

Principes des lasers

1 Introduction

LASER est l'acronyme anglais de Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, c'est à dire *amplification de lumière par émission stimulée de rayonnement*.

Nous avons vu au chapitre précédent que l'émission stimulée permettait une amplification de l'onde incidente à condition de pouvoir réaliser une inversion de population. Cette opération requiert le passage par d'autres niveaux atomiques que les deux impliqués dans la transition laser, ainsi qu'un apport d'énergie appelé pompage.

Pour augmenter l'amplification par plusieurs allers-retours dans le milieu amplificateur, mais aussi pour affiner spectralement la lumière émise et lui donner une direction précise de propagation, on place le milieu amplificateur dans une cavité, appelée aussi résonateur optique. La lumière émise par un laser se caractérise par une grande directivité, une grande pureté spectrale et une très forte intensité pour une direction et une longueur d'onde bien précises. Un laser est donc une source intense possédant une grande cohérence spatiale et temporelle.

2 Processus de l'inversion de population

2.1 Système à trois niveaux

On considère les niveaux E_1 et E_2 impliqués dans la transition laser ($E_2 > E_1$) ainsi qu'un troisième niveau $E_3 > E_2$. Voir figure 1. A l'aide d'une excitation qui peut être lumineuse

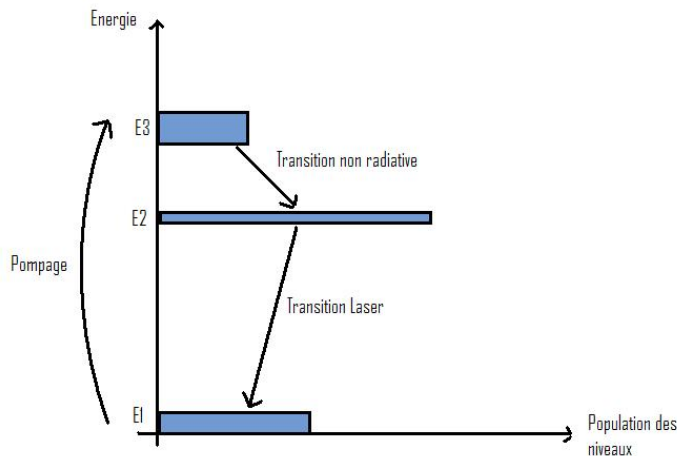


Figure 1: Système à 3 niveaux. On pompe les atomes du niveau 1 au niveau 3, et le niveau 3 se désexcite rapidement vers le niveau 2. Ce niveau 2 a une longue durée de vie (et une faible largeur en fréquence) de sorte que les atomes s'accumulent dans cet état pendant une durée qui permet que le niveau 2 soit plus peuplé que le niveau 1. Au bout d'un certain temps, le niveau 2 se dépeuple et l'émission laser a lieu. Le niveau 1 est alors fortement peuplé et il faut recommencer un cycle. Un tel laser fonctionne de manière impulsionnelle.

(flash, autre laser), électrique (décharge) ou autre, on fait passer les atomes de E_1 à E_3 , mais la population N_1 est toujours plus grande que N_3 . De E_3 , qui a une très faible durée de vie (grande largeur en fréquence), les atomes peuplent le niveau E_2 , qui a lui une très longue durée de vie (très faible largeur en fréquence). Pendant le pompage, le niveau E_1 se vide donc au profit du niveau E_2 . Au bout d'un certain temps égal à la durée de vie de E_2 , l'émission laser a lieu et le niveau E_1 est repeuplé. Il faut alors recommencer un cycle. Un laser à trois niveaux fonctionne donc de manière impulsionnelle.

Les conditions pour qu'un tel laser fonctionne sont que la largeur en fréquence de E_2 soit très faible devant celle de E_3 et que le taux de pompage de E_1 vers E_3 soit supérieur au taux d'émission spontanée de E_2 vers E_1 . Cela nécessite un pompage efficace.

Le premier laser (Maiman, 1960) était un laser à rubis qu'on peut décrire par un système à trois niveaux.

