

LP30 – Rayonnement dipolaire électrique

29 juin 2020

Laura Guislain & Pascal Wang

Niveau :

Commentaires du jury

Bibliographie

📖 *Le nom du livre, l'auteur*¹

→ Expliciter si besoin l'intérêt du livre dans la leçon et pour quelles parties il est utile.

Prérequis

- Dipôle électrostatique
- équations de Maxwell
- jagues
- potentiels retardés
- modèle de l'électron élastiquement lié.

Expériences

- ☞ Biréfringence du quartz

Table des matières

1	Champ rayonné par un dipôle	3
1.1	Hypothèses de travail	3
1.2	Calcul des champs	4
1.3	Analyse de la zone de rayonnement	5
1.4	Résumé des caractéristiques importants	6
2	Fonctionnement d'une antenne	6
2.1	Antenne rectiligne	6
2.2	Cas d'une excitation sinusoïdale	8
3	Diffusion du rayonnement	9
3.1	Régimes de diffusion	10
3.2	Diffusion et chromaticité	10
3.3	Polarisation par diffusion	11
3.4	Questions	11
3.5	Commentaires	13
3.6	Pour les autres leçons	13

Jury

Le sens physique des approximations réalisées, ainsi que les propriétés de symétrie des champs électrique et magnétique rayonnés, doivent être discutés. Cette leçon peut également être l'occasion de réfléchir à la stabilité de la matière.

Préparation

Biblio : Sanz MP + hprepa ondes + sextant + houard + perez

- Partie I/ [Cours PSI](#), Dunod MP ancienne édition
- Partie III/ Houard + Sanz.
- Partie II/ Lorrain, Jackson, Antena as a boundary conditions problem

Plan : On peut faire le calcul de l'antenne sur transparent et expliquer la démarche à l'oral et faire le bilan de puissance pour la couleur du coucher de soleil.

Passage : Si on ne fait pas les calculs, il faut mentionner les étapes et les approximations quand même.

Questions : potentiels retardés, potentiel relativiste, culture sur les antennes, qu'est ce qui change si on considère une distribution de charges pas neutre ? (champ B inchangé, champ E avec un terme coulombien $Q_{tot}/4\pi\epsilon_0 r^2$) Comment rendre des antennes très directives ? Beaucoup d'éléments déphasés de manière appropriés.

Supports : [animation dipole oscillant](#), tracé python de la susceptibilité de l'électron élastiquement lié

Introduction

Problème Dans une leçon précédente, nous avons étudié la propagation d'ondes électromagnétiques dans le vide sans nous préoccuper de leur production à partir de charges en mouvement. L'étude du rayonnement électromagnétique créé par des charges en mouvement est difficile, notamment en raison des conditions aux limites imposées aux équations de Maxwell.

Dipôle de Hertz Nous étudions ici le dipôle de Hertz ; il est important pour plusieurs raisons car il permet de donner une interprétation du rayonnement électromagnétique à partir du mouvement d'oscillations des charges électriques autour de leur position moyenne ; la matière étant globalement neutre, on conçoit alors que le moment dipolaire de ces charges ait un rôle déterminant dans l'interaction entre la matière et le rayonnement. Lorsqu'une charge est accélérée elle rayonne de l'énergie sous la forme d'un champ électromagnétique.

Stabilité de la matière, antennes Au niveau théorique, ce rayonnement a soulevé des questions autour de la stabilité de la matière, puisqu'un électron accéléré devrait perdre de l'énergie par rayonnement. Au niveau pratique, le rayonnement permet de créer des champs électromagnétique à partir de courant sinusoïdaux : ce sont des antennes.

Expérience de la diffusion du lait

Aspect chromatique On montre cette vidéo : <https://www.youtube.com/watch?v=ge6MFvV8m3U> On éclaire une solution avec du lait. On voit que la lumière diffusée est bleue, comme le ciel. La lumière transmise est rouge, comme le soleil couchant.

Aspect polarisation On montre cette vidéo : <https://youtu.be/uLDMT6EBwk0?t=258>. On voit des effets de polarisation

1 Champ rayonné par un dipôle

1.1 Hypothèses de travail

Motivation de l'étude On veut étudier le rayonnement issue d'un moment dipolaire variable quelconque. On va d'abord simplifier l'étude en considérant un moment dipolaire orienté selon un axe fixe $\vec{u}_z$. On verra qu'on ne perd pas de généralité car les équations de l'électromagnétisme sont linéaires. On peut modéliser un dipôle oscillant par :

- un doublet de charges fixes de distance variable $\vec{p}(t) = qd(t)\vec{u}_z$ (bof)
- un doublet de charges variables fixes $\vec{p}(t) = q(t)d\vec{u}_z$ Il existe alors un courant électrique $i = \frac{dq}{dt}$ entre les deux charges. Mettant un grand nombre de dipôles élémentaires de ce type bout à bout, nous pourrions alors modéliser un conducteur fin parcouru par un courant variable, c'est-à-dire une antenne. On voit l'intérêt de s'intéresser à un dipôle élémentaire.

Par la suite, nous désignerons la source de rayonnement par son moment dipolaire $\vec{p}(t)$, sans plus de référence à sa nature précise.

Système Nous voulons déterminer le champ électromagnétique rayonné par un dipôle. On considère une distribution de charges et de courants. (filament d'une lampe à incandescences, atomes d'un gaz, une étoile). *Il est plus simple de ne considérer qu'un dipôle de Hertz. Si on prend l'option d'une distribution de N charges, il convient de ne pas oublier qu'on néglige les interactions entre les charges*

Notations Faire un beau schéma avec

- un référentiel galiléen R d'origine O , lié à un observateur immobile au point d'observation M en $\vec{r}$
- un domaine de l'espace $\mathcal{D}$ de taille a qui contient la distribution à tout instant
- le point P repère une charge q_P de la distribution, se déplaçant à la vitesse v_P .

Hypothèses Ecrire les simplifications sur $\vec{A}$ au fur et à mesure des hypothèses.

