

LP37 - Absorption et émission de la lumière

Cléments (COLLÉAUX et DE LA SALLE)

15 juin 2020

Niveau : L2

Bibliographie

<i>Physique statistique</i> , DGLRB aka Diu	Très bien pour la discussion des coefficients d'EINSTEIN
<i>Lasers</i> , Cagnac	Franchement pas ouf
<i>Lasers</i> , Dangoisse	Beaucoup plus clair que le CAGNAC je trouve (moi aussi)
<i>J'intègre PC-PC*</i> , Sanz	
<i>Physique expérimentale</i> , Jolidon	
<i>Chimie physique</i> , Atkins	
?, Fox	à lire
<i>Physique tout-en-un PC éd.4</i> , Sanz	Chap.30 "Oscillateur optique", y a TOUT

Prérequis

- Distribution de MAXWELL-BOLTZMAN
- Loi de PLANCK
- Structure de couches électroniques

Expériences



Table des matières

Table des matières	1
1 Interaction lumière-matière à deux niveaux	2
1.1 Processus d'émission et d'absorption, coefficients d'EINSTEIN	2
1.2 Liens entre les coefficients d'EINSTEIN	4
2 Jean-Pierre le LASER	5
2.1 Principe	5
2.2 LASER à deux niveaux	6
2.3 LASER à trois niveaux	8
2.4 La cavité	10
3 Photoluminescence	11
3.1 Principe	11
3.2 Microscopie PALM	12

Introduction

1 Interaction lumière-matière à deux niveaux

1.1 Processus d'émission et d'absorption, coefficients d'EINSTEIN

♣ *Dangoisse, p.4*

♣ *Sanz p.1099*

Considérons une densité volumique N d'atomes indentiquents possédant deux niveaux d'énergies E_1 et $E_2 > E_1$. Il existe trois processus qui permettent de passer d'un niveau à l'autre et que l'on va détailler. Dans la suite on notera n_1 et n_2 respectivement les **densités de population** d'atomes aux niveaux E_1 et E_2 (en m^{-3} !). On peut d'ores et déjà écrire la conservation du nombre d'atomes :

$$n = n_1 + n_2$$

Prévoir une grande partie du tableau pour faire un schéma à deux niveaux que l'on complète au fur et à mesure.

Émission spontanée

Lorsqu'un atome est dans son état excité E_2 , il va avoir tendance à redescendre en émettant un photon de pulsation

$$\omega_{12} = \frac{E_2 - E_1}{\hbar}$$

Ainsi, leur niveau E_2 va se dépeupler au profit du niveau E_1 ... On peut alors définir (de manière analogue à la radioactivité) une probabilité de passage d'un niveau vers l'autre A_{21} (exprimée en s^{-1}) de sorte que le nombre de particule passant de 2 vers 1 par unité de volume en un temps dt soit

$$dn_1^{spon} = -dn_2^{spon} = A_{21}N_2dt$$

Cette probabilité de passage est appelée **taux d'émission spontannée**.

Il faut en effet que ce nombre soit proportionnel à N_2 pour traduire le fait que plus il y a d'atomes excités, plus leur variation est élevée.

Remarque

On aurait pu définir également un temps de vie caractéristique d'un atome excité :

$$\tau = \frac{1}{A_{21}}$$

Ce temps est appelé **durée de vie radiative**.

OG

Taux d'émission spontannée et durée de vie radiative pour quelques lasers :

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 μs

Important

Ce processus est naturel et ne peut pas être provoqué. De plus, les photons émis possèdent certes une fréquence connue, mais leur phase et leur direction de propagation est globalement aléatoire.

Absorption

Le processus inverse est également envisageable : un atome dans son état fondamental peut capter un photon (toujours de même pulsation ω_{12}) et monter en énergie de E_1 vers E_2 . De même, on peut définir un **taux d'absorption** B_{12} :

$$dn_2^{abs} = -dn_1^{abs} = B_{12}u(\omega_{12}) \cdot n_1 dt$$

u est la **densité spectrale d'énergie** du rayonnement. Il est naturel de la retrouver ici : plus le rayonnement est intense (à la pulsation de transition), plus l'excitation a de chance de produire.

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! *☞ Dangoisse, p.5*). Si on note $\mathcal{J} = \mathcal{J}(\omega_{12})$ le flux de photon (en $m^{-2} \cdot s^{-1}$) à la pulsation ω_{12} , on peut le lier simplement à la densité spectrale par une relation de proportionnalité (logique) :

$$B_{12}u = \sigma_{12}\mathcal{J}$$

σ_{12} a alors la dimension d'une surface, on l'appelle **section efficace d'absorption**, sa valeur est propre au milieu. Rappelons que tout cela est logique : la probabilité de passage de 1 vers 2 est provoquée par le rayonnement, donc plus celui-ci envoie de photons à la seconde (plus $\mathcal{J}$ est élevé), plus le nombre de transition augmente. Si on imagine chaque photon a une certaine probabilité d'exciter un atome, alors la relation de proportionnalité suivante est naturelle :

