

LP 37 – ABSORPTION ET ÉMISSION DE LA LUMIÈRE

6 juin 2021

Antoine Chauchat & Valentin Dorel

Niveau :

Bibliographie

☞ ,

→

Prérequis

- Cavité Fabry-Pérot
- Loi de Planck
- Distribution de Maxwell-Boltzmann

Expériences

- ☞ Cavité Fabry-Pérot et modes d'un laser

Table des matières

1	Interaction lumière-matière à deux niveaux	2
1.1	Coefficient d'Einstein et conséquences	2
1.2	Lien entre les coefficients d'Einstein	3
2	Le LASER	3
2.1	Principe et premiers bilans	3
2.2	Inversion de population	4
2.3	Cavité résonante	4
3	Questions et commentaires	5
3.1	Questions	5
3.2	Commentaires	6

Introduction

Au cours de nos séances de TP nous avons utilisé plusieurs sources lumineuses que l'on peut séparer en deux catégories :

- Les sources à incandescence dans lesquelles la lumière est émise par un corps chaud à température élevée (par exemple une lampe QI). Ces sources lumineuses peuvent être décrites par le modèle du corps noir que nous avons vu dans le chapitre sur le rayonnement d'équilibre thermique.
- Les sources dites à luminescence, ce sont les lampes spectrales et les LASER. La lumière est émise par des atomes et le spectre lumineux de ces sources est composé de raies discrètes. Dans cette leçon nous nous intéresserons à ce deuxième type de sources.

Problématique : comment comprendre la nature discrète des spectres d'émission des sources à luminescence ? Quels processus sont mis en jeu ? Comment les mettre à profit pour construire des sources lumineuses ? On étudiera de façon plus poussée le LASER.

1 Interaction lumière-matière à deux niveaux

Planck formule sa fameuse Loi de Planck sur le rayonnement thermique du corps noir en 1900. Pour expliquer cette formule, Einstein introduisit en 1917 le phénomène d'émission stimulée et le formalisme des coefficients d'Einstein que nous allons étudier maintenant.

1.1 Coefficient d'Einstein et conséquences

On considère un système à deux niveaux, d'énergies E_1 et E_2 (on suppose $E_2 > E_1$ et de densités volumique d'atomes N_1 et N_2). On note $E_2 - E_1 = h\nu_0$. On note u_ν la densité spectrale en fréquence de l'énergie volumique du champ électromagnétique ($u_\nu(\nu, T)$ est donnée par la loi de Planck).

On va considérer trois phénomènes :

L'émission spontanée : Un atome sur le niveau 2 peut se désexciter en émettant un photon d'énergie $h\nu$. On note la probabilité de cet événement par unité de temps A_{21} . On a ainsi, en ne considérant que ce phénomène :

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2 \quad (1.1)$$

Caractéristiques de l'émission spontanée : La direction du photon émis, sa polarisation et sa phase sont aléatoire et la fréquence d'émission est distribuée autour de ν_0 . On note $\tau = \frac{1}{A_{21}}$ la durée de vie de l'état excité.

L'absorption : Un atome dans l'état 1 peut absorber un photon et passer dans l'état 2. La probabilité de cet événement est notée $u_\nu(\nu_0)B_{12}$. En ne considérant que ce phénomène on a :

$$\frac{dN_2}{dt} = u_\nu B_{12}N_1 \quad (1.2)$$

La loi de Maxwell-Boltzmann nous dit qu'à l'équilibre thermodynamique le rapport des populations est :

$$\frac{N_1}{N_2} = \exp\left(\frac{E_2 - E_1}{k_B T}\right) \quad (1.3)$$

Or en ne considérant que ces deux phénomènes, à l'équilibre on observe (en utilisant que $N_1 + N_2 = \text{cste}$) :

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{A_{21}}{u_\nu B_{12}} \quad (1.4)$$

Ainsi ce n'est pas compatible avec la loi de Maxwell-Boltzmann, il faut un autre mécanisme, c'est l'idée d'Einstein.

L'émission stimulée : Un atome du niveau 2 se désexcite en présence d'un photon résonant. Il repart deux photons de même longueur d'onde, direction, phase et polarisation. La probabilité de cet événement est notée $B_{21}u_\nu(\nu_0)$. En ne considérant que ce phénomène on a :

$$\frac{dN_2}{dt} = -u_\nu B_{21}N_2 \quad (1.5)$$

Ainsi une source utilisant le principe de l'émission stimulée serait *directionnelle*, *monochromatique* et *cohérente*. C'est notamment le principe du Laser.