- charges non-relativistes. **ODG:** dans un métal, la vitesse de Fermi est $v_f \sim 10^6 m/s \ll c$. L'expression du potentiel vecteur du champ créé par la charge est non-relativiste. *Sinon, il faut utiliser le potentiel de Liénard-Wiechert en remplaçant r par $r - \vec{v}(t - r/c) \cdot \vec{r}/c$ au dénominateur : $V(\vec{r}, t) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r - \vec{v} \cdot \vec{r}/c}$ et $\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{\vec{v}}{r - \vec{v} \cdot \vec{r}/c}$ avec $\vec{v} = \vec{v}(t - r/c)$*
- ARQS pour la source $a \ll \tau c$ **ODG:** antenne. Le retard au point M est le même pour tous les points de la source. *C'est un peu contenu dans l'approximation non relativiste : $v \ll c \Leftrightarrow a/T \ll \lambda/T$ où T est la période.* **ODG:** Soleil $a = 10^6 km \ll d = 150.10^6 km$
- hypothèse dipolaire $a \ll |\vec{r}|$ c'est une approximation type diffraction de Fraunhofer

Potentiels retardés Nous voulons déterminer le champ électromagnétique rayonné par ce dipôle, donc résoudre les équations de Maxwell. On se place dans la Jauge de Lorentz $\nabla \cdot \vec{A} + 1/c^2 \partial V / \partial t = 0$, ce qui permet de découpler les équations : $\vec{A}$ avec $\vec{j}$ et V avec ρ . Alors $\vec{A}$ et V vérifient des équations d'ondes découplées, c'est l'intérêt de passer par les potentiels. Nous admettons que $\vec{A}$ est sous la forme d'un potentiel retardé [expression] Cela vient du calcul des fonctions de Green causales du d'Alembertien, avec la TF et de l'analyse complexe. *Sinon, $\clubsuit$ HPrepa p158 pour une approche qualitative : l'équation de d'Alembert pousse à chercher des solutions sous forme d'ondes sphériques causales $V(r, t) = f(t - r/c)/r$ et lorsque $r \rightarrow 0$, on veut retrouver le comportement asymptotique $V(r \rightarrow 0, t) = Q(t)/(4\pi\epsilon_0 r)$, d'où $V(r, t) = Q(t - r/c)/4\pi\epsilon_0 r$. Ces expressions font intervenir un décalage temporel $\Delta t = r_{PM}/c$. Ce décalage correspond à la durée de propagation de l'information à la vitesse de la lumière c de la source en $(P, t - \Delta t)$ jusqu'à (M, t) .*

1.2 Calcul des champs

$\clubsuit$ p579 Dunod MP ancienne édition.

Simplification On suppose le moment dipolaire orienté selon un axe fixe $\vec{u}_z$. On ne perd pas de généralité car les équations de l'électromagnétisme sont linéaires. Pour obtenir une orientation quelconque, on peut faire des combinaisons linéaires d'orientations fixes. *Une polarisation circulaire est la somme de deux polarisations rectilignes déphasées de $\pi/4$*

Examen des symétries On se place en coordonnées sphériques. Tout plan contenant l'axe (Oz) , donc le dipôle, est plan de symétrie de la distribution de charges. Le champ électrique est contenu dans tous ces plans $E_\phi = 0$. Le champ magnétique est perpendiculaire à tous ces plans méridiens donc $B_r = B_\theta = 0$ et donc $\vec{B} = B_\phi \vec{e}_\phi$.

Champ magnétique Le champ magnétique est donné par $\vec{B} = r \otimes \vec{A}$. [On fait ce calcul](#)

Champ électrique [On peut donner son expression sur diaporama en disant les étapes à l'oral](#) On intègre l'équation de Maxwell Ampère, avec $\vec{j} = 0$ hors de la distribution de courants, puisqu'on se situe dans le vide. *On aurait pu calculer V avec les potentiels retardés ou avec la jauge de Lorentz en connaissant $\vec{A}$ puis calculer $\vec{E}$ à partir de $\vec{A}$ et V .*

Bonus : distribution de charges non neutre Si la distribution de charge possède une charge totale non nulle, le champ magnétique $\vec{B}$ est inchangé mais le champ électrique a un terme supplémentaire coulombien en $Q_{tot}/4\pi\epsilon_0 r^2$, par principe de superposition.

Premiers commentaires Si on prend un moment dipolaire indépendant du temps, on retrouve le champ décroissant en $1/r^3$ du dipôle électrostatique.

Animation d'un dipôle oscillant

On montre : [animation dipole oscillant](#) On reconnaît près du centre une structure comparable à celle du dipôle statique ; en s'éloignant, il prend la forme d'une onde progressive.

Zone de champ proche [On donne le résultat et calculs à l'oral](#) On retrouve le champ du dipôle électrostatique avec des champs variant $1/r^3$ et une forte anisotropie de ces derniers. C'est bien normal car dans cette zone, on se situe en ARQS-électrique pour les sources ainsi que pour M. Ceci explique que l'on retrouve les résultats d'électrostatique.

Zone de champ lointain/rayonnement $a \ll \lambda \ll r$ En fait, en pratique, la zone d'intérêt est plutôt la zone de rayonnement. En optique par exemple, les longueurs d'onde sont de l'ordre de 500 nm, on observe les phénomènes à quelques dizaines de centimètres des sources (ou plus) : il s'agit bien de la zone de rayonnement. Pour les ondes radio

en modulation de fréquence, les longueurs d'ondes sont de l'ordre de quelques mètres ; les récepteurs, à distance de l'émetteur variant entre la centaine de mètres et quelques dizaines de kilomètres, sont bien dans la zone de rayonnement. *En revanche, pour les grandes ondes où les longueurs d'onde sont de l'ordre du kilomètre, le modèle n'est applicable que si les récepteurs ne sont pas trop près des émetteurs.*



On va étudier la zone de rayonnement

1.3 Analyse de la zone de rayonnement

Proportionnalité à l'accélération de la charge Le champ dépend de la dérivée seconde de $\vec{p}$ donc de l'accélération de la charge qui rayonne. La formule de Larmor ∇ Sanz MP relie la puissance rayonnée par une charge q non relativiste au carré de son accélération. Selon cette formule, toute charge électrique subissant une accélération non uniforme émet dans l'espace une puissance électromagnétique donc perd de l'énergie.

Bonus : force d'Abraham Lorentz La puissance dissipée est en ω^4 donc la force de frottement associée est en ω^3 puisque la vitesse est en ω : c'est la force d'Abraham-Lorentz proportionnelle à la dérivée temporelle de l'accélération. Ainsi, une force de dissipation appropriée dans le modèle de l'électron élastiquement lié ne serait pas la force de frottement visqueux type Drude en $-v\tau$, mais plutôt une force en $-\ddot{v}$.

Bonus : rayonnement synchrotron Dans un synchrotron, les charges accélérées rayonnent proportionnellement à l'accélération v^2/R si elles ont une trajectoire circulaire. Il vaut mieux augmenter R donc construire des accélérateurs plus gros pour minimiser les pertes par rayonnement synchrotron. **ODG:** Super Proton Synchrotron du CERN $R \sim 2\text{km}$, LHC 27 km. A l'inverse, dans un onduleur, des électrons relativistes traversent un champ magnétique à structure périodique. L'accélération périodique des électrons dans ces machines permet la production de faisceaux intenses de rayons X utilisés pour l'étude de la structure de la matière (cristallographie, analyse du cortège électronique, protéines) ou sa manipulation (lithographie à haute résolution de circuits intégrés, techniques de microfabrication).

