

LP37 – ABSORPTION ET ÉMISSION DE LA LUMIÈRE

26 juin 2020

Aurélien Goerlinger & Yohann Faure

Niveau : L2

Commentaires du jury

- **2017** : Cette leçon ne peut se résumer à une présentation des relations d'Einstein.
- **2015** : Cette leçon peut être traitée de façons très variées, mais il est bon que les candidats aient réfléchi aux propriétés des diverses formes de rayonnements émis, aux dispositifs exploitant ces propriétés et au cadre théorique permettant de les comprendre.
- **2010** : Le laser n'est pas la seule application de cette leçon. Le Laser He-Ne n'est pas l'illustration la plus simple. Il est maladroit d'introduire les coefficients d'Einstein dans une situation de rayonnement parfaitement monochromatique.

Bibliographie

↗ <i>Physique statistique</i> , Diu	→ Discussion des coefficients d'Einstein
↗ <i>Tout-en-un Physique PC</i> , Sanz	→ Base de la leçon
↗ <i>Optique quantique</i> , Fox	→ Compléments
↗ <i>Optique</i> , Houard	→ Culture G et ODG sur les lasers
↗ <i>Lasers</i> , Dangoisse	→
↗ <i>Lasers</i> , Cagnac	→

Prérequis

- Distribution de Maxwell-Boltzmann
- Corps noir, loi de Planck
- Notion de photon

Expériences



Table des matières

1	Interaction lumière-matière	2
1.1	De l'importance de la quantification	2
1.2	Les différents processus d'interaction - Coefficients d'Einstein	2
1.3	Lien entre les coefficients d'Einstein	4
1.4	Comparaison entre les types d'émission	6
2	Émission stimulée : le LASER	6
2.1	Principe	6
2.2	Système à deux niveaux - Nécessité de l'inversion de population	7
2.3	Laser à 3 niveaux	8
2.4	Rôle de la cavité	9
2.5	Propriétés de la cavité	10
2.6	Application : refroidissement d'atomes	11
3	Absorption : la fluorescence	11

Introduction

Le champ électromagnétique, que l'on étudie beaucoup du point de vue de la propagation dans le vide, se propage aussi dans la matière, dans laquelle il interagit. L'interaction lumière-matière est donc ce qui va nous intéresser au cours de cette leçon.

Au cours de diverses séances de TP, on a toutes utilisées des sources lumineuses en tous genres, incandescentes, ou luminescentes comme le laser (ou la diode ?). C'est ce deuxième type qui va nous intéresser aujourd'hui, l'autre étant traité dans les [LP17-38-39](#).

Problématique : Comment comprendre et prendre en compte la nature discrète du rayonnement émis par ces sources ? Quels sont les processus mis en jeu ? Qu'est-ce qu'un LASER ?

1 Interaction lumière-matière

1.1 De l'importance de la quantification

Reprenons le calcul de Rayleigh et Jeans, de la fin du 19ème. En considérant le nombre de modes dans l'espace des phases contenu dans la boîte cubique de volume V à CL périodiques, on trouve :

$$N(k, dk) = \frac{V}{(2\pi)^3} 8\pi k^2 dk \quad N(\omega, d\omega) = \frac{V}{\pi^2} \frac{\omega^2}{c^3} d\omega \quad (1)$$

Le théorème d'équipartition de l'énergie donne ensuite

$$u(\omega) = \frac{dE_\omega}{d\omega} = \frac{V}{\pi^2 c^3} k_B T \omega^2 \quad (2)$$

Pour une démonstration de cette loi, se référer à wikipédia :

https://fr.wikibooks.org/wiki/Physique_atomique/Loi_de_Planck

Historiquement c'est un résultat très important, un monument de la physique, à l'origine de la catastrophe ultraviolette, elle-même résolue à contre-cœur par Planck, *c.f.* la LP38 :

$$u_\nu(\nu, T) = 8\pi \frac{\nu^2}{c^3} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1} \cdot h\nu \quad (3)$$

Au départ le remplacement de l'équipartition par une statistique était phénoménologique, c'est aujourd'hui une application de la statistique de Bose-Einstein. Un DL redonne Rayleigh-Jeans.

1.2 Les différents processus d'interaction - Coefficients d'Einstein

Afin de décrire l'interaction entre le rayonnement et la matière, nous allons étudier l'approche d'Einstein.

Il y a trois processus fondamentaux à distinguer et combiner ensuite pour comprendre. On se place dans cette partie dans le cadre d'un atome avec deux niveaux d'énergie \mathcal{E}_1 et \mathcal{E}_2 , mais ce qui sera détaillé s'applique lorsqu'il y en a plus.

