

# LP 2020 – Lasers

16 mai 2021

Clément Gidel & Pascal Wang

**Niveau :**

**Commentaires du jury**

**Bibliographie**

↗ *Lasers*, Dunod, Dangoisse, Hennequin, Zehnle → Bon contenu sur le laser.

**Prérequis**

- Emission spontanée et absorption de la lumière
- Coefficient d'Einstein
- Interferomètre de Fabry-Perot

**Expériences**

- ☛ Codes Python sur Laser 3 niveaux + ratio d'émission (cf Francis)
- ☛ Vidéos sur amplification du signal laser (cf Pascal)

## Table des matières

<b>1 Ingrédients du laser à 2 niveaux</b>	<b>3</b>
1.1 Émission stimulée . . . . .	3
1.2 Compétition émission stimulée / spontanée . . . . .	3
1.3 Inversion de population . . . . .	4
1.4 Cavité résonnante . . . . .	5
<b>2 Laser à 3 niveaux</b>	<b>7</b>
<b>3 Application : Refroidissement par effet Doppler</b>	<b>7</b>
<b>4 Conclusion</b>	<b>7</b>

## Plan : Clément

A mon avis cette LP s'inspire pas mal de la LP 37 Emission et absorption de la lumière. On peut enlever les sous parties sur les absorptions et émission de raies, mettre en prérequis les 3 processus de base (absorption, émission spontanée et stimulée). On peut tenter une approche historique pour justifier un peu tous les éléments. On se focalise alors sur les 3 ingrédients de base du laser :

- 1) un mécanisme de pompage qui injecte de l'énergie
- 2) un milieu amplificateur, pompé dans un état où il peut émettre de la lumière par émission stimulée et ceci dans une gamme de fréquences caractéristique du milieu
- 3) une cavité optique qui permet le bouclage du dispositif : elle renvoie l'onde lumineuse dans le milieu amplificateur, et lui impose des propriétés spatiales et temporelles (fréquence). Une partie de l'énergie lumineuse présente dans la cavité s'en échappe : c'est l'émission du faisceau laser
- 4) un couplage avec l'extérieur assuré par le miroir de sortie (Moins crucial)

On peut ensuite en III donner une application, comme le refroidissement par effet Doppler.

## Introduction

Lasers dans nos quotidiens avec de nombreuses applications sur un spectre d'utilisations très varié (du pointeur laser à la découpe en industrie en passant par les codes barres des légumes). Pourtant, relativement récent, 1960 le 1er laser alors qu'on a les ingrédients théoriques depuis début du XX<sup>e</sup> siècle.

Objectif de cette leçon : comprendre comment fonctionne un laser, quels sont ses briques de base, et comment s'assemblent-elles pour former un tout cohérent ?

## 1 Ingrédients du laser à 2 niveaux

**Système** On considère une collection de  $N$  atomes. Les atomes étudiés seront réduits à deux niveaux d'énergie, non dégénérés, notés 1 et 2 **On fait un schéma**. La matière est donc un ensemble de  $N$  atomes avec  $N_1$  atomes dans l'état 1 et  $N_2$  atomes dans l'état 2, tels que  $N = N_1 + N_2$ .

**Pertinence d'un système à deux niveau** L'hypothèse des deux niveaux est peu restrictive parce que l'interaction électromagnétique concernant les processus de transition est résonante autour d'une fréquence centrale,  $\nu_0$ . Elle ne met donc en jeu que deux niveaux résonants tels que  $E_2 - E_1 = h\nu_0$ .

**Description classique du champ** L'onde lumineuse qui interagit avec l'atome est supposée d'intensité suffisamment élevée (elle comporte suffisamment de photons) pour que l'on puisse donner un sens au champ électromagnétique. On va donc traiter le champ de façon classique et sa densité spectrale est notée  $u(\nu)$ .