Propagation à vitesse finie Les champs dépendent de la valeur du dipôle oscillant à un temps antérieur qui est le temps de propagation à vitesse finie c .

Structure du rayonnement Les champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont en phase. Le champ la structure locale d'une onde plane : $(\vec{E}, \vec{B}, \vec{u}_r)$ est un trièdre direct.

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = c \vec{B}(\vec{r}, t) \wedge \vec{e}_r \quad \text{ou} \quad \vec{B}(\vec{r}, t) = \frac{\vec{e}_r \wedge \vec{E}(\vec{r}, t)}{c}$$

Le vecteur de Poynting est donc radial.

Décroissance et conservation de l'énergie Les champs décroissent en $1/r$. **Le calcul du produit vectoriel est peu coûteux :**

$$\vec{\Pi}(\vec{r}, t) = \frac{1}{16\pi^2\epsilon_0 c^3} \frac{\dot{\vec{p}}^2 \left(t - \frac{r}{c}\right)}{r^2} \sin^2 \theta \vec{e}_r \quad (1)$$

Ainsi Π décroît en $1/r^2$. C'est à comparer avec le dipôle statique $1/r^3$: le rayonnement dipolaire permet de transmettre de l'information sur de plus grandes distances que le dipôle électrostatique. **ODG:** Par exemple, à une distance de 10 km d'un émetteur radio, l'amplitude du champ électrique reçu ne varie que de 10% sur une zone de 1 km de long. Cela traduit la conservation de l'énergie rayonnée à travers les sphères de rayon R . On va le montrer. La puissance totale rayonnée s'obtient par intégration sur toutes les directions de la puissance rayonnée par unité d'angle solide. Sachant que $\int_{\theta=0}^{\pi} \sin^3 \theta d\theta = \frac{4}{3}$, et que $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$, la puissance totale rayonnée est :

$$\mathcal{P} = \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \vec{\Pi} \cdot d\vec{S} = \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \vec{\Pi} \cdot \vec{e}_r r^2 \sin \theta d\varphi d\theta d\Omega = \frac{\dot{\vec{p}}^2}{6\pi\epsilon_0 c^3}$$

indépendante de r . C'est la formule de Larmor. *Ainsi, toute particule accélérée émet un rayonnement.* **☛ Pouvez-vous expliquer la puissance rayonnée dépend de l'accélération et pas de la vitesse. En effet, si une charge en mouvement rectiligne uniforme rayonne, cela veut dire, par principe de relativité galiléenne, qu'une charge au repos rayonne, ce qui n'est pas le cas.**

Diagramme de rayonnement et anisotropie ∇ Dunod MP p583. La puissance rayonnée est maximale dans le plan équatorial et nulle dans l'axe du dipôle. C'est différence de l'onde sphérique qui se propage de manière isotrope.

On définit l'indicatrice de rayonnement $F(\theta, \phi)$. On montre le diagramme de rayonnement 3D puis 2D, donner son expression en $\sin^2 \theta$

Bonus : diagramme de rayonnement relativiste Dans le cas relativiste, si l'on considère une charge en mouvement circulaire uniforme (à cause d'un champ magnétique par exemple), la puissance reçue par un observateur est alors concentrée dans un cône de demi-angle d'ouverture $1/\gamma$, où γ est le facteur de Lorentz) autour de la vitesse de la charge, tangent au cercle pour le mouvement circulaire. Cette propriété est utilisée dans des accélérateurs comme le synchrotron à Grenoble, qui produit des rayons X destinés à des applications d'étude de la matière ou médicales ou autres.

Polarisation

1.4 Résumé des caractéristiques importants

- structure locale d'onde plane
- vecteur de Poynting radial, décroissance en $1/r^2$ d'origine géométrique (conservation de l'énergie).
- anisotropie
- polarisation
- proportionnel à l'accélération de la particule au temps $t' = t - r/c$

↓ On a vu comment un dipôle oscillant rayonne de l'énergie. Comment créer des dipôles oscillants ? Ce sont les antennes.

2 Fonctionnement d'une antenne

⚡ Lorrain p483

Applications des antennes Aujourd'hui, on trouve des antennes dans les téléphones, les bipeurs, les dispositifs d'ouverture automatique, les télévisions, voitures, immeubles, bateaux, avions. On utilise les antennes pour émettre mais aussi recevoir.

Ordres de grandeur

- Modulation d'amplitude. **ODG:** 100 kHz. portée de 1000 km. Exemple : France Inter à 162kHz avec une antenne (deux pylônes) de 350m.
- Modulation de fréquence : **ODG:** 100 MHz. meilleure bande passante donc meilleure qualité sonore, moins sensible au bruit, portée plus courte que AM : 50 km. Il faut plusieurs stations qui émettent à des fréquences différentes pour éviter de capter des signaux de plusieurs stations qui sont retardés ou qui interfèrent. Vu la plus courte longueur d'onde, diffraction et réflexions en milieu urbain favorise la transmission.
- télévision : 30MHz à 300MHz, soit $\lambda \sim 10\text{m}$ à 10cm . Antenne : $L \sim 1\text{m}$;
- transmission FM type WIFI, GPS, bluetooth : 3GHz à 300 GHz soit $\lambda \sim 10\text{cm}$ à 1mm . Antenne : $L \sim \text{cm}$: cela tient dans un téléphone portable !
- téléphonie portable 900 MHz

2.1 Antenne rectiligne

Equivalence antenne-dipôle Une antenne est en réalité un bout de conducteur qu'on peut assimiler à un dipôle dans lequel les charges sont en mouvement. On prendra par exemple un cylindre si bien que avec un schéma

$$\vec{j} = \frac{1}{lS} \sum_i q_i \vec{v}_i \quad (2)$$

On en déduit le lien entre le courant I et le moment dipolaire :

$$\vec{I} = \int \vec{j} dS = \frac{1}{l} \frac{d\vec{p}}{dt} \quad (3)$$

Ce sont donc les variations de l'intensité qui vont nous intéresser car on a $dI/dt = 1/ldp^2/dt^2$.

Vérification des hypothèses Les hypothèses faites précédemment pour le calcul du dipôle sont-elles vérifiées ?

- non relativiste $v \ll c$ (si I varie assez lentement) A estimer
- Champ lointain et approximation dipolaire : on peut toujours se placer assez loin
- ARQS de la source : $l \ll \lambda \sim 0.3\text{m}$ pour du GHz, n'est pas respecté pour des antennes de taille de l'ordre de la longueur d'onde *On veut de longues antennes pour avoir plus de puissance et aussi des antennes de longueur multiple de $\lambda/2$ pour la résonance.* On ne peut plus assimiler un retard unique à la source. On doit décomposer l'antenne en morceaux assez petits, qui respectent l'ARQS.