Émission spontanée

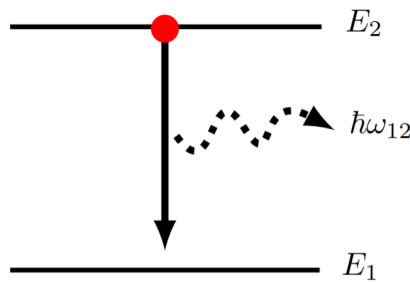


FIGURE 1 – Schéma de fonctionnement de l'émission spontanée

Lorsqu'un atome est excité, il va naturellement pouvoir se désexciter en émettant un photon. L'énergie du photon sera $\varepsilon = h\nu = \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1$, et sa pulsation sera donc $\omega_{12} = \frac{\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1}{\hbar}$.

Ce processus est aléatoire, c'est à dire que l'état excité a une demi-vie, et que le photon émis est de phase quelconque. Il n'y a pas de cohérence entre les photons émis.

Il s'agit là du mode de fonctionnement des lampes spectrales, et de la plupart des sources usuelles. Si on ne considère que ce processus, on nomme N_2 la population du niveau d'énergie 2, et on peut écrire :

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{12}N_2 \quad (4)$$

A_{12} est le taux de désexcitation dû à l'émission spontanée. Seul, il peut définir un temps caractéristique et une évolution exponentielle, $\tau = \frac{1}{A_{12}}$. Ce temps est nommé **durée de vie radiative**.

OdG :

atome	A_{12}	τ
CO ₂	0.3 s ⁻¹	3 s
He-Ne	800 s ⁻¹	1 ms
Nd ³⁺	1.4×10^6 s ⁻¹	0.7 μ s

Absorption

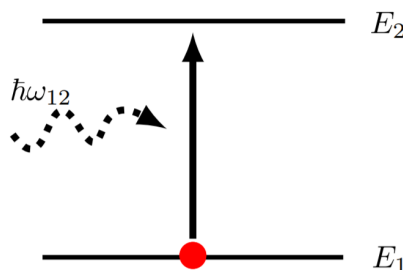


FIGURE 2 – Schéma de fonctionnement de l'absorption.

Il s'agit du phénomène inverse. Lorsqu'un photon cogne sur un atome, il peut, à condition d'avoir une énergie adaptée, exciter l'atome dans son état E_2 . Ce n'est pas un processus spontané, puisqu'il nécessite d'être pompé. On écrit alors

$$\frac{dN_2}{dt} = +B_{12}^\omega N_1 u(\omega) \quad (5)$$

On nomme B_{12}^ω le coefficient d'Einstein associé à la transition $1 \rightarrow 2$, $u(\omega)$ est la densité spectrale d'énergie en ω , c'est une énergie volumique, et N_1 est la population de l'état 1.

Section efficace d'absorption

Il est utile de préciser qu'on peut réécrire cette relation sous une autre forme (ce n'est jamais fait en leçon, mais dans l'optique de présenter le LASER, cela semble très utile ! \blacktriangleleft Dangoisse, p. 5). Si on note $J = J(\omega_{12})$ le flux de photon (en $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$) à la pulsation ω_{12} , on peut le lier simplement à la densité spectrale par une relation de proportionnalité (logique) :

$$B_{12}u = \sigma_{12}J \quad (6)$$

σ_{12} a alors la dimension d'une surface, on l'appelle section efficace d'absorption, sa valeur est propre au milieu. \blacktriangleleft De-La-Salle.

Émission stimulée

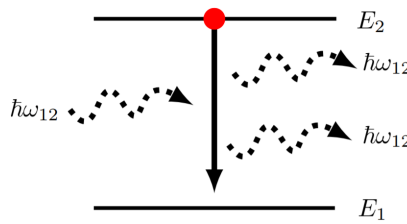


FIGURE 3 – Schéma de fonctionnement de l'émission stimulée

Il s'agit là du phénomène fondamental du fonctionnement des LASER. Ce phénomène, introduit par Einstein par analogie avec l'absorption, correspond à ce qu'il se passe lorsqu'un photon capable d'exciter un atome collisionne avec un atome déjà excité. On a alors

$$\frac{dN_2}{dt} = -B_{21}^\omega N_2 u(\omega) \quad (7)$$

Ce phénomène est remarquable de part les propriétés du photon émis, qui est **strictement identique** au photon qui la déclenche. Et quand je dis strictement identique, je veux dire que les deux photons vont ensuite se balader ensemble, cohérents, transportant deux fois plus d'énergie, dans la même polarisation, et continuer leur chemin en collisionnant d'autres atomes !

