

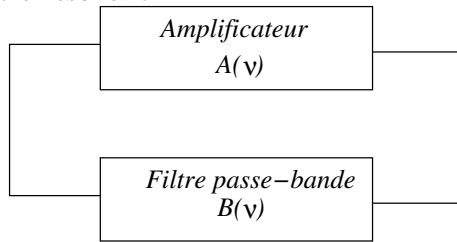
Approche documentaire

Le LASER, un système bouclé auto-oscillant

1 Introduction

Par rapport à la lumière émise par une lampe à incandescence, la lumière du laser est associée à une grande directivité, une forte puissance délivrée par unité de surface, et un caractère quasi-monochromatique.

L'objectif d'un oscillateur autonome est de fabriquer un signal sinusoïdal stable de fréquence fixée et d'amplitude assez importante, à partir d'un signal non sinusoïdal d'amplitude très faible (bruit). Cela est réalisé en électronique par des systèmes bouclés dans lesquels le signal de sortie d'un amplificateur est réinjecté à son entrée à travers un filtre résonant.



Dans le cas de l'optique, il faut donc fabriquer un **milieu amplificateur** de la lumière et un système assurant son renvoi dans l'amplificateur à travers un **résonateur**.

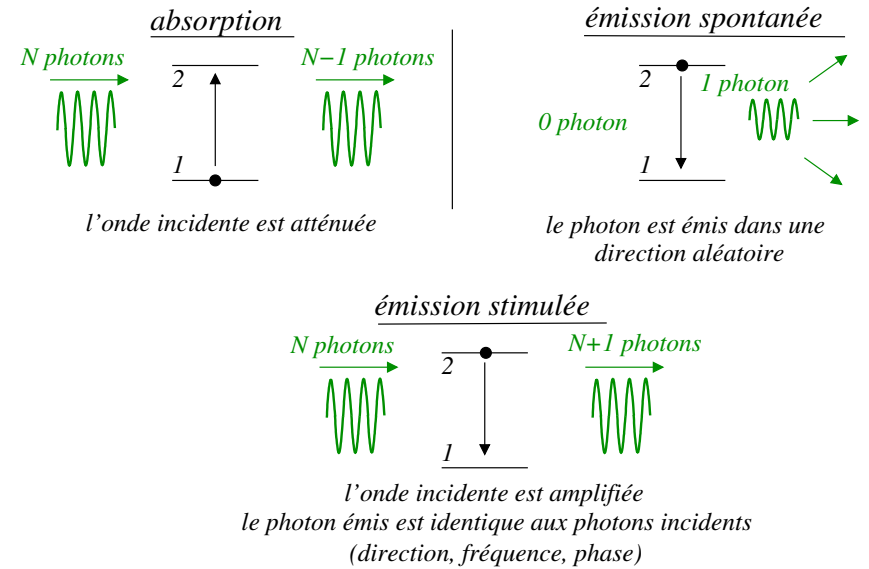
2 L'amplification de la lumière

2.1 les processus d'interaction atome-rayonnement

Plaçons-nous dans le cas de la résonance optique, où les atomes interagissent avec un rayonnement accordé sur une transition atomique, c'est-à-dire dont la fréquence ν_0 vérifie la relation $E_2 - E_1 = h\nu_0$.

Il existe trois processus d'interaction entre l'atome et le rayonnement :

- le processus d'**absorption**,
- le processus d'**émission spontanée**,
- le processus d'**émission stimulée**.



2.2 Inversion de population

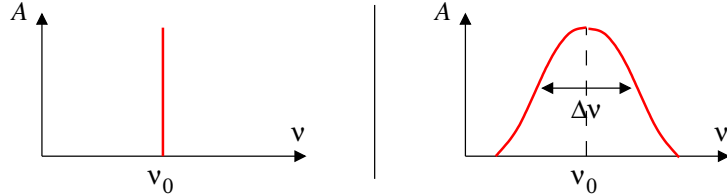
Si l'émission stimulée a pour effet d'amplifier la lumière, dans le même temps, l'absorption a pour effet de l'atténuer. Peut-on rendre l'émission stimulée prépondérante ?

En pratique, on n'a pas un seul atome en présence du rayonnement, mais un grand nombre d'atomes. Parmi eux, certains sont dans l'état 1, et d'autres dans l'état 2. Einstein a montré qu'absorption et émission stimulée se produisent avec des probabilités données par la même expression, la seule différence étant que la première est proportionnelle au nombre d'atomes par unité de volume dans l'état 1 (appelé population de l'état 1 et noté n_1), tandis que la seconde est proportionnelle à la population n_2 de l'état excité. Pour que l'émission stimulée l'emporte sur l'absorption, il faut donc que l'on ait $n_2 > n_1$; c'est ce qu'on appelle réaliser **une inversion de population**.

