

# Le laser : Fondamentaux

*FRANÇOIS BALEMBOIS* - SÉBASTIEN FORGET  
LABORATOIRE DE PHYSIQUE DES LASERS - UNIVERSITÉ PARIS  
NORD/13

# Table des matières

<b>I. Présentation</b>	<b>4</b>
<b>II. Cours</b>	<b>6</b>
1. Introduction.....	<b>6</b>
1.1. <i>Un fantasme bien ancré dans la culture collective.....</i>	<b>6</b>
1.2. <i>Quelques dates.....</i>	<b>7</b>
1.3. <i>Un laser, pour quoi faire ?.....</i>	<b>8</b>
1.4. <i>Un laser, c'est quoi ?.....</i>	<b>9</b>
2. Les mécanismes mis en jeu : émission, absorption, pompage.....	<b>9</b>
2.1. <i>Description des mécanismes d'émission-absorption.....</i>	<b>10</b>
2.2. <i>Les compétitions entre les 3 mécanismes.....</i>	<b>10</b>
2.3. <i>Inversion de population et pompage.....</i>	<b>11</b>
2.4. <i>Les systèmes spectroscopiques qui "marchent" pour faire un laser.....</i>	<b>11</b>
3. Le rôle de la cavité.....	<b>14</b>
3.1. <i>Qualité spatiale du faisceau laser en sortie.....</i>	<b>15</b>
3.2. <i>Spectre d'un oscillateur laser.....</i>	<b>18</b>
3.3. <i>Conditions sur la cavité.....</i>	<b>19</b>
4. Les différents régimes de fonctionnement temporels.....	<b>22</b>
4.1. <i>Le régime déclenché.....</i>	<b>22</b>
4.2. <i>La synchronisation des modes en phase.....</i>	<b>24</b>
4.3. <i>Les autres régimes temporels.....</i>	<b>27</b>
5. Les différents types de laser.....	<b>27</b>
5.1. <i>Les lasers à gaz.....</i>	<b>27</b>
5.2. <i>Les lasers à colorant.....</i>	<b>27</b>
5.3. <i>Les lasers à solide.....</i>	<b>28</b>
6. Quelques pistes pour les applications.....	<b>30</b>
6.1. <i>Concentré spatial.....</i>	<b>30</b>
6.2. <i>Concentré spectral.....</i>	<b>31</b>
6.3. <i>Concentré temporel.....</i>	<b>31</b>
<b>III. Etude de cas: Laser Nd : YAG pompé par diode</b>	<b>33</b>
1. Spectroscopie de l'ion néodyme.....	<b>33</b>
1.1. <i>Présentation des niveaux d'énergie.....</i>	<b>33</b>
1.2. <i>Peuplement des "niveaux du bas" à température ambiante.....</i>	<b>34</b>
1.3. <i>Le système fonctionnant à 1064 nm pompé par diode à 808 nm.....</i>	<b>35</b>
2. Le milieu amplificateur pompé par diode.....	<b>36</b>
2.1. <i>Description expérimentale.....</i>	<b>36</b>
3. La mise en cavité du cristal de Nd :YAG.....	<b>37</b>
3.1. <i>Puissance de pompe au seuil.....</i>	<b>37</b>
3.2. <i>Sélection de la transition laser à 1064 nm, choix des miroirs diélectriques.....</i>	<b>39</b>
3.3. <i>Choix du rayon de courbure du miroir, mode laser dans la cavité.....</i>	<b>40</b>
4. Mise en oeuvre du laser.....	<b>40</b>
4.1. <i>La diode laser pour le pompage.....</i>	<b>40</b>
4.2. <i>Le laser Nd :YAG.....</i>	<b>41</b>
5. Puissance de sortie.....	<b>43</b>
5.1. <i>Allure du grain.....</i>	<b>43</b>
5.2. <i>Expression de la puissance de sortie.....</i>	<b>44</b>
5.3. <i>Application numérique.....</i>	<b>45</b>

---

<b>IV. Exercices</b>	<b>47</b>
1. Questions de cours.....	47
<b>Solution des exercices</b>	<b>49</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>52</b>
<b>Webographie</b>	<b>54</b>

# I. Présentation

## *Module :*

---

Lasers et optique non linéaire

## *Auteur(s) :*

---

François BALEMBOIS<sup>1</sup> & Sébastien FORGET - Laboratoire de Physique des Lasers - Université Paris Nord/13

## *Résumé :*

---

Après un historique, nous abordons les principes de l'interaction entre la lumière et la matière et les conditions qui mènent à l'amplification de lumière. Nous traitons ensuite l'oscillateur laser qui est l'association d'une cavité résonnante et d'un milieu amplificateur de lumière. Nous décrivons enfin les dispositifs qui se trouvent derrière le mot de « laser » : oscillateurs et amplificateurs, lasers solide, liquide (colorants) ou gazeux.

## *Mots-clés :*

---

Émission stimulée, lasers, oscillateurs lasers, amplificateurs de lumière

## *Pré-requis :*

---

-

## *Objectif(s) pédagogique(s) :*

---

Savoir sur quels principes fonctionne un laser surtout dans une perspective « utilisateur »

Ce cours de base sur les lasers s'adresse surtout aux utilisateurs qui ont besoin de comprendre les grandes lignes du fonctionnement d'un laser et d'en connaître les principales propriétés. Il a également pour but de présenter les grandes catégories de lasers qui existent aujourd'hui.

## *Plan du cours :*

---

Le plan est le suivant :

- L'introduction (partie I) permet de situer les lasers dans l'histoire et dans la culture collective.
- La partie II décrit les mécanismes mis en jeu dans l'interaction entre le milieu laser et la lumière.
- La partie III explique le rôle de la cavité et décrit les propriétés du rayonnement laser qui en découlent.
- La partie IV présente les différents régimes de fonctionnement impulsionsnels. En fait, les parties III et IV permettent de comprendre que le rayonnement laser est un concentré de lumière à la fois spatial, spectral et temporel.
- La partie V décrit les différents types de laser, en fonction de la nature du milieu amplificateur.
- La partie VI donne quelques pistes pour les applications.
- Conclusion

## *Conception & production :*

---

PRN - Le Mans Université

## *Licence :*

---

Licence GNU<sup>2</sup>

1 - francois.balembois@institutoptique.fr

2 - <http://www.gnu.org/licenses/fdl.txt>



# II. Cours

## 1. Introduction

Le mot laser est un acronyme, c'est à dire un sigle que l'on prononce comme un mot ordinaire, sans l'épeler. Laser est un sigle venu de l'anglais, il veut dire "amplification de lumière par émission stimulée" (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). Les lasers sont des dispositifs qui produisent ou amplifient un rayonnement cohérent et directif pour des longueurs d'onde situées dans le domaine optique des ondes électromagnétique couvrant l'infrarouge, le visible et l'ultraviolet.

Le LASER occupe une place particulière dans le bestiaire regroupant les principales inventions du XX<sup>ème</sup> siècle : en effet, contrairement à la plupart des découvertes, ce fut une invention à la fois pré-fantasmée et non-planifiée par la société.

### 1.1. Un fantôme bien ancré dans la culture collective

Bien avant la réalisation du premier laser, en 1960, et alors que personne à part une poignée de spécialistes n'était au fait de la prédiction par Einstein du phénomène d'émission stimulée (1917), le Laser « existait » déjà pour le grand public. En particulier, de nombreux auteurs de science-fiction ont fait appel à l'existence d'un rayon lumineux surpuissant et directif, capable de tout détruire sur son passage et souvent utilisé à cet effet par d'agressives puissances extragalactiques de compagnie peu recommandable.

Ainsi HG Wells, dans « la guerre des mondes » (en 1898 déjà !), décrit-il un « rayon ardent » préfigurant avec une impressionnante acuité nos lasers de puissance modernes : *« On eût dit que quelque invisible jet les frappaient, et que du choc naissait une flamme blanche. Il semblait que chacun d'eux fût soudainement changé en flamme. Je demeurais stupéfait, ne comprenant pas encore que c'était la mort qui sautait d'un homme à un autre (...). J'avais seulement l'impression que c'était quelque chose d'étrange, un jet de lumière silencieux qui faisait s'écrouler, inanimés, tous ceux qu'il atteignait, et quand l'invisible trait ardent passait sur eux, même les pins flambaient et tous les buissons (...) s'enflammaient avec un bruit sourd »*

Le rayon ardent est alors l'incarnation de l'arme absolue : jailli d'une sorte d'entonnoir ronronnant, un faisceau étroit comme une liane balaye la campagne environnante, détruisant tout sur son passage. Il n'est dès lors pas étonnant que ce fantôme de toute puissance (car le « rayon de la mort » atteint à distance, de façon ciblée et détruit rapidement et « proprement »), imprégnant la culture populaire de la première moitié du siècle dernier, ait conduit à des réactions surdimensionnées lorsque l'annonce de la réalisation pratique par T.Maiman du premier laser fut faite au public.

L'opinion publique s'enflamma pour la découverte : le mythe devenu réalité rendit lyriques même les plus sérieux des commentateurs scientifiques de l'époque : *« Aussi lorsque la lumière naquit un jour d'un rubis stimulé, l'imagination populaire s'en étonna-t-elle moins que l'Académie des Sciences. L'austère physique lui semblait simplement rejoindre la séduisante alchimie »* écrit M. Friedman (Science et avenir). Et d'ajouter plus loin : *« Dans le cœur de tout cristal, il y a un rayon qui sommeille. Cette évidence (...) est héritée de tant de légendes fabuleuses que le public brûlait d'impatience d'en voir matérialiser les prodiges : le rayon derrière lequel l'herbe ne repousse plus, (...) l'indispensable « fulgurateur » pistolet à tuer joliment sans lequel les romans de science-fiction ne seraient que ce qu'ils sont »*.

La réalisation même du phénomène d'émission stimulée, dans les laboratoires de Hughes à Malibu, Californie, se voit gratifiée d'une description enthousiaste par les journalistes : *« Soudain, une lueur d'enfer se mit à régner à l'intérieur du rubis. Puis, de l'extrémité du*

*cylindre, devenue cent mille fois plus brillante que la surface du soleil, jaillit un pinceau de lumière rouge, un faisceau parfaitement parallèle, impeccablement monochromatique (...) Silencieux, le professeur Théodore Maiman et ses assistants du laboratoire de la Hughes Aircraft Co restèrent un long moment fascinés par la beauté de ce spectacle que nul être humain, avant eux, n'avait encore pu voir. - Einstein avait raison, murmura le savant. La lumière peut être cohérente. ». En réalité, la seule chose observée par Maiman fut un rétrécissement du spectre de fluorescence, signature de l'effet laser certes, mais bien moins spectaculaire pour le profane.*

## 1.2. Quelques dates

Voici les étapes scientifiques marquantes qui conduisirent à la découverte du laser :

- 1887 : Heinrich Hertz découvre accidentellement l'effet photoélectrique. Cet heureux effet du hasard permettra à Albert Einstein de mettre en place la notion de photons.
- 1901 : Le problème de la catastrophe ultraviolette (densité d'énergie divergente pour les hautes fréquences) est résolu par Planck grâce à une astucieuse hypothèse. Il supposa que l'énergie d'un mode de fréquence  $\nu$  n'était pas une variable aléatoire continue mais une variable aléatoire discrète prenant les valeurs  $n h \nu$ . On peut d'ailleurs noter que les contemporains de Planck (à commencer par lui-même d'ailleurs) eurent beaucoup de mal à accepter cette idée de sauts d'énergie discrets. Cependant, l'accord remarquable entre cette théorie et l'expérience les força à y adhérer.
- 1905 : Einstein postule la quantification de l'énergie électromagnétique. Ainsi prend naissance le photon. Malheureusement, l'arrivée du photon ne permet pas de prendre en compte le rayonnement du corps noir (densité spectrale d'énergie électromagnétique émise par une enceinte fermée à la température  $T$  à l'équilibre thermique). Mais, dans le même temps, Born montre la quantification des niveaux d'énergie des électrons (1913). Einstein peut alors démontrer en 1917 la compatibilité entre l'existence du photon et le rayonnement du corps noir en mettant en place la notion d'émission stimulée.
- 1949 : Kastler et Brossel réalisent le premier pompage optique et la première inversion de population. Dès 1950 apparaissent alors les premières propositions de dispositifs MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission Radiation) capables d'amplifier une onde électromagnétique dans le domaine des micro-ondes (Weber, Townes et Basov).
- 1954 : Le premier MASER est construit (MASER à ammoniac dont la longueur d'onde est de  $13 \text{ mm}$ ). Le confinement de l'onde électromagnétique est assuré dans les trois dimensions de l'espace via une "boîte" sur les parois de laquelle l'onde se réfléchit. On se situe cependant toujours dans le domaine des micro-ondes et non dans le domaine optique. En effet, dans la tête des scientifiques de l'époque, le laser optique était impossible à faire car les longueurs d'ondes optiques auraient nécessité des cavités beaucoup trop petites (des boîtes de dimension de l'ordre de la longueur d'onde soit quelques dizaines de  $\mu\text{m}$  au maximum!).
- 1958 : Schawlow et Townes proposent d'utiliser une cavité ouverte de type Fabry-Perot. L'idée est de réaliser un confinement du champ électromagnétique comparable à celui d'une boîte fermée mais avec une seule dimension de confinement : l'axe de propagation de la lumière dans la cavité. Ceci permet de sélectionner quelques ondes électromagnétiques seulement qui se partagent le gain du milieu amplificateur et donc d'accéder à des niveaux d'amplification très importants.
- le 16 mai 1960, Maiman réalise le premier effet LASER jamais obtenu dans le domaine optique. Le milieu amplificateur utilisé était un cristal de rubis, cristal le plus utilisé au début des lasers car il était très utilisé dans le domaine des MASERS et donc parfaitement connu sur le plan de la spectroscopie. La longueur d'onde optique obtenue était de  $694,3 \text{ nm}$  et ce laser fonctionnait en impulsions.

- 1961 : Javan, Bennet et Herriot réalisent un laser à gaz hélium-néon fonctionnant en continu à  $1,15 \mu\text{m}$ . Le laser hélium-néon peut en effet émettre sur toute une gamme de longueur d'onde discrètes allant du vert à l'infrarouge en passant par l'orange et le rouge ( $633 \text{ nm}$  bien connu).
- 1962 : Premier laser Hélium Néon rouge ( $633 \text{ nm}$ )
- 1965 : Lasers à semi-conducteurs.
- 1966 : Lasers à colorants pulsés (rouge, orange, jaune).
- 1970 : Lasers à colorants continus (rouge, orange, jaune).

Depuis la réalisation du premier laser en 1961, de nombreux lasers ont été mis au point chaque année. La tendance actuelle dans la recherche va au développement de lasers tout solides (diodes lasers, solides cristallins ou amorphes dopés par des ions actifs, lasers à fibre optique) vers l'obtention d'impulsions de plus en plus courtes (la limite actuelle homologuée est de  $4,5 \text{ fs}$  soit  $4,5 \times 10^{-15} \text{ seconde}$ ) et vers des lasers de plus en plus puissants (des lasers émettant une dizaine de kilowatt sont maintenant monnaie courante).

### 1.3. Un laser, pour quoi faire ?

Au moment de sa découverte, le laser fait naître les espoirs les plus fous, inspirés de la science fiction et il se présente comme la solution magique à bien des problèmes : utilisation pour faire fondre les dangereux icebergs, remplacement du réseau téléphonique par un rayon laser, transport des hautes tensions continues supérieures au million de volts ( ? )... Laissant de côté ces applications fantaisistes (ou, pour ce qui concerne les télécommunications, prématurées), certains voient dès 1965 le réel intérêt du laser comme bistouri de lumière pour les applications médicales, comme potentiel outil permettant d'obtenir la fusion nucléaire, comme découpeur de précision pour les métaux, ou comme moyen de stocker l'information (les CDs) et d'obtenir des images en relief (l'holographie).

Cependant, toutes ces applications sont inaccessibles dans les premiers temps du laser et les gens de l'époque se demandent à quoi peut concrètement servir cet appareil. Il est amusant de remarquer que le laser ne fut pas inventé en réponse à un besoin exprimé par l'industrie, la communauté scientifique ou le grand public, contrairement à la plupart des inventions majeures du XX<sup>ème</sup> siècle. En effet, si les centrales nucléaires furent développées pour répondre à la demande croissante en énergie, si les ordinateurs ont été mis au point pour permettre de réaliser des calculs toujours plus complexes, si la mécanique quantique a été construite pour résoudre les problèmes théoriques non résolus tels que le rayonnement du corps noir ou l'effet photoélectrique, le laser est quant à lui sorti de nulle part, ou presque. Bien sûr, quelques théoriciens devenus célèbres (Townes, Schallow, Basov, Prokhorov and co) planchaient sur le sujet afin de transposer au domaine optique les amplificateurs de micro-ondes qu'on appelle Maser. Bien sûr certains scientifiques étaient intéressés par la prédiction de l'émission stimulée par Einstein et tentaient d'observer cet effet expérimentalement. Mais personne n'avait « besoin » du laser. Personne n'attendait son invention pour l'appliquer à quoique ce soit de réellement utile. Le meilleur exemple en est donné par Artur Schallow, l'un des glorieux inventeurs du laser: « *Les machines à écrire seront un jour équipées d'un laser qui effacera les fautes de frappe. En une fraction de seconde, le rayon vaporise l'encre de la lettre sans laisser la moindre trace sur le papier* ». Alors, le laser ne serait destiné qu'à devenir un « *super-correcteur pour dactylos distraites* » ? Dans les premières années suivant sa mise au point, le laser est un sujet de railleries pour bon nombre d'industriels. Même les scientifiques de haut niveau s'y mettent : « *Nous avons l'habitude d'avoir un problème et de chercher une solution. Dans le cas du laser, nous avons déjà la solution et nous cherchons le problème* » annonce Pierre Aigrain (ancien secrétaire d'état à la Recherche, Chercheur et membre de l'Académie des Sciences à l'époque de la découverte du laser)

L'avenir prouvera que de nombreux problèmes ont été résolus grâce au laser et que les réalisations ont atteints les rêves des premiers temps (télécommunications, arme laser, fusion par laser, bistouri laser...). Ce qui ne semblait qu'un encombrant « joujou » pour les chercheurs est aujourd'hui unanimement cité parmi les inventions majeures du siècle dernier,

au plan de la physique comme au plan des applications. Le laser a maintenant atteint une maturité qui lui ouvre des domaines très variés et de plus en plus larges : traitement des matériaux, biomédical, instrumentation et mesure, show laser....

### 1.4. Un laser, c'est quoi ?

Un laser se définit par 2 éléments fondamentaux :

- un milieu amplificateur : celui-ci peut être de différents types (gaz, plasma, solide voire liquide). Dans ce milieu, on trouve des atomes, molécules, ions ou électrons dont les niveaux d'énergie sont utilisés pour accroître la puissance d'une onde lumineuse au cours de sa propagation. Le principe physique mis en jeu est l'émission stimulée.
- un système d'excitation du milieu amplificateur (aussi appelé système de pompage) : il permet de créer les conditions d'une amplification lumineuse en apportant l'énergie nécessaire au milieu. Le système de pompage peut être de différente nature : pompage optique (le soleil, lampes flash, lampes à arc continues ou lampes à filament de tungstène, diodes laser ou autres lasers ...), électrique (décharges dans des tubes de gaz, courant électrique dans des semi-conducteurs ...) ou même chimique.

Le milieu amplificateur (et son système de pompage) peut être utilisé seul pour amplifier une lumière déjà existante. On parle alors d'amplificateur laser. Cependant, en général, l'amplificateur est inséré dans un résonateur optique (ou cavité) dont la fonction est de produire un rayonnement lumineux aux propriétés très particulières. On parle alors d'oscillateur laser. En général, un raccourci de langage consiste à appeler "lasers" les oscillateurs laser qui constituent l'immense majorité des dispositifs existants. Les oscillateurs laser ont pour particularité d'avoir des miroirs réfléchissants dont la fonction première est de confiner l'onde à l'intérieur de la cavité et d'augmenter son parcours dans le milieu amplificateur afin d'obtenir des niveaux d'amplification considérables. Ils ont également un miroir de sortie qui permet d'extraire une partie de l'onde lumineuse de la cavité afin de pouvoir utiliser le rayonnement.

