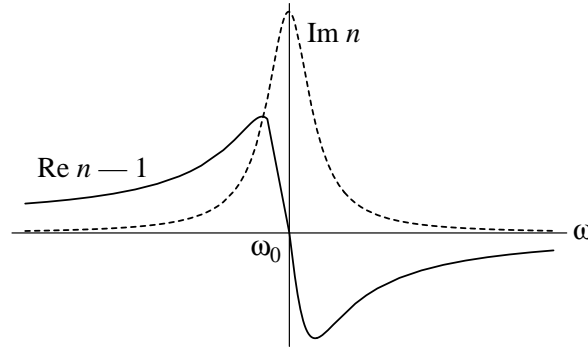


Figure 3.2. Parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction près d'une fréquence propre ω_0 , en fonction de ω/ω_0 . La partie réelle est illustrée relative à $n = 1$.

3.3 Équation de Clausius-Mossoti

La constante diélectrique (3.16) calculée plus haut n'est applicable qu'aux milieux relativement dilués, tel les gaz, pour la raison suivante : on a supposé que le champ local \mathbf{E} ressenti par l'électron était le même que le champ macroscopique traversant le milieu. Ceci est valable pour les gaz, car l'effet de la polarisation d'une molécule sur sa distante voisine est négligeable. Dans les liquides ou les solides, il faut cependant distinguer \mathbf{E}' , le champ local en un point précis, du champ macroscopique \mathbf{E} .

Considérons par exemple un liquide, c'est-à-dire un milieu isotrope. Prélevons de ce liquide une sphère microscopique qui contient, supposons, une seule molécule en moyenne. Si \mathbf{P} est la polarisation du milieu, on démontre que le champ local à l'intérieur de cette sphère est

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \frac{4\pi}{3}\mathbf{P} \quad (3.21)$$

C'est ce champ qui est appliqué aux électrons de la molécule qui s'y trouve. La relation (3.13) doit alors être remplacée par la relation suivante :

$$\mathbf{P} = \left[\mathbf{E} + \frac{4\pi}{3}\mathbf{P} \right] \frac{\rho e^2}{m} \Gamma(\omega) \quad (3.22)$$

Considérant que $\mathbf{P} = (\hat{\epsilon} - 1)\mathbf{E}/4\pi$, on en déduit que $\mathbf{E} + (4\pi/3)\mathbf{P} = \frac{1}{3}(2 + \hat{\epsilon})\mathbf{E}$ et l'équation ci-haut se réduit à

$$\frac{\hat{\epsilon} - 1}{\hat{\epsilon} + 2} = \frac{4\pi}{3} \frac{\rho e^2}{m} \Gamma(\omega) \quad (3.23)$$

Il s'agit de l'équation de Clausius-Mossoti. On peut facilement isoler la constante diélectrique, mais l'équation se présente mieux ainsi.

En fonction de l'indice de réfraction $\hat{n} = \sqrt{\hat{\epsilon}}$, l'équation de Clausius-Mossoti prend la forme

$$\frac{\hat{n}^2 - 1}{\hat{n}^2 + 2} \frac{1}{\rho} = \frac{4\pi}{3} \frac{e^2}{m} \Gamma(\omega) = \text{const.}(\omega) \quad (3.24)$$

Comme le membre de gauche ne dépend pas de la densité moyenne ρ mais uniquement du type de molécule impliqué et de la fréquence, il est indépendant de la température.³ Cette relation porte le

³ Ceci n'est strictement vrai que si les molécules sont non polaires, car seule la polarisabilité électronique est considérée ici. Cependant, aux fréquences optiques, seule la contribution électronique est importante de toute manière.

nom d'**équation de Lorentz-Lorenz** et permet de déduire la dépendance en température de l'indice de réfraction d'un liquide (ou d'un gaz) si on sait comment la densité dépend de la température.

Notons que l'équation de Clausius-Mossoti (ou celle de Lorentz-Lorenz) ne peut s'appliquer aux solides en général, en raison du manque d'anisotropie au plan microscopique, qui nous empêche de considérer une sphère comme habitacle moyen d'une molécule.

3.4 Fréquence de plasma

Un plasma est un gaz chaud d'atomes ionisés. Dans un tel milieu les charges (ions et électrons) ne sont pas liées ($\omega_0 = 0$) et l'amortissement est très faible ($\gamma \sim 0$) car il provient surtout du rayonnement d'ondes électromagnétiques par les particules chargées. On peut facilement y appliquer le résultat (3.16), en supposant que la seule fréquence de résonance présente est nulle ($\omega_0 = 0$) et que $\gamma = 0$. On obtient dans ce cas la constante diélectrique suivante :

$$\hat{\varepsilon} = 1 - \frac{4\pi\rho e^2/m}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (3.25)$$

où on a défini la **fréquence de plasma** ω_p :

$$\omega_p^2 \equiv \frac{4\pi\rho e^2}{m} \quad (3.26)$$

Si $\omega > \omega_p$, la constante diélectrique est positive et l'indice de réfraction est réel : il y a propagation. Si, au contraire, $\omega < \omega_p$, la constante $\hat{\varepsilon}$ est réelle négative et l'indice de réfraction est imaginaire, ce qui signifie une extinction de l'onde. Autrement dit, si $\omega < \omega_p$, la fréquence de l'onde est suffisamment petite pour laisser au plasma le temps de réagir face au champ \mathbf{E} de l'onde incidente en se réarrangeant pour annuler le champ total \mathbf{E}_{tot} dans le milieu. L'onde est alors amortie dans le plasma et complètement réfléchie.

La relation de dispersion d'une onde électromagnétique dans un plasma est plutôt simple. Comme $\omega^2 = c^2 k^2 / \hat{\varepsilon}$, on trouve

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2 \quad (3.27)$$

La vitesse de phase v_p est donnée par

$$v_p = \frac{\omega}{k} = c \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}} \quad (3.28)$$

alors que la vitesse de group v_g est plutôt donnée par

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = c^2 \frac{k}{\omega} = \frac{c^2}{v_p} \quad (3.29)$$

On constate que la vitesse de phase est toujours plus grande que c , tandis que la vitesse de groupe est toujours inférieure à c , comme il se doit, puisque l'énergie et l'information se propagent à la vitesse de groupe. Nous retrouverons ce type de relation de dispersion plus tard, lors de l'étude des guides d'onde.

À ce stade une question importante se pose. Les électrons du plasma constituent-ils une charge liée ou une charge libre, du point de vue des champs macroscopiques? Nous les avons traités ici comme s'ils constituaient une charge liée, parce que nous avons représenté leur effet par une

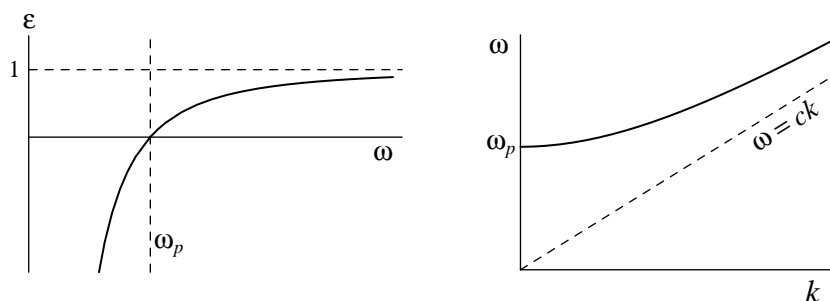


Figure 3.3. À gauche : schéma de la constante diélectrique du plasma en fonction de la fréquence. À droite : relation de dispersion $\omega(k)$ correspondante.

constante diélectrique. En fait, la distinction entre charge liée et libre est largement matière de convention. Il est pratique de considérer la charge d'un plasma comme étant liée et d'appliquer à ces milieux le formalisme des champs macroscopiques et de la constante diélectrique. De toute façon, à fréquence non nulle, les charges en question ne se déplacent pas sur de grandes distances et sont donc effectivement liées. L'exception se produit notablement à fréquence nulle, où traiter une charge physiquement libre comme si elle était liée mène à une constante diélectrique infinie. Cette remarque s'applique particulièrement aux conducteurs (voir plus bas).

Oscillations libres d'un plasma

La fréquence ω_p est la fréquence à laquelle le plasma peut avoir des oscillations collectives libres. Pour s'en convaincre, considérons une portion de plasma affectant la forme d'une plaque d'épaisseur a et d'aire $A \gg a^2$. Supposons que le nuage d'électrons dans le plasma est déplacé collectivement d'une distance x par rapport au nuage d'ions ($x \ll a$). Comme le plasma est neutre au total, l'effet de ce déplacement est de créer une densité surfacique de charge $\rho_s = \pm \rho_e x$ de chaque côté de la plaque. Le champ électrique induit entre les plaques est alors $E = 4\pi\rho_s$ et la force de rappel exercée sur chaque électron est (on considère les composantes selon x)

$$F = -eE = -4\pi\rho_e^2 x = -m\omega_p^2 x \quad (3.30)$$

Cette force est linéaire en x ; le mouvement associé est donc harmonique, avec fréquence $\omega = \omega_p$.

Plasmons

Dans la théorie quantique, cette oscillation collective d'un plasma à la fréquence ω_p est quantifiée comme pour un oscillateur harmonique. L'énergie associée à une telle oscillation est supérieure à celle de l'état fondamental par un multiple entier de $\hbar\omega_p$. Ces oscillations quantifiées sont appelées **plasmons**, de la même façon qu'une onde sonore dans un solide est constituée de phonons. On peut détecter ces excitations de plasma quand des électrons d'énergie modérée ($\sim 10^2 - 10^3 \text{eV}$) passent au travers d'un film métallique. On constate alors que l'énergie perdue par l'électron au passage est un multiple entier de $\hbar\omega_p$; l'électron a alors cédé une partie de son énergie en créant au passage un nombre entier de plasmons.⁴

⁴ On doit cependant distinguer les plasmons de volume des plasmons de surface; ces derniers constituent une oscillation collective de la densité électronique surfacique et ont un comportement différent des plasmons de volume. Mais nous laisserons ce sujet au cours de physique de l'état solide.

Tableau 3.1 Longueurs d'onde de plasma mesurées et calculées pour certains métaux alcalins ou alcalino-terreux. Ici $\lambda_p = 2\pi c/\omega_p$.

	$\lambda_p^{(\text{exp.})}$ (nm)	$\lambda_p^{(\text{théor.})}$ (nm)
Li	155	155
Na	210	209
K	315	287
Rb	340	322

L'ionosphère

L'ionosphère, comme son nom l'indique, comporte une bonne densité de matière ionisée. On peut donc lui appliquer les considérations ci-haut sur les plasmas. La densité ϱ étant beaucoup plus faible que pour les métaux, la fréquence plasma ω_p est beaucoup plus petite, de sorte que la lumière visible est transmise sans problèmes, alors que les ondes radio sont atténuées et par conséquent réfléchies dans l'atmosphère. Ce principe est utilisé dans la communication radio : les ondes radio peuvent, par réflexions multiples sur l'ionosphère et la surface terrestre (et les océans), se propager jusqu'aux antipodes. Pour communiquer avec les satellites, il faut plutôt utiliser des ondes dites **courtes**, qui auront une fréquence supérieure à ω_p et pourront donc traverser l'ionosphère. En pratique, l'angle d'incidence de l'onde sur l'ionosphère est important : même si $\omega > \omega_p$, il peut y avoir réflexion totale interne de l'onde vers la Terre pour un angle d'incidence suffisamment grand. D'autre part, la densité d'électrons libre varie selon l'activité solaire et surtout selon l'heure de la journée. Les détails de la propagation et de la réflexion des ondes radios par l'ionosphère peuvent donc être relativement compliqués.

3.5 Plasma en champ magnétique : magnétosphère

L'ionosphère devient la **magnétosphère** lorsque le champ magnétique terrestre vient à jouer un rôle non négligeable. Retournons à l'équation du mouvement d'un électron libre en présence d'une onde électromagnétique incidente et du champ magnétique terrestre \mathbf{B} . On négligera l'effet du champ magnétique de l'onde incidente, qui est beaucoup plus faible que l'effet de son champ électrique, ainsi que l'amortissement radiatif :

$$m\ddot{\mathbf{r}} - (e/c)\mathbf{B} \wedge \dot{\mathbf{r}} = -e\mathbf{E}_0 e^{-i\omega t} \quad (3.31)$$

La polarisation de l'onde n'avait pas d'importance jusqu'ici. L'introduction d'un champ externe \mathbf{B} crée une anisotropie : on s'attend donc à une relation de dispersion qui dépendra de la direction de l'onde par rapport à \mathbf{B} et aussi de la polarisation. Supposons, pour simplifier les choses, que l'onde incidente est parallèle au champ magnétique, selon l'axe $\hat{\mathbf{z}}$. Comme l'onde est transverse, l'électron ne subira aucune force dans la direction z . On peut alors se concentrer sur son mouvement dans le plan xy . L'équation ci-haut devient

$$\begin{aligned} m\ddot{x} + (eB/c)\dot{y} &= -eE_{0x}e^{-i\omega t} \\ m\ddot{y} - (eB/c)\dot{x} &= -eE_{0y}e^{-i\omega t} \end{aligned} \quad (3.32)$$

Il s'agit de deux équations différentielles linéaire couplées (du premier ordre en \dot{x} et \dot{y}). La méthode de solution habituelle consiste à supposer une solution en régime permanent du type

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix} e^{-i\omega t} \quad (3.33)$$

En substituant dans le système d'équations, on trouve une équation matricielle pour les amplitudes (x_0, y_0) :

$$\omega \begin{pmatrix} \omega & i\omega_c \\ -i\omega_c & \omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix} = \frac{e}{m} \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \end{pmatrix} \quad \omega_c \equiv \frac{eB}{mc} \quad (3.34)$$

Nous pourrions résoudre cette équation immédiatement, mais il est préférable de diagonaliser ce système matriciel. Les valeurs propres λ de la matrice ci-haut et les vecteurs propres normalisés correspondants sont

$$\begin{aligned} \lambda = \omega + \omega_c & : \frac{1}{\sqrt{2}}(1, -i) \\ \lambda = \omega - \omega_c & : \frac{1}{\sqrt{2}}(1, i) \end{aligned} \quad (3.35)$$

La diagonalisation se fait à l'aide de la matrice unitaire dont les colonnes sont les vecteurs propres :

$$U = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -i & i \end{pmatrix} \quad (3.36)$$

Le système matriciel d'équations différentielles devient alors

$$\omega U^\dagger \begin{pmatrix} \omega & i\omega_c \\ -i\omega_c & \omega \end{pmatrix} U U^\dagger \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix} = \frac{e}{m} U^\dagger \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \end{pmatrix} \quad (3.37)$$

En définissant les combinaisons

$$\begin{aligned} u_0 &= x_0 + iy_0 & \text{et} & & E_0 &= E_{0x} + iE_{0y} \\ \bar{u}_0 &= x_0 - iy_0 & & & \bar{E}_0 &= E_{0x} - iE_{0y} \end{aligned} \quad (3.38)$$

on peut finalement écrire le système d'équation sous une forme découplée :

$$\omega \begin{pmatrix} \omega + \omega_c & 0 \\ 0 & \omega - \omega_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_0 \\ \bar{u}_0 \end{pmatrix} = \frac{e}{m} \begin{pmatrix} E_0 \\ \bar{E}_0 \end{pmatrix} \quad (3.39)$$

On en déduit les relations

$$u_0 = \frac{eE/m}{\omega(\omega + \omega_c)} \quad \bar{u}_0 = \frac{e\bar{E}/m}{\omega(\omega - \omega_c)} \quad (3.40)$$

Il s'agit des deux solutions indépendantes du système d'équations différentielles (3.32). Pour les interpréter, considérons l'inverse des relations (3.38) :

$$\begin{aligned} x_0 &= \frac{1}{2}(\bar{u}_0 + u_0) & \text{et} & & E_{x0} &= \frac{1}{2}(\bar{E}_0 + E_0) \\ y_0 &= \frac{1}{2}i(\bar{u}_0 - u_0) & & & E_{y0} &= \frac{1}{2}i(\bar{E}_0 - E_0) \end{aligned} \quad (3.41)$$

Dans la première solution ($u_0 \neq 0$ et $\bar{u}_0 = 0$), la phase relative de E_y et E_x est $-i$, ce qui correspond à une polarisation circulaire droite. De même, le mouvement des électrons est circulaire droit (horaire). En présence du seul champ magnétique, un électron suivrait une orbite circulaire gauche (antihoraire) et donc le mouvement forcé des électrons ne peut pas entrer en résonance avec le mouvement naturel dans cette solution, ce qui se traduit par le dénominateur en $\omega + \omega_c$ en (3.40). Par contre, dans la deuxième solution ($u_0 = 0$ et $\bar{u}_0 \neq 0$), les sens sont inversés et il y

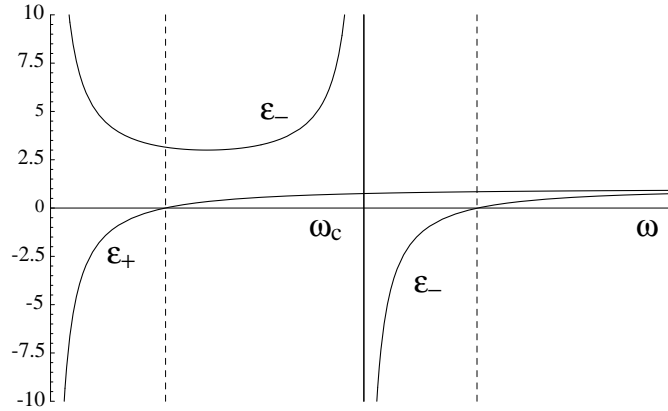


Figure 3.4. Comportement de ε_{\pm} en fonction de ω/ω_c . Sur ce graphique on a supposé que $\omega_p = 0.7\omega_c$.

a résonance à $\omega = \omega_c$ (en pratique, un petit terme d'amortissement intervient pour empêcher la divergence de \bar{u}_0).

Les constantes diélectriques résultant de ces deux solutions sont réelles et correspondent à des polarisations tournant avec le champ électrique :

$$\begin{aligned}\varepsilon_+ &= 1 - 4\pi\rho e \frac{e/m}{\omega(\omega + \omega_c)} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + \omega_c)} \\ \varepsilon_- &= 1 - 4\pi\rho e \frac{e/m}{\omega(\omega - \omega_c)} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - \omega_c)}\end{aligned}\quad (3.42)$$

Nous sommes en situation de biréfringence : la constante diélectrique – et donc l'indice de réfraction – dépend de la polarisation de l'onde (circulaire dans le cas présent). Le comportement en fréquence de ε_{\pm} est illustré sur la figure. On remarque différents régimes de fréquence :

Au-delà d'une certaine fréquence ω_2 , les deux constantes diélectriques sont positives et les deux polarisations se propagent, avec cependant des indices de réfraction différents. Le milieu possède alors ce qu'on appelle une **activité optique**, c'est-à-dire qu'il fait tourner le plan de polarisation d'une onde à polarisation linéaire au fur et à mesure de sa propagation. En effet, comme une onde à polarisation linéaire peut être considérée comme une superposition d'ondes circulaires et que ces deux composantes circulaires ont des vitesses de phase différentes, elles accumulent une différence de phase proportionnelle au chemin parcouru. Cette différence de phase détermine la direction de la polarisation linéaire résultante et cette dernière change donc de manière uniforme dans le temps, d'autant plus rapidement que $\varepsilon_+ - \varepsilon_-$ est grand. Cette biréfringence causée par un champ magnétique s'observe aussi dans les solides et porte alors le nom d'**effet Faraday**. Ce phénomène a été observé pour la première fois par Faraday dans le verre (avant la théorie électromagnétique de Maxwell) et ce dernier y a vu, avec raison, un signe que la lumière est un phénomène électromagnétique.

Dans l'intervalle $\omega_c < \omega < \omega_2$, ε_- est négatif et donc seule la polarisation droite se propage.

Dans l'intervalle $\omega_1 < \omega < \omega_c$, les deux constantes diélectriques sont positives, sauf que maintenant $\varepsilon_- > \varepsilon_+$ et la rotation du plan de polarisation se fait dans l'autre sens.

Si $\omega < \omega_1$, ε_+ est négatif et donc seule la polarisation gauche se propage. De plus, l'indice de réfraction $n_- = \sqrt{\varepsilon_-}$ se comporte comme $1/\sqrt{\omega}$ aux très basses fréquences. Le milieu devient alors très fortement dispersif avec dispersion anormale : les basses fréquences se propagent plus

lentement. Ceci contribue à expliquer les longs sifflements descendants souvent entendus sur les ondes courtes (modes siffleurs): il s'agit d'ondes électromagnétiques de basse fréquences émises par les orages un peu partout autour du globe. Ces ondes se propagent d'un bout à l'autre de la planète, emprisonnées qu'elles sont par l'ionosphère. La dispersion fait que la composante à haute fréquence de l'onde se propage plus vite avec une différence de temps de l'ordre de la seconde sur des distances de l'ordre du millier de kilomètres. Ainsi l'oreille humaine, par l'intermédiaire de la radio, peut percevoir le délai entre hautes et basses fréquences.

Expliquons maintenant, en complément, une autre façon de procéder à l'obtention des constantes diélectriques (3.42). Sachant que la polarisation induite s'exprime comme $\mathbf{P} = -e\varrho\mathbf{r}$, où \mathbf{r} est le déplacement des électrons, l'éq. (3.34) nous indique que cette polarisation obéit à la relation suivante :

$$\omega \begin{pmatrix} \omega & i\omega_c \\ -i\omega_c & \omega \end{pmatrix} \mathbf{P}_\perp = -\frac{e^2\varrho}{m} \mathbf{E}_\perp \quad (3.43)$$

où l'indice ' \perp ' indique qu'on prend ici les composantes perpendiculaires au champ magnétique et au vecteur d'onde. En inversant cette relation matricielle, on trouve

$$\mathbf{P}_\perp = -\frac{e^2\varrho}{m} \frac{1}{\omega(\omega^2 - \omega_c^2)} \begin{pmatrix} \omega & -i\omega_c \\ i\omega_c & \omega \end{pmatrix} \mathbf{E}_\perp \quad (3.44)$$

Comme $\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}$, ceci nous permet d'écrire la relation $\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E}$ sous forme matricielle :

$$\mathbf{D}_\perp = \left\{ \mathbb{I} - \frac{4\pi\varrho e^2}{m} \frac{1}{\omega(\omega^2 - \omega_c^2)} \begin{pmatrix} \omega & -i\omega_c \\ i\omega_c & \omega \end{pmatrix} \right\} \mathbf{E}_\perp \quad (3.45)$$

où \mathbb{I} est la matrice-unité. La constante diélectrique est donc un tenseur dans ce cas. Pour obtenir les modes propres de propagation, c'est-à-dire ceux qui se propagent à une fréquence et un vecteur d'onde bien définis, il faut diagonaliser cette relation, à l'aide de la matrice U introduite plus haut :

$$U^\dagger \mathbf{D}_\perp = U^\dagger \varepsilon U U^\dagger \mathbf{E}_\perp \quad U = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -i & i \end{pmatrix} \quad (3.46)$$

où $U^\dagger \varepsilon U$ est la matrice de la constante diélectrique diagonalisée. On trouve alors la relation diagonale suivante :

$$\begin{pmatrix} D \\ \bar{D} \end{pmatrix} = \left\{ \mathbb{I} - \frac{\omega_p^2}{\omega} \begin{pmatrix} \frac{1}{\omega + \omega_c} & 0 \\ 0 & \frac{1}{\omega - \omega_c} \end{pmatrix} \right\} \begin{pmatrix} E \\ \bar{E} \end{pmatrix} \quad (3.47)$$

où les combinaisons complexes (E, \bar{E}) sont définies comme en (3.38), et pareillement pour (D, \bar{D}) . Cette relation étant maintenant diagonale, on conclut que les polarisations E et \bar{E} , qui sont circulaires, se propagent avec les constantes diélectriques (3.42).

3.6 Dispersion dans les conducteurs

Un conducteur est caractérisé par la présence d'électrons libres. En fonction du modèle de Drude, cela correspond au cas d'une fréquence de résonance nulle ($\omega_a = 0$). À la différence d'un plasma cependant, on ne peut négliger les facteurs d'amortissement. Soit ϱ la densité d'électrons libres dans le milieu, qui peut aussi contenir des électrons liés Si on applique le résultat (3.16) à ce cas, on trouve

$$\hat{\varepsilon} = \varepsilon - \frac{4\pi\varrho e^2/m}{\omega^2 + i\gamma\omega} = \varepsilon - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \quad (3.48)$$

où ε représente la contribution des électrons liés ($\omega_a > 0$), pour laquelle on a négligé les facteurs d'amortissement. Ici γ est la constante d'amortissement pour les électrons libres (directement liée

à la résistivité) et ω_p est la ‘fréquence plasma’ associée à la densité d’électrons libres. Notons que la distinction entre conducteur et diélectrique n’a pleinement de sens qu’à fréquence nulle. Pour des fréquences non nulles, les phénomènes de conduction et de polarisation sont semblables, puisque tous les deux résultent du même mouvement périodique des électrons. La caractéristique d’un conducteur est simplement que la partie imaginaire de la constante diélectrique diverge quand $\omega \rightarrow 0$.

Expliquons maintenant la relation qui existe entre $\hat{\varepsilon}$ et la conductivité du milieu. Revenons à l’équation du mouvement d’un électron libre en présence d’un champ oscillant :

$$m\ddot{\mathbf{r}} + m\gamma\dot{\mathbf{r}} = -e\mathbf{E}_0 e^{-i\omega t} \quad (3.49)$$

La solution s’exprime en fonction de la vitesse de l’électron :

$$\dot{\mathbf{r}} = -\frac{(e/m)\mathbf{E}}{\gamma - i\omega} \quad (3.50)$$

Si on suppose que tous les électrons du conducteur réagissent de la même façon au champ appliqué et que la densité d’électrons est ρ , La densité de courant est alors

$$\mathbf{J} = -\rho e\dot{\mathbf{r}} = \frac{(\rho e^2/m)\mathbf{E}}{\gamma - i\omega} \quad (3.51)$$

Par définition, la conductivité est la constante de proportionnalité entre la densité de courant et le champ électrique appliqué. On définit alors une conductivité complexe :

$$\hat{\sigma} = \frac{\rho e^2/m}{\gamma - i\omega} = \frac{1}{4\pi} \frac{\omega_p^2}{\gamma - i\omega} = \frac{\sigma_0}{1 - i\omega/\gamma} \quad (3.52)$$

où $\sigma_0 = \omega_p^2/4\pi\gamma$ est la conductivité dc (c’est-à-dire à fréquence nulle). La relation $\mathbf{J} = \hat{\sigma}\mathbf{E}$, où $\hat{\sigma}$ est en général complexe, signifie que le courant n’est pas en phase avec le champ électrique appliqué. Notons que dans le système gaussien, la conductivité a les mêmes unités que la fréquence, tout comme le facteur d’amortissement γ et la fréquence plasma ω_p .

À des fréquences petites en comparaison de γ – à savoir le domaine infrarouge ou moins, pour la plupart des métaux – on peut utiliser l’approximation $\hat{\sigma} \approx \sigma_0$. Dans les bons conducteurs, l’amortissement γ est considérablement plus faible que la fréquence plasma ω_p . Comme $\sigma/\omega_p = \omega_p/4\pi\gamma$, ceci entraîne que la conductivité dc σ est grande devant la fréquence plasma : $\sigma \gg \omega_p$. Dans le cadre du modèle de Drude, il n’y a pas de différence profonde entre un plasma et un conducteur : tout dépend du régime de fréquence considéré. Si $\omega \gg \gamma$ on se trouve en présence d’un authentique plasma. Si, au contraire, $\omega \ll \gamma$, alors on se trouve en plein comportement métallique et on peut négliger la dépendance en fréquence de la conductivité, c’est-à-dire se limiter à la conductivité dc. Dans cette situation dite de ‘basse fréquence’, on peut écrire la constante diélectrique comme

$$\boxed{\hat{\varepsilon} = \varepsilon + \frac{4\pi i\sigma}{\omega}} \quad (3.53)$$

où σ et ε sont réels. On se trouve alors à négliger l’absorption autre que par les électrons libres. Cette forme de la conductivité sera souvent employée.

Remarquons qu’il serait illusoire d’espérer comprendre l’origine de la conductivité des métaux à l’aide du seul modèle de Drude. Ce modèle est purement classique, alors qu’un métal peut être

considéré comme un gaz d'électrons très dégénéré, qui ne saurait donc être décrit sans l'aide de la mécanique quantique. En somme, le modèle de Drude permet de paramétrer les propriétés d'un conducteur à l'aide des constantes γ et ω_p , sans que l'on puisse interpréter littéralement γ comme une 'constante de frottement'. En fait, le facteur d'amortissement γ représente tout ce qui peut altérer la course d'un électron dans un solide : les impuretés du cristal, les vibrations du cristal (phonons) et les autres électrons.⁵

Indice de réfraction complexe dans un conducteur

Calculons maintenant l'indice de réfraction complexe $\hat{n} = n(1 + i\kappa)$, sans utiliser l'approximation $\omega \ll \gamma$, de sorte que le résultat sera valable même dans le domaine optique. On pose $\hat{\varepsilon} = \hat{n}^2 = n^2(1 - \kappa^2 + 2i\kappa)$ avec $\hat{\varepsilon}$ tiré de (3.48). En identifiant les parties réelle et imaginaire, on trouve

$$\begin{aligned} n^2(1 - \kappa^2) &= \varepsilon - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} \\ n^2\kappa &= \frac{1}{2\omega} \frac{\omega_p^2\gamma}{\omega^2 + \gamma^2} \end{aligned} \quad (3.54)$$

Définissons la fréquence critique

$$\omega_c^2 = \omega_p^2 - \gamma^2 \quad (3.55)$$

On peut alors écrire

$$n^2(1 - \kappa^2) = \varepsilon - \frac{\omega_c^2 + \gamma^2}{\omega^2 + \gamma^2} \quad n^2\kappa = \frac{\gamma}{2\omega} \frac{\omega_c^2 + \gamma^2}{\omega^2 + \gamma^2} \quad (3.56)$$

On voit que $\kappa > 1$ si $\omega < \omega_c$ et vice-versa (gardons à l'esprit qu'en pratique, $\gamma \ll \omega_c \approx \omega_p$). Le milieu présente donc une forte atténuation aux basses fréquences, mais est relativement transparent aux fréquences élevées (il se comporte alors comme un plasma avec $\omega > \omega_p$). Pour les métaux alcalins, cette fréquence critique se situe dans l'ultraviolet.

3.7 Propagation dans un conducteur

Rappelons que la relation de dispersion dans un milieu linéaire prend la forme $\omega^2 = c^2 k^2 / \mu \hat{\varepsilon}$ (nous restaurons, dans cette sous-section, la perméabilité magnétique). Dans un bon conducteur, à une fréquence assez basse ($\omega \ll \sigma$), on néglige la partie réelle de la constante diélectrique et cette relation devient

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{4\pi i \mu \sigma}{\omega} \quad (3.57)$$

L'indice de réfraction est alors

$$\hat{n}(\omega) = \sqrt{\frac{4\pi i \mu \sigma}{\omega}} = \sqrt{\frac{2\pi \mu \sigma}{\omega}} (1 + i) \quad (3.58)$$

Le nombre d'onde associé à la fréquence (réelle) ω est alors

$$k = \frac{\omega}{c} \hat{n} = \frac{\sqrt{2\pi \mu \sigma \omega}}{c} (1 + i) = \frac{1 + i}{\delta} \quad (3.59)$$

⁵ Contrairement à l'intuition classique, un électron se déplaçant dans un réseau cristallin d'ions parfaitement régulier ne rencontre aucune résistance, car son caractère ondulatoire lui fait traverser ce réseau sans altération de sa quantité de mouvement (ce sont les imperfections et vibrations du réseau qui sont la source de la résistance). Ce résultat est l'essence du théorème de Bloch (1930) et est le point de départ d'une compréhension sommaire des propriétés électroniques des métaux.

où on a défini la **longueur de pénétration** δ :

$$\delta = \frac{c}{\sqrt{2\pi\omega\sigma\mu}} \quad (3.60)$$

Le facteur exponentiel de propagation de l'onde dans le conducteur, disons, dans la direction x , est alors

$$e^{ikx-i\omega t} = e^{ix/\delta-i\omega t} e^{-x/\delta} \quad (3.61)$$

L'onde est donc amortie exponentiellement sur une distance δ (d'où l'appellation *longueur de pénétration*). δ est la longueur caractéristique d'amortissement du champ électrique dans le conducteur (cf. p. 25) et varie en gros comme la racine carrée inverse de la fréquence. Un courant de haute fréquence se propageant dans un fil sera donc confiné à la surface de ce dernier, alors qu'un courant de basse fréquence en remplira tout l'intérieur. À 60 Hz, la longueur de pénétration des bons conducteurs est d'une fraction de centimètre et augmente notablement la résistance d'une ligne de transmission à haute tension, en comparaison de la transmission dc sur la même ligne. Dans la technologie micro-onde, la petitesse de la longueur de pénétration permet d'utiliser des conducteurs plutôt médiocres, quitte à vaporiser sur les surfaces une mince couche d'un excellent conducteur, car la conduction sera limitée à cette dernière.

Tableau 3.2 Conductivité de quelques substances à 295K.

Substance	σ (Hz)	c/σ (nm)	δ à 60 Hz (cm)
Argent	$5,55 \cdot 10^{17}$	0,54	0,83
Cuivre	$5,22 \cdot 10^{17}$	0,57	0,85
Or	$4,10 \cdot 10^{17}$	0,73	0,96
Aluminium	$3,35 \cdot 10^{17}$	0,89	1,06
eau de mer	$3,6 \cdot 10^{10}$	$8,3 \cdot 10^{-3}$	32 m

Puisque $\mathbf{B} = \hat{n}\hat{\mathbf{k}} \wedge \mathbf{E}$, le champ magnétique est forcément transverse, et orthogonal au champ électrique. Cependant, puisque \hat{n} est complexe, il y a différence de phase entre les champs électrique et magnétique. D'après l'équation (3.58), l'argument de l'indice de réfraction est $\pi/4$, et les champs électrique et magnétique sont donc déphasés de $\pi/4$. On voit facilement qu'à un endroit donné, le champ électrique s'annule un huitième de période avant le champ magnétique, alors qu'à un instant donné, il s'annule un huitième de longueur d'onde après le champ magnétique. Les deux champs sont aussi très différents en grandeur, car

$$|\mathbf{B}| = |\hat{n}| |\mathbf{E}| = \sqrt{\frac{4\pi\mu\sigma}{\omega}} |\mathbf{E}| \quad (3.62)$$

et $|\hat{n}| \gg 1$ dans le régime de fréquences considéré. Le champ électrique de l'onde est donc beaucoup plus faible que le champ magnétique.

4 Réflexion et réfraction

Considérons deux milieux linéaires avec constantes diélectriques ε_1 et ε_2 et perméabilités μ_1 et μ_2 , séparés par le plan $z = 0$. Les indices de réfraction sont $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}$ et $n_2 = \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}$. Soit une onde plane incidente sur l'interface, en provenance du milieu 1. En général, cette onde sera partiellement réfractée dans l'autre milieu et partiellement réfléchie. Nous trouverons ici la relation exacte qui existe entre les ondes incidente, réfractée et réfléchie. Nous procéderons simplement en appliquant les conditions de continuité appropriées à ces trois ondes : les quantités

$$\mathbf{E}_{\parallel} \quad , \quad \mathbf{D}_{\perp} \quad , \quad \mathbf{B}_{\perp} \quad , \quad \mathbf{H}_{\parallel} \quad (4.1)$$

sont continues à l'interface. Ces conditions aux limites sont appliquées ici aux cas où aucun courant superficiel libre ou charge surfacique libre n'existent.

4.1 Incidence normale

Supposons pour commencer que l'onde incidente est plane et normale à l'interface, de même que les ondes réfractée et réfléchie. On écrit

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \hat{\mathbf{x}} E e^{i(kz - \omega t)} && \text{(onde incidente)} \\ \mathbf{E}'' &= \hat{\mathbf{x}} E'' e^{i(-kz - \omega t)} && \text{(onde réfléchie)} \\ \mathbf{E}' &= \hat{\mathbf{x}} E' e^{i(k'z - \omega t)} && \text{(onde réfractée)} \end{aligned} \quad (4.2)$$

où les amplitudes E , E'' et E' décrivent respectivement les ondes incidente, réfléchie et réfractée. On a supposé une polarisation linéaire suivant $\hat{\mathbf{x}}$. La fréquence est la même pour les trois ondes, mais le vecteur d'onde est différent dans les deux milieux, car la discontinuité est dans l'espace, non dans le temps : on a posé $k = \omega n_1 / c$ et $k' = \omega n_2 / c$.

À ces champs électriques correspondent les champs magnétiques suivants :

$$\begin{aligned} \mathbf{H} &= \hat{\mathbf{y}} \frac{1}{\eta_1} E e^{i(kz - \omega t)} \\ \mathbf{H}'' &= -\hat{\mathbf{y}} \frac{1}{\eta_1} E'' e^{i(-kz - \omega t)} \\ \mathbf{H}' &= \hat{\mathbf{y}} \frac{1}{\eta_2} E' e^{i(k'z - \omega t)} \end{aligned} \quad (4.3)$$

où on a défini l'impédance caractéristique η :

$$\eta = \frac{\mu}{n} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \quad (4.4)$$

Notons tout de suite que la perméabilité μ est en pratique égale à l'unité dans tout le domaine optique. En effet, la réponse magnétique d'un matériau est relativement lente et inexistante à ces fréquences. Nous conserverons cependant le facteur μ dans ce qui suit, afin que nos conclusions puissent être applicables à plus basse fréquence, notamment dans le domaine des micro-ondes.

L'application des conditions aux limites donne

$$\begin{aligned} E + E'' &= E' \quad (\text{continuité de } \mathbf{E}_{\parallel}) \\ \frac{1}{\eta_1} (E - E'') &= \frac{1}{\eta_2} E' \quad (\text{continuité de } \mathbf{H}_{\parallel}) \end{aligned} \quad (4.5)$$

La solution à ces contraintes est

$$E'' = \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_2 + \eta_1} E \quad E' = \frac{2\eta_2}{\eta_1 + \eta_2} E \quad (4.6)$$

Remarques

1. Si $\eta_1 > \eta_2$, alors E'' est de signe opposé à E , ce qui signifie que les ondes incidente et réfléchies sont déphasées de π (réflexion dure). Si, au contraire, $\eta_1 < \eta_2$, alors les ondes incidente et réfléchies sont en phase (réflexion molle).
2. Si $\eta_1 = \eta_2$, c'est-à-dire si les impédances caractéristiques sont les mêmes dans les deux milieux, alors $E'' = 0$ et $E' = E$, comme on s'y attend.

Le flux d'énergie incident est

$$\langle \mathbf{S} \rangle = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} (\mathbf{E} \wedge \mathbf{H}^*) = \frac{c}{8\pi\eta_1} |E|^2 \quad (4.7)$$

Les flux d'énergie réfléchi et réfracté sont respectivement

$$\langle \mathbf{S}'' \rangle = \frac{c}{8\pi\eta_1} |E''|^2 \quad \text{et} \quad \langle \mathbf{S}' \rangle = \frac{c}{8\pi\eta_2} |E'|^2 \quad (4.8)$$

On définit le **coefficient de réflexion** R comme le rapport des flux réfléchi à incident :

$$R \equiv \frac{|\langle \mathbf{S}'' \rangle|}{|\langle \mathbf{S} \rangle|} = \left(\frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_2 + \eta_1} \right)^2 \quad (4.9)$$

Le coefficient de transmission T est le rapport des flux réfracté à incident :

$$T \equiv \frac{|\langle \mathbf{S}' \rangle|}{|\langle \mathbf{S} \rangle|} = \frac{4\eta_1\eta_2}{(\eta_2 + \eta_1)^2} \quad (4.10)$$

On vérifie que la somme des deux est égale à l'unité: $R + T = 1$, ce qui est bien sûr évident en raison de la conservation de l'énergie.

4.2 Incidence oblique

Refaisons le même calcul, mais avec des vecteurs d'onde incident, réfléchi et réfracté dénotés respectivement \mathbf{k} , \mathbf{k}'' et \mathbf{k}' , où \mathbf{k} n'est plus nécessairement selon $\hat{\mathbf{z}}$, mais a aussi une composante selon $\hat{\mathbf{x}}$. Les champs électriques des trois ondes sont

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)} \\ \mathbf{E}'' &= \mathbf{E}_0'' e^{i(\mathbf{k}''\cdot\mathbf{r}-\omega t)} \\ \mathbf{E}' &= \mathbf{E}_0' e^{i(\mathbf{k}'\cdot\mathbf{r}-\omega t)} \end{aligned} \quad (4.11)$$

et les champs magnétiques correspondants sont

$$\begin{aligned} \mathbf{H} &= \frac{1}{\eta_1 k} \mathbf{k} \wedge \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)} \\ \mathbf{H}'' &= \frac{1}{\eta_1 k''} \mathbf{k}'' \wedge \mathbf{E}_0'' e^{i(\mathbf{k}''\cdot\mathbf{r}-\omega t)} \\ \mathbf{H}' &= \frac{1}{\eta_2 k'} \mathbf{k}' \wedge \mathbf{E}_0' e^{i(\mathbf{k}'\cdot\mathbf{r}-\omega t)} \end{aligned} \quad (4.12)$$

Lois de la réflexion et de la réfraction

Il est important que les conditions aux limites soient satisfaites partout sur l'interface. Pour ce faire il faut que les différents champs aient la même périodicité le long de l'interface (c.-à-d. à $z = 0$). Autrement dit, les facteurs de phase $\exp i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)$ doivent être les mêmes pour les trois ondes à $z = 0$. Cette condition se traduit par

$$k_x = k'_x = k''_x \quad \text{et} \quad k_y = k'_y = k''_y \quad (4.13)$$

Si on choisit l'orientation des axes x et y de manière à ce que $k_y = 0$, ce qui est toujours possible, on est alors forcé d'admettre que k'_y et k''_y sont également nuls, ce qui signifie que les trois vecteurs d'ondes \mathbf{k} , \mathbf{k}' et \mathbf{k}'' sont tous dans le même plan ($y = 0$). Ce plan, perpendiculaire à l'interface, est appelé **plan d'incidence**. On définit alors les angles θ , θ'' et θ' que font respectivement \mathbf{k} , \mathbf{k}'' et \mathbf{k}' avec $\hat{\mathbf{z}}$ dans le plan d'incidence. Ce sont respectivement les angles d'incidence, de réflexion et de réfraction. La première des équations (4.13) peut ensuite s'écrire ainsi :

$$k \sin \theta = k \sin \theta'' = k' \sin \theta' \quad (4.14)$$

Mais on sait, à partir de la relation de dispersion, que $k/n_1 = k'/n_2$. Il s'ensuit que

$$\boxed{\theta = \theta''} \quad \boxed{n_1 \sin \theta = n_2 \sin \theta'} \quad (4.15)$$

La première équation stipule que les angles de réflexion et d'incidence sont égaux, alors que la deuxième relation est la loi de Descartes¹ pour l'angle de réfraction.

Une onde générale peut être considérée comme une superposition de deux polarisations : une polarisation linéaire avec \mathbf{E}_0 perpendiculaire au plan d'incidence et une autre avec \mathbf{E}_0 dans ce plan. Nous allons traiter ces deux polarisations séparément et résoudre dans chaque cas les conditions de continuité de \mathbf{E}_{\parallel} et \mathbf{H}_{\parallel} à l'interface.

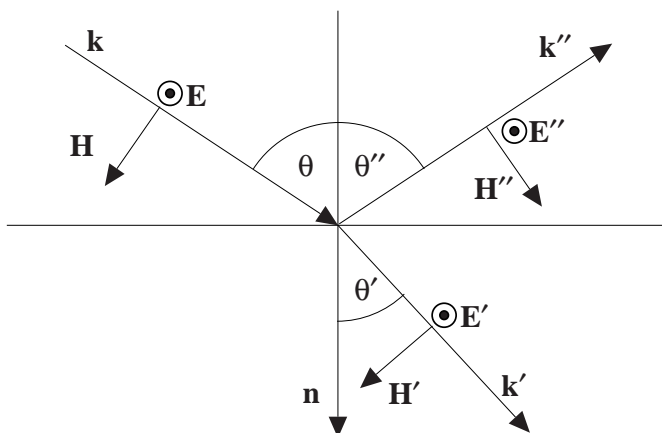


Figure 4.1. Angles de réflexion et de réfraction et orientation des champs dans la polarisation perpendiculaire.

¹ Les Anglo-Saxons l'appellent *Snell's law*.

Polarisation perpendiculaire au plan d'incidence

Dans le premier cas, nous supposons que les champs électriques des trois ondes sont perpendiculaires au plan d'incidence. L'existence d'une solution aux conditions aux limites soutiendra cette hypothèse. La continuité de \mathbf{E}_{\parallel} implique

$$E_0 + E_0'' = E_0' \quad (4.16)$$

alors que la continuité de \mathbf{H}_{\parallel} implique

$$\frac{1}{\eta_1}(E_0 - E_0'') \cos \theta = \frac{1}{\eta_2} E_0' \cos \theta' \quad (4.17)$$

La combinaison de cette équation avec (4.16) donne

$$\begin{aligned} E_0'' &= \frac{\cos \theta - (\eta_1/\eta_2) \cos \theta'}{\cos \theta + (\eta_1/\eta_2) \cos \theta'} E_0 \\ &= \frac{\sin(\theta' - \theta)}{\sin(\theta + \theta')} E_0 \quad (\mu_1 = \mu_2) \\ E_0' &= \frac{2 \cos \theta}{\cos \theta + (\eta_1/\eta_2) \cos \theta'} E_0 \\ &= \frac{2 \cos \theta \sin \theta'}{\sin(\theta + \theta')} E_0 \quad (\mu_1 = \mu_2) \end{aligned} \quad (\mathbf{E}_{\perp}) \quad (4.18)$$

La deuxième ligne de chaque équation est obtenue en utilisant la loi de Descartes pour le rapport n_2/n_1 et les formules d'addition trigonométriques.

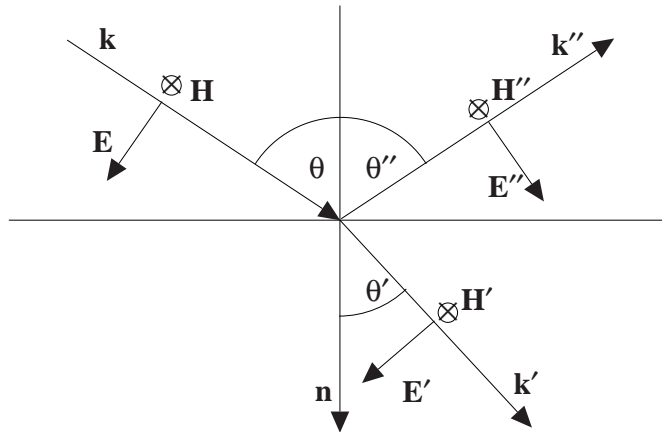


Figure 4.2. Angles de réflexion et de réfraction et orientation des champs dans la polarisation parallèle.

Polarisation parallèle au plan d'incidence

Dans le deuxième cas, les conditions de continuité sont

$$\begin{aligned} (E_0 - E_0'') \cos \theta &= E_0' \cos \theta' \\ \frac{1}{\eta_1} (E_0 + E_0'') &= \frac{1}{\eta_2} E_0' \end{aligned} \quad (4.19)$$

dont la solution est²

$$\begin{aligned} E_0'' &= \frac{\cos \theta - (\eta_2/\eta_1) \cos \theta'}{\cos \theta + (\eta_2/\eta_1) \cos \theta'} E_0 \\ &= \frac{\tan(\theta - \theta')}{\tan(\theta' + \theta)} E_0 & (\mu_1 = \mu_2) \\ E_0' &= \frac{2 \cos \theta}{\cos \theta' + (\eta_1/\eta_2) \cos \theta} E_0 \\ &= \frac{2 \cos \theta \sin \theta'}{\sin(\theta + \theta') \cos(\theta' - \theta)} E_0 & (\mu_1 = \mu_2) \end{aligned} \quad (\mathbf{E}_{\parallel}) \quad (4.20)$$

Les équations (4.18) et (4.20) sont les **relations de Fresnel**. On vérifie que les résultats pour l'incidence normale ($\theta = \theta' = 0$) sont reproduits, par l'une ou l'autre équation.

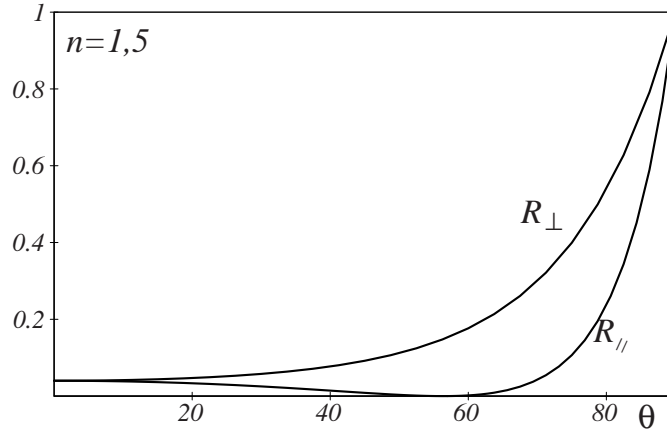


Figure 4.3. Coefficients de réflexion pour les polarisations perpendiculaire (haut) et parallèle (bas). L'indice de réfraction est 1.5.

4.3 Angle de Brewster

Supposons que $\mu_1 = \mu_2$, comme dans la plupart des situations pratiques. L'équation (4.20) indique que l'onde réfléchie est nulle si $\theta' + \theta = \pi/2$ (la tangente devient infinie). L'angle incident qui satisfait cette contrainte est l'**angle de Brewster** ou de **polarisation totale** θ_p . On a

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin \theta_p}{\sin(\pi/2 - \theta_p)} = \tan \theta_p \quad (4.21)$$

² Pour démontrer les relations à $\mu_1 = \mu_2$, on se sert de la loi de Descartes et des identités trigonométriques $\sin(x - y) = \sin x \cos y - \cos x \sin y$ et $\sin x \pm \sin y = 2 \sin \frac{1}{2}(x \pm y) \cos \frac{1}{2}(x \mp y)$.

Dans le cas du verre commun, $n \sim 1.5$ et $\theta_p = 56^\circ$. Pour cette valeur d'angle d'incidence, seule la polarisation normale au plan d'incidence est réfléchiée : il s'agit d'une façon simple de polariser la lumière.

Relation avec le rayonnement dipolaire

L'existence d'un tel angle peut être comprise par l'argument suivant : lorsqu'une onde électromagnétique est incidente sur un diélectrique, les électrons du matériau se mettent à osciller dans la direction du champ électrique réfracté. Cette oscillation des électrons cause un rayonnement qui produit les ondes réfractée et réfléchiée. Ce rayonnement ne peut se produire dans la direction du mouvement (il y a dépendance angulaire en $\sin^2 \theta$). Donc il ne saurait y avoir d'onde réfléchiée si la direction de cette onde fait un angle de 90° avec celle de l'onde réfractée. Notons que l'onde réfractée ne peut pas être polarisée de cette façon.

4.4 Coefficients de réflexion et transmission

À partir des relations de Fresnel, on trouve facilement les coefficients de réflexion et de transmission pour les polarisations perpendiculaire (\perp) et parallèle (\parallel) au plan d'incidence :

$$\begin{aligned} R_{\perp} &= \frac{|E_0''|^2}{|E_0|^2} = \frac{\sin^2(\theta' - \theta)}{\sin^2(\theta + \theta')} \\ R_{\parallel} &= \frac{\tan^2(\theta' - \theta)}{\tan^2(\theta + \theta')} \end{aligned} \quad (4.22)$$

(on a supposé que $\mu_1 = \mu_2$ pour alléger la notation) Les coefficients de transmission peuvent être calculés de même, à partir de

$$T_{\perp} = \frac{\langle \mathbf{S}' \rangle_{\perp} \cdot \mathbf{n}}{\langle \mathbf{S} \rangle_{\perp} \cdot \mathbf{n}} \quad T_{\parallel} = \frac{\langle \mathbf{S}' \rangle_{\parallel} \cdot \mathbf{n}}{\langle \mathbf{S} \rangle_{\parallel} \cdot \mathbf{n}} \quad (4.23)$$

Cependant, il suffit de se rappeler que $T_{\perp} + R_{\perp} = 1$ et $T_{\parallel} + R_{\parallel} = 1$ pour obtenir T à partir de R sans faire de calcul séparé. On définit le coefficient de réflexion moyen $R_M = \frac{1}{2}(R_{\perp} + R_{\parallel})$, adéquat pour une onde non polarisée. On vérifie que le flux d'énergie moyen pour une polarisation arbitraire est justement la somme des flux moyens pour les deux polarisations considérées ici.

Comme $R_{\perp} \geq R_{\parallel}$, la lumière réfléchiée est donc toujours partiellement polarisée, si la lumière incidente est non polarisée (c'est-à-dire naturelle).

