

LP 37 : Absorption et émission de la lumière

Remarques Jury : Cette leçon ne peut se résumer à une présentation des relations d'Einstein. 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. Trop souvent, il y a confusion entre les processus élémentaires pour un atome et un ensemble d'atomes. De même le candidat doit préciser au cours de sa leçon le caractère monochromatique ou non du champ de rayonnement qu'il considère et plus généralement les caractéristiques du rayonnement stimulé. 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. Le laser ne doit pas être présenté de façon trop superficielle. À l'occasion de cette leçon (ainsi que de quelques autres), les candidats présentent souvent l'expérience de résonance optique dans le sodium, de façon très maladroite : lorsqu'on éteint la première lampe spectrale, il ne faut pas s'attendre à voir la seconde illuminée un temps notablement supérieur à 10^{-8} s !

Niveau : Licence

Prérequis : Optique ondulatoire(notamment Poynting), notion de photon, rayonnement d'equ. thermique, notion de méca Q, stat de Maxwell Boltzmann

Introduction : Si on place dans une enceinte avec rayonnement d'équilibre à température T , la loi de Planck nous donne la densité spectrale d'énergie volumique. De même Si place des particules libres indépendantes dans une enceinte , avec un thermostat T , on a distribution de Maxwell Boltzmann qui donne les distributions énergétiques à l'équilibre thermo. Dans cette leçon, on va regarder ce qu'il se passe si on place dans l'enceinte, les deux à la fois : quels sont les processus d'interactions rayonnement-matière ? L'étude de cette question nous permettra de détailler le fonctionnement des lasers.

I - Interaction lumière-matière

1) Modèles adoptés (+Rappel)

Un rayonnement est caractérisé par son intensité et son spectre en fréquence.

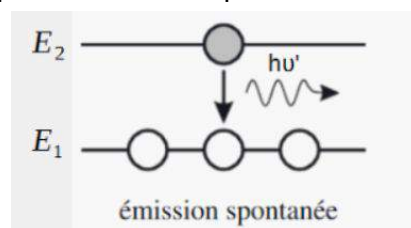
Rappel : la densité spectrale d'énergie volumique e_{em} dans le laser correspond à l'intégrale sur toute les fréquences de la densité spectrale d'énergie volumique (donnée par la loi de Planck).

Pour ce qui est de la matière, on va prendre des atomes (mais fonctionne pour molécules, ions, etc...). On prend une population de N atomes constants, et on sait d'après la mécanique que les niveaux d'énergies sont quantifiés.

On appelle spectre l'ensemble des niveaux d'énergie accessibles au système {électrons-noyaux}. On va se restreindre à deux niveaux pour notre modélisation : le fondamental E_1 , le plus bas, et le niveau excité E_2 plus élevé. On appellera N_1 et N_2 les populations correspondantes, $N = N_1 + N_2$. On considérera que ces deux niveaux sont non dégénérés. On rappelle qu'en mécanique quantique, un photon possède une énergie $h\nu$, avec ν sa fréquence.

2) Mécanisme d'émission spontanée

Einstein a mis en évidence 3 phénomènes. Le premier est l'émission spontanée :



On a désexcitation d'un atome, de manière spontanée. L'atome en question vient alors peupler le niveau E_1 , avec émission d'un photon avec une énergie $h\nu'$ (fréquence ne correspondant pas exactement à la différence d'énergie mais très proche- principe Heisenberg), et direction et phase aléatoire.

Variation de population pendant dt :

$dN_2 = -A_{21}N_2 dt$ (signe moins car diminution, prop au nb d'atome N_2 , et coeff de prop.)

$dN_1 = +A_{21}N_2 dt$ (logiquement puisqu'on a que deux niveaux)

coefficient d'Einstein (ou taux d'émission) pour l'émission spontanée (en s^{-1}) = proba d'émission spontanée par atome et par unité de temps.