$$dn_2^{abs} = -dn_1^{abs} = \sigma_{12}\mathcal{J} \cdot n_1 dt$$

Alors on peut faire la remarque suivante : on s'intéresse au flux de photon absorbés par un tel processus $\mathcal{J}_{spon}$. Considérons un volume $S \cdot cdt$ qui absorbe des photons avançant dans une seule direction. En un temps dt , il y a dN_{abs} atomes excités :

$$dN_{abs} = \sigma_{12}\mathcal{J} \cdot n_1 dt (S \cdot cdt)$$

Donc le flux de photon va être réduit (certains photons se sont fait bouffer quoi) de

$$d\mathcal{J}_{abs} = \sigma_{12}\mathcal{J} \cdot n_1 cdt$$

Émission stimulée

L'expérience montre que l'on peut également désexciter des atomes de 2 vers 1 en leur envoyant des photons à la bonne fréquence... C'est le processus clé du fonctionnement d'un LASER (on y reviendra) car il possède des propriétés très intéressantes :

1. Le photon est émis dans la même direction...

2. ... avec la même fréquence...
3. ... la même phase ...
4. ... et la même polarisation !

De même que pour l'absorption, le processus est d'autant plus efficace que le flux incident est intense. On peut alors définir un coefficient B_{21} (ou une section efficace σ_{21}) tel que :

$$\begin{aligned} dn_1^{sti} &= -dn_2^{sti} = B_{21} u n_2 dt \\ d\mathcal{J}_{sti} &= \sigma_{21} \mathcal{J} n_2 c dt \end{aligned}$$

Important

Tous ces coefficients sont appelés coefficients d'EINSTEIN, ils sont indépendants du temps et caractéristiques du milieu considéré.

1.2 Liens entre les coefficients d'EINSTEIN

🔗 *Diu, p.908*

Oublions les flux de photons et sections efficaces ici, ça nous servira juste pour le LASER.

On considère de même que précédemment un gaz d'atomes avec les mêmes notations. Il semble naturel de penser que le dépeuplement du niveau 1 est égal au peuplement du niveau 2 :

$$B_{12} u(\omega_{12}) n_1 = (A_{21} + B_{21} u(\omega_{12})) n_2$$

(Attention, dans le Diu le B_{12} c'est le B_{21} !)

Arnaque 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 !

De plus, le peuplement de ces états est régit par une distribution de MAXWELL-BOLTZMAN :

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{g_1}{g_2} \exp \frac{E_2 - E_1}{k_B T} = \frac{g_1}{g_2} \exp \frac{\hbar \omega_{12}}{k_B T}$$

Où g_1 et g_2 sont les dégénérescences des niveaux E_1 et E_2 ... Considérons dès à présent que ces niveaux sont non-dégénérés : $g_1 = g_2 = 1$. De plus, l'expression de la densité spectrale d'un gaz de photons à l'équilibre est donné par la loi de PLANCK (rayonnement d'équilibre thermique) :

$$u(\omega) = \frac{\hbar}{\pi^2 c^3} \frac{\omega^3}{e^{\hbar \omega / k_B T} - 1}$$

Or d'après la première relation,

$$u(\omega) = \frac{A_{21}n_2}{B_{12}n_1 - B_{21}n_2} = \frac{\frac{A_{21}}{B_{21}}}{\frac{B_{12}}{B_{21}} \frac{n_1}{n_2} - 1}$$

Donc en remplaçant le quotient n_1/n_2 et par identification, on obtient

$$\begin{cases} B_{12} = B_{21} \\ \frac{A_{12}}{B_{21}} = \frac{\hbar}{\pi^2 c^3} \omega_{12}^3 = \frac{8\pi\hbar}{\lambda_{12}^3} \end{cases}$$

Remarques

- Le principe d'émission stimulée est crucial dans l'établissement de l'équilibre du gaz de photons : sans lui il serait impossible d'identifier les deux expressions ! Merci EINSTEIN 1917 :)
- La deuxième égalité écrite en terme de n_i permet de faire apparaître u et donc de montrer que plus le rayonnement est intense puis l'émission stimulée est importante.
- On remarque que l'émission stimulée est du même ordre de grandeur que l'absorption à cause de l'égalité $B_{12} = B_{21}$
- On peut aussi comparer les deux émissions stimulée et spontanée :

$$\frac{dn_1^{sti}}{dn_1^{spont}} = \frac{B_{21}u(\omega_{12})}{A_{21}} = u(\omega_{12}) \frac{\lambda_{12}^3}{8\pi\hbar}$$

On comprend pourquoi les MASER à ammoniac sont plus simples à réaliser que $\lambda \sim 1$ cm que les LASER $\lambda \sim 0.5 \mu\text{m}$

2 Jean-Pierre le LASER

2.1 Principe

Intérêt de l'émission stimulée

Les deux émissions, ~~Koh-Lanta et Intervilles~~ spontanée et stimulée, émettent tous deux des photons de même fréquence, fixée par la différence d'énergie, mais les photons de l'émission stimulée ont l'avantage d'être cohérents entre eux et d'avoir la même direction que le rayonnement incident, contrairement à la direction random de l'émission spontanée. Les caractéristiques particulières du LASER proviennent justement du fait que son rayonnement est constitué majoritairement de photons issus d'émissions stimulés. L'émission spontanée c'est nul pour le LASER.