4.5 Réflexion totale interne

Considérons maintenant le cas $n_1 > n_2$, c'est-à-dire où le milieu incident est le plus 'dense'. Il y a alors un angle critique θ_c au-delà duquel l'onde réfractée ne semble plus exister. Selon la loi de Snell-Descartes, on trouve

$$\theta_c = \sin^{-1}(n_2/n_1) \quad (4.24)$$

Même si l'onde réfractée ne se propage pas, le champ pénètre tout de même dans le milieu 2 sur une certaine profondeur. En effet, en fonction de l'angle de transmission, l'onde réfractée s'écrit ainsi :

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E}'_0 \exp i(k'_x x + k'_z z - \omega t) \quad (4.25)$$

où

$$k_x'^2 + k_z'^2 = \frac{\omega^2}{c^2} n_2^2 \quad , \quad k_x' = k_x \quad \text{et} \quad k_x^2 + k_z^2 = \frac{\omega^2}{c^2} n_1^2 \quad (4.26)$$

Par conséquent, si

$$\frac{\omega^2}{c^2} n_2^2 < k_x^2 < \frac{\omega^2}{c^2} n_1^2, \quad (4.27)$$

ce qui correspond à $\theta > \theta_c$, alors $k_z'^2 < 0$. La composante k_z' étant imaginaire, il est alors préférable de définir $k_z' = ik'\gamma$. L'onde réfractée se propage alors comme

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E}'_0 e^{-k'\gamma z} e^{i(k'_x x - \omega t)} \quad (4.28)$$

c'est-à-dire que l'onde réfractée se propage le long de l'interface et est atténuée dans le milieu avec une longueur caractéristique $1/(k'\gamma)$.

Les relations de Fresnel sont encore valables dans ce cas. Il nous suffit alors d'interpréter $\cos \theta'$ comme étant $k_z'/k' = i\gamma$. On trouve alors :

$$(E''_0)_\perp = \frac{\cos \theta - i\gamma(\eta_1/\eta_2)}{\cos \theta + i\gamma(\eta_1/\eta_2)} (E_0)_\perp \quad (E''_0)_\parallel = \frac{\cos \theta - i\gamma(\eta_2/\eta_1)}{\cos \theta + i\gamma(\eta_2/\eta_1)} (E_0)_\parallel \quad (4.29)$$

On voit tout de suite que les valeurs absolues sont les mêmes :

$$|(E''_0)_\perp| = |(E_0)_\perp| \quad |(E''_0)_\parallel| = |(E_0)_\parallel| \quad (4.30)$$

Ce qui confirme que le coefficient de réflexion est égal à un.

4.6 Réflexion et réfraction sur les conducteurs

Considérons maintenant la réflexion et la transmission d'une onde à l'interface entre un diélectrique de constante ε_1 et un conducteur avec constante diélectrique ε_2 et conductivité σ . Nous allons nous limiter au cas d'incidence normale. Il n'est pas nécessaire de répéter les calculs précédents, qui sont directement applicables ici : rien ne supposait dans ces calculs que les indices de réfraction étaient réels. Il suffit d'appliquer les relations

$$E'' = \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_2 + \eta_1} E \quad E' = \frac{2\eta_2}{\eta_2 + \eta_1} E \quad (4.31)$$

au cas où l'impédance caractéristique η_2 est complexe et donnée par

$$\eta_2^{-2} = \frac{1}{\mu_2} (\varepsilon_2 + 4\pi i \sigma / \omega) \quad (4.32)$$

Considérons premièrement le cas d'un conducteur idéal : $\sigma \rightarrow \infty$. Dans ce cas, $\eta_2 = 0$ et donc $E'' = -E$ et $E' = 0$. Il y a réflexion complète avec déphasage de π entre les ondes incidente et réfléchie.

Si la conductivité σ est grande sans être infinie ($\sigma \gg \omega$), alors l'impédance caractéristique η_2 est très petite (sans être nulle) et on peut utiliser l'approximation suivante :

$$\frac{E''}{E} = -\frac{1 - \eta_2/\eta_1}{1 + \eta_2/\eta_1} \approx -\left(1 - \frac{2\eta_2}{\eta_1}\right) \quad (4.33)$$

En négligeant ε_2 devant σ/ω , on trouve

$$\frac{\eta_2}{\eta_1} \approx \sqrt{\frac{\mu_2 \omega \varepsilon_1}{4\pi i \sigma \mu_1}} = \frac{\mu_2}{\mu_1} \frac{c}{\sqrt{2\pi \omega \sigma \mu_2}} \frac{\omega}{c} \frac{1}{\sqrt{2i}} \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} = \frac{\mu_2}{\mu_1} \frac{2\pi \delta}{\lambda} \frac{1}{2} (1 - i) \quad (4.34)$$

où δ est la longueur de pénétration et λ la longueur d'onde de l'onde incidente (dans le premier milieu). Comme le rapport η_2/η_1 est complexe, le coefficient de réflexion est donné, à cet ordre d'approximation, par

$$R = \left| \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_2 + \eta_1} \right| \approx 1 - 4\text{Re} \frac{\eta_2}{\eta_1} = 1 - 4\pi \frac{\mu_2}{\mu_1} \frac{\delta}{\lambda} \quad (4.35)$$

Essentiellement, cela signifie qu'un matériau ayant une grande capacité à atténuer une onde qui s'y propage (σ élevé) réfléchira une onde incidente d'autant : une bonne absorption entraîne une bonne réflexion.

Problème 4.1

Une onde plane est incidente à incidence normale ($\theta = 0$) sur une plaque diélectrique d'épaisseur a et d'indice de réfraction n . Le milieu situé devant et derrière la plaque (air) est d'indice de réfraction 1. On suppose que $\mu = 1$ dans les deux milieux. Adoptez le système de coordonnées suivant : le début de la plaque est situé sur le plan $z = 0$ et la fin sur le plan $z = a$. L'onde incidente est polarisée selon $\hat{\mathbf{x}}$:

$$\mathbf{E}_1 = \hat{\mathbf{x}}E_1 e^{i(kz - \omega t)}$$

Calculez et illustrez le coefficient de transmission T en fonction de l'épaisseur a . Remarque : la plaque diélectrique donne naissance à une onde réfléchie dans l'air (\mathbf{E}_2) et une onde réfractée dans l'air (\mathbf{E}_5) de l'autre côté de la plaque, en plus de deux ondes se propageant respectivement dans les directions $+z$ et $-z$ à l'intérieur de la plaque (\mathbf{E}_3 et \mathbf{E}_4). Il y a donc 5 amplitudes différentes dans ce problème, reliées entre elles par 4 conditions aux limites (2 à chacune des interfaces).

Problème 4.2

En supposant qu'une lumière naturelle est incidente sur un diélectrique à un angle θ , exprimez le degré de polarisation P (défini en (2.55)) de la lumière réfléchie en fonction des coefficients de réflexion R_{\parallel} et R_{\perp} .

Problème 4.3

Dans ce problème nous étudierons la réflexion des ondes radios par l'ionosphère. Nous supposons que l'indice de réfraction de l'atmosphère ionisée varie très peu à l'intérieur d'une longueur d'onde, de sorte que nous pourrions utiliser l'optique géométrique et considérer des faisceaux d'ondes radio se propageant suivant une certaine trajectoire. Ici z dénote la coordonnée verticale à partir de sol (l'altitude).

a) En première approximation, supposons que l'ionosphère débute subitement à une altitude h , de sorte que la constante diélectrique est $\varepsilon = 1$ si $z < h$ et $\varepsilon = 1 - (\omega_p/\omega)^2$ si $z > h$. Supposons que $h \approx 300\text{km}$. Montrez qu'on peut profiter de la réflexion des ondes radio jusqu'à une fréquence $\omega \sim 3.3\omega_p$, si on émet l'onde horizontalement. Le rayon de la Terre est $R \approx 6380\text{km}$.

b) Supposons maintenant que la densité d'électrons libres contribuant à la fréquence plasma de l'ionosphère est une fonction $\rho(z)$ de l'altitude. Montrez qu'un faisceau d'ondes courtes suit une trajectoire telle que $n(z) \sin \theta(z) = \text{const.}$, où $n(z)$ est l'indice de réfraction en fonction de l'altitude et $\theta(z)$ l'angle que fait le faisceau avec la verticale.

c) En pratique, la densité $\rho(z)$ est une fonction qui augmente avec z jusqu'à un maximum ρ_{max} , pour ensuite diminuer rapidement. Montrez que si un faisceau d'ondes courtes est réfléchi, il est réfléchi à une altitude inférieure ou égale à celle où la fréquence plasma coïncide avec la fréquence de l'onde émise.

d) Supposons que la densité $\rho(z)$ est proportionnelle à z^2 jusqu'à z_{max} , après quoi $\rho(z)$ diminue. La constante diélectrique pour $z < z_{\text{max}}$ s'écrit alors comme

$$\varepsilon(z) = 1 - \beta z^2$$

où β est une constante. Montrez que la trajectoire d'un faisceau réfléchi est donnée par

$$z(x) = z_0 \sin \sqrt{\frac{\beta x^2}{1 - \beta z_0^2}}$$

où x est la coordonnée horizontale et z_0 l'altitude maximale atteinte par le faisceau. On néglige ici la courbure de la Terre. Quelle est la distance x_{\min} minimum en deçà de laquelle une réflexion est impossible (la limite de la zone de silence)?. Exprimez-la en fonction de z_{\max} et de β . Dans quelles circonstances cette distance est-elle nulle?

Indice : après avoir exprimé $\sin \theta(z)$ en fonction de la dérivée dz/dx , la relation $n(z) \sin \theta(z) = \text{const.}$ constitue une équation différentielle très simple qui se résout directement.

Problème 4.4

Démontrez que si une onde polarisée linéairement (dans une direction quelconque) est incidente sur un métal, alors l'onde réfléchie est en général à polarisation elliptique. Faites un graphique du déphasage γ entre les composantes parallèle et perpendiculaire du champ électrique réfléchi, en fonction de l'angle d'incidence θ . Il vous est conseillé de faire l'approximation de bonne conductivité ($\sigma \gg \omega$).

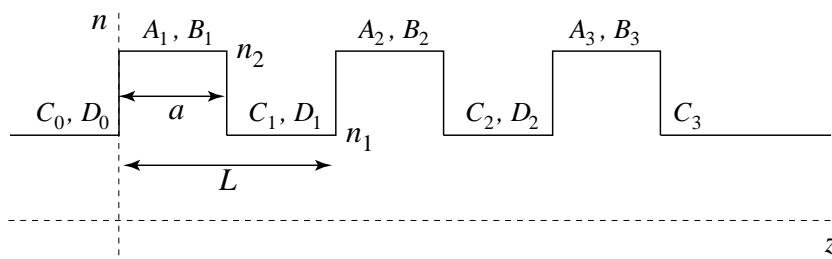
Problème 4.5

Dans ce problème nous allons étudier la transmission d'une onde incidente sur un réseau de Bragg, c'est-à-dire un milieu dans lequel l'indice de réfraction varie de manière périodique dans l'espace, comme illustré sur la figure. Spécifiquement, on considère un milieu composé de plusieurs couches superposées dans la direction z . Le milieu de base a un indice n_1 et des couches d'épaisseur a ont été aménagées avec un indice $n_2 \neq n_1$. Ces couches sont au nombre de N ($N = 3$ sur la figure) et sont régulièrement espacées d'une distance $L - a$ (L est la période de répétition des couches dans l'espace). On suppose qu'une onde incidente à $z = 0$ (position de la première couche) produit une onde réfléchie, et aussi une onde transmise à la sortie de la dernière couche ($z = (N - 1)L + a$). Le but du problème est de calculer le coefficient de transmission T de l'onde en fonction du nombre d'onde incident $k = \omega n_1/c$.

Dans chaque section du matériau, il faut supposer que deux ondes se propagent, dans les directions $\pm z$, avec des amplitudes à déterminer. Spécifiquement, on pose la solution suivante pour la composante en x du champ électrique :

$$E_x = \begin{cases} A_n e^{ikr_z} + B_n e^{-ikr_z} & \text{si } (n-1)L < z < (n-1)L + a \\ C_n e^{ikz} + D_n e^{-ikz} & \text{si } (n-1)L + a < z < nL \end{cases}$$

où on a défini le rapport $r = n_2/n_1$. En particulier, l'amplitude de l'onde incidente peut être prise comme $C_0 = 1$ et l'amplitude de l'onde réfléchie est D_0 . L'amplitude de l'onde transmise est C_N et, bien sûr, $D_N = 0$.



Problème 4.5

a) En appliquant les conditions de continuité à chacune des interfaces, obtenez des relations (i) entre les coefficients (A_n, B_n) et (C_n, D_n) et (ii) entre les coefficients (C_n, D_n) et (A_{n+1}, B_{n+1}) . Exprimez ces contraintes sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} C_n \\ D_n \end{pmatrix} = M_n \begin{pmatrix} A_n \\ B_n \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} A_{n+1} \\ B_{n+1} \end{pmatrix} = N_n \begin{pmatrix} C_n \\ D_n \end{pmatrix}$$

où M_n et N_n sont des matrices d'ordre 2.

b) Démontrez la relation directe suivante :

$$\begin{pmatrix} C_{n+1} \\ D_{n+1} \end{pmatrix} = Q_n \begin{pmatrix} C_n \\ D_n \end{pmatrix}$$

où

$$Q_n = \frac{1}{2r} \begin{pmatrix} ie^{-ika} [(1+r^2)\sin(akr) - 2ir\cos(akr)] & ie^{-ik(2Ln+a)}(r^2-1)\sin(akr) \\ -ie^{ik(2Ln+a)}(r^2-1)\sin(akr) & -ie^{ika} [(1+r^2)\sin(akr) + 2ir\cos(akr)] \end{pmatrix}$$

c) Obtenez la forme analytique du coefficient de transmission dans le cas d'une seule couche ($N = 1$) et faites-en un schéma en fonction de k . Pour quelles valeurs de k l'onde est-elle entièrement transmise?

d) Montrez que, pour une valeur générale de N , les amplitudes C_N et D_0 sont reliées par une expression du type

$$\begin{pmatrix} C_N \\ 0 \end{pmatrix} = Q \begin{pmatrix} 1 \\ D_0 \end{pmatrix}$$

où Q est une matrice d'ordre 2 (n'essayez pas de la calculer explicitement). Exprimez le coefficient de transmission en fonction des composantes de cette matrice Q .

e) En vous servant d'un logiciel tel Mathematica, Maple, MathCad ou l'équivalent, faite un graphique du coefficient de transmission T en fonction de k , de $k = 0$ à $k = \pi/(ar)$, pour $N = 1, 2, 10$ et 20 , avec les paramètres suivants : (i) $L = 1$, $a = 0.5$, $r = 1, 3$ et (ii) $L = 1$, $a = 0.5$, $r = 0, 7$ (8 graphiques demandés). Que remarquez-vous quand N est grand?

f) À partir de l'expression de Q_n en (b), montrez qu'il y a des valeurs de k pour lesquelles le coefficient de transmission est toujours l'unité ($T = 1$), quel que soit le nombre de couches.

g) (**facultatif**) Montrez que les matrices Q_n et la matrice Q ont la forme

$$\begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ \beta^* & \alpha^* \end{pmatrix} \quad |\alpha|^2 - |\beta|^2 = 1$$

et que les deux valeurs propres λ_1 et λ_2 de ces matrices sont soit (i) des nombres complexes de module unité, conjugués complexes l'un de l'autre, soit (ii) deux nombres réels dont le produit est l'unité.

Problème 4.6

Nous allons, dans ce problème, étudier la propagation des ondes dans un milieu formé d'une succession périodique de couches d'indices de réfraction différents, régulièrement espacées. Il s'agit d'un réseau de Bragg, également étudié au problème 4.5. Considérons ici une succession infinie de deux types de matériaux : une épaisseur a de matériau avec indice de réfraction n_2 , suivie d'une épaisseur $L - a$ d'un autre matériau d'indice n_1 , suivie d'une autre épaisseur a d'indice n_2 , et ainsi de suite. Le but du problème est de trouver les modes et fréquences de propagation d'une onde électromagnétique dans un tel milieu, dans le cas le plus simple : celui où l'onde se propage dans la direction perpendiculaire aux couches (selon l'axe des z).

Mathématiquement, il s'agit d'étudier la propagation d'une onde à travers une structure périodique de période L . Plus spécifiquement, la composante en x du champ électrique obéit à l'équation suivante si l'onde est monochromatique :

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + \frac{n^2(z)\omega^2}{c^2} E_x = 0 \quad (4.36)$$

où l'indice $n(z)$ est une fonction périodique : $n(z+L) = n(z)$. Dans le cas présent, $n(z)$ est en fait une fonction constante par morceaux. Ce type de problème est l'objet du théorème de Floquet, qui stipule que l'onde a la propriété suivante :

$$E_x(z+L) = e^{ikL} E_x(z) \quad \text{où} \quad \frac{-\pi}{L} < k < \frac{\pi}{L} \quad (4.37)$$

Le vecteur d'onde k est donc limité à un intervalle fini, appelé *zone de Brillouin*. Ce théorème s'applique aussi à la propagation des ondes d'électrons dans les cristaux (qui sont des structures périodiques) et est appelé dans ce contexte le *théorème de Bloch*.

a) La propriété de quasipériodicité (4.37) nous permet de ne solutionner l'onde que dans l'intervalle $z \in [0, L]$. Montrez que la solution à l'équation (4.36) est

$$E_x(z) = \begin{cases} Ae^{i\gamma rz} + Be^{-i\gamma rz} & 0 < z < a \\ Ce^{i\gamma z} + De^{-i\gamma z} & a < z < L \end{cases} \quad \text{où } \gamma = \frac{\omega n_1}{c} \quad \text{et } r = \frac{n_2}{n_1} \quad (4.38)$$

A, B, C et D sont des constantes à déterminer.

b) Montrez que les conditions de continuité des champs électrique et magnétique ($\mu = 1$) aux interfaces entre les couches, ainsi que la propriété (4.37), imposent les contraintes suivantes aux coefficients :

$$\begin{pmatrix} e^{i\gamma ra} & e^{-i\gamma ra} & -e^{i\gamma a} & -e^{-i\gamma a} \\ re^{i\gamma ra} & -re^{-i\gamma ra} & -e^{i\gamma a} & e^{-i\gamma a} \\ e^{ikL} & e^{ikL} & -e^{i\gamma L} & -e^{-i\gamma L} \\ re^{ikL} & -re^{ikL} & -e^{i\gamma L} & e^{-i\gamma L} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{pmatrix} = 0 \quad (4.39)$$

c) Expliquez pourquoi le déterminant de cette matrice – appelons-la M – doit être nul, afin que la solution (4.38) soit non triviale. Montrez que ce déterminant est

$$\det M = 4e^{ikL} \{2r \cos(kL) - 2r \cos(\gamma ar) \cos(\gamma(L-a)) + (1+r^2) \sin(\gamma ar) \sin(\gamma(L-a))\}$$

d) Démontrez que la contrainte $\det M = 0$ interdit la propagation dans certaines domaines de fréquence, les *bandes interdites*. Vous pouvez vous aider d'un logiciel graphique et considérer des valeurs particulières des paramètres a et r (L peut être fixé à 1 sans perte de généralité).

e) Obtenez, dans les unités $L = 1$ et à l'aide d'un logiciel approprié, le graphique de la fréquence en fonction du vecteur d'onde k , pour $a = 1/2$, $r = 0,7$ et $0 < \omega < \omega n_1/c < 11$.

5 Propagation dans un diélectrique anisotrope

Cette section se veut une introduction à l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu diélectrique linéaire, mais anisotrope. L'anisotropie peut être intrinsèque (c'est-à-dire causée par la structure cristalline du milieu) ou extrinsèque (c'est-à-dire causée par l'imposition d'un champ électrique ou magnétique externe). Nous supposons partout dans cette section que le milieu est non magnétique, c'est-à-dire que $\mathbf{H} = \mathbf{B}$.

5.1 Tenseur diélectrique et systèmes cristallins

Dans un milieu diélectrique linéaire anisotrope, la relation entre l'induction électrique \mathbf{D} et le champ électrique \mathbf{E} est la suivante :

$$D_a = \varepsilon_{ab} E_b \quad \text{ou} \quad \mathbf{D} = \overleftrightarrow{\varepsilon} \mathbf{E} \quad (5.1)$$

où ε_{ab} est un tenseur de rang 2 appelé **tenseur diélectrique**. Les composantes de ce tenseur dépendent généralement de la fréquence. On montre que ce tenseur est symétrique : $\varepsilon_{ab} = \varepsilon_{ba}$. En effet, dans un milieu linéaire, la densité d'énergie électrique est

$$\mathcal{E} = \frac{1}{8\pi} \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} = \frac{1}{8\pi} \varepsilon_{ab} E_a E_b \quad (5.2)$$

et donc une définition alternative du tenseur diélectrique est la suivante :

$$\varepsilon_{ab} = 4\pi \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial E_a \partial E_b} \quad (5.3)$$

Comme les dérivées partielles secondes sont indépendantes de l'ordre de différentiation, il est manifeste que $\varepsilon_{ab} = \varepsilon_{ba}$.

Comme ε_{ab} est symétrique, il est possible de le diagonaliser par une transformation orthogonale, c'est-à-dire qu'il est possible de choisir trois axes mutuellement perpendiculaires, appelés **axes principaux**, tels que le tenseur diélectrique est diagonal selon ces axes. Autrement dit, si on désigne par x, y, z les axes principaux, le tenseur diélectrique prend la forme

$$\varepsilon_{ab} = \begin{pmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{pmatrix} \quad (5.4)$$

Il est en pratique difficile de calculer ε_{ab} à partir de principes microscopiques. Cependant, les axes principaux peuvent parfois être déterminés par symétrie. Par exemple, si une structure cristalline comporte un plan de symétrie (un plan par rapport auquel une réflexion laisse la structure cristalline inchangée), alors deux axes principaux sont contenus dans ce plan et le troisième y est perpendiculaire. Si la structure cristalline possède un axe de symétrie (un axe par rapport auquel une rotation de 90° , 120° ou de 180° laisse la structure inchangée), alors cet axe coïncide avec l'un des axes principaux. Le tableau 5.1 donne une liste des sept systèmes cristallins possibles, leur définition et le caractère des axes principaux du tenseur diélectrique dans chaque cas. Expliquons les paramètres figurant dans ce tableau : un système cristallin peut être spécifié en donnant les dimensions et la forme d'un prisme de base (maille élémentaire) qui est répété dans les trois dimensions pour former l'ensemble du réseau cristallin. Les trois côtés de ce prisme ont des longueurs a, b, c et les angles entre ces trois côtés sont notés α, β, γ , tel qu'indiqué sur la figure accompagnant

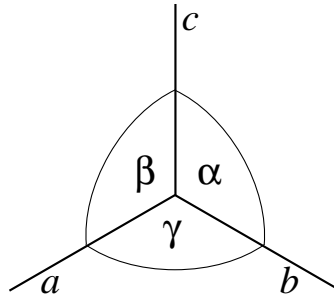


Tableau 5.1 Les sept systèmes cristallographiques et les propriétés des axes principaux du tenseur diélectrique dans chaque cas.

système	définition	axes	caractère
triclinique	$a \neq b \neq c, \alpha \neq \beta \neq \gamma$	CCC	biaxe
monoclinique	$a \neq b \neq c, \alpha = \gamma = 90^\circ \neq \beta$	CCF	biaxe
orthorhombique	$a \neq b \neq c, \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	FFF	biaxe
trigonal (rhomboédrique)	$a = b = c, \alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ, < 120^\circ$	FRR	uniaxe
tétragonal (quadratique)	$a = b \neq c, \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	FRR	uniaxe
hexagonal	$a = b \neq c, \alpha = \beta = 90^\circ, \gamma = 120^\circ$	FRR	uniaxe
cubique	$a = b = c, \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	RRR	isotrope

le tableau. Il ne faut pas confondre les axes cristallographiques a, b, c avec les axes principaux du tenseur diélectrique, car ils peuvent être très différents. Ces derniers peuvent être de trois types :

1. Le type C n'est déterminé par aucune symétrie cristalline et dépend du détail des composantes du tenseur diélectrique. Comme celles-ci dépendent en général de la fréquence, la direction précise d'un axe diélectrique de type C dépend aussi de la fréquence. Une telle dépendance porte le nom de **dispersion des axes**.
2. Le type F est fixé par les symétries du cristal. Par exemple, dans le système orthorhombique, les trois axes cristallins sont mutuellement perpendiculaires et chacun définit un plan de symétrie. Les trois axes diélectriques doivent donc être contenus chacun dans un de ses plans et par conséquent ils coïncident avec les trois axes cristallographiques, peu importe la fréquence.
3. Le type R est libre, ou arbitraire. Par exemple, dans la structure tétragonale (ou quadratique), une rotation de 90° par rapport à l'axe c ne change pas la structure cristallographique, ni le tenseur diélectrique. L'un des axes diélectriques doit donc coïncider avec l'axe c et est de type F. Les deux autres sont perpendiculaires à ce dernier, mais leur orientation précise dans le plan ab est sans importance (type R), puisque les deux constantes diélectriques associées (disons ε_x et ε_y) sont identiques. Une rotation arbitraire de ces deux axes dans ce plan ne modifie pas le tenseur diélectrique. Autrement dit, on a affaire ici à un sous-espace propre de dimension deux du tenseur diélectrique (la valeur propre $\varepsilon_x = \varepsilon_y$ est dégénérée).

On distingue trois caractères différents de systèmes cristallins selon le degré de dégénérescence du tenseur diélectrique :

1. Dans un cristal **isotrope**, tous les axes principaux sont arbitraires. Les trois valeurs propres du tenseur diélectriques sont égales. C'est le cas du système cubique seulement. Même si un cristal cubique n'est pas du tout isotrope dans l'espace, ses propriétés diélectriques le sont entièrement, comme si le milieu était un liquide ou un verre.
2. Dans un cristal **uniaxe**, deux des valeurs propres du tenseur diélectrique sont égales. Il existe un axe de symétrie par rapport auquel une rotation des axes ne change pas le tenseur diélectrique. Les systèmes trigonal, tétragonal et hexagonal sont de ce type (axes diélectriques de type FRR).
3. Dans un cristal **biaxe**, les trois valeurs propres sont distinctes et le tenseur diélectrique ne comporte aucun axe de symétrie. C'est le cas des systèmes triclinique, monoclinique et orthorhombique.

5.2 Surface des indices

Même si le milieu est *anisotrope*, il peut tout de même être *homogène* et permettre la propagation d'une onde plane avec un vecteur d'onde quelconque. Considérons donc une onde plane de fréquence ω et de vecteur d'onde \mathbf{k} se propageant dans un tel milieu. Chaque champ (\mathbf{B} , \mathbf{D} ou \mathbf{E}) est alors exprimé comme une amplitude vectorielle complexe multipliée par un facteur de phase $e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)}$. Les équations de Maxwell appliquées à ces champs ont donc la forme suivante :

$$\begin{aligned} \mathbf{n} \cdot \mathbf{D} &= 0 & \mathbf{n} \wedge \mathbf{E} &= \mathbf{B} & \mathbf{n} &= \frac{c}{\omega} \mathbf{k} \\ \mathbf{n} \cdot \mathbf{B} &= 0 & \mathbf{n} \wedge \mathbf{B} &= -\mathbf{D} \end{aligned} \quad (5.5)$$

Nous avons introduit le vecteur \mathbf{n} , dont la direction est celle du vecteur d'onde et dont la grandeur est celle de l'indice de réfraction dans une direction donnée. Des équations (5.5) on déduit les remarques suivantes :

1. Les vecteurs \mathbf{n} , \mathbf{D} et \mathbf{B} forment un trièdre orienté, avec $\mathbf{B} = \mathbf{n} \wedge \mathbf{D}$.
2. Le champ \mathbf{E} est bien perpendiculaire à \mathbf{B} , mais pas à \mathbf{n} . Il est dans le plan \mathbf{D} - \mathbf{n} , mais fait un certain angle α avec le champ \mathbf{D} .
3. Les vecteurs $\mathbf{S} = (c/4\pi)\mathbf{E} \wedge \mathbf{B}$, \mathbf{E} et \mathbf{B} forment un autre trièdre orienté, partageant le champ \mathbf{B} avec le trièdre précédent, mais en rotation de α par rapport à lui.
4. Le vecteur de Poynting n'étant pas parallèle à \mathbf{k} , l'énergie de l'onde ne se propage pas dans la direction de \mathbf{k} . Autrement dit, un paquet d'onde (ou un rayon optique) ne se propage pas dans la direction du vecteur d'onde (voir Fig. 5.1), sauf exception.

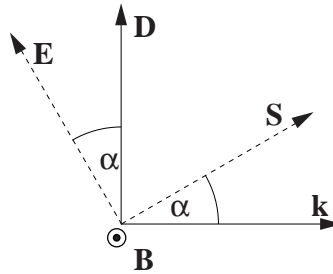


Figure 5.1. Orientation relative des vecteurs \mathbf{B} , \mathbf{E} , \mathbf{D} et \mathbf{S} dans une onde plane de vecteur d'onde \mathbf{k} dans un diélectrique anisotrope.

Déterminons maintenant les relations de dispersion, c'est-à-dire la relation entre la fréquence et le vecteur d'onde. En combinant les équations (5.5), on trouve

$$\mathbf{D} = -\mathbf{n} \wedge (\mathbf{n} \wedge \mathbf{E}) = n^2 \mathbf{E} - \mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}) \quad \text{ou} \quad D_a = \varepsilon_{ab} E_b = (n^2 \delta_{ab} - n_a n_b) E_b \quad (5.6)$$

ce qui revient à l'équation homogène

$$(n^2\delta_{ab} - n_a n_b - \varepsilon_{ab})E_b = 0 \quad (5.7)$$

Pour que cette équation ait une solution non nulle, il faut que le déterminant associé s'annule :

$$\det |n^2\delta_{ab} - n_a n_b - \varepsilon_{ab}| = 0 \quad (5.8)$$

Dans le système des axes diélectriques principaux, l'équation ci-haut devient

$$\begin{vmatrix} \varepsilon_x - n_y^2 - n_z^2 & n_x n_y & n_x n_z \\ n_x n_y & \varepsilon_y - n_x^2 - n_z^2 & n_y n_z \\ n_x n_z & n_y n_z & \varepsilon_z - n_x^2 - n_y^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (5.9)$$

Cette équation est appelée **équation de Fresnel** et permet de trouver, pour une direction donnée, la valeur de l'indice n (ou du nombre d'onde k) en fonction de la fréquence ω . En développant le déterminant, on trouve

$$n^2(\varepsilon_x n_x^2 + \varepsilon_y n_y^2 + \varepsilon_z n_z^2) - n_x^2 \varepsilon_x (\varepsilon_y + \varepsilon_z) - n_y^2 \varepsilon_y (\varepsilon_x + \varepsilon_z) - n_z^2 \varepsilon_z (\varepsilon_x + \varepsilon_y) + \varepsilon_x \varepsilon_y \varepsilon_z = 0 \quad (5.10)$$

Notons que, pour une direction (θ, φ) donnée (en coordonnées sphériques), on peut exprimer les composantes n_a en fonction de la grandeur n et des angles (θ, φ) , de sorte que l'équation ci-haut est du second degré en n^2 , ce qui donne généralement deux solutions distinctes de n^2 . Ainsi, à une fréquence donnée et dans une direction donnée, il existe généralement deux nombres d'ondes possibles. Les valeurs permises de \mathbf{n} forment donc une surface à deux feuillets dans l'espace, appelée **surface des indices** ou **surfaces des vecteurs d'ondes**. Cette surface donne la grandeur de l'indice de réfraction en fonction de la direction du vecteur d'onde (ne pas confondre avec la direction de propagation, qui est donnée par le vecteur de Poynting).

Remarquons que, dans le cas d'un milieu isotrope, les trois valeurs propres sont égales ($\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon_z = \varepsilon$) et l'équation (5.10) se réduit à

$$\varepsilon(n^2 - \varepsilon)^2 = 0 \quad (5.11)$$

ce qui mène aux relations habituelle $n = \sqrt{\varepsilon}$ et $k = \sqrt{\varepsilon}\omega/c$.

Milieu uniaxe

Rappelons qu'un milieu est qualifié d'**uniaxe** si deux des constantes diélectriques (disons ε_x et ε_y) coïncident. L'axe z est alors particulier et porte le nom d'**axe optique**. Le milieu est symétrique par rapport à une rotation autour de l'axe optique. Dans un tel milieu, l'équation de Fresnel (5.10) se factorise (on pose $\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon_\perp$) :

$$(n^2 - \varepsilon_\perp) [\varepsilon_z n_z^2 + \varepsilon_\perp (n_x^2 + n_y^2) - \varepsilon_z \varepsilon_\perp] = 0 \quad (5.12)$$

Cette équation se réduit à une paire d'équations du second degré:

$$n^2 = \varepsilon_\perp \quad \frac{n_z^2}{\varepsilon_\perp} + \frac{n_x^2 + n_y^2}{\varepsilon_z} = 1 \quad (5.13)$$

L'une ou l'autre de ces équations doit être satisfaite par le vecteur \mathbf{n} . On voit que la première équation détermine une sphère de rayon $\sqrt{\varepsilon_\perp}$ et la seconde un ellipsoïde dont deux des trois axes sont de longueur $\sqrt{\varepsilon_z}$ et le troisième axe (dans la direction de l'axe optique) a une longueur $\sqrt{\varepsilon_\perp}$. Si $\varepsilon_\perp < \varepsilon_z$, la sphère est contenue à l'intérieur de l'ellipsoïde et le milieu est qualifié de **positif**. Au contraire, si $\varepsilon_\perp > \varepsilon_z$, la sphère englobe l'ellipsoïde et le milieu est qualifié de **négatif**. La sphère et l'ellipsoïde se touchent en un point : $\mathbf{n} = (0, 0, \sqrt{\varepsilon_\perp})$, ce qui signifie qu'une onde se propageant le long de l'axe optique n'a qu'un seul vecteur d'onde. Ce dernier point est assez évident, puisque dans le plan perpendiculaire à l'axe optique, le milieu est isotrope de constante diélectrique ε_\perp . Comme les champs pointent dans ce plan si \mathbf{n} est le long de l'axe optique, l'onde se comporte dans ce cas comme si le milieu était isotrope.

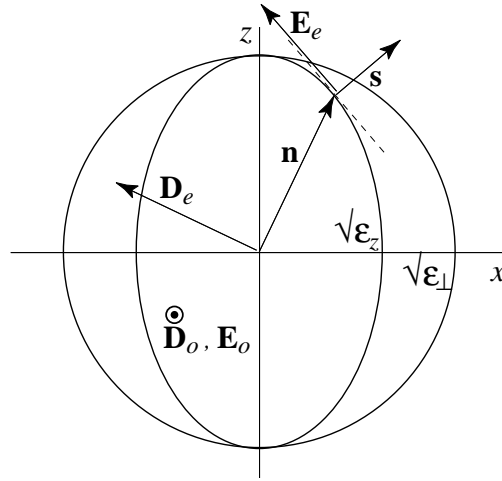


Figure 5.2. Coupe dans le plan xz de la surface des indices dans le cas d'un matériau uniaxe négatif. On a indiqué un vecteur \mathbf{n} particulier pour l'onde extraordinaire et le vecteur radial \mathbf{s} correspondant, normal à la surface des indices en ce point. On a aussi indiqué les directions des polarisations des ondes ordinaire et extraordinaire.

Tableau 5.2 Quelques cristaux uniaxes communs.

nom	n_o	n_e
calcite	1,6584	1,4864
tourmaline	1,669	1,638
quartz	1,5443	1,5534
glace	1,309	1,313

Milieus biaxes

Dans un milieu biaxe, la surface des indices est plus complexe qu'un ensemble sphère-ellipsoïde. On peut avoir une idée de sa forme en considérant les courbes d'intersection entre cette surface et les plans perpendiculaires aux axes principaux. Par exemple, posons $n_z = 0$ dans l'équation de Fresnel (5.10). On trouve

$$(n_x^2 + n_y^2 - \varepsilon_z)(n_x^2 \varepsilon_x + n_y^2 \varepsilon_y - \varepsilon_x \varepsilon_y) = 0 \quad (5.14)$$

La solution à cette équation est une courbe double : un cercle de rayon $\sqrt{\varepsilon_z}$ dans le plan xy et une ellipse de demi-axes $(\sqrt{\varepsilon_y}, \sqrt{\varepsilon_x})$. De même, les courbes d'intersection avec les plans yz et zx s'obtiennent par les substitutions appropriées. Supposons, en toute généralité, que $\varepsilon_x < \varepsilon_y < \varepsilon_z$. Ces courbes d'intersections sont représentées sur la Fig. 5.3, dans le premier octet. La caractéristique principale de la surface des indices est l'existence d'un point singulier (passant par l'axe B sur la figure) où les deux surfaces se croisent. Trois autres points singuliers du même type existent dans le plan xz , disposés symétriquement par rapport aux axes x et z . Ces points déterminent deux axes (l'axe B et son image par rapport au plan xy), appelés **axes optiques** du matériau, ou **binormales**.

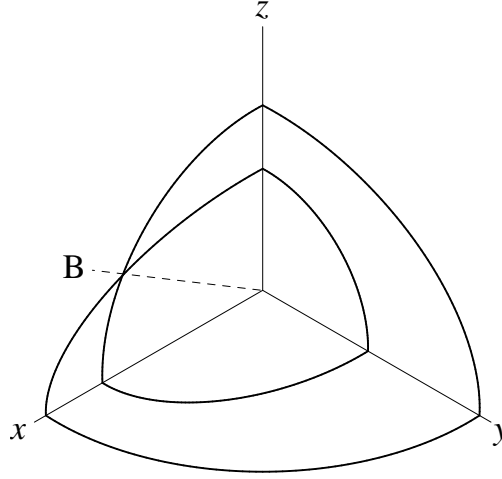


Figure 5.3. Intersections de la surface des indices avec les plans perpendiculaires aux axes principaux. Cette représentation laisse deviner la forme générale de la surface et sa singularité le long de l'axe B , l'une des binormales.

5.3 Vecteur radial et surface des rayons

Vitesse de groupe et vecteur de Poynting

Une fois déterminée la fréquence $\omega(\mathbf{k})$ en fonction du vecteur d'onde par résolution de l'équation (5.10), on peut en principe calculer la vitesse de groupe du milieu :

$$\mathbf{v}_g = \frac{d\omega}{d\mathbf{k}} \quad (5.15)$$

Cette vitesse dépend de la direction, n'est en général pas parallèle à \mathbf{k} et est la vitesse de propagation de l'énergie électromagnétique et des rayons lumineux en optique géométrique. Le vecteur de Poynting \mathbf{S} est donc parallèle à \mathbf{v}_g .

Cette dernière affirmation peut être démontrée en deux étapes. D'une part, le milieu étant linéaire, la densité d'énergie électromagnétique a l'expression suivante :

$$\mathcal{E} = \frac{1}{8\pi} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \mathbf{B} \cdot \mathbf{B}) \quad (5.16)$$

En substituant dans cette expression la forme de \mathbf{B} et \mathbf{D} tirée des équations (5.5), on trouve

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= \frac{1}{8\pi} (-\mathbf{E} \cdot (\mathbf{n} \wedge \mathbf{B}) + (\mathbf{n} \wedge \mathbf{E}) \cdot \mathbf{B}) \\ &= \frac{1}{4\pi} \mathbf{n} \cdot (\mathbf{E} \wedge \mathbf{B}) \\ &= \frac{1}{c} \mathbf{S} \cdot \mathbf{n} \end{aligned} \quad (5.17)$$

Donc, en fonction du vecteur d'onde et de la fréquence,

$$\boxed{\mathcal{E}\omega = \mathbf{S} \cdot \mathbf{k}} \quad \text{ou} \quad \boxed{\mathcal{E}c = \mathbf{S} \cdot \mathbf{n}} \quad (5.18)$$

Autrement dit, le vecteur de Poynting, projeté sur la direction du vecteur d'onde, est la densité d'énergie multipliée par la vitesse de phase de l'onde. D'autre part, procédons à une variation des équations (5.5) par rapport au vecteur d'onde et à la fréquence :

$$\begin{aligned} \mathbf{k} \wedge \mathbf{B} = -\frac{\omega}{c} \mathbf{D} &\implies \delta \mathbf{k} \wedge \mathbf{B} + \mathbf{k} \wedge \delta \mathbf{B} = -\frac{\delta \omega}{c} \mathbf{D} - \frac{\omega}{c} \delta \mathbf{D} \\ \mathbf{k} \wedge \mathbf{E} = \frac{\omega}{c} \mathbf{B} &\implies \delta \mathbf{k} \wedge \mathbf{E} + \mathbf{k} \wedge \delta \mathbf{E} = \frac{\delta \omega}{c} \mathbf{B} + \frac{\omega}{c} \delta \mathbf{B} \end{aligned} \quad (5.19)$$

Soustrayons la deuxième de ces équations, multipliée par \mathbf{B} , de la première multipliée par \mathbf{E} . On trouve, en permutant certains produits triples, que

$$-2\delta \mathbf{k} \cdot (\mathbf{E} \wedge \mathbf{B}) - \mathbf{k} \cdot \delta(\mathbf{E} \wedge \mathbf{B}) = -\frac{\delta \omega}{c} (\mathbf{D} \cdot \mathbf{E} + \mathbf{B} \cdot \mathbf{B}) - \frac{\omega}{c} (\delta \mathbf{D} \cdot \mathbf{E} + \mathbf{B} \cdot \delta \mathbf{B}) \quad (5.20)$$

En fonction de la densité d'énergie et du vecteur de Poynting, cette relation s'écrit

$$\mathbf{k} \cdot \delta \mathbf{S} + 2\delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{S} = 2\mathcal{E}\delta\omega + \omega\delta\mathcal{E} \quad (5.21)$$

où le caractère linéaire du milieu nous permet d'écrire¹

$$\delta\mathcal{E} = \frac{1}{4\pi} (\mathbf{E} \cdot \delta\mathbf{D} + \mathbf{B} \cdot \delta\mathbf{B}) \quad (5.22)$$

Prenons maintenant la variation de l'éq. (5.18) :

$$\delta\mathcal{E}\omega + \mathcal{E}\delta\omega = \delta\mathbf{S} \cdot \mathbf{k} + \mathbf{S} \cdot \delta\mathbf{k} \quad (5.23)$$

En combinant avec l'éq. (5.21), on trouve immédiatement

$$\delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{S} = \mathcal{E} \delta \omega \implies \frac{\delta \omega}{\delta \mathbf{k}} = \frac{\mathbf{S}}{\mathcal{E}} \quad (5.24)$$

La vitesse de groupe est donc parallèle au vecteur de Poynting :

$$\boxed{\mathbf{S} = \mathcal{E} \mathbf{v}_g} \quad (5.25)$$

Vecteur radial

On appelle **vecteur radial** ou **vecteur de rayon** le vecteur \mathbf{s} dont la direction coïncide avec celle de \mathbf{v}_g (ou de \mathbf{S}) et dont la norme est fixée par la condition

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{s} = 1 \quad (5.26)$$

On voit tout de suite, d'après les eqs (5.18) et (5.25), que

$$\mathbf{s} = \frac{\mathbf{S}}{c\mathcal{E}} = \frac{\mathbf{v}_g}{c} \quad (5.27)$$

Le vecteur radial est donc la vitesse de groupe, normalisée à la vitesse de la lumière dans le vide. Imaginons une onde provenant d'une source ponctuelle située à l'intérieur du milieu, à l'origine. La phase de cette onde à $t = 0$ est $\phi = \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} = (\omega/c)\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}$. On conclut que les points situés sur la surface définie par $\mathbf{r} = A\mathbf{s}$ (A étant une constante) ont tous la même phase. Le vecteur \mathbf{s} définit donc une surface (elle aussi à deux feuillets) dont le sens physique est la forme des fronts d'onde émanant d'un point. C'est la **surface des rayons** ou **surface radiale**.

¹ Ceci n'est vrai que si le milieu est non dispersif, car nous avons négligé la dépendance en fréquence des constantes diélectriques. N'oublions pas que les variations $\delta\mathbf{D}$ et $\delta\mathbf{B}$ ne résultent pas de la construction progressive de l'onde, mais d'une variation arbitraire $\delta\mathbf{k}$ du vecteur d'onde.

Relation de dualité entre \mathbf{s} et \mathbf{n}

Comme \mathbf{s} est parallèle à \mathbf{S} et que $\mathbf{s} \cdot \mathbf{n} = 1$, on a les relations suivantes, qu'on peut comparer aux équations (5.5):

$$\begin{aligned} \mathbf{s} \cdot \mathbf{E} &= 0 & \mathbf{s} \wedge \mathbf{D} &= \mathbf{B} \\ \mathbf{s} \cdot \mathbf{B} &= 0 & \mathbf{s} \wedge \mathbf{B} &= -\mathbf{E} \end{aligned} \quad (5.28)$$

Les deux équations de gauche sont évidentes et celles de droite se démontrent en substituant les expressions de \mathbf{B} et \mathbf{D} tirées des équations (5.5). Il existe manifestement une relation de dualité entre les vecteurs \mathbf{s} et \mathbf{n} , par laquelle les vecteurs \mathbf{E} et \mathbf{D} sont échangés :

$$\mathbf{E} \Leftrightarrow \mathbf{D} \quad \mathbf{s} \Leftrightarrow \mathbf{n} \quad \varepsilon \Leftrightarrow \varepsilon^{-1} \quad (5.29)$$

En appliquant cette relation de dualité à l'équation de Fresnel (5.10), on trouve une équation déterminant la surface radiale :

$$s^2(\varepsilon_y \varepsilon_z s_x^2 + \varepsilon_x \varepsilon_z s_y^2 + \varepsilon_x \varepsilon_y s_z^2) - s_x^2(\varepsilon_y + \varepsilon_z) - s_y^2(\varepsilon_x + \varepsilon_z) - s_z^2(\varepsilon_x + \varepsilon_y) + 1 = 0 \quad (5.30)$$

Encore une fois, pour une direction donnée, cette équation possède généralement deux solutions pour s^2 , ce qui signifie que deux rayons de vecteurs d'onde différents peuvent se propager dans une même direction.

Calcul de \mathbf{s}

En pratique, il est utile de pouvoir relier le vecteur \mathbf{s} au vecteur \mathbf{n} correspondant, c'est-à-dire de savoir dans quelle direction se propage une onde de vecteur d'onde donné. Cette liaison entre \mathbf{s} et \mathbf{n} est en quelque sorte le lien entre une quantité observable (la direction d'un faisceau, \mathbf{s}) et une quantité théorique (\mathbf{n}) figurant dans la description mathématique de l'onde et très importante dans les problèmes de réflexion et de réfraction en raison de son rôle dans les conditions aux limites. Nous allons maintenant démontrer que le vecteur \mathbf{s} associé à un vecteur \mathbf{n} donné est perpendiculaire à la surface des indices au point précis déterminé par \mathbf{n} . En termes mathématiques, cette affirmation est équivalente à la suivante : si la surface des indices est déterminée par l'équation implicite $f(n_x, n_y, n_z) = 0$, alors le vecteur \mathbf{s} associé à une valeur de \mathbf{n} est parallèle au gradient $\partial f / \partial \mathbf{n}$ précisément à ce point (il est notoire que le gradient d'une fonction f est perpendiculaire aux surfaces de valeur constante de cette fonction, comme la surface des indices). Pour démontrer cette deuxième assertion, retournons à l'équation de Fresnel (5.10), qui a la forme $f(\mathbf{n}) = 0$, et exprimons-la en fonction du vecteur d'onde et de la fréquence. On obtient alors une relation de dispersion sous forme implicite :

$$g(\mathbf{k}, \omega) = 0 \quad \text{où} \quad g(\mathbf{k}, \omega) = f(c\mathbf{k}/\omega) \quad (5.31)$$

La différentielle de la fonction g est évidemment nulle si on doit respecter les conditions de propagation :

$$dg = \frac{\partial g}{\partial \mathbf{k}} \cdot d\mathbf{k} + \frac{\partial g}{\partial \omega} d\omega = 0 \quad \implies \quad \frac{d\omega}{d\mathbf{k}} = -\frac{\frac{\partial g}{\partial \mathbf{k}}}{\frac{\partial g}{\partial \omega}} \quad (5.32)$$

mais justement, par la règle d'enchaînement,

$$\frac{\partial g}{\partial \mathbf{k}} = \frac{c}{\omega} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{n}} \quad \text{et} \quad \frac{\partial g}{\partial \omega} = -\frac{c}{\omega^2} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{n}} \cdot \mathbf{k} = -\frac{1}{\omega} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{n}} \cdot \mathbf{n} \quad (5.33)$$

Donc

$$\frac{d\omega}{d\mathbf{k}} = c \frac{\frac{\partial f}{\partial \mathbf{n}}}{\frac{\partial f}{\partial \mathbf{n}} \cdot \mathbf{n}} \quad \text{ou} \quad \mathbf{s} = \frac{\frac{\partial f}{\partial \mathbf{n}}}{\frac{\partial f}{\partial \mathbf{n}} \cdot \mathbf{n}} \quad (5.34)$$

Cette relation nous permet de calculer précisément \mathbf{s} en fonction de la surface des indices.

Milieu uniaxe : ondes ordinaire et extraordinaire

Retournons maintenant au cas d'un milieu uniaxe, pour lequel la surface des indices nous est connue. La solution associée à la sphère de l'éq. (5.13) est appelée onde **ordinaire**. Pour cette onde, l'indice n est indépendant de la direction de propagation et le milieu se comporte en quelque sorte comme un milieu isotrope. En particulier, le vecteur radial \mathbf{s} est toujours parallèle à \mathbf{n} : $\mathbf{s} = \mathbf{n}/n^2$. Par contraste, la solution associée à l'ellipsoïde de l'éq. (5.13) est appelée onde **extraordinaire**. Les vecteurs \mathbf{s} et \mathbf{n} de l'onde extraordinaire ne sont pas parallèles, sauf quand ils coïncident avec l'axe optique ou lui sont exactement perpendiculaires. L'équation du feuillet de la surface des indices décrivant l'onde extraordinaire est

$$f(\mathbf{n}) = \frac{n_z^2}{\varepsilon_{\perp}} + \frac{n_x^2 + n_y^2}{\varepsilon_z} - 1 = 0 \quad (5.35)$$

le vecteur radial est donc

$$\mathbf{s} = \frac{1}{2} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{n}} = \left(\frac{n_x}{\varepsilon_z}, \frac{n_y}{\varepsilon_z}, \frac{n_z}{\varepsilon_{\perp}} \right) \quad (5.36)$$

(le facteur $\frac{1}{2}$ a été ajouté pour respecter la condition $\mathbf{s} \cdot \mathbf{n} = 1$). Par exemple, considérons un vecteur d'onde dans le plan xz , faisant un angle θ avec l'axe optique, de sorte que $\tan \theta = n_x/n_z$. Le vecteur radial correspondant sera dans le même plan xz et fera un angle θ' avec l'axe optique, tel que

$$\tan \theta' = \frac{s_x}{s_z} = \frac{\varepsilon_{\perp} n_x}{\varepsilon_z n_z} = \frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_z} \tan \theta \quad (5.37)$$

Réfraction dans un milieu uniaxe

L'onde extraordinaire est appelée ainsi en raison de ses propriétés de réfraction inusitées. Les conditions aux limites imposées dans une situation de réflexion et de réfraction mènent à la condition (4.13) sur les vecteurs d'ondes, valables aussi dans un milieu anisotrope. Donc les vecteurs d'onde incident, réfléchi et réfracté sont tous dans le même plan (le plan d'incidence). Cependant, comme la direction de propagation de l'onde extraordinaire (déterminée par le vecteur \mathbf{s}) n'est pas parallèle à \mathbf{k} (sauf en des points particuliers), l'onde extraordinaire est réfractée hors du plan d'incidence, à moins que le plan d'incidence contienne l'axe optique ou lui soit perpendiculaire.² Voir les problèmes 5.1 et 5.2 à cet effet.

Milieux biaxes : cône de réfraction interne

Dans un milieu biaxe, la singularité de la surface des indices le long des binormales signifie que le vecteur radial, normalement perpendiculaire à la surface des indices, est indéfini à cet endroit. En fait, si on considère un petit voisinage de la singularité, les vecteurs radiaux correspondants dessinent un cône dans l'espace, appelé **cône de réfraction interne**. Si un rayon est incident sur un cristal biaxe dont la surface est taillée perpendiculairement à l'un de ses axes optiques, le rayon réfracté 'explosera' en un cône (creux) de rayons. Ce phénomène, l'une des manifestations les plus spectaculaires de l'optique des cristaux, a été prédit par W.R. Hamilton en 1832 et observé par Llyod un an plus tard. Cette observation a grandement contribué à l'acceptation générale de la théorie ondulatoire de Fresnel.

² Ce phénomène, observé la première fois dans le spath d'islande (calcite) au XVII^e siècle, a été l'une des premières pierres d'achoppement de l'ancienne théorie corpusculaire de la lumière, bien avant les expériences de Young et Fresnel.

5.4 Polarisations

Déterminons maintenant les polarisations possibles pour un vecteur d'onde donné. Pour ce faire, retournons aux équations (5.5), dans un système d'axes différents des axes diélectriques principaux. Fixons le vecteur \mathbf{n} et choisissons deux axes perpendiculaires à \mathbf{n} . Le vecteur \mathbf{D} est dans le plan formé par ces deux axes. L'équation $\mathbf{D} = n^2 \mathbf{E} - \mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{E})$ devient, quand on en prend les composantes perpendiculaires à \mathbf{n} ,

$$D_\alpha = n^2 E_\alpha = n^2 (\varepsilon^{-1})_{\alpha\beta} D_\beta, \quad (5.38)$$

où les indices α et β prennent les valeurs 1 et 2 et désignent les composantes le long des deux axes perpendiculaires à \mathbf{n} . Cette équation peut se récrire

$$\left[\frac{1}{n^2} \delta_{\alpha\beta} - (\varepsilon^{-1})_{\alpha\beta} \right] D_\beta = 0 \quad (5.39)$$

et n'a des solutions non nulles que si le déterminant associé est nul. Dans ce cas, les solutions (\mathbf{D} et \mathbf{D}') sont dans les directions des axes principaux du tenseur symétrique bidimensionnel $(\varepsilon^{-1})_{\alpha\beta}$. L'interprétation géométrique de cette solution est la suivante : le tenseur diélectrique inverse $(\varepsilon^{-1})_{ab}$ ($a, b = 1, 2, 3$) détermine un ellipsoïde défini par l'équation

$$(\varepsilon^{-1})_{ab} x_a x_b = \frac{x^2}{\varepsilon_x} + \frac{y^2}{\varepsilon_y} + \frac{z^2}{\varepsilon_z} = 1 \quad (5.40)$$

Si on coupe cet ellipsoïde par un plan perpendiculaire à \mathbf{n} passant par son centre, on obtient une ellipse. Les axes principaux de cette ellipse sont précisément les axes principaux du tenseur bidimensionnel $(\varepsilon^{-1})_{\alpha\beta}$ et sont les directions des deux polarisations possibles \mathbf{D} et \mathbf{D}' (cf Fig. 5.4).

