

Etude d'un laser He-Ne en "kit" Cavité optique et faisceaux gaussiens

Yannick Dumeige et Jean-François Roch

November 18, 2002

Si on place un milieu amplificateur, c'est-à-dire possédant un gain optique, dans une cavité résonnante de forte surtension, l'effet de contre-réaction conduit à l'apparition d'une oscillation laser. Les caractéristiques spatio-temporelles du faisceau lumineux ainsi généré sont en grande partie déterminées par les paramètres géométriques de la cavité. De manière très schématique, la cavité impose en effet à toutes les sources élémentaires d'émettre en phase, ce qui conduit à l'existence d'une corrélation spatiale et temporelle quasi-parfaite entre les fronts d'onde du faisceau laser. Cette propriété spécifique du laser conduit à des caractéristiques exceptionnelles d'intensité, de directivité et de cohérence, en comparaison avec les faisceaux émis par des sources classiques de lumière.

Ce texte de TP détaille l'utilisation du laser He-Ne "en kit", et la mise en évidence de ses principales caractéristiques en fonction des paramètres de la cavité. On montrera également la possibilité de focaliser très fortement le faisceau laser, de manière à concentrer toute la puissance lumineuse sur une tache de dimension très petite.

Contenu

1	Introduction	2
2	Le laser He-Ne "en kit"	4
2.1	Description	4
2.2	Alignement de la cavité du laser	5
2.3	Nettoyage de la fenêtre de Brewster	5
3	Mise en évidence des caractéristiques du faisceau laser	6
3.1	Monochromaticité	6
3.2	Cavité résonnante	7
3.2.1	Critère de stabilité	7
3.2.2	Modes gaussiens de résonance de la cavité	7
3.3	Fréquence des modes de résonance de la cavité	9
3.4	Mode gaussien fondamental TEM ₀₀	11
4	Observations expérimentales	12
4.1	Réglage de la cavité et condition de stabilité	12
4.2	Propriétés spatiales du faisceau	12
4.3	Mise en évidence des propriétés spectrales du laser	13

1 Introduction

Depuis son invention au début des années soixante [1, 2], le laser hélium–néon (He–Ne) est un des lasers les plus répandus. Il se présente sous la forme d’un tube de verre rempli d’un mélange gazeux à une pression de quelques torrs, le milieu actif étant constitué par des atomes de néon au sein d’un mélange gazeux d’hélium ($\simeq 85\%$) et de néon ($\simeq 15\%$). Les transitions entre les niveaux s et p du néon, représentées sur la figure 1, donnent lieu à de nombreuses raies qui peuvent présenter un effet laser, les principales étant :

$$\begin{array}{lll} \alpha & : & 3S_2 \rightarrow 3P_4 \quad \lambda = 3.39 \mu\text{m} \quad (\text{infrarougelointain}) \\ \beta & : & 2S_2 \rightarrow 2P_4 \quad \lambda = 1.15 \mu\text{m} \quad (\text{infrarougeproche}) \\ \gamma & : & 3S_2 \rightarrow 2P_4 \quad \lambda = 0.6328 \mu\text{m} \quad (\text{rouge}) \end{array}$$

