

COMMENTAIRES LP37 : ABSORPTION ET ÉMISSION DE LA LUMIÈRE

6 juin 2019

Lagoin Marc & Ramborghi Thomas

Biblio additionnel : Physique expérimentale, Jolidon pour la 3^{ème} partie sur la fluorescence.

Remarque générale sur la leçon de Marianne Berland : La leçon est clair mais elle possède un inconvénient, elle a des fautes de calcul. Je vais donc redonner les différentes étapes qui sont fausses.

- Calcul de la densité spectrale du rayonnement page 4 : La formule après "On obtient donc : " est fausse.

$$u(\nu_{12}) = \frac{A_{21}}{B_{12} \frac{N_1}{N_2} - B_{21}} = \frac{\frac{A_{21}}{B_{21}}}{\frac{B_{12} g_1}{B_{21} g_2} \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right) - 1} \quad (1)$$

Avec cette expression, nous pouvons identifier avec les termes de l'équation de Planck et le reste du calcul est bon.

- partie 2.2 Laser à deux niveaux : il y a aussi une erreur dans le calcul. Je préfère réécrire la partie 2 qui ne me plait pas trop ici. Nous pouvons cependant garder son introduction qui est bien.

Étude physique d'un laser

intro : voir leçon de Marianne Berland.

Nous pouvons insister sur l'importance du laser aujourd'hui, omniprésent dans les laboratoires et autres travaux ainsi que dans la vie de tout les jours (mesure de distance, pointeur laser, lecteur de DVD, découpe de pièce en industrie, étude de l'atmosphère, ...).

Inversion de la population d'un système à 2 niveaux

Nous considérons un système à deux niveaux, composé d'un état fondamental et un état excité d'énergie respective E_1 et E_2 comme d'écrit sur la figure 3 du poly de Marianne Berland. Ces états sont suffisamment espacés pour considérer qu'une excitation par simple agitation thermique soit négligeable ; ce qui se traduit par $E_2 - E_1 \gg k_B T$.

Pour le système sans pompage, nous n'arriverons pas à créer une inversion de population car par l'équilibre de Maxwell Boltzmann, les atomes préfèrent rester dans leur niveau fondamental. Nous ajoutons alors un mécanisme de pompage caractérisé par la probabilité qu'il induise une transition $1 \rightarrow 2$ noté W_p (absorption). Notons qu'il induit également la dé-excitation $2 \rightarrow 1$ par émission stimulée. Nous avons donc ici : $W_p = W_{12} = W_{21}$ et nous gardons l'émission spontanée A_{21} .

Comme nous l'avons précédemment la dynamique des 2 états est donnée par :

$$\frac{dN_1}{dt} = W_p (N_2 - N_1) + A_{21} N_2 \quad (2)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -W_p (N_2 - N_1) - A_{21} N_2 \quad (3)$$

En utilisant la conservation du nombre totale d'entité $N = N_1 + N_2$, nous obtenons une expression ne dépendant plus que de N_1 :

$$\frac{dN_1}{dt} = W_p (N - 2N_1) + A_{21} (N - N_1) = -(2W_p + A_{21}) N_1 + (W_p + A_{21}) N \quad (4)$$

En posant comme condition initiale $N_1(t = 0) = N$, ce qui revient à supposer que toutes les entités sont initialement à l'état fondamental, nous trouvons la solution :

$$N_1(t) = N \left(\frac{W_p}{2W_p + A_{21}} e^{-(2W_p + A_{21})t} + \frac{W_p + A_{21}}{2W_p + A_{21}} \right) \quad (5)$$

Similairement, nous obtenons pour $N_2(t)$:

$$N_2(t) = N \frac{W_p}{2W_p + A_{21}} \left(1 - e^{-(2W_p + A_{21})t} \right) \quad (6)$$

L'évolution de $N_2(t)$ et de $N_1(t)$ en fonction du temps sont donnée en figure 1.