La loi de désexcitation de la population du niveau 2 liée à l'émission spontanée, par résolution d'équation différentielle :

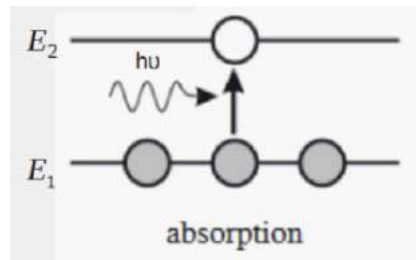
$$N_2(t) = N_2(t=0)e^{-t/\tau}$$

La durée de vie radiative du niveau 2 est $\tau = 1/A_{21}$. Exemple de valeurs numériques du taux d'émission spontanée A_{21} , dans différents domaines EM :

exemple	transition	A_{21} [s^{-1}]
Laser CO2	10,6 μm	0,3
Laser He-Ne	633 nm	800
Laser YAG	1,06 μm	$1,4 \cdot 10^6$

A_{21} : caractéristique de l'atome et de la transition considérée, très grande variabilité

3) Mécanisme d'absorption



Opposé mécanisme d'émission spontanée, un atome au niveau 1 reçoit un photon d'énergie $h\nu$ (exact ici) et passe au niveau 2. Cette absorption est aléatoire, chaque atome absorbe indépendamment des autres.

Evolution des population pendant dt :

$$dN_1 = -B_{12} \cdot u_\nu \cdot N_1 \cdot dt$$

$$dN_2 = B_{12} \cdot u_\nu \cdot N_1 \cdot dt$$

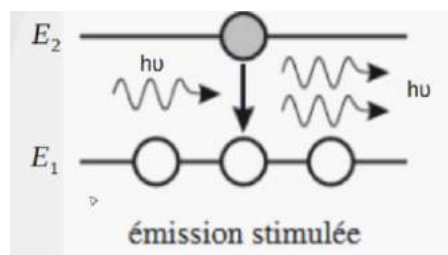
avec B_{12} coeff d'Einstein pour l'absorption. Il est caractéristique du milieu.

avec u_ν la densité spectrale d'énergie (loi de Planck). Il sert à regarder si les photons qui arrivent sont bien à la bonne fréquence

Si on s'arrête là, on explique pas les propriétés du corps noir

4) Mécanisme d'émission stimulée

Il existe un 3ème mécanisme, moins intuitif, introduit par Einstein qui explique les propriétés du corps noir : émission stimulée/induite.



Caractéristique du photon émis : clone du photon incident, même fréquence(énergie), même direction, même phase. Cette similarité est très importante dans le cas du laser.

Evolution des populations pendant dt :

$$dN_2 = -B_{21} \cdot u_\nu \cdot N_2 \cdot dt$$

$$dN_1 = B_{21} \cdot u_\nu \cdot N_2 \cdot dt$$

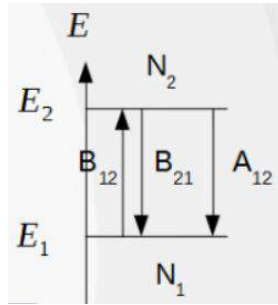
B_{21} est toujours (comme les autres coeff) caractéristique du milieu.

II - Equilibres

1) Bilan de population

On va maintenant regarder ce qui se passe si les 3 processus arrivent en même temps. A l'équilibre (donc stationnaire, dérivée temporelle nulles) :

$$N = N_1 + N_2, \text{ et } dN_2/dt = -dN_1/dt = 0$$



Evolution de la population d'atomes sur le niveaux excités puis rapport des populations:
 $dN_2/dt = 0$ d'où expression de N_1 et N_2 :

$$\begin{aligned} \frac{dN_2}{dt} &= [-A_{12}N_2 - B_{21}N_2 u_\nu + B_{12}(N - N_2)u_\nu] = 0 \\ \text{d'où } N_2 &= \frac{u_\nu B_{12}}{A_{21} + u_\nu (B_{12} + B_{21})} N \\ N_1 &= \frac{A_{21} + u_\nu B_{21}}{A_{21} + u_\nu (B_{12} + B_{21})} N \\ \text{Puis } \frac{N_1}{N_2} &= \frac{A_{21} + u_\nu B_{21}}{u_\nu B_{12}} \end{aligned}$$

On trouverait bien sur la même chose en partant de dN_1/dt .