1.2 Lien entre les coefficients d'Einstein

En prenant en compte les trois phénomènes on peut écrire les "rate equations" :

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{dN_1}{dt} = -A_{21}N_2 - u_\nu B_{21}N_2 + u_\nu B_{12}N_1 \quad (1.6)$$

À l'équilibre thermodynamique on est en régime permanent ainsi :

$$-A_{21}N_2 - u_\nu B_{21}N_2 + u_\nu B_{12}N_1 = 0 \quad (1.7)$$

En utilisant la distribution de Maxwell Boltzmann on peut écrire :

$$\frac{N_1}{N_2} = \exp\left(\frac{E_2 - E_1}{k_B T}\right) = \exp\left(\frac{\hbar\omega_{12}}{k_B T}\right) \quad (1.8)$$

De plus la densité spectrale d'énergie à l'équilibre est donnée par la loi de Planck :

$$u_\nu(\omega) = \frac{\hbar}{\pi^2 c^3} \frac{\omega^3}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1} \quad (1.9)$$

Or on peut exprimer u_ν en fonction des coefficients d'Einstein :

$$u_\nu(\omega) = \frac{A_{21}N_2}{B_{12} - B_{21}N_2} = \frac{\frac{A_{21}}{B_{21}}}{\frac{B_{12}N_1}{B_{21}N_2} - 1} \quad (1.10)$$

En remplaçant N_1/N_2 et en identifiant on trouve :

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{\hbar\omega_0^3}{\pi^2 c^3} \quad \text{et} \quad B_{21} = B_{12} \quad (1.11)$$

2 Le LASER

2.1 Principe et premiers bilans

Un laser est composé d'une cavité résonante d'axe z dans laquelle se propagent des photons dans un milieu amplificateur.

Notre but est de trouver les caractéristiques du fonctionnement d'un Laser notamment les conditions que cela implique sur les populations N_1 et N_2 .

On va effectuer un bilan d'énergie sur une tranche élémentaire S, dz .

- On note $d\mathcal{E}(t) = uSdz$ l'énergie contenue dans cette tranche.
- On note π_p la puissance volumique perdue (ne tenant pas compte de l'absorption).
- Le flux de lumière incident est $I(z) = \langle \Pi(z) \rangle$ ($\vec{\Pi}$ étant le vecteur de Poynting). Le flux de lumière sortant est $I(z + dz)$.
- On considère que c est la vitesse de groupe de l'onde ainsi $I = cu$.
- On considère une largeur spectrale $\Delta\nu$, on a donc $u \simeq u_\nu \Delta\nu$, avec $\Delta\nu \gg \nu$.
- Enfin, on néglige l'émission spontanée.

Bilan d'énergie :

- L'énergie de la tranche dz à l'instant t est $d\mathcal{E} = \frac{I}{c} S dz$.
- L'énergie entrante est $I(z)Sdt$, l'énergie sortante est $I(z + dz)Sdt$.
- L'énergie créée par émission stimulée et absorption pendant dt est :

$$d\mathcal{E}_c = B_{21}N_2u_\nu\hbar\omega Sdzdt - B_{21}N_1u_\nu\hbar\omega Sdzdt = B_{21}(N_2 - N_1)u_\nu\hbar\omega Sdzdt \quad (2.1)$$

- En utilisant $u_\nu \simeq \frac{u}{\Delta\nu} = \frac{I}{c\Delta\nu}$ on peut écrire :

$$d\mathcal{E}_c \simeq B_{21}(N_2 - N_1) \frac{I}{c\Delta\nu} \hbar\omega S dz dt \quad (2.2)$$

En notant $\gamma = B_{21}(N_2 - N_1) \frac{\hbar\omega}{c\Delta\nu}$ le bilan de puissance s'écrit :

$$\frac{\partial I}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} = \gamma I - \pi_p \quad (2.3)$$

2.2 Inversion de population

À l'équilibre thermodynamique on a vu que $N_2 < N_1$ ainsi $\gamma < 0$. En régime stationnaire on a donc $\frac{\partial I}{\partial z} < 0$. **L'intensité du faisceau décroît dans la cavité.** Pour que le milieu soit amplificateur on doit donc avoir $N_2 > N_1$: d'où la nécessité d'une *inversion de population*.

La méthode pour réaliser l'inversion de population s'appelle le pompage optique. La méthode classique est de faire passer une décharge électrique dans le gaz pour porter les atomes dans un niveau 3 plus énergétique que le 2.

On peut intégrer le bilan de puissance sur la cavité. On suppose $I(0) = I(L)$. On pose $I_m = \frac{1}{L} \int_0^L I dz$ et $\pi_m = \frac{1}{L} \int_0^L \pi_p dz$. On suppose enfin que les pertes moyennes sont liées à l'intensité moyenne I_m , on note $\pi_m L = \alpha I_m$. On a alors :

$$\frac{L}{c} \frac{dI_m}{dt} = (\gamma L - \alpha) I_m \quad (2.4)$$

Ainsi la condition de démarrage pour l'amplification est $\gamma L > \alpha$.

Lorsque le régime stationnaire (saturation) est atteint, on a $\gamma_s L = \alpha$.