Finalement, l'oscillateur laser peut être schématisé par la figure 1 avec ses éléments fondamentaux : le milieu amplificateur, le système de pompage, et les miroirs formant la cavité, dont le miroir de sortie.

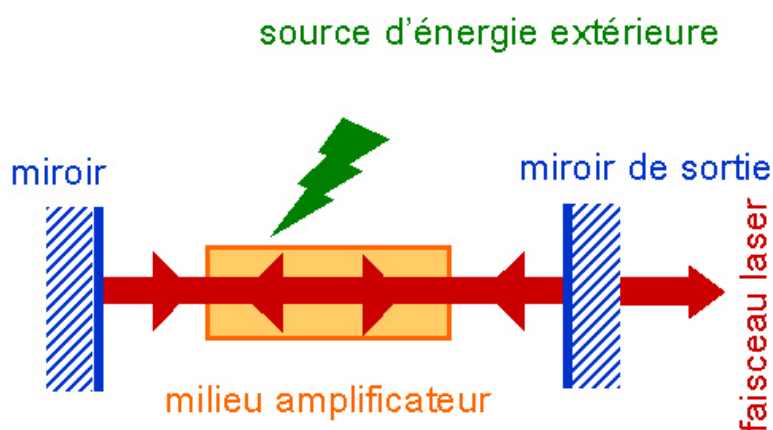


Figure 1 : Schéma d'un oscillateur laser.

## 2. Les mécanismes mis en jeu : émission, absorption, pompage

L'émission stimulée est à la base de l'amplification lumineuse et donc au coeur même du fonctionnement d'un laser. Pour la comprendre, il faut la replacer dans le contexte des interactions entre la lumière et la matière. La matière considérée ici est composée d'éléments optiquement actifs placés en "solution" dans un milieu tels un gaz, un plasma, un liquide ou un solide. Ce peut être des atomes, des ions, des molécules, des radicaux ou des électrons (pour simplifier, nous choisissons "atomes" dans la suite). Leur niveaux d'énergie sont quantifiés et sont tels qu'une lumière d'une fréquence particulière va pouvoir interagir avec la population qui se trouve sur les niveaux. Pour être plus précis, considérons deux niveaux d'énergie  $E_1$  et  $E_2$  ( $E_1 < E_2$ ) dont la population va pouvoir interagir avec une lumière de fréquence  $h\nu = E_2 - E_1$ . L'ensemble  $E_1 - E_2$  est appelé transition radiative si le passage des atomes de  $E_1$  à  $E_2$  (ou de  $E_2$  à  $E_1$ ) ne peut se faire que par interaction avec la lumière. Le niveau d'énergie  $E_1$  est appelé le niveau du bas et celui d'énergie  $E_2$ , le niveau du haut.

## 2.1. Description des mécanismes d'émission-absorption

Il existe trois mécanismes d'interaction schématisés sur la figure 2 :

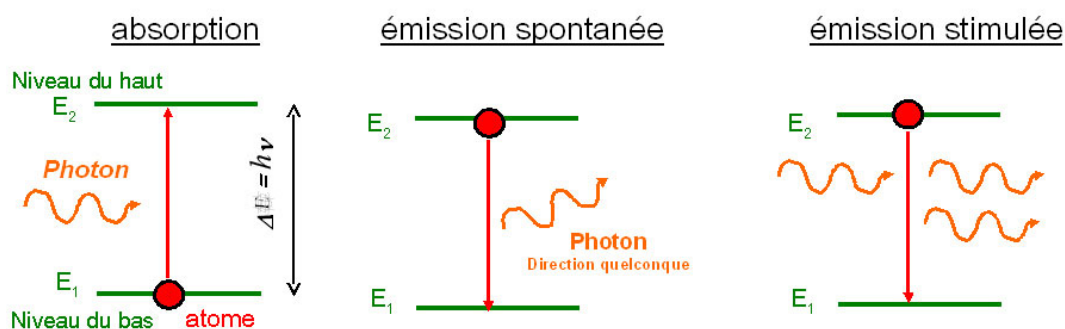


Figure 2 : Mécanisme d'interaction entre un atome et un photon. (On suppose que le photon a une énergie  $h\nu$  égale à la différence d'énergie entre les deux niveaux de l'atome).

- Absorption : Un atome du niveau du bas peut monter dans le niveau du haut par effet d'absorption d'un photon de fréquence  $h\nu$ .
- Émission spontanée : Un atome du niveau du haut peut se désexciter spontanément vers le niveau du bas et engendrer l'émission d'un photon de fréquence  $h\nu$  si la transition entre  $E_2$  et  $E_1$  est radiative. Ce photon a une direction et une phase aléatoire.
- Émission stimulée : par l'action d'un photon incident, un atome du niveau du haut peut également se désexciter en émettant un photon dit "stimulé" dont les propriétés sont exactement les mêmes que le photon incident. Le terme stimulé souligne le fait que ce type de rayonnement n'existe que si un photon incident est présent pour "stimuler l'émission". L'amplification vient des similitudes entre le photon incident et le photon émis.

## 2.2. Les compétitions entre les 3 mécanismes

Pour une transition radiative, les trois mécanismes sont toujours présents en même temps. Pour faire un milieu laser, il faut donc trouver des conditions qui permettent de privilégier l'émission stimulée au détriment de l'absorption et de l'émission spontanée. Il y a donc une nécessité de sélectionner dans la nature les milieux qui pourront effectivement servir en tant que milieux laser. Il faudra également veiller à mettre le milieu dans de bonnes conditions pour que l'effet laser ait lieu.

- un photon incident d'énergie  $h\nu$  a autant de chance d'être absorbé par un atome du niveau du bas que d'être dupliqué (ou amplifié ! ) par interaction avec un atome du niveau du haut. L'absorption et l'émission stimulée sont vraiment deux processus réciproques soumis aux mêmes probabilités. Pour favoriser l'émission stimulée au détriment de l'absorption, la solution est de jouer sur les populations des niveaux : il faut s'arranger pour avoir plus d'atomes sur le niveau du haut que sur le niveau du bas.
- l'émission spontanée a tendance à vider naturellement le niveau du haut. Il faut donc trouver un moyen de vider le niveau du haut plus vite par émission stimulée que par émission spontanée. Or il se trouve que l'émission stimulée est d'autant plus probable que le milieu est éclairé avec un grand nombre de photons semblables. L'astuce va donc consister à éclairer fortement le milieu, un bon moyen pour cela est le confinement des photons dans une cavité.

### 2.3. Inversion de population et pompage

Avoir une population plus élevée dans le niveau du haut ( $N_2$ ) que dans le niveau du bas ( $N_1$ ) n'est pas une situation d'équilibre. En effet, à l'équilibre thermodynamique, la répartition des populations sur les niveaux est donnée par la loi de Boltzmann :

$$N_2 = N_1 \times \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right)$$

Dans ce cas,  $N_2$  est toujours inférieure à  $N_1$ . Il faut donc créer une situation hors équilibre en apportant de l'énergie au système des atomes via un "pompage" dont l'objectif est d'amener suffisamment d'atomes sur le niveau du haut.

#### Définition

On parle alors d'**inversion de population** que l'on appelle  $\Delta N = N_2 - N_1$ . Il y aura amplification de lumière si l'inversion de population est positive. Le pompage pourra se faire par voie électrique, optique ou chimique.

### 2.4. Les systèmes spectroscopiques qui "marchent" pour faire un laser

Tous les atomes, ions, molécules, avec leurs différents niveaux d'énergie ne peuvent pas forcément donner lieu à une inversion de population et à un effet laser. Il faut d'abord sélectionner des transitions qui sont purement radiatives (passage des atomes entre les niveaux uniquement par interaction avec la lumière). Les transitions non radiatives sont évidemment à éviter. Il existe également des transitions qui présentent une part radiative et une part non radiative. Dans ce cas, le niveau du haut se vide non seulement par émission spontanée mais également par effet non radiatif. Ceci entraîne une difficulté supplémentaire pour arriver à faire une inversion de population car il est difficile de stocker des atomes sur le niveau du haut dans ces conditions. Les transitions de ce type sont également à éviter.

Il faut ensuite sélectionner des "atomes" présentant un ensemble de niveaux dont la position relative n'est pas quelconque dans l'objectif de réaliser une inversion de population. Par exemple, en choisissant un niveau du bas avec une énergie supérieure au niveau fondamental, on peut limiter fortement le peuplement  $N_1$ , voire même l'annuler complètement (figure 3). Dans ce cas, il suffit d'apporter un atome dans le niveau du haut pour que l'inversion de population existe.

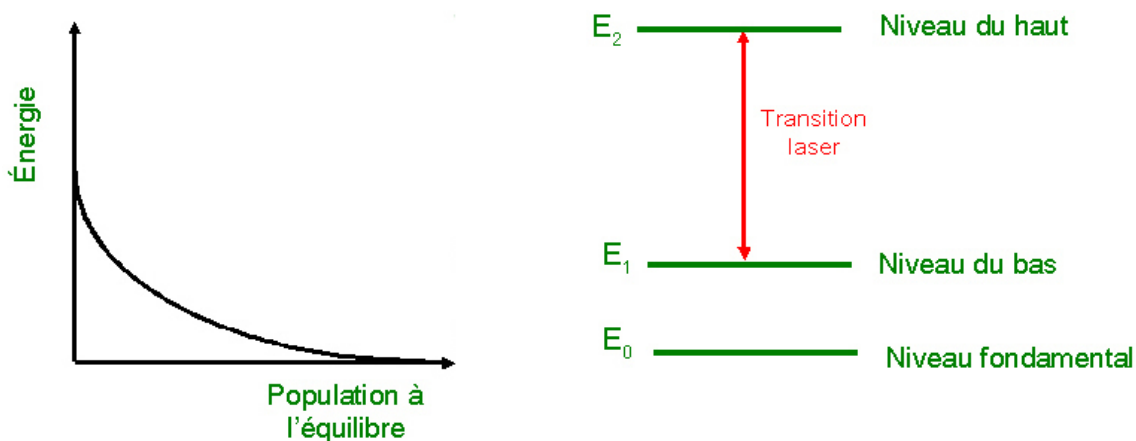


Figure 3 : Transition laser avec niveau du bas loin du fondamental. La population à l'équilibre thermodynamique est donnée par la loi de Boltzmann.

Il faut également être capable d'apporter efficacement les atomes dans le niveau du haut grâce à un pompage. Quelque soit la nature du pompage (optique ou électrique en particulier), celui-ci correspond à une certaine énergie qui doit pouvoir être transférée aux atomes du milieu. Il faut donc trouver un niveau excité tel que la différence d'énergie avec le niveau fondamental corresponde à cette énergie de pompage. Dans le cas d'un pompage optique, on peut montrer qu'il faut un minimum de trois niveaux pour réaliser une inversion de population. La figure 4 donne l'exemple d'un tel système. On y distingue la transition dite de pompage (entre  $E_1$  et  $E_3$ ) et la transition laser (entre  $E_1$  et  $E_2$ ). L'objectif est de stocker les atomes dans le niveau  $E_2$  via le pompage par absorption d'un rayonnement dit "de pompe" dont la longueur d'onde est inférieure à la longueur d'onde de la transition laser. Pour cela, il faut que le niveau 3 se vide rapidement vers le niveau 2, et uniquement vers celui-là. Cette condition limite le choix des systèmes qui fonctionnent. La figure 4 présente également un cycle idéal pour un atome : il monte dans le niveau 3 par absorption d'un photon issu de la lumière de pompe. Il descend ensuite dans le niveau 2 très rapidement. Il se désexcite enfin par émission stimulée vers le niveau 1. Malgré sa simplicité, ce système n'est pas forcément facile à mettre en œuvre car le niveau du bas de la transition laser est très fortement peuplé à l'équilibre thermodynamique. Afin de réaliser une inversion de population, il faut déjà commencer par vider le niveau fondamental de la moitié de ses atomes et les mettre dans le niveau 2. Il faut pour cela que le niveau 2 soit capable de stocker les atomes, et donc que l'émission spontanée ne soit pas très probable : ceci est une condition sur le choix du système. Il faut également une énergie de pompage importante. Le premier laser qui ait jamais fonctionné dans le domaine optique était un laser de ce type : le laser à rubis met en effet en jeu 3 niveaux. La formule du rubis est :  $Cr^{3+} : Al_2O_3$ . Il s'agit d'une matrice cristalline d'alumine avec un dopant  $Cr^{3+}$  dont on utilise les niveaux pour réaliser l'effet laser. Le pompage optique est intense via des lampes à décharge.

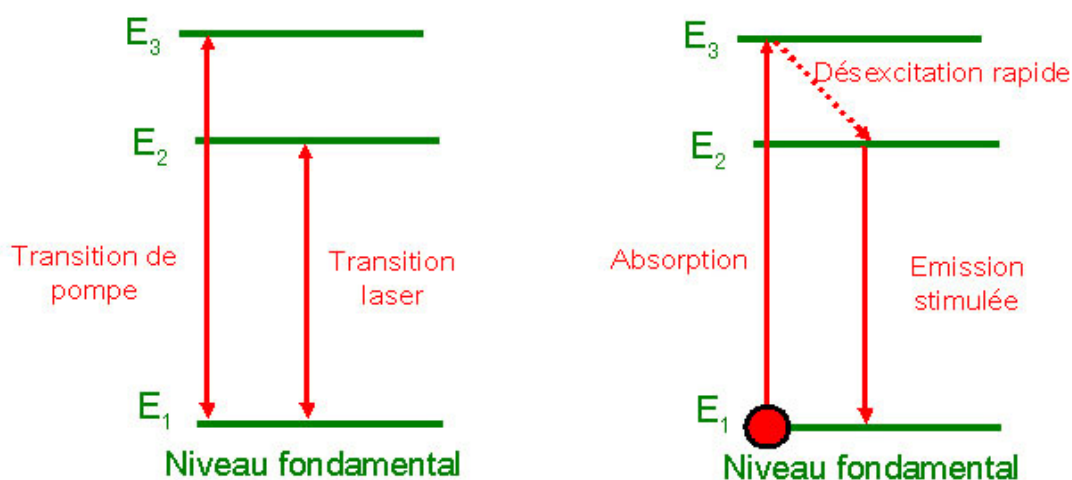


Figure 4 : Exemple d'un système à trois niveaux avec un pompage optique.

Un autre exemple de système pouvant donner lieu à un effet laser est le système à 4 niveaux (figure 5). Cette fois, la transition de pompe (pompage optique) et la transition laser se font sur un couple de niveaux distincts ( $E_0 - E_3$  pour la pompe et  $E_1 - E_2$  pour le laser). On choisit un système dont le niveau  $E_1$  est suffisamment loin du niveau fondamental  $E_0$  pour que le peuplement thermique à l'équilibre thermodynamique soit négligeable. Le système est également choisi de telle sorte que les atomes ne restent ni sur le niveau 3, ni sur le niveau 1. La figure 5 présente un cycle idéal de fonctionnement pour un atome. Contrairement au cas précédent, dès qu'un atome atteint le niveau 2, l'inversion de population est positive et le milieu devient amplificateur. Pour maintenir l'inversion de population, il faut éviter que les atomes ne s'accumulent dans le niveau 1. C'est pour cela que le système doit être choisi de telle sorte que la désexcitation du niveau 1 vers le niveau 0 soit rapide. Un des milieux les plus connus fonctionnant sur ce schéma est le néodyme YAG ( $Nd^{3+} : Y_3Al_5O_{12}$ )

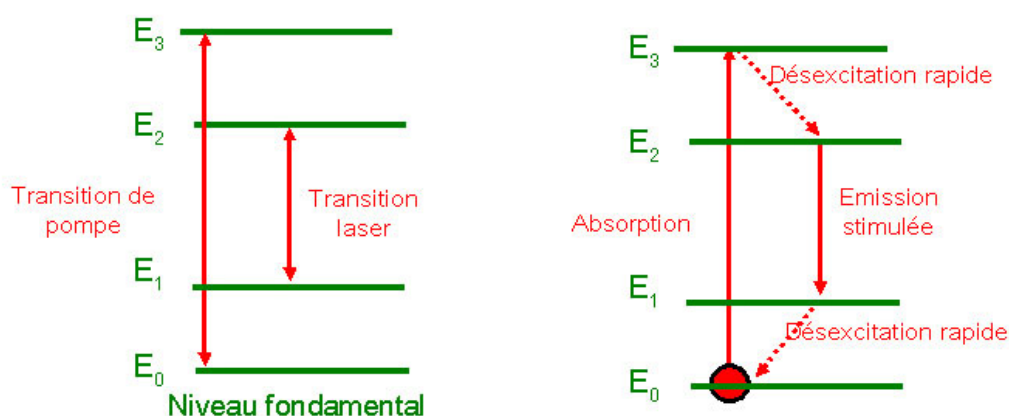


Figure 5 : Exemple d'un système à quatre niveaux avec un pompage optique.

Un dernier exemple de système pouvant donner lieu à effet laser est le système gazeux hélium-néon (figure 6). Dans ce cas, le pompage est électrique. On utilise les transitions du néon pour les transitions laser : il y en a en effet plusieurs, la plus connue étant la transition donnant la couleur  $632,8 \text{ nm}$ . L'hélium est utilisé comme gaz intermédiaire, capable de transférer l'énergie des électrons au néon, par des collisions. En effet, l'hélium présente la

particularité d'avoir deux niveaux excités dits "métastables", c'est à dire que les atomes peuvent y rester très longtemps avant de redescendre vers le niveau fondamental. Les atomes d'hélium sont portés dans les niveaux excités par des collisions avec les électrons. Le transfert d'énergie vers le néon peut avoir lieu facilement car ces niveaux métastables coïncident avec des niveaux excités du néon. Il se produit lors de collisions entre les atomes : On peut résumer le transfert d'énergie par cette équation :  $He^* + Ne \rightarrow He + Ne^*$ . Un atome d'hélium excité rencontre un atome de néon dans l'état fondamental et lui transfère son énergie tout en redescendant dans l'état fondamental.

Sur la figure 6, on peut remarquer que les niveaux du bas des transitions laser sont loin du niveau fondamental, ce qui est favorable pour réaliser une inversion de population (pas de peuplement thermique).

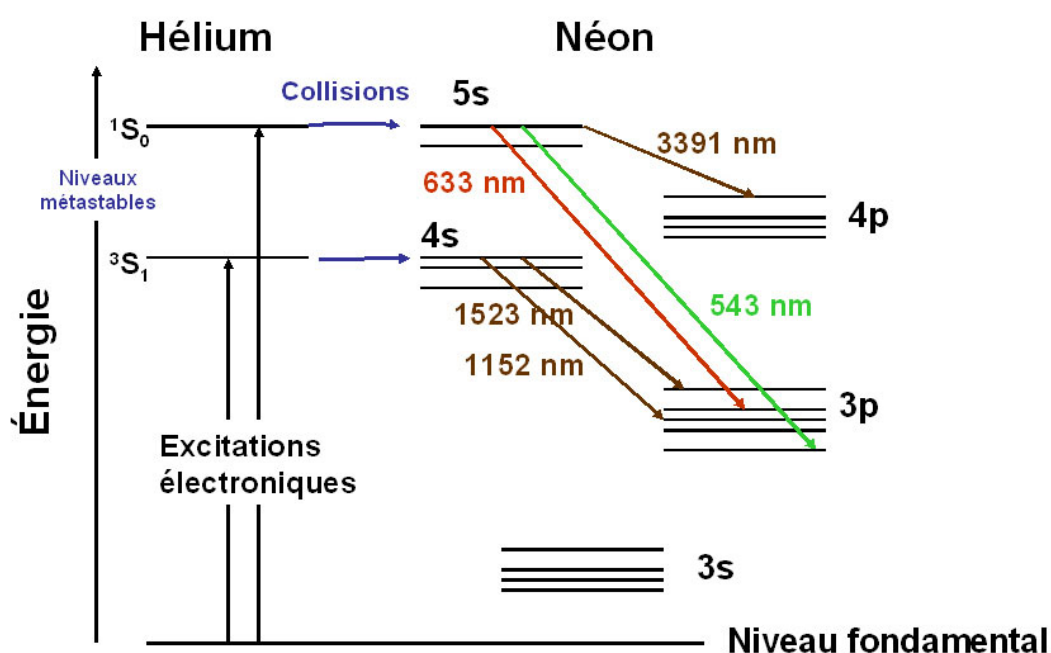


Figure 6 : Cas de l'hélium néon.