Antenne rectiligne L'expression du champ de rayonnement ($r \gg \lambda$) d'un dipôle placé à l'origine du système de coordonnées obtenue dans le cours est

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = c \vec{B}(\vec{r}, t) \wedge \vec{e}_r$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\ddot{p}(t - \frac{r}{c}) \wedge \vec{e}_r}{rc}$$

Une antenne est constituée d'un fil d'épaisseur négligeable, de centre O et de longueur L , coïncidant avec l'axe (Oz), auquel un système électronique impose un courant oscillant :

$$i(z, t) = I_0 \cos\left(\frac{\pi z}{L}\right) \cos(\omega t)$$

soit en notation complexe :

$$\underline{i}(z, t) = I_0 \cos\left(\frac{\pi z}{L}\right) e^{j\omega t}$$

On observe le rayonnement de cette antenne en un point M , repéré par ses coordonnées sphériques (r, θ)

Forme du courant Le courant $i(z, t) = I_0 \cos\left(\frac{\pi z}{L}\right) \cos(\omega t)$ représente une onde de courant stationnaire sinusoidale vérifiant les conditions aux limites ($i = 0$ aux extrémités) : ce courant peut donc parfaitement s'établir dans l'antenne. La longueur L et la longueur d'onde λ sont reliées par $L = \frac{\lambda}{2}$. [Faire un dessin.](#)

Interférences cohérentes Dans ces conditions, on ne peut pas évidemment supposer $\lambda \gg L$ et on doit traiter le retard $\frac{PM}{c}$ avec soin dans le calcul du champ rayonné par l'antenne. L'élément dz situé au voisinage de P est équivalent à un dipôle dp tel que

$$d\ddot{p} = \frac{di}{dt} dz.$$

On peut donc écrire :

$$d\vec{E} = -\frac{\mu_0 I_0 \omega}{4\pi} \frac{\sin \theta_P}{PM} \cos\left(\frac{\pi z}{L}\right) \sin\left(\omega t - \omega \frac{PM}{c}\right) dz \vec{e}_{\theta_P}$$

On peut simplifier cette expression, car $r \gg L$, donc $\theta_P \approx \theta$ et $\vec{e}_{\theta_P} \approx \vec{e}_\theta$. Les différents champs dE cohérents vont interférer à l'infini

$$PM \approx r - z \cos \theta, \text{ donc } \varphi = \omega \frac{r}{c} - \frac{\omega z}{c} \cos \theta$$

$$\text{et } \frac{\sin \theta_P}{PM} \approx \frac{\sin \theta_P}{r}$$

On a donc $d\vec{E} \approx dE \vec{e}_\theta$, avec

$$dE = j \frac{\mu_0 I_0 \omega}{4\pi} \frac{\sin \theta_P \cos\left(\frac{\pi z}{L}\right)}{r} e^{j\omega(t - \frac{r}{c})} e^{j\frac{\omega z}{c} \cos \theta} dz$$

L'amplitude complexe du champ électrique est $E = \int_{z=-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} dE$ La détermination de l'intégrale ($\frac{\pi}{L} = \frac{\omega}{c}$)

$$\int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \cos\left(\frac{\pi z}{L}\right) e^{j\frac{\omega z}{c} \cos \theta} dz = \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \cos \frac{\omega z}{c} e^{j\frac{\omega z}{c} \cos \theta} dz$$

$$= \frac{1}{2} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \left[e^{j\frac{\omega z}{c} (\cos \theta + 1)} + e^{j\frac{\omega z}{c} (\cos \theta - 1)} \right] dz = \frac{2L}{\pi} \sin^2 \theta$$

conduit à : $\vec{E} = j \frac{\mu_0 c I_0}{2\pi r} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} e^{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)} j\omega \left(t - \frac{r}{c}\right)$

Interprétation en termes de diffraction On retrouve un terme du type diffraction de Fraunhofer, ce qui est logique, puisque l'on somme sur les amplitudes de sources indépendantes : en effet, elles ne rayonnent pas sur leur axe. Cependant, ici on ne somme pas des ondes sphériques, il y a une émission anisotrope.

2.2 Cas d'une excitation sinusoïdale

Champ magnétique et vecteur de Poynting Sachant que chaque point P de l'antenne rayonne un champ $d\vec{B}$ donné par $d\vec{B} \approx \frac{\vec{e}_r \wedge d\vec{E}}{c}$ (structure locale d'onde plane progressive monochromatique), on en déduit le champ magnétique total $\vec{B} = \frac{\vec{e}_r \wedge \vec{E}}{c}$, puis le vecteur de Poynting moyen :

$$\langle \vec{\Pi} \rangle = \frac{\mu_0 c I_0^2}{8\pi^2} \left(\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \right)^2 \frac{\vec{e}_r}{r^2}$$

Il est bien de la forme demandée avec :

$$f(\theta) = \left(\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \right)^2 \text{ et } K = \frac{\mu_0 c I_0^2}{8\pi^2}$$

Puissance moyenne rayonnée La puissance moyenne rayonnée par unité d'angle solide dans la direction (θ, φ) est :

$$\frac{\langle d\mathcal{P} \rangle}{d\Omega} = \frac{\langle \vec{\Pi} \rangle \cdot d\vec{S}}{d\Omega} = \langle \Pi \rangle r^2 = \frac{\mu_0 c I_0^2}{8\pi^2} \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin^2 \theta}$$

Le diagramme de rayonnement de l'antenne a l'allure suivante (capture).

Ordre de grandeur La puissance rayonnée est maximale pour $\theta = \frac{\pi}{2}$, perpendiculairement à l'antenne. La résistance de rayonnement R de l'antenne, est définie par $\langle \mathcal{P} \rangle = \frac{RI_0^2}{2}$. On calcule I_0 pour une antenne qui rayonne une puissance moyenne de 1kW. On calcule la puissance moyenne totale rayonnée dans tout l'espace. Sachant que $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$, il vient :

$$\langle \mathcal{P} \rangle = \frac{\mu_0 c I_0^2}{8\pi^2} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin^2 \theta} \sin \theta d\theta d\varphi$$

La résistance de rayonnement est donc $R = 1,22 \frac{\mu_0 c}{2\pi}$ A.N. : $R = 73\Omega$ et $I_0 = 5,2$ A (indépendante de la pulsation ω).

ODG: puissance de l'émetteur : Grandes Ondes de France Inter à Allouis 2100 kW

Types d'antennes.

