

Thème choisi pour le cours 1982-83

Forces exercées par des photons sur des atomes
Pression de radiation et forces dipolaires

Motivations de ce choix

- ① La discussion de ces forces, de leur origine, de leurs manifestations, de leurs fluctuations, permet d'aborder et d'approfondir des problèmes fondamentaux relatifs à l'interaction matière-rayonnement.

Exemples de problèmes- Interprétation des forces radiatives en termes d'échange d'impulsion entre atomes et photons

Le développement de l'onde incidente monochromatique en ondes planes permet de distinguer les "modes" non vides du champ (contenant des photons incidents), et les modes initialement vides.

Sous l'effet de l'interaction matière-rayonnement des photons peuvent passer d'un mode non vide vers un mode initialement vide (diffusion de photons sous l'effet de processus d'absorption et d'émission spontanée). Il peut y avoir également transfert d'un photon d'un mode non vide vers un autre mode non vide (redistribution des photons incidents sous l'effet de processus d'absorption et d'émission stimulée).

Quels sont les bilans d'impulsion dans ces divers processus et les propriétés des forces radiatives qui en résultent? (grandeur et direction des forces, dépendance vis à vis de la fréquence de l'onde incidente, vis à vis de la vitesse de translation de l'atome)

Les forces radiatives dérivent-elles d'un potentiel?

L'image corpusculaire tenue plus haut est-elle suffisante?

Y a-t-il d'autres processus à envisager, en plus de la diffusion et de la redistribution?

- Fluctuations des forces radiatives autour de leur valeur moyenne.

Quelles sont les origines physiques de ces fluctuations?

Sont-elles dues au caractère discret des échanges d'impulsion entre atomes et photons? au caractère aléatoire de l'émission spontanée?

Quel est le temps de corrélation de ces fluctuations?

Comment varient-elles en fonction de la fréquence et de l'intensité de l'onde incidente? du temps d'interaction?

Comment ces fluctuations se manifestent-elles sur le mouvement de l'atome?

- Corrélations entre variables atomiques internes et externes

Toutes les fois qu'un atome absorbe ou émet un photon, il change d'état interne, et son impulsion (qui caractérise ses degrés de liberté de translation externes) change.

Comment décrire quantitativement l'évolution couplée de ces deux types de variables ?

Quels sont les temps d'évolution caractéristique des deux types de variables ? Dans quelles conditions peut-on les découpler (en considérant par exemple qu'un type de variable suit "adiabatiquement" l'évolution de l'autre) ?

Quelles situations nécessitent un traitement quantique de tous les degrés de liberté ? et dans ce cas, comment décrire quantitativement le mouvement d'un atome à 2 (ou plusieurs) niveaux dans une onde résonnante ou quasi-résonnante ?

② L'utilisation de ces forces, rendue plus aisée grâce au développement des sources laser, constitue un nouveau moyen d'action sur les atomes, un nouveau moyen de contrôle de leurs degrés de liberté externes, ouvrant des perspectives intéressantes dans de nombreux domaines

- Possibilité de changer la direction de la vitesse d'un atome

Déflexion sélective de jets atomiques irradiés à angle droit par des faisceaux laser (application éventuelle à la séparation isotopique)

- Possibilité de changer le module de la vitesse d'un atome

Forces radiatives dépendant de la vitesse
Accélération ou ralentissement d'atomes neutres
Refroidissement radiatif très efficace (déjà réalisé avec succès sur des jets d'atomes neutres ou des ions piégés).

- Possibilité de confiner le mouvement d'un atome neutre dans une région limitée de l'espace.

Tentatives de réaliser des pièges radiatifs stables pour atomes neutres.

Perspective importante pour la spectroscopie : atome ^(neutre) unique piégé et refroidi (déjà réalisé pour un ion)
Élimination de diverses causes d'élargissement (effets Doppler du 1^{er} et 2^{ème} ordre, temps de transit...)

Il importe de bien noter qu'une compréhension satisfaisante des problèmes évoqués au § 1 ci-dessus est indispensable pour mettre en œuvre avec succès ces nouvelles techniques.