Caractéristiques d'un LASER

- grande longueur de cohérence $l_c = 30$ cm pour un He-Ne random, à comparer aux 0.6 pauvres μm de la lumière du soleil. Ceci est expliqué par la cohérence des photons provenant des émissions stimulées
- très grande résolution en λ , de largeur du pic à 632.8 nm pour un He-Ne

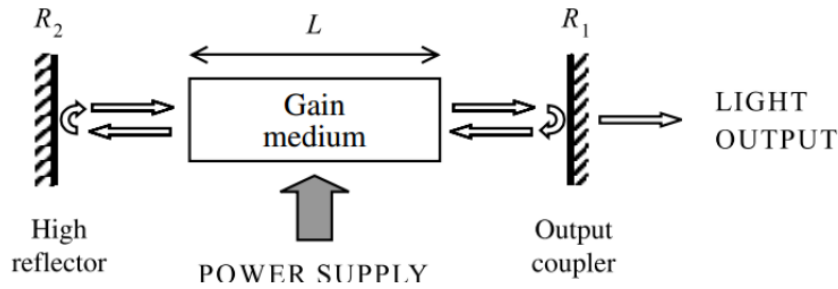


FIGURE 2.1 – Schéma de fonctionnement du LASER

performant : 2pm

- très faible angle d'ouverture : $\theta_0 \sim 0,02$ degrés pour un LASER random, c'est pas beaucoup.. C'est dû au fait que les photons émis par une émission stimulée sont émis dans la même direction que les photons incidents
- puissance d'un He-Ne : 1 - 100 mW

Un LASER, c'est une cavité délimitée par deux miroirs : l'un totalement, l'autre partiellement réfléchissant (à 99%), dans laquelle est contenu un gaz d'atomes à plusieurs niveaux d'énergie. On envoie de l'énergie dans ce gaz (**pompage**) afin d'exciter les atomes pour provoquer une émission de photon. Les photons émis vont désexciter les atomes voisins par émission stimulée, rebondir les miroirs puis recommencer... On observe alors un phénomène de cascade, dans lequel un très grand nombre de photons est finalement envoyé, tous cohérents et en phase !

Mais ce n'est pas tout... La cavité sert également de filtre ! Les photons vont en effet faire beaucoup d'aller-retour, il faut donc que la longueur soit accordée à la fréquence d'émission. Les fréquences parasites ne seront pas amplifiées et la largeur spectrale pourra même être plus petite que la largeur naturelle !

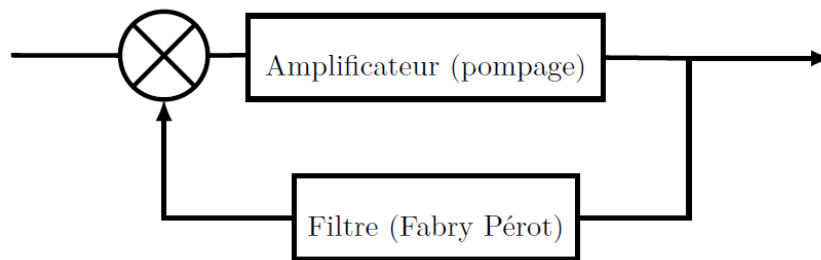


FIGURE 2.2 – Le LASER fonctionne comme un amplificateur (pompage) / filtre (cavité). Oui mais le schéma du [Jolidon, p.216](#) est mieux.

2.2 LASER à deux niveaux

[Dangoisse, p.7](#)

Commençons par étudier le cas d'un LASER à deux niveaux d'énergie E_1 et E_2 tel que $E_1 < E_2$, l'état 1 est donc l'état "bas" de la transition et l'état 2 l'état "haut". On note N_1 et N_2 leur population, σ la section efficace, $\mathcal{J}$ le flux de photons arrivant sur les atomes. La fréquence du champ associé est ν_a qui vérifie $E_2 - E_1 = h\nu_a$. Enfin, nous considérons le cas simple où chaque niveau d'énergie n'est pas dégénéré.

En ne prenant en compte, pour l'instant, que l'**absorption** et l'**émission stimulée**, on obtient les équations d'évolution suivantes, parce que les coefficients d'Einstein de l'absorption et de l'émission

