

Titre : ABSORPTION ET EMISSION DE LA LUMIERE

Présentée par : Martin BOUILLARD

Rapport écrit par : Rémi METZDORFF

Correcteur : Jean HARE

Date : 17/01/2020

Bibliographie de la leçon :

Titre	Auteurs	Éditeur	Année
Physique tout en un PC-PC*	Sanz	Dunod	2016
Optique Physique	Taillet	De Boeck	2015
Physique atomique	Cagnac	Dunod	2005
Introduction to quantum optics	Aspect	Grynberg	

Plan détaillé

Niveau :
CPGE

Prérequis :

- Corps noir
- Optique ondulatoire
- Modèle de l'électron élastiquement lié
- Distribution de Boltzmann
- Mécanique quantique : quantification de l'énergie

Objectif de la leçon : Expliquer les interactions matière rayonnement avec les résultats de la mécanique quantique.

Bibliographie :

—

1.1 Introduction

Les limites du modèle.

Le modèle de l'électron élastiquement lié permet d'expliquer les spectres d'absorption, comme celui du Soleil. Il ne permet cependant pas d'expliquer les spectres d'émission de composés simples comme celui d'une lampe à vapeur de mercure. Il faut donc un nouveau modèle pour décrire ces spectres.

→ Il faut tout de même commencer par présenter les différents types de spectres

1.2 Les phénomènes d'absorption et d'émission

1.2.1 Position du problème (1930)

La solution a été proposée par Albert Einstein en 1917 avec un modèle phénoménologique.

Le modèle d'Einstein.

On veut décrire l'interaction entre la lumière et la matière. Pour cela, on considère :

- la matière comme un ensemble d'atomes assimilés à des systèmes à deux niveaux (E_1 pour le fondamental et E_2 pour l'état excité) ;
- la lumière comme un flux de photons caractérisés par leur énergie $E = h\nu$.

Pour qu'il y ait interaction, il faut que le rayonnement soit résonant avec la transition atomique soit $E_2 - E_1 = h\nu_0$.

→ Les niveaux ont une largeur, donc cette condition n'est pas aussi stricte

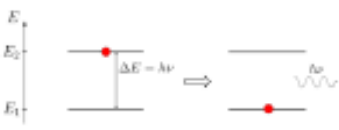
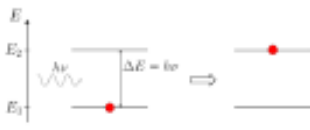
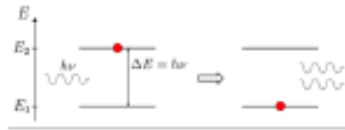
On pose $u(\nu)$ la densité spectrale volumique d'énergie électromagnétique, caractéristique du rayonnement. Pour décrire l'état de la matière, on va s'intéresser à N_i le nombre d'atomes par unité de volume et d'énergie E_i . En supposant que cette densité est très grande, on peut utiliser un modèle statistique pour décrire cette assemblée d'atomes. Les niveaux d'énergie ne sont pas infiniment fins, ce qui impose de prendre en compte le profil spectral normé de la transition $g(\nu)$ tel que :

$$\int_0^\infty g(\nu) d\nu = 1. \quad (1)$$

On va maintenant décrire les différents processus associés à l'absorption et l'émission de la lumière responsables de transitions atomiques.

1.2.2 Les coefficients d'Einstein (4'30)

On remplit progressivement le tableau :

Émission spontanée	Absorption	Émission stimulée
 $\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{sp} = -A_{21}N_2$ $[A_{21}] = s^{-1}$ <p>Dir, pola, phase aléatoire</p>	 $\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{ab} = B_{12}N_1u(\nu_0)$ $[B_{12}] = m^3J^{-1}s^{-1}$	 $\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{st} = -B_{21}N_2u(\nu_0)$ $[B_{21}] = m^3J^{-1}s^{-1}$ <p>Dir, pola, phase identique au photon incident</p>

Ici on suppose que l'on est dans le cas d'un spectre large bande, c'est à dire que le profil de la densité spectrale d'énergie u est large devant le profil de raie g (schéma). On peut alors faire l'approximation

$$\int_0^{\infty} u(\nu)g(\nu)d\nu \approx u(\nu_0). \quad (2)$$

Émission spontanée.