- antennes de lapin ($\lambda/2$)
- monopôle électrique (antennes fouet sur voiture, $\lambda/4$ dans plan conducteur, image par réflexion, équivalent à une antenne $\lambda/2$)
- antenne quart d'onde reposant sur un isolant (tour de 75m)
- antennes cadre (ou à dipôle magnétique) pour les UHF (ultra hautes fréquences)
- antennes AM : bobines enroulées autour de barreau de ferrite.
- antennes FM : portions de fil.
- ??? antenne = bobine hélicoidable flexible. Antennes à ouverture : antenne à cornet, antenne parabolique.

Directivité avec un réseau d'antennes On peut jouer sur l'espacement et le déphasage entre plusieurs antennes pour avoir un diagramme de rayonnement voulu et une impédance d'entrée adaptée : on joue en fait sur le facteur de structure. On définit la directivité d'une antenne : $D = I_{\text{lobe principal}} / I_{\text{moyen}}$. C'est la même en réflexion et en émission.

ODG: $D=1.5$ pour un dipôle simple. Par exemple, pour un réseau linéaire d'antennes identiques (rateau), selon le déphasage, on peut choisir émettre un rayonnement transversal (en phase) ou longitudinal (déphasées). Dans le cas de deux antennes parallèles séparées de $\lambda/4$ et un courant déphasé de $\pi/2$. D'un côté, c'est en phase, de l'autre interférences destructive. On émet plus à droite qu'à gauche. On a brisé la dégénérescence en l'angle azimuthal. (Lorrain schéma p489).

Antenne Yagi-Uda ou antenne en échelle Wiki anglais. C'est un réseau d'antennes à rayonnement longitudinal. Une seule antenne est alimentée. Les autres comprennent un réflecteur et des directeurs alimentés par induction mutuelle. **ODG:** jusqu'à 2.5 Ghz. $D \sim 10$. On les utilise pour la télévision.

En tant qu'antenne directive, l'antenne yagi présente un lobe principal situé dans l'axe de l'antenne et plusieurs lobes secondaires dont le nombre et la forme dépendent du nombre des éléments de l'antenne.

Le gain de l'antenne yagi dépend beaucoup du nombre d'éléments directeurs, donc de la longueur du boom de l'antenne. Quand on augmente le nombre d'éléments, le lobe principal s'allonge en même temps qu'il devient plus étroit. L'antenne devient plus directive, ce qui signifie que la valeur de son angle d'ouverture diminue avec le nombre

d'éléments de l'antenne. On montre la figure : quatre antennes placées dans l'espace sont comparées

Antennes radio La propagation peut être dans l'air ou par réflexion ionosphérique. Le distance de propagation typique est **ODG**: 1000 km ?

Bonus : antennes en RMN En RMN : il existe deux types d'antennes : volumiques ou surfaciques. En fait, ce sont des bobines. Les antennes volumiques peuvent à la fois générer l'impulsion RF initiale et recevoir le signal obtenu (par induction). Les antennes surfaciques sont positionnées au contact de la région à explorer et ne sont que réceptrices. C'est pourquoi il existe une antenne corps qui englobe tout le patient et génère l'onde RF si nécessaire. Pour le cerveau, on utilise des antennes volumiques qui permettent une plus grande précision.

Bonus : culture https://fr.wikipedia.org/wiki/Antenne_radio%C3%A9lectrique

On sait maintenant que l'on peut produire un rayonnement électromagnétique en excitant des charges ! Ce phénomène apparaît aussi naturellement lors de la diffusion de rayonnement.

3 Diffusion du rayonnement

Diffusion Le champ électromagnétique d'une onde interagit avec les atomes et les molécules du milieu qu'il traverse. Ces atomes ou molécules se comportent alors comme des dipôles oscillants et émettent à leur tour une onde électromagnétique correspondant au champ qui a été étudié dans les paragraphes précédents. Cette onde étant émise dans des directions différentes de la direction de l'onde excitatrice, on dit qu'il y a diffusion. L'onde excitatrice peut par exemple être la lumière provenant du Soleil et le milieu traversé l'atmosphère.

Diffusion dans un milieu homogène : différence entre l'atmosphère et le prisme *Que dire du commentaire : "Un milieu homogène ne diffuse pas. Le rayonnement des dipôles induits par l'onde incidente ne contribue dans ce cas qu'à la propagation." Ceci se réfère au fait que la lumière dans un diélectrique (un prisme par exemple) se propage en ligne droite, sans diffusion (du moins dans le domaine de longueurs d'onde où il est transparent). Pourtant, on utilise le modèle de l'électron élastiquement lié aussi bien pour décrire les diélectriques que la couleur bleu du ciel... Alors pourquoi un diélectrique comme du verre ne diffuse-t-il pas la lumière sur le côté du rayon lumineux incident, comme c'est le cas pour le ciel ? La différence entre les deux est que le rayonnement des molécules (des dipôles) du ciel est supposé incohérent : on somme les intensités de tous les dipôles. Dans un diélectrique au contraire, il faut sommer les amplitudes car les ondes sont cohérentes. On voit alors que la lumière se propage en ligne droite (via le principe de Fresnel avec les ondelettes qui interfèrent constructivement uniquement dans la direction de propagation, destructivement ailleurs). Pour que la lumière réémise par les dipôles soit cohérente, il me semble qu'il faut que la distance entre deux dipôles soit très inférieure à la longueur d'onde. C'est bien le cas pour un diélectrique (la distance interatomique étant 0.1 nm et la longueur d'onde de 100 nm pour le visible). Mais ce n'est probablement pas le cas avec des micelles de lait dans de l'eau, ni avec l'atmosphère (ou presque car la distance intermoléculaire est 10nm...).*

Diffusion du rayonnement par le lait

♣ Sextant p274 (*commentaires riches*). On place du lait (entier de préférence) dans une cuve à eau. On fait traverser un faisceau d'une lampe halogène, on constate : :

- La lumière transmise est orangée
- on constate un effet de polarisation. Le taux de polarisation est maximum en regardant à angle droit du faisceau.
- une lumière diffusion bleue

Les particules diffusantes sont des globules de lipides ($a \sim 2\mu\text{m}$) et des micelles de phosphocaseinate de calcium ($a \sim 100\text{nm}$). On n'est pas tout à fait dans le régime de Rayleigh.

On peut faire une expérience alternative avec du thiosulfate de sodium et de l'acide chlorhydrique ♣ Houard p258.

3.1 Régimes de diffusion

Modèle de l'électron élastiquement lié (rappel) On donne directement la susceptibilité en commentant à l'oral les différents termes et leur origine. Le modèle de l'électron élastiquement lié est un modèle classique qui relie le lien entre champ incident (lumière du soleil) et l'excitation dipolaire (réponse au champ électrique). Cela s'applique aux entités de taille a inférieure à la longueur d'onde incidente $a \ll \lambda$ car on suppose que le champ électrique est uniforme à l'échelle de l'entité *ex : particules de gaz*. On obtient la susceptibilité. [tracé python]

ODG: des paramètres usuels du modèle.