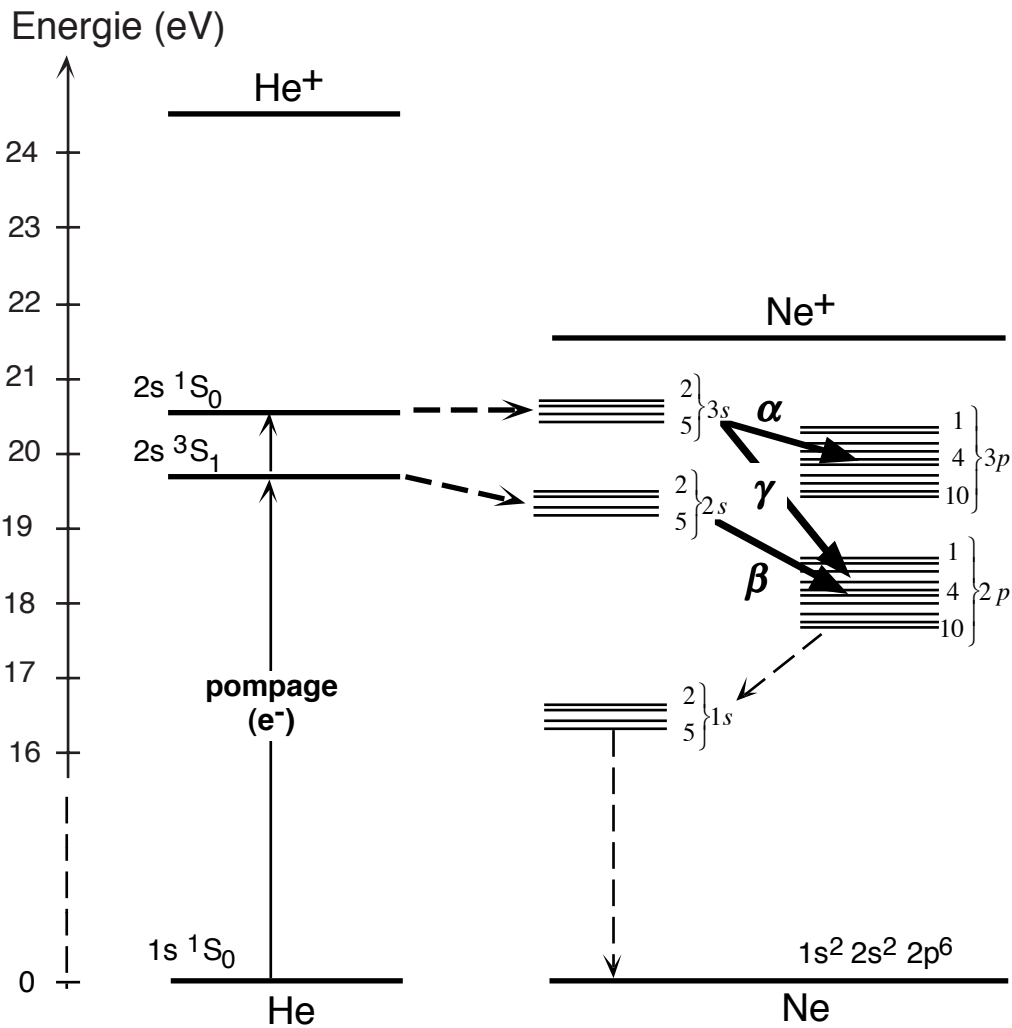


Figure 1: Niveaux d’énergie des atomes He et Ne, et principales raies laser possibles représentées en flèches grasses. On remarquera la coïncidence entre les niveaux $2s\ ^1S$ et $2s\ ^3S$ de l’hélium et les niveaux $2s$ et $3s$ du néon. Les différentes raies situées dans le domaine visible correspondent à des transitions entre les sous-niveaux des groupes $3s$ et $2p$ du néon. La transition la plus intense $3S_2 \rightarrow 2P_4$ correspond à la raie rouge bien connue à $\lambda = 632.8\text{nm}$, tandis que les He–Ne verts fonctionnent sur la raie à $\lambda = 543.5\text{nm}$ sur laquelle le gain optique est le plus faible. Le premier laser He–Ne construit en 1961 par Ali JAVAN aux BELL LABS (Murray Hill, NJ) [1] fonctionnait sur la raie à $1.15\mu\text{m}$. L’effet laser sur la raie rouge fut ensuite démontré une année plus tard [2].

Bien qu'il ne constitue pas lui-même le milieu actif, l'hélium joue un rôle essentiel dans le processus de pompage optique qui aboutit à la création de l'inversion de population entre les niveaux précédents. Les chocs des électrons sur les atomes d'hélium portent ceux-ci dans les deux niveaux métastables $2s^3S_1$ et $2s^1S_0$. Ces niveaux ont des énergies qui coïncident sensiblement avec celles des niveaux $2s$ et $2p$ de l'atome de néon. Un processus d'échange d'énergie par collision résonnante permet de peupler ces niveaux, ce qui réalise à travers quatre étapes l'inversion de population nécessaire pour l'obtention du gain laser.

La structure d'un laser He-Ne commercial [3] est représentée sur la figure 2. Le mélange gazeux est contenu dans un tube capillaire de pyrex ou de silice, de quelques millimètres de diamètre et dont la longueur est usuellement de quelques dizaines de centimètres pour des puissances de sortie de quelques mW. Le tube est fermé à chaque extrémité par des fenêtres de qualité optique, dont l'une peut être inclinée à l'angle de Brewster. Cette orientation donnant lieu à des pertes par réflexion qui dépendent de la polarisation, on obtient dans ce cas un faisceau laser qui se propage suivant l'axe du laser avec une polarisation linéaire dans le plan de symétrie de la cavité. La cavité laser est constituée par deux miroirs aux extrémités du tube : le miroir "arrière" est totalement réfléchissant, et le miroir "avant" transmet quelques pour-cents de la lumière incidente, ce qui permet d'extraire le faisceau laser produit dans la cavité.