### 1.1 Émission stimulée

C'est le 16 mai 1960 qu'un chercheur américain, Theodore Maiman, réussit à produire le premier rayon laser. Mais l'histoire du laser commence 43 ans plus tôt avec Albert Einstein. Dans un article de 1917 intitulé « Zur Quantentheorie der Strahlung », il donne une interprétation de la loi du rayonnement du corps noir de Planck. Pour résoudre ce problème, il décrit les échanges d'énergie entre matière et rayonnement par les processus connus à l'époque, c'est-à-dire l'émission spontanée et l'absorption. Mais ces processus ne suffisent pas, et il a l'idée lumineuse d'ajouter un nouveau processus : l'émission stimulée.

**Description** L'émission stimulée est le processus de désexcitation d'un atome provoquée par un photon incident à la fréquence  $\nu_0$ . Un photon est alors émis avec la même fréquence, direction, polarisation, phase. Il y a donc cohérence.

**Description mathématique** **On donne l'expression sachant qu'on a tout mis en prérequis**. Le taux de transition est proportionnel à la densité de volumique d'énergie électromagnétique et au coefficient d'Einstein  $B_{21}$ . **Il faut ici reposer les notations sur diapo à mon avis !**

**Possibilité d'amplification** Ce mécanisme est apte à augmenter l'intensité d'une onde lumineuse puisque tous les photons sont "jumaux". On pressent des propriétés de cohérence. On peut montrer la vidéo <https://toutestquantique.fr/laser/>.

**Message :** On pressent la cohérence et la directivité avec ce premier ingrédient physique.

↓ *On a notre premier ingrédient : l'émission stimulée. Mais dans quelle mesure le phénomène est prépondérant ? Il faut regarder les contributions de chaque processus !*

### 1.2 Compétition émission stimulée / spontanée

**Démarche** Les coefficients d'Einstein ne dépendent pas de l'état de la collection d'atome *i.e.* de leurs population, ni de la température. *En effet, ils s'obtiennent en électrodynamique quantique par la règle d'or de Fermi, qui a pour conséquence directe que les coefficients d'Einstein ne dépendent que des états initial et final mis en jeu.* En considérant l'équilibre thermodynamique, on va les relier.

**Démarche du calcul** **Les calculs sont sur fiche** A l'équilibre thermodynamique, on est en particulier en (i) état stationnaire (ii) les populations suivent la répartition de Boltzmann (iii) la densité spectrale d'énergie suit la loi de Planck.

**Emission stimulée vs absorption** On examine le cas d'une source thermique. **C'est sur la note écrite.**

**Difficulté de l'émission stimulée en situation d'équilibre thermodynamique** On voit que l'obtention de faisceaux générés par émission induite est incroyablement difficile dans le domaine optique. La seule façon d'en avoir est donc d'être hors équilibre thermodynamique.

**Facilité d'utiliser des grandes longueurs d'onde** Il serait aussi bienvenu de comparer l'importance relative de l'émission stimulée et de l'émission spontanée :

$$\frac{dN_{2 \rightarrow 1}^{\text{stimulée}}}{dN_{2 \rightarrow 1}^{\text{spontanée}}} = \frac{B_{21} N_2 u(\omega_{12})}{A_{21} N_2} = \frac{\pi^2 c^3 u(\omega_{12})}{\hbar \omega_{12}^3} = u(\omega_{12}) \frac{\lambda_{12}^3}{8\pi\hbar}$$

Dans un laser on veut justement que ce soit l'émission stimulée qui domine. On comprend alors pourquoi il est plus simple de réaliser un maser à ammoniac de longueur d'onde  $\sim 1\text{cm}$  plutôt qu'un laser avec  $\lambda \sim 0.5\mu\text{m}$ . **Donner des ODGs des rapports pour le micro onde et laser He-Ne.**

**Bonus : cas limites de la loi de Planck.** On peut d'ailleurs discuter la limite haute fréquence  $\beta\hbar\omega \gg 1$  de la loi de Planck (qui correspond à la loi de Wien), où l'émission stimulée est négligeable. C'est d'ailleurs la loi de Wien qu'on obtient si on oublie l'émission stimulée dès le début. Dans la limite basse fréquence  $\beta\hbar\omega \ll 1$  (qui correspond à la loi de Rayleigh-Jeans), c'est l'émission stimulée est prédominante (mais pas négligeable!).