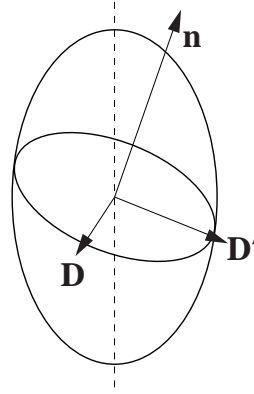


Figure 5.4. Polarisations linéaires possibles de \mathbf{D} dans une onde de vecteur d'onde $(\omega/c)\mathbf{n}$.

En particulier, si \mathbf{n} est parallèle à l'un des trois axes diélectriques principaux (x , y ou z), alors les axes principaux de l'ellipse découpée par la construction ci-haut (et les polarisations de \mathbf{D} permises) sont aussi des axes diélectriques principaux. Dans ce cas, le vecteur radial est parallèle au vecteur d'onde.

En vertu de la dualité (5.29), les polarisations permises du vecteur \mathbf{E} peuvent être déterminées de manière similaire, mais cette fois en considérant l'intersection de l'ellipsoïde tensoriel (ou **ellipsoïde de Fresnel**)

$$\varepsilon_{ab} x_a x_b = \varepsilon_x x^2 + \varepsilon_y y^2 + \varepsilon_z z^2 = 1 \quad (5.41)$$

avec le plan perpendiculaire au vecteur radial \mathbf{s} . Il s'agit du même raisonnement géométrique que ci-haut, auquel on a appliqué la relation de dualité (5.29).

Remarquons que la polarisation d'une onde électromagnétique se propageant dans un cristal anisotrope est en général linéaire. Une polarisation elliptique ou circulaire n'est possible que si les deux solutions à l'équation de Fresnel modifiée (5.30) associées à une direction de propagation \mathbf{s} ont la même fréquence. Dans ce cas, les deux polarisations linéaires sont dégénérées et peuvent se combiner en polarisations elliptiques. Ceci ne se produit qu'accidentellement.

Cas d'un milieu uniaxe

La discussion ci-dessus peut être considérablement simplifiée dans le cas d'un milieu uniaxe. Dans ce cas, le plan qui contient l'axe optique et le vecteur \mathbf{n} est appelé **section principale** de \mathbf{n} . D'après l'éq. (5.36), la section principale contient les vecteurs \mathbf{n} et \mathbf{s} . Dans le cas de l'onde extraordinaire, les vecteurs \mathbf{n} et \mathbf{s} ne sont pas parallèles, sauf exception. Ils déterminent alors un plan et ce plan doit coïncider avec la section principale de \mathbf{n} . D'autre part, d'après la Fig. 5.1, ce plan contient aussi les vecteurs \mathbf{D} et \mathbf{E} . On en conclut que la polarisation associée à l'onde extraordinaire est contenue dans la section principale.³ L'autre polarisation, perpendiculaire à la première et à \mathbf{n} , est donc perpendiculaire à la section principale et appartient à l'onde ordinaire.⁴ Il est facile de comprendre pourquoi la polarisation de l'onde ordinaire est perpendiculaire à l'axe optique : le milieu est en fait isotrope dans le plan perpendiculaire à l'axe optique. L'onde dont la polarisation est contenue dans ce plan se comportera donc comme si le milieu était isotrope, quelle que soit la direction du vecteur \mathbf{n} : c'est l'onde ordinaire. Ces polarisations sont illustrées à la figure 5.2.

En conclusion :

1. L'onde ordinaire est polarisée perpendiculairement à la section principale. Dans ce cas les vecteurs \mathbf{n} et \mathbf{s} sont parallèles, ainsi que les vecteurs \mathbf{E} et \mathbf{D} .
2. L'onde extraordinaire est polarisée dans la section principale, avec \mathbf{D} perpendiculaire à \mathbf{n} et \mathbf{E} perpendiculaire à \mathbf{s} .

Prisme polariseur

Les propriétés des cristaux uniaxes permettent la mise au point de dispositifs particuliers pouvant servir à extraire une polarisation précise d'un faisceau lumineux non polarisé ou partiellement polarisé. L'un de ces dispositifs est le **prisme de Glan-Thomson**,⁵ illustré à la Fig. 5.5, dont le fonctionnement est le suivant. Un cristal de calcite (à structure trigonale) est coupé selon la droite AB et recollé en interposant une mince couche d'un milieu d'indice intermédiaire entre l'indice ordinaire n_o (1,66) et l'indice extraordinaire n_e (1,49). le rayon ordinaire subit une réflexion totale interne à l'interface AB et est séparé du rayon extraordinaire qui, lui, traverse le prisme en entier en raison de la petitesse relative de n_e . La polarisation du faisceau transmis est contenue dans la section principale et est facilement identifiable par l'orientation du prisme. L'avantage de ce dispositif sur une feuille de polaroïd est l'absence de pertes et la pureté de la polarisation obtenue.

³ Dans les cas où l'onde extraordinaire se propage perpendiculairement à l'axe optique, on sait que \mathbf{n} est parallèle à \mathbf{s} . Dans ce cas, par continuité, la polarisation est encore dans la section principale, ce qui signifie plus particulièrement que les champs \mathbf{E} et \mathbf{D} sont tous les deux parallèles à l'axe optique. On voit immédiatement pourquoi l'indice de réfraction est $\sqrt{\varepsilon_z}$ dans ce cas.

⁴ Géométriquement, ceci se manifeste de la manière suivante : dans le cas d'un milieu uniaxe l'ellipsoïde de la Fig. 5.4 est symétrique par rapport aux rotations autour de l'axe optique (pointillé) et donc l'un des axes principaux de l'ellipse indiquée est contenu dans la section principale. La polarisation associée (\mathbf{D}') est celle de l'onde extraordinaire, car alors l'induction électrique n'est pas parallèle au champ électrique. L'autre polarisation (indiquée \mathbf{D} sur la figure) est celle de l'onde ordinaire et est parallèle au champ électrique correspondant.

⁵ Un modèle plus ancien de prisme polariseur est le prisme de Nicol, aujourd'hui beaucoup moins utilisé.

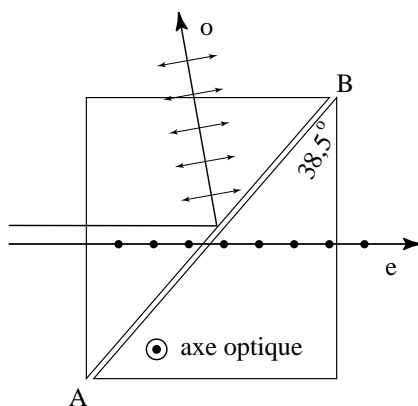


Figure 5.5. Schéma du prisme de Glan-Thomson. On a indiqué le rayon ordinaire subissant une réflexion totale interne, dont la polarisation est dans le plan du schéma. Le rayon extraordinaire, lui, traverse le prisme avec peu de déviation latérale. L'axe optique sort du plan de la page.

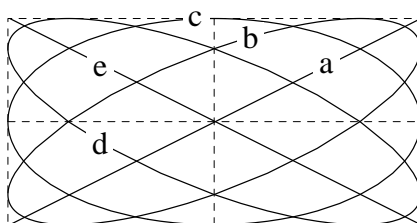


Figure 5.6. Schéma de polarisation d'un faisceau émergent d'une lame biréfringente. L'axe optique est vertical. La droite (a) représente le parcours du champ électrique dans le faisceau incident. En (b), les deux composantes du faisceau incident ont été déphasées de $\pi/4$; en (c), de $\pi/2$; en (d), de $3\pi/4$ et en (e) de π (l'une des composantes a changé de signe).

Lames minces

Des lames biréfringentes sont aussi utilisées pour modifier la polarisation d'un faisceau incident (linéarisée au préalable par un prisme polariseur). En effet, si la polarisation du faisceau incident n'est pas contenue dans la section principale de la lame, le faisceau se décompose en partie ordinaire et partie extraordinaire, les deux composantes acquérant une différence de phase relative proportionnelle à leur parcours dans la lame (l'épaisseur ℓ de la lame). Cette différence de phase détermine la polarisation nette du faisceau recombinaé à la sortie de la lame et permet d'en changer l'orientation ou le type. Le déphasage des deux composantes du faisceau est $(n_o - n_e)\omega\ell/c$. Par exemple, si ce déphasage est de $\pi/2$ et que la polarisation incidente est orientée à 45° de l'axe optique, on génère ainsi une onde à polarisation circulaire à partir d'une onde à polarisation linéaire.

Problème 5.1

Un cristal uniaxe est coupé perpendiculairement à son axe optique et un rayon passe du vide vers ce cristal.

a) Exprimez l'angle de réfraction θ' en fonction de l'angle d'incidence θ , pour les rayons ordinaire et extraordinaire.

b) Indiquez la direction des polarisations associées.

Problème 5.2

Une onde plane (dans le vide ou l'air) est incidente sur un milieu anisotrope uniaxe. Le cristal est coupé de telle sorte que l'axe optique fait un angle α avec la normale à l'interface. Supposez que le rayon incident est parallèle à la normale (incidence normale). Montrez que l'angle de réfraction θ' du rayon extraordinaire est donné par la relation suivante :

$$\tan \theta' = \frac{(\varepsilon_z - \varepsilon_{\perp}) \sin 2\alpha}{(\varepsilon_z + \varepsilon_{\perp}) + (\varepsilon_z - \varepsilon_{\perp}) \cos 2\alpha}$$

Problème 5.3

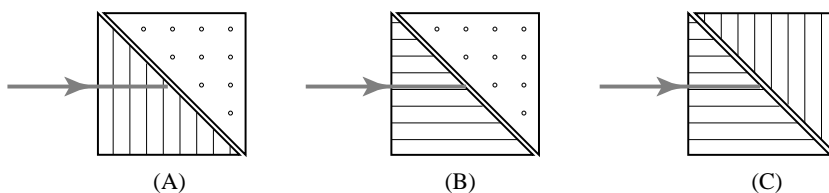
Un cristal uniaxe est coupé de sorte que l'axe optique est dans le plan de l'une des faces du cristal. Une onde plane (dans le vide ou l'air) est incidente sur cette face, mais le plan d'incidence ne contient pas l'axe optique et sous-tend un angle α avec celui-ci. Montrez que le rayon réfracté dans le cristal ne sera pas contenu dans le plan d'incidence. Plus précisément, montrez que si on projette le rayon réfracté sur le plan de l'interface, alors il fait un angle β avec le plan d'incidence, tel que

$$\cos \beta = \frac{\varepsilon_z + \varepsilon_{\perp} + (\varepsilon_z - \varepsilon_{\perp}) \cos(2\alpha)}{\sqrt{2(\varepsilon_z^2 + \varepsilon_{\perp}^2) + 2(\varepsilon_z^2 - \varepsilon_{\perp}^2) \cos(2\alpha)}}$$

Dans quelles conditions cet angle β est-il nul?

Problème 5.4

Les trois dispositifs ci-dessous portent respectivement les noms de Wollaston (A), Rochon (B) et Sénarmont (C). Ils sont construits en raccordant deux prismes d'un cristal uniaxe (la direction de l'axe optique étant indiquée par des rayures (ou des points, quand il sort de la page). Ils ont tous les trois la propriété de séparer les deux polarisation d'un faisceau incident. En supposant qu'un faisceau de lumière non polarisée entre dans chacun des prismes par la gauche, indiquez qualitativement dans quelle direction est déviée chacune des polarisation en sortant du prisme. Supposez que le cristal utilisé est positif (comme le quartz), c'est-à-dire que $n_o < n_e$. N'oubliez pas d'indiquer la direction de la polarisation de chaque faisceau sortant.



Problème 5.4

6 Guides d'onde

Les applications pratiques des ondes électromagnétiques dans le domaine des communications ou du radar requièrent souvent un guidage des ondes, à la fois pour empêcher les interférences et pour canaliser l'énergie de façon à minimiser l'atténuation de l'onde. Ce guidage est causé par la présence d'une structure conductrice ou diélectrique (ou une combinaison des deux) qui permet des modes de propagation privilégiés dans une direction. Nous allons supposer que cette structure a une symétrie de translation dans une direction, qu'on choisit comme axe des z . On pense par exemple à un cylindre infini, fait entièrement de conducteur (ex. un fil), de diélectrique (ex. une fibre optique) ou de diélectrique entouré de conducteur, etc. Un objet en apparence aussi banal qu'un fil ou un ensemble de fils formant une ligne de transmission constitue en fait un guide d'onde, tout comme un câble coaxial. En particulier et contrairement à ce qu'on pourrait penser à première vue, le signal porté par un câble coaxial se propage non pas dans la partie métallique du fil mais dans le milieu diélectrique qui sépare le fil central de l'enveloppe conductrice; en tout cas, c'est là que se situe l'énergie en propagation.

6.1 Réduction aux composantes longitudinales

Dans cette sous-section nous allons exprimer les équations de Maxwell en séparant explicitement les composantes parallèles à la direction du guide (E_z et B_z) des composantes perpendiculaires (\mathbf{E}_\perp et \mathbf{B}_\perp) et en séparant la dépendance en z , que nous allons supposer sinusoïdale, de la dépendance en (x, y) . On considère une onde monochromatique qui se propage selon $\hat{\mathbf{z}}$ comme une onde plane :

$$\begin{aligned}\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{E}^0(x, y)e^{i(kz - \omega t)} \\ \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{B}^0(x, y)e^{i(kz - \omega t)}\end{aligned}\quad (6.1)$$

Le problème sera de résoudre les équations de Maxwell pour les amplitudes $\mathbf{E}^0(x, y)$ et $\mathbf{B}^0(x, y)$ qui dépendent des coordonnées transverses : le problème sera réduit de 3 à 2 dimensions.

Commençons par décomposer les champs en composantes transverse et longitudinale :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_\perp + E_z \hat{\mathbf{z}} \quad \mathbf{B} = \mathbf{B}_\perp + B_z \hat{\mathbf{z}} \quad (6.2)$$

où \mathbf{E}_\perp et \mathbf{B}_\perp sont perpendiculaires à $\hat{\mathbf{z}}$. On définit aussi le gradient transverse

$$\nabla_\perp = \hat{\mathbf{x}} \frac{\partial}{\partial x} + \hat{\mathbf{y}} \frac{\partial}{\partial y} = \nabla - \hat{\mathbf{z}} \frac{\partial}{\partial z} \quad (6.3)$$

On veut montrer ici que la composante transverse $\mathbf{E}_\perp(x, y)$ est déterminée, une fois connue la solution pour $E_z(x, y)$. Remarquons d'abord que

$$\begin{aligned}\nabla \wedge \mathbf{E} &= (\nabla_\perp + \hat{\mathbf{z}} \frac{\partial}{\partial z}) \wedge (\mathbf{E}_\perp + E_z \hat{\mathbf{z}}) \\ &= \nabla_\perp \wedge \mathbf{E}_\perp + \hat{\mathbf{z}} \wedge \frac{\partial \mathbf{E}_\perp}{\partial z} - \hat{\mathbf{z}} \wedge \nabla_\perp E_z\end{aligned}\quad (6.4)$$

Le premier terme est orienté suivant $\hat{\mathbf{z}}$, les deux autres sont transverses. Ensuite, écrivons les équations de Maxwell appliquées à la forme (6.1), en séparant les composantes transverses et longitudinales. Par exemple, la loi de Faraday est

$$\nabla \wedge \mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla_\perp \wedge \mathbf{E}_\perp + ik \hat{\mathbf{z}} \wedge \mathbf{E}_\perp - \hat{\mathbf{z}} \wedge \nabla_\perp E_z - \frac{i\omega}{c} \mathbf{B}_\perp - \frac{i\omega}{c} B_z \hat{\mathbf{z}} = 0 \quad (6.5)$$

La séparation de cette équation en composantes donne

$$\begin{aligned}\nabla_{\perp} \wedge \mathbf{E}_{\perp} - i(\omega/c)B_z \hat{\mathbf{z}} &= 0 \\ \hat{\mathbf{z}} \wedge (ik\mathbf{E}_{\perp} - \nabla_{\perp} E_z) - \frac{i\omega}{c}\mathbf{B}_{\perp} &= 0\end{aligned}\quad (6.6)$$

En multipliant cette dernière équation par $\hat{\mathbf{z}}$ (produit vectoriel) on obtient la loi de Faraday telle qu'exprimée dans les équations suivantes, en compagnie des autres équations de Maxwell dans un milieu linéaire :

$$ik\mathbf{E}_{\perp} + i(\omega/c)\hat{\mathbf{z}} \wedge \mathbf{B}_{\perp} = \nabla_{\perp} E_z \quad (6.7a)$$

$$ik\mathbf{B}_{\perp} - i(\varepsilon\mu\omega/c)\hat{\mathbf{z}} \wedge \mathbf{E}_{\perp} = \nabla_{\perp} B_z \quad (6.7b)$$

$$\hat{\mathbf{z}} \cdot (\nabla_{\perp} \wedge \mathbf{E}_{\perp}) = i(\omega/c)B_z \quad (6.7c)$$

$$\hat{\mathbf{z}} \cdot (\nabla_{\perp} \wedge \mathbf{B}_{\perp}) = -i(\varepsilon\mu\omega/c)E_z \quad (6.7d)$$

$$\nabla_{\perp} \cdot \mathbf{E}_{\perp} = -ikE_z \quad (6.7e)$$

$$\nabla_{\perp} \cdot \mathbf{B}_{\perp} = -ikB_z \quad (6.7f)$$

Ces équations permettent d'exprimer \mathbf{E}_{\perp} et \mathbf{B}_{\perp} en fonction de E_z et B_z . Par exemple, on peut prendre le produit vectoriel de $\hat{\mathbf{z}}$ avec l'éq.(6.7a) et substituer (6.7b) dans le résultat. On obtient

$$ik \left\{ \frac{ic}{\varepsilon\mu\omega} \left[\nabla_{\perp} B_z - ik\mathbf{B}_{\perp} \right] \right\} - \frac{i\omega}{c}\mathbf{B}_{\perp} = \hat{\mathbf{z}} \wedge \nabla_{\perp} E_z \quad (6.8)$$

En isolant \mathbf{B}_{\perp} on obtient

$$\mathbf{B}_{\perp} = \frac{1}{\omega^2 - v^2 k^2} (ic\omega \hat{\mathbf{z}} \wedge \nabla_{\perp} E_z + ikv^2 \nabla_{\perp} B_z) \quad v^2 = \frac{c^2}{\varepsilon\mu} \quad (6.9)$$

ou encore

$$\mathbf{B}_{\perp} = \frac{1}{\gamma^2} \left(\frac{\varepsilon\mu\omega}{c} i\hat{\mathbf{z}} \wedge \nabla_{\perp} E_z + ik\nabla_{\perp} B_z \right) \quad \gamma^2 = \frac{\varepsilon\mu\omega^2}{c^2} - k^2 \quad (6.10)$$

En répétant l'exercice différemment, on isole \mathbf{E}_{\perp} :

$$\mathbf{E}_{\perp} = \frac{1}{\omega^2 - v^2 k^2} \left(-i\frac{c\omega}{\varepsilon\mu} \hat{\mathbf{z}} \wedge \nabla_{\perp} B_z + ikv^2 \nabla_{\perp} E_z \right) \quad (6.11)$$

ou encore

$$\mathbf{E}_{\perp} = \frac{1}{\gamma^2} \left(-\frac{\omega}{c} i\hat{\mathbf{z}} \wedge \nabla_{\perp} B_z + ik\nabla_{\perp} E_z \right) \quad (6.12)$$

Évidemment, ces équations sont applicables à la fois aux champs $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ et $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ de la forme (6.1) ou aux amplitudes $\mathbf{E}^0(x, y)$ et $\mathbf{B}^0(x, y)$ d'où on a retiré la dépendance en z et en t .

Concentrons-nous donc sur E_z et B_z . Ces composantes satisfont naturellement à l'équation de Helmholtz (1.42), comme toutes les autres composantes d'ailleurs :

$$\left(\nabla^2 + \frac{\varepsilon\mu\omega^2}{c^2} \right) \begin{pmatrix} E_z \\ B_z \end{pmatrix} = 0 \quad (6.13)$$

En substituant la forme $E_z = E_z^0(x, y)e^{ikz}$, on trouve

$$(\nabla_{\perp}^2 + \gamma^2) \begin{pmatrix} E_z^0 \\ B_z^0 \end{pmatrix} = 0 \quad \gamma^2 = \frac{\varepsilon\mu\omega^2}{c^2} - k^2 \quad (6.14)$$

On doit résoudre cette équation en tenant compte des conditions aux limites sur le plan xy provenant de la présence des parois conductrices ou des frontières entre deux milieux diélectriques. C'est dans ce type de problème que l'équation de Helmholtz est particulièrement utile.

Modes TE, TM et TEM

Les ondes électromagnétiques guidées, à la différence des ondes se propageant dans le vide, ne sont pas toujours transverses, c'est-à-dire que les champs électrique et magnétique ne sont pas nécessairement perpendiculaires à la direction de propagation (l'axe des z). Il faut considérer différents modes de propagation pour une valeur donnée de la fréquence ω . On distingue les cas suivants :

1. Mode TEM (Transverse Électrique et Magnétique): les champs \mathbf{B} et \mathbf{E} sont perpendiculaires à la direction de propagation, comme si l'onde se propageait dans le vide. On verra que ce type de propagation est impossible dans un guide d'onde fermé.
2. Mode TM (Transverse Magnétique): le champ \mathbf{B} est perpendiculaire à la direction de propagation, mais $E_z \neq 0$. On doit alors résoudre l'éq. (6.14) pour E_z . Ce mode est aussi appelé onde de **type E** (car E_z est non nul).
3. Mode TE (Transverse Électrique): le champ \mathbf{E} est perpendiculaire à la direction de propagation, mais $B_z \neq 0$. On doit alors résoudre l'éq. (6.14) pour B_z . Ce mode est aussi appelé onde de **type H** (car H_z est non nul).

Les modes TE et TM ont ceci de particulier que la relation entre k et ω fait généralement intervenir une fréquence de coupure ω_c , en deçà de laquelle la propagation est impossible.

6.2 Modes TEM

Un mode de propagation dans lequel les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} sont tous les deux transverses (c.-à-d. $E_z = B_z = 0$) est dit **transverse électrique et magnétique** (TEM). On voit à partir de (6.7) que l'amplitude $\mathbf{E}^0(x, y)$ satisfait alors à

$$\nabla_{\perp} \wedge \mathbf{E}^0 = 0 \quad \nabla_{\perp} \cdot \mathbf{E}^0 = 0 \quad (6.15)$$

Ce sont les équations de l'électrostatique en deux dimensions, en l'absence de charges. Des équations identiques sont satisfaites par l'amplitude magnétique $\mathbf{B}^0(x, y)$. On constate, d'après les équations (6.10) et (6.12), que la vitesse de phase de ces modes est forcément égale à v ($\omega = vk$), puisque $E_z = B_z = 0$. D'après les éq. (6.7b), ceci implique que

$$\mathbf{B}_{\perp} = \frac{\varepsilon\mu\omega}{kc} \hat{\mathbf{z}} \wedge \mathbf{E}_{\perp} = n\hat{\mathbf{z}} \wedge \mathbf{E}_{\perp} \quad (6.16)$$

où n est l'indice de réfraction du milieu. Autrement dit, les lignes du champ \mathbf{B} sont perpendiculaires à celles du champ \mathbf{E} . Bref, les caractéristiques de propagation d'un mode TEM coïncident avec celle d'une onde se propageant sans guidage.

Une autre conséquence des éq. (6.15) est qu'un mode TEM ne peut se propager à l'intérieur d'un guide d'onde creux entouré de conducteur, car le champ électrostatique est toujours nul à l'intérieur d'un conducteur. Par contre, de tels modes existent à l'extérieur d'un guide conducteur, ou en présence de plusieurs composantes conductrices (juxtaposées ou concentriques). Si les conducteurs sont parfaits, alors les conditions de continuité font que la composante normale de \mathbf{B} et la composante tangentielle de \mathbf{E} doivent s'annuler à la surface des conducteurs. Ainsi, les lignes de \mathbf{B} entourent les conducteurs de manière concentrique et les lignes de \mathbf{E} émanent des conducteurs et y aboutissent de manière perpendiculaire à leur surface, ainsi qu'illustré à la figure 6.1.

Inductance et capacité d'un guide

Attardons-nous à l'étude d'un guide d'onde formé de deux structures conductrices dans un milieu linéaire. Par exemple, un câble coaxial, ou un câble de transmission à deux fils. La Fig. 6.1 illustre un tel système à deux conducteurs. Nous allons montrer comment on peut définir pour un tel

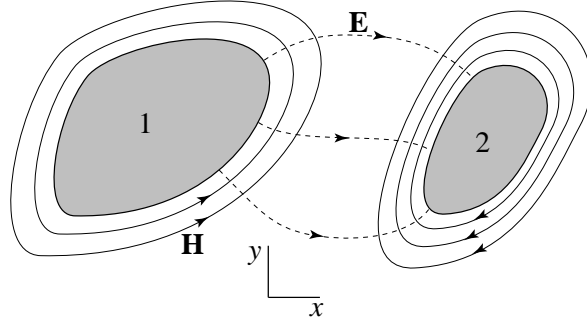


Figure 6.1. Schéma de la section d'un guide à deux conducteurs (1 et 2) avec les lignes du champ \mathbf{H} et du champ \mathbf{E} .

système une inductance par unité de longueur \mathcal{L} , ainsi qu'une capacité par unité de longueur \mathcal{C} , qui permettent de relier le courant I circulant dans ces conducteurs à la différence de potentiel V qui les sépare.

En raison de l'éq. (6.15), on peut exprimer le champ électrique comme le gradient transverse d'une fonction : $\mathbf{E} = -\nabla_{\perp}\Phi$. La tension V entre les deux conducteurs est alors naturellement définie comme

$$V = - \int_1^2 \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r} = \Phi(2) - \Phi(1) \quad (6.17)$$

où l'intégrale est prise sur un chemin qui va du conducteur 1 au conducteur 2. Cette intégrale ne dépend pas du chemin choisi pour la calculer (pourvu qu'il soit contenu entièrement dans le même plan perpendiculaire à $\hat{\mathbf{z}}$) car $\nabla_{\perp} \wedge \mathbf{E} = 0$. Cependant, la tension V dépend de z et de t , comme le champ \mathbf{E} , par un facteur oscillant $e^{i(kz - \omega t)}$. D'autre part, le courant I que porte un conducteur peut être relié à la circulation du champ \mathbf{H} autour de ce conducteur, en vertu de la loi d'Ampère :

$$I = \frac{c}{4\pi} \oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{r} \quad (6.18)$$

Calculons la dérivée de la tension par rapport à z :

$$\frac{\partial V}{\partial z} = - \int_1^2 \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} dx + \frac{\partial E_y}{\partial z} dy \right) \quad (6.19)$$

La loi de Faraday appliquée au mode TEM stipule que

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_y}{\partial t} \quad \frac{\partial E_y}{\partial z} = \frac{1}{c} \frac{\partial B_x}{\partial t} \quad (6.20)$$

On trouve donc

$$\frac{\partial V}{\partial z} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_1^2 (-B_y dx + B_x dy) \quad (6.21)$$

Si on définit un élément de longueur $d\mathbf{r}' = (dx', dy') = (dy, -dx)$, obtenu de $d\mathbf{r} = (dx, dy)$ par une rotation de 90° dans le sens horaire, on trouve

$$\frac{\partial V}{\partial z} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_1^2 (B_x dx' + B_y dy') \quad (6.22)$$

Or, l'intégrale n'est autre que le flux magnétique Φ_B (par unité de longueur en z) traversant un courbe qui relie les deux conducteurs (il faut supposer ici que les deux conducteurs sont en contact à $z = \pm\infty$ et qu'ils forment ainsi une boucle). Comme la définition de l'inductance (dans le système gaussien) est $\Phi_B = cLI$, l'inductance par unité de longueur \mathcal{L} intervient alors comme

$$\frac{\partial V}{\partial z} = -\mathcal{L} \frac{\partial I}{\partial t} \quad (6.23)$$

Calculons ensuite la dérivée par rapport à z du courant :

$$\frac{\partial I}{\partial z} = \frac{c}{4\pi} \oint \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} dx + \frac{\partial H_y}{\partial z} dy \right) \quad (6.24)$$

Or, la loi d'Ampère appliquée au mode TEM stipule que

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} = \frac{1}{c} \frac{\partial D_y}{\partial t} \quad \frac{\partial H_y}{\partial z} = -\frac{1}{c} \frac{\partial D_x}{\partial t} \quad (6.25)$$

et donc

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -\frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} \oint (D_y dx - D_x dy) \quad (6.26)$$

Cette intégrale est le flux de l'induction électrique (par unité de longueur en z) traversant une courbe entourant complètement le conducteur. Par le théorème de Gauss, c'est donc la charge par unité de longueur établie sur le conducteur, soit la capacité par unité de longueur \mathcal{C} , fois la tension V entre les deux conducteurs, qui doivent porter des charges opposées :

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -\mathcal{C} \frac{\partial V}{\partial t} \quad (6.27)$$

Les équations (6.23) et (6.27) peuvent être combinées et produisent une équation d'onde pour la tension V :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = \mathcal{L}\mathcal{C} \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} \quad (6.28)$$

dont la solution est une onde se propageant à la vitesse de phase $v = 1/\sqrt{\mathcal{L}\mathcal{C}}$. Comme cette vitesse doit coïncider avec la vitesse de phase dans le milieu diélectrique situé entre les conducteurs, on trouve la relation suivante entre l'inductance \mathcal{L} et la capacité \mathcal{C} :

$$\mathcal{L}\mathcal{C} = \frac{\varepsilon\mu}{c^2} \quad (6.29)$$

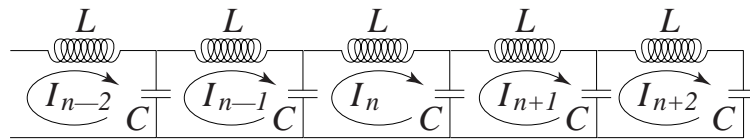


Figure 6.2. Schéma d'une ligne de transmission constituée d'éléments discrets identiques. Chaque boucle élémentaire comporte un courant I_n .

Cette analyse est une version plus exacte de l'étude des **lignes de transmission**, généralement effectuée à l'aide d'éléments de circuits discrets. Considérons à cet effet la figure 6.2. Dans la boucle n circule un courant I_n et la charge accumulée sur le condensateur no n est Q_n . En appliquant les lois de Kirchoff, on trouve

$$-L\dot{I}_n = \frac{1}{C}(Q_n - Q_{n-1}) \quad \text{et} \quad \dot{Q}_n = I_n - I_{n+1} \quad (6.30)$$

En prenant la dérivée de l'équation de gauche et en substituant celle de droite, on trouve

$$LC\ddot{I}_n = 2I_n - I_{n+1} - I_{n-1} \quad (6.31)$$

Maintenant, si on considère que les éléments discrets de la ligne de transmission deviennent de plus en plus rapprochés, on peut considérer le courant comme une fonction continue $I(z)$ plutôt que comme une suite discrète. Dans ce cas, le membre de droite devient $a^2 I''(z)$, où a est la distance séparant deux éléments. En divisant par LC , on trouve

$$\frac{\partial^2 I}{\partial t^2} = \frac{a^2}{LC} \frac{\partial^2 I}{\partial x^2} \quad (6.32)$$

Or, dans ce cas, L/a et C/a sont respectivement l'inductance et la capacité par unité de longueur et on retrouve bien l'équation différentielle ci-haut pour le courant (ou pour la tension).

6.3 Modes TE et TM dans un guide conducteur creux

Considérons maintenant un guide d'onde creux entouré complètement d'une paroi conductrice. Dans ce cas, les modes TEM n'existent pas (comme mentionné plus haut) et seuls les modes TM et TE sont possibles. En pratique, ces dispositifs sont utilisés dans le transport d'énergie micro-onde et le vide (ou l'air) à l'intérieur est utile pour minimiser les pertes. Nous allons donc supposer que $\varepsilon = \mu = 1$ dans toutes les sous-sections traitant de guides creux.

Conditions aux limites

Soit \mathbf{n} la normale (intérieure) à la paroi conductrice du guide d'onde. À travers cette paroi la composante tangentielle de \mathbf{E} doit être continue, ainsi que la composante normale de \mathbf{B} . En supposant que la paroi conductrice a une conductivité très grande, sinon infinie, on peut poser que les champs sont nuls dans la paroi. Donc, par continuité, $\mathbf{E} \wedge \mathbf{n}$ et $\mathbf{B} \cdot \mathbf{n}$ doivent être nuls sur le côté intérieur de la paroi.¹ En fonction des composantes en z des champs, ceci entraîne que

$$E_z = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial B_z}{\partial n} = 0 \quad (6.33)$$

sur la paroi. La première de ces conditions est évidente. La deuxième l'est moins; pour la démontrer, calculons le produit scalaire de l'éq.(6.7b) avec \mathbf{n} :

$$ik\mathbf{B}_\perp \cdot \mathbf{n} - i(\varepsilon\mu\omega/c)\mathbf{n} \cdot (\hat{\mathbf{z}} \wedge \mathbf{E}_\perp) = \mathbf{n} \cdot \nabla_\perp B_z \quad (6.34)$$

¹ Notons que les composantes normale de \mathbf{E} et parallèle de \mathbf{B} ne sont pas continues sur la paroi, car la paroi conductrice peut porter une densité surfacique de charge ρ_s et une densité linéaire de courant \mathbf{K} . Or la composante normale de \mathbf{E} sera discontinue par $4\pi\rho_s$, alors que la composante parallèle de \mathbf{B} sera discontinue par $(4\pi/c)\mathbf{n} \wedge \mathbf{K}$.

Le premier terme est nul sur la paroi, car c'est la composante de \mathbf{B} normale à la paroi. Le produit triple du deuxième terme peut aussi s'écrire comme $\mathbf{E}_\perp \cdot (\mathbf{n} \wedge \hat{\mathbf{z}})$, qui est en fait une composante de \mathbf{E} parallèle à la paroi, et donc nul par continuité. Donc le membre de droite de l'équation, qui est la dérivée de B_z dans la direction \mathbf{n} , doit être nul lui-aussi, ce qui constitue précisément la deuxième des conditions (6.33).

Le problème est donc de résoudre l'équation de Helmholtz (6.14) en tenant compte des conditions aux limites ci-dessus. Celles-ci étant différentes pour E_z et B_z , les solutions et les valeurs propres seront en général différentes pour les modes TM et pour les modes TE.

6.4 Guide d'onde rectangulaire

Modes TE

Considérons un guide d'onde de section rectangulaire, de largeur a et de hauteur b . On suppose que l'intérieur du guide est borné par les droites $x = 0$, $x = a$, $y = 0$ et $y = b$. Considérons tout d'abord les modes TE. L'équation de Helmholtz s'écrit

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \gamma^2 \right) B_z^0 = 0 \quad \gamma^2 \equiv \frac{\omega^2}{c^2} - k^2 \quad (6.35)$$

Les conditions aux limites sont

$$\left. \frac{\partial B_z^0}{\partial x} \right|_{x=0,a} = 0 \quad \left. \frac{\partial B_z^0}{\partial y} \right|_{y=0,b} = 0 \quad (6.36)$$

La solution s'obtient par séparation des variables. Expliquons brièvement de quelle façon. On suppose que la fonction cherchée se factorise en fonctions de x et de y :

$$B_z^0(x, y) = X(x)Y(y) \quad (6.37)$$

En substituant dans l'équation de Helmholtz, on trouve

$$X''Y + XY'' + \gamma^2 XY = 0 \quad (6.38)$$

En divisant par XY , on trouve

$$\frac{X''}{X} + \frac{Y''}{Y} + \gamma^2 = 0 \quad (6.39)$$

Dans cette équation, le premier terme dépend que de x , le second ne dépend que de y et le troisième est constant. Il faut donc que les trois termes soient en fait constants pour que l'équation soit respectée pour toutes les valeurs de x et y . On pose donc

$$\frac{X''}{X} = -k_x^2 \quad \frac{Y''}{Y} = -k_y^2 \quad \text{où} \quad k_x^2 + k_y^2 = \gamma^2 \quad (6.40)$$

Les solutions à ces équations sont

$$X(x) = A_1 e^{ik_x x} + A_2 e^{-ik_x x} \quad Y(y) = A_3 e^{ik_y y} + A_4 e^{-ik_y y}$$

où $A_{1,2,3,4}$ sont des constantes. Appliquons maintenant les conditions aux limites, qui sont devenues

$$X'(0) = X'(a) = 0 \quad \text{et} \quad Y'(0) = Y'(b) = 0 \quad (6.41)$$

Pour respecter ces conditions à $x = 0$ et $y = 0$, il faut que $A_1 = A_2$ et $A_3 = A_4$, de manière à obtenir des cosinus :

$$X(x) = A \cos(k_x x) \quad Y(y) = A' \cos(k_y y)$$

(A et A' sont des constantes).

Pour respecter ces conditions à $x = a$ et $y = b$, il faut que k_x et k_y soient quantifiés ainsi :

$$k_x = \frac{m\pi}{a} \quad k_y = \frac{n\pi}{b}$$

où m et n sont des entiers positifs ou nuls. La solution recherchée est donc

$$B_z^0 = B_{mn} \cos(k_x x) \cos(k_y y) \quad \begin{cases} k_x = \frac{m\pi}{a} \\ k_y = \frac{n\pi}{b} \end{cases} \quad (6.42)$$

où B_{mn} est une constante complexe. Les relations (6.10) et (6.12) permettent de calculer les autres composantes des champs :

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_\perp &= \frac{ik}{k_x^2 + k_y^2} \nabla_\perp B_z \\ \mathbf{E}_\perp &= -\frac{i\omega/c}{k_x^2 + k_y^2} \hat{\mathbf{z}} \wedge \nabla_\perp B_z = -\frac{\omega}{ck} \hat{\mathbf{z}} \wedge \mathbf{B} \end{aligned} \quad (6.43)$$

Explicitement, on trouve

$$\begin{aligned} B_x &= -iB_{mn} \frac{kk_x}{k_x^2 + k_y^2} \sin(k_x x) \cos(k_y y) \\ B_y &= -iB_{mn} \frac{kk_y}{k_x^2 + k_y^2} \cos(k_x x) \sin(k_y y) \\ E_x &= -\frac{\omega}{ck} B_y \\ E_y &= \frac{\omega}{ck} B_x \end{aligned} \quad (6.44)$$

On désigne cette configuration des champs électromagnétiques par le symbole TE_{mn} . Notons que les entiers (m, n) prennent toutes les valeurs positives ou nulles, sauf qu'ils ne peuvent être tous les deux nuls.²

² En effet, dans le cas $m = n = 0$, les expressions (6.44) sont mal définies. En solutionnant l'équation de Helmholtz directement pour les composantes transverses, on voit que les conditions aux limites sur les parois forcent des solutions nulles pour \mathbf{E}_\perp et \mathbf{B}_\perp dans le cas où $\omega = vk$, semblables en ce sens aux modes TEM, qui ne peuvent exister dans un guide creux. Pourtant, l'éq. (6.7f) montre clairement qu'une valeur de B_z indépendante de x et y (comme ce serait le cas si la solution $m = n = 0$ avait un sens) est incompatible avec une valeur nulle de \mathbf{B}_\perp . Il y a donc contradiction. Le cas $m = n = 0$ est donc interdit.

Relation de dispersion

La relation de dispersion entre k et ω est

$$\omega^2 = \omega_{mn}^2 + c^2 k^2 \quad \text{où} \quad \omega_{mn} = c\sqrt{k_x^2 + k_y^2} = c\pi\sqrt{\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2}} \quad (6.45)$$

On constate tout de suite que chaque mode possède une **fréquence de coupure** ω_{mn} en deçà de laquelle k est imaginaire, ce qui correspond à une atténuation de l'onde dans le guide. Les modes excités à une fréquence inférieure à leur fréquence de coupure ne se propagent donc pas, mais sont quand même présents sur une certaine distance à proximité du point où le guide est excité.³

Un guide d'onde creux offre un exemple particulièrement simple de propagation dispersive, semblable à celle d'un plasma (sauf pour la présence de plusieurs fréquences de coupure au lieu d'une seule fréquence de plasma). La vitesse de phase et la vitesse de groupe sont données par

$$\begin{aligned} v_p &= \frac{\omega}{k} = c \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 - \omega_{mn}^2}} \\ v_g &= \frac{d\omega}{dk} = c^2 \frac{k}{\omega} = \frac{c^2}{v_p} \end{aligned} \quad (6.46)$$

Comme dans un plasma, la vitesse de phase est plus grande que c , tandis que la vitesse de groupe est inférieure à c .⁴

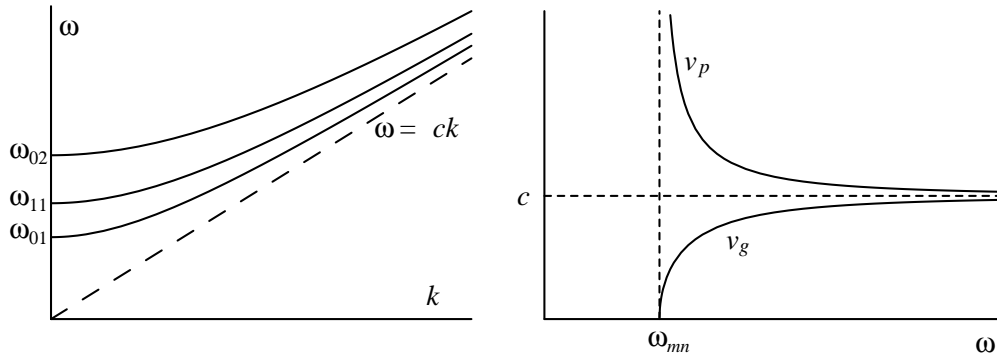


Figure 6.3. À gauche : Relations de dispersion pour quelques modes du guide d'onde rectangulaire. À droite : vitesse de phase et vitesse de groupe pour un mode particulier d'un guide d'onde rectangulaire

³ Il faut noter la ressemblance entre cette relation de dispersion et celle d'un plasma, ou même celle des ondes de matière associées à des particules relativistes. Pour ces dernières, $E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$ ou, en fonction de la fréquence et du nombre d'onde, $\omega^2 = c^2k^2 + \omega_0^2$, où $\hbar\omega_0 = mc^2$.

⁴ Notons cependant que les relations ci-haut ne sont valables que pour les modes TE et TM d'un guide d'onde à symétrie de translation selon z . On utilise aussi des guides et des cavités crénelés qui ne possèdent pas cette symétrie, mais ont plutôt un profil périodique en z .

Modes TM

Les modes TM sont obtenus de façon similaire. Cette fois, E_z doit s'annuler sur les parois et donc les sinus remplacent les cosinus :

$$E_z^0 = E_{mn} \sin(k_x x) \sin(k_y y) \quad (6.47)$$

où les constantes k_x et k_y prennent les mêmes valeurs que pour les modes TE, avec les mêmes fréquences de coupure. Notons cependant que, dans ce cas, m et n doivent être tous deux non nuls, sinon la solution est triviale. D'après les relations (6.10) et (6.12), les autres composantes sont

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_\perp &= \frac{ikc^2}{\omega_{mn}^2} \nabla_\perp E_z \\ \mathbf{B}_\perp &= \frac{i\omega c}{\omega_{mn}^2} \hat{\mathbf{z}} \wedge \nabla_\perp E_z = \frac{\omega}{ck} \hat{\mathbf{z}} \wedge \mathbf{E} \end{aligned} \quad (6.48)$$

ou, de manière plus explicite,

$$\begin{aligned} E_x &= iE_{mn} \frac{kk_x}{k_x^2 + k_y^2} \cos(k_x x) \sin(k_y y) \\ E_y &= iE_{mn} \frac{kk_y}{k_x^2 + k_y^2} \sin(k_x x) \cos(k_y y) \\ B_x &= \frac{\omega}{ck} E_y \\ B_y &= -\frac{\omega}{ck} E_x \end{aligned} \quad (6.49)$$

Mode dominant

En général, une onde de fréquence ω est une superposition d'ondes appartenant à des modes différents. En fait, les solutions générales à l'équation de Helmholtz (1.42) dans le guide sont les séries suivantes :

$$\begin{aligned} B_z(\mathbf{r}) &= \sum_{m,n} B_{mn} \cos(k_x x) \cos(k_y y) \exp(ik_{mn} z) \\ E_z(\mathbf{r}) &= \sum_{m,n} E_{mn} \sin(k_x x) \sin(k_y y) \exp(ik_{mn} z) \end{aligned} \quad (6.50)$$

où $\omega^2 = \omega_{mn}^2 + c^2 k_{mn}^2$. Les champs transverses sont ensuite obtenus en appliquant les relations (6.44) et (6.49). Chaque mode possède une constante de propagation k_{mn} particulière, déterminée par la fréquence d'excitation ω . Cette constante est imaginaire si la fréquence est inférieure à la fréquence de coupure correspondante.

Si $a > b$, la fréquence critique la plus basse est $\omega_{10} = \pi c/a$. Le mode TE₁₀ est alors qualifié de **dominant**. Si le guide est excité à une fréquence $\omega < \omega_{10}$, aucune onde durable n'est générée. Si la fréquence ω se situe entre ω_{10} et la fréquence de coupure suivante, alors seul le mode dominant se propage. En pratique, on choisit les dimensions d'un guide de telle façon que seul le mode dominant soit présent à une fréquence choisie. L'avantage est qu'on contrôle alors la configuration des champs à l'intérieur du guide et qu'on peut choisir le raccordement entre différents guides de manière à optimiser le transfert d'énergie. En effet, le coefficient de transmission d'une onde à la jonction de deux guides dépend du mode particulier qui s'y propage.

D'après les Éqs. (6.44), les composantes des champs dans le mode dominant sont :

$$\begin{aligned}
 B_z &= B_{10} \cos(k_x x) & B_y &= 0 \\
 B_x &= -iB_{10} \frac{k}{k_x} \sin(k_x x) & E_x &= 0 \\
 E_y &= iB_{10} \frac{\omega}{ck_x} \sin(k_x x) & k_x &= \frac{\pi}{a}
 \end{aligned} \tag{6.51}$$

Le vecteur de Poynting dans ce mode est

$$\langle \mathbf{S} \rangle_{10} = \hat{\mathbf{z}} \frac{k\omega |B_{10}|^2}{8\pi k_x^2} \sin^2 k_x x \tag{6.52}$$

On constate que l'énergie est concentrée au centre du guide et non près des parois.

Guides d'ondes et ondes planes

Notons que, dans les deux cas (TE et TM), les vecteurs \mathbf{E} , \mathbf{B} et $\hat{\mathbf{z}}$ ne sont pas tous orthogonaux. La relation $\mathbf{B} = n\hat{\mathbf{k}} \wedge \mathbf{E}$ obtenue pour les ondes planes dans un milieu infini ne peut donc pas être appliquée ici (dans le cas présent $n = 1$). En fait, les modes de propagation le long d'un guide d'onde ne sont pas des ondes planes, mais plutôt des combinaisons d'ondes planes avec des vecteurs d'onde différents. Par exemple, les modes TE_{mn} et TM_{mn} sont des combinaisons de quatre vecteurs d'ondes :

$$\mathbf{k} = \pm \frac{m\pi}{a} \hat{\mathbf{x}} \pm \frac{n\pi}{b} \hat{\mathbf{y}} + k\hat{\mathbf{z}} \tag{6.53}$$

Par exemple, le mode TE_{mn} peut s'écrire ainsi :

$$B_z(\mathbf{r}) = \frac{1}{4} B_{mn} \left\{ e^{i(m\pi x/a + n\pi y/b + kz)} + e^{i(-m\pi x/a + n\pi y/b + kz)} + e^{i(m\pi x/a - n\pi y/b + kz)} + e^{i(-m\pi x/a - n\pi y/b + kz)} \right\} \tag{6.54}$$

C'est fondamentalement pour cette raison que la relation $\mathbf{B} = n\hat{\mathbf{k}} \wedge \mathbf{E}$ n'est plus applicable à l'onde totale, même si elle s'applique séparément à chacune des quatre ondes planes qui composent chaque mode de propagation.

6.5 Pertes d'énergie dans les guides d'onde à parois conductrices

Une onde se propageant dans un guide est atténuée s'il y a, sur les parois de la cavité, un flux d'énergie vers l'intérieur du matériau conducteur. Si la conductivité σ de la paroi est infinie, alors le champ électrique s'annule dans la paroi et la continuité de la composante parallèle à cette paroi force la condition $\mathbf{E}_{\parallel} = 0$ à la surface. Par conséquent, le vecteur de Poynting n'a pas de composante normale sur la paroi et aucune énergie n'est transmise au conducteur.

Si la conductivité est grande sans être infinie, alors les champs sont non nuls dans le conducteur sur une épaisseur caractéristique δ (la longueur de pénétration). Supposons que les dimensions du guide sont grandes par rapport à δ et appelons ξ la coordonnée qui mesure la distance entre un point dans le conducteur et la surface intérieure du guide. On sait que le champ magnétique varie en fonction de ξ :

$$\mathbf{H}(\xi) = \mathbf{H}(0) e^{-\xi/\delta} e^{i\xi/\delta} \tag{6.55}$$

On sait aussi que la composante de \mathbf{E} perpendiculaire à \mathbf{H} et tangentielle à la paroi est beaucoup plus petite que \mathbf{H} par un facteur $\sqrt{\mu\omega/4\pi\sigma}$ et déphasée par $\pi/4$ (voir la fig. 6.4). Le vecteur de Poynting moyen entrant dans la paroi a donc comme valeur

$$\langle \mathbf{S} \rangle = -\frac{c}{8\pi} \sqrt{\frac{\mu\omega}{8\pi\sigma}} |\mathbf{H}|^2 \mathbf{n} = -\frac{\omega\mu\delta}{16\pi} |\mathbf{H}|^2 \mathbf{n} \tag{6.56}$$

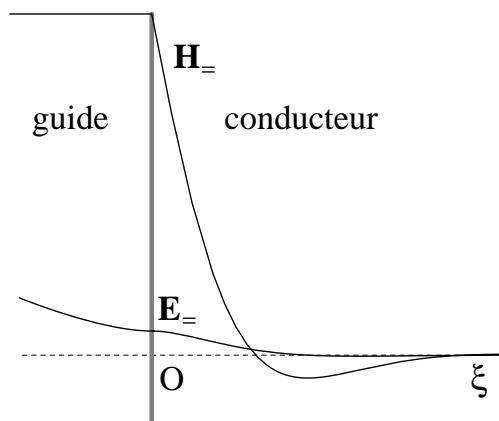


Figure 6.4. Pénétration des champs magnétique et électrique à l'intérieur de la paroi conductrice d'un guide d'onde.

(ici σ et μ caractérisent la paroi et non le milieu à l'intérieur du guide). La perte d'énergie par unité de temps et de surface dans le guide est

$$\frac{dP}{dA} = \frac{\omega\mu\delta}{16\pi} |\mathbf{B}|^2 \quad (6.57)$$

où \mathbf{B} est pris sur la surface du guide ($\mathbf{B} = \mathbf{H}$ à l'intérieur du guide). La quantité d'intérêt ici est la fraction de son énergie que l'onde perd à l'intérieur d'une longueur d'onde $\lambda = 2\pi/k$. Ceci s'obtient en intégrant dP/dA sur les parois du guide sur une distance λ selon l'axe z . Si on multiplie le résultat par la période $2\pi/\omega$ de l'onde on obtient l'énergie dissipée par les parois dans le temps que l'onde prend à se propager sur une distance λ . Si on divise par l'énergie contenue dans l'onde sur une distance λ , on obtient un rapport (sans unités), plus petit que 1, qu'on peut écrire comme $\exp -\lambda/\xi$, où ξ est une distance d'atténuation. On s'attend alors que l'amplitude de l'onde diminue exponentiellement lors de sa propagation, avec une atténuation $\exp -z/2\xi$ (la densité d'énergie varie comme le carré de l'amplitude).

Problème 6.1

Considérez un câble coaxial composé d'un fil interne de rayon a , d'un cylindre conducteur externe de rayon $b > a$ et rempli d'un diélectrique de constante ϵ . On peut supposer pour les besoins de l'exercice que les conducteurs sont parfaits.

- Calculez la configuration des champs électrique et magnétique dans le mode TEM; autrement dit, donnez une expression précise pour \mathbf{E} et \mathbf{B} entre les deux conducteurs.
- Calculez la capacité et l'inductance par unité de longueur et vérifiez que $LC = \epsilon/c^2$.