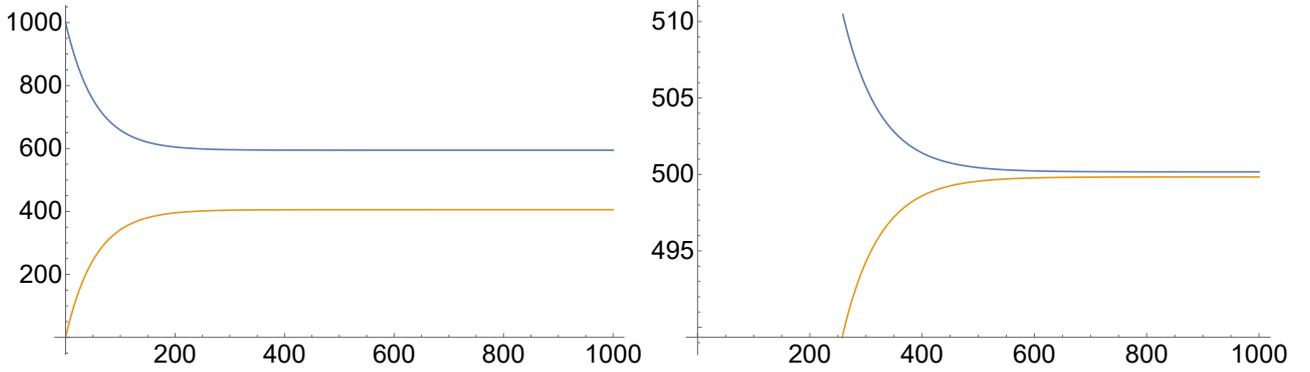


FIGURE 1 – Évolution des populations en fonction du temps. Nous avons supposé qu'à l'instant $t = 0$ le niveau N_2 était vide. Ce premier cas représente le cas $W_p \geq A_{21}$ et le second cas $W_p \gg A_{21}$. Ces figure ont été réalisé sur Mathematica.

Nous voyons que plus W_p est grand devant A_{21} , plus N_1 et N_2 tendent vers $\frac{N}{2}$ mais ne se croise jamais. Nous pouvons donc augmenter autant que nous voulons le pompage, nous ne parviendront pas à une inversion de population avec un système de 2 niveaux. Il va falloir donc ruser !

Passage à un système à 3 niveaux :

Le premier laser qui fut construit par Theodore Maiman en 1960 est modélisable par un système à trois niveaux¹. Le milieu actif était un rubis d'oxyde l'aluminium Al_2O_3 doté avec des ions Cr^{3+} . Regardons en quoi le recours à un troisième niveau nous permet de réaliser une inversion de population.

Nous considérons 3 niveaux de population N_1 , N_2 et N_3 tel que $N = N_1 + N_2 + N_3$ et d'énergie respective E_1 , E_2 et E_3 tel que $E_3 > E_2 > E_1$. La désexcitation d'un niveau i vers un niveau j est notée A_{ij} . Nous appliquons un pompage faisant passer nos électrons de l'état fondamental au second niveau d'excitation. Un schéma des niveaux est proposé en figure 2. La transition laser a lieu entre le niveau 2 et le niveau 1 et le niveau 3 est seulement un passage intermédiaire.

Ici, nous obtenons les équations d'évolution de population suivante :

$$\frac{dN_3}{dt} = W_p (N_1 - N_3) - (A_{31} - A_{32})N_3 = W_p N_1 - (W_p + A_{31} + A_{32})N_3 \quad (7)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = A_{32} N_3 - A_{21} N_2 \quad (8)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = -W_p (N_1 - N_3) + A_{21} N_2 + A_{31} N_3 \quad (9)$$