Cela permet d'augmenter l'énergie du champ en prenant l'énergie du milieu.

1.3 Lien entre les coefficients d'Einstein

L'objectif est de relier les coefficients d'Einstein entre eux. On considère que l'on est en présence d'un gaz de N atomes à l'intérieur d'une boîte non réfléchissante à la température T (la boîte qui contient le champ électromagnétique et les atomes forme donc un système fermé isolé). On considère que les atomes n'interagissent pas entre eux, mais ils peuvent interagir avec le rayonnement qui remplit la cavité et qui suit une distribution de type corps noir. Les 3 types de transition indiqués précédemment interviennent.

Si on attend suffisamment longtemps pour que l'équilibre thermique soit atteint par les atomes en contact avec le rayonnement de type corps noir, on se trouve dans un état stationnaire, ce qui permet d'annuler la dérivée temporelle

de N_2 (et de même pour N_1 par conservation du nombre d'atomes). Ceci revient à dire que le taux d'absorption qui amène dans l'état 2 doit être exactement compensé par les taux de retour vers l'état 1 (émission spontanée et stimulée). Autrement dit mathématiquement :

$$B_{12}N_1u = B_{21}N_2u + A_{12}N_2 \quad (8)$$

On peut alors isoler u :

$$u = \frac{A_{21}}{B_{21}} \frac{1}{\frac{B_{12}}{B_{21}} \frac{N_1}{N_2} - 1} \quad (9)$$

À l'équilibre thermique on suit la loi de Boltzmann, par conséquent, si on nomme g_i la dégénérescence d'un niveau, que l'on prendra plus tard de 1 :

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{g_1}{g_2} \exp\left(\frac{\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1}{k_B T}\right) \quad (10)$$

Par hypothèse de non dégénérescence, et en comparant à la loi de Planck, on peut écrire :

$$u = \frac{A_{21}}{B_{21}} \frac{1}{\frac{B_{12}}{B_{21}} \exp\left(\frac{\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1}{k_B T}\right) - 1} = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1} \quad (11)$$

Ainsi on a les relations fondamentales qui lient les coefficients d'Einstein :

$$\frac{B_{12}}{B_{21}} = 1 \quad \text{et} \quad A_{21} = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} B_{21} \quad \forall T, \text{ et pour } \omega = \frac{\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1}{\hbar} \quad (12)$$

Il suffit de connaître un seul coefficient et la fréquence pour connaître toutes les caractéristiques du système. Nous voyons bien que l'existence de l'émission stimulée est cruciale pour rendre compatible la distribution de Maxwell-Boltzmann et celle de Planck.

Astuce

En fait ce n'est pas naturel du tout de penser ça... En effet, un atome n'a jamais que deux états d'énergies possibles. Il faudrait prendre en compte tout les types de transitions possibles dans tous les sens et ce serait le bordel ! Heureusement, il y a un résultat magique : quand on applique un bilan détaillé au système atomes+photons, il y a autant d'atomes qui émettent de d'un niveau 2 vers un autre niveau 1 que d'atome qui passent de 1 à 2 par absorption... En gros pour chaque couple de niveaux, le peuplement de l'un correspond au dépeuplement de l'autre !

Dans notre cas où les niveaux d'énergie ne sont pas dégénérés, on obtient donc que les probabilités des processus stimulés (absorption et émission) sont identiques. On voit également que les transitions ayant une plus forte probabilité d'absorption ont comparativement aussi une plus grande probabilité d'émission, que ce soit spontanée ou stimulée.

Le calcul explicite de ces coefficients se fait par une quantification du champ électromagnétique en utilisant la règle d'or de Fermi¹. Ceci a pour conséquence directe que les coefficients d'Einstein ne dépendent que des états initial et final et il s'agit donc de **propriétés intrinsèques** des atomes. Les relations précédentes restent donc valables même hors équilibre, bien que nous les ayons établies ici à l'équilibre.

1. https://fr.wikipedia.org/wiki/Règle_d'or_de_Fermi

1.4 Comparaison entre les types d'émission

➤ Dunod p. 1072

$$\begin{aligned}\frac{dN_{21}^{\text{stimul}}}{dN_{21}^{\text{spont}}} &= R = \frac{B_{21}N_2u}{A_{21}N_2} \\ &= \frac{\pi^2 c^3}{\hbar \omega_{12}^3} \\ &= \frac{\lambda^3}{8\pi\hbar} u(\omega)\end{aligned}\tag{13}$$

Par exemple, pour le cas du laser, l'émission spontanée est une gêne et nous voulons une prédominance d'émission stimulée pour l'amplification du faisceau (que nous verrons dans la prochaine partie).