- Exemple des pièges radiatifs

Si la diffusion d'impulsion liée aux fluctuations des forces radiatives est trop forte, les "fuites" hors du piège sont trop importantes et le temps de piégeage trop court. Peut-on minimiser cette diffusion d'impulsion et comment ?

- Exemple du refroidissement radiatif

Les forces radiatives permettent de diminuer la valeur

moyenne de l'impulsion atomique. Mais la diffusion d'impulsion liée aux fluctuations des forces est équivalente à un échauffement. Jusqu'où peut-on descendre en température? Quels sont les paramètres qui déterminent la limite ultime du refroidissement radiatif?

Organisation générale du cours

Présentation successive de diverses approches possibles au problème des forces radiatives, en commençant par les plus simples, et en affinant progressivement la description théorique pour inclure les effets physiques négligés dans les approches simplifiées.

1^{ère} partie : approche semi-classique

- Tous les degrés de liberté (atomiques et de rayonnement) sont traités classiquement ou semi-classiquement.

Champ classique et force de Lorentz classique

Dipôle oscillant classique (électron oscillant) ou valeur moyenne d'un dipôle atomique : les calculs ne font intervenir que la valeur moyenne $\langle D \rangle$ de l'opérateur dipôle D

Emission spontanée traitée phénoménologiquement par des termes d'amortissement dans l'équation du mouvement du dipôle atomique.

- Un dipôle atomique est placé dans une onde monochromatique qui le fait osciller

La force de Lorentz exercée par l'onde sur le dipôle est calculée et moyennée sur une période optique (force "séculaire").

Mise en évidence de deux types de force : pression de radiation et forces dipolaires. Calcul de ces forces et discussion physique. Effets liés à la vitesse de l'atome.

- Insuffisances de cette approche et effets négligés

2^{ème} partie : effets physiques liés au caractère quantique des degrés de liberté internes de l'atome.

- Pour mettre l'accent sur ces problèmes, on néglige dans cette deuxième partie l'émission spontanée, ce qui est toujours possible si le temps d'interaction T est court devant la durée de vie radiative

Le dipôle atomique est traité maintenant comme un opérateur. L'équation de Schrödinger pour la fonction d'onde atomique [qui est une fonction à 2 composantes $\psi_e(\vec{r})$ et $\psi_f(\vec{r})$ si l'atome a 2 niveaux e et f] rappelle celle décrivant le mouvement d'un spin $1/2$ dans un champ magnétique inhomogène. D'où le nom d'effet Stern et Gerlach optique.

- Interprétation de la force dipolaire en termes de gradients spatiaux des niveaux d'énergie de "l'atome habillé"
- Diffraction de Bragg d'une onde de de Broglie atomique par le potentiel effectif périodique associé à une onde lumineuse stationnaire : effet Kapitza-Dirlac résonnant

3^{ème} partie : effets physiques liés au caractère quantique du champ du vide

- L'émission spontanée, qui résulte de l'interaction de l'atome avec les modes vides du champ, n'est pas seulement une cause d'amortissement pour l'atome. Elle introduit également un caractère fluctuant dans son évolution.

- L'étude de ces fluctuations est abordée, dans cette partie, à partir des équations de Heisenberg des variables atomiques, équations rappelant par certains côtés les équations de Langevin du mouvement Brownien.

On fait parfois l'approximation que le paquet d'ondes atomique a des dimensions petites devant la longueur d'onde de la lumière, et se déplace peu pendant la durée de vie radiative de l'état excité.

Calcul de l'opérateur force, de sa valeur moyenne sur le paquets d'onde atomique, de sa fonction de corrélation. Coefficient de diffusion de l'impulsion atomique.

Interprétation physique des fluctuations de la force dipolaire en termes d'atome habillé.

- Une approche plus complète, ne nécessitant aucune hypothèse sur la longueur d'onde de de Broglie atomique, est possible. Elle consiste à établir l'équation d'évolution de l'opérateur densité atomique (tenant compte à la fois des degrés de liberté internes et externes) sous l'effet des divers processus physiques mis en jeu. Des représentations particulières de cet opérateur densité (représentation de Wigner) permettent de mettre cette équation sous une forme analogue à celle de l'évolution d'une fonction de distribution classique dans l'espace des phases (équations cinétiques - équation de Fokker-Planck). Cette approche, qui est très générale, sera exposée dans un cours ultérieur.