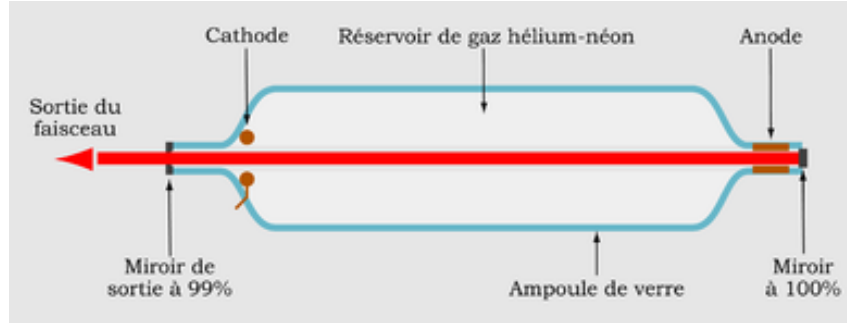


FIGURE 2.3 – LASER He_{Ne}

stimulée sont égaux :

$$\dot{N}_2 = -\sigma \mathcal{J}(N_2 - N_1)$$

$$\dot{N}_1 = \sigma \mathcal{J}(N_2 - N_1)$$

$$\dot{\mathcal{J}} = c\sigma \mathcal{J}(N_2 - N_1)$$

But d'un LASER

Le but d'un LASER est d'amplifier un flux entrant de photons grâce à l'émission stimulée, ce qui se traduit par $\dot{\mathcal{J}} > 0$. Au vu des équations, cela nécessite $N_2 > N_1$, ie il faut plus d'atomes dans l'état excité 2 que dans l'état fondamental 1 (adjectifs à relativiser dans ce système de deux niveaux). Cela se comprend physiquement car cela implique qu'il y a plus d'atomes susceptibles de passer de l'état 2 à l'état 1, émission d'un photon, que de l'état 1 à l'état 2, absorption d'un photon. On parle alors d'une "inversion de population" car dans la situation stable il y a plus d'atomes dans l'état fondamental.

On pose alors $D = N_2 - N_1$, l'inversion de population, et simplifier les équations :

$$\dot{D} = -2\sigma \mathcal{J}D$$

$$\dot{\mathcal{J}} = c\sigma \mathcal{J}D$$

l'inversion de population correspond donc à $D > 0$.

En prenant en compte les pertes du LASER (transitions non-radiatives, sortie du faisceau de la cavité nécessaire pour utiliser le faisceau...) on introduit un nouveau terme de perte en $-\kappa \mathcal{J}$. La compétition entre l'amplification du rayonnement et ces pertes sera discuté plus tard.

$$\dot{D} = -2\sigma \mathcal{J}D$$

$$\dot{\mathcal{J}} = \underbrace{-\kappa \mathcal{J}}_{\text{pertes}} + \underbrace{c\sigma \mathcal{J}D}_{\text{gain}}$$

ce qui permet de définir le gain linéique $\alpha = \dot{\mathcal{J}}/\mathcal{J}$

L'état initial d'un LASER est forcément l'état stable caractérisé par $N_1 > N_2$. Au vu des équations, on a donc $\dot{N}_2 > 0$ donc le niveau 2 se peuple progressivement jusqu'à la limite $N_2 = N_1$ qui correspond

à $\dot{N}_2 = 0$, $D = 0$ et surtout, cela implique $\dot{\mathcal{J}} = 0$ ce qui correspond à la situation limite où le rayonnement incident n'est ni absorbé ni amplifié. On vérifie aussi que c'est cohérent avec $\dot{N}_2 = 0$, il y a autant d'atomes qui subissent une absorption que d'atomes qui subissent une émission stimulée.

Étant dans la situation $N_2 = N_1$, si on envoie encore un rayonnement dans l'espoir de faire monter des atomes de l'état 1 vers l'état 2, alors non seulement on a toujours $\dot{N}_2 = 0$ donc c'est mathématiquement impossible mais l'égalité des coefficients d'Einstein B_{12} et B_{21} d'émission spontanée et d'absorption nous assure physiquement, à $N_1 = N_2$, que le nombre d'atomes qui quittent l'état 2 par émission stimulée est égal au nombre d'atomes qui arrivent dans l'état 2 par absorption.

L'inversion de population nécessaire à l'amplification du rayonnement n'est donc pas possible.

Dans un cadre plus réaliste où on tient compte de l'émission spontanée, l'équation d'évolution de N_2 devient :

$$\dot{N}_2 = -\sigma\mathcal{J}(N_2 - N_1) - A_{21}N_2 \quad (2.1)$$

Ce qui signifie que l'équilibre est atteint pour $N_1 > N_2$, le milieu est en réalité absorbant, ce qui empêche encore plus d'avoir l'inversion de population souhaitée.

Remarque

On peut finalement choisir de ne pas parler de $\mathcal{J}$... Il faut alors expliquer que l'on cherche à rendre l'émission stimulée prépondérante devant l'absorption. Ce qui est impossible on l'a vu en partie 1. Les photons que l'on apporte par pompage vont autant servir à l'absorption qu'à l'émission...

■ Avec deux niveaux d'énergie, il est donc impossible d'obtenir une amplification, essayons avec 3 !

2.3 LASER à trois niveaux

Nous avons toujours nos deux états d'énergie 1 et 2 qui définissent la transition LASER. On prend maintenant en compte un troisième état (l'état 3) aux caractéristiques que nous discuterons.. Voyons en quoi cet état 3 permet d'assurer l'inversion de population dans le cas où l'énergie de l'état 3 est supérieure à celle de l'état 2, ce qui est le cas des LASERS à rubis par exemple.