Problème 6.2

On s'intéresse ici au flux d'énergie (moyenné dans le temps) dans un guide d'onde. Considérons, pour fixer les idées, un mode TE dans un guide d'onde rectangulaire. Montrez que le vecteur de Poynting est

$$\langle \mathbf{S} \rangle = \frac{c^4}{8\pi} \frac{k\omega}{(\omega^2 - c^2k^2)^2} |\nabla_{\perp} B_z|^2 \hat{\mathbf{z}}$$

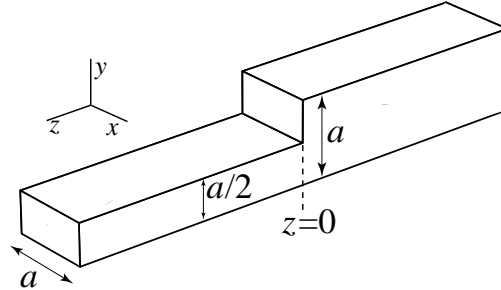
où $\hat{\mathbf{z}}$ est la direction de l'axe du guide.

Problème 6.3

Considérez un guide d'onde rectangulaire dont les parois sont faites d'un matériau de conductivité σ . Calculez la perte d'énergie dans les parois dans une distance égale à la longueur d'onde, et ce pour les modes TE_{01} et TM_{11} . Supposez que σ est suffisamment grand pour l'atténuation soit faible à l'intérieur d'une longueur d'onde, de sorte que la solution non atténuée puisse être utilisée pour calculer la perte en énergie.

Problème 6.4

Un guide d'onde creux et rectangulaire a une section carrée de côté a en $z < 0$. À $z = 0$, un rétrécissement soudain se produit et le guide a les proportions $a \times \frac{1}{2}a$ en $z > 0$.



- Si le guide est alimenté de la droite ($z = -\infty$) à une fréquence $\omega = 1,2 c\pi/a$, quels sont les modes qui peuvent s'y propager, au moins jusqu'à $z = 0$?
- Dans les conditions de (a), quelle doit être la direction du champ \mathbf{E} de l'onde en provenance de $z = -\infty$ pour qu'elle soit complètement réfléchi vers $z = -\infty$? Expliquez bien votre raisonnement.
- Supposons, au contraire, que l'onde provient de $z = +\infty$ et se propage vers la droite ($-\hat{z}$). Quel domaine de fréquence est alors réservé au mode dominant? Est-il possible alors que l'onde soit complètement réfléchi vers $z = +\infty$? Expliquez.

7 Guides à section circulaire

Dans cette section nous étudierons quelques types de propagation guidée par une structure à section circulaire. Nous commencerons par un guide creux entouré d'un conducteur cylindrique; ensuite nous verrons comment la densité de courant se distribue à l'intérieur d'un fil conducteur. Enfin, nous étudierons la propagation le long d'une fibre optique à saut d'indice. Toutes ces situations ont en commun une géométrie commune qui nécessite l'emploi des fonctions de Bessel; c'est pourquoi elles sont rassemblées ici.

7.1 Guide d'onde creux à section circulaire

Considérons un guide d'onde conducteur creux de section circulaire et de rayon a . On utilise les coordonnées cylindriques, centrées sur l'axe du guide. L'analyse est très similaire à celle de la sous-section 6.4. On suppose qu'à l'intérieur du guide $\varepsilon = \mu = 1$.

Modes TM

Considérons tout d'abord les modes TM. L'équation de Helmholtz s'écrit

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} + \gamma^2 E_z = 0 \quad \left(\gamma^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - k^2 \right) \quad (7.1)$$

Les conditions aux limites sont

$$E_z(r = a, \varphi) = 0 \quad (7.2)$$

La solution s'obtient par séparation des variables et implique les fonctions de Bessel (voir le complément D):

$$E_z(r, \varphi) \propto J_m(\gamma r) \cos(m\varphi + \alpha) \quad m \in \mathbb{Z} \quad (7.3)$$

où α est une phase quelconque. (nous avons exclu les fonctions de Neumann, puisqu'elles sont singulières à $r = 0$). La condition aux limites à $r = a$ équivaut alors à

$$J_m(\gamma a) = 0 \quad \implies \quad \gamma = x_{mn}/a, \quad \text{où} \quad J_m(x_{mn}) = 0 \quad (7.4)$$

À chaque racine x_{mn} des fonctions de Bessel correspond donc un mode de propagation dans le guide d'onde. La relation de dispersion de ce mode est

$$\omega^2 = \omega_{mn}^2 + c^2 k^2 \quad \omega_{mn} = \frac{c x_{mn}}{a} \quad (m \geq 0, n \geq 1) \quad (7.5)$$

et on écrit alors

$$E_z(r, \varphi) = E_{mn} J_m(x_{mn} r/a) \cos(m\varphi + \alpha_{mn}) \quad (7.6)$$

Modes TE

Considérons ensuite les modes TE. L'équation de Helmholtz s'écrit de la même manière qu'auparavant, cette fois pour B_z . La condition aux limites est cependant

$$\left. \frac{\partial B_z^0}{\partial r} \right|_{r=a} = 0 \quad (7.7)$$

La solution est encore du type

$$B_z^0 \propto J_m(\gamma r) \cos(m\varphi + \beta) \quad (7.8)$$

	(0,1)	(1,1)	(2,1)	(3,1)	(4,1)	(5,1)	(6,1)
$x_{m,n}$	2,405	3,832	5,136	6,380	7,016	8,417	9,936
	(1,1)	(2,1)	(3,1)	(4,1)	(5,1)	(6,1)	(2,3)
$y_{m,n}$	1,841	3,054	3,832	4,201	5,331	6,416	9,969

Figure 7.1. Racines des fonctions de Bessel et de leurs dérivées : $J_m(x_{mn}) = 0$ et $J'_m(y_{mn}) = 0$.

sauf que la condition à $r = a$ équivaut maintenant à

$$J'_m(\gamma a) = 0 \implies \gamma = y_{mn}/a, \quad \text{où } J'_m(y_{mn}) = 0 \quad (7.9)$$

où y_{mn} est la n^e racine de la dérivée de J_m . On écrit donc

$$B_z(r, \varphi) = B_{mn} J_m(y_{mn} r/a) \cos(m\varphi + \beta_{mn}) \quad (7.10)$$

et la relation de dispersion est

$$\omega^2 = \omega_{mn}^2 + c^2 k^2 \quad \omega_{mn} = \frac{c y_{mn}}{a} \quad (m \geq 0, n \geq 1) \quad (7.11)$$

Dans les deux cas (TE et TM), il y a dégénérescence double de chaque mode avec $m > 0$. Autrement dit, on peut considérer des modes en $\cos m\varphi$ ($\alpha_{mn} = \beta_{mn} = 0$) ou des modes en $\sin m\varphi$ ($\alpha_{mn} = \beta_{mn} = \pi/2$).¹ Le mode dominant est TE₁₁ ($\omega_c = 1,841c/a$), suivi de TM₀₁ ($\omega_c = 2,405c/a$).

Les autres composantes de \mathbf{E} et de \mathbf{B} se calculent en principe à partir des relations (6.10) et (6.12). On trouve

$$\begin{aligned} E_r &= \frac{1}{\gamma^2} \left\{ i \frac{\omega}{c} \frac{1}{r} \frac{\partial B_z}{\partial \varphi} + ik \frac{\partial E_z}{\partial r} \right\} & E_\varphi &= \frac{1}{\gamma^2} \left\{ -i \frac{\omega}{c} \frac{\partial B_z}{\partial r} + ik \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} \right\} \\ B_r &= \frac{1}{\gamma^2} \left\{ -i \frac{\omega \varepsilon \mu}{c} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} + ik \frac{\partial B_z}{\partial r} \right\} & B_\varphi &= \frac{1}{\gamma^2} \left\{ i \frac{\omega \varepsilon \mu}{c} \frac{\partial E_z}{\partial r} + ik \frac{1}{r} \frac{\partial B_z}{\partial \varphi} \right\} \end{aligned} \quad (7.12)$$

où, comme plus haut,

$$\gamma^2 = \frac{\varepsilon \omega^2}{c^2} - k^2 \quad (7.13)$$

Par exemple, pour le mode dominant TE₁₁, on trouve $B_z = B_{11} J_1(y_{11} r/a) \cos \varphi$ et donc

$$\begin{aligned} E_r &= -i \frac{a^2 \omega}{c y_{11}^2} \frac{B_{11}}{r} J_1(y_{11} r/a) \sin \varphi & E_\varphi &= -i \frac{a \omega}{c y_{11}} B_{11} J'_1(y_{11} r/a) \cos \varphi \\ B_r &= i \frac{ka}{y_{11}} B_{11} J'_1(y_{11} r/a) \cos \varphi & B_\varphi &= -i \frac{ka^2}{y_{11}^2} \frac{B_{11}}{r} J_1(y_{11} r/a) \sin \varphi \end{aligned} \quad (7.14)$$

¹ Cette dégénérescence se produit aussi dans le guide rectangulaire si $a = b$ (section carrée).

7.2 Distribution du courant dans un fil conducteur

Dans cette sous-section nous allons étudier comment la densité de courant se distribue dans un fil conducteur de section circulaire lorsqu'un courant de haute fréquence y circule. On trouvera que la densité de courant est maximale à la surface du fil et décroît vers l'intérieur, avec une longueur caractéristique δ , la longueur de pénétration (cf. Eq. (3.60)). Nous allons aussi calculer l'impédance d'un tel fil, pour le mode de propagation le plus simple.

Considérons un mode TM ($E_z \neq 0$) à l'intérieur d'un fil conducteur de rayon a et de conductivité σ . Supposons que E_z ne dépend que de la coordonnée radiale r . L'éq. (6.14) devient alors

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) + \gamma^2 E_z = 0 \quad (7.15)$$

Notons que, d'après les expressions (3.53), (3.60) et (6.14), la constante γ^2 est

$$\gamma^2 = \frac{4\pi i \sigma \mu \omega}{c^2} - k^2 = \frac{2i}{\delta^2} - k^2 \quad (7.16)$$

(nous supposons le rapport σ/ω assez grand pour négliger le premier terme de (3.53)). D'autre part, en supposant que $k \sim \omega/c$ dans ce genre de structure, on peut aussi négliger k en comparaison de $1/\delta$ et alors $\gamma \approx \sqrt{2i}/\delta$.

La solution à l'équation différentielle est $E_z(r) = E_z(0)J_0(\gamma r)$, où J_0 est une fonction de Bessel. Cependant, l'argument de cette fonction de Bessel est complexe, car γ^2 a une partie imaginaire. Or, la fonction de Bessel $J_0(z)$ croît avec $|z|$ si z possède une partie imaginaire non nulle. Comme la densité de courant est proportionnelle au champ ($J_z = \sigma E_z$), la distribution radiale de la densité de courant dans le fil, normalisée par la valeur de J_z à la périphérie du fil, est donnée par

$$\left| \frac{J_z(r)}{J_z(a)} \right| = \left| \frac{J_0(\gamma r)}{J_0(\gamma a)} \right| \quad \gamma = \frac{1}{\delta}(1+i) \quad (7.17)$$

Notons que nous prenons le module du courant : la phase du courant varie aussi en fonction de r . La dépendance en r de la densité de courant est illustrée sur la Fig. 7.2.

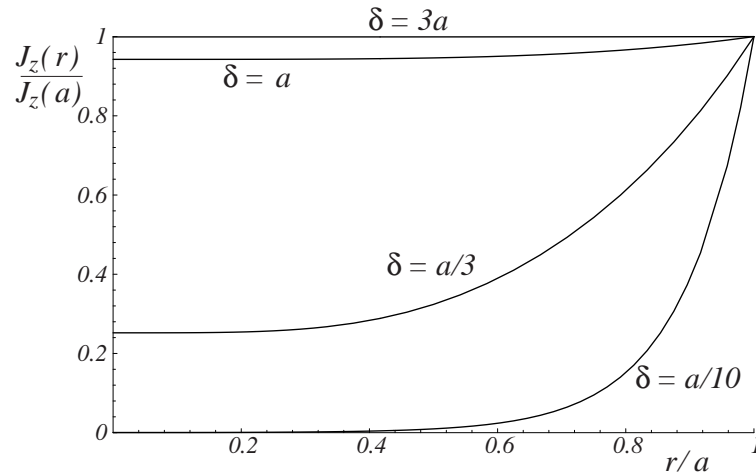


Figure 7.2. Dépendance en r du module de la densité de courant dans un fil conducteur cylindrique, normalisée à sa valeur à $r = a$, le rayon du fil, dans le régime $\omega \ll \sigma$ ou $k\delta \ll 1$. On a illustré quatre valeurs différentes de la longueur de pénétration δ .

Calcul de l'impédance

Le courant total circulant dans le fil est

$$I = 2\pi \int_0^a dr r J_z(r) = 2\pi J_z(0) \int_0^a dr r J_0(\gamma r) = \frac{2\pi a}{\gamma} J_z(0) J_1(\gamma a) \quad (7.18)$$

où on a utilisé la relation $(xJ_1(x))' = xJ_0(x)$. Notons que cette intégrale tient compte du fait que la phase de la densité de courant varie en fonction de r . La tension du fil, mesurée entre deux points de la surface séparés par une distance ℓ (supposée très courte), est

$$V = E_z(a)\ell = \frac{J_z(a)\ell}{\sigma} = \frac{J_z(0)J_0(\gamma a)\ell}{\sigma} \quad (7.19)$$

L'impédance par unité de longueur du fil est alors $Z = V/I\ell$:

$$Z = \frac{\gamma}{2\pi a \sigma} \frac{J_0(\gamma a)}{J_1(\gamma a)} \quad (7.20)$$

Évaluons cette impédance dans la limite des petites fréquences – et donc pour $k = 0$. Dans ce cas, $|\gamma| \ll 1$ et on peut utiliser le développement en série :

$$\frac{J_0(x)}{J_1(x)} \approx \frac{2}{x} \left(1 - \frac{x^2}{8}\right) \quad (7.21)$$

On trouve alors

$$Z \approx \frac{1}{\pi a^2 \sigma} - i \frac{\mu \omega}{2c^2} \quad (7.22)$$

La partie réelle est alors la résistance par unité de longueur, naturellement égale à l'inverse de la section du fil fois l'inverse de la conductivité (la résistivité). Comme $Z = R - i\omega L$, la réactance permet d'évaluer l'inductance par unité de longueur du fil : $L = \mu/2c^2$. Cette inductance est reliée au flux magnétique interne au fil. En général, elle est petite en comparaison du flux généré par une boucle ou une autre structure externe au fil. Cependant, la méthode précédente permet de la définir rigoureusement, en tant que réactance.

7.3 Fibre optique à saut d'indice

Dans cette sous-section nous étudierons les modes de propagation les plus simples dans un guide d'onde à section circulaire composé entièrement de matériau diélectrique. On supposera qu'un cylindre infini de rayon a est fait d'un matériau diélectrique de constante ε_1 et qu'il est entouré d'un milieu diélectrique de constante $\varepsilon_2 < \varepsilon_1$. On supposera que ces milieux sont non magnétiques ($\mu = 1$). Ce genre de système modélise une **fibre optique à saut d'indice**. Le premier milieu (ε_1) constitue le coeur de la fibre et le deuxième milieu (ε_2) la gaine. En réalité, la gaine ne s'étend pas à l'infini mais, pour les modes de propagation utilisés, les champs décroissent exponentiellement dans la gaine et on peut en pratique considérer celle-ci comme infinie car les champs sont suffisamment faibles sur la périphérie de la gaine.

À la différence du guide d'onde entouré de conducteur, nous devons considérer à la fois les champs dans le coeur et dans la gaine et appliquer les conditions de continuité de E_z , E_φ , et \mathbf{B} à l'interface ($r = a$). Ces conditions de continuité sont plus complexes que pour une paroi conductrice, ce qui fait qu'en général les modes TM et TE n'existent pas séparément, mais sont couplés en modes qu'on appelle HE et EH (dans le premier cas, B_z est dominant ($B_z > E_z$) alors que dans le deuxième

cas, E_z est dominant ($E_z > B_z$). L'exception à cette règle sont les modes sans dépendance en φ , qui se séparent encore en modes TE et TM.

Dans chacun des deux milieux, E_z et B_z sont régis par l'équation de Helmholtz (6.14), mais avec des constantes γ_1 et γ_2 différentes. Afin que les champs soient finis quand $r \rightarrow 0$ et $r \rightarrow \infty$, les solutions à cette équation dans les deux milieux doivent être

$$\begin{aligned} r < a : & \quad \begin{cases} E_z = A_1 J_m(\gamma_1 r) e^{im\varphi} \\ B_z = B_1 J_m(\gamma_1 r) e^{im\varphi} \end{cases} \\ r > a : & \quad \begin{cases} E_z = A_2 H_m(\gamma_2 r) e^{im\varphi} \\ B_z = B_2 H_m(\gamma_2 r) e^{im\varphi} \end{cases} \end{aligned} \quad (7.23)$$

Rappelons que la fonction de Hankel est la seule qui ne diverge pas à l'infini pour une valeur complexe de γ_2 . Si $\text{Im } \gamma_2 > 0$, on choisit $H^{(1)}$, alors que si $\text{Im } \gamma_2 < 0$, on choisit $H^{(2)}$. Comme γ_1^2 et γ_2^2 sont tous les deux réels dans les diélectriques sans pertes, on doit se résoudre à choisir γ_1 réel et γ_2 purement imaginaire. Posons donc $\gamma_1 = \gamma$ et $\gamma_2 = i\beta$, avec

$$\gamma^2 = \frac{\varepsilon_1 \omega^2}{c^2} - k^2 \quad \beta^2 = k^2 - \frac{\varepsilon_2 \omega^2}{c^2} \quad (7.24)$$

De cette expression on voit la nécessité d'avoir $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$. D'autre part, la constante de propagation k est soumise à la condition

$$\frac{\varepsilon_2 \omega^2}{c^2} < k^2 < \frac{\varepsilon_1 \omega^2}{c^2} \quad (7.25)$$

Dans ce cas, on peut utiliser la fonction de Bessel modifiée $K_m(\beta r)$ au lieu de $H^{(1)}(\gamma_2 r)$ et écrire

$$\begin{aligned} r < a : & \quad \begin{cases} E_z = A_1 J_m(\gamma r) e^{im\varphi} \\ B_z = B_1 J_m(\gamma r) e^{im\varphi} \end{cases} \\ r > a : & \quad \begin{cases} E_z = A_2 K_m(\beta r) e^{im\varphi} \\ B_z = B_2 K_m(\beta r) e^{im\varphi} \end{cases} \end{aligned} \quad (7.26)$$

Ce choix assure que l'onde ne propage pas d'énergie vers l'extérieur de la fibre, car les champs diminuent exponentiellement avec r dans la gaine.

Modes à symétrie azimutale

Concentrons-nous d'abord sur les modes de propagation sans dépendance azimutale ($m = 0$). Les solutions à l'équation de Helmholtz pour E_z et B_z et les autres composantes des champs obtenus des relations (7.12) sont

$$\begin{aligned} r < a : & \quad \begin{aligned} E_z &= A_1 J_0(\gamma r) & B_z &= B_1 J_0(\gamma r) \\ E_r &= -\frac{ik}{\gamma} A_1 J_1(\gamma r) & B_r &= -\frac{ik}{\gamma} B_1 J_1(\gamma r) \\ B_\varphi &= -\frac{i\omega\varepsilon_1}{\gamma c} A_1 J_1(\gamma r) & E_\varphi &= \frac{i\omega}{\gamma c} B_1 J_1(\gamma r) \end{aligned} \end{aligned} \quad (7.27)$$

$$\begin{aligned} r > a : & \quad \begin{aligned} E_z &= A_2 K_0(\beta r) & B_z &= B_2 K_0(\beta r) \\ E_r &= \frac{ik}{\beta} A_2 K_1(\beta r) & B_r &= \frac{ik}{\beta} B_2 K_1(\beta r) \\ B_\varphi &= \frac{i\omega\varepsilon_2}{\beta c} A_2 K_1(\beta r) & E_\varphi &= -\frac{i\omega}{\beta c} B_2 K_1(\beta r) \end{aligned} \end{aligned} \quad (7.28)$$

On constate que les modes TE et TM se séparent bien dans ce cas et nous traiterons les deux possibilités séparément.

Les conditions de continuité à $r = a$ de B_z et E_φ pour les modes TE mènent aux équations couplées suivantes :

$$B_1 J_0(\gamma a) = B_2 K_0(\beta a) \quad \frac{1}{\gamma} B_1 J_1(\gamma a) = -\frac{1}{\beta} B_2 K_1(\beta a) \quad (7.29)$$

Pour les modes TM, la continuité de E_z et B_φ impose plutôt

$$A_1 J_0(\gamma a) = A_2 K_0(\beta a) \quad \frac{\varepsilon_1}{\gamma} A_1 J_1(\gamma a) = -\frac{\varepsilon_2}{\beta} A_2 K_1(\beta a) \quad (7.30)$$

Posons $A_1 = 1$ et $B_1 = 1$, ce qui équivaut à fixer la normalisation globale de l'onde. En isolant ensuite A_2 et B_2 , les conditions de continuité peuvent être réécrites ainsi :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\gamma a} \frac{J_1(\gamma a)}{J_0(\gamma a)} &= -\frac{1}{\beta a} \frac{K_1(\beta a)}{K_0(\beta a)} & (\text{TE}) \\ \frac{\varepsilon_1}{\gamma a} \frac{J_1(\gamma a)}{J_0(\gamma a)} &= -\frac{\varepsilon_2}{\beta a} \frac{K_1(\beta a)}{K_0(\beta a)} & (\text{TM}) \end{aligned} \quad (7.31)$$

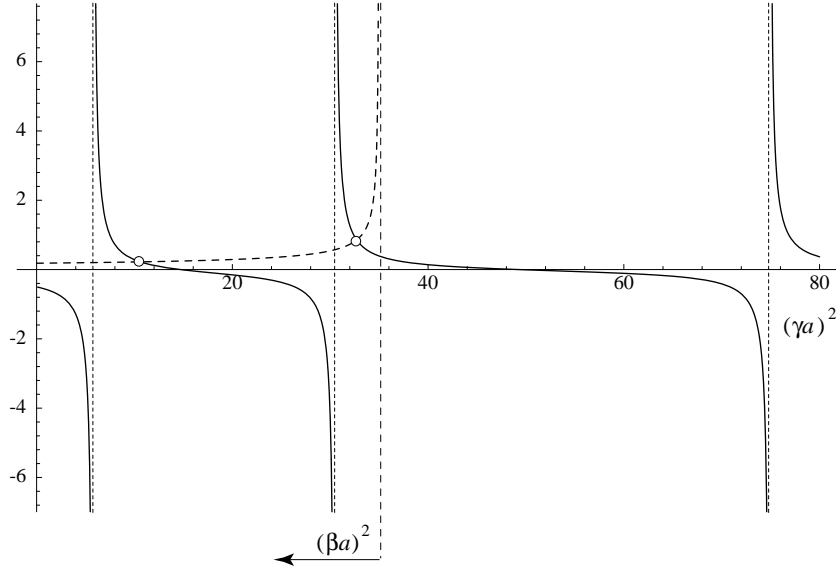


Figure 7.3. Solution graphique des équations (7.31) et (7.32). La fonction $J_1(x)/(xJ_0(x))$ apparaît en trait continu et la fonction $K_1(y)/(yK_0(y))$ apparaît en trait discontinu et à rebours, à partir de $(\gamma a)^2 = 35$. Les intersections sont marquées d'un cercle.

Ces équations peuvent être résolues de manière graphique, en tenant compte de la contrainte

$$\beta^2 + \gamma^2 = \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \quad (7.32)$$

La solution graphique se fait de la manière suivante (cf. Fig. 7.3) dans le cas des modes TE : on porte sur un graphique la fonction $f(x) = J_1(x)/(xJ_0(x))$ en fonction de x^2 ($x = \gamma a$). Sur

le même graphique, on trace la fonction $g(y) = K_1(y)/(yK_0(y))$ ($y = \beta a$), en fonction de $x^2 = -y^2 + (\omega a/c)(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)$. Les intersections des deux courbes correspondent aux solutions des équations (7.31) et (7.32). La fonction $g(y)$ est toujours positive et décroît rapidement avec y , avec une asymptote à $y = 0$. La fonction $f(x)$ possède des asymptotes aux racines de J_0 , c'est-à-dire aux valeurs $x = x_{0n}$. Si ω est trop petit, aucune intersection n'est possible. La première intersection se produit quand

$$\left(\frac{\omega a}{c}\right)^2 (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) = x_{01}^2 \quad \Rightarrow \quad \omega_{01} = \frac{cx_{01}}{a\sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}} \quad (7.33)$$

Il existe donc une fréquence de coupure. Immédiatement à cette fréquence, on a $\beta = 0$ et donc $\omega_{01} = ck/\sqrt{\varepsilon_2}$: l'onde se propage dans la gaine comme en l'absence de guidage. Quand la fréquence augmente au-delà de ω_{01} , β croît beaucoup plus rapidement que γ si $\varepsilon_1 \gg \varepsilon_2$, ce qui signifie que l'onde diminue rapidement en fonction de r dans la gaine. À chaque fois que x passe une racine de J_0 , un nouveau mode apparaît, avec fréquence de coupure

$$\omega_{0n} = \frac{cx_{0n}}{a\sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}} \quad (7.34)$$

Ces modes plus élevés présentent des oscillations radiales dans le coeur de la fibre.

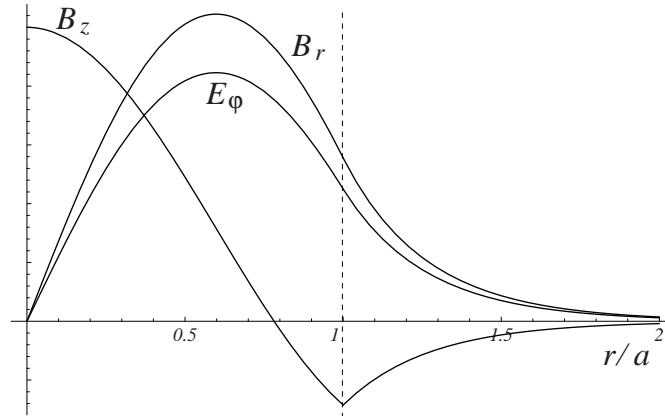


Figure 7.4. Tracé de l'amplitude des champs dans le mode TE_{01} d'une fibre à saut d'indice. Nous avons choisi $\varepsilon_1 = 2$, $\varepsilon_2 = 1$, $\omega a/c = 4,472$. Il s'ensuit que $\gamma a = 3,077$, $\beta a = 3,245$, $\omega a/c = 4,472$ et $ka = 5,525$. Notons que $\partial B_z/\partial n$ n'est pas continu dans ce cas, car la constante diélectrique est discontinue et l'équation (6.7b) prévoit alors une discontinuité dans $\partial B_z/\partial n$.

Remarques :

1. Si la fibre est excitée à une fréquence inférieure à ω_{01} , cela revient à dire que β est imaginaire. Dans ce cas, l'onde propage de l'énergie vers l'extérieur de la fibre et celle-ci agit comme une antenne et non comme un guide d'onde.
2. En pratique, dans une fibre optique, plusieurs modes sont excités en même temps : à une valeur donnée de ω correspondent plusieurs valeurs de k , une pour chaque mode admis. Ces modes ont cependant des relations de dispersion différentes, car leurs fréquences de coupure sont différentes en général.

Modes avec dépendance azimutale

Comme mentionné plus haut, les modes à dépendance azimutale ne se découpent pas en modes TE et TM, mais plutôt en modes hybrides (EH et HE) présentant une valeur non nulle à la fois de B_z et E_z . En particulier, on montre que le mode HE_{11} est dominant et ne possède pas de fréquence de coupure. Voyons cela en plus de détails. On suppose la forme suivante pour les différentes composantes des champs :

$r < a$:

$$\begin{aligned}
 E_z &= A_1 J_m(\gamma r) e^{im\varphi} \\
 E_r &= \frac{1}{\gamma^2} \left\{ -\frac{\omega m}{cr} B_1 J_m(\gamma r) + ik\gamma A_1 J'_m(\gamma r) \right\} e^{im\varphi} \\
 E_\varphi &= \frac{1}{\gamma^2} \left\{ -\frac{i\omega\gamma}{c} B_1 J'_m(\gamma r) - \frac{km}{r} A_1 J_m(\gamma r) \right\} e^{im\varphi} \\
 B_z &= B_1 J_m(\gamma r) e^{im\varphi} \\
 B_r &= \frac{1}{\gamma^2} \left\{ -\frac{\omega\varepsilon_1 m}{cr} A_1 J_m(\gamma r) + ik\gamma B_1 J'_m(\gamma r) \right\} e^{im\varphi} \\
 B_\varphi &= \frac{1}{\gamma^2} \left\{ \frac{i\omega\varepsilon_1\gamma}{c} A_1 J'_m(\gamma r) - \frac{km}{r} B_1 J_m(\gamma r) \right\} e^{im\varphi}
 \end{aligned} \tag{7.35}$$

$r > a$:

$$\begin{aligned}
 E_z &= A_2 K_m(\beta r) e^{im\varphi} \\
 E_r &= -\frac{1}{\beta^2} \left\{ -\frac{\omega m}{cr} B_2 K_m(\beta r) + ik\beta A_2 K'_m(\beta r) \right\} e^{im\varphi} \\
 E_\varphi &= -\frac{1}{\beta^2} \left\{ -\frac{i\omega\beta}{c} B_2 K'_m(\beta r) - \frac{km}{r} A_2 K_m(\beta r) \right\} e^{im\varphi} \\
 B_z &= B_2 K_m(\beta r) e^{im\varphi} \\
 B_r &= -\frac{1}{\beta^2} \left\{ -\frac{\omega\varepsilon_2 m}{cr} A_2 K_m(\beta r) + ik\beta B_2 K'_m(\beta r) \right\} e^{im\varphi} \\
 B_\varphi &= -\frac{1}{\beta^2} \left\{ \frac{i\omega\varepsilon_2\beta}{c} A_2 K'_m(\beta r) - \frac{km}{r} B_2 K_m(\beta r) \right\} e^{im\varphi}
 \end{aligned} \tag{7.36}$$

Imposer la continuité de E_z , E_φ , B_z et B_φ à l'interface $r = a$ revient à imposer le système d'équations linéaires suivant :

$$\begin{pmatrix}
 J_m(\gamma a) & -K_m(\beta a) & 0 & 0 \\
 0 & 0 & J_m(\gamma a) & -K_m(\beta a) \\
 \frac{mk}{\gamma^2 a} J_m(\gamma a) & \frac{mk}{\beta^2 a} K_m(\beta a) & \frac{i\omega}{c\gamma} J'_m(\gamma a) & \frac{i\omega}{c\beta} K'_m(\beta a) \\
 \frac{i\omega\varepsilon_1}{\gamma c} J'_m(\gamma a) & \frac{i\omega\varepsilon_2}{\beta c} K'_m(\beta a) & -\frac{mk}{\gamma^2 a} J_m(\gamma a) & -\frac{mk}{\beta^2 a} K_m(\beta a)
 \end{pmatrix}
 \begin{pmatrix}
 A_1 \\
 A_2 \\
 B_1 \\
 B_2
 \end{pmatrix} = 0 \tag{7.37}$$

Pour que ce système d'équation possède une solution non triviale, le déterminant de la matrice doit s'annuler. On montre que l'équation qui en résulte est

$$\left(\frac{\varepsilon_1 J'_m}{\gamma a} + \frac{\varepsilon_2 K'_m}{\beta a} \right) \left(\frac{1}{\gamma a} \frac{J'_m}{J_m} + \frac{1}{\beta a} \frac{K'_m}{K_m} \right) = \frac{m^2 k^2 \omega^2}{c^2 a^4 \gamma^4 \beta^4} (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2 \tag{7.38}$$

Cette équation établit une contrainte qui lie la constante de propagation k et la fréquence ω . Ses solutions fournissent donc les relations de dispersions des différents modes possibles. Une fois cette

contrainte résolue, on peut alors exprimer les constantes A_2 , B_1 et B_2 en fonction de A_1 et trouver l'expression explicite des composantes des champs dans chacun des modes de propagation.

Dans le cas $m = 0$, on retrouve bien les contraintes (7.31), car le membre de droite de l'éq. (7.38) est alors nul et l'un ou l'autre des deux facteurs doit s'annuler. Ceci a comme conséquence que les modes TE et TM ne sont pas couplés, ce qui se voit aussi bien de l'équation matricielle (7.37) quand $m = 0$. Quand la différence d'indice entre le coeur et la gaine est faible, on peut négliger $(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)$ en première approximation et on se retrouve avec un ensemble d'équations similaire :

$$\frac{1}{\beta a} \frac{K'_m(\beta a)}{K_m(\beta a)} = -\frac{1}{\gamma a} \frac{J'_m(\gamma a)}{J_m(\gamma a)} \quad \text{ou} \quad \frac{\varepsilon_2}{\beta a} \frac{K'_m(\beta a)}{K_m(\beta a)} = -\frac{\varepsilon_1}{\gamma a} \frac{J'_m(\gamma a)}{J_m(\gamma a)} \quad (7.39)$$

La solution graphique de ces équations ne montre aucune fréquence de coupure pour $m > 1$, car $J_m(0) = 0$ si $m > 0$. Bien sûr, l'effet du membre de droite de (7.38) négligé ici est de coupler les solutions TM et TE, de sorte qu'on se retrouve avec des modes de type EH (où $E_z \gg B_z$) et des modes HE (où $E_z \ll B_z$).

Quand la différence d'indice est faible, on montre aussi que les relations de dispersion pour $m + 1$ et $m - 1$ sont très semblables, de sorte qu'on peut envisager de combiner les modes $(m + 1, p)$ et $(m - 1, p)$ [p est un indice de mode pour un m donné] en des modes hybrides qu'on dénote LP_{mp}^x et LP_{mp}^y . Ces modes hybrides, comme leur notation l'indique, sont polarisés linéairement dans les directions transverses. C'est une caractéristique du cas $\varepsilon_1 - \varepsilon_2 \ll 1$ que les composantes transverses des champs sont beaucoup plus grandes que les composantes longitudinales, car dans ce cas la capacité de la fibre à guider les ondes est beaucoup moins grande et les modes sont plus semblables à ce qu'on retrouve dans l'espace indéfini.

Problème 7.1

Montrez que la résistance par unité de longueur d'un fil de section circulaire de rayon a et de conductivité σ est égale à $R = (2\pi a \delta \sigma)^{-1}$ dans la limite où $\delta \ll a$. Procédez en prenant la limite appropriée dans l'expression (7.20).

Problème 7.2

Calculez explicitement toutes les composantes des champs dans le mode TM_{01} d'un guide d'onde circulaire et illustrez les lignes de champ magnétique et électrique dans une coupe à z constant et une coupe à φ constant.

Problème 7.3

Considérez un guide d'onde creux de forme quelconque. En raison de la conductivité finie des parois, l'intensité de l'onde diminue exponentiellement le long du guide : $I(z) = I(0)e^{-2\alpha z}$, où α est le coefficient d'atténuation.

a) Montrez que

$$\alpha = \frac{\omega \zeta}{ck} \frac{\int_{\partial S} |\mathbf{B}|^2}{\int_S (|\mathbf{E}|^2 + |\mathbf{B}|^2)}$$

où \int_S signifie une intégrale (double) sur la section du guide et $\int_{\partial S}$ signifie une intégrale (simple) sur la paroi du guide à z fixe. Ici $\zeta = \omega \mu \delta / 2c$.

b) Considérons maintenant un mode TE. Montrez que l'expression ci-haut se réduit à

$$\alpha = \frac{\zeta \gamma^2 c \int_{\partial S} (|B_z|^2 + (k^2/\gamma^4) |\nabla_t B_z|^2)}{2k\omega \int_S |B_z|^2} \quad \gamma^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - k^2$$

Une intégration par parties est nécessaire au dénominateur, comme lors de la séance d'exercice du 3/2/98.

c) Calculez α dans le cas du mode TE_{mn} d'un guide circulaire de rayon a , pour lequel $B_z = AJ_m(\gamma r) \cos(m\varphi)$, où $J'_m(\gamma a) = 0$. Réponse :

$$\alpha = \frac{\zeta \gamma^2 c}{k\omega a} \left[1 + \frac{\omega^2}{c^2 \gamma^2} \frac{m^2}{\gamma^2 a^2 - m^2} \right]$$

L'intégrale suivante est nécessaire :

$$\int dx x J_m^2(bx) = \frac{1}{2} x^2 [J_m^2(bx) - J_{m-1}(bx) J_{m+1}(bx)]$$

ainsi que les relations

$$J_{m-1}(x) = \frac{m}{x} J_m(x) + J'_m(x) \quad J_{m+1}(x) = \frac{m}{x} J_m(x) - J'_m(x)$$

Problème 7.4

Nous allons étudier dans ce problème la propagation d'un mode TM dans une fibre optique à gradient d'indice, le type de fibre le plus utilisé. Nous supposons que l'indice de réfraction a la forme suivante :

$$n(r) = n_0 \sqrt{1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2}$$

où a est une distance caractéristique de la fibre et n_0 est l'indice au centre de la fibre. Nous supposons que le rayon de la fibre est suffisamment grand pour négliger les effets de bord, comme s'il était infini. Dans un milieu à indice variable, le champ électrique obéit à l'équation suivante :

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{\omega^2 \varepsilon}{c^2} \mathbf{E} = -\nabla \left(\frac{1}{\varepsilon} \nabla \varepsilon \cdot \mathbf{E} \right)$$

Nous allons négliger le membre de droite de cette équation; l'effet de la variation de l'indice de réfraction se fera sentir dans le terme en $\omega^2 \varepsilon(r)/c^2$ seulement. Ceci revient à supposer que le gradient de ε est petit, ou encore que a est grand en comparaison de la longueur d'onde utilisée.

a) Dans les conditions ci-haut, écrivez l'équation différentielle pour E_z et séparez les variables en coordonnées cartésiennes :

$$E_z = X(x)Y(y)e^{i(kz - \omega t)}$$

Démontrez que X et Y satisfont aux équations suivantes :

$$X'' - u^2 X + \alpha^2 X = 0 \quad Y'' - v^2 Y + \beta^2 X = 0 \quad (7.40)$$

en fonction des variables

$$u = \frac{\sqrt{2}x}{\ell} \quad \text{et} \quad v = \frac{\sqrt{2}y}{\ell} \quad \text{où} \quad \ell^2 = \frac{2ac}{\omega n_0}$$

et où α et β sont des constantes.

b) Démontrez que la fonction

$$X(u) = e^{-u^2/2}$$

est une solution à l'équation ci-haut et trouvez la forme correspondante de $E_z(x, y)$. Calculez ensuite les autres composantes de \mathbf{E} et de \mathbf{B} . Quelle est la relation de dispersion $\omega(k)$ de ce mode de propagation? Faites-en un schéma. Y a-t-il une fréquence de coupure?

c) Calculez le vecteur de Poynting associé à cette solution en faites un schéma de la façon dont il varie en fonction de r .

d) Passons maintenant aux modes plus élevés. Démontrez que les fonctions

$$X_m(u) = (-1)^m e^{u^2/2} \frac{d^m}{du^m} e^{-u^2}$$

sont aussi des solutions à l'équation (7.40). Pour ce faire, il vous est conseillé de suivre les étapes suivantes :

(i) démontrer que $X'_m = uX_m - X_{m+1}$ et que $X''_m = X_m + u^2X_m - 2uX_{m+1} + X_{m+2}$. (ii) démontrer que $X_{m+2} = 2uX_{m+1} - 2(m+1)X_m$ en vous servant de la relation

$$\frac{d^{m+1}}{du^{m+1}}(uf) = (m+1) \frac{d^m f}{du^m} + u \frac{d^{m+1} f}{du^{m+1}}$$

pour une fonction quelconque $f(u)$ (vous n'avez pas à démontrer cette dernière relation). (iii) substituez ces résultats dans l'équation différentielle pour X .

Un mode plus général peut donc s'écrire comme

$$E_z = X_m(u)Y_n(v)e^{i(kz-\omega t)}$$

Trouvez pour ce mode la relation entre ω et k et identifiez les fréquences de coupure ω_{mn} , s'il y a lieu.

8 Cavités électromagnétiques

Une cavité électromagnétique est un conducteur fermé de tous les côtés dans lequel le champ électromagnétique peut osciller à certaines fréquences. En général toute enceinte conductrice fermée peut faire office de cavité électromagnétique. Leur propriété générale est que des ondes progressives monochromatiques ne peuvent s'y propager : seules des ondes stationnaires existent, avec des fréquences discrètes, qu'on affuble généralement de trois indices : ω_{mnr} . Mathématiquement, le problème est de trouver explicitement les fréquences propres de la cavité ainsi que la configuration des champs constituant chaque mode d'oscillation. Ceci revient à résoudre l'équation de Helmholtz pour une des composantes de \mathbf{E} et de \mathbf{B} et à utiliser une généralisation des Éqs (6.10) et (6.12) pour trouver les autres composantes.

8.1 Cavité cylindrique générale

Concentrons-nous sur un type spécial de cavité, obtenu en ajoutant des parois planes aux deux extrémités d'un guide d'onde creux de longueur finie. Des ondes progressives ne peuvent plus se propager selon $\hat{\mathbf{z}}$, mais seulement des ondes stationnaires. Pour une valeur donnée de la fréquence, on doit superposer deux ondes progressives se propageant dans les directions z et $-z$ (c.-à-d. avec des nombres d'onde $k = q$ et $k = -q$) et obtenir une onde stationnaire satisfaisant aux conditions aux limites sur les parois situées à $z = 0$ et à $z = \ell$ (ℓ est la longueur de la cavité). Ces conditions aux limites sont $B_z = 0$ et $E_x = E_y = 0$ sur les nouvelles parois. Dans ce qui suit nous supposons que la cavité est vide ($\varepsilon = \mu = 1$).

Considérons premièrement les modes TE ($E_z = 0$). Les équations (6.10) et (6.12) deviennent alors

$$\mathbf{B}_\perp = \frac{ikc^2}{\omega_{mn}^2} \nabla_\perp B_z \quad \mathbf{E}_\perp = \frac{-ic\omega}{\omega_{mn}^2} \hat{\mathbf{z}} \wedge \nabla_\perp B_z \quad (8.1)$$

Pour obtenir une onde stationnaire respectant les conditions aux limites à $z = 0$ et $z = \ell$, on doit combiner les deux ondes suivantes :

$$B_z^{(+)} = B_z^0(x, y) e^{iqz} \quad B_z^{(-)} = B_z^0(x, y) e^{-iqz} \quad (8.2)$$

Notons que la fonction $B_z^0(x, y)$ est commune aux deux solutions ($k = q$ et $k = -q$) car seul $k^2 = q^2$ figure dans l'équation de Helmholtz. En particulier, pour que B_z s'annule à $z = 0$, on doit adopter la combinaison

$$\frac{1}{2i} (B_z^{(+)} - B_z^{(-)}) = B_z^0(x, y) \sin(qz) \quad (8.3)$$

Pour que B_z s'annule à $z = \ell$, q doit être quantifié: $q = r\pi/\ell$ où r est un entier positif. Les autres composantes sont ensuite obtenues en appliquant les relations (8.1) à $B_z^{(+)}$ et $B_z^{(-)}$ séparément et en combinant le résultat de la même manière que pour B_z :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_\perp &= \frac{1}{2i} \frac{-ic\omega}{\omega_{mn}^2} \hat{\mathbf{z}} \wedge \nabla_\perp (B_z^{(+)} - B_z^{(-)}) = \frac{-i\omega c}{\omega_{mn}^2} \hat{\mathbf{z}} \wedge \nabla_\perp B_z^0(x, y) \sin qz \\ \mathbf{B}_\perp &= \frac{1}{2i} \frac{iqc^2}{\omega_{mn}^2} \nabla_\perp (B_z^{(+)} + B_z^{(-)}) = \frac{qc^2}{\omega_{mn}^2} \nabla_\perp B_z^0(x, y) \cos qz \end{aligned} \quad (\text{TE}) \quad (8.4)$$

On remarque que \mathbf{E}_\perp s'annule à $z = 0$, comme requis.

Dans le cas des modes TM ($B_z = 0$), on doit combiner les ondes suivantes :

$$E_z^{(+)} = E_z^0(x, y) e^{iqz} \quad E_z^{(-)} = E_z^0(x, y) e^{-iqz} \quad (8.5)$$

Pour respecter les conditions aux limites, on prend plutôt la combinaison

$$\frac{1}{2} \left(E_z^{(+)} + E_z^{(-)} \right) = E_z^0(x, y) \cos(qz) \quad (8.6)$$

Les autres composantes sont alors

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_\perp &= \frac{i\omega c}{\omega_{mn}^2} \hat{\mathbf{z}} \wedge \nabla_\perp E_z^0(x, y) \cos qz \\ \mathbf{E}_\perp &= \frac{-qc^2}{\omega_{mn}^2} \nabla_\perp E_z^0(x, y) \sin qz \end{aligned} \quad (\text{TM}) \quad (8.7)$$

Les conditions aux limites à $z = 0$ et $z = \ell$ sont satisfaites, car $q = r\pi/\ell$ et \mathbf{E}_\perp s'annule à ces endroits.

Les fréquences d'oscillation sont maintenant quantifiées. Si ω_{mn} est la fréquence de coupure dans un mode (m, n) du guide d'onde correspondant ayant la même coupe transversale que la cavité, alors les fréquences d'oscillations permises sont

$$\omega_{mnr} = \sqrt{\omega_{mn}^2 + (c\pi r/\ell)^2} \quad (8.8)$$

Jusqu'ici nous avons considéré une cavité dont la section a une forme arbitraire. Concentrons-nous maintenant sur une cavité rectangulaire de dimensions $a \times b \times \ell$. Dans ce cas, il est utile d'introduire la notation suivante :

$$k_x = \frac{m\pi}{a} \quad k_y = \frac{n\pi}{b} \quad k_z = \frac{r\pi}{\ell} \quad \omega = c\sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} \quad (8.9)$$

Dans les modes TE, on montre, à l'aide des relations ci-haut, que les différentes composantes des champs sont les suivantes :

$$\begin{aligned} B_z &= B \cos k_x x \cos k_y y \sin k_z z & E_z &= 0 \\ B_x &= -\frac{k_x k_z}{k_x^2 + k_y^2} B \sin k_x x \cos k_y y \cos k_z z & E_x &= -i\frac{\omega}{c} \frac{k_y}{k_x^2 + k_y^2} B \cos k_x x \sin k_y y \sin k_z z \\ B_y &= -\frac{k_y k_z}{k_x^2 + k_y^2} B \cos k_x x \sin k_y y \cos k_z z & E_y &= i\frac{\omega}{c} \frac{k_x}{k_x^2 + k_y^2} B \sin k_x x \cos k_y y \sin k_z z \end{aligned} \quad (8.10)$$

où r doit être non nul, afin que B_z soit aussi non nul. Dans les modes TM, on trouve plutôt

$$\begin{aligned} B_z &= 0 & E_z &= E \sin k_x x \sin k_y y \cos k_z z \\ B_x &= -i\frac{\omega}{c} \frac{k_y}{k_x^2 + k_y^2} E \sin k_x x \cos k_y y \cos k_z z & E_x &= -\frac{k_x k_z}{k_x^2 + k_y^2} E \cos k_x x \sin k_y y \sin k_z z \\ B_y &= i\frac{\omega}{c} \frac{k_x}{k_x^2 + k_y^2} E \cos k_x x \sin k_y y \cos k_z z & E_y &= -\frac{k_y k_z}{k_x^2 + k_y^2} E \sin k_x x \cos k_y y \sin k_z z \end{aligned} \quad (8.11)$$

où m et n doivent être tous les deux non nuls, afin que E_z soit non nul et que la solution soit non triviale.

Évidemment, la distinction entre modes TE et TM est artificielle dans une cavité rectangulaire, car n'importe lequel des trois axes cartésiens peut être choisi comme axe du guide, dans ce cas. Les modes les plus simples sont obtenus quand deux des indices (m, n, r) sont l'unité et l'autre est nul : $(1,1,0)$, $(1,0,1)$ et $(0,1,1)$. Dans chaque cas, une seule des composantes de \mathbf{E} est non nulle (respectivement E_z , E_y et E_x) et la composante correspondante du champ \mathbf{B} s'annule (le champ \mathbf{B} circule autour de \mathbf{E}).

8.2 Facteur de qualité

On définit le **facteur de qualité** Q d'une cavité comme le rapport de l'énergie moyenne contenue dans la cavité sur la perte d'énergie par cycle d'oscillation :

$$Q = \omega_0 \frac{\text{Énergie}}{\text{Puissance perdue}} \quad (8.12)$$

où ω_0 est la fréquence du mode d'oscillation considéré. Étant donné que l'énergie U de la cavité (moyennée sur une fréquence) et la puissance dissipée sont toutes les deux proportionnelles au carré de l'amplitude des champs, le facteur Q ainsi défini est indépendant de l'amplitude et ne dépend que de la forme de la cavité, du mode d'oscillation considéré et de la conductivité des parois (ou d'autres substances contenues dans la cavité). La variation dans le temps de U est alors

$$\frac{dU}{dt} = -\frac{\omega_0}{Q}U \Rightarrow U(t) = U_0 \exp -\omega_0 t/Q \quad (8.13)$$

Comme l'énergie varie comme le carré du champ, ce dernier (électrique ou magnétique) ne varie plus de manière purement oscillatoire dans le temps, mais diminue exponentiellement :

$$E(t) = E_0 e^{-\omega_0 t/2Q} e^{-i\omega_0 t} \quad (8.14)$$

Le spectre en fréquences correspondant s'obtient par transformation de Fourier :

$$E(\omega) = \int_0^\infty dt E_0 e^{-\omega_0 t/2Q} e^{i(\omega - \omega_0)t} \quad (8.15)$$

Cette expression mène au spectre suivant :

$$|E(\omega)|^2 \propto \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + (\omega_0/2Q)^2} \quad (8.16)$$

Il s'agit d'une courbe de type Lorentzien, dont la largeur à mi-hauteur est $\Gamma = \omega_0/Q$. Plus le facteur de qualité est grand, plus le spectre autour d'une fréquence propre donnée ressemble à une fonction delta.

La perte d'énergie peut provenir de plusieurs sources : la plus évidente et la plus simple à calculer est la dissipation ohmique dans les parois, mais ce n'est pas la plus importante. Des pertes plus importantes sont dues aux orifices pratiqués dans la cavité, soit dans le but de l'exciter (par exemple à l'aide d'un câble coaxial), soit dans le but précis d'émettre du rayonnement à partir de la cavité. Des fissures non intentionnelles sont aussi une cause de dissipation d'énergie. Enfin, on utilise des cavités en physique expérimentale dans le but de soumettre un échantillon de matériau à des champs électrique ou magnétique de haute fréquence dans des directions bien déterminées (résonance paramagnétique ou paraélectrique). L'échantillon qu'on introduit dans la cavité cause alors une dissipation additionnelle d'énergie et c'est cette dissipation additionnelle qu'on désire mesurer pour caractériser le matériau.

Pour calculer la contribution ohmique au facteur Q , il faut calculer U et la perte ohmique en se servant de la formule

$$U = \frac{1}{16\pi} \int d^3r (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^* + \mathbf{B} \cdot \mathbf{B}^*) \quad (8.17)$$

pour U et de (6.57), intégré sur la surface de la cavité, pour la puissance dissipée P . Sans faire un calcul détaillé, on devine que le facteur de qualité devrait être de l'ordre de L/δ , où L est la

dimension linéaire de la cavité et δ est la longueur de pénétration. En effet, le volume dans lequel se produit la dissipation d'énergie est de l'ordre de $L^2\delta$, grosso modo la surface de la paroi multipliée par δ , alors que le volume contenant l'énergie de la cavité est de l'ordre de L^3 . Si \mathcal{E} est la densité d'énergie moyenne à l'intérieur de la cavité, il se dissipe une quantité d'énergie $\sim \mathcal{E}\delta L^2$ dans une période d'oscillation, alors que l'énergie de la cavité est $\sim \mathcal{E}L^3$, d'où $Q \sim L/\delta$.

En plus d'élargir les pics de résonance de la cavité, la dissipation produit un léger déplacement de la fréquence propre. Ceci peut être attribué à l'élargissement effectif de la cavité associé à une longueur de pénétration δ . Considérons par exemple une cavité cubique de côté L . La fréquence d'un mode particulier varie comme L^{-1} , de sorte qu'une augmentation $L \rightarrow L + \delta$ de la largeur produit un déplacement de la fréquence $\Delta\omega = -\omega\delta/L \sim -\omega/Q$. Un calcul plus détaillé (basé sur des principes plus rigoureux) produit plutôt le déplacement suivant :

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = -\frac{1}{2Q} \quad (8.18)$$

Une formule plus générale du déplacement de la fréquence de résonance due à une perturbation de la cavité est due à Slater :

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\Delta U_H - \Delta U_E}{U_{\text{tot.}}}$$

où ΔU_H est la variation d'énergie magnétique introduite par la perturbation, ΔU_E la variation correspondante dans l'énergie électrique, et $U_{\text{tot.}}$ l'énergie totale.

Problème 8.1

Considérez une cavité rectangulaire de dimensions a , b et ℓ dans les directions x , y et z respectivement, avec $a < b < \ell$. Les parois de cette cavité ont une conductivité σ .

- Donnez une expression explicite pour toutes les composantes de \mathbf{E} et \mathbf{B} dans le mode TE_{011} . Esquissez les lignes de champs (\mathbf{E} et \mathbf{B}) dans ce mode.
- Calculez le facteur de qualité Q (supposez une longueur de pénétration δ à la fréquence choisie).

Problème 8.2

Une cavité électromagnétique a la forme d'une boîte de conserve : un cylindre de rayon a et de longueur d . Le milieu à l'intérieur de la cavité est semblable au vide ($\epsilon = \mu = 1$). Les parois sont faites d'un bon conducteur (conductivité σ et $\mu = 1$). Le but de cet exercice est de calculer le facteur de qualité Q de la cavité dans le mode TM_{011} .