Quelques articles de revue

- A. P. Kazantsev Sov. Phys. Usp. 21, 58 (1978)
- R. J. Cook Comments Atomic Mol. Phys 10, 267 (1981)
- V. S. Letokhov, V. G. Minogin, Phys. Reports 73, 1 (1981)

et références in
 Voir aussi Christian Tanguy Thèse 3^{ème} cycle Paris 1983

Force séculaire exercée par une onde monochromatique sur un dipôle atomique

A - Calcul classique de la force séculaire

- ① - Introduction . Buts de ce paragraphe . Approximations (Transparents 1 et 2)
- ② - Mouvement rapide et mouvement lent (3 → 5)
- ③ - Calcul des forces électrique et magnétique séculaires (6 → 10)
- ④ - Décomposition de la force séculaire totale en 2 types de force (faisant intervenir les gradients d'amplitude et de phase et les composantes du dipôle en phase et en quadrature avec le champ) (11 → 14)

Buts du § A

(1)

- Onde monochromatique de fréquence ω
Phase et intensité pouvant varier d'un point à l'autre
 - Dipôle classique, oscillant à la même fréquence ω , placé en un point \vec{R}
 - Force agissant sur ce dipôle et moyennée sur une période optique $2\pi/\omega$
- Calcul de cette force "séculaire" en fonction
- des gradients de phase et d'amplitude du champ
 - des composantes du dipôle en phase et en quadrature avec le champ

Approximations

(2)

- 1 - Amplitude a d'oscillation du dipôle faible devant la longueur d'onde λ de la lumière
Développement en a/λ
- 2 - Vitesses faibles devant c aussi bien pour le mouvement d'oscillation que pour le mouvement de translation
Traitement non relativiste
- 3 - Traitement classique de tous les degrés de liberté
Le dipôle est un vecteur classique (éventuellement la valeur moyenne d'un opérateur)

Mouvement de la charge (3)

Charge q en \vec{r} oscillant à la fréquence ω autour de \vec{R}

Dipole $\vec{D} = q(\vec{r} - \vec{R})$

Pour un dipole atomique, \vec{R} est le centre de l'atome

\vec{R} évolue lentement sous l'effet de la force séculaire

Mouvement de $\vec{r} - \vec{R}$

Oscillation rapide à ω

Mouvement de \vec{R}

Déplacement lent à la vitesse $\dot{\vec{R}}$

Pendant une période d'oscillation, $2\pi/\omega$, le déplacement de \vec{R} est négligeable devant λ

$\dot{\vec{R}} \frac{2\pi}{\omega} \ll \lambda \iff \dot{\vec{R}} \ll c$

Remarque

(5)

En fait, le mouvement d'oscillation du dipole dépend de la vitesse de translation $\dot{\vec{R}}$. En effet, dans le référentiel au repos de l'atome, la fréquence ω est déplacée par effet Doppler.

Une onde non plane apparaît non monochromatique.

On supposera ici le dipole initialement immobile, et on négligera la vitesse $\dot{\vec{R}}$ acquise pendant le temps d'établissement du régime d'oscillation stationnaire

La dépendance des forces radiatives vis à vis de la vitesse de translation sera étudiée ultérieurement

Dans ce § A, l'oscillation

de \vec{D} est supposée connue, et la force séculaire calculée en fonction du champ et des composantes du dipole en phase et en quadrature avec le champ

Ultérieurement, l'oscillation du dipole sera déterminée à partir d'une équation du mouvement décrivant

- l'"excitation" du dipole par le champ
- l'"amortissement" du dipole par émission spontanée

La force séculaire sera alors réexprimée en fonction du champ et des paramètres décrivant la "réponse" du dipole au champ

Force électromagnétique

(6)

agissant sur la charge q en \vec{r}

$\vec{F} = \vec{F}^{el} + \vec{F}^{mag}$

Force électrique \vec{F}^{el}

$\vec{F}^{el} = q \vec{E}(\vec{r}, t)$

↑
champ électrique en \vec{r}

Force magnétique \vec{F}^{mag}

$\vec{F}^{mag} = q \dot{\vec{r}} \times \vec{B}(\vec{r}, t)$

↑
champ magnétique en \vec{r}

Or $q \dot{\vec{r}} \approx \dot{\vec{D}}$ car $|\dot{\vec{R}}| \ll |\dot{\vec{r}}|$