2) Équilibre avec le rayonnement

Dans un milieu atomique à l'équilibre thermodynamique à une température T , on sait que le rapport entre les populations d'atomes est donné par la loi de Boltzmann :

$$N_1/N_2 = \exp(-(E_1 - E_2)/kT) = \exp(h\nu/kT)$$

Discussion équilibre thermo/equilibre thermique: bien que les atomes n'échangent pas avec un thermostat (mais avec un rayonnement), on considère que le système atteint un équilibre thermique : nous avons attendu suffisamment longtemps pour que les populations aient atteint un régime stationnaire. (Discussion à passer sous silence je pense).

Etude des comportements limite quand T tend vers l'infini:

$$N_1/N_2 \rightarrow 1 \text{ et } u_\nu \rightarrow \text{infini, on en déduit : } B_{21} = B_{12} = B$$

On reprend maintenant nos expression pour un T quelconque. On montre :

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{A_{21} + \mu_\nu B}{\mu_\nu B} = \exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right)$$

$$\mu_\nu = \frac{A_{21}}{B} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1}$$

On retrouve quelque chose d'analogue à la loi de Planck, donc par identification avec la loi de Planck on a :

$$\frac{A_{21}}{B} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3}$$

On notera que ce rapport est proportionnel à la fréquence au cube.

Le présence du mécanisme d'émission stimulée est bien indispensable pour obtenir l'expression correcte de la loi de Planck, car c'est ce phénomène qui permet d'avoir le facteur -1 au dénominateur !

On voit donc qu'au final, si on connaît 1 seul des coeff, on connaît les 3 et donc on peut décrire les phénomènes d'interaction rayonnement/matière.

Pour terminer sur cette partie, ODG compétition entre les 2 processus d'émission (stimulé et spontanée) :

$$\frac{dN_2 \text{ sti}}{dN_2 \text{ spont.}} = \frac{-\mu_\nu B_{21} N_2 dt}{-A_{21} N_2 dt} = \frac{B_{21}}{A_{21}} \mu_\nu$$

$$= \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1}$$

À T ordinaire : T=300 K

λ visible ou proche (λ 100 nm à 1 μ m) $dN_2 \text{ spon} \gg dN_2 \text{ stim}$

$\lambda = 70 \mu$ m

$dN_2 \text{ spon} = dN_2 \text{ stim}$

Ondes centimétriques

$dN_2 \text{ stim} \gg dN_2 \text{ spon}$

Source thermique : T=3000 K

λ visible ou proche (λ 100 nm à 1 μ m) $dN_2 \text{ spon} \gg dN_2 \text{ stim}$

$\lambda = 7 \mu$ m

$dN_2 \text{ spon} = dN_2 \text{ stim}$

erreur dans la formule écrite, la parenthèse ")" est avant le -.

Appliquons tout cela au laser !