2.2 Systèmes à quatre niveaux

On considère quatre niveaux d'énergie $E_0 < E_1 < E_2 < E_3$. La transition laser a lieu entre les niveaux E_1 et E_2 . Voir figure 2. Dans ce système à quatre niveaux, le niveau bas de

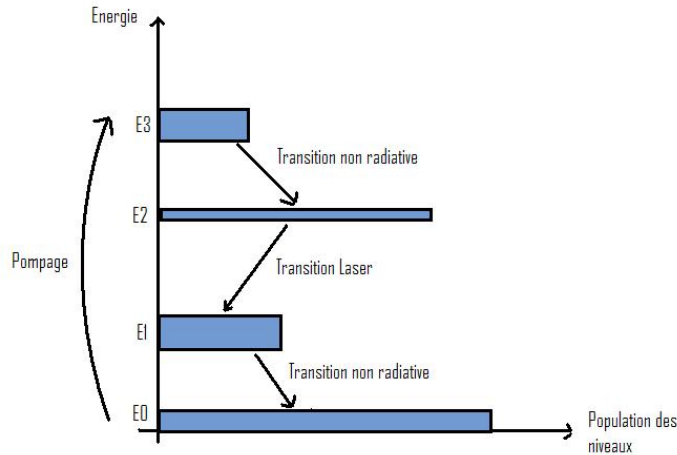


Figure 2: On pompe le niveau 0 vers le niveau 3, qui se désexcite rapidement vers le niveau 2. Le niveau 2 a une longue durée de vie. Comme le niveau 1 est très peu peuplé au départ (c'est un niveau excité), l'inversion de population est très facilement réalisée. Lorsque le niveau 2 se désexcite, l'émission laser a lieu. Le niveau 1, de grande largeur en fréquence, se désexcite rapidement vers le niveau 0. On a ainsi toujours peu d'atomes dans le niveau 1 et l'inversion de population est vite réalisée. Un tel laser fonctionne en continu.

la transition laser est E_1 , qui est très peu peuplé. Si on peut faire passer rapidement des atomes de E_0 à E_2 , on réalise très facilement une inversion de population. On fait donc passer les atomes de E_0 à E_3 par pompage. Comme précédemment, E_3 doit avoir une largeur en fréquence très supérieure à celle de E_2 et il faut que le niveau E_1 se dépeuple plus rapidement vers E_0 que le taux d'émission spontanée de E_2 vers E_1 .

Comme l'inversion de population est facile à réaliser, ce système nécessite moins d'énergie pour produire de la lumière laser que le système à 3 niveaux. Il permet aussi de fonctionner en continu.

Trois types de lasers importants fonctionnent sur ce principe des quatre niveaux : le laser He-Ne, le laser Nd-Yag et le laser CO_2 .

Remarque : en pratique, beaucoup plus de trois ou quatre niveaux sont impliqués, mais on peut toujours se ramener à l'un de ces deux cas.

2.3 Techniques de pompage

Le but du pompage est de fournir de l'énergie au milieu pour qu'il la convertisse en lumière laser. Comme on l'a déjà mentionné, on peut pomper optiquement le milieu, avec des flashes ou un autre laser. On peut aussi le pomper électriquement : décharges électriques dans un gaz. On peut pomper en cédant de la chaleur au milieu (pompage thermique).

Dans les diodes lasers, l'émission de lumière est assurée par l'annihilation de paires électron-trou et le pompage est assuré par un courant traversant la jonction p-n.

3 Description de la cavité (résonateur)

La cavité est constituée de miroirs plans ou sphériques, dont un laisse passer partiellement la lumière (faisceau sortant du laser). Elle a trois rôles :

- Elle sélectionne la ou les longueurs d'onde passantes.
- Elle permet d'obtenir un faisceau intense à partir de quelques émissions spontanées : oscillations avec rétroaction.
- Elle donne sa forme au faisceau et permet de le confiner.