$\hookrightarrow \vec{F}^{mag} = \dot{\vec{D}} \times \vec{B}(\vec{r}, t)$

Composantes séculaires des forces

$\vec{F} = \frac{1}{T} \int_0^T dt \vec{F}(t)$

$T = 2\pi/\omega =$ période d'oscillation

Force électrique

(7)

Développement de $\vec{E}(\vec{r}, t)$ au voisinage de \vec{R}

$$E_i(\vec{r}, t) = E_i(\vec{R}, t) + \sum_j (r_j - R_j) (\partial_j E_i) + \dots$$

$$i, j = x, y, z \quad (\partial_j E_i) = \left[\frac{\partial}{\partial r_j} E_i(\vec{r}, t) \right]_{\vec{r}=\vec{R}}$$

$$F_i^{el} = q E_i(\vec{R}, t) + \sum_j D_j (\partial_j E_i) + \dots$$

Développement en puissances de a/λ

Composante séculaire

- 1^{er} terme : purement oscillant
Moyenne séculaire nulle
- 2^{em} terme : produit de 2 termes oscillants, D_j et $\partial_j E_i$

$$\hookrightarrow \overline{F_i^{el}} = \sum_j \overline{D_j (\partial_j E_i)}$$

Force séculaire totale

(9)

$$\overline{F_i^{el}} = \sum_j \overline{D_j (\partial_j E_i)}$$

$$\overline{F_i^{mag}} = \sum_j \overline{D_j (\partial_i E_j)} - \sum_j \overline{D_j (\partial_j E_i)}$$

$$\hookrightarrow \overline{F_i} = \sum_j \overline{D_j (\partial_i E_j)}$$

ou encore, en notations vectorielles

$$\boxed{\overline{\vec{F}} = \sum_j \overline{D_j (\vec{\nabla} E_j)}}$$

$\overline{\vec{F}}$ apparait comme l'opposé du gradient de l'énergie dipolaire moyenne

$$- \sum_j \overline{D_j E_j} = - \overline{D \cdot E}$$

le gradient n'agissant toutefois que sur le champ électrique

Force magnétique

\vec{F}^{mag} étant v/c fois plus petite que \vec{F}^{el} , on peut remplacer $\vec{B}(\vec{r}, t)$ par $\vec{B}(\vec{R}, t)$ et négliger les termes d'ordre supérieur en a/λ

$$\vec{F}^{mag} = \dot{\vec{D}} \times \vec{B}(\vec{R}, t) = \frac{d}{dt} [\vec{D} \times \vec{B}] - \vec{D} \times \frac{d}{dt} \vec{B}$$

Or,

$$\frac{d}{dt} \vec{B}(\vec{R}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \vec{B}(\vec{R}, t) + \left(\frac{d\vec{R}}{dt} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{R}} \right) \vec{B}(\vec{R}, t)$$

Deuxième terme négligeable devant le premier car $|\dot{\vec{R}}| \ll c$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = - \vec{\nabla} \times \vec{E} \quad \text{Equation de Maxwell}$$

$$F_i^{mag} = \frac{d}{dt} [\vec{D} \times \vec{B}]_i + [\vec{D} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E})]_i$$

$$\uparrow \qquad \qquad \qquad \sum_j D_j (\partial_i E_j) - \sum_j D_j (\partial_j E_i)$$

Moyenne séculaire nulle

$$\frac{1}{T} [\vec{D} \times \vec{B}]_0 = 0 \quad \text{car } \vec{D} \times \vec{B} \text{ périodique}$$

Simplification

(10)

Dipole ayant une direction d'oscillation bien définie, // à Oz .