- Dans le mode TM_{011} , la composante E_z est donnée par

$$E_z(r, \varphi, z) = E_{01} J_0(x_{01} r/a) \cos(\pi z/d)$$

Calculez explicitement toutes les autres composantes des champs électrique et magnétique (E_r , E_φ , B_r , B_φ , B_z).

- Calculez la puissance dissipée sur les parois de la cavité. La solution comporte la constante $J_1(x_{01})$, que vous pouvez laisser telle quelle. L'intégrale suivante pourrait être utile :

$$\int dx x J_m^2(bx) = \frac{1}{2} x^2 [J_m^2(bx) - J_{m-1}(bx) J_{m+1}(bx)]$$

- Calculez l'énergie emmagasinée dans la cavité et ensuite le facteur de qualité Q . Exprimez ce dernier seulement en fonction de la longueur de pénétration δ et des dimensions a et d de la cavité.

9 Rayonnement d'ondes électromagnétiques

Dans cette section, nous verrons comment le rayonnement des ondes électromagnétiques par une source peut être calculé en général. Nous nous concentrerons sur le cas où la source du rayonnement est une densité de courant et de charge animée d'un mouvement sinusoïdal de fréquence ω . Dans tout ce qui suit, nous considérerons la propagation des ondes électromagnétiques dans le vide : $\mathbf{D} = \mathbf{E}$ et $\mathbf{H} = \mathbf{B}$.

9.1 Potentiels retardés

Équation de Helmholtz

Nous n'avons pas jusqu'ici utilisé les potentiels électromagnétiques \mathbf{A} et Φ . C'est maintenant qu'ils entrent en scène. Nous allons premièrement démontrer que ces potentiels, dans le cas où la jauge de Lorentz (1.13) est imposée, obéissent à l'équation d'onde inhomogène :

$$\begin{aligned}\nabla^2\Phi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} &= -4\pi\rho \\ \nabla^2\mathbf{A} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\mathbf{A}}{\partial t^2} &= -\frac{4\pi}{c}\mathbf{J}\end{aligned}\quad (9.1)$$

Pour ce faire, il suffit de substituer dans les équations de Maxwell l'expression des champs électromagnétiques en fonction des potentiels :

$$\mathbf{E} = -\nabla\Phi - \frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t} \quad \mathbf{B} = \nabla\wedge\mathbf{A} \quad (9.2)$$

La loi de Faraday et la relation $\nabla\cdot\mathbf{B} = 0$ sont automatiquement satisfaites. La loi de Gauss et la loi d'Ampère prennent ensuite la forme suivante :

$$\nabla^2\Phi + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\nabla\cdot\mathbf{A} = -4\pi\rho \quad (9.3)$$

$$\nabla(\nabla\cdot\mathbf{A}) - \nabla^2\mathbf{A} + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\nabla\Phi + \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\mathbf{A}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{J} \quad (9.4)$$

où on s'est servi de l'identité

$$\nabla\wedge(\nabla\wedge\mathbf{A}) = \nabla(\nabla\cdot\mathbf{A}) - \nabla^2\mathbf{A} \quad (9.5)$$

Les potentiels ne sont pas uniquement déterminés par les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} . Il est toujours possible de les modifier en procédant à une transformation de jauge

$$\Phi \rightarrow \Phi - \frac{1}{c}\frac{\partial\xi}{\partial t} \quad \mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A} + \nabla\xi \quad (9.6)$$

où $\xi(\mathbf{r}, t)$ est une fonction quelconque de la position et du temps. Cet arbitraire dans les potentiels nous permet d'imposer jauge de Lorentz (1.13) :

$$\nabla\cdot\mathbf{A} + \frac{1}{c}\frac{\partial\Phi}{\partial t} = 0 \quad (1.13)$$

On vérifie facilement que les équations (9.3) et (9.4) prennent la forme (9.1) lorsque la condition (1.13) est substituée.

Il s'agit maintenant de trouver une solution générale aux équations (9.1). Commençons par l'écrire de manière plus générale, en fonction d'une amplitude $\psi(\mathbf{r}, t)$ pouvant signifier Φ ou toute composante de \mathbf{A} :

$$\nabla^2 \psi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = -\xi(\mathbf{r}, t) \quad (9.7)$$

où $\xi(\mathbf{r}, t)$ est une fonction quelconque de l'espace et du temps. Afin de nous débarrasser de l'aspect temporel de cette équation, nous considérons les transformées de Fourier

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \int \frac{d\omega}{2\pi} \tilde{\psi}(\mathbf{r}, \omega) e^{-i\omega t} \quad \xi(\mathbf{r}, t) = \int \frac{d\omega}{2\pi} \tilde{\xi}(\mathbf{r}, \omega) e^{-i\omega t} \quad (9.8)$$

En substituant dans l'équation d'onde inhomogène, on trouve directement l'équation de Helmholtz :

$$\nabla^2 \tilde{\psi} + k^2 \tilde{\psi} = -\tilde{\xi}(\mathbf{r}) \quad (9.9)$$

où k est ici défini comme ω/c . On obtient le même résultat lorsqu'on suppose d'emblée que la source ξ et l'onde ψ oscillent à une fréquence ω bien déterminée. Nous allons résoudre de manière générale l'équation de Helmholtz par la méthode de la fonction de Green.

Fonction de Green

On définit la **fonction de Green** $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ de l'équation de Helmholtz comme étant sa solution pour une source ponctuelle située à \mathbf{r}' :

$$(\nabla^2 + k^2)G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (9.10)$$

La solution précise de cette équation – et donc la forme précise de la fonction G – dépend des conditions aux limites imposées au problème. La fonction de Green $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ possède deux arguments : le point d'observation \mathbf{r} et le point de source \mathbf{r}' . L'interprétation physique de $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ est l'amplitude, au point \mathbf{r} , de l'onde créée par une source monochromatique située au point \mathbf{r}' .

Si la fonction de Green est connue, alors on peut écrire la solution générale à l'équation de Helmholtz (9.9) en utilisant le principe de superposition :

$$\tilde{\psi}(\mathbf{r}, \omega) = \int d^3 r' G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \tilde{\xi}(\mathbf{r}', \omega) \quad (9.11)$$

En effet, en appliquant l'opérateur $\nabla^2 + k^2$ à cette expression, on trouve

$$\begin{aligned} (\nabla^2 + k^2)\tilde{\psi}(\mathbf{r}, \omega) &= \int d^3 r' (\nabla^2 + k^2)G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \tilde{\xi}(\mathbf{r}', \omega) \\ &= - \int d^3 r' \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \tilde{\xi}(\mathbf{r}', \omega) \\ &= -\tilde{\xi}(\mathbf{r}, \omega) \end{aligned} \quad (9.12)$$

ce qui est bien l'équation (9.9).

Trouvons maintenant la fonction de Green dans le cas du rayonnement d'une onde dans l'espace infini, en l'absence d'obstacle. Dans ce cas, l'invariance par translation fait que la fonction $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ ne dépend que de la position relative $\mathbf{r} - \mathbf{r}'$ du point d'observation par rapport à la source et l'invariance par rotation fait que G ne dépend que de la distance $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ entre le point d'observation

et la source. Pour trouver la forme précise de la fonction $G(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)$, plaçons la source à l'origine ($\mathbf{r}' = 0$) et utilisons les coordonnées sphériques. Comme G ne dépend pas des angles, on trouve

$$\frac{1}{r} \frac{d^2}{dr^2}(rG) + k^2 G = -\delta(\mathbf{r}) \quad (9.13)$$

Si $r \neq 0$, cette équation est homogène (c'est-à-dire le membre de droite s'annule) et sa solution est

$$A \frac{e^{ikr}}{r} + B \frac{e^{-ikr}}{r} \quad (9.14)$$

où A et B sont des constantes. Si on ajoute à cette solution la dépendance temporelle, qui se traduit par un facteur oscillant $e^{-i\omega t}$, on constate que le premier terme représente une onde *sortante*, c'est-à-dire qui s'éloigne de la source, alors que le deuxième terme représente une onde *rentrante*. Le bon sens commande donc de rejeter le deuxième terme : les conditions aux limites du rayonnement sont justement que l'onde s'éloigne de la source et non qu'elle s'en approche.

Jusqu'ici, la fonction delta n'a joué aucun rôle. En fait, elle fixe la normalisation de G : la constante A . On peut déterminer cette constante en demandant que la fonction de Green prenne la valeur statique bien connue $1/4\pi r$ dans la limite $k \rightarrow 0$. On trouve ainsi $A = 1/4\pi$. Une démonstration plus complète de la valeur de A consiste à intégrer l'équation (9.10) à l'intérieur d'une sphère de rayon infinitésimal a centrée à l'origine. La solution trouvée ci-haut devient alors $G \rightarrow A/r$, car $kr \rightarrow 0$. En utilisant le théorème de Gauss et cette expression limite de G , on trouve

$$\begin{aligned} \int_V (\nabla^2 + k^2)G(r) &= \int_S \mathbf{d}\mathbf{a} \cdot \nabla G(r) + 4\pi k^2 \int_0^a dr r^2 G(r) \\ &= -4\pi A + 2\pi A k^2 a^2 \end{aligned} \quad (9.15)$$

Comme $a \rightarrow 0$, le deuxième terme disparaît. D'autre part, l'intégrale de l'éq. (9.10) dans cette sphère donne -1 en raison de la fonction delta du membre de droite. On en conclut que $A = 1/4\pi$, comme anticipé. En bref, la fonction de Green recherchée est

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{4\pi} \frac{\exp ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (9.16)$$

La solution générale à l'équation (9.9) est donc

$$\tilde{\psi}(\mathbf{r}, \omega) = \int d^3r' \frac{1}{4\pi} \frac{\exp ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \tilde{\xi}(\mathbf{r}', \omega) \quad (9.17)$$

Potentiels retardés

Rétablissons maintenant la dépendance temporelle en calculant la transformée de Fourier, c'est-à-dire en passant de $\tilde{\psi}(\mathbf{r}, \omega)$ à $\psi(\mathbf{r}, t)$:

$$\begin{aligned} \psi(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{4\pi} \int \frac{d\omega}{2\pi} e^{-i\omega t} \int d^3r' \tilde{\xi}(\mathbf{r}', \omega) \frac{e^{i\omega|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|/c}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \\ &= \frac{1}{4\pi} \int d^3r' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \int \frac{d\omega}{2\pi} e^{-i\omega(t - |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|/c)} \tilde{\xi}(\mathbf{r}', \omega) \\ &= \frac{1}{4\pi} \int d^3r' \frac{\xi(\mathbf{r}', t')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad \text{où} \quad t' \equiv t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c} \end{aligned} \quad (9.18)$$

Appliquons ce résultat aux potentiels électromagnétiques. Dans le cas du potentiel électrique, $\xi = 4\pi\rho$, alors que dans le cas de la composante A^a du potentiel vecteur ($a = 1, 2, 3$), $\xi = 4\pi J^a/c$. On trouve donc la solution générale à l'équation d'onde (9.1) pour les potentiels électromagnétiques :

$$\boxed{\begin{aligned}\Phi(\mathbf{r}, t) &= \int d^3r' \frac{\rho(\mathbf{r}', t')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} & t' &\equiv t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c} \\ \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{c} \int d^3r' \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}', t')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}\end{aligned}} \quad (9.19)$$

Les potentiels ainsi obtenus portent le nom de **potentiels retardés**. Ils ont la même forme qu'en électrostatique ou en magnétostatique, sauf que les sources contribuent non pas au temps d'observation t , mais au temps antérieur $t' = t - |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|/c$. La différence entre les deux est le temps qu'il faut à un signal se propageant à la vitesse de la lumière pour aller de \mathbf{r}' vers \mathbf{r} .

9.2 Rayonnement par une source monochromatique

Dans cette section nous étudions le rayonnement par une source monochromatique quelconque, dans l'approximation où la distance r au point d'observation est beaucoup plus grande que la longueur d'onde du rayonnement ou que la taille des sources. Considérons un système de charges et de courants tel que les densités ρ et \mathbf{J} ont une dépendance harmonique dans le temps :

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \rho(\mathbf{r})e^{-i\omega t} \quad \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{J}(\mathbf{r})e^{-i\omega t} \quad (9.20)$$

Ceci n'est pas une restriction véritable, car une densité quelconque, qui ne respecte généralement pas ce critère, peut toujours être exprimée comme une transformée de Fourier dans le temps, et chaque composante de Fourier respecte alors séparément cette condition. Il suffirait alors de déterminer le rayonnement par une source monochromatique pour ensuite, par transformée inverse de Fourier, obtenir le rayonnement produit par la source originale.

Concentrons-nous sur la densité de courant et le potentiel vecteur. Le champ magnétique est alors obtenu par $\mathbf{B} = \nabla \wedge \mathbf{A}$ et le champ électrique par la loi d'Ampère-Maxwell : $\mathbf{E} = (i/k)\nabla \wedge \mathbf{B}$ où $k = \omega/c$. D'après l'éq. (9.19), le potentiel vecteur retardé est

$$\begin{aligned}\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{c} \int d^3r' \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}', t - |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|/c)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \\ &= \frac{e^{-i\omega t}}{c} \int d^3r' \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}') e^{ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}\end{aligned} \quad (9.21)$$

et l'intégration est prise sur la région qui contient les charges en mouvement.

Il y a ici deux longueurs caractéristiques : la dimension ℓ du système radiant (la longueur d'une antenne, par exemple) et la longueur d'onde $\lambda = 2\pi/k$ du rayonnement. Nous allons supposer que le point d'observation est très éloigné: $r \gg \ell$ et $r \gg \lambda$. On dit alors que l'observateur se situe dans la **zone de rayonnement**. Se restreindre à la zone de rayonnement équivaut à l'approximation de Fraunhofer dans la théorie de la diffraction.¹ Prenons l'origine des coordonnées au centre de la

¹ On définit aussi la **zone statique** par la condition $\ell \ll r \ll \lambda$. Dans cette zone l'effet du retard est négligeable et on obtient la même expression pour \mathbf{A} que dans le cas statique, sauf pour une dépendance harmonique dans le temps. Cette zone n'existe bien sûr que pour des systèmes petits par rapport à la longueur d'onde ($\ell \ll \lambda$).

source des courants. Si $\hat{\mathbf{r}}$ est la normale à partir de l'origine et r la distance à l'origine, on peut faire l'approximation suivante suffisamment loin des sources :

$$|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \approx r - \hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{r}' \quad (9.22)$$

On utilise donc l'expression approchée suivante de la fonction de Green :

$$\frac{1}{4\pi} \frac{\exp ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \approx \frac{e^{ikr}}{4\pi r} e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}'} \quad (9.23)$$

où on a introduit le vecteur d'onde $\mathbf{k} = k\hat{\mathbf{r}}$. Il s'agit du premier terme d'un double développement en r'/r et en λ/r . Les termes négligés décroissent comme $1/r^2$ aux grandes distances et n'auront pas de conséquence sur le rayonnement comme tel. On peut finalement écrire

$$\boxed{\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{e^{ikr}}{cr} \mathbf{N}(\mathbf{k}) \quad \mathbf{N}(\mathbf{k}) \equiv \int d^3r' \mathbf{J}(\mathbf{r}') e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}'}} \quad (9.24)$$

le vecteur $\mathbf{N}(\mathbf{k})$, qui ne dépend que de la direction du point d'observation, est appelé **vecteur de rayonnement**. Notons que, dans les cas où la distribution de courant est portée par un fil dont on peut négliger l'épaisseur, on peut remplacer l'élément de courant $d^3r\mathbf{J}$ par $I d\mathbf{l}$, où I est le courant porté par le fil et $d\mathbf{l}$ l'élément vectoriel de circuit (l'élément de longueur du circuit, dans la direction du fil). On trouve alors l'expression équivalente

$$\mathbf{N}(\mathbf{k}) \equiv I \int d\mathbf{l}' e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}'} \quad (9.25)$$

où l'intégrale est prise le long du circuit, \mathbf{r}' étant la coordonnée de l'élément $d\mathbf{l}'$.

Une expression semblable existe pour le potentiel électrique :

$$\Phi(\mathbf{r}) = \frac{e^{ikr}}{r} \tilde{\rho}(\mathbf{k}) \quad \tilde{\rho}(\mathbf{k}) \equiv \int d^3r' \rho(\mathbf{r}') e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}'} \quad (9.26)$$

On constate que les potentiels sont des ondes sortantes e^{ikr}/r , modulées selon les directions par la transformée de Fourier de la distribution de courant ou de charge (selon le cas) au vecteur d'onde $\mathbf{k} = k\hat{\mathbf{r}}$. Notons que l'équation de continuité nous permet d'exprimer $\tilde{\rho}$ en fonction de \mathbf{N} . En effet,

$$\nabla \cdot \mathbf{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = \nabla \cdot \mathbf{J} - i\omega \rho = 0 \quad \Longrightarrow \quad \rho = \frac{-i}{\omega} \nabla \cdot \mathbf{J} \quad (9.27)$$

et donc

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}(\mathbf{k}) &= \frac{-i}{\omega} \int d^3r \nabla \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \\ &= \frac{i}{\omega} \int d^3r \mathbf{J}(\mathbf{r}) \cdot \nabla e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \\ &= \frac{1}{\omega} \int d^3r \mathbf{J}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{k} e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \\ &= \frac{1}{c} \hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{N}(\mathbf{k}) \end{aligned} \quad (9.28)$$

Calculons maintenant les champs, en commençant par le champ magnétique :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \nabla \wedge \mathbf{A} = \nabla(e^{ikr}/cr) \wedge \mathbf{N}(\mathbf{k}) + \frac{e^{ikr}}{cr} \nabla \wedge \mathbf{N}(\mathbf{k}) \quad (9.29)$$

Cependant,

$$\nabla(e^{ikr}/cr) = (ikr - 1) \frac{e^{ikr}}{cr^2} \hat{\mathbf{r}} \quad (9.30)$$

Dans la zone de rayonnement, le premier terme de la parenthèse domine et on peut négliger le deuxième. De même, on néglige $\nabla \wedge \mathbf{N}(\mathbf{k})$ car la partie angulaire du gradient comporte une puissance de $1/r$. On peut donc écrire, dans la zone de rayonnement,

$$\boxed{\mathbf{B} = \frac{ik}{c} \frac{e^{ikr}}{r} \hat{\mathbf{r}} \wedge \mathbf{N}(\mathbf{k})} \quad (9.31)$$

Le champ électrique s'obtient de façon similaire :

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= -\nabla\Phi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \\ &\approx ik \frac{e^{ikr}}{r} \left(-\tilde{\rho}(\mathbf{k}) \hat{\mathbf{r}} + \frac{1}{c} \mathbf{N} \right) \\ &= ik \frac{e^{ikr}}{cr} (\mathbf{N} - \hat{\mathbf{r}}(\hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{N})) \end{aligned} \quad (9.32)$$

où l'approximation est valable dans la zone de rayonnement ($kr \gg 1$). Cette relation peut aussi s'écrire

$$\boxed{\mathbf{E} = \mathbf{B} \wedge \hat{\mathbf{r}}} \quad (9.33)$$

et est toute naturelle si on considère que l'onde sphérique devient pratiquement une onde plane se propageant dans la direction $\hat{\mathbf{r}}$ lorsque $kr \gg 1$.

Le vecteur de Poynting moyenné dans le temps est, quant à lui,

$$\langle \mathbf{S} \rangle = \frac{c}{8\pi} \text{Re} (\mathbf{E} \wedge \mathbf{B}^*) = \frac{c}{8\pi} |\mathbf{B}|^2 \hat{\mathbf{r}} \quad (9.34)$$

Il est important que le vecteur de Poynting décroisse comme $1/r^2$, car ceci permet au flux d'énergie associé de s'échapper à l'infini. En effet, le flux d'énergie à travers une sphère de rayon R très grand est alors indépendant de R et équivaut à la puissance totale rayonnée par le système. La quantité d'intérêt ici est la puissance rayonnée par angle solide:

$$\boxed{\frac{dP}{d\Omega} = r^2 \langle \mathbf{S} \cdot \hat{\mathbf{r}} \rangle = \frac{k^2}{8\pi c} |\hat{\mathbf{r}} \wedge \mathbf{N}(\mathbf{k})|^2} \quad (9.35)$$

Si le vecteur \mathbf{N} est réel (plus précisément, si toutes les composantes de \mathbf{N} ont la même phase), alors cette relation peut s'écrire

$$\frac{dP}{d\Omega} = r^2 \langle \mathbf{S} \cdot \hat{\mathbf{r}} \rangle = \frac{1}{8\pi c} k^2 |\mathbf{N}(\mathbf{k})|^2 \sin^2 \gamma \quad (9.36)$$

où γ est l'angle entre $\hat{\mathbf{r}}$ et $\mathbf{N}(\mathbf{k})$.

Il est souvent utile dans ce contexte de décomposer le vecteur de rayonnement en composantes sphériques :

$$\mathbf{N}(\mathbf{k}) = N_r \hat{\mathbf{r}} + N_\theta \hat{\boldsymbol{\theta}} + N_\varphi \hat{\boldsymbol{\varphi}} \quad (9.37)$$

En fonction de ces composantes, on voit immédiatement que

$$\mathbf{B} = \frac{ik}{c} \frac{e^{ikr}}{r} (N_\theta \hat{\boldsymbol{\varphi}} - N_\varphi \hat{\boldsymbol{\theta}}) \quad \mathbf{E} = \frac{ik}{c} \frac{e^{ikr}}{r} (N_\theta \hat{\boldsymbol{\theta}} + N_\varphi \hat{\boldsymbol{\varphi}}) \quad (9.38)$$

La puissance rayonnée est alors

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{k^2}{8\pi c} (|N_\theta|^2 + |N_\varphi|^2) \quad (9.39)$$

9.3 Rayonnement dipolaire électrique

Le vecteur de rayonnement $\mathbf{N}(\mathbf{k})$ s'obtient en évaluant explicitement l'expression (9.24), lorsque la distribution de courant est connue. Cependant, même pour une distribution compliquée, on peut arriver à certaines conclusions générales lorsque la taille ℓ de la distribution de courant est petite en comparaison avec la longueur d'onde du système. Dans ce cas, l'exposant $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}'$ est toujours petit et on a avantage à développer l'exponentielle de (9.24) en série. Le terme d'ordre m est donné par

$$\mathbf{N}^{(m)}(\mathbf{k}) = \frac{(-ik)^m}{m!} \int d^3r' \mathbf{J}(\mathbf{r}') (\hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{r}')^m \quad (9.40)$$

On voit que ce terme est de l'ordre de $(k\ell)^m$. En supposant que $k\ell \ll 1$, seul le premier terme non nul apportera une contribution appréciable.

Le terme $m = 0$ s'écrit

$$\mathbf{N}^{(0)}(\mathbf{k}) = \int d^3r' \mathbf{J}(\mathbf{r}') \quad (9.41)$$

Dans une situation statique, cette expression est nulle, car dans ce cas $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ et les lignes de densité de courant sont toujours fermées. Au contraire, dans une situation dynamique, on calcule que

$$\int d^3r J_k(\mathbf{r}) = \int d^3r J_i (\partial_i x_k) = - \int d^3r (\partial_i J_i) x_k = \frac{\partial}{\partial t} \int d^3r \rho(\mathbf{r}) x_k \quad (9.42)$$

Rappelons que le moment dipolaire électrique \mathbf{d} d'une distribution a l'expression suivante :

$$\mathbf{d} = \int d^3r \mathbf{r} \rho(\mathbf{r}) \quad (9.43)$$

On peut donc écrire

$$\mathbf{N}_{\text{d.é.}}^{(0)}(\mathbf{k}) = \frac{\partial \mathbf{d}}{\partial t} = -ikc\mathbf{d} \quad (9.44)$$

Calculons maintenant les champs. Selon (9.31) et (9.32), on a

$$\mathbf{B} = k^2 \frac{e^{ikr}}{r} \hat{\mathbf{r}} \wedge \mathbf{d} \quad \mathbf{E} = \mathbf{B} \wedge \hat{\mathbf{r}} \quad (9.45)$$

Le vecteur \mathbf{E} se situe donc dans le plan formé par $\hat{\mathbf{r}}$ et \mathbf{d} .

Selon (9.35), la dépendance angulaire de l'intensité du rayonnement est

$$\boxed{\frac{dP}{d\Omega} = \frac{ck^4 d^2}{8\pi} \sin^2 \theta} \quad (9.46)$$

où l'angle θ sépare $\hat{\mathbf{r}}$ de \mathbf{d} . Aucun rayonnement n'est émis dans la direction du dipôle ($\theta = 0$) et le rayonnement est maximal dans le plan perpendiculaire au dipôle ($\theta = 90^\circ$). La puissance totale rayonnée est

$$P = \frac{c}{8\pi} k^4 d^2 \int d\Omega \sin^2 \theta = \frac{ck^4}{3} d^2 \quad (9.47)$$

Notons que, en posant $\mathbf{d} = d\hat{\mathbf{z}}$, les composantes sphériques du vecteur de rayonnement sont

$$N_\theta = ikcd \sin \theta \quad N_\varphi = 0$$

et donc les relations ci-haut peuvent s'exprimer comme

$$\mathbf{B} = -k^2 d \frac{e^{ikr}}{r} \sin \theta \hat{\boldsymbol{\varphi}} \quad \mathbf{E} = -k^2 d \frac{e^{ikr}}{r} \sin \theta \hat{\boldsymbol{\theta}} \quad (9.48)$$

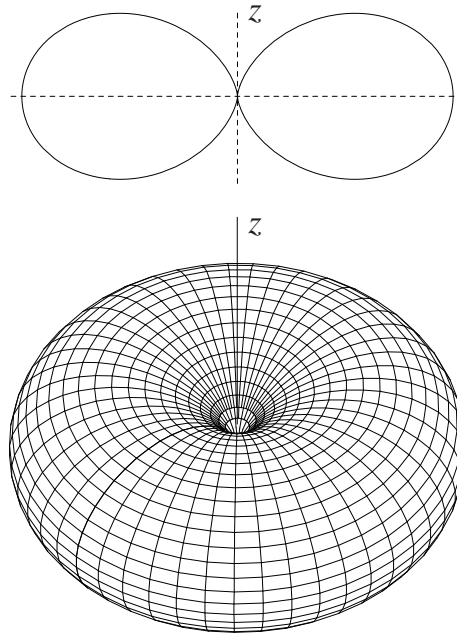


Figure 9.1. Patron de rayonnement dipolaire : projection à angle φ fixe et vue tridimensionnelle

Particule en oscillation et rayonnement dipolaire

Considérons maintenant une particule de charge e en oscillation linéaire à une fréquence ω et d'amplitude A autour de l'origine. Une telle particule possède un moment dipolaire oscillant d'amplitude $d = eA$ et une accélération oscillante d'amplitude $a = \omega^2 A$. Il n'est pas évident que la formule (9.46) soit applicable ici, puisque les distributions de charge et de courant associées à cette particule ponctuelle en oscillation ne dépendent pas du temps de manière harmonique si on se place à une position \mathbf{r} bien précise, contrairement à l'hypothèse (9.20). Néanmoins, si on utilise la relation (9.46), on trouve

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2 a^2}{8\pi c^3} \sin^2 \theta \quad (9.49)$$

Comme l'accélération quadratique moyenne de la particule en oscillation est en fait $\langle a^2 \rangle = \frac{1}{2} a^2$, on peut écrire

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{2e^2 \langle a^2 \rangle}{8\pi c^3} \sin^2 \theta \quad (9.50)$$

Nous retrouverons cette relation, de manière plus rigoureuse et sans la valeur moyenne, dans la section 13 (cf. éq. (13.25)).

9.4 Rayonnement dipolaire magnétique

Considérons maintenant le terme $m = 1$ dans l'éq.(9.40):

$$\mathbf{N}^{(1)}(\mathbf{k}) = -ik \int d^3 r' \mathbf{J}(\mathbf{r}') \hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{r}' \quad (9.51)$$

Utilisons ensuite la décomposition suivante, qu'on démontre simplement en développant le double produit vectoriel :

$$(\hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{r}') \mathbf{J} = \frac{1}{2} ((\hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{J}) \mathbf{r}' + (\hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{r}') \mathbf{J}) + \frac{1}{2} (\mathbf{r}' \wedge \mathbf{J}) \wedge \hat{\mathbf{r}} \quad (9.52)$$

Le second terme est égal à $c\mathbf{M} \wedge \hat{\mathbf{r}}$, où \mathbf{M} est l'aimantation associée à la distribution de courant, définie par

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}') = \frac{1}{2c} \mathbf{r}' \wedge \mathbf{J}(\mathbf{r}') \quad (9.53)$$

En intégrant, on trouve $c\mathbf{m} \wedge \hat{\mathbf{r}}$, où \mathbf{m} est le moment dipolaire magnétique de la distribution :

$$\mathbf{m} = \int d^3 r' \mathbf{M}(\mathbf{r}') \quad (9.54)$$

On écrit donc

$$\mathbf{N}_{\text{d.m.}}(\mathbf{k}) = -ikc\mathbf{m} \wedge \hat{\mathbf{r}} \quad (9.55)$$

Nous verrons plus tard quelle est la contribution du premier terme. Rappelons que le moment dipolaire magnétique produit par une boucle plane de courant I est perpendiculaire à la boucle et que sa grandeur est I/c fois l'aire de la boucle.

Les champs correspondant aux potentiel dipolaire magnétique se calculent exactement comme ceux du potentiel dipolaire électrique ci-haut : il suffit de remplacer \mathbf{d} par $\mathbf{m} \wedge \hat{\mathbf{r}}$:

$$\mathbf{B} = k^2 \frac{e^{ikr}}{r} \hat{\mathbf{r}} \wedge (\mathbf{m} \wedge \hat{\mathbf{r}}) \quad \mathbf{E} = k^2 \frac{e^{ikr}}{r} \mathbf{m} \wedge \hat{\mathbf{r}} \quad (9.56)$$

Dans ce cas, le champ électrique est perpendiculaire au plan formé par $\hat{\mathbf{r}}$ et \mathbf{m} . Notons que $\mathbf{B} = -\mathbf{E} \wedge \hat{\mathbf{r}}$. On passe donc du rayonnement dipolaire électrique au rayonnement dipolaire magnétique en faisant la substitution $\mathbf{E} \rightarrow \mathbf{B}$, $\mathbf{B} \rightarrow -\mathbf{E}$ et $\mathbf{d} \rightarrow \mathbf{m}$.

En posant $\mathbf{m} = m\hat{\mathbf{z}}$, les composantes sphériques du vecteur de rayonnement sont

$$N_\varphi = -ikcm \sin \theta \quad N_\theta = 0 \quad (9.57)$$

et donc les relations ci-haut peuvent s'exprimer comme

$$\mathbf{B} = -k^2 m \frac{e^{ikr}}{r} \sin \theta \hat{\boldsymbol{\theta}} \quad \mathbf{E} = k^2 m \frac{e^{ikr}}{r} \sin \theta \hat{\boldsymbol{\varphi}} \quad (9.58)$$

La puissance rayonnée est

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{ck^4 m^2}{8\pi} \sin^2 \theta \quad (9.59)$$

9.5 Rayonnement quadrupolaire électrique

Considérons maintenant le premier terme de (9.52):

$$\begin{aligned} n_i(J_i x_k + J_k x_i) &= n_i(J_l x_k \partial_l x_i + J_k x_i) \\ &= n_i \partial_l (J_l x_k x_i) - n_i \partial_l J_l x_k x_i \\ &= n_i \partial_l (J_l x_k x_i) - i\omega \rho n_i x_k x_i \end{aligned} \quad (9.60)$$

En intégrant le tout, on obtient la contribution quadrupolaire électrique :

$$\mathbf{N}_{\text{q.e.}}(\mathbf{k}) = -\frac{1}{2} ck^2 \int d^3 r' \rho(\mathbf{r}') (\hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{r}') \mathbf{r}' \quad (9.61)$$

On peut aussi écrire cette dernière comme

$$N_k(\mathbf{k}) = -\frac{1}{2} ck^2 n_i \tilde{Q}_{ik} \quad \tilde{Q}_{ik} = \int d^3 r \rho(\mathbf{r}) x_i x_k \quad (9.62)$$

Pour établir la relation précise avec les moments quadrupolaires, il faut d'abord calculer les champs ($kr \gg 1$):

$$\mathbf{B} = -ik^3 \frac{e^{ikr}}{2r} \hat{\mathbf{r}} \wedge (\tilde{\mathbf{Q}} \hat{\mathbf{r}}) \quad \text{ou} \quad B_i = -ik^3 \frac{e^{ikr}}{2r} \varepsilon_{ijk} n_j \tilde{Q}_{kl} n_l \quad (9.63)$$

La notation $\tilde{\mathbf{Q}} \hat{\mathbf{r}}$ signifie un produit de type matriciel : le résultat est un vecteur. On peut manifestement ajouter à \tilde{Q}_{kl} un terme proportionnel à δ_{kl} sans changer le résultat, car $\delta_{kl} \varepsilon_{ijk} n_j n_l = \varepsilon_{ijk} n_j n_k = 0$ en raison de l'antisymétrie de ε_{ijk} . Donc on peut remplacer \tilde{Q}_{kl} par $\frac{1}{3} Q_{kl}$, où Q_{kl} est le tenseur quadrupolaire :

$$Q_{kl} = \int d^3 r \rho(\mathbf{r}) (3x_k x_l - \delta_{kl} r^2) \quad (9.64)$$

On écrit ensuite le champ :

$$\mathbf{B} = -ik^3 \frac{e^{ikr}}{6r} \hat{\mathbf{r}} \wedge (\mathbf{Q} \hat{\mathbf{r}}) \quad \text{ou} \quad B_i = -ik^3 \frac{e^{ikr}}{6r} \varepsilon_{ijk} Q_{kl} n_j n_l \quad (9.65)$$

Le champ électrique est alors $\mathbf{E} = \mathbf{B} \wedge \hat{\mathbf{r}}$. Le vecteur de Poynting est toujours $\langle \mathbf{S} \rangle = (c/8\pi)|\mathbf{B}|^2 \hat{\mathbf{r}}$, où

$$|\mathbf{B}|^2 = \frac{k^6}{36r^2} \varepsilon_{ijk} \varepsilon_{imn} Q_{kl} Q_{nr} n_j n_l n_m n_r \quad (9.66)$$

en utilisant la formule $\varepsilon_{ijk} \varepsilon_{imn} = \delta_{jm} \delta_{kn} - \delta_{jn} \delta_{km}$ et le fait que $n_j n_j = 1$ on obtient

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{ck^6}{288\pi} (Q_{kl} Q_{kr} n_l n_r - (n_j Q_{jr} n_r)^2) \quad (9.67)$$

En notation matricielle, on écrit

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{ck^6}{288\pi} (\hat{\mathbf{r}}(\mathbf{Q}^2)\hat{\mathbf{r}} - (\hat{\mathbf{r}}\mathbf{Q}\hat{\mathbf{r}})^2) \quad (9.68)$$

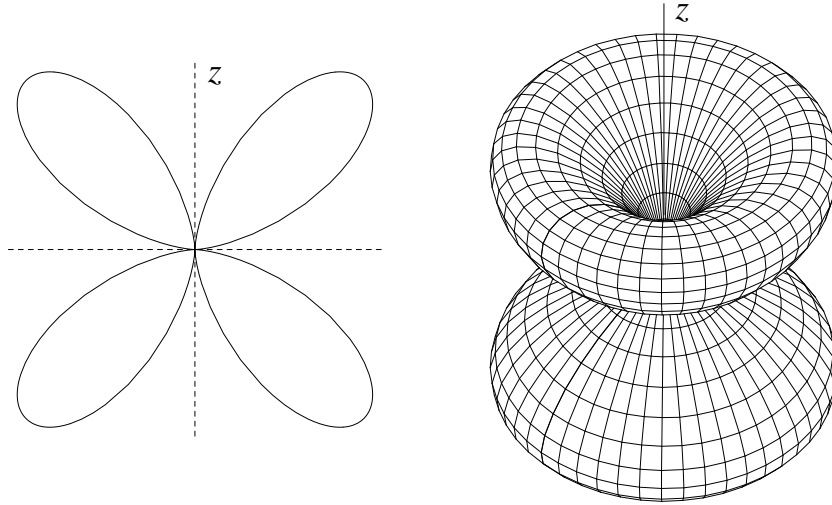


Figure 9.2. Patron de rayonnement quadrupolaire avec symétrie azimutale : projection à angle φ fixe et vue tridimensionnelle

Esquisons maintenant le calcul de la puissance rayonnée totale : il faut pour cela utiliser les intégrales suivantes :

$$\begin{aligned} \int d\Omega n_i n_j &= \frac{4\pi}{3} \delta_{ij} \\ \int d\Omega n_i n_j n_k n_l &= \frac{4\pi}{15} (\delta_{ij} \delta_{kl} + \delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) \end{aligned} \quad (9.69)$$

On montre alors sans peine que

$$P = \frac{ck^6}{360} \sum_{ij} |Q_{ij}|^2 \quad (9.70)$$

Distribution à symétrie azimutale

Considérons le cas plus simple d'une distribution à symétrie azimutale par rapport aux axes principaux. Alors $Q_{xx} = Q_{yy} = -\frac{1}{2}Q$ et $Q_{zz} = Q$. En coordonnées polaires, on écrit $n_x = \sin \theta \cos \varphi$, $n_y = \sin \theta \sin \varphi$ et $n_z = \cos \theta$. On démontre alors facilement que $\hat{\mathbf{r}}(\mathbf{Q})\hat{\mathbf{r}} = Q(-\frac{1}{2}\sin^2 \theta + \cos^2 \theta)$ et $\hat{\mathbf{r}}(\mathbf{Q}^2)\hat{\mathbf{r}} = Q^2(\frac{1}{4}\sin^2 \theta + \cos^2 \theta)$. Donc

$$\begin{aligned} \frac{dP}{d\Omega} &= \frac{ck^6 Q^2}{288\pi} \left(\frac{1}{4}\sin^2 \theta + \cos^2 \theta - (\cos^2 \theta - \frac{1}{2}\sin^2 \theta)^2 \right) \\ &= \frac{ck^6 Q^2}{128\pi} \sin^2 \theta \cos^2 \theta \\ &= \frac{ck^6 Q^2}{512\pi} \sin^2(2\theta) \end{aligned} \quad (9.71)$$

La distribution angulaire coupée sur un plan contenant $\hat{\mathbf{z}}$ a alors la forme d'une rosace.

Problème 9.1

Une coquille sphérique uniformément chargée est en oscillation radiale, c.-à-d., son rayon oscille dans le temps avec une fréquence ω . Démontrez, entre autres par des arguments de symétrie, qu'un tel système n'émet aucun rayonnement.

Problème 9.2

Un électron non relativiste est en orbite circulaire de rayon R à une fréquence ω (c.-à-d. une période $2\pi/\omega$) dans le plan xy . On suppose que $R \ll \lambda$, où λ est la longueur d'onde du rayonnement émis.

a) Montrez qu'on peut caractériser ce mouvement par un moment dipolaire $\mathbf{d}e^{-i\omega t}$ d'amplitude complexe

$$\mathbf{d} = eR(\hat{\mathbf{x}} + i\hat{\mathbf{y}})$$

b) Montrez que le patron de rayonnement est

$$dP/d\Omega = \frac{e^2 R^2 \omega^4}{8\pi c^3} (1 + \cos^2 \theta)$$

c) Calculez la puissance rayonnée totale P et montrez que le résultat coïncide avec celui obtenu à l'aide de la formule de Larmor non relativiste.

Problème 9.3

Une antenne dipolaire magnétique consiste en une boucle de rayon a , située dans le plan xy et centrée à l'origine. Un courant alternatif I_0 circule dans cette boucle. On suppose que le courant a la même valeur partout le long de la boucle à un instant donné et que $a \ll \lambda$.

a) En partant de la définition générale de l'amplitude \mathbf{N} , montrez, en faisant les approximations nécessaires dans l'intégrale, que

$$\mathbf{N}(\mathbf{k}) = -i\pi I_0 k a^2 \sin \theta \hat{\boldsymbol{\varphi}},$$

où on utilise les coordonnées sphériques et les vecteurs-unité associés. Indice: la densité de courant n'est non nulle que le long de la boucle; l'intégrale sur \mathbf{r}' se réduit donc à une intégrale le long de la boucle.

b) En comparant à la théorie générale du rayonnement dipolaire magnétique, quelle est la valeur du moment dipolaire magnétique \mathbf{m} de cette antenne?

c) Calculez la résistance de rayonnement de cette antenne.

10 Antennes

Dans cette section on s'intéresse au calcul du rayonnement produit par une ou plusieurs antennes linéaires. En général, la dimension des antennes peut être comparable à la longueur d'onde et donc on ne peut pas utiliser le développement multipolaire.

10.1 Antenne linéaire

Considérons une antenne faite d'une tige conductrice de hauteur totale ℓ . On suppose que le courant circulant dans l'antenne est sinusoïdal en t et varie d'une certaine façon en z . La densité de courant correspondante est alors

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \delta(x)\delta(y)I(z)\hat{\mathbf{z}} \quad (10.1)$$

Le potentiel vecteur correspondant dans la zone de rayonnement est

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{e^{ikr}}{cr} \mathbf{N}(\mathbf{k}) \quad (10.2)$$

où

$$\begin{aligned} \mathbf{N}(\mathbf{k}) &= \int d^3r' \mathbf{J}(\mathbf{r}') e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'} \\ &= \hat{\mathbf{z}} \int dz I(z) e^{-ikz \cos \theta} \end{aligned} \quad (10.3)$$

où θ est l'angle entre la point d'observation et l'axe $\hat{\mathbf{z}}$.

Avant de continuer, nous devons connaître la distribution $I(z)$ du courant dans l'antenne. On peut supposer que le courant est le résultat d'une onde se propageant dans un guide et que sa dépendance spatiale dans l'antenne est sinusoïdale en z avec nombre d'onde $k = \omega/c$. Ceci est intuitivement raisonnable, mais pas tout-à-fait évident. En réalité, cette supposition est correcte uniquement dans la limite où l'antenne est infiniment fine. Dans le cas d'un diamètre fini, il faut solutionner un difficile problème aux limites. Nous nous limiterons ici à l'approximation sinusoïdale.

Supposons maintenant que l'antenne est alimentée en courant en son milieu, par un câble coaxial. Le courant sera donc nul aux extrémités. On écrit alors

$$I(z) = I_0 \sin\left(\frac{1}{2}k\ell - k|z|\right) \quad (10.4)$$

La valeur absolue est essentielle : le courant doit être symétrique par rapport à $z = 0$, car les deux conducteurs coaxiaux du câble d'alimentation doivent avoir des courants opposés en tout temps. En substituant dans la formule (10.3), on obtient

$$\begin{aligned} \mathbf{N}(\mathbf{k}) &= I_0 \hat{\mathbf{z}} \int_{-\ell/2}^{\ell/2} dz \sin\left(\frac{1}{2}k\ell - k|z|\right) e^{-ikz \cos \theta} \\ &= 2I_0 \hat{\mathbf{z}} \int_0^{\ell/2} dz \sin\left(\frac{1}{2}k\ell - kz\right) \cos(kz \cos \theta) \\ &= I_0 \hat{\mathbf{z}} \int_0^{\ell/2} dz \left\{ \sin\left[\frac{1}{2}k\ell - kz(1 - \cos \theta)\right] + \sin\left[\frac{1}{2}k\ell - kz(1 + \cos \theta)\right] \right\} \\ &= I_0 \hat{\mathbf{z}} \left[\frac{\cos\left[\frac{1}{2}k\ell - kz(1 - \cos \theta)\right]}{k(1 - \cos \theta)} + \frac{\cos\left[\frac{1}{2}k\ell - kz(1 + \cos \theta)\right]}{k(1 + \cos \theta)} \right]_{\ell/2}^0 \\ &= I_0 \hat{\mathbf{z}} \left[\frac{\cos\left(\frac{1}{2}k\ell \cos \theta\right) - \cos\left(\frac{1}{2}k\ell\right)}{k(1 - \cos \theta)} + \frac{\cos\left(\frac{1}{2}k\ell \cos \theta\right) - \cos\left(\frac{1}{2}k\ell\right)}{k(1 + \cos \theta)} \right] \\ &= \frac{2I_0}{k} \hat{\mathbf{z}} \frac{\cos\left(\frac{1}{2}k\ell \cos \theta\right) - \cos\left(\frac{1}{2}k\ell\right)}{\sin^2 \theta} \end{aligned}$$

où nous avons appliqué l'identité trigonométrique

$$\sin \alpha \cos \beta = \frac{1}{2} \sin(\alpha + \beta) + \frac{1}{2} \sin(\alpha - \beta) \quad (10.5)$$

en passant de la deuxième à la troisième ligne.

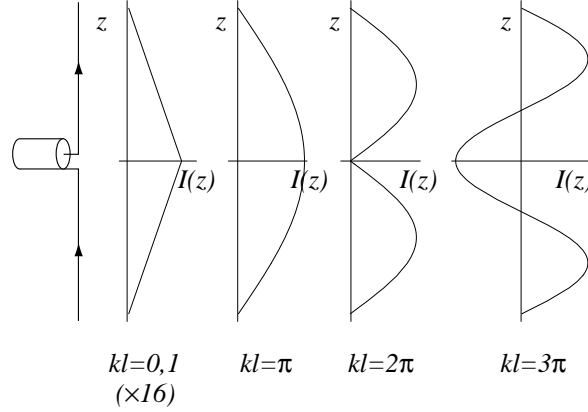


Figure 10.1. Graphique du courant $I(z)$ en fonction de z pour une antenne alimentée en son milieu, pour quatre valeurs de kl . On remarque la symétrie $z \rightarrow -z$.

Les champs sont obtenus de cette expression comme précédemment. La dépendance angulaire de l'intensité du rayonnement est

$$\begin{aligned} \frac{dP}{d\Omega} &= \frac{1}{8\pi c} |\mathbf{k} \wedge \mathbf{N}(\mathbf{k})|^2 \\ &= \frac{1}{8\pi c} k^2 |\mathbf{N}(\mathbf{k})|^2 \sin^2 \theta \\ &= \frac{I_0^2}{2\pi c} \left(\frac{\cos(\frac{1}{2}kl \cos \theta) - \cos(\frac{1}{2}kl)}{\sin \theta} \right)^2 \end{aligned} \quad (10.6)$$

La valeur de $\frac{1}{2}kl$ influence énormément la distribution angulaire du rayonnement. Considérons quelques cas.

1. Antenne courte : $kl \ll 1$. Dans ce cas

$$\cos(\frac{1}{2}kl \cos \theta) - \cos(\frac{1}{2}kl) \approx \frac{1}{8} (kl)^2 (1 - \cos^2 \theta), \quad (10.7)$$

ce qui mène à

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{I_0^2}{128\pi c} k^4 \ell^4 \sin^2 \theta. \quad (10.8)$$

Ceci concorde avec le rayonnement d'un dipôle de grandeur $d = I_0 \ell^2 / 4c$.

2. Si $kl = \pi$, c'est-à-dire si $\ell = \frac{1}{2}\lambda$ (antenne **demi-onde**), on a

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{I_0^2}{2\pi c} \frac{\cos^2(\frac{1}{2}\pi \cos \theta)}{\sin^2 \theta}. \quad (10.9)$$

On constate que la puissance rayonnée chute comme θ^2 quand θ est petit.

3. Si $kl = 2\pi$, c'est-à-dire si $\ell = \lambda$, on a

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{I_0^2}{2\pi c} \frac{(\cos(\pi \cos \theta) + 1)^2}{\sin^2 \theta} = \frac{2I_0^2}{\pi c} \frac{\cos^4(\frac{1}{2}\pi \cos \theta)}{\sin^2 \theta}. \quad (10.10)$$

Le rayonnement est encore plus directionnel dans ce cas que pour l'antenne demi-onde.

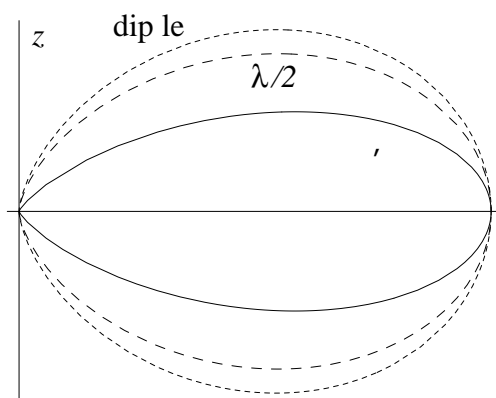


Figure 10.2. Dépendance angulaire du rayonnement pour un dipôle, une antenne $\frac{1}{2}\lambda$ et une antenne λ , dans l'ordre du moins directionnel au plus directionnel. La figure n'est pas à l'échelle pour l'intensité du rayonnement : en réalité, la puissance rayonnée est beaucoup plus grande pour l'antenne λ et beaucoup plus petite pour le dipôle.

Remarques

1. Nous avons négligé la résistance ohmique de l'antenne, ce qui mène à une exagération du courant circulant près des extrémités. Le courant étant réduit à mesure qu'on s'éloigne du point d'alimentation, le patron de rayonnement en est certainement affecté.
2. Nous avons supposé que l'antenne est isolée. En réalité, le sol est un conducteur et un traitement plus correct inclut une image de l'antenne qu'on place au-dessous du sol et qui interfère avec l'antenne principale.
3. On appelle le **gain** $g(\theta, \varphi)$ de l'antenne la dépendance angulaire de la puissance rayonnée, normalisée à l'unité:

$$g(\theta, \varphi) = \frac{1}{P} \frac{dP}{d\Omega} \quad \int d\Omega g(\theta, \varphi) = 1 \quad (10.11)$$

10.2 Résistance de rayonnement

La puissance rayonnée totale dans le cas de l'antenne $\lambda/2$ est

$$P = \frac{I_0^2}{2\pi c} \int d\varphi d\theta \sin\theta \frac{\cos^2(\frac{1}{2}\pi \cos\theta)}{\sin^2\theta} \approx 2,44 \frac{I_0^2}{2c} \quad (10.12)$$

L'intégrale peut se faire par fonctions spéciales ou tout simplement par intégration numérique. Cette puissance (moyennée dans le temps) varie comme le carré du courant. On définit la **résistance radiative** R_r par analogie avec la loi d'Ohm pour les courants alternatifs :

$$P = \frac{1}{2} R_r I_0^2 \quad (10.13)$$

Le facteur $\frac{1}{2}$ provient de la dépendance sinusoïdale du courant dans le temps : la moyenne temporelle de $I_0^2 \sin^2 \omega t$ est $\frac{1}{2} I_0^2$. Dans le cas de l'antenne demi-onde, on voit que la résistance radiative est $R_r = 2,44/c$ (dans le système CGS, la résistance a la dimension de l'inverse de la vitesse). Si on convertit le résultat en unités SI, on obtient $\sim 73\Omega$.

Dans le cas de l'antenne λ , on calcule (numériquement) que la résistance radiative est $R_r \approx 6,64/c$, ou environ 200Ω . L'antenne λ , à courant constant, est donc un radiateur plus efficace que l'antenne

$\lambda/2$. Cependant, en pratique, on doit aussi considérer le raccordement d'impédance entre le guide d'onde qui alimente l'antenne et cette dernière. L'antenne peut être considérée comme une charge qu'on ajoute en série avec le circuit du guide d'onde (ou du câble de transmission) et la puissance rayonnée en fonction de la tension d'entrée du câble dépend de la résistance de rayonnement et de l'impédance caractéristique du câble.

10.3 Antennes réceptrices

Bien entendu, une antenne peut servir à la fois d'**émetteur** et de **récepteur** d'ondes électromagnétiques. La situation de récepteur est a priori assez différente de celle d'un émetteur : au lieu d'un transfert d'énergie de l'antenne vers l'extérieur via une onde émise radialement, on assiste plutôt à un transfert d'énergie d'une onde plane incidente vers le circuit de l'antenne. De la même manière que l'émission par une antenne se fait préférentiellement dans certaines directions, la réception par une antenne est meilleure pour des ondes incidentes à partir de certaines directions, les mêmes d'ailleurs que pour l'émission.

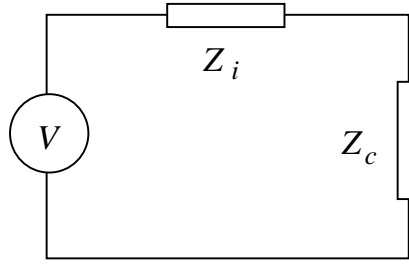


Figure 10.3. Représentation schématique d'une antenne réceptrice comme élément de circuit.

La puissance transmise à un circuit par une antenne dépend beaucoup de la charge (*load*) de ce circuit. Nous avons vu plus haut qu'une antenne, dans un mode d'émission particulier, peut être caractérisée par une résistance de rayonnement R_r . En fait, la relation entre la tension alternative de fréquence ω qui alimente l'antenne à ses bornes et le courant qui y circule peut être pleinement qualifiée par une **impédance d'entrée** Z_i dont la partie réelle est précisément la résistance de rayonnement. Du point de vue de la théorie des circuits, on peut simplement remplacer l'antenne par une impédance équivalente Z_i . Lors de la réception d'un signal, maintenant, on observe une tension V aux bornes de l'antenne et son impédance d'entrée devient ici une impédance interne. La puissance communiquée à la charge du circuit est maximale lorsque l'impédance Z_c de la charge est la conjuguée complexe de l'impédance de l'antenne Z_i : $Z_c = Z_i^*$. Notons que le calcul précis de la réactance de l'antenne est assez difficile, alors que sa résistance est pratiquement donnée par la résistance de rayonnement.