Cette condition n'est pas facile à obtenir car, laissé à lui-même, un atome se trouve naturellement dans son état fondamental de plus basse énergie, dans lequel l'émission spontanée le ramène toujours. C'est son état d'équilibre.

Pour imposer à l'atome d'être dans un état hors d'équilibre, il faut lui fournir de l'énergie qui le portera dans son état excité afin de réaliser la condition $n_2 > n_1$. C'est ce que l'on appelle le **pompage**. Différentes méthodes de pompage sont possibles : électrique, chimique, optique.

Compte tenu de la relation $E_2 - E_1 = h\nu_0$, la courbe du module de la fonction de transfert idéale du milieu amplificateur serait celle de gauche ci-dessous. En réalité, la raie est élargie par différents phénomènes dont le plus important est l'effet Doppler et le profil de la raie d'émission ressemble à la figure de droite avec $\Delta\nu \simeq 1$ GHz pour un laser à gaz.

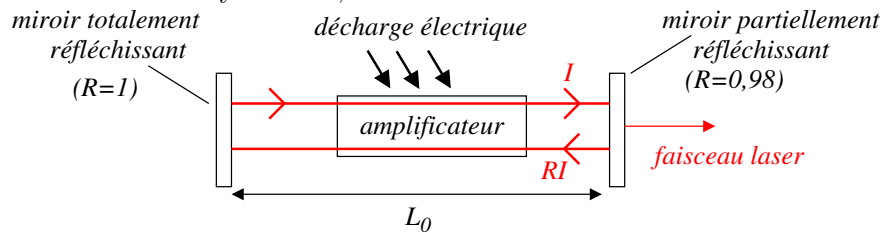


3 La cavité résonante

Grâce à l'émission stimulée, il est possible par pompage de réaliser une inversion de population, de sorte que les atomes amplifient la lumière. Cependant, un laser est une source de lumière et non pas un simple amplificateur. Pour réaliser un laser, il faut donc transformer notre amplificateur de lumière en oscillateur.

3.1 Principe

Pour réaliser un laser, il faut donc renvoyer la lumière dans le milieu amplificateur grâce à un jeu de miroirs, en réalisant une cavité optique. La cavité laser la plus simple est constituée de deux miroirs se faisant face. On parle de cavité « Fabry-Perot », bien connue en interférométrie.



Dans une telle cavité, l'un des miroirs réfléchit totalement la lumière à la longueur d'onde considérée. L'autre, le miroir de sortie, transmet une petite fraction de la puissance lumineuse présente dans la cavité ; l'onde transmise constitue le faisceau laser.

En pratique, l'un au moins des miroirs de la cavité doit être concave, afin de concentrer la lumière latéralement pour qu'elle soit recueillie entièrement par les miroirs et limiter ainsi les pertes par diffraction.

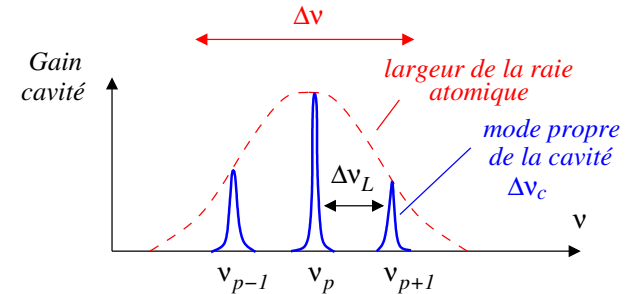
3.2 Modes propres

La lumière, réfléchié successivement par les deux miroirs, fait des allers-retours dans la cavité de longueur L_0 . Pour que la lumière vienne, à chaque passage dans l'amplificateur, renforcer l'onde lumineuse qui circule dans le laser, il faut que ces ondes soient en phase.

Le chemin optique dans la cavité, correspondant à un aller-retour, doit être égal à un nombre entier de fois la longueur d'onde λ . C'est la condition de résonance :

$$2L_0 = p\lambda_p \Leftrightarrow \lambda_p = \frac{2L_0}{p}$$

La cavité sélectionne des fréquences précises, ce qui, couplé au gain de l'amplificateur, fournit le gain de la cavité résonante en fonction de la fréquence :



3.3 Facteur de qualité

L'interféromètre de FABRY-PEROT est une cavité résonante optique. Le facteur de qualité Q d'un oscillateur harmonique très peu amorti est défini par :

$$Q = 2\pi \frac{\text{énergie emmagasinée}}{\text{énergie perdue par période}}$$

On applique ce résultat à l'onde optique stationnaire établie dans la cavité vide : sans apport d'énergie depuis l'extérieur, elle s'amortit progressivement à cause des pertes par diffraction et de la transmission non nulle des miroirs.