On voit que la longueur d'onde va avoir une grande influence, ce qui explique que le MASER (microondes) ait été réalisé bien plus tôt que le laser.

2 Émission stimulée : le LASER

→ animation Java (qui est god-tier)

2.1 Principe

Les bases théoriques du laser (et du maser) ont été établies par Einstein en 1917 dans *Zur Quantentheorie der Strahlung* (On the Quantum Theory of Radiation), et de nombreux physiciens ont ensuite étayé le théorie du laser comme par exemple Alfred Kastler qui proposa la méthode du pompage optique en 1950 (il a d'ailleurs reçu le prix Nobel de 1966 pour ses travaux). Cependant, il a fallu attendre le 16 mai 1960 pour que Theodore H. Maiman développe le premier laser fonctionnel.

Le mot laser est en réalité un acronyme pour *light amplification by stimulated emission radiation*. Ainsi, le laser se base sur la principe de l'émission stimulée qui, contrairement à l'émission spontanée (qui émet des photons dans des directions aléatoires), permet d'émettre des photons cohérents entre eux et de même direction que le rayonnement incident. Le faisceau issu d'un laser est ainsi un faisceau de photons cohérents allant dans la même direction.

Un laser est composé d'une cavité délimitée par deux miroirs, l'un étant totalement réfléchissant tandis que l'autre ne l'est que partiellement (99% réfléchissant). La cavité contient un gaz d'atomes à plusieurs niveaux d'énergie auquel on envoie de l'énergie (via pompage optique) afin d'exciter les atomes et de provoquer une émission de photons. Ces photons vont alors désexciter d'autres atomes par émission stimulée. Les photons émis vont à leur tour désexciter d'autres atomes et ainsi de suite. On obtient donc un phénomène d'avalanche dans lequel un très grand nombre de photons cohérents et en phase sont émis.

Cependant, la cavité ne joue pas uniquement le rôle de milieu amplificateur, elle sert également de filtre. En effet, les photons vont beaucoup d'aller-retours dans la cavité et il faut donc que la longueur de la cavité soit accordée à la fréquence d'émission pour pouvoir l'amplifier. Les fréquences parasites ne sont ainsi pas amplifiées et en sortie on aura une largeur spectrale très faible, voire plus faible que la largeur spectrale naturelle. *In fine*, on peut modéliser un laser par un système bouclé où la chaîne directe est l'amplification par pompage optique et la boucle de retour est le filtrage par la longueur de la cavité, qui se comporte comme un interféromètre de Fabry-Pérot.

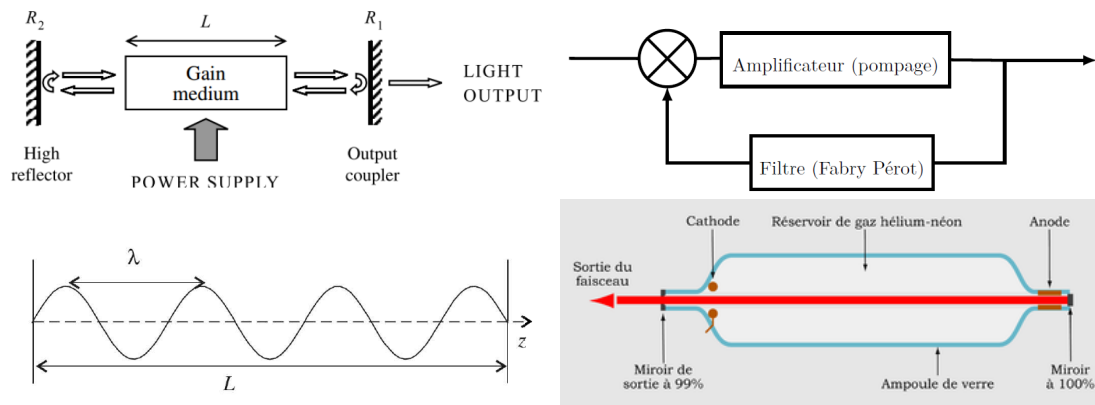


FIGURE 4 – En haut à gauche : schéma d'un laser. En haut à droite : modélisation d'un laser sous forme de système bouclé. En bas à gauche : condition de résonance dans la cavité ($L = p \frac{\lambda}{2}$ avec $p \in \mathbb{N}$). En bas à droite : exemple du laser Hélium-Néon.