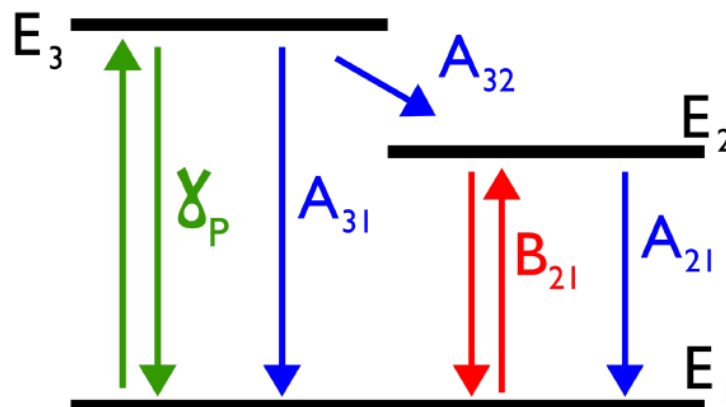


FIGURE 5 – Schéma énergétique d'un laser à trois niveaux.

Avec les mains..

L'idée, pour assurer $N_2 > N_1$ est d'assurer un pompage des atomes de l'état 1 vers l'état 3 afin que ces atomes se désexcitent vers l'état 2. Ainsi, non seulement on dépeuple l'état 1 mais on peuple aussi l'état 2 !

Plusieurs conditions pour que ça marche, conditions qui sont réunies en choisissant bien le milieu) :

- on doit s'assurer que tous les atomes envoyés dans l'état 3 retombent bien dans l'état 2 ce qui revient à considérer la transition $2 \rightarrow 3$ majoritaire devant toutes les autres désexcitations
- il faut $N_1 \gg N_3$ pour pouvoir négliger l'émission spontanée entre 3 et 1

Version CdIS

On utilise un troisième état, de durée de vie très courte, qui se désexcite rapidement vers l'état 2. Ainsi, le pompage de 1 vers 3 revient à un pompage de 1 vers 2... Sauf que le pompage ne désexcite plus les atomes en 2, puisque la fréquence n'est accordée qu'à la transition $1 \leftrightarrow 3$! On peut donc vider 1 tout en remplissant 2, sans modération !

Mais du coup on peut se dire qu'il n'y a plus d'émission stimulée, mais en fait si puisqu'il y a des miroirs pour ça : les désexcitations $3 \rightarrow 2$ se font en chaîne et les atomes se désexcitent de manière stimulée entre eux.

Et maintenant, Hercule le calcul !

On note γ_p le coefficient d'Einstein correspondant aux absorption/émission stimulée $1 \leftrightarrow 3$. Il représente le pompage qui monte Les équations d'évolution des populations sont

$$\begin{aligned}\dot{N}_3 &= \gamma_p(N_1 - N_3) - A_{23}N_3 \\ \dot{N}_2 &= A_{23}N_3 - A_{21}N_2 - B_{21} u (N_2 - N_1) \\ \dot{N}_1 &= -\gamma_p(N_1 - N_3) + A_{31}N_3 + B_{21} u (N_2 - N_1)\end{aligned}$$

En appliquant maintenant notre hypothèse de transition $2 \rightarrow 3$ majoritaire devant toutes les autres désexcitations, on a $A_{32} \gg \gamma_p, A_{31}, A_{32}$, les équations en régime stationnaire deviennent :

$$\begin{aligned}0 &= \gamma_p N_1 - A_{23} N_3 \\ 0 &= A_{23} N_3 - A_{21} N_2 - B_{21} u (N_2 - N_1) \\ 0 &= -\gamma_p (N_1 - N_3) + A_{31} N_3 + B_{21} u (N_2 - N_1)\end{aligned}$$

La première équation nous donne $\gamma_p N_1 = A_{23} N_3$, soit $N_3 = \frac{\gamma_p}{A_{32}} N_1 \gg N_1$. On peut alors considérer $N = N_1 + N_2 + N_3 \sim N_1 + N_2$. On peut alors écrire $2 N_1 = N - \frac{D}{2}$ et $2 N_2 = N + D$ et les insérer dans l'équation d'évolution de N_2 :

$$\begin{aligned}0 &= A_{23} N_3 - A_{21} N_2 - B_{21} u (N_2 - N_1) \\ 0 &= \gamma_p N_1 - A_{21} N_2 - B_{21} u (N_2 - N_1) \\ 0 &= \gamma_p (N - D) - A_{21} (N + D) - B_{21} u D \\ D(\gamma_p + A_{23} + B_{21} u) &= N(\gamma_p - A_{21}) \\ D &= \frac{\gamma_p - A_{21}}{\gamma_p + A_{23} + B_{21} u(\nu_a)} N\end{aligned}$$

Ainsi, à la condition $\gamma_p - A_{21} > 0$, on a bien $D > 0$, ce qui correspond bien à une amplification du rayonnement incident et à un effet LASER :D Cette condition restreint les états 3 que l'on peut utiliser dans ce cas de FIGURE.

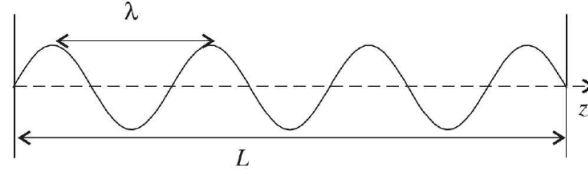


FIGURE 2.4 – Caption

■ D'accord pour les trois niveaux mais alors à quoi servent les miroirs ?