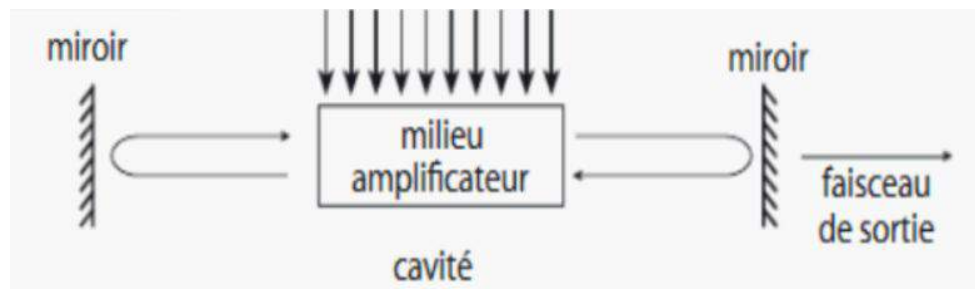
III - Application aux laser

1) Principe

Signifie Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation

On a déjà vu au lycée les Propriétés du laser

- directif
- monochromatique
- cohérent spatialement



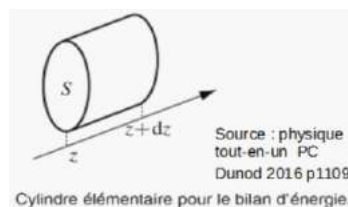
principe du laser (cf LP48)

Si on regarde à l'intérieur, on voit deux miroirs, et ces deux miroirs qui forment une cavité. Les deux miroirs sont très réfléchissants, genre celui de gauche aura un coefficient de réflectivité de quasi 100 % et celui de droite d'environ 95 % : il laisse passer 5% du faisceau. On aura donc des aller-retours de la lumière dans cette cavité. On a inséré entre ces deux miroirs un milieu amplificateur où le faisceau va être amplifié par émission stimulée (et comme elle fait des aller-retours on a pas mal d'amplification) ! Les flèches noires au-dessus correspondent au processus de pompage qu'on va détailler plus tard, qui permet le fonctionnement du laser.

Le laser ne fonctionne que dans certaines conditions d'utilisations, que l'on va détailler dans la partie suivante

2) Condition d'amplification

Démarche : Bilan d'énergie électromagnétique dans une petite tranche de milieu amplificateur compris entre z et $z+dz$ et entre t et $t+dt$. Tranche de volume $d\tau$
 $= Sdz$ pendant dt :



Bilan temporel : on introduit la densité volumique d'énergie électromagnétique e_{EM} ($J.m^{-3}$)

$$\begin{aligned} \text{à l'instant } t: d\mathcal{E}_t &= e_{em}(z,t) d\mathcal{V} \\ \text{à l'instant } t+dt: d\mathcal{E}_{t+dt} &= e_{em}(z,t+dt) d\mathcal{V} \\ d^2\mathcal{E} &= d\mathcal{E}_{t+dt} - d\mathcal{E}_t = \frac{\partial e_{em}}{\partial t} dt d\mathcal{V} \end{aligned}$$

Pourquoi cette variation d'énergie dans cette tranche ? C'est ce qu'on va regarder avec le Bilan spatial :

On introduit

- vecteur de Poynting $\vec{\pi}(z,t)$ [$W.m^{-2}$]
- populations volumiques dans l'état 1 (resp. 2) $n_1 = \frac{dN_1}{d\tau}$ $n_2 = \frac{dN_2}{d\tau}$

$$d^2\mathcal{E} = \mathcal{E}_{entrante}(z) - \mathcal{E}_{sortante}(z+dz) + \mathcal{E}_{émission} - \mathcal{E}_{absorption}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{entrante}(z) - \mathcal{E}_{sortante}(z+dz) &= \pi(z,t) S dt - \pi(z+dz,t) S dt \\ &= -\frac{\partial \pi}{\partial z} dz S dt \end{aligned}$$

On va considérer le mécanisme d'émission spontanée négligeable dans notre faisceau car multidirectionnel par rapport à émission stimulée qui est bien dirigée.