→ oui, mais l'hypothèse « large bande » est bien plus forte que cela, elle implique le fait que les processus cohérents dans la dynamique atomique sont complètement brouillés par l'incohérence de la lumière, sans quoi les équations de taux sont absolument fausses :: ce que l'on observe alors c'est l'oscillation de Rabi

Mesure des longueurs d'onde émises par une lampe à vapeur de mercure au goniomètre. On montre les raies de la lampe à vapeur de mercure d'abord qualitativement avec le prisme puis on mesure l'angle au minimum de déviation sur le goniomètre avec le réseau à 600 traits par mm. On compare pour les trois raies les plus intenses (il y a le doublet jaune donc quatre raies au total).

Ce type d'étude spectrale permet d'identifier les gaz par leur empreinte digitale spectrale.

Spectre d'absorption de la rhodamine dans l'éthanol.

L'émission stimulée apparaît symétriquement à l'absorption (stimulée). Grâce à l'émission stimulée on peut obtenir de la lumière cohérente utile pour faire des interférences par exemple.

L'émission stimulée est toutefois difficile à observer. Avant de poursuivre on souhaite vérifier que les processus décrits par Einstein sont cohérents avec les observations expérimentales.

1.3 Mise à l'épreuve du modèle

1.3.1 Bilan à l'équilibre thermique (16')

On veut confronter le modèle à des observations expérimentales étudiées à l'époque : celles associées au spectre d'émission du corps noir. La variation temporelle de population du niveau excité peut s'exprimer en fonction des différents processus de transition évoqués précédemment :

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2 - B_{21}N_2u(\nu) + B_{12}N_1u(\nu). \quad (3)$$

→ Bien insister sur le fait que le 1.2 est général, et que le 1.3 est restreint au cas où on est à l'équilibre thermodynamique avec u , qui est lui-même un champ thermique

En régime permanent, cette variation est nulle ce qui permet d'exprimer la densité spectrale d'énergie :

$$u(\nu) = \frac{A_{21}}{B_{21} \frac{B_{12} N_1}{B_{21} N_2} - 1}. \quad (4)$$

A l'équilibre thermodynamique, le rapport des populations entre les niveaux fondamental et excité s'exprime en fonction du facteur de Boltzmann, si bien que

$$\frac{N_1}{N_2} = e^{\frac{E_2 - E_1}{k_B T}} = e^{\frac{h\nu}{k_B T}}. \quad (5)$$

On en déduit

$$u(\nu) = \frac{A_{21}}{B_{21} \frac{B_{12}}{B_{21}} e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1}. \quad (6)$$

Les résultats obtenus par Planck donnent une expression similaire

$$u(\nu) = \frac{8\pi\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1}.$$

→ Bien expliquer que le processus stimulé correspond au -1 du dénominateur

En posant $B_{12} = B_{21} = B$ et

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi\nu^3}{c^3}, \quad (8)$$

l'expression de Planck et celle d'Einstein donnent le même résultat.

Le modèle d'Einstein (bis).

L'émission stimulée est bel et bien nécessaire pour retrouver le spectre du corps noir.

On veut maintenant comparer l'importance relative des processus d'émission spontanée et stimulée.

1.3.2 Comparaison des processus (22')

En utilisant l'expression de u trouvée dans le cas du corps noir, on peut exprimer le rapport α entre les taux de désexcitation liés à l'émission stimulée et l'émission spontanée sous la forme

$$\alpha = \frac{\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{st}}{\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{sp}} = \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1}. \quad (9)$$

Le modèle d'Einstein (bis, suite).

→ Je conteste la pertinence de cette étude car le rayonnement n'est pratiquement **jamais** à l'équilibre thermodynamique avec la matière dans laquelle nous observons ses effets !

On peut estimer ce coefficient pour quelques paramètres :

- à $T = 300 \text{ K}$ et pour $\lambda = 600 \text{ nm}$, $\alpha = 10^{-25}$: l'émission spontanée prédomine largement ;
- à $T = 300 \text{ K}$ et pour $\lambda > 30 \mu\text{m}$, $\alpha > 1$: l'émission stimulée joue un rôle important à partir du domaine microonde ;
- à $T = 5000 \text{ K}$ et pour $\lambda = 600 \text{ nm}$, $\alpha = 10^{-2}$: la lumière visible émise par le soleil est incohérente ;
- à $T = 35000 \text{ K}$ et pour $\lambda = 600 \text{ nm}$, $\alpha = 1$: l'émission stimulée devient importante aux très hautes températures.