2.4 La cavité

Les miroirs de la cavité servent à créer une cavité résonante qui sélectionnera les longueurs d'onde du rayonnement qui existe dans la cavité et qui donc sera émis par le LASER. Dans le cas simplifié de deux miroirs plans, une application rapide des CL donne une quantification de la pulsation ω , en notant L la longueur de la cavité (15 à 50 cm dans un He-Ne) :

$$\omega_p = p \frac{\pi c}{nL}$$

avec p un entier et n l'indice optique du milieu.

La cavité fait ainsi office de filtre fréquentiel amplifiant les modes autorisés. Cela est quantifiable en regardant la finesse de la cavité résonante (largeur d'un pic sur la distance entre deux pics) qui peut atteindre 24 000 dans une cavité LASER comparé à ~ 50 pour un FP vu classiquement en optique. Le gain en fréquence de la cavité pure peut donc être représentée par un peigne de Dirac non-nul aux pulsations autorisées.

🔱 *Dangoisse, p.133* A ce gain, il faut superposer le gain en fréquence de la transition LASER en elle-même $g_\omega(\omega)$. La forme de ce gain est discutée dans le *b Dangoisse, p.108*, grosso-modo ça vient de la proportionnalité entre le gain et χ'' , d'où la forme en lorentzienne qu'on retrouve souvent pour χ'' OU ALORS C'EST LA TF DE LA DECROISSANCE DE LA POPULATION EXCITEE EN EXP t/τ .

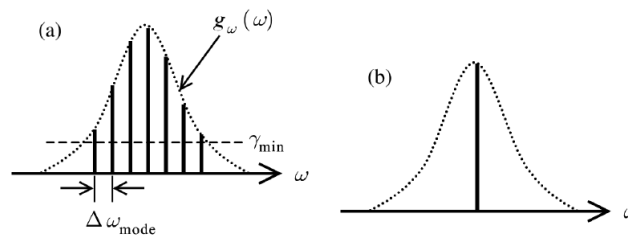


FIGURE 2.5 – Caption

γ_{min} représente le gain minimum à avoir pour vaincre les pertes et réellement amplifier le rayonnement. Seuls les modes p qui vérifient $g_\omega(\omega_p) > \gamma_{min}$ seront émis par le LASER. On parle alors de LASER *monomode* si un seul mode vérifie cela.

Manip' : Étude spectrale du LASER He-Ne à cavité ouverte

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 !

Élargissement du spectre *⚡ Dangoisse, p.112*

Différents phénomènes peuvent modifier le gain comme la saturation du gain qui élargit la bande passante (*⚡ Dangoisse, p.113*) ou l'effet Doppler qui élargit aussi la bande de gain. Cet effet est majoritaire pour l'He-Ne dont la bande passante vaut seulement 1.5 GHz (ça peut monter à 100 THz) et l'impact de l'effet Doppler est aussi de l'ordre du GHz. Ces très grandes bandes passantes en fréquence sont en accord avec la très bonne résolution en λ d'un LASER. On peut aussi citer les collisions comme source d'élargissement.

OdG :

- $\Delta_{homogene}\lambda \sim 10^{-5}$ nm : prob d'être dans un état excité décroît en $\exp t/\tau$ et la TF donne un profil lorentzien
- $\Delta_{Doppler}\lambda \sim 10^{-2/3}$ nm : Doppler thermique, dépend de T , profil gaussien
- $\Delta_{collisions}\lambda \sim 10^{-2/3}$ nm : collision élastique détruit la phase donc détruit le temps de cohérence. Proportionnel à la section efficace et la pression, visible que dans les LASER à haute pression (Hg). Ex : Hg, Hg^+ , e^- , Ar.

3 Photoluminescence

3.1 Principe

Définition : Photoluminescence

La photoluminescence est un phénomène radiatif dû à une excitation lumineuse. Il existe deux types de photoluminescence :

Fluorescence Émission spontanée à la même longueur d'onde que l'onde excitatrice. Le processus cesse lorsque l'excitation cesse. La transition quantique entre les deux niveaux est autorisée.

Phosphorescence Cette fois-ci, la désexcitation directe n'est plus autorisée (à cause d'un couplage spin-orbite paraît-il). Celle-ci se fait donc en passant par un état supplémentaire, ce qui rend le processus beaucoup plus lent. La phosphorescence continue donc dans le temps même après l'excitation.

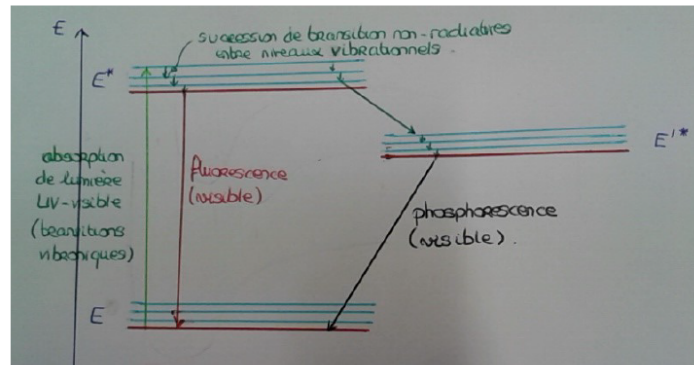


FIGURE 6 – Principe de la fluorescence et de la phosphorescence.