Calcul énergie d'émission (Remarque : $n_{u0} = n_u$) :

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{émission} &= h\nu_0 |dN_{2,sti}| \\ &= h\nu_0 B_{21} u(\nu_0) n_2 d\mathcal{V} dt \\ \mathcal{E}_{absorption} &= h\nu_0 |dN_{1,abs}| \\ &= h\nu_0 B_{12} u(\nu_0) n_1 d\mathcal{V} dt \end{aligned}$$

D'où le bilan énergétique, sachant que $B_{12}=B_{21}$:

$$\begin{aligned} d^2\mathcal{E} &= -\frac{\partial \pi}{\partial z} dz S dt + h\nu_0 B_{21} u(\nu_0) (n_2 - n_1) d\mathcal{V} dt \\ \frac{\partial e_{em}}{\partial t} + \frac{\partial \pi}{\partial z} &= h\nu_0 u(\nu_0) (n_2 - n_1) \end{aligned}$$

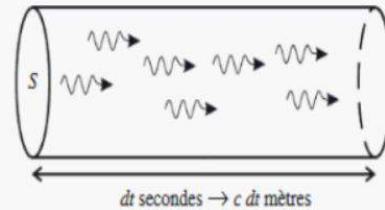
Montrons maintenant que e_{em} et Poynting sont proportionnels, car on voudrait tous les paramètres en fonction d'un seul paramètre, le vecteur de Poynting :

Energie dE qui traverse la surface S pendant dt :

$$dE = e_{EM} V = e_{EM} S c dt$$

$$dE = \Pi S dt$$

$$\Pi = c e_{EM}$$



Source : Les lasers, D.Dangoisse. Dunod 2013 p.51

Ainsi :

$$\frac{\partial e_{em}}{\partial t} + \frac{\partial \Pi}{\partial z} = \frac{1}{c} \frac{\partial \Pi}{\partial t} + \frac{\partial \Pi}{\partial z}$$

On cherche ensuite à se débarrasser de la densité spectrale d'énergie :

$$e_{EM} = \int_0^{\infty} u(\nu) d\nu \quad \text{Intégration sur tout le spectre}$$

$$u(\nu) = e_{EM} \varphi(\nu) \quad \text{où } \varphi \text{ est une fonction normalisée : } \int \varphi(\nu) d\nu = 1$$

$$\text{D'où } u(\nu_0) = e_{EM} \varphi(\nu_0) \quad \text{et donc } u(\nu_0) \propto e_{EM} \propto \Pi$$

Ce qui donne :

$$\begin{aligned} \frac{1}{c} \frac{\partial \Pi}{\partial t} + \frac{\partial \Pi}{\partial z} &= \hbar \nu_0 \frac{\varphi(\nu_0)}{c} (n_2 - n_1) \Pi \\ \frac{1}{c} \frac{\partial \Pi}{\partial t} + \frac{\partial \Pi}{\partial z} &= \frac{\hbar}{c} (n_2 - n_1) \Pi \end{aligned}$$

En régime permanent (stationnaire), le terme temporel s'annule. On trouve une équation différentielle facilement soluble, qui nous donne deux résultats physiquement différents en fonction du signe de $\delta^{-1} = k(n_2 - n_1)$. En effet les solutions sont de la forme :

$$\Pi(z) = \Pi_0 \exp(z/\delta)$$

Si $n_2 > n_1$ (soit $\delta > 0$), le milieu est amplificateur, et c'est ce qu'on veut !

En revanche, si $n_2 < n_1$, on a un milieu atténuateur, ce qui ne nous intéresse pas dans le cas du laser... On a donc une condition d'amplification !

3) Inversion des populations

Voyons voir si $n_2 > n_1$ peut arriver dans notre équilibre thermique.