### 3. Le rôle de la cavité

La partie précédente montre comment favoriser une inversion de population en choisissant bien le système et les niveaux d'énergie. Cependant, avoir une inversion de population positive n'est pas suffisant pour générer un effet laser. En effet, il ne faut pas oublier que les mécanismes d'émission stimulée et d'émission spontanée sont en compétition. Ainsi, avant d'être un milieu amplificateur de lumière, un milieu laser pompé par une source d'énergie extérieure est d'abord une "lampe" (émission spontanée). C'est la cavité qui va créer les conditions favorables pour que l'émission stimulée devienne prédominante par rapport à l'émission spontanée. La cavité ou résonateur optique est composée de miroirs qui permettent à la lumière de passer de nombreuses fois dans le milieu amplificateur. On peut trouver deux types de cavités (figure 7) : des cavités dites "linéaires" (la lumière fait des allers et retours) ou des cavités en anneau (la lumière fait des tours). On suppose dans la suite une cavité linéaire.

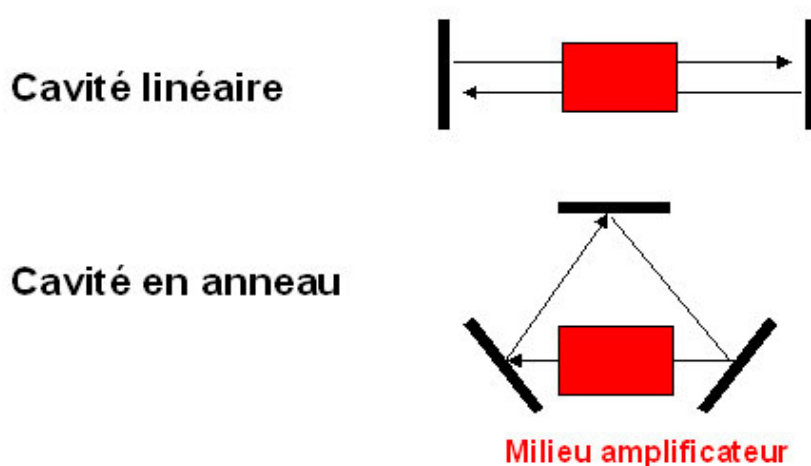


Figure 7 : Les deux types de cavité.

Au démarrage du laser, la "lampe-milieu amplificateur" émet spontanément dans toutes les directions. Cependant, il existe une petite partie de l'émission qui se trouve dans l'axe de la cavité laser. Ces photons spontanés peuvent donc y faire des allers et retours. Au fur et à mesure, le milieu amplificateur va jouer son rôle et la quantité de lumière présente dans la cavité va augmenter de façon considérable. Le confinement de la lumière va ainsi accroître la probabilité d'émission stimulée, au détriment de l'émission spontanée. En parallèle, la cavité va jouer le rôle de filtre à cause des multiples allers et retours : seule l'onde parfaitement perpendiculaire à l'axe de la cavité pourra se propager et certaines fréquences seront privilégiées (fréquences de résonance de la cavité). Ainsi, la cavité donne au rayonnement laser ses propriétés si particulières (directivité, finesse spectrale).

Au bout de plusieurs dizaines de milliers d'allers et retours (en général), la quantité de photons générée dans l'axe de la cavité par émission stimulée va être devenir égale à celle qui est perdue (en particulier via le miroir de sortie). Il va donc y avoir un état stationnaire pour lequel un rayonnement (dit rayonnement laser) sort de façon continue par le miroir de sortie. On dit alors que le laser oscille : c'est à dire que le laser émet en continu un rayonnement majoritairement issu de l'émission stimulée filtré par la cavité.

### 3.1. Qualité spatiale du faisceau laser en sortie

La cavité laser est d'abord un filtre spatial sélectionnant uniquement les rayons lumineux qui sont très proches de l'axe de la cavité : les autres sont perdus à cause de l'éloignement progressif de l'axe et de la dimension finie des miroirs (figure 8).

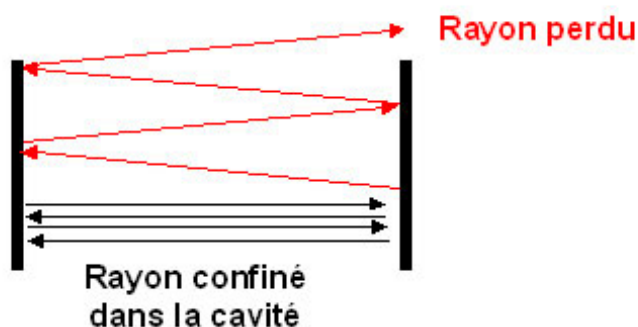


Figure 8 : Comportement d'un rayon incliné par rapport à l'axe dans une cavité linéaire.

On constate qu'un laser fonctionnant à l'état stationnaire produit une onde lumineuse dont la structure spatiale ne varie pas dans le temps, et ce, malgré les nombreux allers et retours dans la cavité. Dans ce cas la cavité laser doit forcément admettre une onde lumineuse capable de se propager dans la cavité en revenant identique à elle-même en chaque point de la cavité après un aller et retour. Cette onde peut exister sous certaines conditions, c'est en général une onde dite "gaussienne", dont la répartition d'éclairement a une forme gaussienne dans un plan perpendiculaire à l'axe de propagation. Physiquement, l'onde gaussienne concentre la lumière sur l'axe de la cavité. Une onde gaussienne qui se propage dans l'espace ressemble à un pinceau de lumière : on parle de faisceau gaussien. En mettant un carton ou un détecteur dans un plan perpendiculaire à l'axe de propagation de l'onde (en sortie du laser), on peut mesurer son éclairement en tout point (c'est à dire le nombre de photons par seconde passant par unité de surface). Cet éclairement a une forme gaussienne dans ce plan (figure 9).

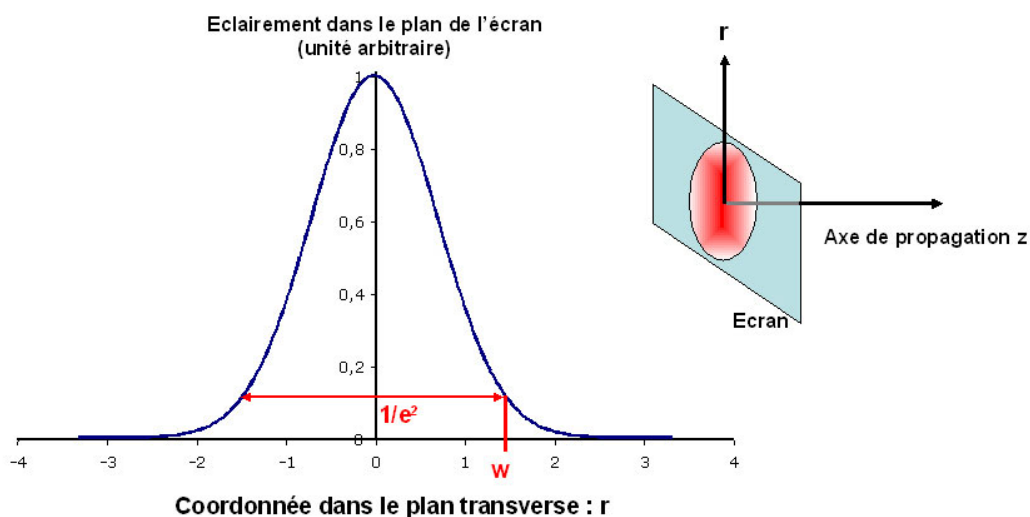


Figure 9 : Allure d'une onde gaussienne : répartition de l'éclairement dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation.

On peut définir dans ce plan une certaine extension spatiale de l'onde lumineuse. Le rayon du faisceau dans ce plan est par définition la distance entre l'axe optique et l'endroit où l'éclairement est divisé par  $e^2$  par rapport au maximum d'éclairement de l'onde. On l'appelle  $w$ .

Une onde gaussienne se propage d'une façon un peu particulière qui ne ressemble pas tout à fait à une propagation au sens de l'optique géométrique. Elle admet une taille minimale  $w_0$  en un plan particulier (cet endroit est appelé le col du faisceau ou waist en anglais) (figure 10). Puis très loin du col, elle diverge "en ligne droite" avec un angle de divergence  $\theta$ . Ces deux grandeurs sont liées par la relation suivante :

$$\theta = \frac{\lambda}{(\pi \times w_0)}$$

Pour un laser hélium néon par exemple, le rayon du faisceau dans le plan du col est de 1mm environ. Ceci correspond à une divergence très faible de  $0,2 \text{ mrad}$  (il faut se propager sur  $5 \text{ m}$  à partir du col pour que le rayon du faisceau ait doublé ! ). Il est impossible d'avoir de telles propriétés avec de la lumière issue de lampes classiques.

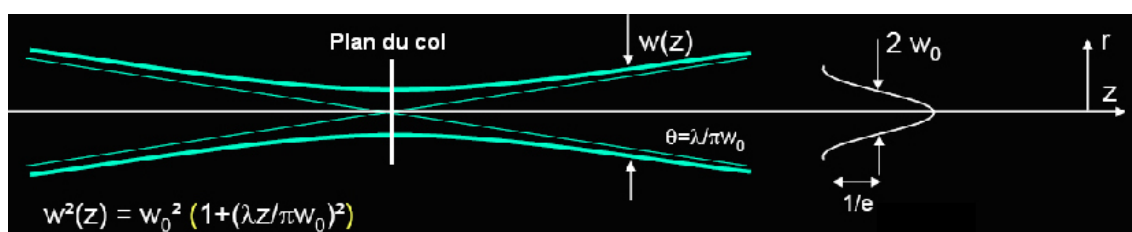


Figure 10 : Allure du rayon de l'onde en fonction de la position ( $z$  étant l'axe de propagation).

La formule ci-dessus exprime également le fait que si la divergence du faisceau est grande (par exemple avec une lentille utilisée pour focaliser le faisceau) le rayon du faisceau dans le plan du col est très petit. En général, il est possible de focaliser un faisceau laser sur un rayon de l'ordre de la longueur d'onde. Cela pourrait être fait également avec une lampe classique mais la différence est le nombre de photons qu'il est possible d'apporter par seconde sur une petite surface. Il est très faible pour une lampe classique alors qu'il est considérable pour un laser. Par exemple, un faisceau à  $633 \text{ nm}$  transportant une puissance lumineuse de  $1 \text{ mW}$  correspond à un flux de  $10^{15}$  photons par seconde et ce faisceau peut être facilement focalisé sur une tache d'un rayon de l'ordre du micromètre (figure 11). Ainsi, la densité de puissance d'un simple laser hélium néon en un point de focalisation peut largement dépasser celle qui serait donnée par l'image du soleil focalisé par une lentille.

### Exemple

Un exemple marquant est l'éclairement donné par un laser hélium néon émettant  $1 \text{ mW}$  sur la rétine (de plus de  $100 \text{ W/cm}^2$  alors que le soleil y produit au maximum un éclairement de  $10 \text{ W/cm}^2$ ).

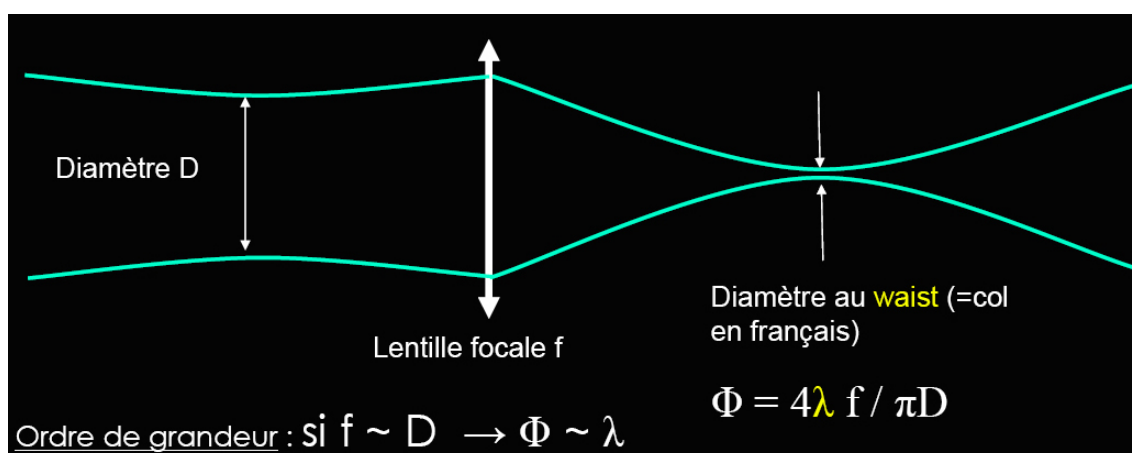


Figure 11 : Ordre de grandeur pour un faisceau gaussien focalisé par une lentille.

## Conclusion

Pour résumer, parmi tous les photons spontanés émis au départ par la "lampe-milieu amplificateur", la cavité sélectionne un pinceau de lumière particulier (une onde gaussienne) et le nombre de photons portés par ce pinceau est rendu considérable par le processus d'émission stimulée existant à chaque aller et retour. Ce faisceau peut avoir une divergence très faible. Il peut également être focalisé sur des surfaces très petites moyennant des optiques adaptées.

### 3.2. Spectre d'un oscillateur laser

La cavité a également un **rôle de filtre** sur le spectre émis par le laser. Une cavité linéaire est en fait un interféromètre de Fabry Perot. Seules des ondes de certaines fréquences peuvent s'y

propager. Ces fréquences sont telles que  $\nu = \frac{kc}{2L}$  où  $k$  est un entier,  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide et  $L$  la longueur optique de la cavité (supposée ici linéaire). Pour des fréquences optiques, l'entier  $k$  est très grand et peut atteindre plusieurs dizaines de milliers pour une cavité de quelques centimètres. Les ondes qui se propagent dans la cavité laser avec ces fréquences particulières sont appelées les modes longitudinaux de la cavité.

#### Remarque

Dans le cas d'une cavité en anneau, les fréquences existant dans la cavité s'écrivent  $\nu = \frac{kc}{L}$  où  $L$  est la longueur optique d'un tour de cavité.

Ce filtre va s'appliquer au spectre de l'émission spontanée émise au démarrage du laser. Progressivement, les fréquences ne pouvant exister dans la cavité vont disparaître et seules vont rester des fréquences vérifiant l'équation ci dessus.

Le spectre émis par un oscillateur laser est donc composé d'un peigne de fréquences régulièrement espacées ( $c/2L$ ) en général centré sur le spectre d'émission spontanée (figure 12).

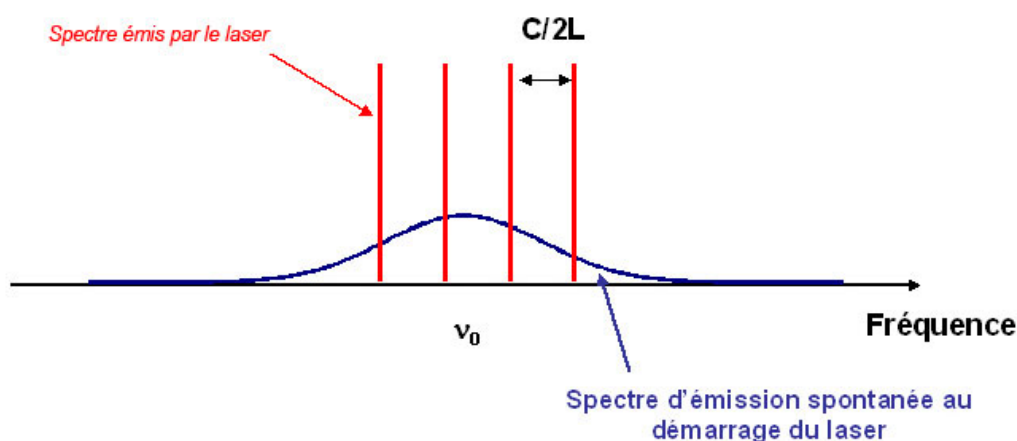


Figure 12 : Allure du spectre émis par le laser par rapport au spectre d'émission spontanée de la transition laser.

On dit souvent qu'un laser est monochromatique en parlant du laser hélium néon par exemple. Il faut bien en comprendre la définition. Ce n'est pas une généralité et de façon extrêmement schématique, la largeur spectrale d'un laser est d'abord donnée par la largeur de l'émission spontanée : si la transition est étroite entre le niveau du haut et celui du bas, l'émission spontanée se fait sur quelques fractions de nanomètre (c'est le cas pour la raie rouge dans le

néon, avec une largeur spectrale d'un millième de nanomètre,  $1 \text{ GHz}$  en fréquence). Le spectre du laser hélium néon est donc "monochromatique" dans le sens d'une seule couleur visible à l'œil parce que la raie est très fine. Mais il existe aussi des cas où la transition est très large (plusieurs centaines de nanomètres pour le saphir dopé au titane, par exemple avec un spectre d'émission spontanée qui s'étend de  $700 \text{ nm}$  à plus de  $1000 \text{ nm}$ ) conduisant à un spectre émis par le laser qui n'est pas monochromatique.

Les propriétés spectrales des lasers deviennent intéressantes lorsqu'on est capable de sélectionner une seule fréquence parmi celles qui peuvent exister dans la cavité (moyennant des filtres insérés dans la cavité). On dit alors que le laser est monofréquence (on dit également monomode longitudinal). Dans ce cas la largeur spectrale peut être infiniment plus faible que le spectre d'émission spontanée. Par exemple, on arrive à concevoir des lasers hélium néon avec une largeur spectrale de  $1 \text{ Hz}$  alors que la largeur de la raie est de l'ordre du gigahertz.

### Conclusion

Pour résumer, la cavité est capable de filtrer l'émission spontanée sous la forme de fréquences discrètes (les modes longitudinaux de la cavité). Lorsqu'on arrive à sélectionner un seul mode longitudinal, le rayonnement laser a une qualité spectrale inégalable : un nombre considérable de photons est émis dans une bande spectrale très étroite qui peut être de l'ordre du hertz !

## 3.3. Conditions sur la cavité

### a) Introduction

Les deux parties précédentes montrent que le rayonnement laser est finalement un "concentré de lumière" spatial et spectral et que la cavité y est pour beaucoup. Il y a cependant certaines conditions à respecter pour qu'un laser puisse effectivement fonctionner. On trouve une condition sur le gain et les pertes de la cavité et une condition sur la fréquence qui peut se reporter sur la longueur de la cavité.

### b) Condition sur le gain

On peut définir le gain effectif d'un milieu amplificateur par le rapport entre la puissance de

sortie  $P_s$  sur la puissance d'entrée  $P_e$  : 
$$G = \frac{P_s}{P_e}$$

Ces deux puissances (exprimées en watt ou en photons par seconde) étant portées par le faisceau laser avant et après le passage du milieu amplificateur (figure 13).



Figure 13 : Puissance en entrée et en sortie du milieu amplificateur.

On peut également définir les coefficients de réflexion (en puissance optique) des miroirs de la cavité :  $R_1$  et  $R_2$ . On suppose qu'il n'y a pas d'autres pertes que les réflexions sur les miroirs (figure 14).

Lorsque le laser fonctionne en continu, il émet une puissance de sortie constante indépendante du fait que les photons circulant dans la cavité augmentent en nombre au passage du milieu

amplificateur puis diminuent lors de la réflexion sur les miroirs. Ainsi, lorsque le laser fonctionne en continu, un aller et retour dans la cavité ne modifie pas la puissance portée par le faisceau laser (le nombre de photons gagnés est égal au nombre de photons perdus).

En appelant  $P$  la puissance du laser juste avant le miroir  $M_1$ .

La puissance après un aller et retour peut s'écrire :  $P_{AR} = G_+ \times R_2 \times G_- \times R_1 \times P$

$G_+$  et  $G_-$  étant les gains effectifs dans le sens "+" et le sens "-". Le sens "+" correspond par définition à la direction du faisceau laser en sortie. Le sens "-" est l'autre direction.