Si on est en retard, on peut aussi envisager de ne pas détailler le modèle, en disant qu'on admet que pour des pulsations de forçage dans le visible, la réponse de la matière est "plate", et qu'on peut par ailleurs le démontrer avec le modèle de l'électron élastiquement lié.

Différents régimes

- Régime de Rayleigh : Lorsque les fréquences d'excitation sont faibles devant la fréquence propre de vibration de l'atome, le dipôle généré voit son amplitude contrôlée majoritairement par la susceptibilité statique et celui-ci oscille en phase avec le champ incident.
- Régime de résonance : La résonance a lieu lorsque $|\alpha(\omega)|$ est maximum c'est à dire pour $\omega = \omega_r = \omega_0(1 - 1/2Q^2)$. Or en pratique le facteur de qualité de l'oscillateur est très grand (10^8 pour le césium par exemple) et la fréquence de résonance s'identifie à la fréquence propre de vibration du nuage électronique. *expérience possible : résonance du sodium*
- Régime de Thomson : Lorsque les fréquences d'excitation sont beaucoup plus grandes que la fréquence propre de vibration de l'atome alors l'amplitude du dipôle induit décroît proportionnellement au carré de la pulsation. Le dipôle induit est alors en opposition de phase avec le champ inducteur.

Diffusion de Rayleigh Pour de nombreux atomes ou molécules le spectre électromagnétique se situe essentiellement dans l'ultraviolet. Une onde incidente dans le domaine du visible correspond donc à des valeurs de la pulsation $\omega \ll \omega_0$ très inférieures aux pulsations propres. On se situe dans la partie croissante de la courbe de résonance : le régime de Rayleigh. De nombreux atomes ou molécules de l'atmosphère ont un spectre électromagnétique essentiellement situé dans l'ultraviolet. La lumière du spectre visible correspond donc à des pulsations ω très inférieures à la pulsation caractéristique ω_0 (située dans l'ultraviolet).

Diffusion de Mie  Wikipedia. Lorsque les molécules sont de taille comparable à la longueur d'onde **ODG:** $a > \lambda/10 \sim 0.1\mu\text{m}$, le modèle de l'électron élastiquement lié n'est plus valable, c'est la diffusion de Mie. La diffusion de Mie d'une onde électromagnétique plane par une particule sphérique est élastique *i.e.* sans changement de longueur d'onde. Pour les nuages ou le brouillard, les gouttes d'eau de taille **ODG:** $a \sim 10\mu\text{m}$ diffusent dans le régime de Mie. Comme la diffusion de Mie ne sélectionne pas les couleurs, ils paraissent blancs/laiteux. De plus, comparé au diagramme de rayonnement de la diffusion Rayleigh, la diffusion de Mie présente un lobe plus intense dans la direction de l'onde incidente : on peut avoir une zone blanchâtre (l'auréole) autour du soleil, due aux aérosols. Cependant, à cause des interférences entre le rayonnement incident et le rayonnement diffusé, l'efficacité de la diffusion oscille en fonction de $x = ka$: des phénomènes d'irisation peuvent apparaître. Dans le régime des grandes particules, les résultats de la diffusion de Mie se rapprochent des résultats d'optique géométrique : perte de chromaticité et polarisation.

3.2 Diffusion et chromaticité

Retour sur l'expérience Dans l'expérience du début de partie, le champ électrique employé appartient au domaine visible $\omega \sim 10^{14}$ rad/s et les particules qui vont se polariser sous l'action du champ électrique sont des molécules lipidiques du lait **ODG:** . Si la quantité de lait introduite dans l'eau est faible alors ces molécules ne se regroupent pas sous forme de micelles et leurs tailles restent petites devant les longueurs du spectre visible. On a alors $\omega_0 \sim 10^{16}$ rad/s et nous sommes dans le cas $\omega \ll \omega_0$. Dans ces conditions, l'accélération d'un électron excité par l'onde

incidente prend donc la forme simplifiée avec $\omega \ll \omega_0$ $\vec{r} = \frac{-\frac{q}{m\omega_0^2} \vec{E}_0 e^{j\omega t}}{1 + j\frac{\omega}{Q\omega_0} - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}} \approx -\frac{q}{m\omega_0^2} \vec{E}_0 e^{j\omega t}$; et ainsi :

$$\vec{a} = \ddot{\vec{r}} = -\omega^2 \vec{r} \approx \frac{q}{m} \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \vec{E}_0 e^{j\omega t}$$

Comme le moment dipolaire est $\vec{p} = q\vec{r}(t)$ que la puissance est proportionnelle à $\ddot{\vec{p}}$, la puissance rayonnée par le dipôle est proportionnelle au carré de l'accélération et elle varie donc en ω^4 , soit comme $\frac{1}{\lambda^4}$. Cette diffusion est appelée κ diffusion Rayleigh $\sim$: son intensité varie comme $\frac{1}{\lambda^4}$, où λ est la longueur d'onde du rayonnement incident. Dans le spectre de la lumière visible, l'atmosphère diffuse nettement plus les radiations bleues que les radiations rouges. Cette diffusion peut s'appliquer à la diffusion de la lumière provenant du Soleil par les molécules constituant l'atmosphère.

Interprétation de la couleur/couleur du ciel La puissance rayonnée par les dipôles, proportionnelle à ω^4 est donc d'autant plus importante que la fréquence est élevée. Le rayonnement bleuté observé vient précisément de cela : les dipôles absorbent une partie du rayonnement incident et le réémettent sous forme de rayonnement dipolaire et dans tout l'espace. C'est pour les pulsations les plus importantes (correspondant au bleu) que ce phénomène est le plus important. Le faisceau de lumière blanche initial va donc au cours de son parcours dans la cuve, s'appauvrir petit à petit en rayonnement haute fréquence.

Couleur du ciel La densité spectrale d'émission du soleil à peu près constante dans le visible. En suivant le même raisonnement, la lumière diffusée principalement dans le ciel est le bleu (rapport 16 avec le rouge). Sur la Lune, le ciel est noir car il n'y a pas d'atmosphère pour diffuser. La Terre, vue de la Lune, est bleue à cause de la diffusion Rayleigh (surtout aux "bords").