**Message :** Pour favoriser l'émission stimulée, il faut se placer à haute longueur d'onde.

↓ *On a supposé qu'on pouvait faire de l'émission stimulée sans restrictions sur le nombre d'atomes excités, mais il faut au préalable exciter ces derniers!*

### 1.3 Inversion de population

Mais pour obtenir cette lumière cohérente, il faut exciter massivement les atomes. En fait, nous verrons qu'il faut que dans un échantillon, la population d'atomes excités devienne supérieure à la population d'atomes non excités. On appelle cela réaliser une inversion de population. C'est la découverte du pompage optique, en 1950, par le physicien français Alfred Kastler, qui donne une première méthode pour réaliser cette inversion de population. Le pompage optique permet d'exciter un grand nombre d'atomes, et ouvre ainsi la porte à la réalisation d'un rayonnement cohérent.

**Compétition absorption / émission stimulée :** On peut revenir sur la compétition entre les deux phénomènes et montrer qu'on a seulement une dépendance du rapport des populations et donc qu'on pressent qu'on a besoin d'une inversion de population.

**Bonus : modes transversaux** Si la longueur de la cavité permet de sélectionner un nombre de mode longitudinal, du fait de la nature gaussienne du faisceau, plusieurs modes transverses peuvent exister, que la cavité ne sélectionne pas a priori.

**Bilan de puissance** C'est sur la fiche. Les pertes viennent de l'output coupler (miroir de sortie), de la diffusion de la diffraction sur les miroirs.

#### Condition d'amplification, gain positif, inversion de population

Pour que le gain soit positif, il faut réaliser l'inversion de population. Pour cela, on utilise le pompage.

**Pompage** Le pompage optique consiste à exciter des niveaux supérieurs qui se désexcitent rapidement vers le niveau excité de la transition laser. Dans le pompage collisionnel, l'excitation est fournie par collision avec des atomes du milieu ayant une énergie adéquate. On peut aussi procéder par décharges électriques ou bien en utilisant des semi-conducteurs : la recombinaison de paires électrons-trous peut apporter suffisamment d'énergie sous forme de photons pour réaliser le pompage. **Montrer un diagramme de niveaux énergétiques avec le pompage.**

**Démarrage des oscillations** L'effet laser démarre sur l'émission spontanée, qui joue le rôle équivalent du bruit en électronique.

**ODGs : caractéristiques de la lumière laser** En contraste avec une lampe spectrale : le laser est plus monochromatique, directif, cohérent. **ODG:** Puissance 1mW en TP, 1 kW en découpe industriel,  $10^{12}$  W les plus puissants. **Il faut absolument donner des ODGs pour mettre une réalité à la théorie qu'on vient de décrire.**

**Exemple : laser He-Ne** Dans l'exemple du He-Ne, la source d'énergie du laser (ou « source de pompage ») est une décharge électrique de **ODG:** 1kV appliquée à l'anode et à la cathode, de part et d'autre du tube de verre, ce

qui accélère des électrons et excite les atomes du milieu par collision. Dans le cas d'une émission continue on utilise le plus souvent un courant de 5 à 100 mA.

**Message :** Afin d'avoir un faisceau transmis d'intensité conséquente, il faut réaliser une inversion de population à l'aide d'un système de pompage.