Il est nécessaire de différencier les gains effectifs selon le sens de propagation de l'onde car celui-ci dépend de la puissance incidente qui n'est pas la même dans un sens ou dans l'autre (les coefficients de réflexion sur les miroirs ont des valeurs différentes)

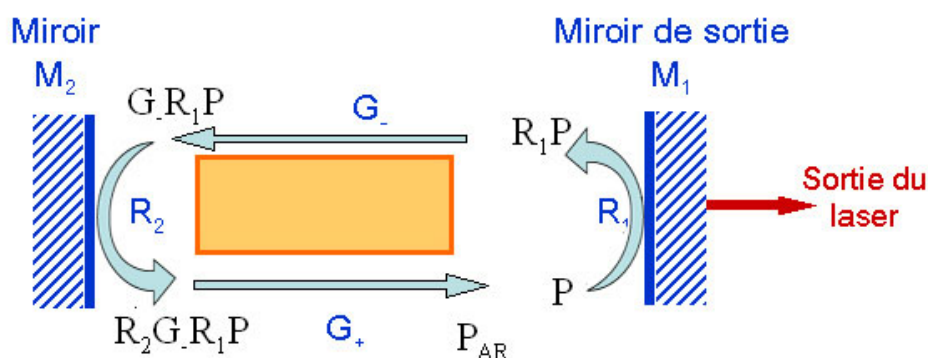


Figure 14 : Milieu amplificateur mis en cavité : effet des miroirs et du gain sur l'onde laser.

Lorsque le laser émet en continu, on a  $P = P_{AR}$ . Le produit  $G_+ \times G_-$  qui représente le gain sur

un aller et retour doit donc vérifier :

$$G_+ \times G_- = \frac{1}{R_1 \times R_2}$$

Si  $G_+ \times G_- < \frac{1}{R_1 \times R_2}$ , le laser ne peut pas osciller.

Si  $G_+ \times G_- > \frac{1}{R_1 \times R_2}$ , la puissance dans la cavité augmente à chaque tour. L'augmentation n'est pas infinie car le nombre d'atomes du niveau du haut étant donné par le pompage, le nombre de photons stimulés est fini. Ainsi, supposons le nombre maximal de photons qu'il est possible de récupérer de façon stimulée par seconde soit égal à  $N$ . Le gain effectif peut

s'écrire :  $G = \frac{P_e + N}{P_e}$  où  $P_e$  est la puissance juste avant le milieu amplificateur (en nombre de photons par seconde). Si  $P_e$  augmente, le gain effectif diminue et tend vers l'unité. On appelle ce phénomène la saturation du gain. Ainsi, lorsque la puissance dans la cavité augmente de façon importante, le produit  $G_+ \times G_-$  diminue et fini par se stabiliser à la valeur

$$G_+ \times G_- = \frac{1}{R_1 \times R_2}$$

### Conclusion

Les miroirs de la cavité doivent donc être choisis de telle sorte que le gain par aller et retour

$G_+ \times G_-$  soit supérieur à  $\frac{1}{R_1 \times R_2}$ : on dit aussi que le gain doit être supérieur aux pertes de la cavité (représentées par les transmissions des miroirs).

## c) Condition sur la fréquence

Les fréquences pouvant exister dans la cavité s'écrivent  $\nu = \frac{kc}{2L}$ . Il faut également qu'elles se trouvent dans la bande de gain du milieu amplificateur. Le produit  $G_+ \times G_-$  a en effet une certaine largeur spectrale donnée par la physique du milieu amplificateur (par exemple, cette largeur est de l'ordre de 1 GHz pour un laser hélium néon). La condition sur le gain peut donc se traduire par une certaine plage spectrale  $\Delta\nu$  dans laquelle les fréquences vont pouvoir mener à une oscillation. On peut donc traduire les conditions sur le gain et sur la fréquence au niveau d'un même graphe (figure 15).

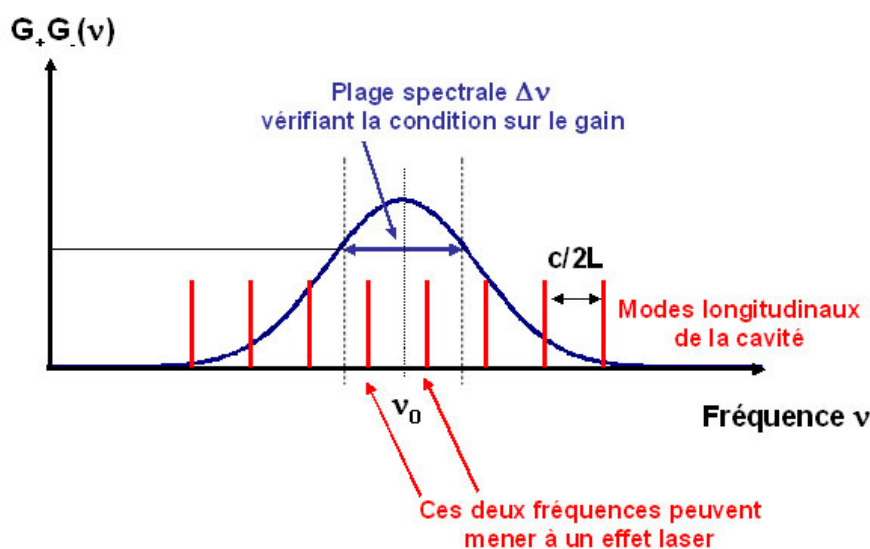


Figure 15 : Conditions sur le gain et la fréquence (dans le cas montré ici, deux fréquences sont susceptibles d'osciller dans le laser).

Dans le peigne de fréquences imposées par la cavité, seules celles qui vérifient la condition sur le gain ont une chance de mener à une oscillation laser. Les autres ne peuvent pas exister. En général, la plage spectrale  $\Delta\nu$  est plus grande que  $\frac{c}{2L}$ . Ainsi, l'ensemble des fréquences qui peuvent osciller peut être assez grand (quelques dizaines à quelques centaines de fréquences) : le nombre dépend de la largeur de la plage spectrale  $\Delta\nu$  par rapport à l'intervalle spectral imposé par la cavité Fabry Péro (  $\frac{c}{2L}$  ).

Cependant, dans certains cas, la plage spectrale  $\Delta\nu$  est plus petite que  $\frac{c}{2L}$  (figure 16). Ce cas arrive lorsque le milieu amplificateur émet dans une bande très fine (par exemple avec des lasers  $CO_2$ ) ou alors lorsque la cavité est très petite (par exemple avec des micro-lasers dont la cavité a une longueur inférieure au millimètre). Il peut alors arriver qu'aucune fréquence ne soit capable d'osciller. Dans ce cas, il faut ajuster la longueur de la cavité pour permettre à une fréquence de se trouver dans la bande d'amplification.

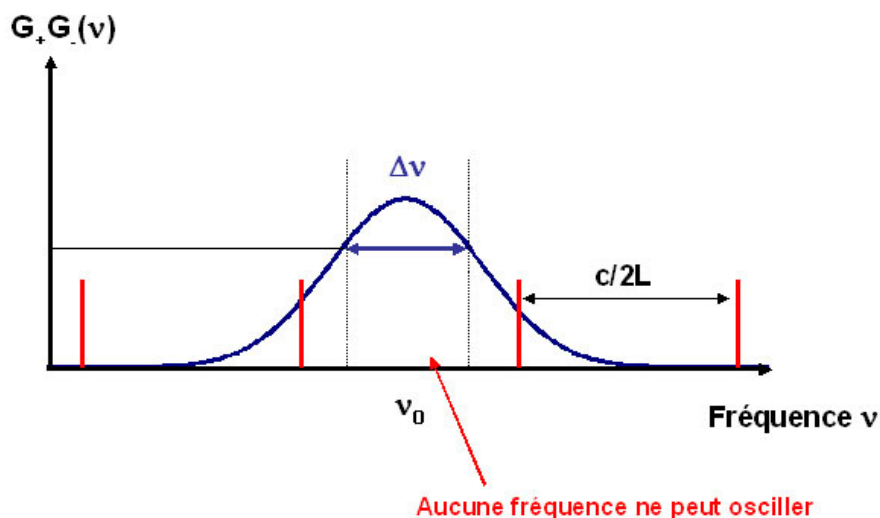


Figure 16 : Cas extrême où la plage spectrale vérifiant la condition sur le gain est plus petite que l'intervalle spectral  $c/2L$ .

## 4. Les différents régimes de fonctionnement temporels

La partie précédente montre que le rayonnement laser est un concentré de lumière au niveau spatial et au niveau spectral. Il est également possible d'en faire un "concentré temporel" en rassemblant les photons issus de l'émission stimulée sous la forme d'impulsions lumineuses à la fois courtes et énergétiques. Pour bien comprendre les régimes impulsionsnels, il faut rappeler que l'émission stimulée est d'autant plus probable que la population du niveau du haut est élevée et que le nombre de photons incidents est élevé. Il y a donc deux façons de la favoriser, soit en jouant sur la population du niveau du haut, soit en jouant sur le nombre de photons. La première méthode pour faire un concentré temporel est de déclencher l'émission stimulée à partir du moment où il y a un nombre très élevé d'atomes dans le niveau du haut (régime déclenché). La seconde est de concentrer les photons de la cavité sous la forme d'un "paquet" qui va faire des allers et retours (régime de synchronisation des modes en phase).

### 4.1. Le régime déclenché

Pour stocker beaucoup d'atomes dans le niveau du haut, il faut dans un premier temps limiter les débits vers le niveau du bas. Il faut donc empêcher l'émission stimulée d'être prédominante : pour cela, on empêche la lumière de faire des allers et retours dans la cavité laser au moyen d'un obturateur (remarque : cet obturateur est rarement mécanique, il s'agit plutôt d'un modulateur de lumière capable de faire de fortes amplitudes entre l'état bloqué et l'état passant). Dans ce cas, pour une transition radiative, la seule vidange vers le niveau du bas est due à l'émission spontanée. Lorsque le pompage apporte nettement plus d'atomes par seconde qu'il n'en descend par émission spontanée, la population du niveau du haut peut devenir très importante (figure 17).

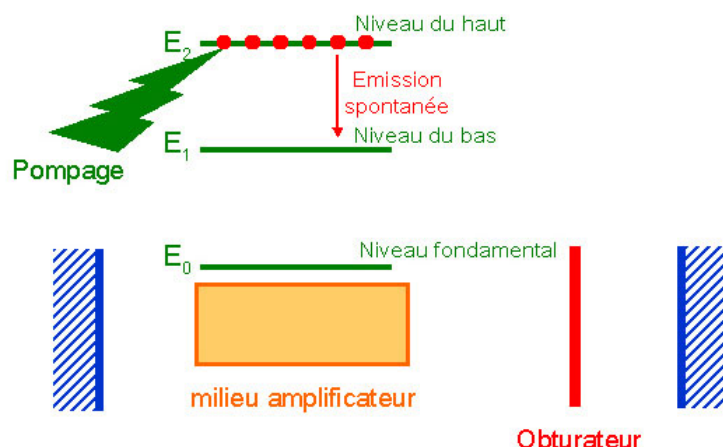


Figure 17 : Accumulation d'atomes dans le niveau du haut lorsque la cavité est bloquée.

### Remarque

Cette condition est plus facile à réaliser pour des milieux dont le débit par émission spontanée est faible. C'est le cas pour des milieux solides avec des ions dopants (*Nd : YAG* ou *Yb : YAG* par exemple). En revanche, les gaz comme le néon ou l'argon ionisé et les semi-conducteurs ont des débits d'émission spontanée très élevés et il est alors difficile d'atteindre une population importante dans le niveau du haut.

Après avoir suffisamment attendu, on réduit brutalement les pertes de la cavité de telle sorte que l'oscillation devienne possible. Comme la population du niveau du haut est très élevée, l'émission stimulée est très probable et le laser démarre brutalement. Le débit par émission stimulée devient très important devant les autres débits (remplissage par le pompage et vidange par émission spontanée) : tous les atomes stockés en haut redescendent brutalement en émettant des photons stimulés (avec un démarrage initial sur l'émission spontanée qui se trouve piégée dans la cavité). La cavité laser se remplit donc de photons stimulés en même temps que le niveau du haut se vide (figure 18).

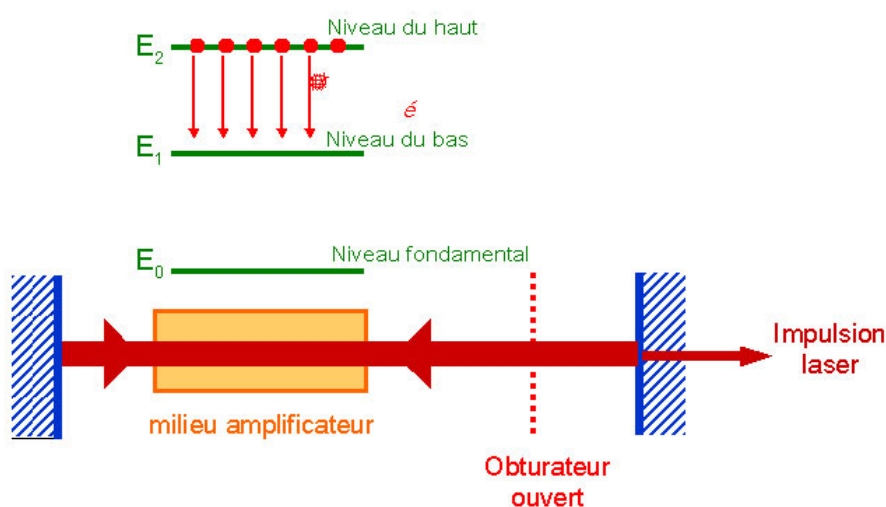


Figure 18 : Effet laser lorsque la cavité est brutalement ouverte.

Il arrive un moment où le niveau du haut est complètement vide. Il ne peut plus y avoir d'émission stimulée et la cavité va se vider elle aussi car le miroir de sortie crée des pertes (en général, la cavité se vide en quelques allers et retours seulement) (figure 19).

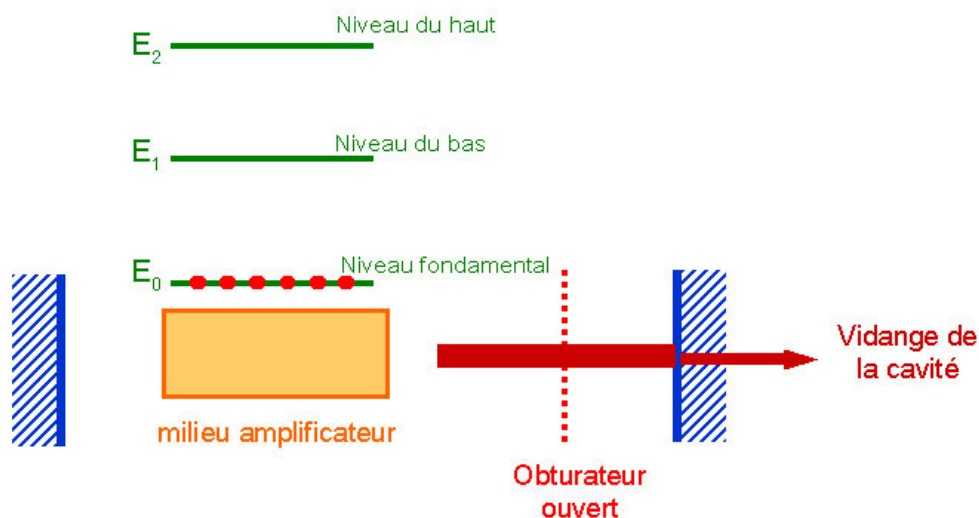


Figure 19 : Vidange de la cavité lorsque tous les atomes sont redescendus dans le niveau fondamental.

L'ensemble du processus donne naissance à une variation brutale du nombre de photons dans la cavité (par une forte amplification par émission stimulée au départ puis par vidange complète de la cavité à la fin). Ceci se traduit par l'émission d'une impulsion lumineuse, via le miroir de sortie.

Il faut en général plusieurs allers et retours pour dépeupler complètement le niveau du haut et plusieurs allers et retours pour vider la cavité. La durée de l'impulsion est donc supérieure au temps d'un aller et retour dans la cavité. Pour des cavités de longueur inférieure au mètre (temps d'aller et retour inférieur à  $6 \text{ ns}$ ), il est possible de générer des impulsions dans le domaine nanoseconde. Leur énergie peut aller jusqu'au millijoule. La puissance crête (énergie divisée par la durée) est alors très grande, de l'ordre du mégawatt, voire plus.

Il faut noter que dans ce régime, le laser n'atteint pas un régime stationnaire puisqu'il s'arrête de fonctionner au bout de quelques allers et retours de la lumière dans la cavité.

## 4.2. La synchronisation des modes en phase

La deuxième méthode est complètement différente. Cette fois, on laisse l'oscillateur laser atteindre un état stationnaire et on ne bloque pas l'oscillation de la lumière dans la cavité. En revanche, on empêche la cavité de se remplir de photons en tout endroit en même temps : on autorise simplement un paquet de photons à se propager dans la cavité. Cette impulsion a une durée inférieure au temps d'aller et retour dans la cavité. Dit autrement, son extension spatiale est nettement inférieure à la longueur de la cavité. On oblige ainsi les photons stimulés à s'accumuler uniquement dans cette impulsion.

La méthode pour arriver à ce régime est d'utiliser un modulateur de lumière rapide capable de hacher la lumière présente dans la cavité avec une période exactement égale au temps d'un aller et retour. Ainsi, seuls les photons qui traversent le modulateur alors qu'il est passant pourront s'amplifier et retrouveront le modulateur dans son état passant après chaque aller et retour. Les autres photons situés ailleurs de la cavité subiront des pertes à chaque passage dans le modulateur (figure 20).

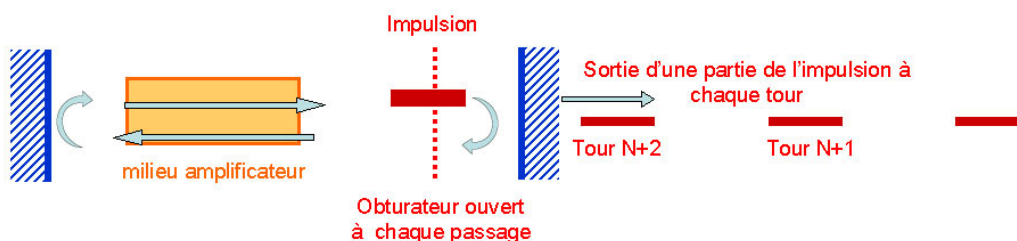


Figure 20 : Impulsion se propageant dans la cavité en régime de synchronisation des modes en phase.

En général, la durée des impulsions est nettement inférieure au temps d'aller et retour dans la cavité. Elle est fondamentalement limitée par la transformée de Fourier du spectre qui est émis par le laser. Plus le spectre émis est large, plus l'impulsion est courte. Ainsi, il est possible de générer des impulsions de quelques femtosecondes seulement, grâce à un milieu amplificateur exceptionnellement large (le saphir dopé au titane, dont la largeur spectrale dépasse  $300\text{ nm}$ ).

La figure 20 montre qu'une seule impulsion voyage dans la cavité. Cependant, en sortie du laser, on voit un train d'impulsion, généré à chaque passage de l'impulsion sur le miroir de sortie. La périodicité du train est égale au temps d'aller et retour dans la cavité (soit quelque nanosecondes seulement, en général).

La puissance moyenne émise par ce type de laser est en général la même que celle qui est émise en régime purement continu. En fait, contrairement au régime déclenché, le laser atteint ici un régime stationnaire comme en régime continu. La différence vient du fait que les photons stimulés sont concentrés dans un paquet de photons localisé dans la cavité au lieu d'être répartis dans toute la cavité. Dans une durée d'un aller et retour, il sort une seule impulsion du laser, via le miroir de sortie. L'énergie de l'impulsion en sortie est donc égale à la puissance moyenne multipliée par la durée d'un aller et retour. En général, les énergies se situent dans le domaine du nanojoule.

Ce régime impulsionnel s'appelle "synchronisation des modes en phase". Ce terme provient de l'analyse en fréquence. En effet, un laser fonctionnant dans ce régime émet forcément sur plusieurs fréquences du fait de la modulation rapide qui est imposée par le modulateur. Ces fréquences sont également celles qui sont imposées par la cavité, toutes espacées de  $c/2L$  : les modes longitudinaux de la cavité.

En fait, contrairement à ce que le sens commun laisse prévoir, les modes longitudinaux interfèrent même s'ils ont une fréquence différente car ils sont confondus spatialement. Par exemple, si le laser émet continûment sous la forme de deux fréquences séparées de  $c/2L$ , le signal lumineux en sortie résultant de l'interférence des deux ondes sera modulé par un terme sinusoïdale de fréquence  $c/2L$ . Cette modulation est en général très rapide (période de quelques nanosecondes pour une cavité d'une longueur de l'ordre du mètre). Pour la voir, il faut une détection suffisamment perfectionnée (photodiode et oscilloscope rapide). Il s'agit d'un **battement de fréquences**, résultant de l'interférence de faisceaux ayant des fréquences différentes.