Parmi les caractéristiques d'un laser, on cite :

- une grande longueur de cohérence qui s'explique par la cohérence des photons issus de l'émission stimulée. Par exemple, $l_c \simeq 30$ cm pour un laser He-Ne alors que pour la lumière du Soleil, $l_c \simeq 0.6 \mu\text{m}$.
- une très grande résolution en λ . Par exemple, le spectre d'un laser He-Ne est composé d'un pic autour de 632.8 nm ayant une largeur de 2 pm.
- un très faible angle d'ouverture qui s'explique par le fait que les photons issus de l'émission stimulée sont émis dans la même direction que les photons incidents. Pour un laser en général, $\theta_0 \simeq 0.02^\circ$.
- sa classe, attribuée en fonction de sa puissance :

Classe	Puissance
Classe 1	jusqu'à 0,39 mW
Classe 2	de 0,39 mW à 1 mW
Classe 3R	de 1 à 5 mW
Classe 3B	de 5 à 500 mW
Classe 4	au-delà de 500 mW

Par exemple, un laser He-Ne a une puissance entre 1 et 100 mW, il peut donc être classé de la classe 2 jusqu'à la classe 3B. Les pointeurs laser de présentation sont pour leur part plutôt des lasers de classe 1 à Diode.

2.2 Système à deux niveaux - Nécessité de l'inversion de population

✎ Dangoisse p7

Prenons le cas d'un laser pour lequel les atomes dans la cavité n'ont que **2 niveaux d'énergie** $\mathcal{E}_1 < \mathcal{E}_2$ et de population respective **N_1 et N_2** . On note σ la section efficace d'un atome et Φ le flux de photon arrivant sur les atomes. On note ν leur fréquence et on suppose qu'elle vérifie $\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1 = h\nu$. La statistique de Maxwell-Boltzmann nous dit que

$$\frac{N_1}{N_2} = \exp\left(\frac{\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1}{k_b T}\right)$$

Le système est donc stable lorsque $N_1 > N_2$.

Dans un premier temps, **on ne prend en compte que l'absorption et l'émission stimulée** (l'émission spontanée n'étant pas prise en compte car elle ne contribue pas à l'effet laser de par son côté aléatoire). **On suppose les deux niveaux non dégénérés** afin que le coefficient d'Einstein d'absorption B_{12} soit égal au coefficient d'Einstein d'émission stimulée B_{21} . On introduit le flux J de photons exprimé en $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ainsi que la section efficace σ de l'atome, de sorte que $\sigma J = Bu(\nu)$.

On peut voir σJ comme la probabilité (en s^{-1}) qu'une absorption ou une émission stimulée ait lieu pendant dt , si bien qu'on peut écrire que le flux de photons absorbés pendant dt vaut $dJ_{\text{abs}} = \sigma J N_1 c dt$ (les photons doivent être à une distance de l'atome inférieure à $c dt$ pour être absorbés), et on a de façon analogue pour l'émission stimulée $dJ_{\text{stim}} = \sigma J N_2 c dt$. On obtient donc les deux équations suivantes :

$$\begin{cases} \dot{N}_2 = B_{12}u(\nu)N_1 - B_{21}u(\nu)N_2 = Bu(\nu)(N_1 - N_2) = \sigma J(N_1 - N_2) \\ \dot{J} = \dot{J}_{\text{stim}} - \dot{J}_{\text{abs}} = c\sigma J(N_2 - N_1) \end{cases} \quad (14)$$

Dans un laser, on cherche à amplifier le flux entrant de photons grâce à l'émission stimulée *i.e.* on veut $\dot{J} > 0$ donc on veut $N_2 > N_1$. Il faut donc plus d'atomes dans l'état excité 2 que dans l'état désexcité 1. On peut comprendre physiquement cette condition en se disant qu'il faut plus d'atomes prêts à émettre des photons que d'atomes prêts à en absorber : c'est ce qu'on appelle une **inversion de population** puisque la situation stable correspond à celle où $N_1 > N_2$.

Or comme l'état initial du laser correspond à l'état stable pour lequel $N_1 > N_2$, on a donc $\dot{N}_2 > 0$. Le niveau 2 se peuple alors progressivement jusqu'à atteindre $N_2 = N_1$. Une fois cette limite atteinte, $\dot{N}_2 = 0$ et donc $\dot{J} = 0$. Il s'agit du cas limite où le rayonnement incident est autant absorbé qu'amplifié. Toute fluctuation qui tend à donner $N_2 > N_1$ donne alors $\dot{N}_2 < 0$ et l'état du système est ramené au cas $N_1 = N_2$.