Nous allons maintenant énoncer, sans le démontrer, un théorème sur la puissance absorbée P_{abs} , par la charge d'une antenne dans le cas où $Z_c = Z_i^*$, quand une onde plane est incidente de la direction $\hat{\mathbf{k}}_0 = (\theta_0, \varphi_0)$:

$$P_{\text{abs}} = \frac{\lambda^2}{4\pi} g(\theta_0, \varphi_0) S_0 |\boldsymbol{\epsilon}_0 \cdot \boldsymbol{\epsilon}_r(\mathbf{k}_0)|^2 \quad (10.14)$$

où λ est la longueur d'onde, $g(\theta_0, \varphi_0)$ est le gain de l'antenne (en émission) dans la direction de \mathbf{k}_0 , S_0 est le flux d'énergie (vecteur de Poynting) associé à l'onde incidente, $\boldsymbol{\epsilon}_0$ est le vecteur de polarisation de l'onde incidente et $\boldsymbol{\epsilon}_r(\mathbf{k}_0)$ est le vecteur de polarisation de l'onde qui serait émise par l'antenne dans la direction $\hat{\mathbf{k}}_0$. On voit que non seulement l'onde incidente doit parvenir

d'une direction de fort gain de l'antenne, mais avec la polarisation adéquate pour une réception optimale. Notons que la quantité $g(\theta_0, \varphi_0)\lambda^2/4\pi$ joue en quelque sorte le rôle de la *surface efficace* de l'antenne.

10.4 Réseaux d'antennes

Il est souvent utile de disposer des antennes en réseau, afin de mieux contrôler la dépendance angulaire du rayonnement, en particulier par un contrôle du déphasage des différentes antennes.

Considérons un ensemble de N antennes identiques, disposées à des positions \mathbf{r}_j ($j = 1, 2, \dots, N$) et alimentées avec des courants de même formes, mais de valeurs différentes $I_j = I_0\gamma_j$, où I_0 est une valeur typique du courant.; le facteur γ_j peut représenter une grandeur et une phase relative du courant de l'antenne j par rapport à une valeur de référence. Soit \mathbf{N}_0 l'amplitude du rayonnement produit par une antenne située à l'origine et alimentée par un courant I_0 . La même antenne, située à la position \mathbf{r}_j et alimentée par un courant $I_0\gamma_j$ résultant d'une densité de courant $\mathbf{J}_0\gamma_j$, produirait une amplitude

$$\mathbf{N}_j = \gamma_j \int d^3r' \mathbf{J}(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_j) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'} = \gamma_j e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_j} \mathbf{N}_0 \quad (10.15)$$

L'amplitude totale provenant des N antennes est donc

$$\mathbf{N} = \mathbf{N}_0 \sum_{j=1}^N \gamma_j e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_j} \quad (10.16)$$

Notez qu'il n'est pas nécessaire que les antennes soient linéaires. Cette relation vaut pour toute collection de systèmes rayonnants identiques.

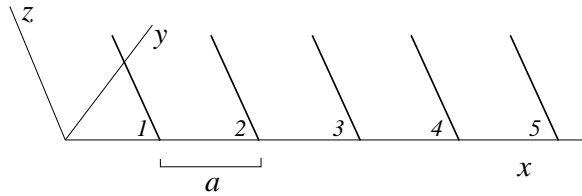


Figure 10.4. Réseau d'antennes disposées linéairement le long de l'axe des x .

Considérons maintenant N antennes également espacées le long de l'axe des x , avec une distance a séparant deux antennes consécutives. Les positions des antennes sont alors $\mathbf{r}_j = ja\hat{\mathbf{x}}$. Supposons de plus qu'elles sont toutes alimentées en phase, avec des courants de même amplitude ($\gamma_j = 1$). On trouve alors

$$\mathbf{N} = \mathbf{N}_0 \sum_{j=1}^N e^{-ijak\cdot\hat{\mathbf{x}}} = \mathbf{N}_0 \sum_{j=1}^N e^{-ij\alpha} \quad (10.17)$$

où $\alpha = a\mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{x}} = ak \sin\theta \cos\varphi$. La somme est géométrique et se fait immédiatement : comme

$$\sum_{j=1}^N q^j = q \frac{1 - q^N}{1 - q} \quad (10.18)$$

on trouve

$$\sum_{j=1}^N e^{-ij\alpha} = e^{-i\alpha} \frac{1 - e^{-i\alpha N}}{1 - e^{-i\alpha}} = e^{-i(N+1)\alpha/2} \frac{\sin(N\alpha/2)}{\sin(\alpha/2)} \quad (10.19)$$

L'amplitude du rayonnement est alors

$$\mathbf{N} = \mathbf{N}_0 e^{-i(N-1)\alpha/2} \frac{\sin(N\alpha/2)}{\sin(\alpha/2)} \quad (10.20)$$

et la dépendance angulaire du rayonnement est

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{dP}{d\Omega} \Big|_0 \frac{\sin^2(N\alpha/2)}{\sin^2(\alpha/2)} \quad (10.21)$$

où le préfacteur est la dépendance angulaire du rayonnement pour une seule antenne. Le dernier facteur module en quelque sorte le patron de rayonnement d'une antenne simple.

La fonction

$$f_N(x) = \frac{\sin^2 Nx}{\sin^2 x} \quad (10.22)$$

revient à chaque fois qu'un réseau linéaire d'antennes ou de systèmes rayonnants identiques est considéré. C'est une fonction de période π en x . Plus N est grand, plus cette fonction est piquée autour des valeurs $x = n\pi$ (n un entier). Le premier zéro de cette fonction est à $x = \pi/N$ et donc les pics ont une largeur $\Delta x = 2\pi/N$. Si N est grand mais x petit, $f_N(x)$ est approximativement égale à $\sin^2(Nx)/x^2$. Comme

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \left(\frac{\sin Nx}{x} \right)^2 = \pi \delta(x) \quad (10.23)$$

On a la correspondance avec un "peigne de Dirac" :

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \frac{\sin^2 Nx}{\sin^2 x} = \pi \sum_{n \in \mathbb{Z}} \delta(x - n\pi) \quad (10.24)$$

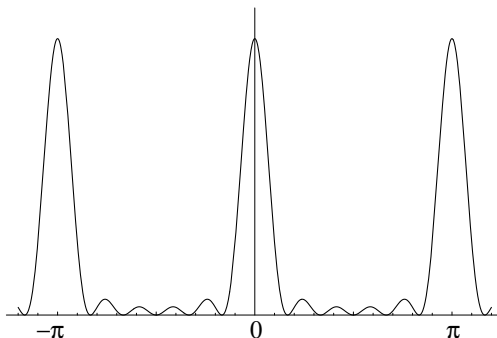


Figure 10.5. Graphique de la fonction $\sin^2 Nx / \sin^2 x$ pour $N = 6$. Quand $N \rightarrow \infty$, la fonction devient proportionnelle à un peigne de Dirac.

Supposons maintenant que le rayonnement d'une antenne isolée soit maximal sur l'équateur ($\theta = \pi/2$). Le rayonnement du réseau d'antennes, lui, sera maximal dans les directions telles que $\alpha = 2n\pi$, où n est un entier, ou encore

$$ak \cos \varphi = 2n\pi \quad (10.25)$$

Si $ak < 2\pi$, la seule solution est à $\varphi = \pm \frac{1}{2}\pi$, correspondant à $n = 0$. Sinon, d'autres maximums peuvent survenir. Plus N est grand, plus le rayonnement est directionnel. Un arrangement linéaire

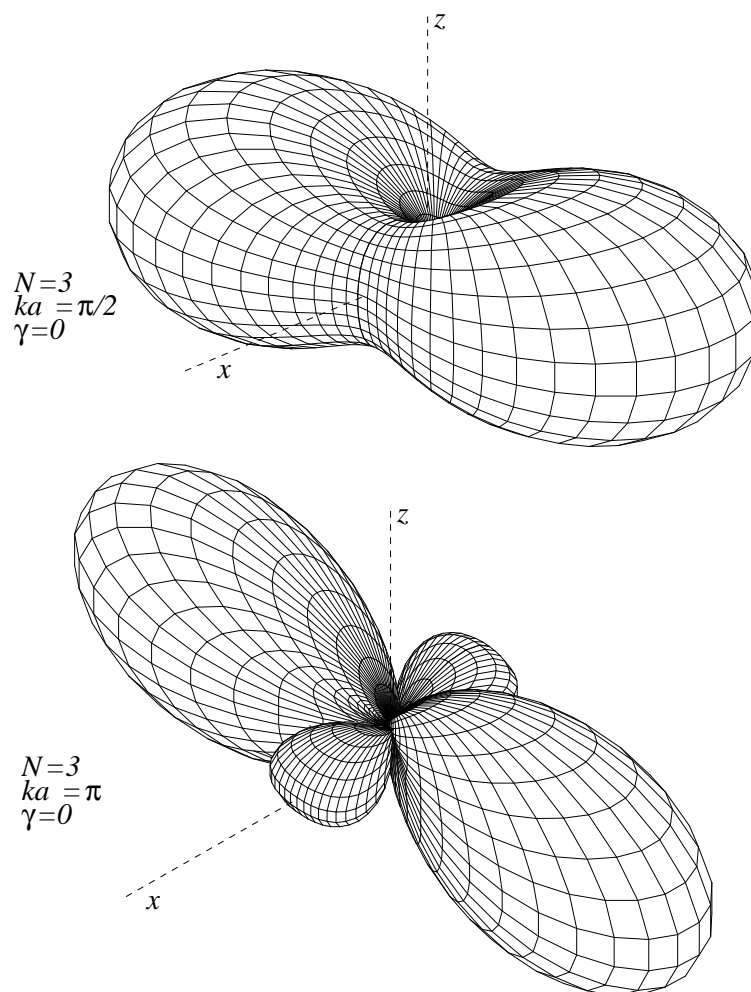


Figure 10.6. Distribution angulaire de la puissance rayonnée par trois antennes alimentées en phase ($\gamma_j = 1$) et séparées par une distance $a = \lambda/4$ (en haut) et $a = \lambda/2$ (en bas). On remarque que le rayonnement est principalement dirigé le long de l'axe y .

d'antennes permet donc de diriger le rayonnement plus efficacement dans une direction donnée. La largeur du maximum à $\varphi = \frac{1}{2}\pi$ est 2δ , où δ est déterminé par

$$\alpha = \frac{2\pi}{N} = ak \cos\left(\frac{1}{2}\pi - \delta\right) \approx \frac{2\pi a}{\lambda} \delta \quad \Longrightarrow \quad \delta \approx \frac{\lambda}{Na} \quad (10.26)$$

Problème 10.1

Quatre antennes demi-ondes sont placées aux quatre coins d'un carré de côté a , aux positions $(\pm\frac{1}{2}a, \pm\frac{1}{2}a, 0)$ en coordonnées cartésiennes. Les courants des 4 antennes sont égaux en valeur absolue, mais ceux des deux antennes placées à $\pm(\frac{1}{2}a, -\frac{1}{2}a, 0)$ sont déphasés de π par rapport aux courants des deux autres antennes. Calculez la dépendance angulaire du rayonnement (en fonction des angles φ et θ en coordonnées sphériques) pour toutes valeurs de a . Considérez ensuite la limite $a \ll \lambda$ et illustrez le patron de rayonnement dans ce cas.

Problème 10.2

Calculez le patron de rayonnement d'une antenne linéaire de hauteur ℓ alimentée par son extrémité inférieure. Note : la forme de $I(z)$ est légèrement différente du cas où l'antenne est alimentée en son milieu. Aussi, le vecteur \mathbf{N} est maintenant complexe. Illustrez le patron de rayonnement pour $\ell = \frac{1}{2}\lambda$ et $\ell = \lambda$.

Problème 10.3

Considérez une antenne linéaire verticale de hauteur ℓ , mais dont la partie radiante est alimentée par une onde de courant progressive et non stationnaire. En pratique, on peut réaliser un tel dispositif en aménageant un retour pour le courant par un dispositif non radiatif à partir du haut de l'antenne (ex. une résistance mise à terre). Bref, on suppose que le courant en fonction de la hauteur est donné par $I(z) = I_0 e^{iqz}$, où q n'est pas nécessairement égal à $k = \omega/c$.

a) Calculez le gain $g(\Omega)$ de cette antenne, à un facteur multiplicatif près. Tracez-le en fonction de θ pour $q = k$ et $k\ell = 50$.

b) Montrez que, dans le cas $k\ell \gg 1$, le rayonnement est maximal à un angle polaire θ déterminé par q et k .

Problème 10.4

a) Considérez une antenne linéaire de longueur ℓ , orientée selon un axe \mathbf{e} arbitraire et alimentée par une onde de courant progressive : si s mesure la distance le long de l'antenne à partir de son extrémité, le courant qui y circule est $I(s) = I_0 e^{iks}$. Démontrez que le vecteur de rayonnement \mathbf{N} associé à cette antenne est

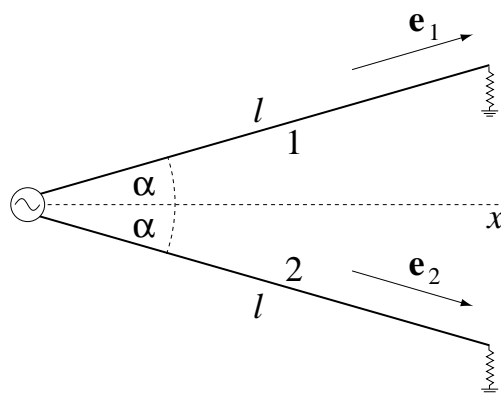
$$\mathbf{N}(\mathbf{n}) = I_0 \ell \xi(\alpha) \mathbf{e}$$

où la fonction ξ et la variable α sont définies comme

$$\xi(\alpha) = \frac{e^{i\alpha}}{\alpha} \sin \alpha \quad \alpha = \frac{1}{2} k \ell (1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{e})$$

b) Considérez ensuite l'antenne en 'V', constituée de deux antennes linéaires comme en (a), partageant une même extrémité d'où provient le courant, et formant un 'V' disposé horizontalement, à un angle β de part et d'autre de l'axe des x . Les courants des deux antennes sont en antiphasse. Si \mathbf{N}_1 et \mathbf{N}_2 désignent les vecteurs de rayonnement de ces deux antennes prises séparément, calculez les composantes $f_{1,\theta}$, $f_{1,\varphi}$, $f_{2,\theta}$ et $f_{2,\varphi}$. Exprimez votre résultat en fonction de $\xi(\alpha_1)$ et $\xi(\alpha_2)$, où $\alpha_{1,2}$ sont associés aux deux bras de l'antenne, respectivement, selon la définition donnée en (a).

c) Calculez $dP/d\Omega$ pour la combinaison des deux antennes linéaires (c'est-à-dire pour l'antenne en 'V' elle-même). Ne donnez pas de longue expression explicite : contentez-vous d'en donner une expression en fonction des quantités calculées en (b). Faites un graphique polaire de la dépendance angulaire du rayonnement, en fonction de φ , dans le plan xy . Utilisez pour cela les paramètres $\beta = 16^\circ$ et $k\ell = 12\pi$ et aidez-vous d'un logiciel graphique ou symbolique (Maple, Mathematica, MathCad, etc.).



Problème 10.4

11 Diffraction

La diffraction de la lumière est un phénomène connu depuis la fin du XVII^e siècle. Son explication par la théorie corpusculaire de Newton était impossible, mais la théorie ondulatoire de Huygens, quoique beaucoup plus prometteuse, ne pouvait non plus lui donner une explication solide avant que les progrès de l'analyse mathématique ne permettent à A. Fresnel d'en donner une théorie mathématique (du moins pour la diffraction scalaire). Les travaux de Fresnel et les observations associées confirmèrent la validité de la théorie ondulatoire de la lumière au début du XIX^e siècle.

La diffraction représente l'essence même du comportement ondulatoire. Cependant, la théorie de la diffraction des ondes électromagnétiques présente une difficulté particulière du fait que l'onde est, dans ce cas, une quantité vectorielle. Nous commencerons néanmoins par l'étude de la diffraction scalaire, plus simple, avant de tenir compte de la nature vectorielle des ondes électromagnétiques. La situation pratique qui nous intéressera est celle d'une onde plane incidente sur un écran plat, dans lequel une ouverture a été pratiquée. Le but de la théorie de la diffraction est alors de déterminer ensuite l'amplitude de l'onde de l'autre côté de l'écran.

11.1 Diffraction scalaire

Principe de Huygens

La théorie ondulatoire de Huygens repose sur un principe intuitif, selon lequel une onde se propage par fronts d'ondes successifs; chaque point d'un front d'onde agit comme une source qui émet une onde secondaire sphérique et les ondes secondaires des différents points sur le front d'onde se superposent linéairement. Un instant plus tard, le nouveau front d'onde est simplement l'enveloppe des ondes secondaires sphériques émises précédemment. Cette prescription porte le nom de **principe de Huygens**.

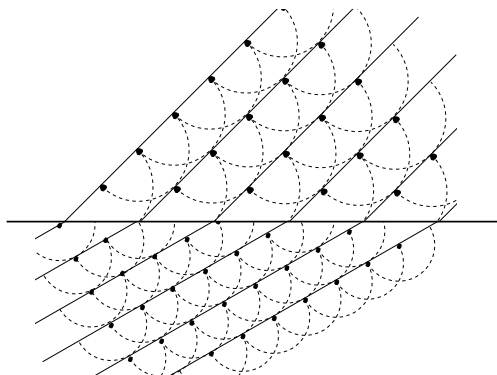


Figure 11.1. Illustration du principe de Huygens à l'œuvre dans l'explication de la réfraction des rayons lumineux.

Ce principe nous permet d'avoir une vision approximative du phénomène de diffraction, expliquée dans les cours plus élémentaires, mais qu'il est bon de résumer ici. Considérons une onde scalaire plane $\psi(\mathbf{r}) = \psi_0 e^{i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}}$ incidente sur un écran dans lequel une ouverture a été pratiquée. On suppose que l'écran occupe une partie du plan $z = 0$; le rayon de l'onde incidente fait un angle θ_0 avec l'axe des z , et on utilise les angles polaires habituels (θ, φ) pour décrire les directions à droite de l'écran. Il semble raisonnable de supposer que l'onde transmise de l'autre côté de l'écran sera la superposition des ondes secondaires émises par l'ouverture seulement et que chacune de ces ondes secondaires

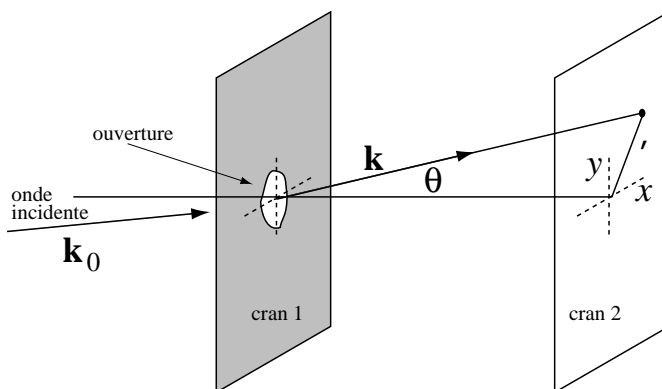


Figure 11.2. Schéma de la diffraction par une ouverture. L'écran 1 est l'écran principal, dans lequel l'ouverture est pratiquée. L'écran 2 est l'écran d'observation, qu'on suppose suffisamment éloigné de l'écran 1. Les angles (θ, φ) sont définis comme en coordonnées sphériques.

se propagera de manière sphérique, avec comme phase initiale la phase de l'onde incidente en chaque point de l'ouverture. D'après ce raisonnement, l'onde $\psi(\mathbf{r})$ de l'autre côté de l'écran devrait être

$$\psi(\mathbf{r}) = \psi_0 \int_{\text{ouv.}} da' \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} e^{i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}'} \quad (11.1)$$

où nous avons utilisé la forme habituelle de la fonction de Green pour représenter les ondes sphériques. L'intégrale sur \mathbf{r}' est effectuée sur l'ouverture seulement. Dans le but de simplifier cette expression, plaçons-nous dans la zone de rayonnement, de sorte qu'on puisse utiliser l'approximation¹

$$\frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \approx \frac{e^{ikr}}{r} e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}'} \quad (11.2)$$

où \mathbf{k} est le vecteur de grandeur k dans la direction de \mathbf{r} ($\mathbf{k} = k\mathbf{n}$). On écrit donc

$$\psi(\mathbf{r}) = \psi_0 \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \int_{\text{ouv.}} da' e^{-i(\mathbf{k}-\mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{r}'} \quad (11.3)$$

En somme, l'amplitude de l'onde diffractée est déterminée par la transformée de Fourier d'une fonction $f(x', y')$ égale à 1 dans l'ouverture et nulle en dehors. Cette fonction est appelée **fonction d'ouverture** et sa transformée de Fourier est notée $I(\mathbf{q})$:

$$I(\mathbf{q}) = \int_{\text{ouv.}} da' e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}'} \quad (11.4)$$

Bref, le patron de diffraction permet de mesurer le module au carré de la transformée de Fourier de la fonction d'ouverture.

¹ Il s'agit de l'approximation de Fraunhofer, que nous rencontrerons plus loin.

Formule intégrale de Kirchhoff

La théorie ci-haut est tout-à-fait intuitive, mais donne des résultats à peu près corrects. Le physicien allemand G. Kirchhoff tenta de lui donner une base théorique plus solide et arriva à la conclusion qu'il fallait la modifier de la manière suivante :

$$\psi(\mathbf{r}) = -ik\psi_0 \frac{e^{ikr}}{4\pi r} (\cos\theta_0 + \cos\theta) \int_{\text{ouv.}} da' e^{-i(\mathbf{k}-\mathbf{k}_0)\cdot\mathbf{r}'} \quad (11.5)$$

où θ_0 est l'angle que fait le rayon incident par rapport à la normale à l'ouverture. Voyons comment cette formule peut être démontrée.

Revenons sur la fonction de Green de l'équation de Helmholtz, discutée à la section 9.1. Considérons maintenant une onde ψ produite non seulement par des sources situées dans un volume, mais aussi par des sources situées dans une paroi conductrice ou diélectrique (l'écran, dans le cas de la diffraction). Dans ce cas, la source du rayonnement sur la paroi est spécifiée par la valeur même du champ ψ sur la paroi et les conditions aux limites sur cette paroi jouent un rôle essentiel. On considère donc une fonction $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ obéissant à l'éq. (9.10) dans un volume V , limité par une surface fermée S . On suppose que le champ ψ et/ou sa dérivée normale $\partial\psi/\partial n$ sont connus sur la surface S . Rappelons l'identité de Green, valable pour deux fonctions ϕ et ψ différentiables quelconques :

$$\int_V d^3r \{ \phi \nabla^2 \psi - \psi \nabla^2 \phi \} = \oint_S da \left\{ \phi \frac{\partial \psi}{\partial n} - \psi \frac{\partial \phi}{\partial n} \right\} \quad (11.6)$$

où $\partial\psi/\partial n = \mathbf{n} \cdot \nabla\psi$, \mathbf{n} étant la normale extérieure au volume V . Supposons maintenant que $\phi = G$ (considéré comme fonction de \mathbf{r}') et que ψ est la fonction recherchée, obéissant à l'équation de Helmholtz. On trouve

$$\int_V d^3r' \{ G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \nabla'^2 \psi(\mathbf{r}') - \psi(\mathbf{r}') \nabla'^2 G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \} = \oint_S da' \left\{ G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial \psi}{\partial n'} - \psi(\mathbf{r}') \frac{\partial}{\partial n'} G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \right\} \quad (11.7)$$

(les primes signifient qu'on intègre sur les points de source). En substituant l'équation de Helmholtz et l'éq. (9.10), on trouve

$$\psi(\mathbf{r}) = \int_V d^3r' G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \xi(\mathbf{r}') + \oint_S da' \left\{ G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial \psi}{\partial n'} - \psi(\mathbf{r}') \frac{\partial}{\partial n'} G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \right\} \quad (11.8)$$

Kirchhoff supposa simplement que la fonction de Green est la même dans ce cas que dans l'espace infini, c'est-à-dire $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}/4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|$, et appliqua la formule (11.8) au cas $\xi = 0$, c'est-à-dire lorsque les sources de l'onde sont uniquement sur la surface S . Techniquement, cette surface doit être fermée et donc représente l'écran, l'ouverture et un hémisphère de rayon infini englobant la région d'observation à droite de l'écran. On suppose que cet hémisphère est suffisamment éloigné que l'amplitude de l'onde y soit nulle.² Kirchhoff supposa ensuite que l'onde ψ et sa dérivée sont nulles partout sur la surface S sauf dans l'ouverture même. Comme $\partial/\partial n' = -\partial/\partial z'$, on trouve facilement que

$$\frac{\partial G}{\partial n'} = ik_z G = ikG \cos\theta \quad \frac{\partial \psi}{\partial n'} = -ik_{0z} \psi = -ik\psi \cos\theta_0 \quad (11.9)$$

On arrive ensuite immédiatement à l'expression (11.5).

² Si l'onde incidente est parfaitement plane, ceci est impossible. On doit en fait remplacer l'onde incidente par un train d'onde quasi-monochromatique, pour pouvoir supposer que l'onde est nulle à l'infini.

La principale différence entre l'équation de Kirchhoff (11.5) et la relation (11.3) est le préfacteur $\cos\theta_0 + \cos\theta$. Ce facteur interdit la rétrodiffraction ($\theta = \theta_0 + \pi$), c'est-à-dire que l'onde secondaire du principe de Huygens n'est pas émise vers l'arrière, mais uniquement vers l'avant, ce qui n'apparaît pas dans la formulation précédente. On considère donc la relation (11.5) comme une expression plus précise du principe de Huygens appliquée au cas de la diffraction par une ouverture.

Cependant, et quoique qu'elle soit couramment utilisée dans les manuels, l'expression (11.5) est inexacte. L'erreur de Kirchhoff est de supposer que l'amplitude de l'onde ψ et sa dérivée $\partial\psi/\partial n$ sont nulles simultanément sur l'écran, en dehors de l'ouverture.³ En réalité, on doit porter une attention particulière aux conditions aux limites sur la surface, et la forme de la fonction de Green n'est alors pas la même que dans l'espace infini. Considérons les deux cas principaux :

1. Conditions aux limites de **Dirichlet**. Dans ce cas, on connaît ψ sur la paroi. On définit alors la fonction de Green G_D telle que $G_D = 0$ sur la paroi et alors

$$\psi(\mathbf{r}) = \int_V d^3r' G_D(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \xi(\mathbf{r}') - \oint_S da' \psi(\mathbf{r}') \frac{\partial G_D}{\partial n'} \quad (11.10)$$

2. Conditions aux limites de **Neumann**. Dans ce cas, on connaît la dérivée normale de ψ sur la paroi. On définit alors la fonction de Green G_N telle que $\partial G_N/\partial n = 0$ sur la paroi et alors

$$\psi(\mathbf{r}) = \int_V d^3r' G_N(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \xi(\mathbf{r}') + \oint_S da' G_N(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial \psi}{\partial n'} \quad (11.11)$$

Ces relations permettent donc de calculer le champ ψ dans le volume V en fonction des sources situées dans ce volume et de la valeur de ψ ou de $\partial\psi/\partial n$ sur la paroi qui borne le volume V .

Trouver les fonctions de Green appropriées n'est pas une tâche facile, sauf si la paroi a une géométrie suffisamment simple, comme un plan. D'autre part, la formule de Kirchhoff ne vaut que pour une onde scalaire, alors que les ondes électromagnétiques sont vectorielles. Nous verrons comment formuler exactement le problème de la diffraction, avec la bonne fonction de Green, dans la section suivante.

11.2 Diffraction vectorielle

Considérons la situation suivante : une onde plane de fréquence ω et de vecteur d'onde \mathbf{k}_0 est incidente sur un plan conducteur situé à $z = 0$, dans lequel est pratiquée une ouverture de forme quelconque. Désignons par $\mathbf{E}^{(0)}$ le champ électrique associé à cette onde incidente. Cette onde cause dans la paroi des charges et courants induits qui émettent à leur tour une onde secondaire, qu'on désignera par \mathbf{E}' . Cette onde secondaire se superpose à l'onde incidente et produit un effet des deux côtés du plan $z = 0$. On suppose que l'onde incidente provient du côté négatif ($z < 0$) de l'écran. Du côté positif ($z > 0$), l'onde secondaire interfère avec $\mathbf{E}^{(0)}$ pour produire une figure de diffraction. Le problème est ici de calculer le champ électrique total \mathbf{E} du côté positif et le but de cette sous-section est de démontrer que ce champ total est donné par la formule suivante :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} \nabla \wedge \int_{\text{ouv.}} da' (\hat{\mathbf{z}} \wedge \mathbf{E}(\mathbf{r}')) \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \quad (11.12)$$

³ On peut montrer que si une solution à l'équation d'Helmholtz (ou de Laplace) et sa dérivée sont nulles dans un domaine fini de la surface, alors la fonction doit être nulle partout à l'intérieur de cette surface!

où l'intégrale sur \mathbf{r}' est effectuée sur l'ouverture. La formule (11.12) sera appelée **formule de Kirchhoff-Smythe** : cette généralisation de la formule scalaire de Kirchhoff est attribuée à Smythe (1947). Elle permet de calculer l'onde diffractée à partir de la valeur de l'onde dans l'ouverture.

La démonstration de la formule (11.12) se fait en plusieurs étapes. En fait, cette formule vaut aussi pour le champ magnétique et c'est cette version que nous allons démontrer :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} \nabla \wedge \int_{\text{ouv.}} da' (\hat{\mathbf{z}} \wedge \mathbf{B}(\mathbf{r}')) \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \quad (11.13)$$

Premièrement, il faut utiliser l'équation de Helmholtz (9.9) qui régit le potentiel vecteur \mathbf{A} et se servir de la fonction de Green associée aux conditions aux limites de Neumann sur la paroi (la dérivée de \mathbf{A} nous est connue sur la paroi : c'est le champ magnétique \mathbf{B}):

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \oint_{S'} da' G_N(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial n'} \quad (11.14)$$

où la surface fermée S' englobe complètement la région d'intérêt ($z > 0$) et où la normale est *extérieure* à cette surface. Le premier terme du membre de droite de l'éq. (11.11) est absent, car aucune source n'existe dans le volume V . Nous prendrons comme surface le plan $z = 0$, plus une surface située à l'infini où les champs s'annulent et ne contribuent pas à l'intégrale. La normale extérieure est $-\hat{\mathbf{z}}$ et donc $\partial/\partial n' = -\partial/\partial z'$. Enfin, comme l'onde secondaire (primée) satisfait séparément à l'équation de Kirchhoff, nous écrirons

$$\mathbf{A}'(\mathbf{r}) = - \int_{z=0} da' G_N(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial \mathbf{A}'}{\partial z'}(\mathbf{r}') \quad (11.15)$$

(les coordonnées du domaine d'intégration sont primées : ce sont les coordonnées du point de source).

Il nous faut ensuite calculer la fonction de Green G_N . Rappelons que cette fonction est l'amplitude de l'onde au point \mathbf{r} produite par une source ponctuelle au point \mathbf{r}' et respectant la condition que la dérivée de l'onde s'annule sur la paroi. En l'absence de paroi, la fonction de Green est donnée par l'expression (9.16). Pour obtenir une fonction de Green satisfaisant aux conditions aux limites dans le domaine $z > 0$, on peut utiliser la **méthode des images**, c'est-à-dire ajouter à la source située à \mathbf{r}' une autre source, d'intensité égale et située au point $\mathbf{r}'' = (x', y', -z')$, à l'extérieur du domaine physique d'intérêt. L'onde produite par cette image satisfait à l'équation de Helmholtz *homogène* dans le domaine $z > 0$, puisque l'image est située en $z < 0$. Son ajout à la fonction de Green (9.16) ne modifie donc rien à l'éq. (9.10), mais permet de satisfaire aux conditions aux limites à $z = 0$. En effet, on a

$$G_N(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} + \frac{1}{4\pi} \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}''|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}''|} \quad (11.16)$$

La dérivée du deuxième terme par rapport à z' est l'opposé de la dérivée du premier terme sur le plan $z' = 0$, donc $\partial G_N / \partial z' = 0$ sur S . Ceci est complètement analogue à la méthode des images utilisée en électrostatique, sauf que l'image a ici le même signe que la source, car c'est la *dérivée* de la fonction de Green qui doit s'annuler à $z = 0$ et non la fonction de Green elle-même. Sur le plan $z' = 0$, comme l'image coïncide avec le point de source, on trouve

$$G_N(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{2\pi} \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \quad (z' = 0) \quad (11.17)$$

Examinons ici les propriétés de symétries des champs \mathbf{E}' et \mathbf{B}' . Les courants qui sont la source physique de \mathbf{A}' dans la paroi n'ont pas de composante en z , mais uniquement dans le plan de la paroi. Donc la composante A'_z est nulle partout, comme indiqué par la solution générale (9.19). Plus généralement, comme la situation des sources est entièrement symétrique par rapport à une inversion $z \rightarrow -z$, les champs A'_x , A'_y et Φ' sont des fonctions paires de z . Par conséquent, les composantes E'_z , B'_x et B'_y sont impaires en z et les composantes B'_z , E'_x et E'_y sont paires en z . Cependant, les composantes E'_z , B'_x et B'_y ne sont pas continues à $z = 0$ en présence de l'écran métallique, en raison des charges et courants induits. Elles sont cependant continues dans l'ouverture. On en conclut que E'_z , B'_x et B'_y sont nuls dans l'ouverture, parce que ce sont des fonctions impaires et continues à cet endroit.

Ensuite, il faut calculer le rotationnel pour obtenir le champ magnétique :

$$\mathbf{B}'(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2\pi} \nabla \wedge \int_{z=0} da' \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \frac{\partial \mathbf{A}'}{\partial z'}(\mathbf{r}') \quad (11.18)$$

Cependant, comme $A'_z = 0$, on a

$$B'_x = -\frac{\partial A'_y}{\partial z} \quad \text{et} \quad B'_y = \frac{\partial A'_x}{\partial z} \quad \implies \quad \frac{\partial \mathbf{A}'}{\partial z} = -\hat{\mathbf{z}} \wedge \mathbf{B}' \quad (11.19)$$

On écrit donc

$$\mathbf{B}'(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} \nabla \wedge \int_{\text{écran}} da' \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} (\hat{\mathbf{z}} \wedge \mathbf{B}'(\mathbf{r}')) \quad (11.20)$$

Notons que l'intégrale peut être restreinte à la partie métallique (l'écran) du plan $z = 0$ car B'_x et B'_y s'annulent dans l'ouverture.

La formule précédente n'est pas tout-à-fait la formule (11.13), car l'intégrale est prise sur toute la surface et non pas seulement sur l'ouverture. D'autre part, elle implique le champ secondaire \mathbf{B}' et non pas le champ total $\mathbf{B}^{(0)} + \mathbf{B}'$. Pour remédier à cette situation, utilisons le principe de superposition encore une fois et écrivons $\mathbf{B}' = \mathbf{B}^{(1)} + \mathbf{B}''$, où $\mathbf{B}^{(1)}$ serait le champ produit par un écran complet à $z = 0$ (c'est-à-dire sans ouverture) et $-\mathbf{B}''$ serait le champ produit par un plan conducteur ayant la forme précise de l'ouverture (une anti-ouverture, pour ainsi dire). Il est évident que $\mathbf{B}^{(1)} + \mathbf{B}^{(0)} = 0$ si $z \geq 0$, car un écran complet empêche tout onde de le traverser et le champ total serait nul en $z > 0$. D'autre part, $\mathbf{B}^{(1)}$ et \mathbf{B}'' ont séparément toutes les propriétés de symétrie par inversion $z \rightarrow -z$ que \mathbf{B}' possède. De même, par principe de superposition, la formule (11.20) est valable pour $\mathbf{B}^{(1)}$ et \mathbf{B}'' séparément, dans leur domaines respectifs (l'écran et l'ouverture, respectivement). On peut donc écrire

$$\mathbf{B}''(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} \nabla \wedge \int_{\text{ouv.}} da' \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} (\hat{\mathbf{z}} \wedge \mathbf{B}''(\mathbf{r}')) \quad (11.21)$$

Mais comme $\mathbf{B}^{(1)} + \mathbf{B}^{(0)} = 0$ sur l'écran et du côté $z > 0$ de celui-ci, le champ total coïncide avec \mathbf{B}'' dans ce domaine et la formule de Kirchhoff (11.13) s'ensuit. Étant donné la symétrie $\mathbf{B} \leftrightarrow \mathbf{E}$ en l'absence de sources, la même formule s'applique au champ électrique (Eq. (11.12)). On peut bien sûr démontrer cette dernière formule directement, tout aussi facilement que la formule précédente pour \mathbf{B} .

Rappelons finalement l'hypothèse qui a été faite pour arriver au résultats (11.12) et (11.13) : (i) on a supposé que les courants induits dans l'écran, qui sont la source des champs secondaires \mathbf{E}' et \mathbf{B}' , ne circulent que le long du plan (leur composante en z s'annule); (ii) on a aussi supposé qu'un écran complet masque tout, c'est-à-dire que $\mathbf{B}^{(1)} = -\mathbf{B}^{(0)}$. Si l'une de ces deux hypothèses

est relaxée, le champ diffracté en sera sûrement affecté. Si l'écran est fait d'un bon conducteur, ces hypothèses sont excellentes, car les courants induits le sont à la surface, sur une épaisseur de l'ordre de la longueur de pénétration δ et leur composante en z est donc négligeable. Si l'écran est fait d'une bonne épaisseur de diélectrique, c'est moins évident et il est difficile de se prononcer sur les fines différences que cela causerait dans le patron de diffraction.

11.3 Approximation de Fraunhofer

Dans le problème de diffraction, trois échelles de grandeur entrent en jeu : la taille d de l'ouverture, la distance r au point d'observation (distance à la figure de diffraction) et la longueur d'onde $\lambda = 2\pi/k$. On supposera toujours que $r \gg d$. Cependant, le traitement mathématique est beaucoup simplifié si on suppose en plus que $d^2 \ll \lambda r$, ce qui constitue l'approximation de Fraunhofer. Cette approximation, qui équivaut à $kd^2/r \ll 1$, est toujours correcte si on observe la diffraction à une distance suffisamment grande. Elle équivaut à se placer dans la zone de rayonnement et nous permet de conserver les deux premiers termes seulement dans le développement suivant :

$$k|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| = kr - k\hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{r}' + \frac{k}{2r} (r'^2 - (\hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{r}')^2) + \dots \quad (11.22)$$

Notons qu'en pratique, l'approximation de Fraunhofer peut être rendue exacte en insérant l'ouverture entre deux lentilles convergentes qui repoussent effectivement la source et l'observateur à l'infini.

Nous ferons donc l'approximation suivante pour la fonction de Green qui figure dans la formule (11.12):

$$\frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \approx \frac{e^{ikr}}{r} e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}'} \quad (11.23)$$

où \mathbf{k} est le vecteur de grandeur k dans la direction de \mathbf{r} ($\mathbf{k} = k\mathbf{n}$). On écrit donc

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} \nabla \wedge \left\{ \frac{e^{ikr}}{r} \int_{\text{ouv.}} da' (\hat{\mathbf{z}} \wedge \mathbf{E}(\mathbf{r}')) e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}'} \right\} \quad (11.24)$$

Le calcul du rotationnel se fait comme en l'éq. (9.31) et on trouve enfin

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{i}{2\pi} \frac{e^{ikr}}{r} \mathbf{k} \wedge \int_{\text{ouv.}} da' (\hat{\mathbf{z}} \wedge \mathbf{E}(\mathbf{r}')) e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}'} \quad (11.25)$$

Considérons maintenant une onde plane de vecteur d'onde \mathbf{k}_0 et de polarisation $\hat{\mathbf{e}}_0$ (c'est-à-dire $\mathbf{E}_0 = E_0 \hat{\mathbf{e}}_0$) incidente sur l'ouverture. Faisons aussi l'approximation que $\mathbf{E} \approx \mathbf{E}^{(0)}$ dans l'ouverture (la validité de cette approximation augmente avec la taille de l'ouverture par rapport à la longueur d'onde). D'après la formule (11.25), on trouve

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{iE_0}{2\pi} \frac{e^{ikr}}{r} (\mathbf{k} \wedge (\hat{\mathbf{z}} \wedge \hat{\mathbf{e}}_0)) I(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \quad (11.26)$$

où on a défini l'intégrale

$$I(\mathbf{q}) = \int_{\text{ouv.}} da' e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}'} \quad (11.27)$$

qui ne dépend que de la différence de vecteur d'onde $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}_0$ entre l'onde diffractée et l'onde incidente. $I(\mathbf{q})$ est la transformée de Fourier de la fonction d'ouverture. Comme cette transformée

de Fourier est effectuée à $z' = 0$, seules comptent les composantes q_x et q_y . La puissance diffractée moyenne par unité d'angle solide se calcule facilement :

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{c}{8\pi} \frac{|E_0|^2}{(2\pi)^2} |\mathbf{k} \wedge (\hat{\mathbf{z}} \wedge \hat{\mathbf{e}}_0)|^2 |I(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0)|^2 \quad (11.28)$$

Considérons le facteur qui dépend de la polarisation. Supposons premièrement une incidence normale, soit $\mathbf{k}_0 = k\hat{\mathbf{z}}$. Le vecteur de polarisation est alors dans le plan xy : $\hat{\mathbf{e}}_0 = \hat{\mathbf{x}} \cos \psi + \hat{\mathbf{y}} \sin \psi$, où ψ est un angle quelconque. On trouve alors

$$\begin{aligned} \mathbf{k} \wedge (\hat{\mathbf{z}} \wedge \hat{\mathbf{e}}_0) &= k(\hat{\mathbf{z}} \cos \theta + \hat{\mathbf{x}} \sin \theta \cos \varphi + \hat{\mathbf{y}} \sin \theta \sin \varphi) \wedge (\hat{\mathbf{y}} \cos \psi - \hat{\mathbf{x}} \sin \psi) \\ &= k \{ -\hat{\mathbf{x}} \cos \theta \cos \psi - \hat{\mathbf{y}} \cos \theta \sin \psi + \hat{\mathbf{z}} \sin \theta \cos(\psi - \varphi) \} \end{aligned} \quad (11.29)$$

donc

$$|\mathbf{k} \wedge (\hat{\mathbf{z}} \wedge \hat{\mathbf{e}}_0)|^2 = k^2(\cos^2 \theta + \sin^2 \theta \cos^2(\psi - \varphi)) \quad (11.30)$$

Si on fait de cette expression une moyenne sur les différentes polarisations possibles, c'est-à-dire une moyenne sur ψ , le facteur $\cos^2(\psi - \varphi)$ est alors remplacé par $\frac{1}{2}$ et on obtient $\frac{1}{2}k^2(1 + \cos^2 \theta)$. On trouve donc la section différentielle non polarisée suivante :

$$\begin{aligned} \left. \frac{dP}{d\Omega} \right|_{\text{non pol.}} &= \frac{c}{16\pi} \frac{|E_0|^2}{(2\pi)^2} k^2(1 + \cos^2 \theta) |I(\mathbf{k})|^2 \\ &= \frac{c}{8\pi} \frac{|E_0|^2}{(2\pi)^2} k^2(1 - \frac{1}{2} \sin^2 \theta) |I(\mathbf{k})|^2 \end{aligned} \quad (11.31)$$

On laisse en exercice le soin de généraliser ce résultat au cas d'un angle d'incidence non nul. On obtient alors

$$\frac{1}{2} \sum_{\text{pol.}} |\mathbf{k} \wedge (\hat{\mathbf{z}} \wedge \hat{\mathbf{e}}_0)|^2 = \frac{1}{2} k^2(\cos^2 \theta + \cos^2 \theta_0) + \frac{1}{2} [\mathbf{k} \cdot (\hat{\mathbf{z}} \wedge \mathbf{k}_0)]^2 \quad (11.32)$$

où θ et θ_0 sont les angles que font respectivement \mathbf{k} et \mathbf{k}_0 avec l'axe des z . On trouve alors

$$\left. \frac{dP}{d\Omega} \right|_{\text{non pol.}} = \frac{c}{16\pi} \frac{|E_0|^2}{(2\pi)^2} \{ k^2(\cos^2 \theta + \cos^2 \theta_0) + \frac{1}{2} [\mathbf{k} \cdot (\hat{\mathbf{z}} \wedge \mathbf{k}_0)]^2 \} |I(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0)|^2 \quad (11.33)$$

Si l'ouverture est grande en comparaison de la longueur d'onde, la fonction $|I(\mathbf{k})|^2$ est fortement concentrée autour des faibles angles ($\theta \ll 1$) et, dans ce domaine, le préfacteur impliquant la polarisation varie très peu, de sorte qu'on peut le considérer approximativement comme une constante. Comme la différence principale entre les théories vectorielle et scalaire réside dans ce facteur, on comprend pourquoi la théorie scalaire peut être couramment utilisée sans causer d'erreur importante.

Coefficient de transmission

Dans le contexte de la diffraction par une ouverture, on définit le **coefficient de transmission** T comme la puissance totale diffractée, divisée par la puissance incidente sur l'ouverture. Si A est l'aire de l'ouverture et θ_0 l'angle d'incidence de l'onde plane frappant l'ouverture, la puissance incidente sur l'ouverture est

$$P_0 = \frac{c}{8\pi} |E_0|^2 A \cos \theta_0 \quad (11.34)$$

car c'est le produit scalaire du vecteur de Poynting incident avec la normale à l'ouverture qui détermine le flux de puissance par unité de surface dans la direction $\hat{\mathbf{z}}$. Dans une polarisation donnée $\hat{\mathbf{e}}_0$, le coefficient de transmission est alors

$$T = \frac{1}{A \cos \theta_0 (2\pi)^2} \int_0^{\pi/2} d\theta \sin \theta \int_0^{2\pi} d\varphi |\mathbf{k} \wedge (\hat{\mathbf{z}} \wedge \hat{\mathbf{e}}_0)|^2 |I(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0)|^2 \quad (11.35)$$

On peut aussi en définir une version non polarisée, moyennée sur les polarisations initiales. Dans le cas particulier d'une onde non polarisée à incidence normale, le coefficient de transmission est

$$T = \frac{k^2}{A(2\pi)^2} \int_0^{\pi/2} d\theta \sin \theta \int_0^{2\pi} d\varphi (1 - \frac{1}{2} \sin^2 \theta) |I(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0)|^2 \quad (11.36)$$

11.4 Diffraction par une ouverture circulaire

Comme application de la théorie présentée ci-haut, calculons le patron de diffraction produit par une ouverture circulaire, dans l'approximation de Fraunhofer. Nous supposons, pour simplifier les calculs, que l'onde incidente est normale à l'écran ($\mathbf{k}_0 = k\hat{\mathbf{z}}$). Dans ce cas, la fonction $I(\mathbf{k})$ dépend des angles polaires (θ, φ) spécifiant la direction de \mathbf{k} . Nous allons paramétriser la position \mathbf{r}' dans l'ouverture par les coordonnées polaires planes (r', φ') , où r' va de 0 à a (le rayon de l'ouverture) et φ' de 0 à 2π . On trouve donc, d'après l'éq. (11.27),

$$I(\theta, \varphi) = \int_0^a dr' r' \int_0^{2\pi} d\varphi' \exp\{-ikr' \sin \theta \cos(\varphi - \varphi')\} \quad (11.37)$$

L'intégrale sur φ' donne une fonction de Bessel, car

$$\int_0^{2\pi} d\varphi e^{i\alpha \cos \varphi} = 2\pi J_0(\alpha) \quad (11.38)$$

(voir la formule (D.16)). Il reste là intégrer sur r' :

$$I(\theta, \varphi) = 2\pi \int_0^a dr' r' J_0(kr' \sin \theta) \quad (11.39)$$

Comme $(xJ_1(x))' = xJ_0(x)$, on trouve

$$I(\theta, \varphi) = 2\pi a^2 \frac{J_1(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta} \quad (11.40)$$

La puissance diffractée, moyennée sur les polarisations de l'onde incidente, est alors

$$\begin{aligned} \left. \frac{dP}{d\Omega} \right|_{\text{non pol.}} &= \frac{c}{8\pi} |E_0|^2 a^2 (ka)^2 (1 - \frac{1}{2} \sin^2 \theta) \left| \frac{J_1(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta} \right|^2 \\ &= P_0 \frac{(ka)^2}{\pi} (1 - \frac{1}{2} \sin^2 \theta) \left| \frac{J_1(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta} \right|^2 \end{aligned} \quad (11.41)$$

où P_0 est la puissance incidente sur l'ouverture, c'est-à-dire $c|E_0|^2/8\pi$ fois l'aire πa^2 de l'ouverture. On voit que l'intensité est maximale à $\theta = 0$ et qu'elle s'annule aux racines x_{1n} de J_1 , dont la première est $x_{11} = 3,832$, ce qui correspond à un angle

$$\sin \theta_0 = \frac{3,832}{ka} = 0,61 \frac{\lambda}{a} \quad (11.42)$$

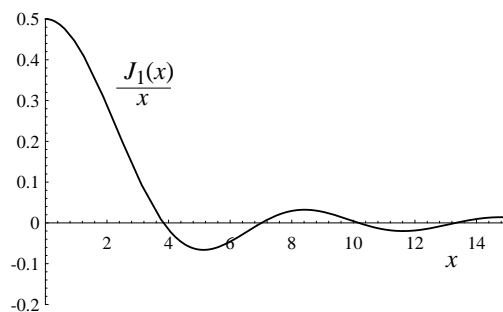


Figure 11.3. Illustration de la fonction $J_1(x)/x$, intervenant dans la diffraction par une ouverture circulaire.

Le coefficient de transmission (11.36) a, dans le cas d'une ouverture circulaire, l'expression suivante :

$$\begin{aligned} T &= \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} d\theta \sin \theta \frac{(ka)^2}{\pi} \left(1 - \frac{1}{2} \sin^2 \theta\right) \left| \frac{J_1(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta} \right|^2 \\ &= \int_0^{\pi/2} d\theta \left(\frac{2}{\sin \theta} - \sin \theta \right) J_1^2(ka \sin \theta) \end{aligned} \quad (11.43)$$

On montre que cette dernière expression est égale à

$$T = 1 - \frac{1}{2ka} \int_0^{2ka} J_0(t) dt \quad (11.44)$$

Cette intégrale s'exprime à l'aide d'une fonction hypergéométrique :

$$T = 1 - {}_1F_2\left(\frac{1}{2}, \left\{1, \frac{3}{2}\right\}, -(ka)^2\right) \quad (11.45)$$

Dans la limite d'une grande ouverture ($ka \gg 1$), on trouve $T = 1$: toute l'énergie incidente est transmise. Ceci n'est vrai que si l'onde incidente est normale à l'écran. Si, au contraire, le vecteur d'onde incident \mathbf{k}_0 fait un angle θ_0 avec l'axe des z , on trouve plutôt $T \rightarrow \cos \theta_0$ dans la limite $ka \rightarrow \infty$. Dans la limite contraire ($ka \rightarrow 0$), on constate d'après l'expression (11.44) que $T \rightarrow 0$. Rappelons-nous cependant que nos calculs ne sont pas valables dans cette limite, car nous avons supposé $\mathbf{E} \approx \mathbf{E}^{(0)}$ dans l'ouverture. Ceci dit, il est quand même vrai que le coefficient de transmission tend vers zéro dans cette limite. Ceci implique qu'un grillage dont les mailles sont considérablement plus petites que la longueur d'onde peut réfléchir parfaitement une onde électromagnétique.⁴ Enfin, on remarque des oscillations de T en fonction de ka , sorte de phénomène de résonance : la transmission est plus prononcée lorsque le diamètre de l'ouverture est un multiple entier de la longueur d'onde.

Critère de Rayleigh

La diffraction par une ouverture circulaire nous permet de justifier le critère de Rayleigh, utilisé pour définir la limite de résolution d'un instrument d'observation comme le télescope. Considérons deux sources ponctuelles très rapprochées l'une de l'autre (par exemple, deux étoiles) dont le rayonnement parvient jusqu'à un télescope dont l'objectif est de rayon a . Les rayons en provenance

⁴ La grille d'observation sur la porte d'un four à micro-ondes en est un exemple; beaucoup d'antennes paraboliques commerciales sont aussi des grilles, ce qui permet de les alléger.

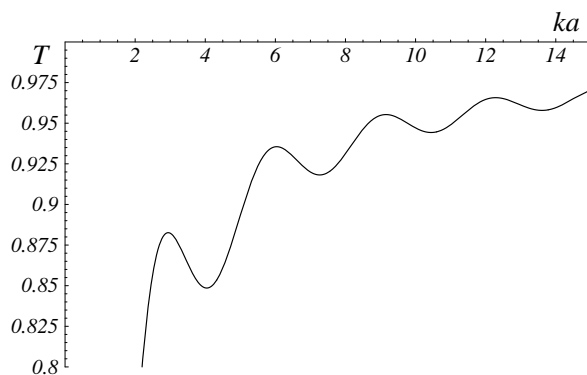


Figure 11.4. Coefficient de transmission pour une ouverture circulaire, en fonction de ka . On remarque les résonances lorsque ka est approximativement un multiple entier de π . Le coefficient T tend vers zéro lorsque $ka \rightarrow 0$.

de chacune des deux sources sont diffractés par l'objectif et les images correspondantes acquièrent donc une certaine largeur que Rayleigh a défini raisonnablement comme étant la largeur du pic central de diffraction, qui est de rayon angulaire $0,61\lambda/a$. Les deux sources n'étant pas superposées dans l'espace, leurs rayons sont caractérisés par des vecteurs d'onde $\mathbf{k}_0^{(1)}$ et $\mathbf{k}_0^{(2)}$ très voisins. Or, la position de l'image sur l'écran se définit par rapport à \mathbf{k}_0 (c'est $\mathbf{k} - \mathbf{k}_0$ qui intervient dans le patron de diffraction). Donc, les deux images seront séparées angulairement comme $\mathbf{k}_0^{(1)}$ et $\mathbf{k}_0^{(2)}$ le sont. Cependant, les deux images ayant une certaine largeur angulaire (même pour un objet ponctuel) elles ne pourront être raisonnablement distinguées l'une de l'autre si leur séparation angulaire est inférieure à $0,61\lambda/a$. En effet, dans ce cas, le maximum de l'intensité d'une image coïncide avec le minimum de l'autre et l'intensité totale montre à peine une structure à deux bosses qui permet de distinguer deux objets. L'avantage d'un télescope de fort diamètre n'est donc pas seulement la récolte d'une plus grande intensité lumineuse, mais aussi une résolution supérieure permettant de distinguer des objets plus éloignés de nous.