3.1 Sélection des longueurs d'onde

Les longueurs d'onde qui peuvent se propager à l'intérieur de la cavité sont celles qui ne sont pas détruites par interférences destructives. Elles doivent faire des interférences constructives et vérifient : $L = k\lambda$ avec L le chemin optique lors d'un *aller-retour* et k un entier.

Pour un laser He-Ne ou une diode laser, $L = 2n\ell$ avec n l'indice du milieu et ℓ la longueur de la cavité. On a alors : $n\ell = k\lambda/2$. Pour n, ℓ fixés, une valeur de λ correspond à chaque valeur entière de k . Comme $\lambda = c/\nu$, cela correspond à une valeur de fréquence permise $\nu_k = kc/(2n\ell)$.

La condition d'interférences constructives, ou condition de résonance, est vérifiée d'autant plus strictement qu'il y a moins de pertes dans la cavité (fort coefficient de réflexion, peu de pertes par diffraction etc...). Cependant, ce n'est pas juste une fréquence ν_k qui est transmise, mais une raie de faible largeur $\delta\nu_k$ autour de ν_k .

L'écart entre deux fréquences transmises est l'intervalle spectral libre (ISL) : $\Delta\nu = c/(2n\ell)$. En longueur d'onde, cela correspond à un écart $\Delta\lambda = \lambda^2/(2n\ell)$.

Exemples :

- Laser He-Ne : $n \simeq 1$, $\ell \simeq 25\text{cm}$ et $\Delta\nu = 600$ MHz.
- Diode laser : $n \simeq 3,5$, $\ell \simeq 300 \mu\text{m}$ avec $\lambda \simeq 800$ nm. Alors $\Delta\lambda = 0,2$ nm.

3.2 Rétroaction

Lorsqu'on allume le laser, il n'y a au départ que de l'émission spontanée (l'émission stimulée est négligeable à ce moment là). Il arrive qu'un photon émis par émission spontanée vérifie la condition de résonance de la cavité. Il peut alors effectuer un grand nombre d'allers-retours, générant beaucoup de photons identiques par émission stimulée qui à leur tour feront beaucoup d'allers-retours dans la cavité et ainsi de suite. C'est ainsi que certaines longueurs d'onde de la cavité sont amplifiées.

Cependant, la cavité présente aussi des pertes (réflexions sur les miroirs, diffraction, diffusion). Seuls les modes dont l'amplification (le gain) est supérieure aux pertes peuvent laser. La courbe de gain en fonction de la fréquence est généralement d'allure gaussienne, centrée sur la fréquence de la transition laser et de largeur en fréquence la somme des largeurs en fréquence des deux niveaux de la transition. La largeur de la courbe de gain couvre généralement plusieurs modes de la cavité. Les modes se trouvant à l'intérieur de la courbe de gain et dont le gain est supérieur aux pertes lasent. Le laser est alors multimode. L'énergie des modes qui lasent ne peut croître indéfiniment, car elle est limitée par l'énergie de pompage. Il arrive donc un régime stationnaire où l'intensité des modes est constante et où le gain compense exactement les pertes.

La distance en fréquence entre deux modes est l'ISL (paragraphe précédent).

La largeur d'un mode est la largeur $\delta\nu_k$ définie au paragraphe précédent. On peut la calculer

comme suit : la cavité est caractérisée par son facteur de qualité Q . Plus il est grand, plus $\delta\nu_k$ est petit.

$$Q = \frac{\nu_k}{\delta\nu_k} = 2\pi \frac{E_S}{E_P}$$

où E_S est l'énergie stockée dans la cavité et E_P l'énergie perdue lors d'une période du signal (à ne pas confondre avec la durée d'un aller-retour). On peut exprimer E_P en fonction de E_S , en déduire Q puis la largeur d'un mode. Voir exercice 1.