Et avec l'émission spontanée ?

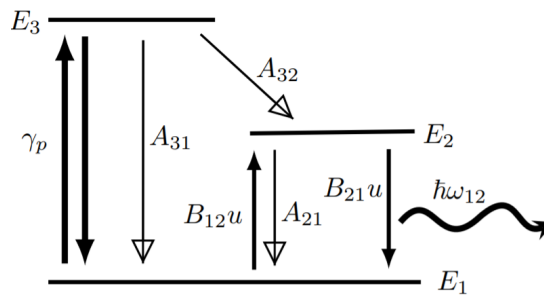
On peut ajouter l'effet de l'émission spontanée si l'on veut : on a alors

$$\dot{N}_2 = \sigma J(N_1 - N_2) - A_{21}u(\nu)N_2$$

On atteint l'équilibre pour $N_1 > N_2$ donc on n'a toujours pas d'inversion de population.

On ne peut donc pas avoir d'amplification de lumière pour un système à 2 niveaux, car le phénomène d'absorption sera toujours dominant par rapport à celui d'émission stimulée et donc on ne peut avoir d'inversion de population. On a alors recours à une méthode proposée en 1950 par Alfred Kastler : le **pompage optique**, qui fait intervenir des atomes à 3 niveaux d'énergie.

2.3 Laser à 3 niveaux



L'idée pour maintenir l'inversion de population et de faire rentrer dans les équations un troisième niveau d'énergie $E_3 > E_2$, de population N_3 . Le pompage optique consiste donc à exciter les atomes du niveau 1 pour les faire monter au niveau 3 (et donc dépeupler le niveau 1), tout en ayant une **transition non radiative** du niveau 3 vers le niveau 2 (pour peupler le niveau 2). pour que ça marche, il faut cependant s'assurer que tous les atomes envoyés dans l'état 3 retombent bien dans l'état 2 (*i.e.* la transition 3 vers 2 est majoritaire devant toutes les autres désexcitations) et il faut que $N_1 \gg N_3$ pour pouvoir négliger l'émission spontanée de 3 vers 1.

Tâchons de mettre ça en équation.

Tout d'abord, la conservation du nombre d'atomes impose que $N = N_1 + N_2 + N_3$ est une constante.

On note ensuite γ_P le taux de transition pour le pompage de 1 vers 3, et qui est également le taux de transition pour l'émission stimulée de 3 vers 1. Les coefficients d'Einstein d'absorption et d'émission spontanée entre les niveaux 1 et 2 sont toujours égaux et sont toujours notés B. Les coefficients A_{31} , A_{21} et A_{32} traduisent quant à eux les relaxations entre les différents niveaux, en notant que la transition de 3 vers 2 est **non radiative**.

On a également dit qu'on voulait que la transition de 3 vers 2 devait être majoritaire devant toutes les autres désexcitations. Cela se traduit par le fait que le temps de désexcitation $\frac{1}{A_{23}}$ soit petit devant les autres temps $\frac{1}{\gamma_P}, \frac{1}{A_{21}}, \frac{1}{A_{31}}$, il faut donc que $A_{32} \gg \gamma_P, A_{31}, A_{21}$

L'évolution temporelle de la population du niveau 3 est alors :

$$\dot{N}_3 = \gamma_P N_1 - (\gamma_P + A_{31} + A_{32}) N_3 \simeq \gamma_P N_1 - A_{32} N_3 \quad (15)$$

En régime stationnaire, on obtient donc $\gamma_P N_1 = A_{32} N_3$. On a donc $\frac{N_3}{N_1} = \frac{\gamma_P}{A_{32}} \ll 1$. On peut alors écrire $N \simeq N_1 + N_2$.

De même, l'évolution de la population du niveau 2 en régime stationnaire s'écrit

$$\begin{aligned} 0 = \dot{N}_2 &= A_{32} N_3 - Bu(\nu) N_2 + Bu(\nu) N_1 - A_{21} N_2 \\ &= (\gamma_P + Bu) N_1 - (Bu + A_{21}) N_2 \quad \text{car} \quad \gamma_P N_1 = A_{32} N_3 \end{aligned} \quad (16)$$

En posant $D = N_2 - N_1$, la conservation du nombre d'atomes donne $2N_1 = N - D$ et $2N_2 = N + D$. Ainsi, on obtient $(\gamma_P + Bu(\nu))(N - D) = (Bu(\nu) + A_{21})(N + D)$ donc

$$D = \frac{\gamma_P - A_{21}}{\gamma_P + A_{21} + 2Bu(\nu)} N \quad (17)$$

Ainsi, on a inversion de population $\iff D > 0 \iff \gamma_P > A_{21}$. il faut donc que le pompage soit suffisamment fort pour compenser la désexcitation spontanée de 2 vers 1.