Si l'on néglige les pertes par diffraction, on obtient :

$$Q = 4\pi \frac{L_0}{\lambda(1 - R)}$$

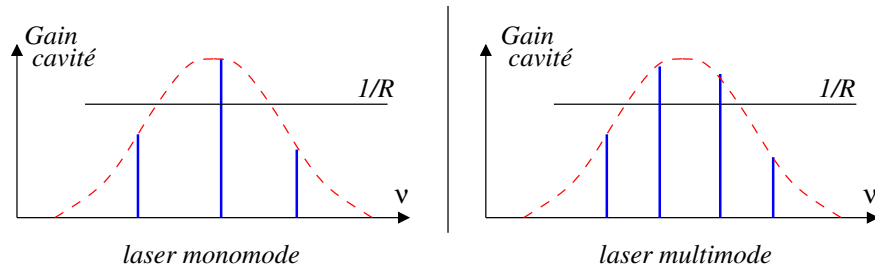
Le facteur de qualité permet d'accéder à la largeur des modes de la cavité :

$$\Delta\nu_c = \nu/Q$$

4 Condition d'oscillation

Pour que l'oscillation laser démarre, il faut que, pour chaque passage dans le milieu amplificateur, le gain soit supérieur aux pertes de la cavité : c'est ce que l'on appelle la **condition d'oscillation**.

La principale cause de pertes est la transmission du miroir de sortie. En considérant, comme ci-dessus, une cavité formée de deux miroirs, dont l'un seul n'est pas totalement réfléchissant ($R < 1$), le gain global sur un tour complet dans la cavité est le produit du gain G et du coefficient de réflexion R de ce miroir. Pour que l'oscillation démarre, il faut que $G \times R \geq 1$. L'égalité donne le seuil d'oscillation.



On va donc éventuellement avoir plusieurs modes vérifiant la condition d'oscillation, chacun pour sa longueur d'onde. On dit dans ce cas que le laser fonctionne en multimode : il émet plusieurs fréquences voisines, séparées de $c/2L_0$. Si, au contraire, un seul mode vérifie la condition, le laser fonctionne en monomode et n'émet qu'une seule fréquence.

Sources

Catherine SCHWOB et Lucile JULIEN. Le laser : principe de fonctionnement, Reflets de la physique n°21, Octobre 2010.

J.-P. BARRAT. Introduction à la physique des lasers, BUP n°655, 1983.

Sujet d'approche documentaire proposé par Manuel COMBES sur le site privé de l'UPS.

Questions

1. Le terme LASER est un acronyme signifiant « Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation ». Expliquer.
2. En électronique, c'est le bruit qui déclenche les oscillations. Dans le cas du LASER, quel est le phénomène physique déclenchant les oscillations ?
3. Une cavité laser est en général multimode. Quel est l'écart spectral entre 2 modes consécutifs ? Calculer le nombre de modes présents dans le laser He-Ne.
Données : $L_0 = 600$ mm, Bande passante = 1 GHz.
Si on considère un laser He-Ne monomode à 632 nm, quel est l'ordre p du mode présent dans la cavité ?
4. Pour un laser à gaz, peut-on retrouver la valeur de $\Delta\nu \simeq 1$ GHz pour la largeur de la raie atomique due à l'effet Doppler ?
5. On note u la densité volumique d'énergie électromagnétique.

- (a) Quelle est l'énergie W emmagasinée dans une cavité fermée par deux miroirs plans de surface S séparés d'une distance L_0 ?
- (b) Calculer l'énergie perdue par l'onde dans la cavité pendant une période en négligeant tout autre perte que celle due à la transmission d'une fraction de l'onde à travers le miroir de sortie.
- (c) Justifier l'expression du facteur de qualité de la cavité $Q = \frac{4\pi L_0}{\lambda(1-R)}$ à partir de sa définition énergétique.
- (d) Évaluer l'ordre de grandeur de Q pour un laser hélium-néon dont la cavité a une longueur $L_0 = 1$ m et le miroir un coefficient de réflexion en énergie $R = 0,98$.
- (e) En déduire $\Delta\nu_c$ la largeur spectrale du mode de la cavité. Comparer à $\Delta\nu_L$ la largeur de la bande atomique et $\Delta\nu_L$ l'écart entre deux modes.