↓ *Maintenant qu'on a tous les ingrédients physique et que le pompage joue le rôle de la source d'énergie, il ne reste plus qu'à boucler le système.*

## 1.4 Cavité résonnante

<https://www.refletsdelaphysique.fr/articles/refdp/pdf/2010/04/refdp201021p12.pdf>

**Cavité plane :** La cavité laser la plus simple est constituée de deux miroirs se faisant face. On parle de cavité « Fabry-Perot », bien connue en interférométrie. Dans une telle cavité, l'un des miroirs réfléchit totalement la lumière à la longueur d'onde considérée. L'autre, le miroir de sortie, transmet une petite fraction de la puissance lumineuse présente dans la cavité ; l'onde transmise constitue le faisceau laser.

La lumière, réfléchié successivement par les deux miroirs, fait des allers-retours dans la cavité. Pour que la lumière vienne, à chaque passage dans l'amplificateur, renforcer l'onde lumineuse qui circule dans le laser, il faut que ces ondes soient en phase. Le chemin optique dans la cavité, correspondant à un aller-retour, doit être égal à un nombre entier de fois la longueur d'onde. C'est la condition de résonance :

$2L = p\lambda$ , soit  $L = p\lambda/2$ , où  $L$  est la distance séparant les deux miroirs,  $\lambda$  la longueur d'onde de la lumière et  $p$  un nombre entier. Pour une longueur  $L$  fixée, seules les longueurs d'onde vérifiant la relation ci-dessus pourront donc être présentes dans le faisceau laser. Les modes associés aux différentes valeurs de  $p$  vérifiant cette relation sont appelés modes longitudinaux de la cavité.

**ISL et rôle de la finesse.** L'écart en fréquence entre deux modes voisins est donné par  $\Delta\nu = c/2L$ , c'est l'intervalle spectral libre. De plus, l'intensité intracavité  $I_i = I_t/T \simeq \frac{F}{\pi} I_t$  montre que plus la finesse de la cavité est importante, plus la cavité va "emmaganiser" de l'énergie pour les fréquences multiples de l' ISL. Avoir une finesse permet de maximiser le champ à l'intérieur de la cavité. De plus cela permet de bien séparer les modes en réduisant leur largeur à mi hauteur. **Mettre une photo de l'intensité en fonction de la fréquence.**

**Miroirs réels.** En pratique, l'un au moins des miroirs de la cavité doit être concave, afin de concentrer la lumière latéralement pour qu'elle soit recueillie entièrement par les miroirs et limiter ainsi les pertes par diffraction. En conséquence, l'onde lumineuse qui circule dans la cavité laser et le faisceau émis ne sont pas des ondes planes, et le rayon du faisceau n'est pas constant au cours de sa propagation. **ODG:** angle d'ouverture d'un faisceau laser : 0.5 mrad (bonne directivité) pour He-Ne.

**ODG** Si  $R = 0.95$ , la finesse vaut  $F \sim 60$ . Ce qui donne pour une laser He-Ne à 638 nm une largeur à mi hauteur  $\Delta\nu \sim 10^{13} Hz$ . Ainsi pour un laser monomode on va avoir une longueur de cohérence de (?) Pour une cavité de l'ordre de 15 cm, l'écart en fréquence  $\Delta\nu_l \sim 1GHz$ . Cette valeur est à comparer avec la bande spectrale d'amplification pour voir le nombre de modes qui oscillent. On peut citer par exemple que la bande spectrale du laser He-Ne est de 1GHz, celle du laser à  $CO_2$  est de 50 MHz à  $10\mu m$  : on a dans le premier cas 1 ou 2 modes pour une longueur de 30 cm et dans le seconde cas 0.33 modes avec une longueur de 1m ! D'où la difficulté d'avoir un laser au  $CO_2$ ...