Lorsqu'il y a plus de fréquences émises par le laser, le signal de battement devient assez complexe. Sa forme dépend de la phase relative des ondes ayant des fréquences différentes. Cependant il existe un cas particulier où le signal de battement a une forme très régulière : lorsque toutes les ondes émises par la cavité sont en phase. Dans ce cas, il existe certains moments et certains points de la cavité où toutes les ondes battent en phase. Le signal d'interférence est alors très intense (figure 21).

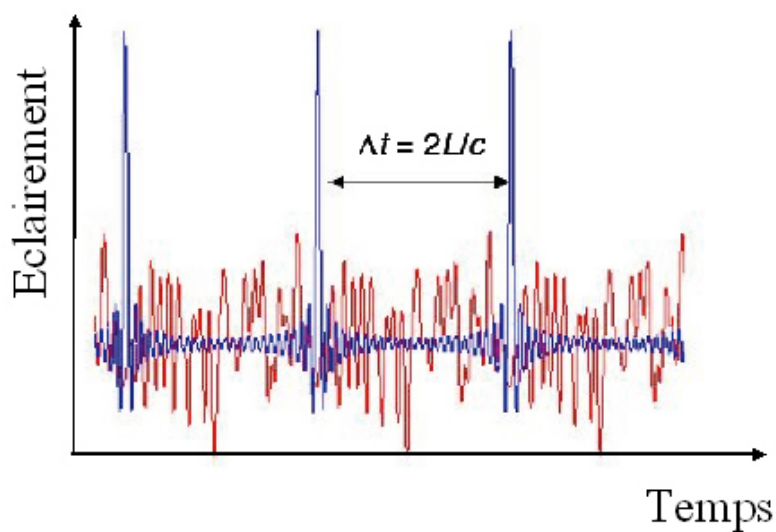


Figure 21 : Signal de battement (en sortie de la cavité) lorsque tous les modes sont en phase comparé à un signal de battement (en bleu) avec des phases aléatoires entre les modes (en rouge).

Lorsque les modes longitudinaux sont en phase, il y a un seul endroit dans la cavité où les amplitudes des champs électriques s'ajoutent constructivement. Tout se passe comme si une impulsion voyageait à l'intérieur de la cavité et on retrouve la description faite au début de cette partie (figure 22).

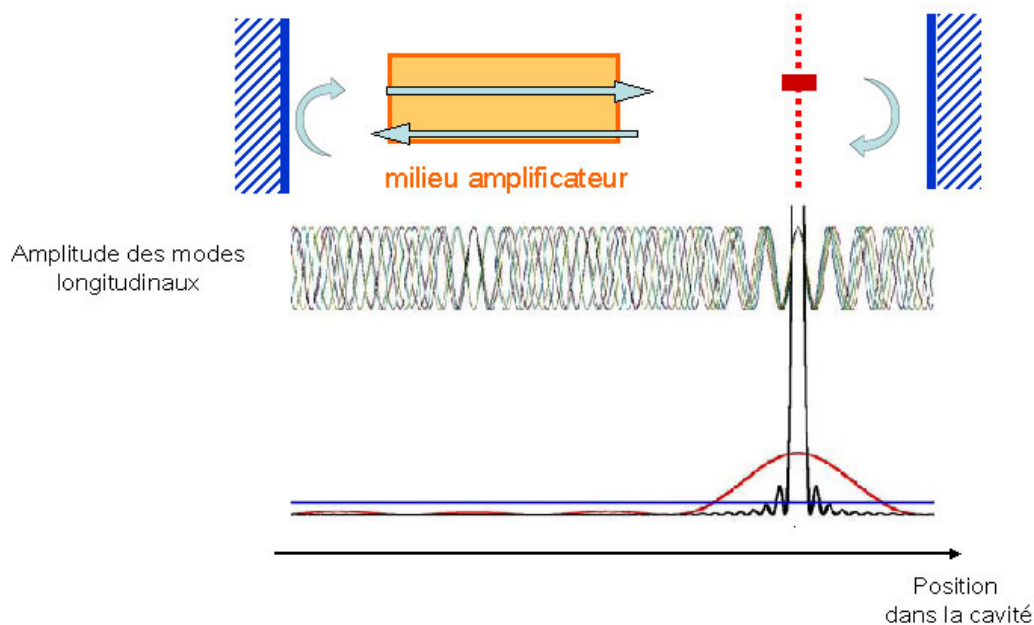


Figure 22 : "Photographie" à un instant donné. Les différentes sinusoïdes représentent l'amplitude du champ électrique pour les différents modes de la cavité.

### 4.3. Les autres régimes temporels

Il existe d'autres régimes impulsionnels qui découlent non pas d'une action sur la cavité mais d'une action sur le pompage. Lorsque le pompage est impulsionnel, le laser va naturellement émettre de façon impulsionnelle. Lorsqu'il n'y a rien d'autre dans la cavité que le milieu amplificateur (pas de modulateur), on parle de régime relaxé. En général, les impulsions en régime relaxé sont plus longues qu'en régime déclenché. La puissance crête est également plus faible.

Dans le cas des diodes laser, on peut facilement moduler le pompage par des impulsions de courant électrique. Le gain dans le semi-conducteur suit les modulations imposées et on parle de commutation du gain. Les impulsions peuvent être très courtes, jusqu'à quelques picosecondes. En revanche, elles ne sont pas énergétiques (de l'ordre de quelques  $10^{-12}$  J seulement).

## 5. Les différents types de laser

Les différents types de laser peuvent être classés en fonction de la nature du milieu amplificateur : gazeux, liquide (colorant) ou solide. Le but de cette partie est de faire un tour d'horizon rapide des principales familles de lasers dans une perspective d'utilisation.

### 5.1. Les lasers à gaz

Les lasers à gaz ont pour point commun de partager la même source de pompage : l'électricité. Les espèces gazeuses sont portées dans l'état excité de façon directe par collision avec des électrons ou de façon indirecte par collision avec d'autres gaz, eux-mêmes excités électriquement.

Les lasers à gaz couvrent tout le spectre optique, depuis l'ultraviolet jusqu'à l'infrarouge lointain. Cependant, le spectre n'est pas couvert continûment : les lasers à gaz émettent des raies très fines spectralement.

Parmi les lasers à gaz les plus courants, on trouve (de l'UV à l'IR lointain) :

- les excimères (*ArF* : 193 nm, *KrF* : 249 nm, *XeCl* : 308 nm)
- laser à argon ionisé (raies dans le bleu et le vert)
- laser hélium néon (c'est le néon qui est utilisé pour l'effet laser) 632,8 nm , 543,3 nm , 1,15  $\mu$ m, 3,39  $\mu$ m.
- laser *CO*<sub>2</sub> : très nombreuses raies autour de 9,6  $\mu$ m et 10,6  $\mu$ m

Les lasers à *CO*<sub>2</sub> sont les seuls à être vraiment efficaces (rendement de 15% à 20%). Ils sont utilisés dans l'industrie pour le traitement des matériaux. Quand aux autres, le rendement est largement inférieur à 1%.

Les lasers à gaz sont souvent des lasers encombrants et nécessitant un refroidissement par eau important (quasiment toute l'énergie apportée par le pompage part en chaleur). Même si les lasers à gaz dans le visible (Argon, Hélium Néon) tendent à être remplacés par des lasers à solides, les lasers à excimères et les lasers *CO*<sub>2</sub> restent très utilisés (traitement des matériaux au sens large).

### 5.2. Les lasers à colorant

Les lasers à colorant utilisent des molécules organiques émettant en général dans le visible (d'où leur nom de colorant). Ces molécules sont diluées dans un solvant (en général alcoolique, comme l'éthylène glycol ou le méthanol).

Le pompage des lasers à colorant est optique : soit par des lampes à arc, soit, dans la majorité des cas par d'autres lasers (lasers à gaz ou laser à solide).

Le spectre couvert est l'intégralité du visible. En effet, les colorants sont des molécules organiques complexes qui possèdent une multitude de niveaux d'énergie. Les niveaux sont tellement serrés qu'on parle plutôt de bande d'énergie. Une molécule de colorant couvre en général continûment une région du visible de l'ordre d'une cinquantaine de nanomètres. Les lasers à colorant sont les seuls lasers à couvrir entièrement le spectre visible.

Malgré ces propriétés intéressantes, les lasers à colorant sont peu utilisés car leur mise en œuvre est lourde : pour éviter de détruire les molécules à cause du pompage, le colorant circule dans la zone de pompage à partir d'un réservoir. De plus, le mélange colorant + solvant se dégrade dans le temps et doit être changé régulièrement.

### 5.3. Les lasers à solide

#### a) Introduction

Dans les lasers à solides, on distingue les lasers à semi-conducteur (ou diodes laser) pompées électriquement, des solides à matrice cristalline ou vitreuse, pompés optiquement.

#### b) Les diodes laser

Les diodes lasers utilisent les recombinaisons entre les paires "électron-trou" existant dans les semi-conducteurs pour émettre de la lumière sous forme d'émission stimulée. Le pompage est électrique avec un rendement qui peut atteindre 60%. Selon les matériaux choisis (*GaN*, *GaAlInP*, *AlGaAs*,...) les longueurs d'onde peuvent couvrir du proche UV à l'infrarouge proche. Ce sont les lasers les plus compacts (la cavité utilise les faces clivés du semi conducteur et mesure à peine 1 mm de longueur) et les plus efficaces qui existent. La puissance peut maintenant atteindre plusieurs kilowatts en associant des centaines de diodes lasers et en les combinant dans une même fibre optique. Les seuls défauts des diodes laser sont la mauvaise qualité spatiale du faisceau émis et l'impossibilité de fonctionner en régime déclenché (à cause d'un débit d'émission spontanée trop important, cf chapitre sur les différents régimes de fonctionnement temporels)

#### c) Les lasers solides autres

Les autres lasers à solide vont pouvoir pallier les défauts des diodes lasers.

Ils utilisent des matrices non conductrices du courant et ne peuvent donc pas être pompés électriquement. Ils sont pompés optiquement par des diodes lasers ou par des lampes à arc (flash). Les matrices sont dopées avec des ions dont on utilise les transitions pour réaliser l'effet laser ( $Nd^{3+}$ ,  $Yb^{3+}$ ,  $Er^{3+}$ ,  $Ti^{3+}$ ...).

Les lasers à solide émettent en général dans le rouge et l'infrarouge proche. On notera en particulier la longueur d'onde du  $Nd^{3+}$  : YAG ( $Y_3Al_5O_{12}$ ) qui est un grenat d'aluminium et d'yttrium émettant principalement à 1064 nm. Suivant l'ion et la matrice utilisés, les bandes d'émissions peuvent être étroites ou larges. Le record appartenant au saphir dopé au titane ( $Ti^{3+}$  :  $Al_2O_3$ ), pouvant émettre entre 700 nm et 1100 nm.

Grâce à l'optique non linéaire, il est possible de convertir la longueur d'onde des lasers à solide dans le visible et dans l'ultraviolet. En fait, lorsque les champs électriques sont très intenses, comme c'est le cas pour les ondes lasers, la matière ne répond pas linéairement à l'excitation électromagnétique de la lumière. Elle répond en émettant de nouvelles fréquences. La figure 23 montre qu'il est possible de générer de nouvelles fréquences dans une cuve d'eau si le laser est suffisamment intense.

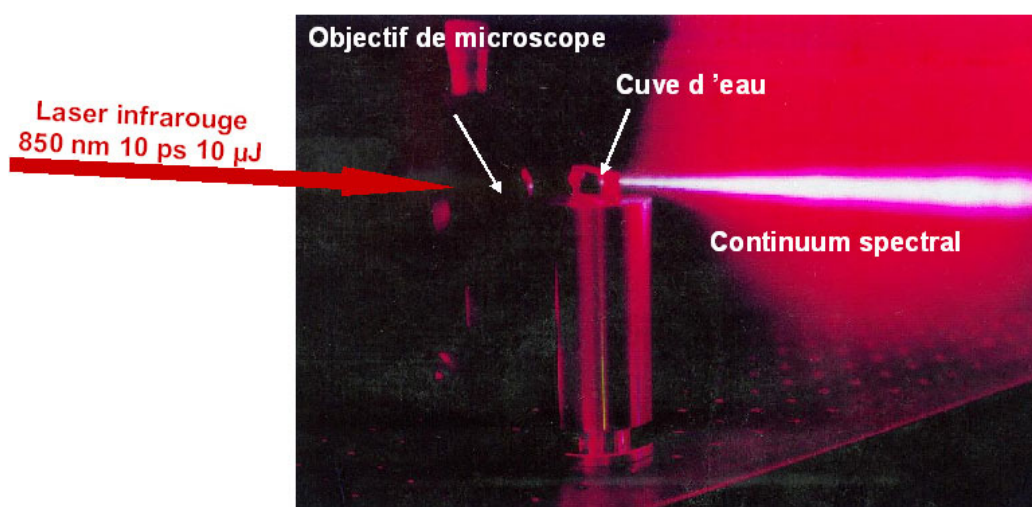
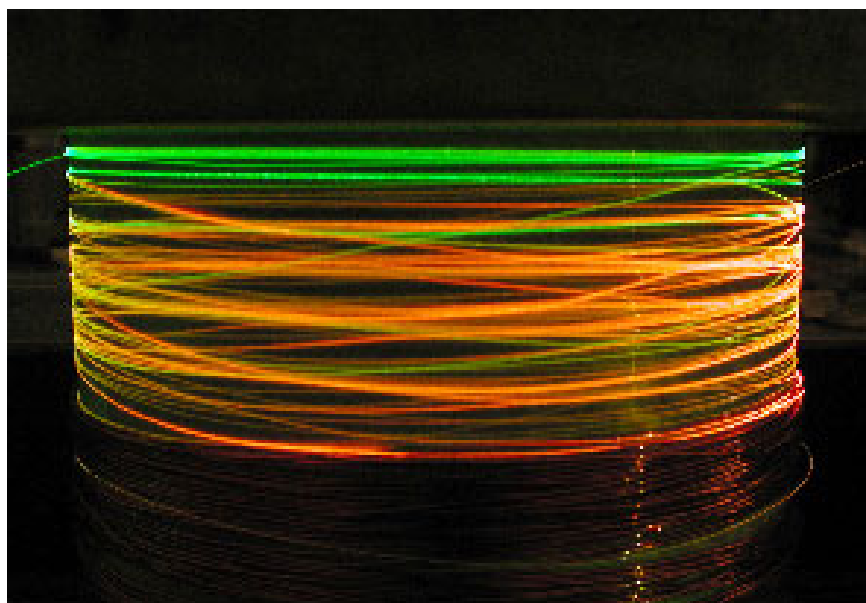


Figure 23 : Effet non linéaire (continuum de fréquence) avec un laser émettant des impulsions picosecondes focalisées dans l'eau à un diamètre de quelques microns (l'énergie est de  $10\mu\text{J}$ ).

La figure 24 donne un autre exemple d'effet non linéaire créé dans une fibre optique standard lorsque la densité de puissance crête dépasse le  $\text{GW}/\text{cm}^2$  : un faisceau de couleur verte ( $532\text{ nm}$ ) est injecté dans la fibre. De nouvelles fréquences sont générées dans l'orange et dans le rouge par effet Raman.



Les effets non linéaires sont plus ou moins importants selon la nature des matériaux. Pour favoriser cet effet on utilise des cristaux dit non linéaires. La figure 25 donne un autre exemple de génération de fréquences dans le visible à partir cette fois d'un cristal non linéaire. L'effet non linéaire le plus utilisé est le doublement de fréquence, en particulier pour la conversion  $1064\text{ nm}$  (laser  $\text{Nd} : \text{YAG}$ )  $\rightarrow 532\text{ nm}$  (émission dans le vert).



Les lasers à solides se différencient entre eux par la géométrie du milieu amplificateur : on trouve des milieux massifs (en général des cristaux) de dimensions millimétriques et des fibres optiques dont la longueur peut atteindre quelques mètres. Les lasers à solides pompés par diode, et en particulier les lasers à fibre, sont extrêmement robustes et possèdent des durées de vie supérieures à 10 000 heures. Ils sont très appréciés pour les applications industrielles (soudure, marquage...). Leur compacté est un atout supplémentaire.

## 6. Quelques pistes pour les applications

Le laser est maintenant présent dans beaucoup de domaines (télécommunications optiques, stockage d'informations (CD, DVD), instrumentation, mesures, bio-médical, traitement des matériaux ...). Il devient de plus en plus fiable, compact et puissant. Le champ d'applications va donc en s'élargissant. Il est assez difficile d'en donner une liste exhaustive tant les applications du laser sont multiples. On peut cependant faire un classement en fonction des propriétés du rayonnement laser. Rappelons ici que c'est un concentré de lumière spatial, spectral et temporel.

### 6.1. Concentré spatial

Le faisceau laser peut être extrêmement peu divergent. Cette qualité va pouvoir être utilisée pour projeter de la lumière très loin de la source. C'est ainsi que grâce au laser, il est possible d'envoyer de la lumière sur la lune et de collecter en retour quelques photons qui se sont réfléchis dans des réflecteurs posés à la surface lunaire lors des missions Apollo. Par la mesure du temps d'aller et retour de la lumière entre la terre et la lune, le laser permet de connaître précisément la distance qui nous sépare de la lune.

Grâce à sa faible divergence, le laser est utilisé en télémétrie, pour mesurer à distance (jusqu'à plusieurs centaines de kilomètres) la concentration ou la nature des gaz, la vitesse des vents, la distance à un obstacle ou à une cible. L'instrument associé s'appelle alors un LiDAR (pour Light Detection and Ranging), à l'image du radar dans le domaine des ondes radio.

Le laser peut également être focalisé sur des dimensions de l'ordre de la longueur d'onde. Cette propriété est utilisée soit pour traiter les matériaux (perçage, découpe, marquage) soit pour les analyser (microscopie confocale par exemple).



## 6.2. Concentré spectral

Le laser est capable d'émettre un rayonnement à une fréquence extrêmement précise : la précision relative  $\Delta\nu/\nu$  atteint  $10^{-14}$ . Il est donc une référence de fréquence qui peut maintenant être assez facilement raccordé à l'étalon de fréquence constitué par l'horloge à Césium.

C'est grâce au laser que la spectroscopie a beaucoup progressé. La finesse spectrale des sources lasers permet maintenant de manipuler des atomes, de les refroidir et de transposer les connaissances du domaine optique au domaine des atomes (optique atomique).

## 6.3. Concentré temporel

Les événements les plus courts jamais créés par l'homme sont obtenus à partir de lasers interagissant avec des gaz. Actuellement, ces durées se situent en dessous de la femtoseconde.

Les lasers à modes synchronisés en phase produisent classiquement des impulsions picosecondes ou femtosecondes (lasers commerciaux) qui sont nettement plus courtes que les événements à analyser. Ils peuvent donc servir pour échantillonner temporellement un phénomène très rapide, comme une réaction chimique avec la création de radicaux.

Les lasers déclenchés (impulsions nanosecondes) peuvent être utilisés pour figer le déplacement de particules dans un gaz ou d'une pièce en mouvement (effet stroboscopique). Le concentré temporel permet d'atteindre des champs électriques instantanés qui peuvent être supérieurs aux champs de liaison des atomes dans une molécule ou un métal. Il est donc possible de créer des plasmas ou d'arracher des atomes à une surface sans créer d'échauffement.

---

\* \*

\*

**Pour aller plus loin :**

Livres de base sur les lasers : [Fundamentals of Photonics [ISBN 0-471-83965]], [Les lasers - Cours et exercices corrigés], [Introduction aux lasers et à l'optique quantique [ISBN 2-7298-5778-8]], [Lasers, interaction lumière-atomes], [Lasers [ISBN 0-935702-11-3]], [Les Lasers (5e édition mise à jour) [ISBN 2-13-044176-9]], [Principles of laser (Titre original : Principi dei laser) 2e éd. [ISBN 0-306-40862-7]], [Principles of laser (Titre original : Principi dei laser) 3e éd. [ISBN 0-306-42967-5]], [Lasers [ISBN 0-471-62731-3]], [Fundamentals of laser optics [ISBN 0-306-44604-9]], [Interaction laser molécule : physique du laser et optique non linéaire moléculaire [ISBN 2-84054-017-7]].