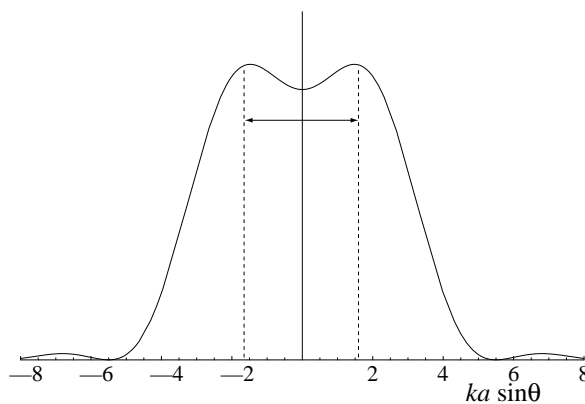


Figure 11.5. Illustration du critère de Rayleigh. Les deux sources sont ici séparées angulairement de $0,61\lambda/a$ et peuvent tout juste être distinguées.

11.5 Principe de Babinet

Considérons une ouverture pratiquée dans un écran conducteur à $z = 0$. Appelons l'écran S_a et l'ouverture S_b , de sorte que l'union $S_a \cup S_b$ donne le plan $z = 0$ en son entier. Le **principe de Babinet** établit une correspondance entre la diffraction par l'ouverture S_b et la diffraction par le système inverse (ou complément), où l'écran est maintenant S_b et l'ouverture S_a . Le système inverse est aussi défini par une rotation de la polarisation de l'onde incidente : autrement dit,

$$\mathbf{E}_c^{(0)} = \mathbf{B}^{(0)} \quad \text{et} \quad \mathbf{B}_c^{(0)} = -\mathbf{E}^{(0)} \quad (11.46)$$

(l'indice c sur les champs signifie qu'ils réfèrent au système inverse). L'expression précise du principe de Babinet est la suivante : du côté positif de l'écran ($z > 0$),

$$\mathbf{E}_c = \mathbf{B}^{(0)} - \mathbf{B} \quad \mathbf{B}_c = \mathbf{E} - \mathbf{E}^{(0)} \quad (11.47)$$

Démontrons cette relation.

Rappelons les relation (11.20), appliquée au système inverse et (11.12) appliqué au système direct :

$$\begin{aligned} \mathbf{B}'_c(\mathbf{r}) &= \frac{1}{2\pi} \nabla \wedge \int_{S_b} da' \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} (\hat{\mathbf{z}} \wedge \mathbf{B}'_c(\mathbf{r}')) \\ \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{2\pi} \nabla \wedge \int_{S_b} da' \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} (\hat{\mathbf{z}} \wedge \mathbf{E}(\mathbf{r}')) \end{aligned} \quad (11.48)$$

Dans les deux cas, l'intégrale est prise sur la surface S_b , qui est l'ouverture dans le cas direct et l'écran dans le cas inverse. On constate que les deux quantités \mathbf{B}'_c et \mathbf{E} satisfont à la même équation intégrale. De plus, les deux quantités ont aussi les mêmes conditions aux limites. En effet, dans l'approximation où l'ouverture est beaucoup plus grande que la longueur d'onde λ , le champ \mathbf{E} est égal à $\mathbf{E}^{(0)}$ dans l'ouverture, alors que le champ \mathbf{B}_c est nul tout juste derrière l'écran ($z = 0^+$); donc $\mathbf{B}'_c + \mathbf{B}_c^{(0)} = 0$ et $\mathbf{B}'_c = -\mathbf{B}_c^{(0)} = \mathbf{E}^{(0)}$. Conclusion : les deux quantités \mathbf{B}'_c et \mathbf{E} obéissent à la même équation intégrale et aux mêmes conditions aux limites et sont par conséquent identiques : $\mathbf{B}'_c = \mathbf{E}$. Donc $\mathbf{B}_c = \mathbf{B}'_c + \mathbf{B}_c^{(0)} = \mathbf{E} - \mathbf{E}^{(0)}$, tel qu'annoncé. La solution $\mathbf{B}'_c = \mathbf{E}$ nous permet aussi d'écrire $\mathbf{E}'_c = -\mathbf{B}$, à cause de la dualité électrique-magnétique dans le vide. On peut donc écrire

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_c &= \mathbf{B}_c^{(0)} + \mathbf{B}'_c = \mathbf{E} - \mathbf{E}^{(0)} \\ \mathbf{E}_c &= \mathbf{E}_c^{(0)} + \mathbf{E}'_c = \mathbf{B}^{(0)} - \mathbf{B} \end{aligned} \quad (11.49)$$

C'est là l'expression précise du principe de Babinet.

Comme application du principe de Babinet, considérons une fente mince pratiquée dans un écran conducteur infini. Supposons que la polarisation de l'onde incidente est linéaire, avec le champ magnétique dans la direction de la fente. D'après le principe de Babinet, le champ \mathbf{B} diffracté par cette fente est identique au champ \mathbf{E} émis par une antenne linéaire de la même forme que la fente : $\mathbf{B} = -\mathbf{E}'_c$. Notons cependant que cette antenne équivalente n'est pas de même nature que les antennes considérées précédemment : le courant équivalent qui y circule n'est pas sinusoïdal et l'antenne a une certaine largeur effective, pas toujours négligeable en comparaison de la longueur d'onde. On peut construire l'équivalent d'un réseau d'antennes en aménageant une suite de fentes le long d'un guide d'onde, par exemple. Bien sûr, un guide d'onde n'est pas un plan infini, mais l'effet est qualitativement le même.

11.6 Formule de Stratton-Chu

À la sous-section 11.2, nous avons démontré comment la connaissance du champ électrique sur le plan $z = 0$ pouvait nous permettre de calculer le champ électrique partout dans l'espace $z > 0$. Nous allons ici démontrer une relation plus générale que la formule (11.12) et qui peut en principe permettre de calculer le champ rayonné par une ouverture pratiquée dans une surface non plane, comme par exemple un guide d'onde. On considère une surface fermée S avec coordonnées \mathbf{r}' et on s'intéresse au champ \mathbf{E} à un point \mathbf{r} situé dans le volume bornée par la surface S . On suppose que ce volume ne contient aucune source de champ électromagnétique. La généralisation de la formule de Kirchhoff, appelée formule de **Stratton-Chu**, est la suivante :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \oint_S da' \{ ik(\mathbf{n}' \wedge \mathbf{B})G + (\mathbf{n}' \wedge \mathbf{E}) \wedge \nabla' G + (\mathbf{n}' \cdot \mathbf{E})\nabla' G \} \quad (11.50)$$

où l'intégrale des champs est prise sur S , le vecteur \mathbf{n}' est la normale *intérieure* à la surface S et $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ est la fonction de Green appropriée aux conditions aux limites choisies sur S .

Démontrons maintenant la relation (11.50). Premièrement, comme chaque composante de \mathbf{E} obéit à l'équation de Kirchhoff, on peut exprimer chaque composante comme en l'éq. (11.8):

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \oint_S da' \{ \mathbf{E}(\mathbf{n}' \cdot \nabla' G) - G(\mathbf{n}' \cdot \nabla' \mathbf{E}) \} \quad (11.51)$$

L'ennui avec cette relation, c'est qu'elle contient la dérivée du champ sur la surface; il est préférable d'exprimer ce résultat seulement en fonction des champs \mathbf{E} et \mathbf{B} . À cette fin, introduisons une deuxième surface S' , infinitésimale, autour du point \mathbf{r} , avec une normale *extérieure*. La surface $S^* = S \cup S'$ ne contient alors plus le point \mathbf{r} , et on trouve naturellement

$$\begin{aligned} 0 &= \oint_{S^*} da' \{ \mathbf{E}(\mathbf{n}' \cdot \nabla' G) - G(\mathbf{n}' \cdot \nabla' \mathbf{E}) \} \\ &= \oint_{S^*} da' \{ 2\mathbf{E}(\mathbf{n}' \cdot \nabla' G) - \mathbf{n}' \nabla' \cdot (G\mathbf{E}) \} \\ &= \oint_{S^*} da' 2\mathbf{E}(\mathbf{n}' \cdot \nabla' G) + \int_V d^3r' \nabla'^2 (G\mathbf{E}) \end{aligned} \quad (11.52)$$

où nous avons utilisé le théorème de Gauss pour le deuxième terme. L'utilisation de ce théorème est justifiée puisque l'intégrand est partout régulier dans le volume V contenu entre les deux surfaces S et S' . C'est d'ailleurs pourquoi nous avons effectué la décomposition $S = S^* - S'$. Mais

$$\nabla'^2 (G\mathbf{E}) = \nabla'(\nabla' \cdot (G\mathbf{E})) - \nabla' \wedge (\nabla' \wedge (G\mathbf{E})) \quad (11.53)$$

On peut ensuite remettre l'intégrale sur V en forme d'intégrale de surface en utilisant les relations suivantes :

$$\int_V d^3r' \nabla' \phi = - \int_{S^*} da' \mathbf{n}' \phi \quad \int_V d^3r' \nabla' \wedge \mathbf{F} = - \oint_{S^*} da' (\mathbf{n}' \wedge \mathbf{F}) \quad (11.54)$$

où ϕ et \mathbf{F} sont une fonction et un champ vectoriel quelconques. On obtient alors

$$0 = \oint_{S^*} da' \{ 2\mathbf{E}(\mathbf{n}' \cdot \nabla' G) - \mathbf{n}'(\nabla' \cdot (G\mathbf{E})) + \mathbf{n}' \wedge (\nabla' \wedge (G\mathbf{E})) \} \quad (11.55)$$

Ensuite, on développe les deux derniers termes :

$$\nabla' \cdot (G\mathbf{E}) = \nabla'G \cdot \mathbf{E} + G\nabla' \cdot \mathbf{E} \quad \nabla' \wedge (G\mathbf{E}) = G\nabla' \wedge \mathbf{E} + \nabla'G \wedge \mathbf{E} \quad (11.56)$$

Comme $\nabla' \cdot \mathbf{E} = 0$ et $\nabla' \wedge \mathbf{E} = ik\mathbf{B}$, on trouve

$$0 = \oint_{S^*} da' \{2\mathbf{E}(\mathbf{n}' \cdot \nabla'G) - \mathbf{n}'(\nabla'G \cdot \mathbf{E}) + \mathbf{n}' \wedge (\nabla'G \wedge \mathbf{E}) + ik(\mathbf{n}' \wedge \mathbf{B})G\} \quad (11.57)$$

puisque

$$\mathbf{n}' \wedge (\nabla'G \wedge \mathbf{E}) = \nabla'G(\mathbf{n}' \cdot \mathbf{E}) - \mathbf{E}(\mathbf{n}' \cdot \nabla'G) \quad (11.58)$$

il y a compensation de deux termes et on peut regrouper ce qui reste précisément comme en l'éq. (11.50):

$$0 = \oint_{S^*} da' \{ik(\mathbf{n}' \wedge \mathbf{B})G + (\mathbf{n}' \wedge \mathbf{E}) \wedge \nabla'G + (\mathbf{n}' \cdot \mathbf{E})\nabla'G\} \quad (11.59)$$

Calculons maintenant la portion de cette intégrale évaluée sur S' , qu'on prend comme une sphère de rayon $\varepsilon \rightarrow 0$ centrée sur \mathbf{r} . Premièrement, Même si G est en général une fonction comportant plusieurs termes (en raison des conditions aux limites), tous les termes sauf (9.16) sont réguliers à $\mathbf{r}' = \mathbf{r}$ et ont une contribution nulle. On peut aussi considérer \mathbf{E} comme constant sur la surface S' dans la limite $\varepsilon \rightarrow 0$. Enfin, seuls les termes en ∇G contribuent à l'intégrale dans cette limite. On trouve alors

$$\oint_{S'} da' \{\mathbf{E}(\mathbf{n}' \cdot \nabla'G) + \mathbf{E} \wedge (\mathbf{n}' \wedge \nabla'G)\} \quad (11.60)$$

Le deuxième terme s'annule et le premier donne $-\mathbf{E}$. Nous avons donc démontré la formule (11.50). On montre que la formule (11.50) est valable même quand la surface S n'est pas fermée, mais qu'elle s'étend vers l'infini. Cette formule peut donc être utilisée comme point de départ de tous les problèmes de diffraction ou de rayonnement par une ouverture. Le problème est alors de trouver la forme la plus utile de G . On utilise aussi la formule (11.50) dans la théorie de la diffusion des ondes électromagnétiques par des conducteurs.

Problème 11.1

Ce problème consiste à calculer quelques patrons de diffraction simples, dans l'approximation de Fraunhofer. Nous supposons partout que la lumière incidente est non polarisée.

- Calculez le patron de diffraction $dP/d\Omega$ d'une ouverture rectangulaire de largeur a (direction x) et de hauteur b (direction y).
- Que devient le patron trouvé en (a) dans la limite d'une fente de largeur a , c'est-à-dire quand $b \rightarrow \infty$?
- Montrez explicitement que le coefficient de transmission T est égal à 1 quand $ka \gg 1$ et $kb \gg 1$.
- Calculez le patron de diffraction produit par deux fentes de largeur a , séparées par une distance d (centre à centre). Faites un graphique du résultat pour $ka = 20$ et $kd = 100$, en fonction de l'angle θ .

Indice : en (b) et (d), il est utile d'utiliser la représentation suivante de la fonction delta de Dirac :

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \left(\frac{\sin(xt)}{x} \right)^2 = \pi \delta(x)$$

Problème 11.2

La diffraction par une ouverture petite en comparaison de la longueur d'onde peut être traitée dans l'approximation dipolaire. À partir de la formule de Kirchhoff-Smythe (11.12), démontrez que la diffraction par une petite ouverture de forme quelconque pratiquée dans un écran plan (à $z = 0$) peut être attribuée à la superposition de rayonnements dipolaire électrique et dipolaire magnétique, dont les moments \mathbf{d} et \mathbf{m} sont donnés par

$$\mathbf{d} = \frac{1}{4\pi} \hat{\mathbf{z}} \int_{\text{ouv.}} da' \mathbf{r}' \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}') \quad \mathbf{m} = \frac{1}{2\pi ik} \int_{\text{ouv.}} da' \hat{\mathbf{z}} \wedge \mathbf{E}(\mathbf{r}')$$

Indice : Placez-vous dans la zone de rayonnement et développez l'exponentielle de la formule (11.25) en ne conservant que les deux premiers termes. Des intégrations par partie sont nécessaires pour la partie dipolaire électrique et on doit supposer que $\hat{\mathbf{z}} \wedge \mathbf{E} = 0$ sur la périphérie de l'ouverture (pourquoi?).

Problème 11.3

Considérons un écran (et non une ouverture) circulaire de rayon a , dans le plan $z = 0$. Une onde plane de vecteur d'onde $k\hat{\mathbf{z}}$ est incidente sur cet écran. Nous allons étudier l'amplitude de l'onde le long de l'axe des z ($x = y = 0$), derrière l'écran, en allant au-delà de l'approximation de Fraunhofer. Pour profiter pleinement de la symétrie azimutale, nous allons supposer que l'onde incidente est à polarisation circulaire :

$$\mathbf{E}^{(0)}(\mathbf{r}) = E_0 \boldsymbol{\epsilon}_+ e^{ikz}$$

Le point de départ du calcul est la formule de Kirchhoff-Smythe :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} \nabla \wedge \int_{\text{ouv.}} da' (\hat{\mathbf{z}} \wedge \mathbf{E}(\mathbf{r}')) \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}$$

- Calculez le champ électrique diffracté le long de l'axe des z .
- Que vaut-il quand $z \rightarrow \infty$? Expliquez comment retrouver cette dernière limite à partir du principe de Babinet et de la diffraction par une ouverture circulaire. Que vaut-il quand $z \rightarrow 0$? Est-ce attendu?
- Pourquoi ne peut-on pas attaquer directement ce problème dans l'approximation de Fraunhofer, en posant que l'ouverture est le plan $z = 0$ *moins* le disque?

Problème 11.4

Une antenne consiste en un câble coaxial sectionné, dont l'enveloppe conductrice externe (de rayon b) est soudée à un plan conducteur infini, alors que la tige centrale (de rayon $a < b$) est laissée libre. Le câble coaxial porte un signal de fréquence ω dans un mode TEM. Le champ électrique à l'intérieur du câble est, comme on peut facilement le démontrer, $E_\rho = \alpha/\rho$, où ρ est la coordonnée cylindrique radiale, et $a < \rho < b$ et α est une constante proportionnelle à la tension du signal. En dehors de cette région diélectrique, le champ est nul.

a) En partant de l'éq. de Kirchhoff-Smythe dans l'approximation de Fraunhofer (11.25), montrez que le champ électrique rayonné par cette antenne est

$$\mathbf{E} = -\frac{k\alpha b}{2\pi} \frac{e^{ikr}}{r} \hat{\boldsymbol{\theta}} F(kb \sin \theta)$$

où la fonction $F(u)$ est définie par une double intégrale :

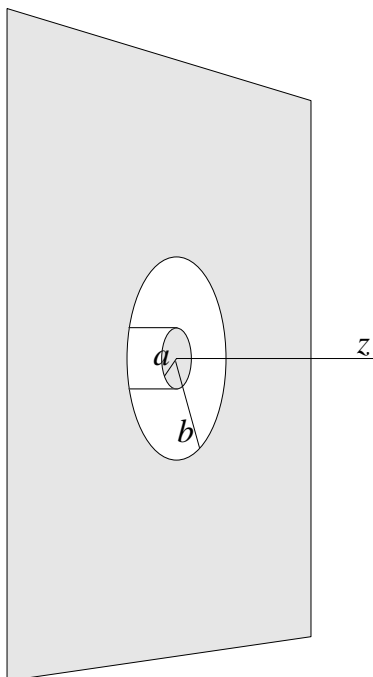
$$F(u) = i \int_{a/b}^1 dt \int_0^{2\pi} d\varphi' \cos \varphi' e^{-iut \cos \varphi'}$$

b) Montrez que, si $u \ll 1$,

$$F(u) \approx \frac{1}{2} \pi \left(1 - \frac{a^2}{b^2} \right) u$$

et déduisez-en la forme du champ diffracté et de l'intensité diffractée dans l'approximation des grandes longueurs d'onde ($kb \ll 1$).

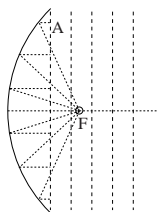
c) Calculez numériquement $F(u)$ dans le cas $a/b = 1/4$, faites-en un graphique, et commentez sur le patron de diffraction résultant, quand b n'est pas petit par rapport à la longueur d'onde.



Problème 11.4

Problème 11.5

La propriété fondamentale d'une antenne parabolique avec une source située au foyer F de la parabole est que l'onde est réfléchiée dans la direction de l'axe de l'antenne avec une phase uniforme (tous les points du plan A ont la même phase) parce que les parcours de tous les rayons du foyer F au plan A sont les mêmes. Donc, l'antenne parabolique de rayon a se comporte exactement comme une ouverture circulaire de même rayon, pratiquée dans un écran infini.



Problème 11.5

a) Supposez qu'un satellite de télécommunications soit muni d'une antenne parabolique de rayon $a = 1\text{ m}$. Le satellite suit une orbite géostationnaire dont le rayon est $R = 36\,000\text{ km}$ et vise à desservir les États-Unis seulement, donc une région circulaire de rayon $L \approx 2\,000\text{ km}$ sur Terre. Quelle doit être la relation entre la longueur d'onde λ utilisée et les dimensions a, L, R pour que presque toute la puissance émise par le satellite soit dirigée vers le cercle visé. Approximativement quelle longueur d'onde doit-on utiliser (en cm)?

b) Dans les conditions de (a) et sachant que des antennes paraboliques de rayon $b = 2\text{ m}$ sont utilisées au sol pour recevoir le signal émis par le satellite, quelle doit être (très approximativement) la puissance émise par le satellite pour que chaque antenne sur Terre dispose du minimum de signal requis (soit $0,5 \cdot 10^{-12}\text{ Watt}$)?

c) Les antennes paraboliques sont aussi utilisées en radio-astronomie. Pour augmenter la résolution angulaire, on place ces antennes en réseau. Supposez qu'on ait disposé N antennes paraboliques en ligne droite (le long de l'axe des x), chacune étant séparée de sa voisine par une distance d . Chaque antenne individuellement est caractérisée par un gain $g_1(\mathbf{k})$, maximum vers l'axe de l'antenne. Démontrez que le gain $g(\mathbf{k})$ du réseau d'antennes est, à une constante multiplicative près,

$$g(\mathbf{k}) = \text{cst.} \times g_1(\mathbf{k}) \frac{\sin^2(Nk_x d/2)}{\sin^2(k_x d/2)}$$

où k_x est la composante en x du vecteur d'onde de l'onde émise (ou reçue).

d) Pour simplifier, supposez que l'objet astronomique visé est au zénith (direction z) et qu'on veuille connaître la taille angulaire de l'objet dans le plan xz . Exprimez la résolution angulaire de l'instrument dans cette direction en fonction de N , d et de la longueur d'onde λ . On suppose bien sûr que les signaux détectés par ces antennes sont adéquatement traités et redirigés vers un noeud central où ils arrivent simultanément.

Problème 11.6

Montrez comment les relations (11.50) et (11.12) sont compatibles.

Problème 11.7

Démontrez la relation suivante concernant la somme sur les polarisations dans l'approximation de Fraunhofer :

$$\frac{1}{2} \sum_{\text{pol.}} |\mathbf{k} \wedge (\hat{\mathbf{z}} \wedge \hat{\mathbf{e}}_0)|^2 = \frac{1}{2} k^2 (\cos^2 \theta + \cos^2 \theta_0) + \frac{1}{2} [\mathbf{k} \cdot (\hat{\mathbf{z}} \wedge \mathbf{k}_0)]^2$$

12 Diffusion de la lumière

Par définition, le phénomène de diffusion se produit lorsqu'une onde plane incidente sur un milieu génère des ondes secondaires dans pratiquement toutes les directions. Ce phénomène est étroitement lié à l'inhomogénéité du milieu. En effet, dans un milieu parfaitement homogène – au moins à une échelle de longueur comparable à la longueur d'onde du rayonnement – l'invariance par translation fait qu'une onde plane perpétuelle est forcément une solution aux équations de Maxwell et donc toute diffusion serait en contradiction avec les principes de l'électromagnétisme. Par contre, en présence d'inhomogénéités (impuretés, défauts, fluctuations dans la densité du milieu, etc.), une onde plane de vecteur d'onde bien précis perdra progressivement de son amplitude au profit d'ondes secondaires émises par ces inhomogénéités en réaction au passage de l'onde plane. Une bonne partie de la physique de la diffusion repose sur une comparaison entre la dimension caractéristique des inhomogénéités et la longueur d'onde.

Nous allons commencer (section 12.1) par étudier la diffusion par un seul électron ou atome, dans le cadre du modèle de Drude (la présence d'un seul atome dans une région de l'espace constitue une inhomogénéité évidente). Cependant, la diffusion de la lumière par un milieu macroscopique nécessite une étude plus générale que la diffusion par un seul atome. C'est ce que nous ferons dans la section 12.2. Les fluctuations thermiques dans la densité d'un fluide constituent un exemple particulièrement intéressant d'inhomogénéité. Ces fluctuations deviennent considérables lorsqu'on s'approche d'un point critique, ce qui donne lieu au phénomène d'**opalescence critique**, que nous étudierons à la section 12.4.

12.1 Diffusion par un électron

Dans cette section nous allons étudier la diffusion d'ondes électromagnétiques par des électrons libres ou liés. Nous allons pour cela utiliser le modèle classique d'un électron lié harmoniquement à un atome ou une molécule.¹

Supposons qu'une onde plane à polarisation linéaire

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(kz - \omega t)} \quad (12.1)$$

est incidente sur un électron lié dans un atome autour d'une position d'équilibre. L'atome développe un moment dipolaire oscillant en réponse à cette onde (cf. éq.(3.12)) :

$$\mathbf{d} = \mathbf{E}_0 \frac{e^2}{m} \Gamma(\omega) \quad \Gamma(\omega) = N \sum_a \frac{f_a}{\omega_a^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_a} \quad (12.2)$$

où N est le nombre de résonances à considérer dans l'atome ou la molécule et f_a est la fraction de résonances ayant une fréquence ω_a et un amortissement γ_a . Un tel dipôle oscillant émet un rayonnement électromagnétique dont la forme nous est connue :

$$\begin{aligned} \frac{dP}{d\Omega} &= \frac{c}{8\pi} k^4 |\mathbf{d}|^2 \sin^2 \gamma \\ &= \frac{ce^4 k^4}{8\pi m^2} |\mathbf{E}_0|^2 |\Gamma(\omega)|^2 \sin^2 \gamma \end{aligned} \quad (12.3)$$

où γ est l'angle entre la polarisation de l'onde incidente et la direction d'observation $\hat{\mathbf{r}}$. En fait, une partie de l'énergie de l'onde incidente est absorbée par le mouvement de l'électron et réémise en rayonnement.

¹ Rappelons que dans la théorie quantique, la fréquence de l'oscillateur correspond à la fréquence d'une transition atomique ou moléculaire entre un état excité et le niveau fondamental.

Section différentielle de diffusion

La quantité la plus utile pour décrire le processus de diffusion n'est pas $dP/d\Omega$, mais la **section différentielle de diffusion**, notée $d\sigma/d\Omega$. Par définition, il s'agit de la puissance émise dans une direction donnée, par unité d'angle solide et par unité de flux d'énergie incident (moyennés dans le temps):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dP/d\Omega}{\text{flux incident}} \quad (12.4)$$

Dans le cas qui nous occupe, le flux incident est $\langle \mathbf{S} \rangle = (c|\mathbf{E}_0|^2/8\pi)$. On écrit donc

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{e^4 k^4}{m^2} |\Gamma(\omega)|^2 \sin^2 \gamma \\ &= r_0^2 \omega^4 |\Gamma(\omega)|^2 \sin^2 \gamma \end{aligned} \quad (12.5)$$

où nous avons substitué $k = \omega/c$ et la définition du rayon classique de l'électron $r_0 = e^2/mc^2$ ($2.82 \cdot 10^{-13}$ cm).

Cette section différentielle est dite "polarisée", car elle correspond à une onde incidente polarisée. En pratique, à moins de contrôler l'onde incidente, on s'intéresse le plus souvent à une moyenne sur les polarisations. À cette fin, prenons l'axe des x tel que $\hat{\mathbf{r}}$ soit dans le plan xz . Le vecteur de polarisation $\hat{\mathbf{e}}_0$ de l'onde est contenu dans le plan xy ; soit ψ l'angle que fait $\hat{\mathbf{e}}_0$ avec l'axe des x . Si θ est l'angle que fait $\hat{\mathbf{r}}$ avec $\hat{\mathbf{z}}$ (l'angle de diffusion) et γ l'angle que fait $\hat{\mathbf{r}}$ avec $\hat{\mathbf{e}}_0$, on a $\hat{\mathbf{r}} = \hat{\mathbf{x}} \sin \theta + \hat{\mathbf{z}} \cos \theta$ et $\hat{\mathbf{e}}_0 = \hat{\mathbf{x}} \cos \psi + \hat{\mathbf{y}} \sin \psi$; donc $\cos \gamma = \hat{\mathbf{r}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_0 = \cos \psi \sin \theta$, ou

$$\sin^2 \gamma = 1 - \cos^2 \psi \sin^2 \theta \quad (12.6)$$

La section différentielle non polarisée se calcule donc en faisant la moyenne des polarisations sur le plan xy , c'est-à-dire la moyenne sur ψ . Comme la valeur moyenne de $\cos^2 \psi$ est $\frac{1}{2}$, on trouve que

$$\langle \sin^2 \gamma \rangle = 1 - \frac{1}{2} \sin^2 \theta = \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \theta) \quad (12.7)$$

On peut donc écrire la section différentielle suivante :

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{non pol.}} = \frac{1}{2} r_0^2 \omega^4 |\Gamma(\omega)|^2 (1 + \cos^2 \theta) \quad (12.8)$$

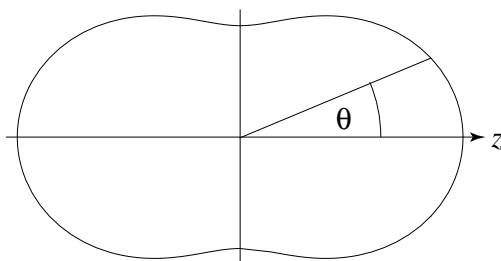


Figure 12.1. Dépendance angulaire de la section différentielle de diffusion par un dipôle électrique induit, comme un atome, une molécule, ou un électron seul. On suppose que l'onde est incidente horizontalement, le long de l'axe des z , et qu'elle n'est pas polarisée (une moyenne sur les polarisations a été faite). La dépendance angulaire est en $1 + \cos^2 \theta$.

Section efficace et interprétation géométrique

La **section efficace** de diffusion est définie comme l'intégrale sur les directions de la section différentielle :

$$\begin{aligned}\sigma &= \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega} \\ &= \frac{8\pi r_0^2}{3} \omega^4 |\Gamma(\omega)|^2\end{aligned}\quad (12.9)$$

Notons que la section efficace, tout comme la section différentielle, a la dimension d'une surface.

Dans le but de comprendre la signification géométrique de la section efficace, il est bon de considérer le problème de la diffusion de particules ponctuelles par un obstacle, dans une perspective classique. Supposons que nous ayons un flux de Φ particules par unité de temps et unité de surface qui se dirige dans une direction bien précise (disons $\hat{\mathbf{z}}$). Chaque particule peut interagir avec un objet situé à l'origine (le diffuseur) et être déviée dans une direction particulière (θ, φ) . On supposera que le diffuseur est infiniment massif en comparaison des particules ponctuelles et qu'il n'est pas affecté par les collisions. En principe, la direction de diffusion (θ, φ) est uniquement déterminée par la position (x, y) de la particule incidente par rapport à l'axe z et par la forme précise de son interaction avec l'objet diffuseur. La section différentielle de diffusion est alors définie comme

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\# \text{ de particules diffusées vers } (\theta, \varphi)}{\text{flux incident} \times \text{angle solide } d\Omega}\quad (12.10)$$

Notons que cette définition est compatible avec celle utilisée pour la diffusion des ondes électromagnétiques, car le nombre de particules par unité de temps correspond alors au nombre de photons par unité de temps. Le flux d'énergie s'obtient alors en multipliant le flux de photons par $\hbar\omega$. Comme ce facteur $\hbar\omega$ apparaît à la fois au numérateur et au dénominateur, la section différentielle est la même, que l'on compte les photons où l'énergie.

La section efficace σ est alors le nombre de particules déviées par unité de temps, divisé par le flux incident. Autrement dit, le nombre de particules déviées par unité de temps est $\sigma\Phi$. Or, dans le cas d'une interaction de contact entre les particules ponctuelles et le diffuseur, ces dernières ne sont diffusées que si elles entrent en contact direct avec l'objet. Le nombre de particules dans cette situation (par unité de temps) est précisément Φ multiplié par l'aire transversale A de l'objet. Donc, dans ce cas, on trouve $\sigma = A$, d'où le nom de *section efficace*. En somme, dans un problème plus général (sans interaction de contact), la section efficace nous indique la capacité d'un diffuseur à dévier les particules incidentes, en donnant la superficie équivalente d'un objet qui diffuserait uniquement par contact.

Diffusion Thomson et Rayleigh

Revenons au résultat (12.8) et examinons-le dans deux limites :

1. Dans le cas d'une fréquence élevée en comparaison des fréquences de résonance ω_a , on peut essentiellement négliger les facteurs ω_a et γ_a dans les dénominateurs de $\Gamma(\omega)$ et on trouve simplement $\Gamma(\omega) \approx N/\omega^2$. Dans ce cas, la section efficace devient indépendante de la fréquence :

$$\sigma = \frac{8\pi r_0^2}{3} N^2 = N^2 0.665 \cdot 10^{-24} \text{cm}^2 = N^2 0.665 \text{ barn}\quad (12.11)$$

Il s'agit de la section efficace de **Thomson**, donnée approximativement par l'aire associée au rayon classique de l'électron, fois le carré du nombre d'électrons dans la molécule.² L'approximation $\omega \gg \omega_o$ revient en fait à considérer des électrons libres.

2. Au contraire, dans le cas d'une fréquence petite en comparaison des fréquences de résonance ω_a , la fonction $\Gamma(\omega)$ tend vers une constante que nous désignerons par N/ω_o^2 (si F ne comportait qu'une seule fréquence de résonance ω_o , ce serait le résultat attendu, avec $N = 1$). Disons que $1/\omega_o^2$ est la valeur moyenne de $1/\omega_a^2$. On retrouve donc le résultat suivant :

$$\sigma = \frac{8\pi r_0^2}{3} N^2 \left(\frac{\omega}{\omega_o} \right)^4, \quad (12.12)$$

Il s'agit de la section efficace de **Rayleigh**. Sa caractéristique essentielle est la dépendance en ω^4 ou en $1/\lambda^4$. Cela signifie que les petites longueurs d'ondes (ex. le bleu) sont beaucoup plus diffusées que les grandes longueurs d'ondes (ex. le rouge).

Notons que dans chaque cas (Thomson ou Rayleigh), la section différentielle non polarisée a la même forme en $(1 + \cos^2 \theta)$.³ Dans des deux cas (Thomson et Rayleigh), nous avons supposé naturellement que l'onde diffusée à la même fréquence que l'onde incidente. Ceci est tout-à-fait naturel, considérant le mécanisme classique invoqué pour le rayonnement : induction d'un moment dipolaire oscillant et réémission à la même fréquence. Cependant, ceci cesse d'être vrai quand la fréquence de l'onde incidente devient comparable à mc^2/\hbar , où mc^2 est l'énergie au repos de l'électron. Dans ce régime de hautes énergies, la nature corpusculaire de la lumière se manifeste de plus en plus et le photon incident peut céder une partie appréciable de son énergie à l'électron qui le diffuse. L'énergie ainsi cédée à l'électron est perdue pour le photon diffusé et la fréquence associée est plus petite ($\omega' < \omega$). La diffusion Thomson devient alors la diffusion **Compton**.

Un autre processus de diffusion essentiellement quantique est la diffusion **Raman**, au cours de laquelle le photon perd de l'énergie en excitant l'atome (ou le solide) sur lequel il diffuse. On dit par conséquent qu'il s'agit d'un processus inélastique. Ce processus est au coeur d'une branche importante de la spectroscopie et permet de déterminer les niveaux d'énergie dans les atomes, les molécules et les solides.

Explication du ciel bleu...

La diffusion Rayleigh explique en gros la couleur bleue du ciel : la lumière en provenance du soleil est un mélange de diverses fréquences. La lumière en provenance de l'atmosphère est le résultat de la diffusion de la lumière solaire par les molécules de l'atmosphère. Comme la plupart des électrons des molécules de l'atmosphère sont fortement liés (fréquences ultraviolettes ou X) la condition $\omega < \omega_o$ s'applique pour les fréquences optiques et on en conclut que la composante bleue du spectre solaire est diffusée plus efficacement que la composante rouge. La contrepartie de cet argument est que la lumière qui nous provient directement du soleil au niveau de la mer a une composante rouge d'autant plus prononcée qu'elle a effectué un trajet plus long dans l'atmosphère : une section efficace constante résulte en une atténuation exponentielle de la lumière. C'est ainsi que les couchers de soleil sont rougeâtres; vu d'un véhicule en orbite ils le sont encore plus puisque le

² Dans le modèle de Drude, on associe une résonance à chaque état atomique occupé par un électron et le nombre N de résonances correspond en effet au nombre d'électrons dans l'atome ou la molécule. Cependant, il faudrait plutôt considérer le nombre d'électrons situés dans une fraction de la longueur d'onde de la lumière incidente, car tous ces électrons pourront émettre un rayonnement secondaire en phase, de manière cohérente. Un traitement plus général de la diffusion, qui inclut cette possibilité, est exposé à la sous-section suivante.

³ Cette dépendance angulaire est correcte même dans un traitement quantique du problème. Dans un tel traitement, c'est le préfacteur qui devient plus compliqué : il dépend du détail des états quantiques de l'atome.

trajet atmosphérique de la lumière est deux fois plus long. Ajoutons tout de suite que cet argument est incomplet : l'atmosphère ne diffuse la lumière que parce que sa densité fluctue sur une échelle de longueur comparable à la longueur d'onde de la lumière, comme expliqué par la théorie cinétique des gaz. Si l'atmosphère était un milieu uniforme, elle ne pourrait que réfracter la lumière et non la diffuser.

... et des nuages blancs

Le facteur N^2 dans la section efficace de Thomson et de Rayleigh est très important. Il provient du fait que les différents électrons d'une même molécule diffusent la lumière de manière cohérente, c'est-à-dire qu'on doit ajouter les *amplitudes* des onde diffusées par chacun des électrons et non leurs *intensités*. L'intensité de l'onde diffusée totale contient donc ce facteur N^2 et non simplement N . En fait, ce facteur N fait référence non pas au nombre d'électrons dans une molécule, mais au nombre d'électrons dans un volume dont les dimensions linéaires sont de l'ordre d'une fraction de la longueur d'onde de la lumière incidente. C'est alors sur un objet de charge Ne que l'onde diffuse, et non sur un électron en particulier. Étant donné un nombre fixe de molécules dans une enceinte, la diffusion sera donc plus importante si ces molécules sont regroupées en gouttelettes très espacées plutôt qu'en molécules individuelles relativement moins espacées : dans le premier cas, il y a plus d'électrons diffusant de manière cohérente. Ceci explique la couleur blanche des nuages : les nuages sont en effet constitués de gouttelettes d'eau microscopiques et non de vapeur d'eau. La diffusion par ces gouttelettes est complète; toute la lumière du spectre visible est diffusée, peu importe la longueur d'onde et c'est pourquoi les nuages apparaissent blancs. La vapeur d'eau, quant à elle, se comporte comme tout autre gaz atmosphérique.

Coefficient d'atténuation

On définit le **coefficient d'absorption** ou d'**atténuation** α par la relation

$$\alpha = \rho\sigma \quad (12.13)$$

où ρ est la densité des diffuseurs (nombre par unité de volume). Après avoir traversé une épaisseur dx d'un milieu comportant des diffuseurs, la fraction restante de flux lumineux sera $\rho\sigma dx$. On peut le voir comme suit : considérons une aire A transversale au flux incident. Dans le volume délimité par cette aire et par l'épaisseur dx il y a $\rho A dx$ diffuseurs. La probabilité que la lumière soit diffusée par un diffuseur en particulier en passant dans cette aire A est σ/A . Donc la probabilité qu'elle soit diffusée par l'un des diffuseurs présent est $\rho\sigma dx = \alpha dx$. L'intensité du faisceau décroît en rapport avec la proportion de particules diffusées entre les positions x et $x + dx$:

$$I(x + dx) = I(x) - I(x)\alpha dx \quad \implies \quad \frac{I(x + dx) - I(x)}{dx} = -I(x)\alpha \quad (12.14)$$

Il s'ensuit que l'intensité du faisceau incident diminuera de façon exponentielle en fonction de x :

$$I(x) = I_0 e^{-\alpha x} \quad (12.15)$$

On peut aussi décrire cette atténuation par une longueur caractéristique $\xi_{\text{att.}} = 1/\alpha$, après laquelle l'intensité du faisceau diminue d'un facteur e . Dans l'atmosphère, cette longueur varie de 30 km à 200 km quand on passe du violet au rouge.

Le raisonnement ci-haut sur le coefficient d'atténuation suppose bien sûr que les ondes diffusées par les diffuseurs différents se superposent de manière *incohérente*, c'est-à-dire qu'on additionne les *intensités* – ou les sections efficaces – et non pas les *amplitudes*.

12.2 Théorie générale de la diffusion

Nous allons ici considérer la diffusion de la lumière causée par une inhomogénéité du milieu dans lequel la lumière se propage. Ceci inclut comme cas particulier la diffusion par un seul électron, tel qu'étudié dans la section précédente. Dans un milieu linéaire inhomogène, la propagation des ondes électromagnétiques est régie par l'équation différentielle suivante (voir l'exercice 2.1):

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{\omega^2 \varepsilon}{c^2} \mathbf{E} = -\nabla \left(\frac{1}{\varepsilon} \nabla \varepsilon \cdot \mathbf{E} \right) \quad (12.16)$$

Supposons maintenant que la constante diélectrique ε comporte des inhomogénéités, mais qu'elle conserve une valeur moyenne $\bar{\varepsilon}$, de sorte qu'on puisse écrire $\varepsilon = \bar{\varepsilon} + \delta\varepsilon(\mathbf{r})$ où, par hypothèse, $\delta\varepsilon \ll \bar{\varepsilon}$. On peut récrire l'équation d'onde ci-haut comme

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = -\frac{1}{\bar{\varepsilon}} \nabla (\mathbf{E} \cdot \nabla \delta\varepsilon) - \frac{\delta\varepsilon}{\bar{\varepsilon}} k^2 \mathbf{E} \quad (12.17)$$

où $k^2 = \bar{\varepsilon}\omega^2/c^2$ et où seuls les termes linéaires en $\delta\varepsilon$ ont été conservés. Il s'agit de l'équation de Helmholtz inhomogène, dont la solution nous est connue :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) + \frac{1}{4\pi\bar{\varepsilon}} \int d^3r' \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \left\{ \nabla' (\mathbf{E} \cdot \nabla' \delta\varepsilon) + \delta\varepsilon k^2 \mathbf{E} \right\} \quad (12.18)$$

où ∇' est le gradient par rapport à \mathbf{r}' . Le premier terme est une solution à l'équation de Helmholtz homogène et décrit l'onde incidente. Le deuxième terme décrit l'onde diffusée. Il s'agit d'une équation intégrale, en général difficile à résoudre exactement. Cependant, nous allons supposer que l'onde diffusée est de faible amplitude en comparaison de l'onde incidente, de sorte qu'en première approximation on peut remplacer \mathbf{E} par \mathbf{E}_0 dans l'intégrale (approximation de Born). L'onde diffusée devient alors

$$\mathbf{E}_{\text{diff.}} = \frac{E_0}{4\pi\bar{\varepsilon}} \int d^3r' \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \left\{ \nabla' (\hat{\mathbf{e}}_0 \cdot \nabla' \delta\varepsilon e^{ikz'}) + \delta\varepsilon k^2 \hat{\mathbf{e}}_0 e^{ikz'} \right\} \quad (12.19)$$

où nous avons substitué la forme explicite de $\mathbf{E}_0 = E_0 \hat{\mathbf{e}}_0 e^{ikz}$.

Plaçons-nous maintenant dans la zone de rayonnement :

$$\mathbf{E}_{\text{diff.}} = \frac{E_0}{4\pi\bar{\varepsilon}} \frac{e^{ikr}}{r} \int d^3r' \left[\nabla' (\hat{\mathbf{e}}_0 \cdot \nabla' \delta\varepsilon e^{ikz'}) + \delta\varepsilon k^2 \hat{\mathbf{e}}_0 e^{ikz'} \right] e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'} \quad (12.20)$$

Il s'agit maintenant d'intégrer le premier terme par parties autant de fois que nécessaire pour éliminer les opérateurs différentiels qui figurent dans l'intégrale :

$$\begin{aligned} \int d^3r' \nabla' (\hat{\mathbf{e}}_0 \cdot \nabla' \delta\varepsilon e^{ikz'}) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'} &= -(-i\mathbf{k}) \int d^3r' (\hat{\mathbf{e}}_0 \cdot \nabla' \delta\varepsilon e^{ikz'}) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'} \\ &= (-i\mathbf{k}) \int d^3r' \delta\varepsilon \hat{\mathbf{e}}_0 \cdot \nabla' \left[e^{ikz'} e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'} \right] \\ &= -\mathbf{k} \int d^3r' \delta\varepsilon \hat{\mathbf{e}}_0 \cdot (\mathbf{k} - k\hat{\mathbf{z}}) e^{ikz'} e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'} \end{aligned} \quad (12.21)$$

où nous avons supposé que le champ s'annule suffisamment rapidement à l'infini pour que tous les termes de surface s'annulent. Comme $\hat{\mathbf{e}}_0 \cdot \hat{\mathbf{z}} = 0$, on trouve simplement, en combinant avec l'autre terme,

$$\mathbf{E}_{\text{diff.}} = \frac{E_0}{4\pi\bar{\varepsilon}} \frac{e^{ikr}}{r} \left[k^2 \hat{\mathbf{e}}_0 - (\mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{e}}_0) \mathbf{k} \right] \int d^3r' \delta\varepsilon(\mathbf{r}') e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}'} \quad (12.22)$$

où $\mathbf{q} = k(\hat{\mathbf{r}} - \hat{\mathbf{z}})$ est la différence de vecteur d'onde entre l'onde incidente et l'onde diffusée. En langage quantique, il s'agit du transfert d'impulsion donné au photon. Notons que $\hat{\mathbf{z}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_0 = 0$ et que \mathbf{E}_{diff} est bel et bien perpendiculaire à \mathbf{k} , comme il se doit : $[k^2\hat{\mathbf{e}}_0 - (\mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{e}}_0)\mathbf{k}]$ est la projection (multipliée par k^2) du vecteur $\hat{\mathbf{e}}_0$ dans le plan perpendiculaire à \mathbf{k} .

La section différentielle de diffusion est proportionnelle à $|\mathbf{E}_{\text{diff}}|^2$. Ce carré implique l'expression

$$[k^2\hat{\mathbf{e}}_0 - (\mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{e}}_0)\mathbf{k}]^2 = k^4 [1 - (\hat{\mathbf{e}}_0 \cdot \hat{\mathbf{r}})^2] \quad (12.23)$$

dont la moyenne sur les polarisations incidentes est

$$k^4 \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \theta) \quad (12.24)$$

La section différentielle de diffusion (non polarisée) est donc

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \left(\frac{k^2}{4\pi\bar{\epsilon}} \right)^2 (1 + \cos^2 \theta) |\delta\tilde{\epsilon}(\mathbf{q})|^2 \quad (12.25)$$

où $\delta\tilde{\epsilon}(\mathbf{q})$ est la transformée de Fourier de la fonction $\delta\epsilon(\mathbf{r})$, évaluée à $\mathbf{q} = k(\hat{\mathbf{r}} - \hat{\mathbf{z}})$. En somme, la diffusion nous permet de sonder la transformée de Fourier des inhomogénéités du milieu, donc d'en déterminer la forme.

Notons cependant que le traitement ci-haut suppose que les différents points du systèmes diffusent de manière *cohérente*, c'est-à-dire que les amplitudes sont additionnées et non les intensités (d'où la transformée de Fourier $\delta\tilde{\epsilon}(\mathbf{q})$, qui incorpore les interférences possibles entre des diffuseurs différents). Il nous reste à considérer quelques exemples.

12.3 Facteur de forme

Considérons maintenant la diffusion par un atome ou une molécule, comme dans la section préliminaire. D'après l'expression (3.16), l'inhomogénéité que représente une telle particule pour la constante diélectrique prend la forme suivante :

$$\delta\epsilon(\mathbf{r}) = \frac{4\pi e^2}{m} \Gamma(\omega) \delta(\mathbf{r}) \quad (12.26)$$

car la densité ρ est dans ce cas une fonction delta centrée sur la position de l'atome, qu'on suppose être à l'origine. La transformée de Fourier $\delta\tilde{\epsilon}(\mathbf{q})$ de cette inhomogénéité est une constante indépendante de \mathbf{q} :

$$\delta\tilde{\epsilon}(\mathbf{q}) = \frac{4\pi e^2}{m} \Gamma(\omega) \quad (12.27)$$

En appliquant la formule (12.25) on retrouve précisément la section différentielle de Thomson ou de Rayleigh, selon le cas.

Supposons maintenant que la lumière incidente soit diffusée sur un ensemble de plusieurs particules identiques situées à des positions \mathbf{r}_i . On écrit alors

$$\delta\epsilon(\mathbf{r}) = \frac{4\pi e^2}{m} \Gamma(\omega) \sum_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \quad (12.28)$$

et la transformée de Fourier devient

$$\delta\tilde{\epsilon}(\mathbf{q}) = \frac{4\pi e^2}{m} \Gamma(\omega) F(\mathbf{q}) \quad (12.29)$$

où on a défini le **facteur de forme**⁴

$$F(\mathbf{q}) \equiv \sum_i e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_i} \quad (12.30)$$

L'appellation *facteur de forme* vient du fait que $F(\mathbf{q})$ est la transformée de Fourier de la densité des diffuseurs.

Considérons maintenant deux cas extrêmes. Dans le premier cas, on suppose que les N diffuseurs sont distribués de manière aléatoire dans l'espace, sans qu'il y ait corrélation statistique entre les positions des différents diffuseurs. Ce serait le cas d'un gaz parfait. On peut alors exprimer le carré du facteur de forme comme suit :

$$|F(\mathbf{q})|^2 = \sum_{m,n}^N e^{-i\mathbf{q}\cdot(\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_n)} \quad (12.31)$$

Séparons la contribution de $m = n$ des autres :

$$|F(\mathbf{q})|^2 = N + 2 \sum_{m < n}^N \cos[\mathbf{q} \cdot (\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_n)] \quad (12.32)$$

Comme il n'y a aucune corrélation entre les différentes positions, la somme des cosinus est nulle. Il reste donc $|F(\mathbf{q})|^2 = N$. Donc, bien que les différents diffuseurs aient la possibilité de diffuser de manière cohérente, le désordre de leurs positions relatives annule l'effet de cohérence et ne produit qu'un facteur N dans la section efficace.

Dans le deuxième cas, on suppose au contraire que les positions des différents diffuseurs sont extrêmement corrélées, comme dans un cristal parfait. Il est bien connu alors que le facteur de forme n'est non nul que si \mathbf{q} est un vecteur du réseau cristallin réciproque. Pour obtenir une amplitude de diffusion appréciable, il faut donc que la longueur d'onde soit de l'ordre des distances interatomiques, soit dans le régime des rayons X. En revanche, dans le domaine optique, la diffusion par des cristaux isolants n'est causée que par les impuretés et les défauts cristallins.

12.4 Fluctuations de densité

Considérons maintenant la diffusion causée par les fluctuations dans la densité de particules d'un gaz ou d'un liquide. Imaginons que le volume V du liquide soit divisé en cellules de dimensions petites en comparaison de la longueur d'onde de la lumière. Chaque cellule a un volume v et comporte en moyenne ϱv particules, où ϱ est le nombre de particules par unité de volume. Soit δN_j la différence entre le nombre réel de particules dans la cellule j à un instant donné et la valeur moyenne ϱv . On suppose que cette fluctuation est d'origine thermique et est influencée par les interactions existant entre les différentes molécules du liquide. La constante diélectrique associée à la cellule j sera par conséquent légèrement modifiée, menant à une variation

$$\delta\varepsilon_j = \frac{\partial\varepsilon}{\partial\varrho} \delta\varrho_j \quad \delta\varrho_j \equiv \frac{\delta N_j}{v} \quad (12.33)$$

où $\delta\varrho_j$ est la fluctuation de la densité des particules dans la cellule j . Comme nous traitons d'un liquide, l'éq. (3.16) n'est pas applicable; il faut plutôt utiliser l'équation de Clausius-Mossotti (3.23) :

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{4\pi}{3} \frac{\varrho e^2}{m} \Gamma(\omega) \quad (12.34)$$

⁴ Dans certains ouvrages, dont celui de JACKSON, on appelle *facteur de forme* le module carré $|F(\mathbf{q})|^2$.

La différentielle de cette équation donne

$$\left[\frac{1}{\varepsilon + 2} - \frac{\varepsilon - 1}{(\varepsilon + 2)^2} \right] d\varepsilon = \frac{4\pi}{3} \frac{d\rho e^2}{m} \Gamma(\omega) = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \frac{d\rho}{\rho} \quad (12.35)$$

d'où on tire que

$$d\varepsilon = \frac{(\varepsilon - 1)(\varepsilon + 2)}{3\rho} d\rho \quad (12.36)$$

ou, appliqué à une cellule, en fonction d'une variation $\delta\rho_j$ de sa densité :

$$\delta\varepsilon_j = \frac{(\bar{\varepsilon} - 1)(\bar{\varepsilon} + 2)}{3\rho} \delta\rho_j \quad (12.37)$$

La section efficace de diffusion est donnée par l'expression (12.25), avec la transformée de Fourier

$$\delta\tilde{\varepsilon}(\mathbf{q}) = \frac{(\bar{\varepsilon} - 1)(\bar{\varepsilon} + 2)}{3\rho} \sum_j v \delta\rho_j e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_j} \quad (12.38)$$

où \mathbf{r}_j est la position de la cellule j . Le module carré de cette transformée est

$$\begin{aligned} |\delta\tilde{\varepsilon}(\mathbf{q})|^2 &= \left(\frac{(\bar{\varepsilon} - 1)(\bar{\varepsilon} + 2)}{3\rho} \right)^2 \sum_{i,j} v^2 \delta\rho_i \delta\rho_j e^{-i\mathbf{q}\cdot(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)} \\ &= \left(\frac{(\bar{\varepsilon} - 1)(\bar{\varepsilon} + 2)}{3\rho} \right)^2 V \sum_n v \langle \delta\rho_0 \delta\rho_n \rangle e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_n} \\ &= \left(\frac{(\bar{\varepsilon} - 1)(\bar{\varepsilon} + 2)}{3\rho} \right)^2 V \int d^3r \langle \delta\rho(0) \delta\rho(\mathbf{r}) \rangle e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} \\ &= \left(\frac{(\bar{\varepsilon} - 1)(\bar{\varepsilon} + 2)}{3\rho} \right)^2 V \Gamma(\mathbf{q}) \end{aligned} \quad (12.39)$$

où $\Gamma(\mathbf{q})$ est la transformée de Fourier de la fonction de corrélation de la densité:

$$\begin{aligned} \Gamma(\mathbf{q}) &= \int d^3r \langle \rho(0) \rho(\mathbf{r}) \rangle_c e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} \\ \langle \rho(0) \rho(\mathbf{r}) \rangle_c &\equiv \langle \rho(0) \rho(\mathbf{r}) \rangle - \langle \rho(0) \rangle \langle \rho(\mathbf{r}) \rangle \\ &= \langle \delta\rho(0) \delta\rho(\mathbf{r}) \rangle \end{aligned} \quad (12.40)$$

La fonction de corrélation $\langle \rho(0) \rho(\mathbf{r}) \rangle_c$ diminue généralement avec la distance de façon exponentielle, avec une longueur caractéristique appelée **longueur de corrélation** et notée ξ :

$$\langle \rho(0) \rho(\mathbf{r}) \rangle_c \sim \exp -\frac{|\mathbf{r}|}{\xi} \quad (12.41)$$

Typiquement, la transformée de Fourier de la fonction de corrélation prend la forme suivant, dite de Ornstein-Zernicke :

$$\Gamma(\mathbf{q}) = \frac{A}{q^2 + \xi^{-2}} \quad (12.42)$$

où A est une constante.