3.3 Confinement et mise en forme du faisceau

3.3.1 Confinement et stabilité de la cavité

Le rôle de la cavité est entre autre de permettre à un photon émis dans un mode de la cavité de faire de nombreux allers-retours dans celle-ci : la lumière reste confinée à l'intérieur de la cavité. Lorsque cela n'est pas possible, la cavité est instable. Si c'est possible, elle est stable. La stabilité d'une cavité dépend des rayons de courbure R_1 et R_2 de ses miroirs et de sa longueur ℓ . Une cavité est stable si :

$$0 < \left(1 - \frac{\ell}{R_1}\right)\left(1 - \frac{\ell}{R_2}\right) < 1$$

où les rayons de courbure sont comptés algébriquement (positivement pour un miroir concave et négativement pour un convexe). On peut représenter graphiquement la zone de stabilité en posant $g_1 = 1 - \ell/R_1$ et $g_2 = 1 - \ell/R_2$: dans le plan (g_1, g_2) , c'est la zone comprise entre les axes et la courbe $g_2 = 1/g_1$. Voir figure 3. Exemples :

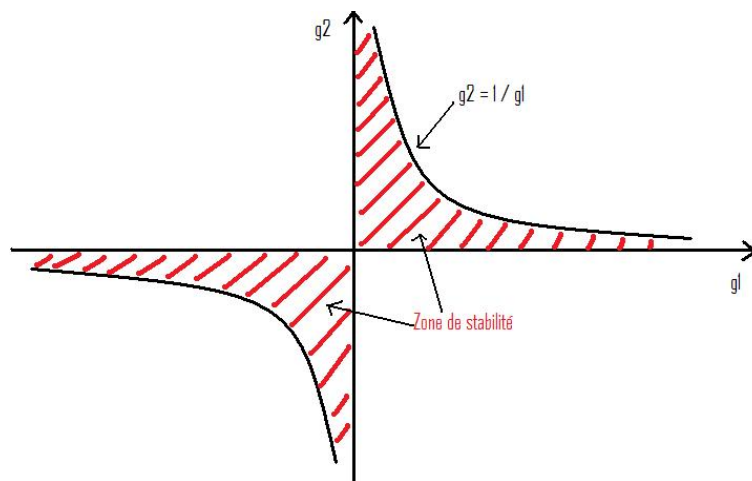


Figure 3: La zone de stabilité est hachurée en rouge dans le plan (g_1, g_2) avec $g_1 = 1 - \ell/R_1$ et $g_2 = 1 - \ell/R_2$.

- Une cavité constituée d'un miroir concave avec $R_1 = 200$ mm et un miroir plan $R_2 = \infty$, de longueur $\ell = 400$ mm. On a $g_1 = -1$ et $g_2 = 1$. Le produit $g_1 g_2 = -1 < 0$. La cavité est instable.
- Mêmes miroirs, mais $\ell = 150$ mm. $g_1 = 0,25$ et $g_2 = 1$. Le produit vaut $0 < g_1 g_2 = 0,25 < 1$. La cavité est stable.
- Mêmes miroirs, mais $\ell = 200$ mm. On a $g_1 = 0$ et le produit est nul. La cavité est en limite de stabilité (marginale stable).

Voir le document "Exemples de cavités".

3.3.2 Forme du faisceau

La forme de la cavité détermine la forme du faisceau laser qui en sort. En régime stationnaire, la forme du faisceau doit se conserver au cours des nombreux allers-retours dans la cavité. Nous admettrons que cette invariance par translation impose une onde sphérique gaussienne, dont le rayon de courbure des surfaces d'onde sur les miroirs est égal au rayon de courbure des miroirs.

Ces rayons de courbures et la longueur de la cavité imposent la position du waist, c'est à dire le col du faisceau gaussien, là où il est le plus étroit. Il est à noter que sa position ne correspond généralement pas à la position de focalisation des rayons de l'optique géométrique à l'intérieur de la cavité, sauf pour les cavités symétriques où il se trouve bien au milieu. Pour une cavité ayant un miroir plan, le waist se trouve sur ce miroir plan. Les dimensions latérales du faisceau sont aussi déterminées par la cavité.