- Dans un milieu atomique à une température T donnée: rapport des population d'atomes donnée par la loi de Boltzmann

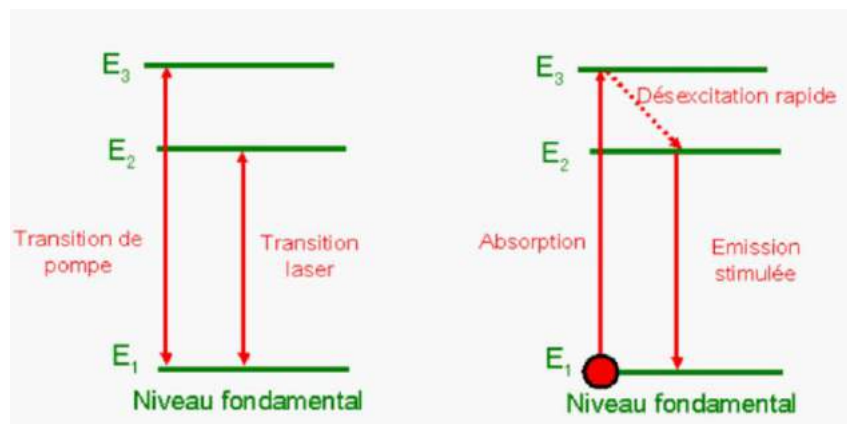
$$N_2/N_1 = \exp(-(E_2 - E_1)/kT)$$
 or $E_2 > E_1$, donc on a toujours $N_2 < N_1$

Impossible de réaliser l'amplification à l'équilibre thermique... Un milieu à l'équilibre thermique est nécessairement atténuateur.

Il faut donc inverser les populations (par rapport à l'équilibre thermique) ! Plusieurs procédés sont possibles (deux ici mais il y en a plus, mais ce sont les principaux):

- Pompage optique (A.Kastler français NOBEL 1966)
- Décharge électrique dans une vapeur

Regardons ce qu'il en est du pompage optique : on va s'aider d'un troisième niveau auxiliaire $E_3 > E_2$. Absorption entre E_1 et E_3 puis désexcitation très rapide non radiative jusqu'à E_2 . Le niveau E_2 étant + stable que le niveau E_3 , on peut faire une émission stimulée entre les niveau E_2 et E_1 :



Conclusion : On a vu 3 processus d'émissions et d'absorption, avec les coef d'Einstein, qui décrivent l'interaction lumière matière. Cela explique le fonctionnement des lasers.

A savoir que l'on s'est intéressé au fonctionnement continu du laser mais il existe un fonctionnement en impulsion brève (femtosecondes), qui permet d'obtenir des puissances instantanées bien plus grandes.

Le domaine des applications des lasers est aujourd'hui vague : médecine pour les recollement de la rétine, ou dans l'industrie pour le découpage de métaux entre autres.

Questions/Réponses :

- Dans la leçon, on dit que le rayonnement est caractérisé par intensité et spectre en fréquence, autre caractéristique importante ?

Direction de propagation, polarisation(répartition qui est importante aussi), dont on ne parle pas dans la leçon.

- Pour l'absorption; dans dN_{abs} , quel est le statut de u_ν , sa valeur ou la fonction? sa valeur à ν donnée donc on devrait écrire $u(\nu)$.

- Pourquoi de ν et pas de $\nu+d\nu$? Ce mécanisme se fait uniquement à ν ou sur une gamme de fréq? Sur une petite gamme de fréq, il faudrait donc intégrer sur un intervalle de $\nu - \nu+d\nu$. Quelle conséquence? Problème de dimension physique, comment faire? Il faudrait plus considérer B_{12} mais un autre coefficient adapté

- Différence entre équilibre thermique et thermodynamique, tu entends quoi ? Pour moi thermique c uniquement température, mais thermodynamique c tout (mécanique, chimique, thermique ect) En gros pour un équilibre thermique seule la variable d'état T ne change pas dans notre système ? Ouais pour moi, quand j'ai fait ma leçon j'ai piger ça

https://fr.wikipedia.org/wiki/%C3%89quilibre_thermodynamique#:~:text=En%20thermodynamique%2C%20un%20syst%C3%A8me%20thermodynamique,%C3%A9quilibre%20thermique%2C%20m%C3%A9canique%20et%20chimique.

https://fr.wikipedia.org/wiki/%C3%89quilibre_thermique#:~:text=En%20physique%20statistique%20et%20en.se%20trouvent%20en%20%C3%A9quilibre%20thermique.