Supposons ici que la longueur de corrélation est plus petite que la longueur d'onde de la lumière ($\xi \ll \lambda$). On peut alors négliger l'exponentielle complexe dans (12.40) et la remplacer par l'unité. La fonction de corrélation devient alors

$$\begin{aligned}\Gamma(\mathbf{q}) &\sim \Gamma(0) = \int d^3r \langle \varrho(0)\varrho(\mathbf{r}) \rangle_c \\ &= \langle \varrho(0)N \rangle_c \\ &= \frac{1}{V} (\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2) \\ &= \frac{\Delta N_V^2}{V}\end{aligned}\tag{12.43}$$

où ΔN^2 est la variance du nombre de particules dans le volume V . On montre en mécanique statistique que la variance ΔN_V^2 est reliée à la compressibilité isotherme κ du milieu :

$$\frac{\Delta N_V^2}{\varrho V} = \varrho k_B T \kappa \quad \kappa \equiv -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T\tag{12.44}$$

D'autre part, $\Gamma(0)$ est aussi égal à $A\xi^2$ dans la forme d'Ornstein-Zernicke, ce qui permet d'écrire cette dernière comme

$$\Gamma(\mathbf{q}) = \frac{\xi^{-2}}{q^2 + \xi^{-2}} \varrho^2 k_B T \kappa\tag{12.45}$$

qui doit être combiné à l'expression suivante de la section différentielle de diffusion :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \theta) \left(\frac{k^2(\bar{\varepsilon} - 1)(\bar{\varepsilon} + 2)}{12\pi\bar{\varepsilon}\varrho} \right)^2 V\Gamma(\mathbf{q})\tag{12.46}$$

Dans le cas $q\xi \ll 1$, on trouve

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \theta) \left(\frac{k^2(\bar{\varepsilon} - 1)(\bar{\varepsilon} + 2)}{12\pi\varrho\bar{\varepsilon}} \right)^2 \varrho^2 V k_B T \kappa\tag{12.47}$$

En intégrant sur les angles et en sommant sur les polarisations, on trouve

$$\sigma = \frac{1}{6\pi} \left(\frac{\omega}{c} \right)^4 \left(\frac{(\bar{\varepsilon} - 1)(\bar{\varepsilon} + 2)}{3\bar{\varepsilon}} \right)^2 V k_B T \kappa\tag{12.48}$$

La quantité d'intérêt est ici le coefficient d'atténuation α . Il faut cependant se poser la question suivante : quelle est la densité des diffuseurs? Il ne s'agit pas ici de la densité ϱ des particules, car ce ne sont pas les particules qui diffusent la lumière mais les fluctuations de densité. On doit plutôt considérer qu'il n'y a qu'un seul diffuseur dans tout le système, c.-à-d. le système lui-même, et que la densité appropriée est simplement $1/V$. Le coefficient d'atténuation est donc

$$\alpha = \frac{1}{6\pi} \left(\frac{\omega}{c} \right)^4 \left(\frac{(\bar{\varepsilon} - 1)(\bar{\varepsilon} + 2)}{3\bar{\varepsilon}} \right)^2 k_B T \kappa\tag{12.49}$$

C'est la formule d'Einstein-Smoluchowski. On retrouve la diffusion Rayleigh dans le cas d'un gaz dilué ($\varrho k_B T \kappa = 1$ et $\bar{\varepsilon} - 1 \ll 1$). Lorsqu'on approche d'un point critique dans les transitions liquide-gaz, la compressibilité devient infinie et le coefficient d'atténuation diverge : c'est ce qu'on appelle l'**opalescence critique**. Il faut cependant noter que cette formule ne s'applique pas si on s'approche trop du point critique, car la longueur de corrélation ξ diverge à l'approche de ce point et l'approximation $\xi \ll \lambda$ n'est plus valable. Il faut alors avoir recours à la formule plus complète (12.46).

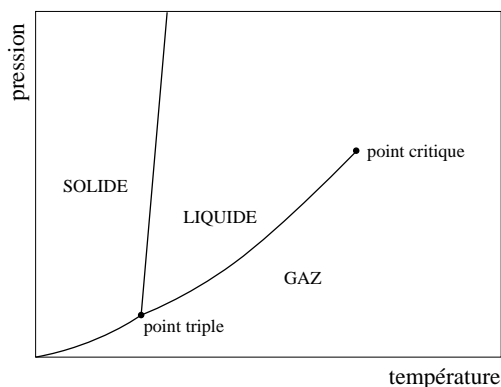


Figure 12.2. Diagramme de phase typique d'un fluide. On peut passer de manière continue de la phase liquide à la phase gazeuse si on contourne le point critique. Quand on s'approche du point critique, la longueur de corrélation augmente indéfiniment.

Problème 12.1

Considérez la diffusion de la lumière sur un réseau cristallin cubique comportant N_1 plans dans la direction x , N_2 dans la direction y et N_3 dans la direction z .

Montrez que le facteur de forme $F(\mathbf{q})$ est tel que :

$$|F(\mathbf{q})|^2 = \frac{\sin^2(\frac{1}{2}N_1q_x a)}{\sin^2(\frac{1}{2}q_x a)} \frac{\sin^2(\frac{1}{2}N_2q_y a)}{\sin^2(\frac{1}{2}q_y a)} \frac{\sin^2(\frac{1}{2}N_3q_z a)}{\sin^2(\frac{1}{2}q_z a)}$$

où a est le pas de réseau. Interprétez ce résultat dans la limite thermodynamique ($N_i \rightarrow \infty$).

Problème 12.2

Nous allons étudier dans ce problème la diffusion des ondes électromagnétiques par une sphère parfaitement conductrice de rayon a , dans deux cas limites : $a \gg \lambda$ et $a \ll \lambda$.

a) Dans le premier cas ($a \gg \lambda$), la sphère agit comme un miroir parfait et on peut utiliser l'optique géométrique pour calculer la section différentielle de diffusion, comme si la lumière était composée de particules ponctuelles obéissant à une loi de réflexion spéculaire sur la surface de la sphère. Démontrez que, dans ce cas,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4}a^2$$

C'est-à-dire une constante indépendante des angles. Le résultat correspondant pour la section efficace σ est-il évident?

Indice : Placez la sphère à l'origine et supposez que le faisceau est dirigé selon l'axe des z . Considérez comment une particule incidente à une distance $b < a$ de l'axe des z est déviée par la sphère et quelle proportion des particules est déviée vers un angle polaire θ , en supposant que le flux de particules incidentes est uniformément distribué dans le plan xy .

b) Dans le deuxième cas ($a \ll \lambda$), on doit travailler un peu plus. On doit premièrement se rappeler⁵ qu'une sphère conductrice soumise à un champ électrique uniforme \mathbf{E} se voit induire un moment dipolaire électrique $\mathbf{d} = a^3\mathbf{E}$. De plus, un champ magnétique uniforme \mathbf{B} induit un moment magnétique $\mathbf{m} = -\frac{1}{2}a^3\mathbf{B}$ dans une sphère parfaitement diamagnétique (supraconductrice). Les champs d'une onde plane de longueur d'onde

⁵ Voir les notes de cours de PHQ-420, page 24 et page 67 (Problème 2.7).

$\lambda \gg a$ varient suffisamment lentement dans l'espace pour qu'on puisse les considérer comme uniformes à l'intérieur de la sphère et varient suffisamment rapidement dans le temps pour que les courants de Foucault ne se dissipent pas et écrantent le champ magnétique complètement, de sorte que les dipôles induits cités plus haut peuvent être utilisés. Calculez la section différentielle de diffusion à partir des résultats connus sur le rayonnement dipolaire électrique et dipolaire magnétique. Calculez ensuite la section efficace.

Indice : n'oubliez pas qu'il faut faire la superposition cohérente des amplitudes des rayonnements dipolaires électrique et magnétique et que les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} de l'onde ne sont pas dans la même direction. La section efficace est donnée par $\sigma = \frac{10}{3} \pi a^2 (ka)^4$.

Problème 12.3

Une façon de caractériser l'atomicité de la matière est d'évaluer la constante de Boltzmann k_B , qui devrait être nulle si la matière était continue (ou, inversement, si le nombre d'Avogadro était infini, car ce dernier est $N_0 = R/k_B$, où R est la constante (mesurée) des gaz parfaits). Historiquement, l'une des premières évaluations de l'ordre de grandeur de k_B nous est venue de la diffusion Rayleigh par un gaz. Considérez un gaz parfait dont les molécules possèdent une série de résonances dans le modèle de Drude et sont caractérisées par une fonction $\Gamma(\omega)$ comme en (3.15). Supposons que l'on puisse mesurer le coefficient d'atténuation α de la lumière dans ce gaz et que l'atténuation soit attribuable entièrement à la diffusion Rayleigh de la lumière par les molécules individuelles. Supposons qu'on puisse aussi mesurer l'indice de réfraction (sa partie réelle) $n - 1$, en principe aussi déterminé par le modèle de Drude. Montrez que le nombre de molécules par unité de volume ϱ peut alors s'exprimer comme

$$\varrho = \frac{32}{3} \pi^3 \frac{1}{\lambda^4} \frac{(n-1)^2}{\alpha}$$

où λ est la longueur d'onde de la lumière étudiée. Ensuite, expliquez comment la constante de Boltzmann k_B peut être dérivée de cette mesure à partir de la loi des gaz parfaits et de quantités facilement mesurables.

Problème 12.4

On s'intéresse ici à la diffusion d'une onde plane par une sphère diélectrique de rayon a . La constante diélectrique à l'intérieur de la sphère est la même partout et peu différente de celle du milieu environnant, de sorte que $\delta\varepsilon$ est petit.

a) Démontrez que la section différentielle de diffusion non polarisée est

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} (ka)^4 a^2 \frac{\delta\varepsilon^2}{\varepsilon^2} (1 + \cos^2 \theta) \frac{(-qa \cos(qa) + \sin(qa))^2}{(qa)^6}$$

où $q = |\mathbf{q}| = |\mathbf{k} - k\hat{\mathbf{z}}|$ est la grandeur du transfert de vecteur d'onde et θ est l'angle polaire, égal ici à l'angle de diffusion.

b) Placez-vous dans la limite des grandes longueurs d'onde ($ka \ll 1$) et calculez la section efficace. Comment auriez-vous pu la calculer sans partir du résultat de (a)?

c) Placez-vous dans la limite des petites longueurs d'onde ($ka \gg 1$) et montrez que $d\sigma/d\Omega$ est dominé par les petits angles de diffusion θ . Montrez ensuite que la section efficace, dans cette limite, est proportionnelle à ω^2 et non à ω^4 , comme dans l'autre limite.

13 Rayonnement par des charges ponctuelles

Dans cette section nous nous intéressons au rayonnement produit par une charge ponctuelle accélérée. Nous allons premièrement calculer les champs électrique et magnétique produits par cette charge. Nous discuterons ensuite de cas particuliers : particule en mouvement uniforme, en accélération linéaire, en accélération circulaire.

13.1 Champs produits par une charge en mouvement

Considérons une charge e en mouvement quelconque, dont la position en fonction du temps est une fonction $\mathbf{s}(t)$ (nous la désignons par \mathbf{s} pour éviter toute confusion entre cette fonction et la coordonnée \mathbf{r} du point d'observation). Le problème est ici de calculer les champs électrique et magnétique produits par cette charge en mouvement.

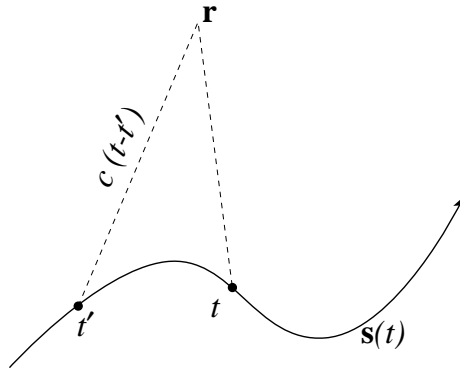


Figure 13.1. Charge en mouvement quelconque et effet du retard : le signal reçu par un observateur en \mathbf{r} au temps t a été émis alors que la particule chargée était au point $\mathbf{s}(t')$.

Pour effectuer ce calcul, on peut utiliser l'expression générale des potentiels retardés (9.19). Les densités de charge et de courant correspondantes sont

$$\rho(\mathbf{r}, t) = e\delta(\mathbf{r} - \mathbf{s}(t)) \quad \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = e\dot{\mathbf{s}}(t)\delta(\mathbf{r} - \mathbf{s}(t)) \quad (13.1)$$

Les potentiel produits par ce mouvement sont

$$\begin{aligned} \Phi(\mathbf{r}, t) &= e \int d^3r' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{s}(t - |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|/c)) \\ \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) &= \frac{e}{c} \int d^3r' \frac{\dot{\mathbf{s}}(t - |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|/c)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{s}(t - |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|/c)) \end{aligned} \quad (13.2)$$

En pratique, il est préférable d'insérer une fonction delta supplémentaire et d'écrire les potentiels comme

$$\begin{aligned} \Phi(\mathbf{r}, t) &= \int d^3r' dt' \frac{e}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \delta(t - t' - R/c) \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{s}(t')) \\ &= \int dt' \frac{e}{R} \delta(t - t' - R/c) \\ \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) &= \int d^3r' dt' \frac{e\dot{\mathbf{s}}(t')}{c|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \delta(t - t' - R/c) \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{s}(t')) \\ &= \int dt' \frac{e}{R} \boldsymbol{\beta}(t') \delta(t - t' - R/c) \end{aligned} \quad (13.3)$$

où nous avons défini

$$\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{s}(t') \quad R = |\mathbf{R}| \quad \boldsymbol{\beta} = \frac{\dot{\mathbf{s}}}{c} \quad (13.4)$$

Pour obtenir les champs, il suffit ensuite d'appliquer les relations

$$\mathbf{E} = -\nabla\Phi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad \text{et} \quad \mathbf{B} = \nabla \wedge \mathbf{A} \quad (13.5)$$

Donnons d'abord le résultat de ce calcul :

$$\boxed{\begin{aligned} \mathbf{E} &= e \left[\frac{(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta})}{\gamma^2 R^2 (1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^3} \right]_{\text{ret.}} + \frac{e}{c^2} \left[\frac{\mathbf{n} \wedge ((\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \wedge \mathbf{a})}{(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^3 R} \right]_{\text{ret.}} \\ \mathbf{B} &= [\mathbf{n} \wedge \mathbf{E}]_{\text{ret.}} \end{aligned}} \quad (13.6)$$

où $\gamma \equiv 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ et où la notation $[\dots]_{\text{ret.}}$ signifie que l'argument est évalué au temps retardé t' défini par l'équation implicite

$$t' = t - \frac{1}{c} |\mathbf{r} - \mathbf{s}(t')| = t - \frac{R}{c} \quad (13.7)$$

Remarques

1. Dans la limite non relativiste ($\boldsymbol{\beta} \sim 0$, $\mathbf{a}/c \sim 0$) on obtient $\mathbf{E} = e\mathbf{n}/R^2$ et $\mathbf{B} = 0$.
2. en fonction de la distance de la source, on note des termes qui décroissent comme $1/R^2$ et d'autres comme $1/R$. Seuls les termes en $1/R$ contribuent au rayonnement, car leur contribution au vecteur de Poynting décroît comme $1/R^2$. Ces termes impliquent l'accélération de la particule. On en conclut que seule une particule accélérée peut émettre un rayonnement.

Détails du calcul

Démontrer explicitement l'expression (13.6) à partir des expressions (13.3) est relativement simple, mais fastidieux. Dans le but de mener à bien le calcul des dérivées, signalons les propriétés suivantes :

$$\begin{aligned} \nabla f(R) &= \frac{\partial f}{\partial R} \mathbf{n} \quad \mathbf{n} \equiv \frac{\mathbf{R}}{R} \\ \nabla \wedge (f(R)\boldsymbol{\beta}) &= \nabla f \wedge \boldsymbol{\beta} \end{aligned} \quad (13.8)$$

Commençons par calculer le champ électrique. On trouve

$$\begin{aligned} -\nabla\Phi &= -e \int dt' \left\{ -\frac{1}{R^2} \delta(t - t' - R/c) - \frac{1}{cR} \delta'(t - t' - R/c) \right\} \mathbf{n} \\ -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} &= -\frac{e}{c} \int dt' \frac{1}{R} \boldsymbol{\beta} \delta'(t - t' - R/c) \end{aligned} \quad (13.9)$$

L'intégration des fonctions delta se fait plus facilement en procédant à un changement de variables : on définit $u = t - t' - R/c$ et

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt'} &= \frac{d}{dt'} \left(t - t' - \frac{R}{c} \right) \\ &= -1 - \frac{1}{c} \frac{dR}{dt'} \\ &= -1 - \frac{1}{c} \frac{d\mathbf{R}}{dt'} \cdot \frac{\partial R}{\partial \mathbf{R}} \\ &= -1 + \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n} \end{aligned} \quad (13.10)$$

Par conséquent,

$$\begin{aligned}
\mathbf{E} &= e \int_{-\infty}^{\infty} du \frac{1}{1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n}} \left\{ \frac{1}{R^2} \delta(u) + \frac{1}{cR} (\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \delta'(u) \right\} \\
&= \left[\frac{e\mathbf{n}}{R^2(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})} + -e \frac{d}{du} \left(\frac{\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}}{cR(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})} \right) \right]_{\text{ret.}} \\
&= \left[\frac{e\mathbf{n}}{R^2(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})} + \frac{e}{1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n}} \frac{d}{dt'} \left(\frac{\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}}{cR(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})} \right) \right]_{\text{ret.}}
\end{aligned} \tag{13.11}$$

où nous avons intégré par parties pour éliminer la dérivée de la fonction delta. Notons que $1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n}$ est toujours positif, car $\boldsymbol{\beta}$ est un vecteur de longueur inférieure à un. Après l'intégration par parties, l'intégrand est simplement évalué à $u = 0$, c'est-à-dire au temps retardé.

Pour continuer, nous avons besoin des dérivées suivantes :

$$\begin{aligned}
\frac{1}{c} \frac{d}{dt'} \frac{1}{R} &= \frac{1}{R^2} \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n} \\
\frac{1}{c} \frac{d}{dt'} \mathbf{n} &= \frac{1}{R} (\mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta}) - \boldsymbol{\beta}) \\
\frac{1}{c} \frac{d}{dt'} \boldsymbol{\beta} &= \frac{1}{c^2} \mathbf{a} \\
\frac{1}{c} \frac{d}{dt'} \frac{1}{1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n}} &= \frac{1}{(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^2} \left\{ \frac{\mathbf{a} \cdot \mathbf{n}}{c^2} - \frac{\beta^2}{R} + \frac{(\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^2}{R} \right\}
\end{aligned} \tag{13.12}$$

On calcule ensuite la dérivée suivante :

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dt'} \left(\frac{\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}}{cR(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})} \right) &= \frac{1}{R^2(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^2} \left((\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})(2 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}(1 - \beta^2) - \beta^2\mathbf{n} \right) \\
&\quad + \frac{\mathbf{n} \wedge ((\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \wedge \mathbf{a})}{Rc^2(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^2}
\end{aligned} \tag{13.13}$$

En combinant tous les termes correctement, on trouve le résultat annoncé (13.6).

Le champ magnétique se calcule de manière analogue :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = e \int dt' [\mathbf{n} \wedge \boldsymbol{\beta}(t')] \left\{ -\frac{1}{R^2} \delta(t - t' - R/c) - \frac{1}{cR} \delta'(t - t' - R/c) \right\} \tag{13.14}$$

Après le changement de variable de t' à u , on trouve

$$\begin{aligned}
\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &= -e \int du [\mathbf{n} \wedge \boldsymbol{\beta}(t')] \frac{1}{1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n}} \left\{ \frac{1}{R^2} \delta(u) + \frac{1}{cR} \delta'(u) \right\} \\
&= -e \left[\left(\frac{\mathbf{n} \wedge \boldsymbol{\beta}}{R^2(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})} \right) - \frac{d}{du} \left(\frac{\mathbf{n} \wedge \boldsymbol{\beta}}{cR(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})} \right) \right]_{\text{ret.}} \\
&= -e \left[\left(\frac{\mathbf{n} \wedge \boldsymbol{\beta}}{R^2(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})} \right) + \frac{1}{1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n}} \frac{d}{dt'} \left(\frac{\mathbf{n} \wedge \boldsymbol{\beta}}{cR(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})} \right) \right]_{\text{ret.}}
\end{aligned} \tag{13.15}$$

En combinant toutes ces expressions à l'aide des dérivées (13.12), nous arrivons à l'expression finale suivante :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = e \left[\frac{\boldsymbol{\beta} \wedge \mathbf{n}}{\gamma^2 R^2 (1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^3} + \frac{1}{Rc^2 (1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^3} \left\{ (\mathbf{a} \cdot \mathbf{n})(\boldsymbol{\beta} \wedge \mathbf{n}) + (\mathbf{a} \wedge \mathbf{n})(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n}) \right\} \right]_{\text{ret.}} \tag{13.16}$$

On constate que $\mathbf{B} = [\mathbf{n} \wedge \mathbf{E}]_{\text{ret.}}$, comme annoncé plus haut.

13.2 Charge en mouvement uniforme

Supposons ici que $\mathbf{a} = 0$. Le champ électrique est alors donné par (13.6):

$$\mathbf{E} = e \left[\frac{(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta})}{\gamma^2 R^2 (1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^3} \right]_{\text{ret.}} = e \frac{(\mathbf{R}_0 - R_0 \boldsymbol{\beta})}{\gamma^2 (R_0 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{R}_0)^3} \quad (13.17)$$

où $\mathbf{R}_0 \equiv [\mathbf{R}]_{\text{ret.}}$. Exprimons ce résultat non pas en fonction du temps retardé t' , mais du temps présent t . En raison du mouvement uniforme, on a $\mathbf{R} = \mathbf{R}_0 - \boldsymbol{\beta}c(t - t')$. Puisque $R_0 = c(t - t')$, ceci s'écrit

$$\mathbf{R} = \mathbf{R}_0 - R_0 \boldsymbol{\beta} \quad (13.18)$$

ce qui démontre immédiatement que le champ électrique est radial en fonction de la position de la particule au temps présent :

$$\mathbf{E} = e \frac{\mathbf{R}}{\gamma^2 (R_0 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{R}_0)^3} \quad (13.19)$$

Reste à exprimer le dénominateur en fonction de \mathbf{R} . En mettant ce dernier au carré, on trouve

$$R^2 = R_0^2 (1 + \beta^2) - 2R_0 (\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{R}_0) \quad (13.20)$$

Puisque $\mathbf{R}_0 \wedge \boldsymbol{\beta} = \mathbf{R} \wedge \boldsymbol{\beta}$, on a $(\mathbf{R}_0 \wedge \boldsymbol{\beta})^2 = (\mathbf{R} \wedge \boldsymbol{\beta})^2$, ou

$$R_0^2 \beta^2 - (\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{R}_0)^2 = R^2 \beta^2 - (\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{R})^2 \quad (13.21)$$

En soustrayant cette équation de la précédente, on conclut que

$$R_0^2 (1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n}_0)^2 = R^2 (1 - \beta^2 \sin^2 \theta) \quad (13.22)$$

où θ est l'angle séparant $\boldsymbol{\beta}$ de \mathbf{R} . Le champ électrique est alors

$$\mathbf{E} = e \frac{\mathbf{n}(1 - \beta^2)}{R^2 (1 - \beta^2 \sin^2 \theta)^{3/2}} \quad (13.23)$$

Le plus étonnant dans ce résultat est que le champ électrique est dans la direction radiale instantanée, et non retardée. On retrouve le résultat statique dans la limite non relativiste ($\beta \rightarrow 0$). Autrement, le champ est renforcé dans la direction perpendiculaire à la vitesse, et diminué dans la direction parallèle. Dans la limite ultra-relativiste, la distribution angulaire du champ affecte la forme d'une crêpe. Bien sûr, comme le champ décroît comme $1/R^2$, aucun rayonnement n'est émis, ce qui est naturel puisque la charge n'est pas accélérée.

Le champ magnétique est, quant à lui,

$$\mathbf{B} = \mathbf{n}_0 \wedge \mathbf{E} \quad \text{où} \quad \mathbf{n}_0 = \boldsymbol{\beta} + \mathbf{n} \frac{R}{R_0} \quad (13.24)$$

Donc, dans ce cas précis,

$$\mathbf{B} = \boldsymbol{\beta} \wedge \mathbf{E} \quad (13.25)$$

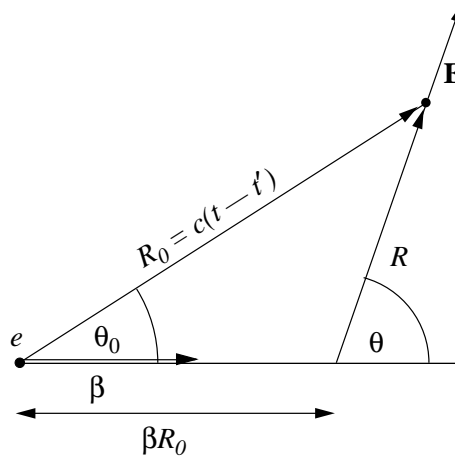


Figure 13.2. Charge en mouvement uniforme et effet du retard.

13.3 Rayonnement non relativiste

Examinons maintenant le rayonnement émis par une particule accélérée se déplaçant à des vitesses faibles par rapport à c . En négligeant β et le retard, la formule (13.6) devient

$$\mathbf{E} = \frac{e}{c^2} \frac{\mathbf{n} \wedge (\mathbf{n} \wedge \mathbf{a})}{R} + \frac{e}{R^2} \mathbf{n} \quad (13.26)$$

Soit \mathbf{E}_a la partie de \mathbf{E} qui dépend de l'accélération et décroît comme $1/R$ (idem pour \mathbf{B}). Comme \mathbf{E}_a est perpendiculaire à \mathbf{n} et que $\mathbf{B}_a = \mathbf{n} \wedge \mathbf{E}_a$, le rayonnement émis est transverse et le vecteur de Poynting (dans la limite $R \rightarrow \infty$) est

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} (\mathbf{E}_a \wedge \mathbf{B}_a) = \frac{cE_a^2}{4\pi} \mathbf{n} \quad (13.27)$$

Si θ est l'angle que fait \mathbf{n} avec \mathbf{a} , on a $E_a = ea \sin \theta / Rc^2$ et donc

$$\mathbf{S} = \frac{e^2 a^2 \sin^2 \theta}{4\pi c^3 R^2} \mathbf{n} \quad (13.28)$$

Le flux d'énergie par angle solide est donc donné par

$$\boxed{\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2 a^2 \sin^2 \theta}{4\pi c^3}} \quad (13.29)$$

La puissance rayonnée totale se trouve en intégrant sur $d\Omega$:

$$\boxed{P = \frac{2e^2 a^2}{3c^3}} \quad (13.30)$$

Ceci est la **formule de Larmor** pour la puissance du rayonnement émis par une particule non relativiste accélérée. Notons que le rayonnement émis est de même nature que celui émis par un dipôle électrique oscillant dans la direction de \mathbf{a} , sauf qu'ici il s'agit d'un rayonnement instantané et non d'un rayonnement monochromatique.

13.4 Cas où la vitesse est parallèle à l'accélération

Dans ce cas le champ électrique contribuant au rayonnement est

$$\mathbf{E}_a = \frac{e}{c^2} \left[\frac{\mathbf{n} \wedge (\mathbf{n} \wedge \mathbf{a})}{(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^3 R} \right]_{\text{ret.}} \quad (13.31)$$

La différence d'avec le cas précédent est la présence du facteur $1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n} = 1 - \beta \cos \theta$, où θ est l'angle que fait \mathbf{R} avec la vitesse. Le calcul ci-haut peut être répété et on obtient

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2 a^2 \sin^2 \theta}{4\pi c^3 (1 - \beta \cos \theta)^6} \frac{dt}{dt'} \quad (13.32)$$

Le facteur dt/dt' provient du fait qu'on s'intéresse ici à la dépendance angulaire du rayonnement *émis* et non du rayonnement *reçu*; c'est pourquoi on calcule l'énergie perdue en rayonnement par unité de temps d'émission. C'est uniquement en considérant cette quantité que la puissance totale émise P a un sens. On calcule facilement que

$$\frac{dt}{dt'} = 1 + \frac{1}{c} \frac{dR}{dt'} = 1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n} = 1 - \beta \cos \theta \quad (13.33)$$

On obtient donc

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2 a^2 \sin^2 \theta}{4\pi c^3 (1 - \beta \cos \theta)^5} \quad (13.34)$$

L'intégration de ce résultat sur les angles donne

$$P = \frac{2e^2 a^2}{3c^3} \gamma^6 \quad (13.35)$$

Il est remarquable que cette puissance devient infinie si la vitesse de la particule atteint c , la vitesse de la lumière. Il s'agit d'une démonstration physique et indirecte du fait qu'on ne peut pas accélérer une particule chargée à une vitesse égale ou supérieure à c : une puissance infinie serait requise et un rayonnement infini en découlerait.

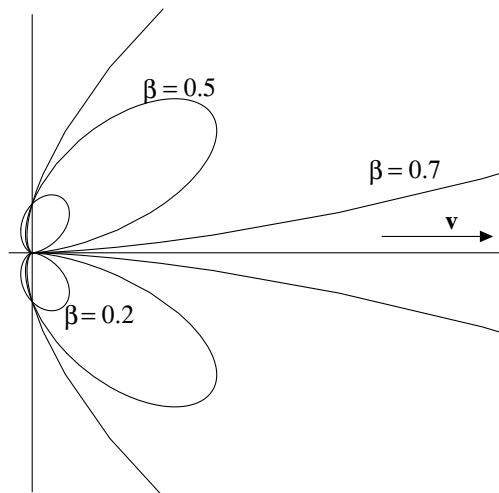


Figure 13.3. Patron de rayonnement dans le cas d'une accélération parallèle à la vitesse, pour $\beta = 0.2$, $\beta = 0.5$ et $\beta = 0.7$

Le cas non relativiste est évidemment retrouvé quand $\beta \rightarrow 0$. La différence est un accroissement du rayonnement quand $\beta \rightarrow 1$, en particulier dans la direction de la vitesse.

Dans le cas d'une particule très relativiste ($\gamma \gg 1$), on montre facilement que l'angle θ_{\max} pour lequel le rayonnement est maximum est $\theta_{\max} = 1/2\gamma$. Plus la vitesse de la particule se rapproche de c , plus le rayonnement est dirigé vers l'avant. En effet, en posant $u = \cos \theta$, la dérivée du patron de rayonnement par rapport à u est

$$\frac{d}{du} \frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2 a^2}{4\pi c^3} \frac{-2u(1 - \beta u) + 5\beta(1 - u^2)}{(1 - \beta u)^6}$$

Cette dérivée s'annule au maximum directionnel du rayonnement, soit à une valeur de u telle que

$$\beta = \frac{2u}{5 - 3u^2} \quad (13.36)$$

Dans le cas ultrarelativiste, l'angle θ est petit et β est très proche de l'unité. On peut alors procéder à l'approximation suivante :

$$u \approx 1 - \frac{1}{2}\theta^2 \quad \beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} \approx 1 - \frac{1}{2\gamma^2} \quad (13.37)$$

En substituant dans la condition (13.36), on trouve

$$1 - \frac{1}{2\gamma^2} \approx \frac{1 - \frac{1}{2}\theta^2}{1 + \frac{3}{2}\theta^2} \approx 1 - 2\theta^2 \quad (13.38)$$

ci qui mène effectivement à la relation $\theta \approx 1/(2\gamma)$.

13.5 Cas d'une orbite circulaire

Considérons une particule chargée en orbite circulaire uniforme avec pulsation ω . Dans ce cas \mathbf{a} et $\boldsymbol{\beta}$ sont perpendiculaires. Plaçons l'origine à la position instantanée de la particule, le plan de l'orbite parallèle à xz et la vitesse instantanée selon z . L'accélération est alors $\mathbf{a} = a\hat{\mathbf{x}}$. soit φ l'angle que fait la projection du rayon vecteur \mathbf{R} sur le plan xy avec l'axe des x . Définissons le vecteur $\mathbf{b} \equiv \mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}$. Le champ électrique provenant de l'accélération est alors

$$\mathbf{E}_a = \frac{e}{c^2} \left[\frac{\mathbf{n} \wedge (\mathbf{b} \wedge \mathbf{a})}{(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^3 R} \right]_{\text{ret.}} \quad (13.39)$$

Ce qui nous intéresse ici est la dépendance angulaire de la puissance rayonnée. Celle-ci est proportionnelle à E_a^2 . Pour calculer cette quantité nous avons besoin de

$$\begin{aligned} \mathbf{n} \wedge (\mathbf{b} \wedge \mathbf{a}) &= \mathbf{b}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{a}) - \mathbf{a}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{b}) \\ &= \mathbf{b}a \sin \theta \cos \varphi - \mathbf{a}(1 - \beta \cos \theta) \end{aligned} \quad (13.40)$$

et donc

$$\begin{aligned} |\mathbf{n} \wedge (\mathbf{b} \wedge \mathbf{a})|^2 &= b^2 a^2 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi + a^2 (1 - \beta \cos \theta)^2 - 2(\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}) a \sin \theta \cos \varphi (1 - \beta \cos \theta) \\ &= (1 + \beta^2 - 2\beta \cos \theta) a^2 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi + a^2 (1 - \beta \cos \theta)^2 - 2a^2 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi (1 - \beta \cos \theta) \\ &= a^2 [(1 - \beta \cos \theta)^2 - (1 - \beta^2) \sin^2 \theta \cos^2 \varphi] \end{aligned} \quad (13.41)$$

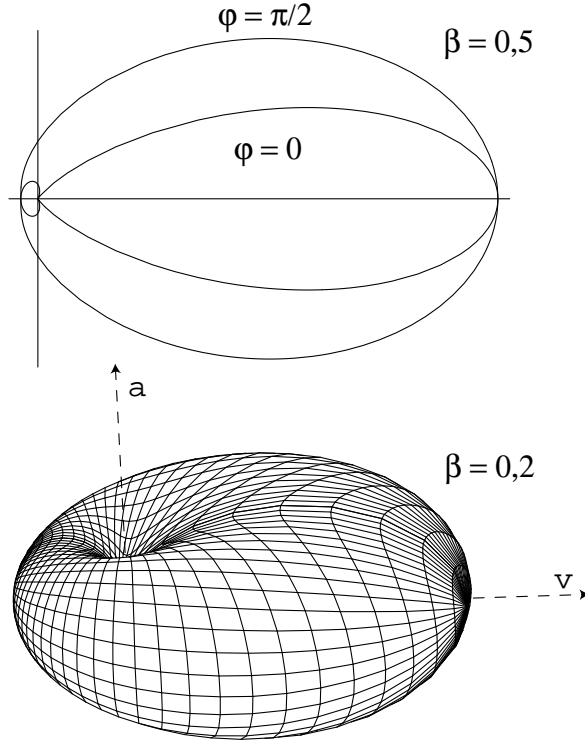


Figure 13.4. Patron de rayonnement dans le cas d'une orbite circulaire ($\beta = 0.5$). Le graphique du haut représente deux coupes, à $\varphi = 0$ et $\varphi = \pi/2$ et pour $\beta = 0,5$. Le graphique du bas est une vue tridimensionnelle de la dépendance angulaire du rayonnement, pour $\beta = 0,2$. Le rayonnement est principalement dirigé dans le plan perpendiculaire à l'accélération et vers l'avant.

On peut dès lors répéter le même calcul que ci-haut pour trouver que

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2 a^2}{4\pi c^3} \frac{(1 - \beta \cos \theta)^2 - (1 - \beta^2) \sin^2 \theta \cos^2 \varphi}{(1 - \beta \cos \theta)^5} \quad (13.42)$$

Le patron de rayonnement comporte alors deux lobes, dont le lobe frontal est le plus important, sauf si $\beta = 0$. Dans le plan $\varphi = 0$, l'expression se simplifie comme suit :

$$(1 - \beta \cos \theta)^2 - (1 - \beta^2) \sin^2 \theta = \cos^2 \theta - 2\beta \cos \theta + \beta^2 = (\cos \theta - \beta)^2 \quad (13.43)$$

et donc

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2 a^2}{4\pi c^3} \frac{(\beta - \cos \theta)^2}{(1 - \beta \cos \theta)^5} \quad (\varphi = 0) \quad (13.44)$$

Le rayonnement s'annule donc dans la direction $\varphi = 0$ et $\theta = \theta_c$, où $\cos \theta_c = \beta$. Dans le cas d'une particule ultrarelativiste ($\gamma \gg 1$), l'essentiel du rayonnement est alors contenu dans un cône d'angle $\theta_c = \arccos \beta$, en raison du dénominateur en $(1 - \beta \cos \theta)^5$. Dans ce cas, $\beta \sim 1$ et donc l'angle d'annulation θ_c est très petit et alors $\cos \theta_c \approx 1 - \frac{1}{2}\theta_c^2$. D'autre part,

$$\gamma^2 = \frac{1}{1 - \beta^2} \implies \frac{1}{\gamma^2} = (1 - \beta)(1 + \beta) \approx 2(1 - \beta) \quad (13.45)$$

et donc

$$\beta \approx 1 - \frac{1}{2\gamma^2} \quad (13.46)$$

d'où le fait que $\theta_c \approx 1/\gamma$: le rayonnement est en gros contenu dans un cône étroit de largeur angulaire $1/\gamma$.

La puissance rayonnée totale se calcule facilement :

$$P = \frac{2e^2 a^2}{3c^3} \gamma^4 = \frac{2e^2 r^2 \omega^4}{3c^3} \gamma^4 \quad (13.47)$$

où r est le rayon du cercle et $\gamma \equiv 1/\sqrt{1-\beta^2}$.

13.6 Formule de Larmor relativiste

Pour une vitesse et une accélération quelconques, la formule de Larmor prend la forme suivante :

$$P = \frac{2e^2}{3c^3} \gamma^6 [\mathbf{a}^2 - (\boldsymbol{\beta} \wedge \mathbf{a})^2] \quad (13.48)$$

On vérifie facilement qu'on retrouve les cas $\mathbf{a} \perp \boldsymbol{\beta}$ et $\mathbf{a} \parallel \boldsymbol{\beta}$ à partir de cette formule. On peut démontrer cette formule par un argument d'invariance relativiste : considérons une particule de vitesse \mathbf{v} et d'accélération \mathbf{a} quelconques, dans un référentiel S . Soit S' le référentiel dans lequel la particule est instantanément au repos (S' se déplace à une vitesse \mathbf{v} par rapport à S). La puissance rayonnée P par la particule est un invariant, c'est-à-dire la même dans tous les référentiels. En effet, il s'agit d'une énergie émise par unité de temps. L'énergie et le temps sont tous les deux les composantes temporelles de quadrivecteurs : le quadrivecteur énergie-impulsion ($E/c, \mathbf{p}$) et le quadrivecteur position (ct, \mathbf{r}). Lors d'une transformation de Lorentz, ces quantités se transforment comme suit :

$$E = \gamma(E' - \beta c p'_x) \quad t = \gamma(t' - \beta x'/c) \quad (13.49)$$

La particule étant au repos dans S' , sa quantité de mouvement est nulle ($p'_x = 0$) et le temps t' est le temps propre de la particule (donc $dt = \gamma dt'$). Donc, la dérivée dE/dt se transforme comme

$$P = \frac{dE}{dt} = \frac{\gamma dE'}{\gamma dt'} = \frac{dE'}{dt'} = P' \quad (13.50)$$

Dans le référentiel S' on peut utiliser la formule de Larmor non relativiste car la particule est momentanément au repos. Dans S , on doit cependant utiliser pour P une expression qui est un invariant et qui se ramène à la forme non relativiste quand la vitesse est nulle. La solution est d'utiliser l'invariant $a^\mu a_\mu$, où a^μ est le quadrivecteur accélération de la particule. Rappelons que a^μ est défini comme

$$a^\mu = \frac{du^\mu}{d\tau} \quad \text{et que} \quad u^\mu = \frac{dx^\mu}{d\tau} \quad (13.51)$$

Comme $dt/d\tau = \gamma$, on trouve explicitement

$$u^\mu = \gamma \frac{dx^\mu}{dt} = \gamma c(1, \boldsymbol{\beta}) \quad (13.52)$$

Étant donné que $cd\gamma/dt = \gamma^3(\mathbf{a} \cdot \boldsymbol{\beta})$, on trouve ensuite que

$$\begin{aligned} a^\mu &= \gamma \frac{du^\mu}{dt} = \gamma^4 (\mathbf{a} \cdot \boldsymbol{\beta})(1, \boldsymbol{\beta}) + \gamma^2 (0, \mathbf{a}) \\ &= (\gamma^4 \mathbf{a} \cdot \boldsymbol{\beta}, \gamma^2 \mathbf{a} + \gamma^4 (\mathbf{a} \cdot \boldsymbol{\beta}) \boldsymbol{\beta}) \end{aligned} \quad (13.53)$$

Enfin, l'invariant $a^\mu a_\mu$ est

$$\begin{aligned} (a^0)^2 - (a^1)^2 - (a^2)^2 - (a^3)^2 &= \gamma^8 (\mathbf{a} \cdot \boldsymbol{\beta})^2 \left\{ 1 - \beta^2 - \frac{2}{\gamma^2} \right\} - \gamma^4 a^2 \\ &= -\gamma^6 (\mathbf{a} \cdot \boldsymbol{\beta})^2 - \gamma^4 a^2 \\ &= -\gamma^6 [a^2 - (\boldsymbol{\beta} \wedge \mathbf{a})^2] \end{aligned} \quad (13.54)$$

Aux basses vitesses, cet invariant se réduit à $-a^2$. On pose donc

$$P = -\frac{2e^2}{3c^3} a^\mu a_\mu \quad (13.55)$$

soit la formule (13.48).

Remarquons qu'à une vitesse et une accélération données, la particule en orbite circulaire rayonne moins que la particule en trajectoire linéaire. Cependant, il est plus pratique de considérer le cas où la force est fixe. la force exercée sur une particule relativiste est

$$\begin{aligned} \mathbf{f} &= \frac{d\mathbf{p}}{dt} \\ &= \frac{d}{dt}(m\mathbf{v}\gamma) \\ &= m\mathbf{a}\gamma + m\gamma^3(\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{a})\boldsymbol{\beta} \end{aligned} \quad (13.56)$$

On voit que

$$\begin{aligned} \mathbf{f}^2 &= m^2 \mathbf{a}^2 \gamma^2 & (\mathbf{a} \perp \boldsymbol{\beta}) \\ \mathbf{f}^2 &= m^2 \mathbf{a}^2 \gamma^6 & (\mathbf{a} \parallel \boldsymbol{\beta}) \end{aligned} \quad (13.57)$$

En fonction de la force \mathbf{f} agissant sur la particule, la puissance rayonnée totale est donc

$$\begin{aligned} P &= \frac{2e^2}{3m^2 c^3} \gamma^2 \mathbf{f}^2 & (\mathbf{a} \perp \boldsymbol{\beta}) \\ P &= \frac{2e^2}{3m^2 c^3} \mathbf{f}^2 & (\mathbf{a} \parallel \boldsymbol{\beta}) \end{aligned} \quad (13.58)$$

Il est donc beaucoup plus difficile d'accélérer une particule très relativiste ($\gamma \gg 1$) en orbite circulaire qu'en trajectoire linéaire. Dans un cas comme dans l'autre, la majeure partie du rayonnement est émise vers l'avant, c'est-à-dire dans la direction approximative de la vitesse.

13.7 Rayonnement synchrotron

Le rayonnement émis par une particule en orbite circulaire est qualifié de **rayonnement synchrotron**. Un synchrotron est une machine très complexe faite d'un assemblage d'électro-aimants en série avec des cavités électromagnétiques, dont la fonction est d'accélérer des particules chargées (électrons, protons et leurs antiparticules) à des vitesses très proches de c , sur des orbites quasi-circulaires. Étant donné que l'énergie cinétique d'une particule relativiste est $mc^2\gamma$, la valeur de γ à une énergie donnée sera ~ 2000 fois plus grande pour un électron que pour un proton. La puissance rayonnée par l'électron sera alors environ 10^{13} fois plus grande que pour un proton. Dans les faits, la puissance rayonnée constitue la majeure partie du coût énergétique d'opération d'un gros accélérateur d'électrons. Le rayonnement produit est toutefois très utile pour ses applications à la physique des matériaux et la physique médicale : des machines spéciales sont même construites

à cette seule fin. Par contre, le rayonnement synchrotron produit par un accélérateur de protons est si faible qu'il n'a jamais été détecté.

Le spectre en fréquences du rayonnement synchrotron peut être étudié. Si le mouvement circulaire de l'électron est non relativiste, alors on s'attend naturellement à ce que le rayonnement émis soit à la fréquence de révolution ω_0 de l'électron sur son orbite (cf Problème 9.2). Avec un appareil de quelques centaines de mètres de diamètre, ce rayonnement ne pourrait que produire des ondes radio. Or, on produit des rayons X avec un tel appareil. Il faut donc expliquer ce paradoxe apparent. La clé de sa résolution réside dans l'effet Doppler et dans la grande directivité du rayonnement dans le régime ultrarelativiste. On sait que le rayonnement émis par l'électron est dirigé principalement vers l'avant, à un angle $\theta_c \sim 1/\gamma$. Pour un observateur situé à proximité du synchrotron, l'électron émet une courte impulsion de rayonnement à chaque tour, un peu comme une voiture roulant à grande vitesse sur un circuit circulaire et dont les phares sont très directionnels, d'où l'expression "effet phare". Si la durée de cette impulsion est de l'ordre de $\Delta\tau$, alors la densité spectrale correspondante diminuera rapidement au-delà de $\omega_c \sim 1/\Delta\tau$. Étant donné l'angle restreint de rayonnement vers l'avant, le rayonnement ne sera émis vers l'observateur que sur une distance $d \sim r\theta_c \sim r/\gamma$ parcourue par l'électron. Le temps Δt que dure cette émission de rayonnement est

$$\Delta t \sim \frac{r}{\gamma v} \quad (13.59)$$

($v = \beta c$ est la vitesse de l'électron). Cependant, il ne s'agit pas là de la durée de l'impulsion reçue par l'observateur, car la queue de l'impulsion a été émise alors que l'électron était plus proche de l'observateur que la tête de l'impulsion (effet Doppler). La longueur réelle de l'impulsion (dans l'espace) est plutôt

$$L = (c - v)\Delta t = \left(\frac{1}{\beta} - 1\right) \frac{r}{\gamma} \sim \frac{r}{2\gamma^3} \quad (13.60)$$

de sorte que la durée réelle de l'impulsion est

$$\Delta\tau = \frac{L}{c} \sim \frac{r}{c\gamma^3} = \frac{1}{\omega_0\gamma^3} \quad (13.61)$$

La fréquence maximale ω_c du rayonnement synchrotron est donc

$$\omega_c \sim \omega_0\gamma^3 = \omega_0 \left(\frac{E}{mc^2}\right)^3 \quad (13.62)$$

où E est l'énergie de l'électron. Il s'agit en fait d'une fréquence près de laquelle le spectre de puissance $dI/d\omega$ sera maximum. Pour une machine de 10 GeV et une rayon d'un centaine de mètres, on obtient facilement des rayons X de l'ordre de 10 keV.

Outre son application pratique à la production de rayons X, le rayonnement synchrotron est aussi un phénomène naturel important en astrophysique, quoique dans un domaine de fréquences moins élevées. Des particules chargées en orbite circulaire (ou hélicoïdale) autour des lignes du champ magnétique produit par une étoile émettent un rayonnement radio; ce rayonnement est détectable par les radiotélescopes terrestres. Dans le cas d'un objet plus vaste comme la nébuleuse du Crabe, ce rayonnement s'étire jusque dans le domaine optique et on peut en observer la polarisation et de là déduire l'orientation approximative du champ magnétique dans la nébuleuse. Enfin, si l'astre produisant le champ magnétique est en rotation rapide sur lui-même et que l'axe magnétique ne correspond pas à l'axe de rotation, le rayonnement synchrotron est masqué par une partie de l'astre une fois par période. Chez certains objets appelés **pulsars**, cette variation d'intensité est extrêmement marquée et rapide (les périodes observées vont de 8 s à 1,5 ms). On croit que les pulsars sont des étoiles à neutrons, très compactes (un rayon d'environ 10 km) et animées d'un mouvement de rotation extrêmement rapide.

Caractère négligeable du rayonnement produit par un accélérateur linéaire

Cependant, le rayonnement émis par une particule en accélération linéaire est si faible qu'il n'a jamais été observé. Il est facile de comprendre pourquoi par un calcul simple : en fonction de l'énergie E de la particule accélérée linéairement dans la direction x , la force s'exprime comme $f = dE/dx$. Le rapport de la puissance rayonnée à la puissance donnée à la particule par la force accélératrice (dE/dt) est

$$\frac{P}{dE/dt} = \frac{2e^2}{3m^2c^3} \left(\frac{dE}{dx} \right)^2 \frac{1}{\frac{dE}{dx} \frac{dx}{dt}} \quad (13.63)$$

Dans le cas d'une particule très relativiste ($dx/dt \sim c$), ceci devient

$$\frac{P}{dE/dt} = \frac{2e^2}{3m^2c^4} \frac{dE}{dx} = \frac{2}{3} \frac{r_0}{mc^2} \frac{dE}{dx} \quad (13.64)$$

où r_0 est le rayon classique de l'électron. Pour que le rayonnement soit important, il faudrait que la puissance rayonnée soit du même ordre que la puissance donnée à la particule, ce qui implique

$$\frac{dE}{dx} \sim \frac{mc^2}{r_0} \quad (13.65)$$

Autrement dit, il faudrait que l'énergie donnée à la particule sur une distance très courte (le rayon classique de l'électron) soit de l'ordre de son énergie de masse, soit environ 10^{14} MeV/m ! En pratique, le plus gros accélérateur linéaire produit plutôt 15 MeV/m...

Problème 13.1

Dans un modèle naïf de l'atome d'hydrogène, l'électron est en orbite circulaire autour du proton. On sait cependant que le rayonnement de cet électron accéléré lui fait perdre de l'énergie et qu'il devrait donc s'effondrer sur le proton à un moment donné. Si le rayon de cette orbite est a_0 (le rayon de Bohr) au temps $t = 0$, calculez l'instant t_0 où l'électron tombe sur le noyau, en faisant l'approximation que la vitesse de l'électron est toujours petite par rapport à c et que sa trajectoire est toujours approximativement circulaire.

Réponse: $t_0 = \frac{1}{4} a_0 / c \alpha^4$, où $\alpha \approx 1/137$ est la constante de structure fine. Notez que ceci est en fait un bon ordre de grandeur pour l'émission spontanée, c'est-à-dire le temps de vie d'un état excité de l'atome d'hydrogène.

Problème 13.2

Un électron de vitesse u_0 est ralenti par son interaction avec un matériau quelconque. En supposant que sa décélération soit constante, et parallèle à chaque instant à sa vitesse, calculez l'énergie totale rayonnée par l'électron jusqu'à ce qu'il parvienne à l'état de repos. La vitesse initiale u_0 n'est pas nécessairement petite par rapport à c .

Problème 13.3

Une particule de charge e de basse énergie ($\beta \ll 1$) se dirige radialement vers un noyau de charge Ze . La particule est décélérée par ce potentiel répulsif jusqu'à une certaine distance du noyau, pour ensuite être accélérée dans la direction contraire : la particule retourne sur ses pas. L'accélération de la particule lui a coûté une certaine énergie qu'elle a perdu par rayonnement. Si u_0 est la vitesse initiale (à l'infini) de la particule et u sa vitesse finale (aussi à l'infini), montrez qu'en première approximation on a

$$\frac{1}{2} mu^2 = \frac{1}{2} mu_0^2 \left(1 - \frac{16u_0^3}{45Zc^3} \right)$$

(il faut supposer ici que le rayonnement émis est une perturbation mineure sur le mouvement de la particule : le rayonnement peut alors être calculé en utilisant une trajectoire de la particule elle-même calculée en négligeant le rayonnement).