Livres orientés vers les applications et la technologie des lasers : [Solid-state laser engineering (4ème éd.rev. et cor.) [ISBN 3-540-60237-2]], [The Laser], [Applications des lasers - Principes optiques avec problèmes commentés. [ISBN 2-225-84002-4]], [Les lasers et leurs applications [ISBN 2-225-64053-X]], [Le laser - Principes et techniques d'application - Industries - Nucléaire - Armement - Télécommunications - Médecine. (3e ed mise à jour) [ISBN 2-85206-533-3]], [Stéréophotolithographie laser [ISBN 2-84054-021-5]], [Applications des lasers - Principes optiques avec problèmes commentés [ISBN 2-225-84002-4]], [Lasers and applications].

Sécurité laser : [Sécurité du rayonnement des appareils à laser, classification des matériels, prescriptions et guide de l'utilisateur].

Les sites :.

# III. Etude de cas: Laser Nd : YAG pompé par diode

L'objectif de cette étude de cas est de regarder concrètement comment construire un laser *Nd : YAG* pompé par diode émettant à  $1064\text{ nm}$ . Cette étude de cas permet de préciser et d'approfondir certaines notions dans une perspective concrète de mise en application. Nous allons voir quels sont les ordres de grandeurs et quels sont les points clefs technologiques.

## 1. Spectroscopie de l'ion néodyme

### 1.1. Présentation des niveaux d'énergie

L'ion néodyme ( $Nd^{3+}$ ) dans la matrice de *YAG* ( $Y_3Al_5O_{12}$ , grenat d'yttrium et d'aluminium) possède une multitude de niveaux qui peuvent donner différentes transitions laser. La figure E1 repère les niveaux d'énergie en nombre d'onde  $\sigma$  exprimés par convention en  $cm^{-1}$ . Pour obtenir la longueur d'onde  $\lambda$  (en  $m$ ) correspondant à une transition entre deux niveaux 1 et 2, il faut écrire :  $\lambda = 10^{-12}/(\sigma_2 - \sigma_1)$ .

Les niveaux d'énergie de l'ion  $Nd^{3+}$  sont repérés par un ensemble de lettres et de chiffres qui donnent les nombres quantiques associés aux différentes composantes : la lettre correspond au nombre quantique orbital, le chiffre en exposant donne le nombre quantique de spin et la fraction en indice le nombre quantique angulaire. A cause du champ cristallin (effet Stark), les niveaux d'énergie sont éclatés en sous niveaux qui sont repérés par des lettres indicées ( $Z_1...R_2$ ).

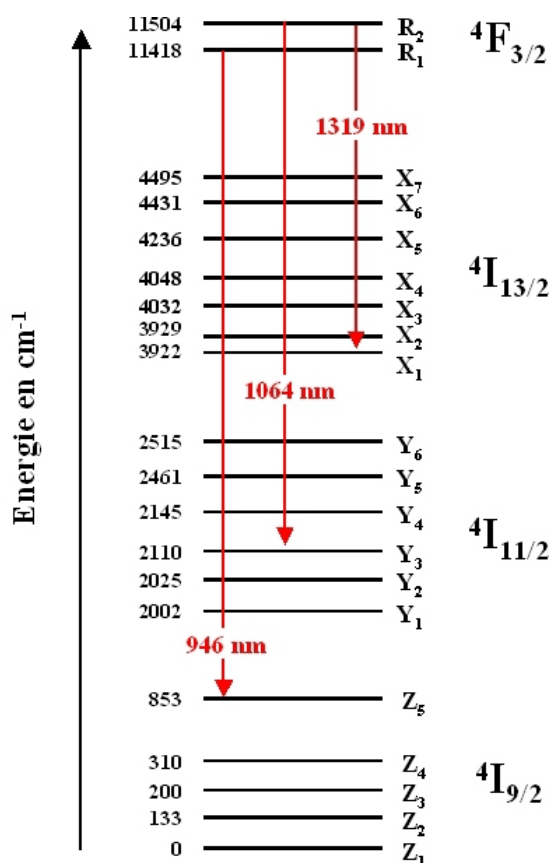


Figure E1 : Différents niveaux de l'ion néodyme. (il existe également des niveaux d'énergie plus élevées non représentés qui ne participent pas à l'émission laser)

Le niveau  $4F_{3/2}$  est le seul dans lequel les ions néodyme restent longtemps. Le temps de vie de ce niveau est de l'ordre de  $230\mu s$  alors qu'il est inférieur à la nanoseconde sur les autres niveaux. Les ions vont donc s'accumuler dans ce niveau et peuvent en descendre par émission stimulée intense.

### Définition

le temps de vie d'un atome dans un niveau donne le temps moyen de présence dans ce niveau avant désexcitation. On peut montrer que si la population du niveau est  $N_0$  à  $t = 0$  s, elle vaut  $N(t) = N_0 \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right)$ , à l'instant  $t$ , avec  $\tau$  le temps de vie.

La figure E1 montre une multitude de niveaux d'énergie et donc une multitude de possibilités d'émission et de transitions laser à partir du niveau  $4F_{3/2}$ . Les flèches en rouge donnent les longueurs d'onde sur les transitions lasers les plus utilisées :  $1064\text{ nm}$  correspond à la transition qui a la probabilité d'émission stimulée la plus grande. Il existe également une raie dans l'infrarouge plus lointain vers  $1320\text{ nm}$ . Enfin, le Nd : YAG possède aussi une transition assez efficace dans l'infrarouge proche, à  $946\text{ nm}$ .

## 1.2. Peuplement des "niveaux du bas" à température ambiante

Afin de connaître l'efficacité d'une transition laser, il est important de savoir si le niveau du bas est peuplé ou non à l'équilibre thermodynamique. Pour cela, on applique la loi de Boltzmann :

$N_1 = N_0 \cdot \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right)$ ,  $N_0$  étant la population du niveau fondamental dont l'énergie est prise à 0,  $N_1$  étant la population du niveau d'énergie  $E_1$  que l'on considère.

Afin d'en avoir une utilisation facile, on peut convertir l'énergie "thermique"  $kT$  en  $cm^{-1}$  grâce à la formule donnée en remarque ci-dessous. Pour une température de  $300 K$ , on trouve  $kT = 208cm^{-1}$ .

### Remarque

A partir de la relation entre une fréquence et un niveau d'énergie :  $E = h\nu$ , on peut en déduire la relation entre les énergies exprimées en nombre d'onde et les énergies exprimées en joule :  $E(J) = 100 h c E(cm^{-1})$ .

En appliquant la loi de Boltzmann, on peut donc montrer que les niveaux du bas pour les transitions à  $1064 nm$  et à  $1320 nm$  ne sont pas peuplés car ils sont situés à plusieurs milliers de  $cm^{-1}$  du niveau fondamental : le rapport  $E_1/kT$  est alors très faible.

En revanche, le niveau du bas ( $Z_5$ ) pour la transition à  $946 nm$  a une énergie qui est du même ordre de grandeur que  $kT$ . 1,6% de la population du niveau fondamental se trouve dans le niveau du bas. Pour réaliser une inversion de population, il faudra donc mettre au moins la même quantité d'ions dans le niveau du haut et cette quantité ne sera pas utilisable pour l'amplification par émission stimulée, d'où une perte d'efficacité par rapport aux transitions précédentes.

## 1.3. Le système fonctionnant à 1064 nm pompé par diode à 808 nm

L'ion néodyme a également d'autres niveaux situés à une énergie plus élevée que le niveau  $^4F_{3/2}$ . (que nous n'avons pas représenté sur la figure E1 par souci de simplicité). Par exemple, le niveau  $^4F_{5/2}$  permet l'absorption de lumière à  $808 nm$ . A partir du niveau  $^4F_{5/2}$ , les ions redescendent de façon non radiative sur le niveau  $^4F_{3/2}$ . Ainsi, la transition de pompage ( $^4I_{9/2}$  vers  $^4F_{5/2}$ ) est effectué sur deux niveaux différents de ceux de la transition laser ( $^4F_{3/2}$  vers  $^4I_{11/2}$ ). Le système est donc à quatre niveaux (figure E2).

Il faut également noter que les ions ne s'accumulent pas sur le niveau du bas une fois qu'ils ont cédé leur énergie sous forme lumineuse : le passage entre le niveau  $^4I_{11/2}$  et le niveau fondamental est très rapide.

Le cycle d'un ion néodyme est résumé sur la figure E2. Il s'agit en fait du schéma spectroscopique idéal car tous les ions excités s'accumulent sur le niveau du haut et le niveau du bas n'est jamais peuplé, ni à l'équilibre thermodynamique, ni en fonctionnement laser.

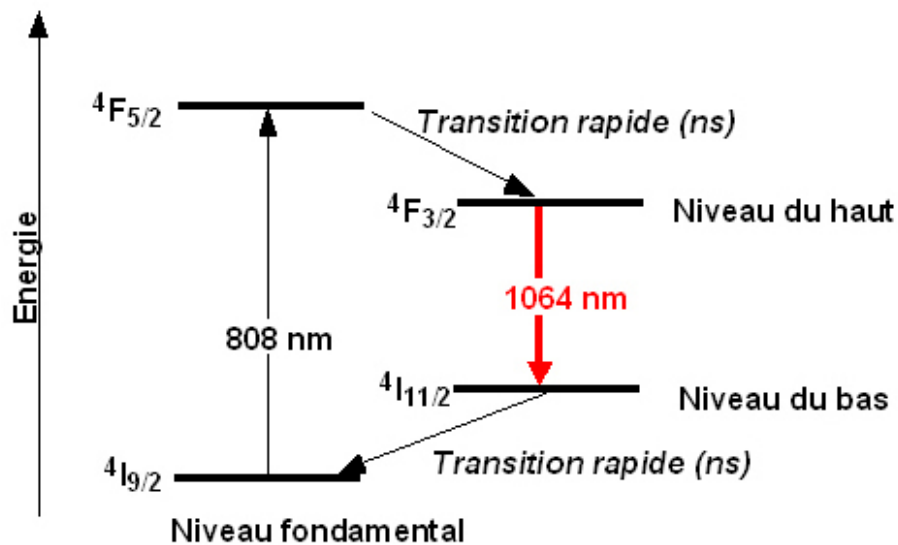


Figure E2 : Schéma simplifiée pour la transition à 1064 nm.

## 2. Le milieu amplificateur pompé par diode

### 2.1. Description expérimentale

Le pompage à 808 nm est assuré par une diode laser. Celle-ci émet une puissance de 500 mW sur une surface émettrice rectangulaire ( $1 \mu m$  par  $100 \mu m$ ). Le rayonnement de pompe est collecté par un objectif qui renvoie l'image de la surface émettrice à l'infini (collimation). Il est ensuite focalisé dans le cristal de Nd : YAG. Le grandissement de l'ensemble des optiques (collimation + focalisation) est de 1. Le rayonnement issu de la diode laser est très divergent (50), il est donc nécessaire d'utiliser des optiques qui sont très ouvertes pour collecter l'ensemble du flux issu de la surface émettrice. C'est pourquoi nous utilisons ici un objectif de collimation avec une ouverture numérique de 0,5.

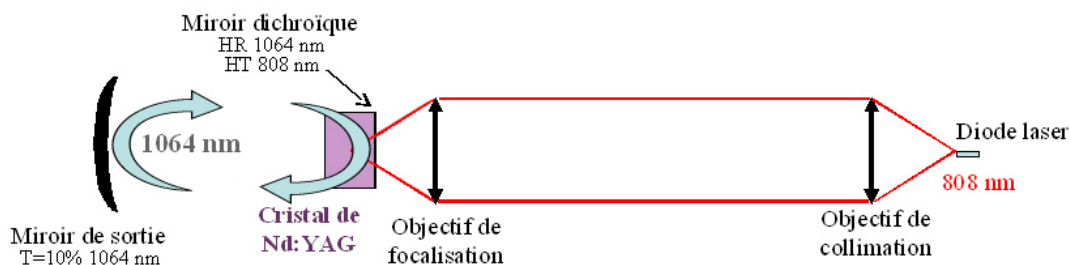


Figure E3 : Schéma de l'optique de pompage.

Le cristal laser a une longueur de 10 mm. L'axe optique de la cavité est dans le prolongement de l'axe optique de pompage : on parle de pompage longitudinal. Le cristal possède un traitement diélectrique sur sa face d'entrée. Il s'agit d'un traitement miroir à la longueur

d'onde  $1064\text{ nm}$  et anti relet à  $808\text{ nm}$ . Ainsi, le faisceau de pompe traverse le cristal pendant que le signal laser est réfléchi.

Le point de focalisation dans le cristal laser est de l'ordre de  $20\text{ }\mu\text{m}$  par  $100\text{ }\mu\text{m}$  (les aberrations des optiques font que la section rectangulaire la plus fine de la diode ( $1\text{ }\mu\text{m}$ ) n'est pas imagée correctement). Ce point peut sembler très petit mais il est essentiel que le faisceau de pompe soit focalisé dans le cristal pour que le pompage soit efficace et que le gain effectif atteigne une valeur importante, suffisante pour dépasser le seuil d'oscillation. En effet, on peut montrer que lorsque le faisceau laser a une intensité très petite, le gain effectif  $G_0$  est lié à l'éclairement de la pompe  $E_p$  sur le cristal par la formule suivante (dans l'hypothèse où le faisceau de pompe et le faisceau laser ont la même section).

$G_0 = \exp(Cste \cdot E_p)$  où  $Cste$  est une constante qui dépend des paramètres spectroscopiques du cristal et de la taille des faisceaux.

Expérimentalement, on peut facilement mesurer le gain dans le montage de la figure E3. Pour une pompe de  $500\text{ mW}$  focalisé sur une surface d'une centaine de microns de côté,  $G_0$  est de l'ordre de  $1,5$  à  $1064\text{ nm}$  pour le Nd : YAG.

### 3. La mise en cavité du cristal de Nd :YAG

Afin de parvenir à construire un oscillateur laser, nous mettons en place un miroir de sortie faisant face au miroir qui est déposé sur le Nd : YAG. Le choix de ce miroir est important au niveau de sa transmission à  $1064\text{ nm}$ , de sa réflectivité aux autres longueurs d'onde et de son rayon de courbure.

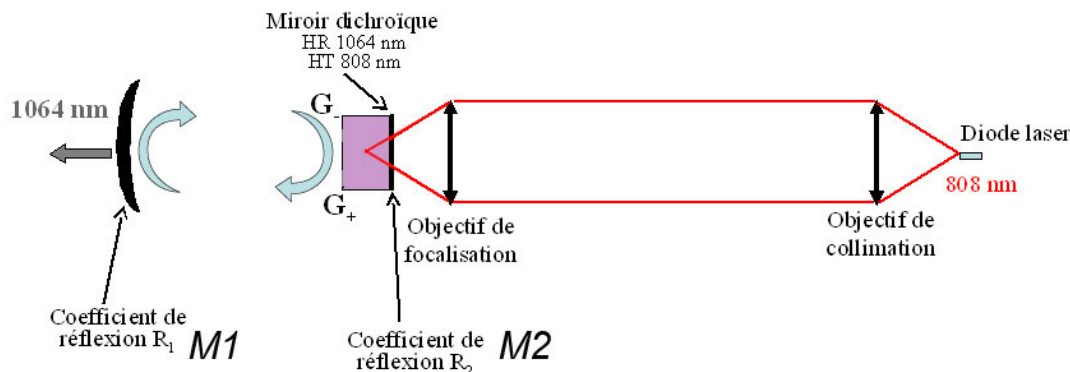


Figure E4 : Schéma du montage complet avec le miroir de sortie.

#### 3.1. Puissance de pompe au seuil

##### a) Transmission du miroir de sortie

La transmission du miroir de sortie doit être choisie en fonction du gain disponible dans le milieu amplificateur. On sait, d'après le cours, que le produit des gains dans un sens et dans l'autre,  $G_+ \times G_-$  doit être supérieur à  $1/R_1R_2$ . (voir figure E4 pour les grandeurs) pour avoir une oscillation laser. Ici, on suppose que le miroir déposé sur le cristal de Nd : YAG est très réfléchissant, de telle sorte que  $R_2 = 1$ . Cependant, la cavité peut avoir quelques pertes aux passages de l'interface cristal-air dans la cavité ou par diffusion sur des poussières collées sur les miroirs. Pour en tenir compte, nous les regroupons par convention sur le miroir  $M2$  en donnant un coefficient de réflexion légèrement inférieur à 100%. Ces pertes, dites passives,

sont généralement de l'ordre de 1% à 2% dans ce type de cavité laser. Nous prenons ici 2%, donc  $R_2 = 98\%$ . La transmission du miroir de sortie M1 restant petite ( $T_1 = 10\%$ ), l'intensité dans le laser ne va pas varier fortement avant et après le cristal. On peut donc supposer que dans tous les cas,  $G_+ = G_-$ .

Sachant que  $R_1 = 1 - T_1$ , la condition d'oscillation s'écrit :  $G^2 > 1/R_1R_2$ .

A pleine puissance de pompe, et pour un signal à 1064 nm petit,  $G_0^2$  vaut 2,25 d'après l'ordre de grandeur donné dans la partie « le milieu amplificateur pompé par diode ». La fraction  $1/R_1R_2$  vaut 1,13. On est donc largement au dessus du seuil d'oscillation.

### b) Puissance de pompe au seuil d'oscillation

On peut calculer la puissance de pompe  $P_P$  nécessaire pour atteindre le seuil d'oscillation (de telle sorte que  $G_0^2 = 1/R_1R_2$ ). Pour cela, on peut donner l'expression du gain  $G_0$  en fonction de la puissance de pompe en utilisant la formule de la partie « le milieu amplificateur pompé par diode » :

$$G_0 = \exp\left(\frac{P_P \ln G_{0max}}{P_{Pmax}}\right)$$

avec  $G_{0max} = 1,5$  et  $P_{Pmax} = 500 \text{ mW}$ . D'où :

$$P_{Pseuil} = \frac{1}{2} \frac{P_{Pmax}}{\ln(G_{0max})} \ln\left(\frac{1}{(R_1 R_2)}\right)$$

Ce qui donne une valeur pour la puissance de pompe au seuil de 77 mW.

### c) Pourquoi faire des faisceaux si petits ?

Les faisceaux à 808 nm et à 1064 nm ont une dimension de l'ordre de 70 μm en rayon à l'intérieur du cristal. Cette taille peut sembler très petite mais elle est nécessaire pour que le nombre d'ions par unité de volume soit suffisante et également pour que le nombre de photons à 1064 nm soit suffisant pour déclencher une émission stimulée efficace. En utilisant la formule du gain en fonction de l'éclairement, on peut également introduire la puissance de pompe et le rayon du faisceau de pompe,  $r$  :  $E_p = P_P / (\pi r^2)$ . En supposant que les faisceaux à 808 nm et à 1064 nm gardent le même rayon, on peut calculer le rayon limite tel que le laser soit au seuil d'oscillation avec un miroir de sortie transmettant 10% et la puissance de pompe maximale :

Pour faire ce calcul, on reprend la formule  $G_0 = \exp(Cste \cdot E_p)$  avec les conditions suivantes données dans la partie « le milieu amplificateur pompé par diode » :  $G_{0max} = 1,5$  pour une puissance de pompe de  $P_{Pmax} = 500 \text{ mW}$  focalisé dans le cristal sur un rayon de  $r_{max} = 70 \mu\text{m}$ . La constante peut donc se trouver facilement :  $Cste = \ln(G_{0max}) \pi r_{max}^2 / P_{Pmax}$ .

Pour être au seuil avec la puissance de pompe maximale, il faut que  $G_0^2 = 1/(1 - T)$  avec

$$G_0 = \exp\left(\frac{\ln(G_{0max}) r_{max}^2}{r^2}\right)$$

On en déduit que le rayon  $r$  vaut

$$r = r_{max} \sqrt{2 \frac{\ln(G_{0max})}{\ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)}}$$

On trouve que  $r = 178 \mu m$ . Ce qui veut dire que si les faisceaux ont un diamètre supérieur à cette valeur, la puissance de pompe est insuffisante pour atteindre le seuil d'oscillation. On voit qu'il faut garder des tailles largement inférieures au millimètre pour les rayons des faisceaux.