Dans la vie courante il est donc impossible d'observer d'émission stimulée. Il faut pour cela se placer hors de l'équilibre thermodynamique.

→ de nombreux dispositifs fonctionnent sur l'amplification de l'émission spontanée, y compris sans cavité. Chercher « ASE source » sur google ou autre

→ L'application de l'em .stimulée au laser est bienvenue et même attendue, mais on peut quand même parler de l'absorption (mentionner la loi de Beer Lambert au sujet de la rhodamine), de la spectro IR en chimie, du pompage optique qui est utilisé dans beaucoup de lasers pour réaliser l'inversion de population. On peut aussi parler de l'absorption saturée.

1.4 Application au laser

1.4.1 Amplification (26')

On fait un bilan d'énergie entre t et $t + dt$ sur un volume de section S compris entre z et $z + dz$. Les variations d'énergie de ce volume sont dues aux flux d'énergie décrits par le vecteur de Poynting Π et aux absorption et émission de photon par la matière. Comme on s'intéresse à un milieu amplificateur, on peut supposer la densité spectrale d'énergie très grande si bien que l'émission spontanée devient négligeable devant l'émission stimulée. On a alors

$$\left(\frac{du}{dt}\right) S dz dt = (\Pi(z) - \Pi(z + dz)) S dt - \left[\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{st} + \left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{ab}\right] h\nu S dz dt. \quad (10)$$

Comme $u(\nu) = \Pi/c$ et en régime permanent, on obtient

$$\frac{d\Pi}{dz} = \frac{Bh\nu}{c}(N_2 - N_1)\Pi. \quad (11)$$

On obtient donc une amplification si $N_2 > N_1$, c'est à dire si on a une inversion de population. Cette inversion de population est permise grâce à un processus de pompage.

Ici on peut amplifier une lumière mais la source ainsi obtenue n'est pas vraiment cohérente car les photons incidents qui déclenchent l'émission stimulée sont incohérents.

1.4.2 Le laser (34')

Pour obtenir une véritable source cohérente, il faut appliquer une rétroaction, c'est à dire boucler le système à l'aide d'une cavité Fabry-Perot (schéma d'une cavité avec un milieu amplificateur). On obtient alors l'équation d'évolution pour Π

$$\frac{\partial \Pi}{\partial z} = (\gamma(\nu) - \beta)\Pi, \quad (12)$$

où

Il faudrait aussi parler de la saturation du gain

$$\gamma(\nu) = \frac{Bh\nu}{c}(N_2 - N_1) \quad (13)$$

est le gain associé au milieu amplificateur et β est lié aux pertes. Pour obtenir l'effet laser, il faut $\gamma(\nu) > \beta$, ce qui peut se représenter graphiquement. On représente alors sur un même graphique les courbes de gain (une courbe en cloche large spectralement), de pertes (constantes), ce qui permet de donner la plage de fonctionnement du laser.

Il faut aussi tenir compte des résonances de la cavité Fabry-Perot, que l'on représente sur le graphique et qui limite les fréquences accessibles avec le laser. On obtient ainsi un faisceau cohérent temporellement et spatialement.

Mise en évidence de la cohérence spatiale d'un faisceau laser avec le speckle.

Laser. L'effet laser a d'abord été obtenu dans le domaine microonde avec le maser puis dans le domaine visible avec un laser à rubis.

Il faudrait expliquer pourquoi...

Laser (bis). Il existe un vaste zoologie de lasers.

Le Favry Pérot ajoute des pertes qui sont très faibles au voisinage des résonances, et totales loin de résonance. On peut donc les intégrer dans le dessin, mais pas avec des pics de

1.5 Conclusion (38')

Albert Einstein a développé un nouveau modèle pour expliquer l'interaction rayonnement matière. Ouverture sur différentes applications du laser : blu-ray, chirurgie, GPS, génération de deuxième harmonique, etc.

Applications.

Questions posées par l'enseignant

Pouvez-vous nuancer le propos $E_2 - E_1 = h\nu$?

Il faut considérer la probabilité de la transition

Est-ce intéressant de se placer à résonance ?

Oui dans le cas des atomes froids pour le refroidissement, effet Doppler Zeeman

Est-ce que ça a un rapport avec $g(\nu)$? Qu'est-ce que ça veut dire qu'elle est normée ? Quelle est sa dimension ?

Quelles sont les raisons de la largeur du profil de raie ?

Origine fondamentale avec Heisenberg, doppler, collisions.