Retour sur le système à 2 niveaux

Sans pompage, on obtient $D = \frac{-A_{21}}{\gamma_P + A_{21} + 2Bu(\nu)} N \leq 0$ ce qui montre bien qu'on ne peut avoir d'amplification dans un système à 2 niveaux.

Pour réaliser le pompage, on pourrait utiliser un second laser à la bonne fréquence d'excitation, mais nécessiter un laser pour en faire un autre ça peut paraître quelque peu absurde sur le principe. On peut donc procéder par décharges électriques ou bien en utilisant des semi-conducteurs : la recombinaison de paires électrons-trous peut apporter suffisamment d'énergie sous forme de photons pour réaliser le pompage.

Remarque

Notez que dans la "vraie vie" on utilise apparemment plus souvent des systèmes à 4 niveaux : c'est plus pratique parce qu'il n'y a plus de condition sur le taux de pompage comme on va l'obtenir lors du calcul à 3 niveaux. Néanmoins lors de la leçon, pour tenter le calcul à 4 niveaux, il faut être un peu courageux.

2.4 Rôle de la cavité

L'amplification par le milieu actif ne suffit pas à expliquer l'extrême sélectivité et la pureté spectrale du faisceau émis. On l'a vu sur la simulation, pour amplifier le signal et générer une émission stimulée plutôt qu'une spontanée, on utilise des miroirs. Ceux-ci fixent la longueur de la cavité et imposent des conditions aux limites fortes, l'onde à l'intérieur est stationnaire, exactement comme sur une corde de Melde.

Du fait de la stationnarité, une condition mathématique est imposée à l'onde :

$$\omega_n = n \frac{\pi C}{L} \quad (18)$$

Ainsi les différents modes de la cavité sont espacés de $\Delta\omega = \frac{\pi C}{L}$. Plus la cavité est petite, plus les modes sont espacés, et plus on peut facilement en choisir un seul et unique par diverses méthodes de filtrage.

Points importants [rapport Jury ENS 2012-2013] : Un laser démarre toujours par un photon d'émission spontanée. Pour qu'il puisse être amplifié de façon significative il faut qu'il puisse engendrer d'autres photons par émission stimulée avant d'être absorbé (sa fréquence doit correspondre à une transition dont les populations sont inversées), et qu'il fasse beaucoup d'aller-retours dans la cavité (sa fréquence correspond à un mode propre) de la cavité

2.5 Propriétés de la cavité

LP34



Laser He-Ne avec cavité ouverte : mesure des spectres



Matériel : Spectro ULICE avec la fibre optique et la photodiode, SPID HR.

On se place d'abord dans l'axe perpendiculaire au laser : on observe une partie du spectre du milieu amplificateur. Les photons observés sont pratiquement exclusivement dus à l'émission spontanée. Comme il y a de nombreux niveaux (ici on s'est restreint à 2 mais en réalité il y en a bien plus!) on retrouve le spectre caractéristique d'une vapeur d'Hélium-Néon. Par contre lorsqu'on se place dans l'axe du laser, on observe le rôle de filtre de la cavité : les photons sont principalement issus de l'émission stimulée, et on ne sélectionne qu'une fréquence. Notons d'ailleurs que la fréquence amplifiée n'était même pas la plus intense au départ !

La cavité optique est donc de type Fabry-Perot, les miroirs ont un coefficient de réflexion R . On peut remonter à la finesse des pics :