### 3.2. Sélection de la transition laser à 1064 nm, choix des miroirs diélectriques

On a vu dans la partie « Spectroscopie de l'ion néodyme » que le Nd : YAG pouvait fonctionner sur de nombreuses transitions laser, en particulier sur trois "massifs" de raies : vers 1064 nm, vers 946 nm et vers 1320 nm. Il se trouve que la transition correspondant à 1064 nm est, de loin, celle qui donne le plus grand gain effectif. Le laser va donc naturellement avoir tendance à fonctionner à 1064 nm.

Cependant, pour éviter toute oscillation parasite, il vaut quand même mieux contrôler le coefficient de réflexion des miroirs aux longueurs d'onde indésirables. Ainsi, on va s'arranger pour que le produit  $1/R_1(\lambda)R_2(\lambda)$  soit plus grand que le gain disponible  $G_0^2$  à la longueur d'onde  $\lambda$  définie comme indésirable. Le seuil ne pourra donc pas être atteint.

Les traitements diélectriques utilisés pour réaliser les miroirs utilisent en fait le principe des interférences : il s'agit d'un dépôt de couches minces (par exemple une alternance de couches  $SiO_2$  et  $TiO_2$ ) telle que certaines longueurs d'onde se trouvent en interférences constructives à la réflexion sur l'ensemble des couches. Les interférences sont constructives pour certaines longueurs d'onde mais pas pour d'autres. Les miroirs diélectriques ont une bande de réflectivité donnée qui s'étend généralement sur quelques dizaines de nanomètres en longueur d'onde. De part et d'autre de la bande de réflectivité, le miroir est généralement bien transparent. La figure E5 présente une courbe de réflectivité classique pour un miroir réfléchissant à 1064 nm ainsi qu'une photo d'un tel miroir posé sur une feuille blanche. On voit clairement la feuille blanche à travers le miroir, preuve que ce dernier est transparent dans le visible alors qu'il est complètement réfléchissant dans l'infrarouge proche.

Courbe de réflectivité d'un miroir classique

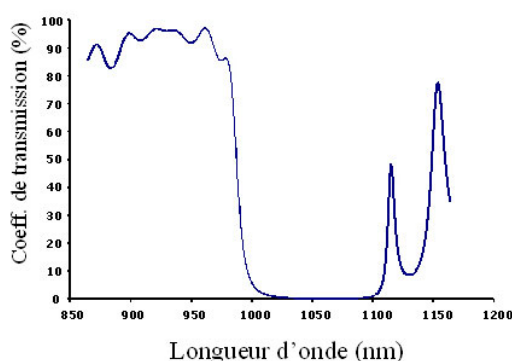


Figure E5 : Photo d'un miroir hautement réfléchissant à 1064 nm et courbe de réflectivité associée.

### Remarque

Les miroirs utilisés dans les lasers ne sont jamais des miroirs métalliques. En effet, ces derniers ont un coefficient de réflexion moins bon, de l'ordre de 97%. Le reste étant absorbé par la surface métallique. Ces miroirs créent non seulement des pertes indésirables mais sont également sujet à un échauffement lorsqu'ils sont mis dans un laser. Il peuvent même avoir tendance à se déformer localement sous l'influence du faisceau laser.

### 3.3. Choix du rayon de courbure du miroir, mode laser dans la cavité

La cavité décrite sur la figure E4 est une cavité dite "plan-concave" : composée d'un miroir plan déposé sur le cristal de Nd : YAG et d'un miroir concave de sortie. Le rayon de courbure du miroir ainsi que la distance entre les deux miroirs ne sont pas quelconques. Ils sont choisis pour qu'il puisse exister une onde gaussienne capable de se propager indéfiniment dans la cavité en gardant la même forme en tout point de la cavité.

La figure E6 donne l'allure du front de cette onde en quelques points de la cavité. Son rayon de courbure épouse la forme des miroirs d'extrémité : concave d'un côté et plan de l'autre. Pour qu'une telle onde gaussienne existe dans une cavité plan concave, on peut montrer que la longueur de la cavité doit être inférieure au rayon de courbure du miroir concave. On dit alors que la cavité est stable.

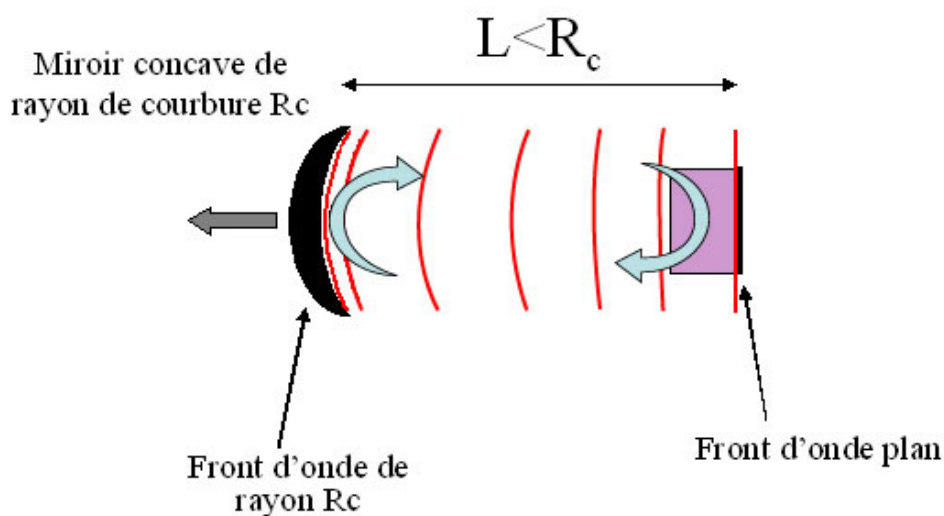


Figure E6 : Allure du front de l'onde gaussienne se propageant indéfiniment dans la cavité.

## 4. Mise en oeuvre du laser

### 4.1. La diode laser pour le pompage

Cette partie décrit concrètement avec quels composants réels est construit le laser.

Le boîtier de la diode laser est visible sur la figure E7. Un zoom permet de voir la diode laser elle-même avec sa surface émettrice rectangulaire de  $1 \mu m$  par  $100 \mu m$ . Elle est posée sur un socle vertical à l'intérieur du boîtier. Celui-ci contient également un élément Peltier qui permet de réguler la diode en température. Le boîtier est monté sur un radiateur métallique afin

d'évacuer la chaleur dégagée lors du fonctionnement de la diode. Pour que la diode laser émette  $500\text{ mW}$  à  $808\text{ nm}$ , il faut lui injecter un courant de  $1\text{ A}$  sous  $2\text{ V}$  environ.

Sur la figure E7, on voit également l'ensemble des fils électriques qui vont vers l'alimentation permettant de contrôler le courant injecté dans la diode ainsi que sa température.

Le contrôle de la température est important car la longueur d'onde d'émission de la diode laser varie environ de  $0,3\text{ nm par }^\circ\text{C}$ . Selon le courant injecté, l'échauffement de la jonction de la diode n'est pas le même et le spectre varie facilement de plus de  $1\text{ nm}$ . Ceci est à prendre en compte car le spectre d'absorption du Nd : YAG est centré à  $808\text{ nm}$  avec une largeur de l'ordre du nm. Un glissement de la longueur d'onde de la diode laser va donc entraîner une baisse d'absorption (les photons de pompe ne seront plus accordés avec la transition de pompe) et par conséquent une baisse du gain effectif.

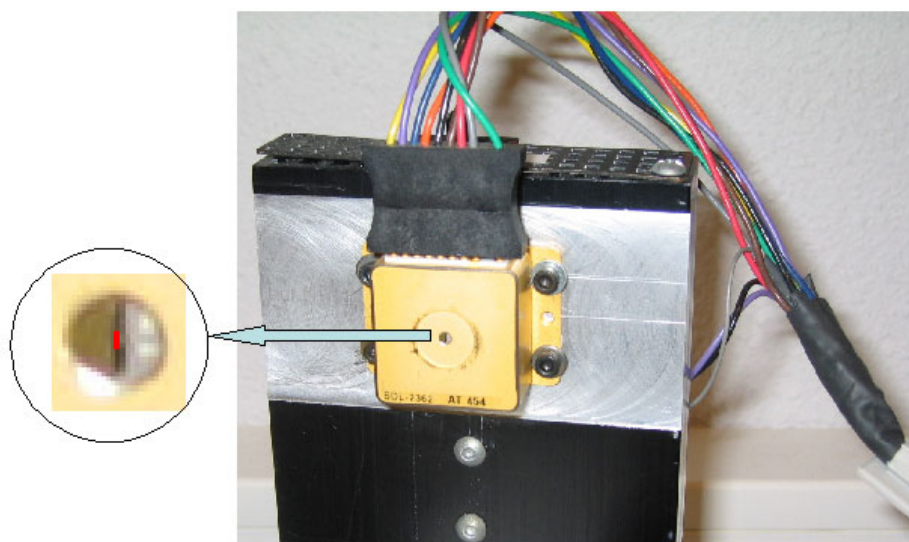


Figure E7 : Photo du boîtier de la diode laser.

## 4.2. Le laser Nd :YAG

L'ensemble du laser est visible sur la figure E8. On y reconnaît les différents composants du laser, son optique de pompage et la cavité. Cette photo permet de constater que les différents composants sont positionnés dans des montures réglables : les objectifs de collimation et de focalisation sont montés dans des translations "xyz" dans les trois directions.

Il est important de comprendre que ces translations doivent être très précises. En effet, la taille des faisceaux dans le cristal de Nd : YAG n'est que de  $70\text{ }\mu\text{m}$  en rayon. Pour que le faisceau laser et le faisceau de pompe soient au même endroit, il faut donc être capable de déplacer le faisceau de pompe avec une précision d'une dizaine de microns dans le plan perpendiculaire à l'axe optique.

Les miroirs de la cavité (Nd : YAG d'un côté et miroir de sortie de l'autre) sont montés dans des supports réglables en angle. En effet, il faut que les miroirs soient en regard l'un de l'autre avec une très grande précision pour que l'onde gaussienne puisse faire indéfiniment des allers et retours dans la cavité. Pour avoir un ordre de grandeur de la précision angulaire du réglage sur le miroir de sortie, il faut pouvoir régler son axe optique afin qu'il traverse la zone pompée dans le cristal. Cette zone ne faisant qu'une centaine de microns, il faut un réglage à  $10\text{ }\mu\text{m}$  près alors que le miroir de sortie se trouve à  $7\text{ cm}$  environ du Nd : YAG. Ceci donne un angle de  $0,1\text{ mrad}$ .

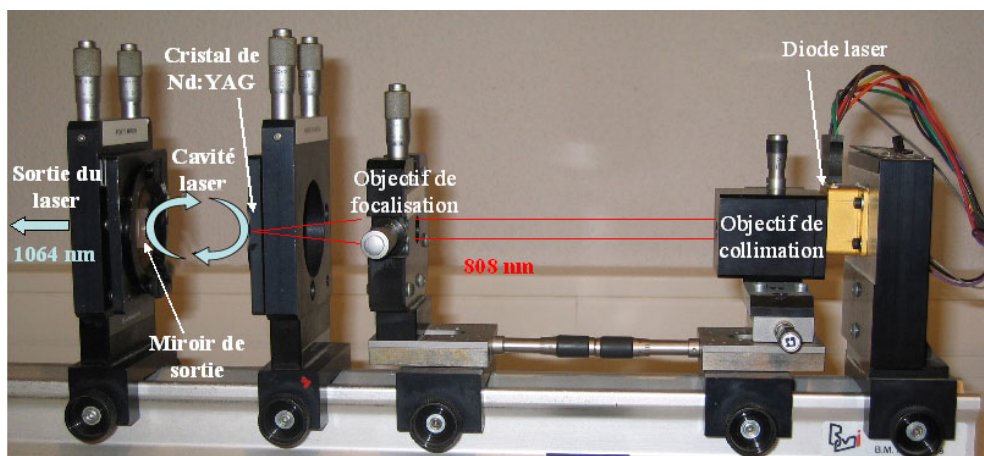


Figure E8 : Photo de l'ensemble des composants du laser (construit par BM Industries).

Pratiquement, on commence par collimer le faisceau de pompe puis par l'aligner parallèle au banc. Le faisceau de pompe définit alors un axe de référence (l'axe optique) qui va nous être utile pour régler les miroirs de la cavité. En effet, nous sommes ici dans le cas d'un pompage "colinéaire" pour lequel l'axe de pompe est confondu avec l'axe optique de la cavité.

On profite donc de ce faisceau pour régler le miroir "Nd : YAG" par autocollimation. On fait de même avec le miroir de sortie. On focalise ensuite le faisceau de pompe dans le cristal de Nd : YAG. En plaçant le miroir de sortie à une distance inférieure à la distance critique (qui est ici de  $100\text{ mm} = R_c$ ), on obtient assez facilement l'effet laser.

Celui-ci se caractérise par un point lumineux intense, bien sûr invisible à l'œil (nous sommes à  $1064\text{ nm}$ ) mais visible avec une caméra CCD ou un simple appareil photo, comme le montre la figure E9. Cette photo est prise hors de l'axe optique. Les photons laser qui arrivent sur le détecteur sont des photons diffusés par le miroir. Proportionnellement aux photons qui sont dans l'axe de la cavité, ils sont très peu nombreux. Ils sont cependant en nombre largement suffisant pour créer un signal sur le détecteur du même ordre de grandeur que celui des montures et de la pièce environnante. Il faut bien comprendre que si nous avions mis l'appareil photo directement dans le faisceau de sortie, celui-ci aurait été fortement ébloui, voir même endommagé. On peut noter également sur la photo E9 que le faisceau laser a une faible extension spatiale par rapport à la taille du miroir. Sur le miroir de sortie, il a un rayon de l'ordre de  $1\text{ mm}$ .

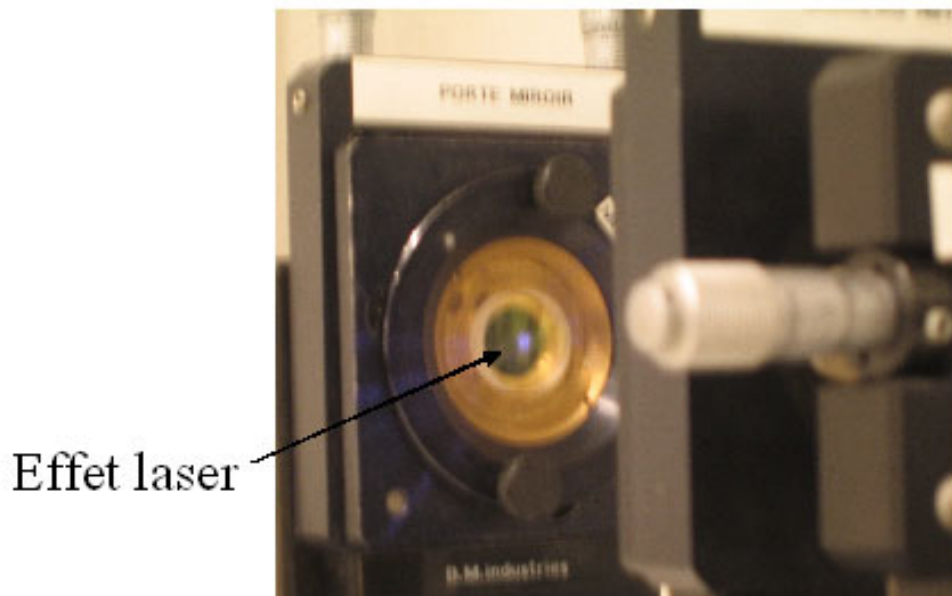


Figure E9 : Photo du miroir de sortie en présence d'effet laser. Le point est invisible à l'oeil mais visible par le détecteur de l'appareil photo numérique.

## 5. Puissance de sortie

### 5.1. Allure du gain

Avant de calculer la puissance de sortie, il est intéressant de regarder le comportement du gain effectif dans le laser en fonction de la puissance de pompe. En dessous du seuil d'oscillation, le gain effectif varie exponentiellement en fonction de  $P_p$ .

$$G = \exp\left(\frac{Cste P_p}{\pi r^2}\right)$$

A partir du seuil d'oscillation et au delà lorsque le laser oscille, le gain effectif vérifie :  $G^2 = 1/(R_1 R_2)$ . Il est donc bloqué à une valeur fixée par les coefficients de transmission des miroirs et les pertes passives de la cavité. La figure E10 donne l'allure de cette évolution en fonction de la puissance de pompe. Lorsque la puissance de pompe est nulle, le gain effectif vaut 1. Ceci est dû au fait que le niveau du bas de la transition laser est vide. Il ne peut donc pas y avoir d'absorption. La figure E10 montre également l'évolution du gain effectif si la cavité n'existait pas : le gain continu alors sa croissance exponentielle.

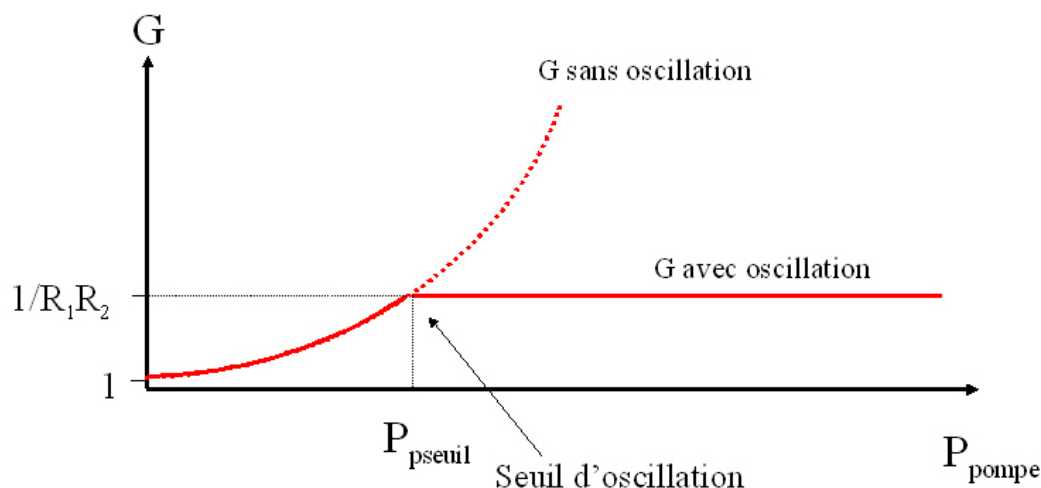


Figure E10 : Allure du gain effectif  $G$  dans le cristal de Nd:YAG en fonction de la puissance de pompe.

## 5.2. Expression de la puissance de sortie

A partir du seuil d'oscillation, la puissance à  $1064 \text{ nm}$  devient non négligeable dans le laser. Pour simplifier, on va supposer que chaque photon de pompe au delà du seuil d'oscillation se transforme en un photon laser qui sort de la cavité. Pour cela, les photons ont deux solutions, soit traverser le miroir de sortie, soit subir les pertes passives de la cavité. La figure E11 permet de comprendre où se trouvent les différentes sorties du laser. Comme vu sur la photo de la figure E9, il y a des pertes par diffusion sur les miroirs et globalement sur toutes les interfaces. Ces pertes, ainsi que le résidu de transmission sur le miroir  $M_2$ , ne peuvent pas être utilisables : ce sont les pertes dites passives. La seule partie du faisceau utile est celle qui sort par le miroir  $M_1$ . La puissance qui sort par ce miroir est appelée la puissance de sortie  $P_{\text{sortie}}$ .

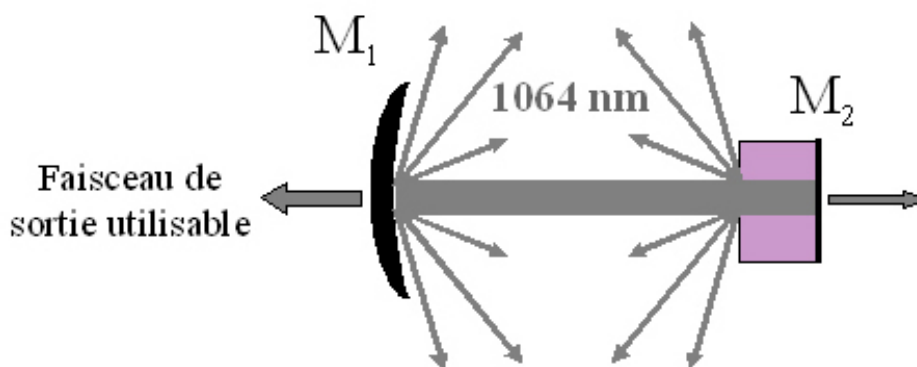


Figure E11 : Sorties de la cavité laser.