Couleur du coucher/lever de soleil On peut expliquer la couleur rouge du coucher de soleil. Le soleil couchant est rouge car la lumière émise traverse une épaisse couche d'atmosphère et s'appauvrit en bleu (partie imaginaire de la susceptibilité). [4 Sanz MP, bilan de puissance : la puissance rayonnée est enlevée à l'intensité incidente qui s'atténue sur une distance caractéristique δ]. **ODG** : La distance caractéristique d'atténuation est de 24 km pour le bleu et 200 km pour le rouge. 90% de la masse de l'atmosphère est en dessous de 16 km d'altitude.

Vérification des hypothèses

3.3 Polarisation par diffusion

Polarisation par diffusion [schéma] 4 fiche pour les explications. On a vu que la lumière rayonnée est polarisée (expérimentalement et théoriquement). Dans l'expérience, la lumière émise initialement est non polarisée et le champ électrique oscillateur est transverse. Si la direction de propagation est selon l'axe z alors des moments dipolaires sont excités de façon équiprobable selon la direction x ou y . Si la direction d'observation se fait selon l'axe x alors aucune puissance des dipôles ne nous parvient des dipôles excités suivant cette direction et donc le champ électrique reçu par l'observateur ne provient que des dipôles polarisés selon l'axe y qui émettent un champ électrique polarisé suivant $\vec{e}_\theta = -\vec{e}_y$ cette direction : on a donc bien polarisation de la lumière. C'est un phénomène bien connu des photographes qui utilisent des filtres polarisants pour obtenir des paysages contrastés sur fond de ciel bleu profond en éteignant la lumière polarisée.

Polarisation partielle et diffusion multiples A cause des diffusions multiples, la lumière n'est pas entièrement polarisée, même à 90° .

Comment retrouver le soleil après son coucher ? A partir de la lumière non polarisée du Soleil, la lumière diffusée dans les directions orthogonales à la direction du Soleil est polarisée rectilignement. (4 Dunod MP, schéma p585). Ce phénomène est plus facile à observer au soleil couchant qu'au Zénith. Pour trouver le soleil après son coucher, on peut regarder le ciel avec un polariseur et rechercher une bande sombre. Le Soleil est alors dans la direction perpendiculaire à cette bande, sous l'horizon.

L'orientation des abeilles 4 Les abeilles sont sensibles à la polarisation de la lumière et utilisent la polarisation issue de la diffusion dans le ciel pour s'orienter par rapport au soleil, qui peut lui-même être caché.

Conclusion

Ouverture : Production de rayons X, 4 HPrepa p166, stabilité de la matière, il faut de la MQ.

Compléments/Questions

3.4 Questions

- Revenir sur les approximations réalisées : expliciter la notion de champ lointain, de zone de rayonnement, de mouvement non-relativiste. - ARQS : comment le définir ? Et plein de questions sur l'ARQS électrique, magnétique, OdG de fréquences... - Jauge de Lorentz : c'est quoi, en quoi est-elle nécessaire ? 61 - Vous avez calculé les potentiels retardés, pourquoi ? pourquoi pas directement les champs ? Comment expliquer à un élève l'intérêt des potentiels ? - Comment expliquer à un élève le passage d'un dipôle à une antenne ? Pourquoi ils sont incohérents ? S'ils étaient cohérents, on aurait quoi ? - Antenne-tourniquet : comment on pourrait calculer les champs ? Quelle application ? Et les antennes-rateaux, comment on choisit la géométrie, quelles applications ? Et les antennes surfaciques ? - Modèle de l'électron élastiquement lié : détailler les différents termes, donner leur signification physique ? Où est utilisé ce modèle sinon ? Et dans la conduction électrique, c'est quel modèle ? -

Pour les matériaux diélectriques, on peut avoir un rayonnement dipolaire ? Quels termes changent, comment ? Et s'il y a une polarisation permanent, il se passe quoi ? - Interaction de la lumière avec un atome : il se passe quoi ? Ça rayonne comment ? - Diffusion Rayleigh : détails sur le phénomène ? Et la diffusion résonante, il se passe quoi ? Et la diffusion de Mie, quelle différence ? Conditions sur la densité ? Sur la taille des particules ? Sur le type de particules ?

- Vous avez parlé de la jauge de Lorentz, pourquoi celle là ? Qu'est ce qui change si on considère une distribution de charges pas neutre ? Comment rendre des antennes très directives ? J'ai fait l'expérience de la polarisation par diffusion/coucher de Soleil avec un tube de Cachan très pratique : dans l'expérience, l'extinction n'est pas totale, pourquoi ? Pouvez-vous expliquer avec les mains pourquoi la puissance rayonnée dépend de l'accélération et pas de la vitesse par exemple ? Modèle de l'électron élastiquement lié : vous avez pris une force de frottements type Stokes : quelle en est l'origine ? est-ce que l'expression est adaptée au phénomène ? Je me suis trompée dans le calcul de la puissance rayonnée : pouvez-vous nous rappeler l'expression de l'élément d'intégration ?
-
- Forme du potentiel vecteur dans un calcul relativiste.
- Longueur typique d'une antenne. (pb d'approximation du champ proche pour une antenne de 50m) Dépendance en la longueur d'onde. $\lambda/2$, $\lambda/8$ (wifi).
- Rapport signal/bruit. Compromis bruit/puissance.
- Distance de propagation typique des ondes radio. Réflexion sur ionosphères (AM ou FM ?).
- Généralisation à un dipôle quelconque qui oscille dans une direction quelconque (dépendant du temps), validité du théorème de superposition.
- Explication du diagramme de rayonnement (commenter pour avantage de la sélectivité de la direction de rayonnement). Comment orienter les antennes de la voiture pour capter au mieux ?
- Dipôles dans le lait : molécules de gras du lait, protéines ?.
- Modèle de l'électron élastiquement lié, diffusion de Thompson, Rayleigh, résonance.
- Peux-tu citer un effet relativiste d'ordre 2 (en β^2) ? [effet doppler relativiste transversal].
- Approximation de type Fraunhofer. Et en champ proche ?
- Rayonnement synchrotron : comment est le faisceau ("phares de voiture") directif.
- Pourquoi s'embête t'on avec un synchrotron. Un tube à rayons X ne ferait pas l'affaire ? [Cohérence laser, gamme plus grande].
- Force de freinage ?
- ARQS -> câble coaxial.
- Comment fait-on pour changer la directivité de l'antenne ?
- Couleurs : on sait avec la leçon pourquoi le ciel est bleu. Et les nuages pourquoi sont-ils blancs ? [Diffusion de Mie (particules de taille plus grandes que λ)
- Comment peut-on vérifier simplement la direction d'un polariseur ? Avec le ciel.
- Comment doit-on diriger sa télécommande vis à vis de la voiture téléguidée ? Il ne fait pas que l'antenne soit dans l'axe !
- Pourquoi on guide les ondes E.M ?
- Calcul pour l'antenne : analogie avec la matière condensée ? [facteur de structure]
- Proposer une application de la polarisation partielle. (lunettes de soleil, couche antireflet)
- Vous avez parlé de la jauge de Lorentz, pourquoi celle là ?
- Qu'est ce qui change si on considère une distribution de charges pas neutre ? On superpose le champ électrostatique lié à Q_{tot} .
- Comment rendre des antennes très directives ?