4 Modes de fonctionnement d'un laser

4.1 Mode relaxé

Le mode relaxé s'obtient avec un laser pouvant fonctionner en continu, mais dont le pompage est impulsif (flashes). Il se traduit à l'émission par une série de pics lumineux, plus ou moins aléatoires, pendant toute la durée de l'impulsion de pompage. Ils proviennent d'une compétition entre le pompage et l'oscillation laser. En effet, si le gain est assez important, l'onde lumineuse oscillant dans la cavité peut devenir très intense, provoquant un grand nombre d'émissions stimulées et brisant ainsi l'inversion de population. Du coup, il y a chute de l'intensité laser émise. Le système de pompage peut alors rétablir l'inversion de population et ainsi de suite.

La durée d'émission varie entre la μs et la ms, et la puissance émise est très irrégulière, non reproductible d'une impulsion à l'autre.

4.2 Mode déclenché ou "Q-switch"

Le mode déclenché consiste à augmenter artificiellement les pertes de la cavité afin d'avoir un seuil d'amorçage de l'oscillation très élevé. L'inversion de population peut alors devenir très importante sans que l'oscillation laser ait lieu. Une fois une inversion de population très élevée atteinte, on fait brutalement chuter les pertes à leur niveau minimal. Le gain est alors très supérieur aux pertes et il amorce très rapidement une oscillation laser dans la cavité qui donne lieu à une impulsion brève et puissante qui détruit l'inversion de population.

L'impulsion a généralement une durée de quelques nanosecondes. Pour faire varier les pertes, le système historique a consisté à faire tourner l'un des miroirs de la cavité : les pertes ne sont faibles que pendant le bref instant où les miroirs sont alignés. On peut aussi utiliser un modulateur acousto-optique, qui dévie le faisceau hors de la cavité, ou bien un système électro-optique (polariseur + cellule de Pockels) devant un des miroirs qui laisse passer la lumière dans un sens mais pas dans l'autre si une certaine tension lui est appliquée. Une autre possibilité est l'utilisation d'un absorbant saturable : c'est un matériau qui empêche la lumière de passer en-dessous d'une certaine intensité, et qui devient transparent au-dessus de cette intensité.

4.3 Modes bloqués ou couplés

Dans ce mode de fonctionnement, on cherche à avoir un grand nombre de modes laser dans la cavité, et à les émettre lorsqu'ils sont tous en phase. Il en résulte une impulsion très brève, de l'ordre de la picoseconde (10^{-12} s), voire moins, et très intense.

On appelle $\Delta\nu$ la largeur de la courbe de gain, qu'on prendra très large de l'ordre de 10^{12}

Hz, et $\Delta\nu_L$ l'intervalle spectral libre de la cavité qu'on prendra très petit de l'ordre de 10^8 Hz en choisissant une cavité assez longue. ν_0 est la plus basse fréquence d'un mode pouvant laser. La fréquence du $k^{\text{ième}}$ mode est $\nu_k = \nu_0 + k\Delta\nu_L$, avec k entier entre 0 et $p - 1$ où p est le nombre de modes dans la courbe de gain. Si le nombre de modes est assez grand, on a $p\Delta\nu_L = \Delta\nu$.

L'amplitude de l'onde sortant du laser peut se mettre sous la forme :

$$\underline{A}(z, t) = \sum_{k=0}^{p-1} a_0 e^{i2\pi\nu_0(t-z/c)} e^{i2\pi k\Delta\nu_L(t-z/c)} e^{i\phi_k}$$

où a_0 est l'amplitude d'un mode et ϕ_k la phase du $k^{\text{ième}}$ mode. La première exponentielle est indépendante de k et représente une phase globale. On parvient à donner la même phase $\phi_k = \text{constante}$ à toutes les ondes en modulant les pertes de la cavité à la fréquence $\Delta\nu_L$, c'est à dire avec une période correspondant à un aller-retour dans la cavité. En effet, l'amorçage des oscillations est alors synchronisé avec une période commune à tous les modes. Dans ce cas, on peut réécrire l'amplitude de sortie (après changement de l'origine des temps) :

$$\underline{A}(0, t) = \sum_{k=0}^{p-1} a_0 e^{i2\pi k\Delta\nu_L t}$$

On voit que cette amplitude est maximale lorsque t est un multiple entier de $1/\Delta\nu_L \simeq 10$ ns. On a donc des impulsions émises avec cette période.