$$F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (19)$$

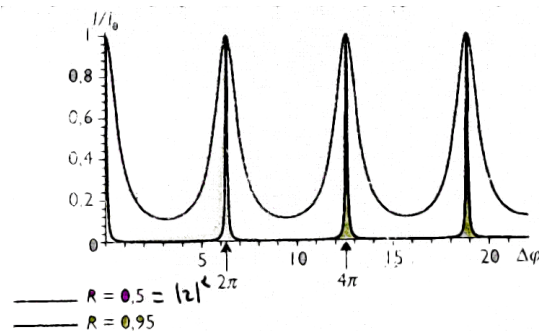


FIGURE 5 – La finesse du Fabry perrot en fonction de R

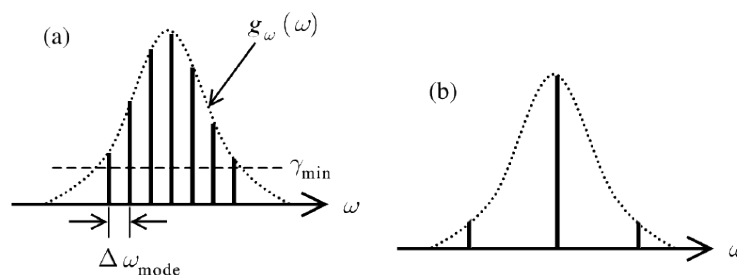


FIGURE 6 – Fox, p.66.

La figure (a) représente le spectre d'un laser multimode. Sur la figure γ_{\min} représente le gain minimal à fournir pour qu'il y ait amplification. On l'a vu précédemment, si le pompage est trop faible et que l'inversion de population n'est pas assez grande, alors les pertes induites dans la cavité prédominent et l'effet d'émission stimulée n'est pas possible. On parle de seuil du laser. Si on réduit la taille de la cavité, l'écart fréquentiel entre les modes augmente, et il est possible de réaliser un laser dit monomode : une seule transition est amplifiée (figure (b)).

Attention à l'interprétation des courbes ! Le spectromètre ULICE permet de résoudre au maximum 1.5×10^{-9} m. Or pour $R = 0.99$ on obtient une finesse de 313. Dans ce cas, l'écart entre les modes est $\delta\lambda = 6.67 \times 10^{-13}$ m, et la largeur totale de la raie est de $\Delta\lambda = 2 \times 10^{-12}$ m. Aucune chance donc de mesurer la largeur de la raie, et encore moins l'écart entre celles-ci avec ce spectromètre ! Si on fait le calcul de la largeur d'un seul mode, on trouve 2×10^{-15} m. Ainsi, la longueur de cohérence du laser multimode He-Ne n'est que de 20 cm ici, mais si on réalise un laser He-Ne monomode, on obtient une longueur de cohérence de 200 m ! Cela est possible pour une longueur de cavité inférieure à $c/2\Delta\nu$, ce qui fait environ 10 cm. Si la cavité de laser He-Ne est inférieure à cette valeur, on peut le considérer monomode. Attention encore, ici quand on parle de monomode on ne parle que des modes longitudinaux. Il existe aussi des modes transverses. En pratique il est possible de ne garder qu'un mode transverse (le TEM00 le plus souvent), en orientant convenablement les miroirs pour ne sélectionner que lui.

2.6 Application : refroidissement d'atomes

✚ Fox p247

Pour refroidir des atomes, il nous faut contrer leur agitation thermique. Pour se faire, on peut imaginer la chose suivante : l'atome a une impulsion, reliée à la température de part le fait que pour tous les atomes en présence, $\frac{3}{2}k_B T = \frac{1}{2}m\langle v^2 \rangle$. Lorsqu'un photon rencontre l'atome et est absorbé, l'atome va s'exciter, puis se désexciter en libérant un autre photon, dans une direction aléatoire.

(schéma de la vitesse)

L'impulsion de l'atome devient donc au fil des excitations $\vec{p}_0 - n\hbar k\vec{u}_z + \sum \hbar k\vec{u}_s^{\text{random}}$, ce qui a pour conséquence de réduire sa vitesse sur z . En le piégeant dans les six directions de l'espace et en adaptant bien le laser, on finit par refroidir le gaz d'atome étudié en diminuant les vitesses de tous les atomes, et donc $\langle v^2 \rangle$.

3 Absorption : la fluorescence

✚ LP32 qui donne le principe de la fluorescence + la microscopie PALM

La microscopie PALM a pour but de s'affranchir de la limite de résolution due à la diffraction. On place sur un objet à observer des fluorophores qu'on active avec des flashes lumineux très brefs. Un nombre N de fluorophores vont s'allumer et émettre de la lumière comme des sources lumineuses ponctuelles et disjointes. On va alors observer N taches d'Airy à cause du phénomène de diffraction. Mais grâce à un traitement informatique on va trouver le centre de chacune des taches. Et on crée une image où on ne conserve que le centre de la tâche en l'identifiant ainsi au fluorophore. On vient en faisant ça de se débarrasser de la limite de diffraction. En reproduisant cette opération de nombreuses fois (avec plusieurs flashes) on obtient une image débarrassée de la diffraction qui limite la résolution des microscopes.

Remarque

on peut parler de la phosphorescence si on le veut.