Pour un atome immobile on a seulement élargissement fondamental à cause des inégalités d'Heisenberg, c'est-à-dire de la dure de vie limitée des états excités.. Il y a aussi effet Doppler qui donne un élargissement inhomogène (odg : Na durée de vie radiative : 1 MHz environ, doppler 100 MHz donc un atome donné résonne seulement à une fréquence mais pour une assemblée d'atomes ils absorbent avec des fréquences différentes).

Quelle est l'origine du tau dans $E \tau = \hbar/2$?

Dans l'émission spontanée les propriétés du photon émis sont-elles vraiment aléatoire ?

Il y a des transitions interdites qui impliquent des restrictions sur la polarisation, la phase est aléatoire, la direction est aléatoire.

La polarisation peut être conditionnée par les règles de conservation du moment cinétique. Si on considère un dipôle, il y a un diagramme de rayonnement mais sans condition extérieure cela devient isotrope. En présence d'un champ B ou E ce n'est plus isotrope. Seule la phase est toujours bien aléatoire

L'expérience sur la rhodamine correspond-elle au modèle présenté ?

On n'a pas un système à deux niveaux, molécule complexe donc multiples niveau très proches.

Que peut-on dire sur la profondeur de l'absorption ? Si ça descend à zéro ou non ?

Ça dépend des coefficients d'Einstein.

Les lois écrites pour l'absorption analogues à celles du 1.4.1 donnent une atténuation exponentielle en fonction de la distance, dont le taux est proportionnel à la probabilité d'absorption (dépendant de la fréquence) et à la densité de molécules absorbantes. C'est la Loi de Beer-Lambert. La transmission peut être extrêmement faible mais pas nulle en principe.

Comparaison des processus : alpha rapport entre émission stimulée et spontanée ? Lien avec le $8\pi\nu^3/c^3$? Comment est introduit ce coefficient ?

On compare l'expression obtenue avec les coefficients d'Einstein et l'expression connue du corps noir.

Est-ce que ces coefficients dépendent de la nature de l'atome ? Est-il possible de calculer les coefficients d'Einstein ou bien est-ce qu'il faut tenir compte de la situation de rayonnement dans lequel se situe l'atome ?

Dépend du temps de vie, de la fréquence.

Les coefficients dépendent du couplage de l'atome au rayonnement et donc dépend de la structure de l'atome. Nommement dsn le modèle le plus simple, les coefficients sont proportionnels au carré du module de l'élément de matrice de l'impulsino $A \propto B \propto \|\langle 1|\vec{p}|2\rangle\|^2$. Les coefficients peuvent donc être différents.

Est-ce le même pour Hg et H si on oublie la différence en fréquence ?

Oui sauf si je ne vois pas quelque chose... Est-ce que ça dépend des propriétés fines de l'atome.

Quelques exemples de méthode pour réaliser l'inversion de population ?

Laser avec des atomes à quatre niveaux dans le Nd:YAG excitation avec un laser, lampe flash. Décharges électrique dans He:Ne avec un modèle à trois niveaux. Laser semi-conducteur avec jonction p-n

Sur la courbe de gain du laser avec gamma, pertes et modes de la cavité : Peut-on montrer que le laser a un seuil ? Que se passe-t-il si l'ISL est plus petit et qu'il y a plusieurs modes de cavité qui peuvent résonner ?

Dépend de si on a un gain homogène (une seule fréquence) ou inhomogène (plusieurs fréquence).

Si le FP a des pics très fins compaables a des Dirac c'est bon mais il faut faire apparaitre la saturation du gain ce qui a été fait. Du coup plusieurs comportements suivant l'évolution du gain avec le nombre de modes. Dans les lasers à semi-conducteurs l'ISL est très grand mais quand même plus petit que la plage de

gain. Ici les différents modes sont en concurrence et seul un l'emporte. Un laser en dessous du seuil est un système simple linéaire mais au-dessus du seuil on a un comportement non linéaire (quadratique avec modèle proie prédateur pour le plus simple)

Vous avez parlé de dégénérescence dite en plus ? Comment ça se manifeste dans les équations ?

Quand on parle d'équilibre thermique on doit faire intervenir g_1 et g_2 . En fait ça sort des équations de la dynamique... pas compris

Lorsque l'on regarde des probabilité de transitions avec des niveaux dégénérés, il faut sommer sur les probabilité sur les états finaux, ce qui fait apparaître un facteur g_f . En revanche, il faut moyenner sur les états initiaux, ce qui fait apparaître un facteur $1/g_i$.