Ce modèle assez simple du milieu amplificateur du Laser nous a permis de comprendre plusieurs choses :

- Une inversion de population est nécessaire pour le fonctionnement d'un laser. Elle est souvent réalisée à l'aide d'un pompage optique.
- Il y a une condition de démarrage au laser qui est liée à la différence de populations donc à l'intensité du pompage.

2.3 Cavité résonante

La cavité est de longueur L , limitée par deux miroirs constitués de métaux parfaits, le milieu amplificateur est d'indice n .

Les fréquences propres de la cavité sont :

$$\nu_p = p \frac{c}{2nL} \quad (2.5)$$

Ces fréquences propres sont séparées de $\Delta\nu_p = \frac{c}{2nL}$.

Le milieu amplificateur peut être représenté par un gain dépendant de la fréquence de la forme d'une courbe en cloche. La cavité résonante sélectionne des fréquences. Le LASER est donc un système bouclé comme on le voit [Figure 1](#).

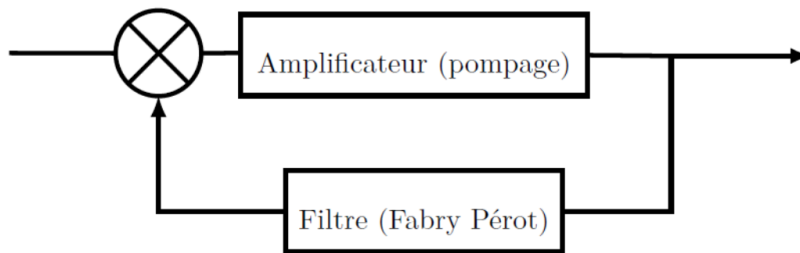


FIG. 1 : Représentation schématique du LASER

On peut voir l'interaction entre la courbe de gain et la cavité sur la [Figure 2](#)

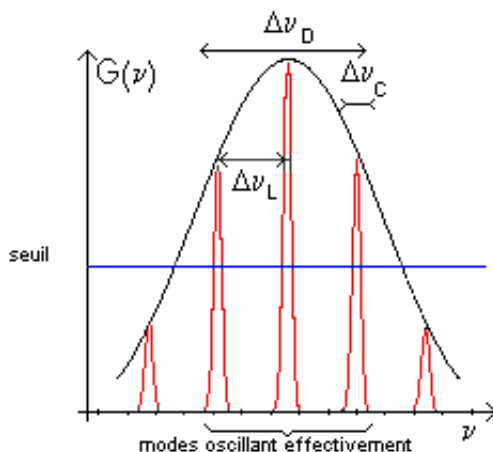


FIG. 2 : Modes oscillants d'un LASER

On peut visualiser les modes d'un laser à l'aide d'une cavité Fabry-Pérot.

 **Détermination de l'écart entre les modes d'un laser He-Ne**
le bon vieux FP

Conclusion

On a vu aujourd'hui les bases de l'interaction lumière matière à l'aide des coefficients d'Einstein. La transition entre niveaux d'énergies est à la base du spectre de raies des lampes spectrales. On a notamment décrit le phénomène d'émission stimulée étant à la base du fonctionnement d'un LASER.

On a donc par la suite étudié le LASER en faisant un bilan énergétique montrant la nécessité d'une inversion de population qui est faite par pompage. Enfin, on a vu que le laser pouvait être vu comme un système bouclé, sa cavité faisant office de filtre sélectionnant des fréquences bien définies.

En considérant plus de niveaux d'énergies on peut décrire d'autres phénomènes d'absorption/émission de la lumière comme la photoluminescence comme on peut le voir [Figure 3](#).

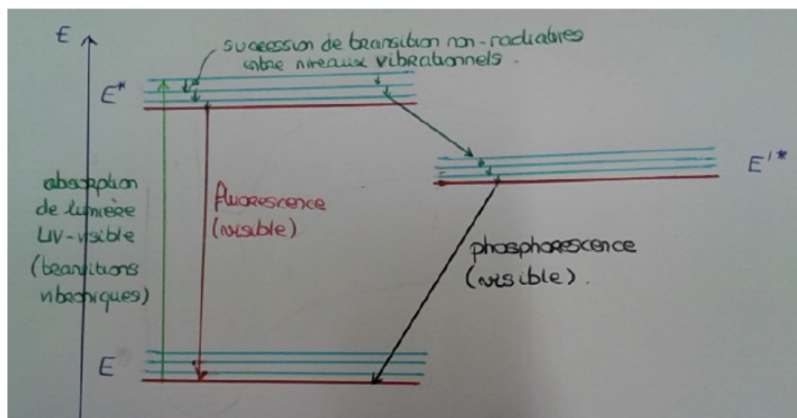


FIG. 3 : Principe de la fluorescence et de la phosphorescence.

3 Questions et commentaires

3.1 Questions

•

3.2 Commentaires

-