En considérant une cavité formée de deux miroirs, dont l'un seul n'est pas totalement réfléchissant, le gain global sur un tour complet dans la cavité est le produit du gain  $G$  et du coefficient de réflexion  $R$  de ce miroir. Pour que l'oscillation démarre, il faut que  $G \times R \geq 1$ . L'égalité donne le seuil d'oscillation. En dessous du seuil, l'intensité de l'onde dans la cavité est négligeable ; au-dessus du seuil, un faisceau laser est émis. Cependant, l'intensité lumineuse dans la cavité, et donc l'intensité émise par le laser à travers son miroir de sortie, ne croissent pas indéfiniment au cours du processus d'amplification. En effet, lorsque l'intensité augmente, des phénomènes de saturation ont pour effet de diminuer le gain de l'amplification. En régime stationnaire, le point de fonctionnement du laser est atteint pour une intensité lumineuse dans la cavité telle que le gain est égal aux pertes. **J'imagine qu'on suppose ici que les pertes sont seulement dues au faisceau qui s'échappe.**

La condition d'oscillation dépend (i) de la longueur d'onde par l'intermédiaire du gain du milieu amplificateur, l'amplification par émission stimulée n'étant possible que dans la gamme de fréquences caractéristique du milieu, et (ii) des coefficients de réflexion des miroirs. De plus, la cavité optique n'est résonante que pour certaines longueurs d'onde bien particulières, associées aux modes longitudinaux de la cavité. On va donc éventuellement avoir plusieurs modes

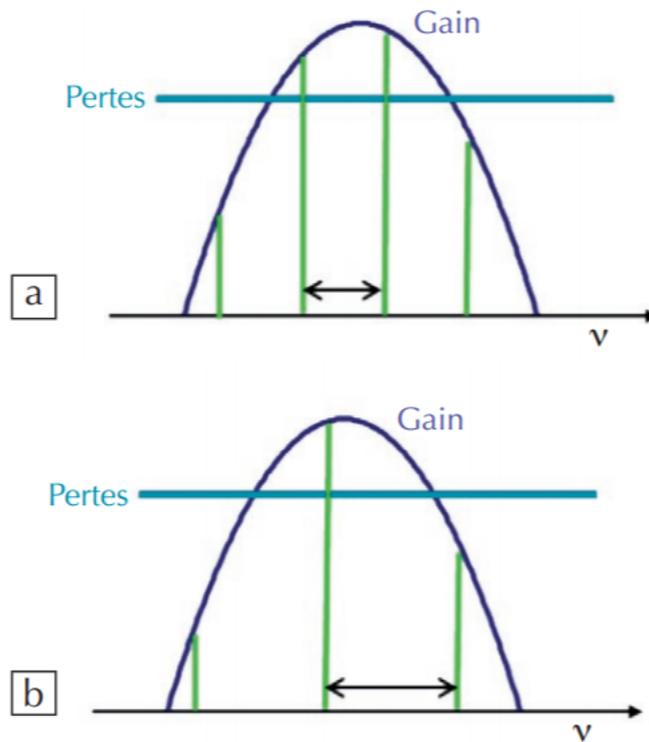


FIGURE 1 – Gain et pertes de la cavité en fonction de la fréquence. Sur la figure (b) seul un mode est capable d’osciller alors que sur la figure (a) on a 2 modes.

vérifiant la condition « gain supérieur aux pertes », chacun pour sa longueur d’onde. **Comment dépend exactement la forme de la courbe de gain ? Pourquoi c’est pas simplement un dirac sur la fréquence à laquelle on a émission stimulée ?**

**Laser multimode vs monomode** Si plusieurs modes de la cavité peuvent être amplifiés, le temps de cohérence  $\tau_c \sim 1/\Delta\nu$  sera plus court car il faudra prendre  $\Delta\nu$  comme l’espacement entre deux pics. Si un seul mode est amplifié *i.e.* le laser est **monomode**, le temps de cohérence est donné par  $\delta\lambda = \Delta\lambda/\mathcal{F}$  où  $\mathcal{F} \sim \pi/T \gg 1$  est la de la cavité. Donc, *le fonctionnement monomode améliore la cohérence temporelle du rayonnement émis.* **ODG:** Longueur de cohérence 30 cm en TP, plusieurs km si stabilisé.