Comme expliqué dans la partie « Puissance de pompe en seuil », nous choisissons par convention de regrouper toutes les pertes passives en une seule grandeur : la transmission du miroir  $M_2$ . En utilisant la transmission  $T_1$  du miroir de sortie :  $T_1 = 1 - R_1$  et  $T_2$  définie par  $T_2 = 1 - R_2$ , et en définissant la puissance  $P_{\text{intra}}$  circulant à l'intérieur de la cavité,  $P_{\text{émise}}$  la puissance totale émise à  $1064 \text{ nm}$  s'écrit :

$$P_{\text{émise}} = T_1 \times P_{\text{intra}} + T_2 \times P_{\text{intra}}.$$

La puissance de sortie vaut :  $P_{sortie} = T_1 \times P_{intra}$

Par rapport à la puissance totale émise, elle vaut donc :  $P_{sortie} = P_{émise} \times T_1 / (T_1 + T_2)$ .

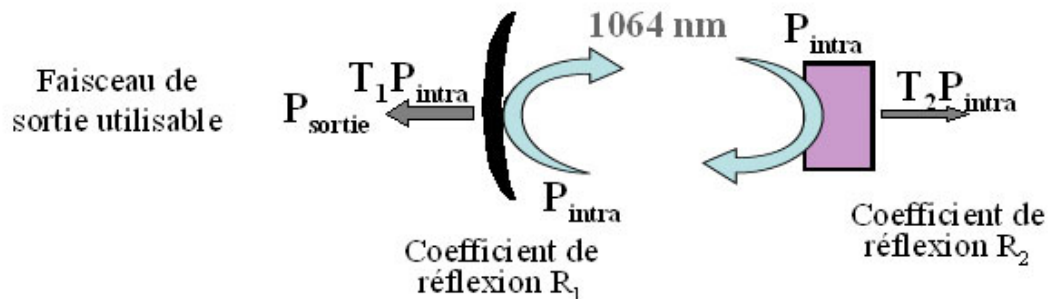


Figure E12 : Grandeurs utilisées pour le calcul de la puissance de sortie.

Au dessus du seuil, on suppose que tous les photons de pompe sont absorbés par le cristal de Nd :YAG et se transforment par émission stimulée en photons laser. Le nombre de photons de pompe convertis par seconde vaut :  $(P_p - P_{pseuil}) / h\nu_p$ . Le nombre de photons laser émis s'écrit  $P_{émise} / h\nu$ . D'où l'égalité :  $(P_p - P_{pseuil}) / h\nu_p = P_{émise} / h\nu$ .

Finalement la puissance de sortie du laser peut s'écrire sous la forme :

$$P_{sortie} = \frac{T_1}{T_1 + T_2} \frac{\lambda_p}{\lambda} (P_p - P_{pseuil})$$

### 5.3. Application numérique

La figure E13 présente ce que l'on appelle la courbe d'efficacité du laser : la puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe. On constate d'après la formule précédente qu'il s'agit d'une droite dont la pente dépend de deux paramètres :

- la part relative de la transmission du miroir de sortie par rapport à l'ensemble des pertes de la cavité : pour maximiser la puissance de sortie, il faut donc minimiser ces pertes.
- le rapport de la longueur d'onde de pompe sur la longueur d'onde laser. Ce rapport est fixé par rapport au système laser que l'on considère. Dans notre cas, il vaut  $0,76$ .

La pente de la droite est souvent appelée l'efficacité du laser. Dans notre cas, elle vaut  $63\%$ . En utilisant la puissance de pompe au seuil calculée dans la partie «Puissance de pompe au seuil», on en déduit par le calcul une puissance de sortie égale à  $P_{sortie} = 266 \text{ mW}$  pour la puissance de pompe maximale ( $500 \text{ mW}$ ). Cette valeur est assez proche de ce que l'on trouve expérimentalement.

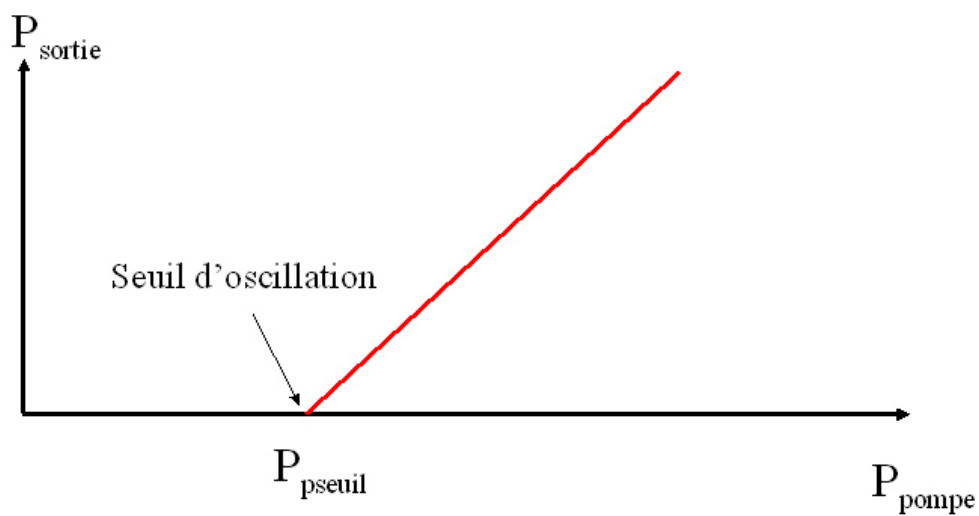


Figure E13 : Courbe d'efficacité du laser : puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe.

# IV. Exercices

## 1. Questions de cours

Veillez répondre aux questions suivantes :

### Question 1

[Solution n°1 p 49]

Un laser hélium néon émettant à  $633 \text{ nm}$  donne une tache de  $100 \text{ mm}$  de rayon à  $1/e^2$  à  $500 \text{ m}$  du laser. Quel est le rayon du faisceau dans le plan du waist (on suppose que ce plan est situé au niveau du laser) ?

### Question 2

[Solution n°2 p 49]

Un laser en anneau est composé de 4 miroirs identiques de coefficient de réflexion égal à  $0,99$ . Donner la valeur du gain qu'il est nécessaire d'avoir dans le milieu amplificateur pour obtenir une oscillation laser.

### Question 3

[Solution n°3 p 49]

Donner l'écart en fréquence entre deux modes longitudinaux dans une cavité linéaire dont la longueur optique est  $L = 300 \text{ mm}$ .

### Question 4

[Solution n°4 p 49]

Quelle est la fréquence de répétition des impulsions d'un laser dont les modes sont synchronisés en phase. Ce laser possède une cavité linéaire de longueur optique égale à  $L = 1 \text{ m}$ .

### Question 5

[Solution n°5 p 49]

Un laser à modes synchronisés en phase émet une puissance moyenne de  $P = 1 \text{ W}$ . La fréquence de répétition des impulsions issues de ce laser est de  $100 \text{ MHz}$ . Donner l'énergie par impulsion.

### Question 6

[Solution n°6 p 49]

On considère un niveau du bas situé à une énergie égale à  $200 \text{ cm}^{-1}$  du niveau fondamental. Il n'y a pas d'autre niveau à proximité. Donner la fraction de population qui se trouve dans ce niveau par rapport à la population du niveau fondamental, pour une température de  $300 \text{ K}$ .

On rappelle que la constante de Boltzmann vaut :  $1,38 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$

On donne également le passage de l'unité en  $\text{cm}^{-1}$  à l'unité en joules :  $E(\text{J}) = 100hcE(\text{cm}^{-1})$

avec  $h$  la constante de Planck :  $h = 6,6210^{-34} \text{ Js}$  et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide :  $c = 3.10^8 \text{ ms}^{-1}$ .

### Question 7

[Solution n°7 p 50]

On suppose un pompage optique à  $940 \text{ nm}$  d'un cristal d' $\text{Yb} : \text{YAG}$  inséré dans une cavité laser. La longueur d'onde d'émission de l'ytterbium est de  $1030 \text{ nm}$ . En supposant que tous les photons de pompe sont absorbés par le cristal et utilisés pour l'effet laser, donner la puissance maximale qu'il est possible d'obtenir de ce laser. La puissance de pompe est de  $1 \text{ W}$ .

## Question 8

[Solution n°8 p 50]

Le milieu amplificateur hélium néon possède une bande spectrale d'amplification de  $\Delta\nu = 1 \text{ GHz}$  à  $633 \text{ nm}$ . On suppose que le profil spectral est rectangulaire pour simplifier. La cavité linéaire du laser a une longueur de  $30 \text{ cm}$ . Donner le nombre de modes longitudinaux qui peuvent osciller dans cette cavité.

## Question 9

[Solution n°9 p 50]

Le  $\text{CO}_2$  possède une bande spectrale d'amplification de  $\Delta\nu = 50 \text{ MHz}$  à  $10,6 \mu\text{m}$ . On suppose que le profil spectral est rectangulaire pour simplifier. La cavité du laser a une longueur de  $1 \text{ m}$ .

1. Donner le nombre de modes longitudinaux qui peuvent osciller dans cette cavité.
2. De quelle longueur faut-il déplacer un miroir de la cavité pour être sûr qu'un mode tombe dans la bande d'amplification ?

## Question 10

[Solution n°10 p 51]

Un laser déclenché produit des impulsions de  $10 \mu\text{J}$  avec une durée de  $1 \text{ ns}$ . La fréquence de répétition des impulsions est de  $10 \text{ kHz}$ .

1. Donner la puissance crête des impulsions
2. Donner la puissance moyenne en sortie du laser.

# Solution des exercices

## >Solution n°1 (exercice p. 47)

On utilise la formule qui lie la divergence du faisceau à la taille dans le plan du waist :

$$\theta = \frac{\lambda}{(\pi \times w_0)}$$

On en déduit

$$w_0 = \frac{\lambda}{(\pi \times \theta)}$$

$\theta$  est exprimé en radian et vaut ici  $100 \times 10^{-3}/500$ .  
 $w_0 = 1 \text{ mm}$ .

## >Solution n°2 (exercice p. 47)

Dans un laser en anneau, l'onde ne passe qu'une fois dans le milieu à gain sur un tour. Si on appelle  $G$  ce gain et  $R$  le coefficient de réflexion d'un miroir, on a :  $GR^4 = 1$  à l'oscillation laser.  
D'où  $G = 1/R^4 = 1,041$ .

## >Solution n°3 (exercice p. 47)

L'écart entre deux modes longitudinaux consécutifs est  $c/2L$  avec  $c = 3 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$ . Ici, cet écart vaut :  $500 \text{ MHz}$ .

## >Solution n°4 (exercice p. 47)

L'écart temporel entre deux impulsions issues d'un laser linéaire à modes synchronisés en phase est de  $2L/c$ . La fréquence est donc  $c/2L = 150 \text{ MHz}$ .

## >Solution n°5 (exercice p. 47)

La période entre deux impulsions est  $T = 1/(100 \text{ MHz}) = 10 \text{ ns}$ . Durant cette période, une seule impulsion est émise. On peut donc dire que l'énergie  $E$  vaut :  $E = PT = 10 \text{ nJ}$ .

## >Solution n°6 (exercice p. 47)

On utilise la loi de Boltzmann :

$$N_2 = N_1 \times \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right)$$

Ici on considère que le niveau fondamental à l'énergie nulle. La formule devient donc en appelant "0" le niveau fondamental et "1" le niveau du bas :

$$N_1 = N_0 \times \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right)$$

Avec la conversion  $cm^{-1} \rightarrow$  joules, on trouve  $E_1 = 3,97 \times 10^{-21} J$ .  
 $E_1/kT = 0,96$ , d'où  $N_1/N_0 = 0,38$ .

38% de la population du niveau fondamental se trouve dans le niveau du bas.

### >Solution n°7 (exercice p. 47)

Au mieux, un photon de pompe va donner un photon laser en sortie. La puissance maximale en sortie est donc :  $P/(h\nu_P) \times h\nu_L$ , où  $\nu_P$  et  $\nu_L$  sont les fréquences de pompe et la fréquence du laser. En passant par les longueurs d'onde, cette puissance vaut  $P\lambda_P/\lambda_L = 912 mW$ .

### >Solution n°8 (exercice p. 48)

Le nombre de modes est égal à la bande spectrale divisée par l'intervalle entre deux modes longitudinaux :  $N = \Delta\nu/(c/(2L)) = 2$ .

Remarque : le nombre de modes pouvant osciller sera généralement de 2 mais il est possible que 3 modes oscillent si un mode est parfaitement au centre de la transition.

### >Solution n°9 (exercice p. 48)

1. Même calcul que pour la question précédente : cette fois  $N = 0,33!$  Si on ne fait rien, le laser a peu de chance d'osciller.
2. Dans le pire des cas, la fréquence centrale du  $CO_2$  est située exactement au milieu de deux modes longitudinaux. Dans ce cas, l'écart de fréquence qui sépare l'extrémité de la bande spectrale du mode le plus proche est :

$$\frac{\frac{c}{2L} - \Delta\nu}{2}$$

La fréquence d'un mode peut s'exprimer sous la forme :  $\nu = kc/(2L)$  où  $k$  est un entier (en général très grand). Si on bouge la cavité de  $dL$ , la fréquence bouge de  $d\nu$  avec :  $d\nu/\nu = dL/L$ .  
 D'où  $dL = L\lambda/c d\nu$ .

Ici l'écart de fréquence est donné par la formule ci-dessus, donc le déplacement du miroir de la cavité vaut :

$$dL = L \frac{\lambda}{c} \times \frac{\frac{c}{2L} - \Delta\nu}{2}$$

Ici,  $dL = 1,76 m$ .

Il est possible de réaliser ce mouvement fin du miroir avec une câle piézoélectrique.

**>Solution n°10** (exercice p. 48)

1. La puissance crête est le rapport de l'énergie sur la durée :  $P_{crête} = 10 \text{ kW}$ .
2. La puissance moyenne est déterminée en disant que sur une période ( $T = 1/10 \text{ kHz}$ ), une seule impulsion est émise :  $P_{moyen} = 100 \text{ mW}$ .

# Bibliographie

[Applications des lasers - Principes optiques avec problèmes commentés. [ISBN 2-225-84002-4]] FARCY RENÉ, CHAVEL PIERRE (PRÉFACIER), *Applications des lasers - Principes optiques avec problèmes commentés*. [ISBN 2-225-84002-4], MASSON, -, 1993, XII, 307p pages, Enseignement de la physique.

[Applications des lasers - Principes optiques avec problèmes commentés [ISBN 2-225-84002-4]] FARCY RENÉ, CHAVEL PIERRE, *Applications des lasers - Principes optiques avec problèmes commentés* [ISBN 2-225-84002-4], MASSON, -, 1993, XII, 307p pages, Enseignement de la physique.

[Fundamentals of laser optics [ISBN 0-306-44604-9]] IGA KEN 'ICHI, MILES RICHARD BRYANT, *Fundamentals of laser optics* [ISBN 0-306-44604-9], PLENUM PRESS, -, 1994, XV, 285p pages, Lasers, photonics, and electro-optics.

[Fundamentals of Photonics [ISBN 0-471-83965]] SALEH B.E.A., TEICH M.C., *Fundamentals of Photonics* [ISBN 0-471-83965], J.W. Goodman, -, -.

[Interaction laser molécule : physique du laser et optique non linéaire moléculaire [ISBN 2-84054-017-7]] LALANNE J.R., DUCASSE A., KIELICH S., *Interaction laser molécule : physique du laser et optique non linéaire moléculaire* [ISBN 2-84054-017-7], Polytechnica, -, -.

[Introduction aux lasers et à l'optique quantique [ISBN 2-7298-5778-8]] GRYNBERG GILBERT, ASPECT ALAIN, FABRE CLAUDE, COHEN-TANNOUJJI (PRÉFACIER) CLAUDE, *Introduction aux lasers et à l'optique quantique* [ISBN 2-7298-5778-8], ELLIPSES, -, 1997, XIII, 562p pages.

[Lasers, interaction lumière-atomes] CAGNAC BERNARD, FAROUX JEAN-PIERRE, *Lasers, interaction lumière-atomes*, EDP Sciences, -, 2002, savoirs actuels.

[Lasers [ISBN 0-471-62731-3]] MILONNI PETER W., H. EBERLY JOSEPH, *Lasers* [ISBN 0-471-62731-3], WILEY & SONS, -, 1988.

[Lasers [ISBN 0-935702-11-3]] SIEGMAN ANTHONY E., *Lasers* [ISBN 0-935702-11-3], UNIVERSITY SCIENCE BOOKS, -, 1986, XXII, 1283p pages.

[Lasers and applications] CHANG W.S.C., *Lasers and applications*, SR-27, -, 1963, VI, 267p pages.

[Le laser - Principes et techniques d'application - Industries - Nucléaire - Armement - Télécommunications - Médecine. (3e ed mise à jour) [ISBN 2-85206-533-3]] MAILLET HENRY, LEHMANN JEAN-CLAUDE (PRÉFACIER),, *Le laser - Principes et techniques d'application - Industries - Nucléaire - Armement - Télécommunications - Médecine. (3e ed mise à jour)* [ISBN 2-85206-533-3], LAVOISIER, -, 1990, XVIII, 654p pages.

[Les Lasers (5e édition mise à jour) [ISBN 2-13-044176-9]] HARTMANN FRANCIS, *Les Lasers (5e édition mise à jour)* [ISBN 2-13-044176-9], PUF, -, 1991, 127p pages, Que sais-je ?.

[Les lasers - Cours et exercices corrigés] DANGOISSE DIDIER, HENNEQUIN DANIEL, ZEHNLE-DHAOUI VÉRONIQUE, *Les lasers - Cours et exercices corrigés*, MASSON, -, 1998, XIII, 233p pages.

[Les lasers et leurs applications [ISBN 2-225-64053-X]] ORSZAG ALAIN, HEPNER GEORGES, *Les lasers et leurs applications* [ISBN 2-225-64053-X], MASSON, -, 1980, X, 306p pages, Collection de monographies d'électronique.

**[Principles of laser (Titre original : Principi dei laser) 2e éd. [ISBN 0-306-40862-7]]** SVELTO ORAZIO, C. HANNA (TRADUCTEUR) DAVID, *Principles of laser (Titre original : Principi dei laser) 2e éd. [ISBN 0-306-40862-7]*, PLENUM PRESS, -, 1982, XV, 375p pages.

**[Principles of laser (Titre original : Principi dei laser) 3e éd. [ISBN 0-306-42967-5]]** SVELTO ORAZIO, C. HANNA (TRADUCTEUR) DAVID, *Principles of laser (Titre original : Principi dei laser) 3e éd. [ISBN 0-306-42967-5]*, PLENUM PRESS, -, 1989, XIII, 494p pages.

**[Sécurité du rayonnement des appareils à laser, classification des matériels, prescriptions et guide de l'utilisateur]** NF EN 60825 NORME FRANÇAISE, *Sécurité du rayonnement des appareils à laser, classification des matériels, prescriptions et guide de l'utilisateur*, Association française de normalisation (afnor), -, -.

**[Solid-state laser engineering (4ème éd.rev. et cor.) [ISBN 3-540-60237-2]]** KOECHNER WALTER, *Solid-state laser engineering (4ème éd.rev. et cor.) [ISBN 3-540-60237-2]*, SPRINGER VERLAG, -, 1996, XI, 708 p pages, Springer Series in Optical Sciences.

**[Stéréolithographie laser [ISBN 2-84054-021-5]]** ANDRE JEAN-CLAUDE, CORBEL SERGE, *Stéréolithographie laser [ISBN 2-84054-021-5]*, POLYTECHNICA, -, 1994, 314 p pages.

**[The Laser]** SMITH WILLIAM V., SOROKIN PETER P., *The Laser*, MCGRAW-HILL, -, 1966, IX, 498p pages, McGraw-Hill Physical and Quantum Electronics Series.

# Webographie

[] [http://www.rp-photonics.com/encyclopedia\\_b.html](http://www.rp-photonics.com/encyclopedia_b.html) (consultation 30 mai 2007).