Dans la rhodamine que se passe-t-il si on ne se place pas en face mais pas sur le côté non plus ?

Que se passe-t-il si on remplace la lumière blanche par un laser vert ?

Elargissement spectral de l'émission avec des processus non radiatifs et décalage vers le rouge.

Sur la longueur de cohérence des lasers par quoi est-elle limitée ?

Largeur des pics du Fabry-Perot (en fait il faut tenir compte de puissance intracavité, cf commentaires).

Commentaires donnés par l'enseignant

Vous pouvez applaudir devant le caractère remarquable de cette leçon et séance de questions ! Le dynamisme est très appréciable !

En 1917 on s'intéressait plus vraiment au corps noir (Planck entre 1900 et 1903, Einstein en 1905 prix Nobel en 1920). Les équations vues s'appellent les équations de taux car on ne s'intéresse qu'aux populations.

Tant que le rayonnement est très large devant l'atome les équations sont valides. Dans le cas inverse il faut tenir compte des cohérences et les équations sont fausses.

La largeur du laser est, dans le cas idéal, la largeur des pics du FP, divisée par le nombre de photons dans la cavité., lequel est souvent colossal. Cela traduit le fait qu'un a une (faible) contribution de l'émission spontanée qui étant incohérente induit une diffusion de la phase du champ (marche au hasard dans le plan de Fresnel).

Les autres commentaires, donnés ou non dans la discussion suivant la leçon sont présentés dans des encadrés bleus dans le compte-rendu.

Partie réservée au correcteur

Avis général sur la leçon (plan, contenu, etc.)

Le plan adopté est le plus classique puisqu'il comporte une partie sur les coefficients d'Einstein et une autre sur l'application aux lasers.

Une bonne maîtrise du sujet a permis de réduire suffisamment le temps dévolu à la description (toujours ennuyeuse) des coefficients d'Einstein, pour décrire de façon correcte les bases du laser, ce qui est rarement fait de façon correcte, bien souvent par manque de temps. Cela donne une leçon certes imparfaite mais tout à fait convaincante et même enthousiasmante !

Je pense qu'un candidat assez à l'aise pourrait prendre le risque (payant) de passer très vite sur les coefficients d'Einstein, pour en faire plus sur les lasers, et/ou parler de sujets plus modernes et plus ludiques, dont l'absorption saturée, la génération de second harmonique, la spectro à deux photons sans effet Doppler, etc

Notions fondamentales à aborder, secondaires, délicates

Il y a une seule chose à aborder absolument c'est l'existence de l'émission stimulée et l'application aux lasers. Le reste peut être largement varié si on en a les éléments (cf ébauche de liste ci-dessus)

Il faut éviter de tomber dans un piège tendu par le premier livre donné en référence, qui qualifie de « photons jumeaux » les photons résultants de l'émission stimulée, ce qui est une hérésie de nature à faire sauter au plafond et/ou mourir d'apoplexie tout membre du jury un peu informé en optique quantique (et il y en a toujours au moins un).

Expériences possibles (en particulier pour l'agrégation docteur)

Les expériences choisies ici, spectre de raies du mercure et absorption de la rhodamine sont pertinentes. Il n'y a hélas pas d'expériences aisées pour illustrer les différents aspects de cette leçon. (La manip sur la fluorescence du Rubidium permettra de montrer plein de belles choses pertinentes pour la leçon, mais c'est trop long pour une leçon).

Je mets vivement en garde tout de même contre les mesures spectroscopiques fondées sur un prisme. Si le prisme à vision directe est très bien pour montrer les phénomènes, il ne faut pas l'utiliser pour faire des mesures. D'un autre côté le prisme (ou même réseau) avec le goniomètre permet de faire des mesures précises, mais le jury ne voit rien et ne peut vérifier que vous faites la bonne mesure. C'est pourquoi un spectromètre à réseau (bulk ou fibré) est à privilégier absolument.

Sur une suggestion d'un étudiant, plutôt qu'une lampe à mercure, on pourrait utiliser une lampe de Balmer et remonter à la constante de Rydberg

Bibliographie conseillée

Pour des détails sur application plus variées, consulter le cours de Agnès Maître sur les lasers, et le livre de Grunberg, Aspect, Fabre (Introduction aux lasers et à l'optique quantique, chez ellipses)