**Message :** La cavité joue deux rôles (i) bouclage : les photons font plusieurs allers retours dans le milieu amplificateur.

(ii) Comme l’interféromètre de Fabry-Pérot, la cavité sélectionne des fréquences particulières avec une finesse donnée par le coefficient de réflexion des miroirs. Seuls les modes qui ont un gain supérieurs aux pertes sont susceptibles d’être amplifiés.

Caractéristiques communes aux laser Tous les laser (Light Amplification by Stimulated Emission Radiation) ont quatre composants principaux :

- un mécanisme de pompage qui injecte de l’énergie
- un milieu amplificateur, pompé dans un état où il peut émettre de la lumière par émission stimulée et ceci dans une gamme de fréquences caractéristique du milieu
- une cavité optique qui permet le bouclage du dispositif : elle renvoie l’onde lumineuse dans le milieu amplificateur, et lui impose des propriétés spatiales et temporelles (fréquence). Une partie de l’énergie lumineuse présente dans la cavité s’en échappe : c’est l’émission du faisceau laser
- un couplage avec l’extérieur assuré par le miroir de sortie

! Maintenant qu’on a tous les ingrédients du laser, voyons un mécanisme réaliste de laser.



## 2 Laser à 3 niveaux

Cette partie est à mon sens un peu redondante avec celle précédente. Une meilleure idée serait à mon avis de faire une application qui exploite les capacités laser décrites précédemment.

**Laser à ruby** Le premier laser était un laser à ruby, construit en 1960 et peut être modélisé par un système à 3 niveaux.

**Hypothèses** ☛ L'approximation  $A_{32} \gg W_p, A_{31}$  doit être expliquée avec les mains.

**Condition d'amplification** On fait le calcul sur fiche On trouve qu'on obtient l'inversion de population lorsque  $W_p > A_{21}$ .

**Saturation du gain** Qu'est-ce qui limite le gain ? Quand l'intensité augmente, des effets de saturation interviennent qui font diminuer le gain. Un schéma clair est sur diapo : pourquoi les pertes sont-elles plates en fréquence ? si on considère qu'elles sont uniquement dues aux miroirs et qu'ils ne dépendent pas de la fréquence... En réalité, le gain du milieu dépend de l'intensité  $g(\omega, I)$  et à trop grande intensité, le gain du milieu diminue, ce qui borne l'intensité même à pompage arbitraire. A haute intensité, l'inversion de population dépend de  $I$  en diminuant. Cela est aussi dû au temps de vie fini des états excités,

$$I_{sat} = \frac{\hbar\omega}{\sigma\tau_{eff}}$$

où  $\tau_{eff}$  est le temps de vie de l'état excité. Le gain a une valeur maximale et tend vers 0 lorsque  $u \rightarrow \infty$ . Cela peut être compris à l'aide des mécanismes élémentaires : si le taux d'émission stimulée et le taux d'absorption, qui sont égaux, dominent tous les autres processus du système, alors  $N_1 = N_2$  et donc le gain s'annule.

**Laser à deux niveaux** Ceci permet aussi de comprendre pourquoi le pompage est indispensable, et donc de comprendre la nécessité d'un troisième niveau. En effet, si on prend  $W_p = 0$  dans l'expression de  $D$ , on obtient  $D < 0$ , il n'y a pas d'amplification.

**Bonus : laser à 4 niveaux** L'intérêt du laser à 4 niveaux est qu'il n'y a pas besoin de dépasser un seuil de pompage pour provoquer l'inversion de population.

## 3 Application : Refroidissement par effet Doppler

On suit le plan de Pascal, cf LP 37 à application sur le refroidissement par effet Doppler. JSP si on aura vraiment le temps...

## 4 Conclusion

Donner des messages forts dans cette leçon : comment on fabrique le laser et quelles sont en conséquence ses propriétés particulières.