L'atome absorbe un photon d'une énergie égale à une de ses transitions vibroniques (transition de l'ordre de quelques électrons-volt - flèche verte) et l'électron se retrouve sur le niveau d'énergie électronique excité E^* . Ce dernier est composé de sous niveaux, nommés niveaux vibrationnels. Lors de l'absorption du photon, l'électron peut arriver sur un niveau vibrationnel excité. Ainsi il va transiter jusqu'à son niveau fondamental par transitions non radiatives (petites flèches vertes). Une fois dans le niveau fondamental, un photon va s'émettre spontanément et l'électron retombera dans son niveau fondamental. De part la transition non radiative dans les niveaux vibrationnels, l'énergie qui a été absorbée est supérieure à celle qui a été émise. Ainsi, la longueur d'onde émise est plus grande que celle absorbée : C'est le phénomène de déplacement de Stokes.

On caractérise ce phénomène par le nombre de STOCKES

$$\Delta\sigma = \sigma_{abs} - \sigma_{em}$$

Avec σ les nombres d'onde. Puisqu'une espèce phosphorescente n'émet pas à la même longueur d'onde qu'elle n'est excitée, on peut les repérer dans un échantillon. Et ce repérage est d'autant plus efficace que $\Delta\sigma$ est grand !

3.2 Microscopie PALM

Je sais qu'il n'y aura pas le temps, mais ça donne des idées pour la conclusion... Voir leçon 32 sur les microscopies !

En plus...

On peut se renseigner sur la largeur des raies (profil de Voigt = convolution entre gaussien (doppler) et lorentzien (chocs)) ➡ *Houard réseau fox doppler, p.62*

Questions

Uniquement un atome à 2 niveaux, et si y en a plus ?

Résonances piquées donc si les niveaux sont écartés, c'est tranquille

D'autres niveaux pas d'ans l'optique liés à d'autres ddl (vibrations)

On peut passer d'un niveau à un autre sans émettre de photons. Dans les LASERS, desexcitation non-optique jusqu'au dernier niveau excité (le plus bas) qui va servir de base pour la

A_{21} dépend de quoi ?

émission stimulée cachée à cause des fluctuations du vide

Autres processus que ces 3 là ? C'OMment traiter en pratique le système de 2 photons intriqués ?

Quel est le rôle des miroirs sous incidence Brewster dans les lasers He-Ne ? Quelle sont les conséquences d'avoir un miroir partiellement réfléchissant ? A quoi correspondent les dégénérescences dans les niveaux d'énergie ? Comment les lever ?

Comment décrire classiquement aux élèves de CPGE les 3 phénomènes d'interaction rayonnement-matière ? Comment le modéliser de manière quantique ? De quoi dépend la finesse de la cavité laser ?

Pourquoi le photon émis par émission stimulée a même direction, même fréquence et même état de polarisation ? Lien entre largeur énergétique du niveau et temps de relaxation ? Au niveau spectral la largeur est-elle due seulement à la largeur énergétique non nulle du niveau ? Comment mesure-t-on des longueurs d'onde avec un appareil de lycée ? Vous avez parlé de refroidissement d'atomes et n'avez pas eu le temps de le traiter, vous pouvez détailler ? De même le rôle de la cavité pour un laser ? Vous avez conclu sur les condensats de Bose-Einstein, vous pouvez définir ce que c'est ?

pourquoi avoir fait le spectre de la lampe au Hg ? Quelles conditions pour appliquer la statistique de Maxwell- Boltzmann ? Détailler les caractéristiques identiques du photon incident et du photon induit. Détailler les différentes probabilités du laser à 3 niveaux. À quoi est due la largeur de la raie d'émission induite ? Peut-on faire léviter un trombone avec des faisceaux laser ? Un trombone je sais pas mais des petites billes oui (voir taille) avec une pince optique.

Quels sont les ingrédients nécessaire à la dérivation de la loi de Planck sur le rayonnement du corps noir ? La dérivation repose sur l'hypothèse d'échanges discret d'énergie entre le corps noir et le rayonnement (constante pour hypothèse, Planck est sceptique à l'époque). La densité d'énergie doit être vue comme le produit d'une densité de mode et d'une énergie moyenne par mode.

Quelles sont les conditions d'application de la loi de Maxwell-Boltzman ? Système à l'équilibre thermique avec un thermostat.

Comment change l'expression des lois de transition si les raies ne sont pas infiniment fines ? Il faut prendre en compte le profil de raie dans les probabilités de transition (voir par exemple l'annexe du Houard traitant des coefficients d'Einstein).