Les ions Cr^{3+} ne sont pas choisis au hasard. Ils sont choisis tel que $A_{32} \gg A_{31}$. De plus l'intensité des flash lumineux est choisit assez lente pour que $A_{32} \gg W_p$. Ceci revient à dire que le processus de désexcitation du second état excité est rapide devant les autres dynamique. Étudions les états stationnaires \bar{N}_i (trouvé en posant $\frac{dN_i}{dt} = 0 \forall i$) en tenant compte de cette information :

$$\bar{N}_3 = \frac{W_p}{W_p + A_{31} + A_{32}} \bar{N}_1 \approx \frac{W_p}{A_{32}} \rightarrow 0 \quad (10)$$

1. Notre fameux laser Hélium-Néon est un système à 4 niveaux.

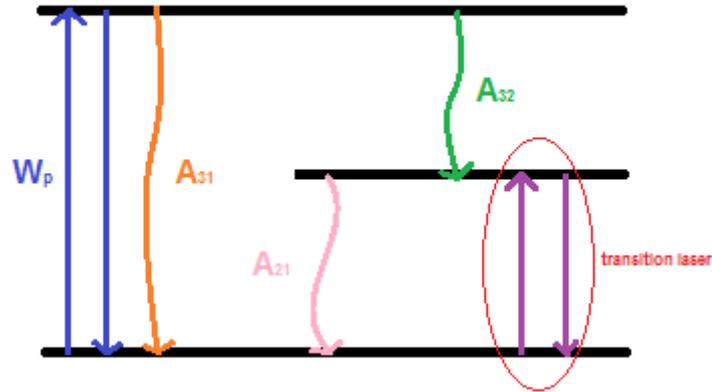


FIGURE 2 – Schématisation du système à 3 niveaux.

Ce résultat nous indique que les électrons étant excités au niveau 3 redescendent "instantanément" au niveau inférieur : il s'agit de l'approximation des états quasi-stationnaires.

De même, la seconde équation d'évolution nous donne :

$$\bar{N}_2 = \frac{A_{32}}{A_{21}} \bar{N}_3 \approx \frac{W_p}{A_{21}} \bar{N}_1 \quad (11)$$

Nous définissons l'inversion de population d'état stationnaire par :

$$\bar{D} = \bar{N}_2 - \bar{N}_1 = \bar{N}_1 \frac{W_p - A_{21}}{A_{21}} \quad (12)$$

que nous pouvons réécrire, en notant que :

$$N = \bar{N}_1 + \bar{N}_2 + \bar{N}_3 \approx \bar{N}_1 + \bar{N}_2 = \bar{N}_1 \frac{W_p + A_{21}}{A_{21}} \quad (13)$$

sous la forme :

$$\bar{D} = \frac{W_p - A_{21}}{W_p + A_{21}} N \quad (14)$$

Nous voyons ici que $\bar{D} > 0$ et donc que l'inversion a lieu dès lors que $W_p > A_{21}$. Si cette condition est satisfaite, le flux incident est amplifié à travers le milieu actif.

Rôle de la cavité

Il faut dire que l'amplification étudiée s'ajoute au phénomène de sélectivité de la cavité. En effet, parmi les modes permis par la cavité, le milieu actif va en amplifier certains. Nous pouvons voir la leçon de Marianne Berland pour cette sous-partie. Il faut bien garder en mémoire qu'il ne s'agit plus de l'étude de l'émission et de l'absorption et il ne faut pas y consacrer plus de 2/3 minutes je pense.

Fuorescence de la rhodamine

Cette partie est ajoutée si nous disposons de temps en fin de leçon. Elle est très bien expliquée dans le Jolidon page 341 et je ne la détaillerai donc pas inutilement ici. Il n'est pas utile de parler de la phosphorescence (plus compliquée) sauf si nous avons le time. Bon résumé pouvant être dit à l'oral en légende de la figure 1. Il peut être sympa de demander au technicien de préparer l'expérience pour nous pendant la préparation pour illustrer la leçon pendant le passage. C'est cool de parler de ses applications comme le marquage des cellules cancéreuses en médecine.

désexcitation radiative vs non-radiative : la désexcitation radiative est caractérisée par l'émission d'un photon alors que dans une désexcitation non radiative, la perte d'énergie se fait par collision de proche en proche (phonon maybe).