$$D_j = D \delta_{jz}$$

Posons $E_z = E$

$$\boxed{\vec{F} = D \vec{\nabla} E}$$

On peut aussi supposer la lumière polarisée suivant Oz

Composantes de fréquence $> 0, < 0$

$$E(\vec{R}, t) = E^+(\vec{R}) e^{-i\omega t} + E^-(\vec{R}) e^{i\omega t}$$

$$D(t) = D^+ e^{i\omega t} + D^- e^{-i\omega t}$$

$$\boxed{\overline{\vec{F}} = D^+ \vec{\nabla} E^+ + D^- \vec{\nabla} E^-}$$

Amplitude et phase du champ

$$\vec{E}(\vec{R}, t) = E_0(\vec{R}) \cos[\omega t + \phi(\vec{R})]$$

$$\vec{E}^-(\vec{R}) = \frac{1}{2} E_0(\vec{R}) e^{i\phi(\vec{R})}$$

$E_0(\vec{R})$: amplitude (réelle)

$\phi(\vec{R})$: phase (réelle)

Onde plane

$$E_0(\vec{R}) = E_0 \text{ indépendant de } \vec{R}$$

$$\phi(\vec{R}) = -\vec{k} \cdot \vec{R}$$

$$E(\vec{R}, t) = E_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{R})$$

Onde stationnaire

$$E_0(\vec{R}) = E_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{R})$$

$$\phi(\vec{R}) = 0$$

$$E(\vec{R}, t) = E_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{R}) \cos \omega t$$

Gradient d'amplitude et gradient de phase

$$\vec{\nabla} E^-(\vec{R}) = \frac{1}{2} [\vec{\nabla} E_0(\vec{R})] e^{i\phi(\vec{R})} + \frac{i}{2} E_0(\vec{R}) e^{i\phi(\vec{R})} [\vec{\nabla} \phi(\vec{R})]$$

↳ Existence de 2 composantes dans la force, l'une liée au gradient de phase, l'autre au gradient d'amplitude

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$$

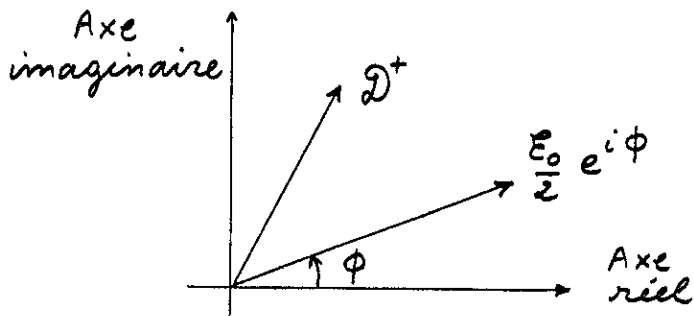
$$\vec{F}_1 = E_0(\vec{\nabla} \phi) \frac{D_+ e^{-i\phi} - D_- e^{i\phi}}{2i}$$

$$\vec{F}_2 = (\vec{\nabla} E_0) \frac{D_+ e^{-i\phi} + D_- e^{i\phi}}{2}$$

\vec{F}_1 fait intervenir $\text{Im } D_+ e^{-i\phi}$

\vec{F}_2 " " $\text{Re } D_+ e^{-i\phi}$

Interprétation de $D_+ e^{-i\phi}$



Ces 2 vecteurs représentent dans le plan complexe E^- et D^+ à $t=0$ (évolution ultérieure en $e^{i\omega t}$)

Une rotation de $-\phi$ amène $\frac{E_0}{2} e^{i\phi}$ sur l'axe réel et transforme D^+ en $D^+ e^{-i\phi}$. On en déduit que

(i) $\text{Re } D^+ e^{-i\phi}$ est la composante du dipôle en phase avec le champ

(ii) $\text{Im } D^+ e^{-i\phi}$ est la composante en quadrature avancée

Récapitulation

2 composantes dans la force

$$\textcircled{1} \vec{F}_1 = D_{\text{quadr. avancée}} \text{ quadr. } E_0(\vec{\nabla} \phi)$$

Proportionnelle

- au gradient de phase

- à la composante de D en quadrature

$$\textcircled{2} \vec{F}_2 = D_{\text{phase}} (\vec{\nabla} E_0)$$

Proportionnelle

- au gradient d'amplitude

- à la composante en phase de D

Seule la composante en quadrature de D échange de l'énergie avec le champ

↳ Seule \vec{F}_1 fait intervenir des échanges d'énergie entre le dipôle et le champ