- Partie III sur le laser : Pourquoi on néglige un type d'émission alors qu'on a vu que les ordres de grandeurs étaient pas si négligeables? C'est dû au fait qu'on fait un bilan dans une direction donnée et que cette émission a lieu dans toutes les directions donc négligeable.

- Dans le mécanisme d'émission stimulé, on a d'autres caractéristiques du photon émis par rapport au photon incident : on a aussi la même polarisation.

- Pour le Laser, si on met pas de cavité, que le truc ne passe qu'une fois, on a pas d'amplification ? Si mais c'est pas assez car la cavité sert de résonateur pour qu'on le traverse plusieurs fois.

- Question sur la sélection de la cavité optique? La cavité a des modes donc seulement quelques modes privilégiés + dispersion du mode stimulé dans la cavité. Seules les fréquences respectant la condition gain > pertes(des miroirs) sont émises (sachant que les coefficients de réflexions dépendent de la fréquence)

- Important de la leçon : les 3 types d'émission/absorption, et le principe d'Einstein où ça s'équilibre à l'équilibre thermodynamique.

- Quelles conditions pour appliquer la statistique de Maxwell- Boltzmann ?

On se place à l'équilibre thermodynamique, dans un système fermé en contact avec un thermostat T (c'est le système canonique).

- Détailler les différentes probabilités du laser à 3 niveaux

En gros il faut écrire les dN_i/dt en s'aidant du schéma de la partie III.3

- À quoi est due la largeur de la raie d'émission induite ?

On a plusieurs cause, on peut notamment citer l'inégalité d'Heisenberg énergie temps, si on avait exactement une énergie fixe, alors $\Delta t = \text{infini}$ et donc la transition n'aurait pas lieu (l'état excité serait stable). Il peut aussi y avoir un effet Doppler si le milieu est un gaz. Vite fait expliqué Tout en 1 PC DUNOD page 1103 (chap 30 : Interaction lumière matière). Cf internet élargissement raie !

- Peut-on faire léviter un trombone avec des faisceaux laser ?

La lévitation optique (principe de la pince optique) est possible : voir [wiki](#). Après je dirais qu'un trombone est trop gros et on a pas encore réussi pour les métaux, mais tout à l'air théoriquement possible.

- Refroidissement d'atome par laser ?

https://fr.wikipedia.org/wiki/Refroidissement_d%27atomes_par_laser

- Comment expliquer à un élève le lien entre le temps de vie de l'état excité et la durée des trains d'onde ?

En gros le temps τ qu'on a trouvé dans le cas de l'émission spontanée est le temps caractéristique au bout duquel on a perdu 64 % de la population, donc la plupart de la population : on peut donc considérer (très approximativement) que le train d'onde émis aura une durée τ , on retrouve la durée du train d'onde.

Expliqué plus précisément [ici](#).

- Pourquoi a-t-on voulu fabriquer des blu ray ?

Le Blu-ray Disc exploite un rayon laser bleu-violet (longueur d'onde : 405 nm), d'**ouverture numérique** élevée (0,85). Par comparaison avec le laser infrarouge (longueur d'onde : 780 nm) d'ouverture numérique 0,45 utilisé pour le CD et le laser rouge (longueur d'onde : 650/635 nm) d'ouverture numérique 0,6 utilisé pour le DVD, le Blu-ray permet de stocker plus d'informations sur la même surface grâce à un rayon plus fin (diamètre du spot laser : 290 nm) induisant des sillons de gravure plus petits et plus rapprochés (écart : 320 nm) et des alvéoles plus courtes (longueur minimale : 149 nm — 135 nm pour le modèle 27 Go actuellement abandonné).

Bibliographie :

- Les lasers Dangoisse, DUNOD 2013
- Physique tout en un PC/PC*, DUNOD 2016,
- Le Perez de quantique