En utilisant $1 + q + q^2 + \dots + q^N = (1 - q^{N+1})/(1 - q)$, on peut calculer cette amplitude complexe et en déduire l'intensité de sortie :

$$I(t) = I_0 \frac{\sin^2(2\pi p\Delta\nu_L t)}{\sin^2(2\pi\Delta\nu_L t)}$$

L'intensité de crête d'une impulsion est l'intensité maximale atteinte : c'est $I_{max} = I_0 p^2 = I_0 (\Delta\nu/\Delta\nu_L)^2$. Plus il y a de modes, plus cette intensité est élevée (elle varie comme le carré du nombre de modes).

L'intensité s'annule lorsque t est un multiple entier de $1/(p\Delta\nu_L) = 1/\Delta\nu$. La durée d'une impulsion est donc de $2/\Delta\nu \simeq 2 \cdot 10^{-12}$ s.

5 Quelques détails sur des lasers particuliers

Nous allons voir quelques détails simples sur les lasers He-Ne, Nd-Yag et CO₂, qui fonctionnent suivant un système à quatre niveaux.

5.0.1 Laser He-Ne

Il s'agit d'un laser à gaz, contenant 85% d'hélium et 15% de néon, dont la pression totale est 0,13% de la pression atmosphérique. Il y a plusieurs transitions lasers possibles dans l'infrarouge ($3,39\mu\text{m}$ et $1,15\mu\text{m}$) et dans le visible ($632,8$ nm et $543,5$ nm). Il s'agit de transitions du néon.

Le pompage est effectué par décharges électriques (de l'ordre du kV). Il amène les atomes d'hélium dans un état excité qui, par collision, se transfère aux atomes de néon.

Ces lasers sont peu coûteux, très fiables et ont une longue durée de vie. Ils ont un mauvais rendement et sont donc peu puissants. Avec la longueur d'onde rouge, ils sont utilisés pour l'alignement, le guidage, la métrologie et aussi dans l'enseignement. Pour certaines applications, ils sont concurrencés par les diodes lasers rouges, plus compactes et plus robustes.

5.0.2 Laser Nd-Yag

Il s'agit d'un laser à solide. Le cristal Yag est un grenat d'yttrium et d'aluminium, dopé aux ions néodyme Nd^{3+} . La transition laser est une transition de ces ions et se trouve dans le proche infrarouge (1064 nm). Le pompage est assuré optiquement par flashes ou par une diode laser émettant vers 850 nm.

Ce laser est aussi utilisé doublé ou triplé en fréquence (vert à 532 nm et UV à 354 nm).

Il est utilisé en ophtalmologie, en chirurgie esthétique, pour le perçage et la soudure d'aciers ou encore pour la gravure du verre.

5.0.3 Laser à CO_2

Il s'agit d'un laser à gaz, contenant un mélange d'hélium, d'azote et de dioxyde de carbone. La transition laser se fait entre deux niveaux de rotation-vibration de la molécule de CO_2 , à $10,6 \mu\text{m}$ (infrarouge moyen). L'azote sert au pompage du niveau supérieur et l'hélium au dépeuplement du niveau inférieur.

Le rendement est très bon : 30% et ce laser peut fournir plusieurs kW en puissance moyenne. Ceci est lié entre autre à la grande longueur d'onde, qui permet d'avoir 1000 fois plus d'émission stimulée par rapport à l'émission spontanée que dans un laser Yag.

Ce laser est utilisé pour la découpe laser, la soudure, la dermatologie, la chirurgie, la télémétrie et a des applications militaires.