- Expérience de la polarisation par diffusion/coucher de Soleil avec un tube de Cachan très pratique : dans l'expérience, l'extinction n'est pas totale, pourquoi ? Diffusion multiple
- Pouvez-vous expliquer avec les mains pourquoi la puissance rayonnée dépend de l'accélération et pas de la vitesse par exemple ? On regarde la dépendance en ω^4 .
- Modèle de l'électron élastiquement lié : vous avez pris une force de frottements type Stokes : quelle en est l'origine ? est-ce que l'expression est adaptée au phénomène ?

3.5 Commentaires

Utiliser au maximum le rétroprojecteur pour les gros calculs. Montrer un diagramme de rayonnement d'une antenne ? Expliquer comment faire une antenne à partir de ce qu'on vient de calculer (odg, $\lambda/2$, ...). Sélectionner les calculs à montrer. Mettre des couleurs.

3.6 Pour les autres leçons

- Ecrire les hypothèses au tableau
- Faire attention aux vecteurs, mettre les flèches ! (même sur 0)
- Ne pas oublier les éléments d'intégration.
- Essayer de ne pas effacer les schémas qui sont important pour une démonstration.
- Utiliser au maximum le rétroprojecteur pour les grosses formules.
- s'entraîner à lancer le videoproj pdt la préparation (lire les fiches, ppt, programmes, vidéos, etc).
- mettre des couleurs
- encadrer les résultats
- ne pas effacer et remplacer au tableau

Notes de Laura

biblio : Elecromagnétisme Hprépa 2eme année MP-MP* page 277

- Rayonnement d'une charge accélérée : Comme la puissance rayonnée est proportionnelle à $\ddot{p}$, la puissance rayonnée est relié à l'accélération de la particule chargée mobile. Formule de Larmor : double de charge : $\ddot{p} = qa \rightarrow$ pour une particule NON relativiste : $P = \frac{q^2 a^2}{4\pi\epsilon_0 3c^3} \propto a^2$ (ps pour des particules relativistes, il faut changer le calcul, mais le principe reste le même et mes charges accélérée produisent aussi un rayonnement). $\rightarrow$ pb dans les accélérateurs de particules : perte d'énergie par rayonnement. but : minimiser l'accélération centripète or elle est inversement proportionnelle au rayon de l'anneau, il faut augmenter le rayon de l'accélérateur pour minimiser le rayonnement (super proton synchrotron du cern a un rayon de 2km, donc 6km de galeries souterraines).
- Modèle de l'électron élastiquement lié page 289-290. Manip pour mettre en évidence le régime de "diffusion rayonnante" (ou même l'influence de la fréquence de l'onde excitatrice). Fait chauffer 1 lampe à vapeur de sodium (pour provoquer la vaporisation du sodium). Puis on fait chauffer une lampe à sodium ($\lambda = 589 - 589,6nm$) et une lampe à mercure ($\lambda = 577nm - 579nm$) et on éclaire la lampe à sodium éteinte. Quand on éclaire avec le sodium, on observe un rayonnement très intense (jaune) alors que lorsque l'on éclaire avec la lampe à vapeur de mercure, le rayonnement est beaucoup plus faible (mais toujours jaune). ++ : interaction résonnante et cohérente entre la matière et le rayonnement est à la base de la réalisation de sources lumineuses de lumière quasi monochromatique (laser) (a creuser beaucoup plus si on veut le mentionner).
- Diffusion Rayleigh page 292, il y a deux bons schémas pour expliquer pourquoi on voit le ciel rouge/bleu si nécessaire. Rappel : En regardant directement le soleil : si le soleil est au zénith il paraît jaune (couleur du max de rayonnement du soleil), mais si il est couchant, la lumière a traversée une grande partie de l'atmosphère : le bleu à été diffusé, on voit le soleil rouge. Maintenant, si on ne regarde pas dans la direction du soleil, on voit le ciel bleu car on ne voit que la lumière diffusée.
- Manip simple 1 : diffusion avec du lait (source lumineuse= rétroprojecteur) pour montrer la polarisation
- Manip2 : sol de thiosulfate+ acide chlorhydrique = formation de soufre colloïdal diffuse la lumière en Rayleigh. Met en évidence : couleur bleu et rouge + polarisation.

- Remarque sur la diffusion Rayleigh et la polarisation du soleil. En théorie, lumière diffusée == polarisée. Mais d'autres diffusion entre en jeux (poussières, ...) qui ne sont pas de la diffusion de Rayleigh. Moins de pollution en montagne donc de meilleures conditions pour observer la polarisation de la lumière diffusée.

biblio : électromagnétisme 2eme année MP Hubert Gié.

- Modèle du dipôle oscillant. ODG Approximations et validités. Approx : approx dipolaire : $r \gg z_0$ + non relativiste : $z_0 \ll \lambda$. Validité : radiodiffusions, les antennes ont des longueurs comparables à λ : il faut considéré une distribution de petites antennes. $z \ll \lambda$: $z = mvt$ de l'électron autour de l'atome fractions de nanomètres donc $\ll \lambda$. Zone de rayonnement : $r \gg \lambda$: radiodiffusion $\lambda \approx km$ (grandes ondes) ok. station MF $\lambda \approx m$ donc encore mieux. Lampe emet lumière ($\lambda \approx 0.5\mu m$ donc ok !)
- Ps sur l'indicatrice de rayonnement complète : A proximité de la source, ($r \ll \lambda$), carte de champ == dipole électrique étudié en régime permanent (dipole electrostatique). En fait $r \ll \lambda$ == approximation des régimes quasipermanents.
- structure du champ : cosinus implique phénomène de propagation radiale de célérité c . == Origine du mot rayonnement. Si u_r assimilé à une direction de propagation, alors retrouve la structure LOCALE d'une OEMPPV (onde electromag plane dans le vide) (trièdre direct, les deux champs en phase). $1/r$ = affaiblissement de l'amplitude des champs. $\sin \theta$ = caractère anisotrope du champ rayonné
- Rayonnement d'accélération non relativiste : formule de Max Abraham (qui donne la même formule qu'avant dans la limite $\beta \ll 1$ et $\gamma \approx 1$) :

$$\langle P \rangle = \frac{2}{3} \frac{\mu_0}{4\pi c} q^2 \gamma^6 \langle a^2 - (\beta \wedge a)^2 \rangle$$