Quelles peuvent être les sources d'élargissement des raies ? Quels sont les profils associés ? Largeur intrinsèque (lorentzien), élargissement collisionnel (lorentzien), élargissement Doppler (gaussien). Voir le livre "Optique quantique" de Fox pour plus de détails.

Dans une lampe spectrale, quelle est la source majoritaire d'élargissement ? Ça dépend de la pression. Basse pression : Doppler, haute pression : collisionnel.

Ordres de grandeur des largeurs obtenues ? Voir l'annexe du Fruchart, Lidon, Thibierge, Champion, Le Diffon sur les largeurs de raies (après l'expérience sur la mesure de la constante de Rydberg).

D'où viennent les dégénérescences du spectre des atomes ? Comment les lever ? Structure quantique du spectre de l'énergie, notamment la dépendance en la projection du spin selon la direction de quantification (souvent notée m). Ces dégénérescences peuvent être levées par couplage spin-orbite ou par couplage à un champ magnétique extérieur (effet Zeeman).

Pourquoi a-t-il était plus simple de réaliser un maser avant un laser ? Il est plus simple de réaliser l'inversion de population dans les micro-ondes que dans le visible (dépendance du rapport émissions spontanée/stimulée en ν , voir la partie du DGLR de Physique statistique sur les coefficients d'Einstein).

Quel est le mécanisme de pompage dans le laser hélium/néon ? Autres mécanismes possibles ? He/Ne : décharge électrique entraînant l'excitation des niveaux laser par collisions (voir le Fruchart, Lidon, Thibierge, Champion, Le Diffon ou le Fox pour des détails). Flash lumineux pour le laser à rubis.

Intérêts de la cavité Fabry-Pérot ? Ordres de grandeur ? Rétroaction, filtrage, directivité. Pour les ordres de grandeur, voir Houard par exemple. Les différents modes d'une cavité optique (modes transverses et longitudinaux) sont repérés par 3 indices TEM_{qmn} (1 longitudinal, 2 transverses). 2 modes longitudinaux sont séparés en fréquence par un intervalle spectral libre...

Absorption à deux photons : particule état fondamental peut absorber 2 photons : le premier permet d'atteindre un état virtuel et le deuxième lui permet d'atteindre l'état final.

État stationnaire ?

Nombre de particules dans chaque état est constant

Applications des lasers ? Médecine, gravure, découpe, soudure, lecture de code barre, de musique, mesure de position ...

Le pompage est-il toujours symétrique ? A priori non. Il l'est dans des cas particuliers, par exemple dans le cas d'un pompage optique par un autre laser. S'il ne l'est pas, on ne peut plus démontrer que le laser à deux niveaux n'existe pas.

Angle d'ouverture d'un laser ? L'angle d'ouverture d'un faisceau laser est de l'ordre du milliradian. Il est fixé par la longueur de la cavité (plus elle est longue, plus cet angle est faible), et par la forme des miroirs. Ceux-ci fixent aussi le type de mode transverse autorisé.

Description émission spontanée L'émission spontanée, dont l'existence expérimentale ne fait pas de doute car un atome se désexcite sans champ extérieur, ne se décrit correctement que dans le cadre de l'électrodynamique quantique avec quantification du champ électromagnétique. Selon Aslangul, tome II page 941, son existence technique provient de la non commutation des opérateurs de champ. Et plus physiquement, il s'agit en quelque sorte d'une émission stimulée déclenchée par les fluctuations quantique de l'état fondamental de l'atome (le champ dans lequel baigne l'atome est le champ au niveau fondamental, qui n'est pas strictement d'énergie nulle). Pour les curieux qui auront du temps après l'agrégation, elle est décrite en détail dans son paragraphe 25.2.

Description émission stimulée L'émission stimulée se décrit conjointement avec l'absorption dans le cadre de la mécanique quantique sans champ quantifié (du moins pour certains de ses aspects). Un traitement possible est dans le cadre de la théorie des perturbations dépendantes du temps (voir par exemple le Basdevant de Mécanique Quantique, chapitre 17), la perturbation étant en $\exp(i\omega t)$ (l'onde incidente). Il n'y a absorption, ou rayonnement induit, que si cette perturbation est résonante avec l'atome : donc si $\omega \simeq \omega_0$ où $\hbar\omega_0$ est la différence d'énergie entre les deux niveaux atomiques. C'est une façon de "comprendre" pourquoi le photon induit est de même fréquence que le photon incident. Cela n'explique toutefois pas pourquoi il est aussi de même polarisation et en phase...

Autres applications de l'émission stimulée ?

Fluorescence, refroidissement Doppler, cf [▲ LP38](#)

Intérêt du LASER à 4 niveaux ?

Pas de condition sur l'inversion de population pour commencer

Comment il démarre le LASER ?

Commence par émission spontanée, si il part dans la bonne direction, il est amplifié...

Autre pompage que le pompage optique ?

Différence de potentiel, on excite les électrons en appliquant une tension et ils se désexcitent par voie optique

Élargissement des raies ?

Décalage Doppler (LASER à gaz), collisions (gaz sous haute pression), élargissement naturel (Heisenberg), élargissement de la longueur de la cavité à cause de la température, changement de l'indice du milieu