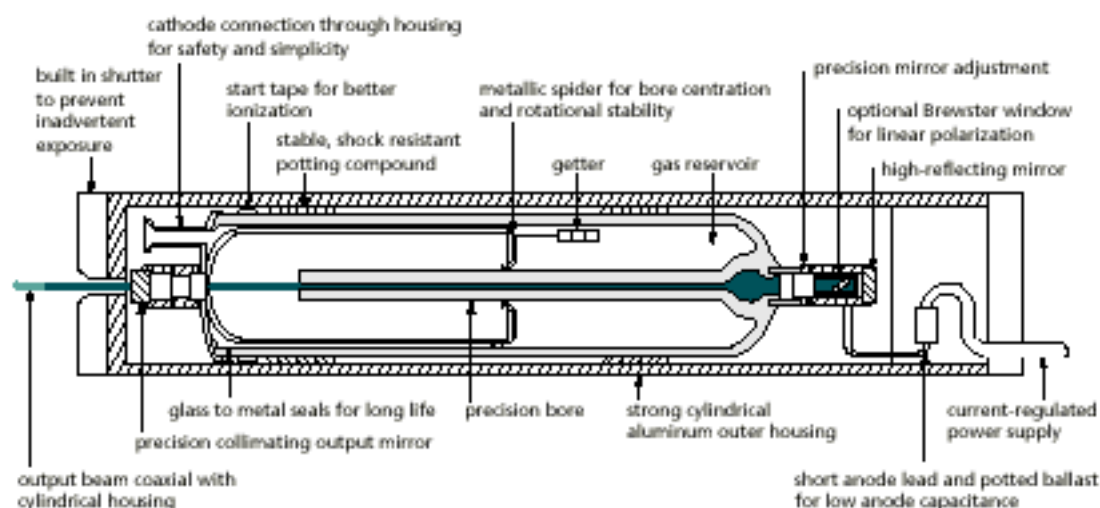


Figure 2: Constitution schématique d'un laser He-Ne commercial [3]. Une tension de plusieurs milliers de volts est appliquée entre les deux électrodes situées aux deux extrémités du tube, et induit une décharge électrique dans le mélange gazeux qui correspond à un courant de quelques milliampères. Cette décharge électrique est confinée dans le tube capillaire, lequel est contenu dans un tube plus large de quelques cm de diamètre qui constitue un réservoir de gaz. Dans les lasers He-Ne commerciaux, les deux miroirs sont directement soudés sur une structure métallique, auquel le tube de verre est également rendu solidaire par une soudure verre-métal. Cet assemblage permet de maintenir l'alignement de la cavité constant au cours du temps, et de réduire le niveau de fuite de l'hélium. Grâce à de telles améliorations qui ont été apportées année après année par les fabricants industriels, la durée de vie des tubes He-Ne est actuellement supérieure à plus de 20 000 heures de fonctionnement.

Les lasers He-Ne souffrent aujourd'hui de la concurrence des diodes laser rouges à 635 nm, lesquelles sont disponibles sous la forme de composants électroniques, ne nécessitent pas d'alimentation haute tension et peuvent produire un faisceau de quelques mW avec un rendement électrique bien meilleur (quelques dizaines de pour-cents, au lieu de seulement 0.1 % pour le laser He-Ne). Les lasers à gaz He-Ne conservent cependant un certain nombre d'avantages qui maintiennent leur utilité pour un grand nombre d'applications, comme une meilleure cohérence et une meilleure forme spatiale du faisceau. Grâce à un laser He-Ne dont les éléments de la cavité sont réglables, nous nous proposons d'étudier expérimentalement ces différentes caractéristiques.

2 Le laser He-Ne “en kit”

2.1 Description

Comme le montre la figure 3(a), il s’agit d’un tube qui contient le mélange d’hélium et de néon et les électrodes. Il est fermé à une extrémité par un miroir sphérique scellé sur le tube. Ce miroir, noté M_1 dans la suite du texte, a un rayon de courbure $R_1 = 600$ mm et un coefficient de réflexion $R_{\max} \simeq 100\%$ ¹, et à l’autre extrémité par une lame de verre sous l’incidence de Brewster.

Le deuxième miroir M_2 qui ferme la cavité est également un miroir concave de rayon de courbure $R_2 = 600$ mm ou 700 mm, et dont le coefficient de réflexion $R_{\text{out}} = 98\%$ permet à une fraction de l’énergie lumineuse contenue dans la cavité d’être transmise. Le miroir M_2 est monté sur un banc optique de manière à rendre la longueur L de la cavité ajustable. Il suffit pour cela de déplacer à la main le long du banc l’ensemble mécanique qui le supporte, une fois que la cavité a été correctement alignée.

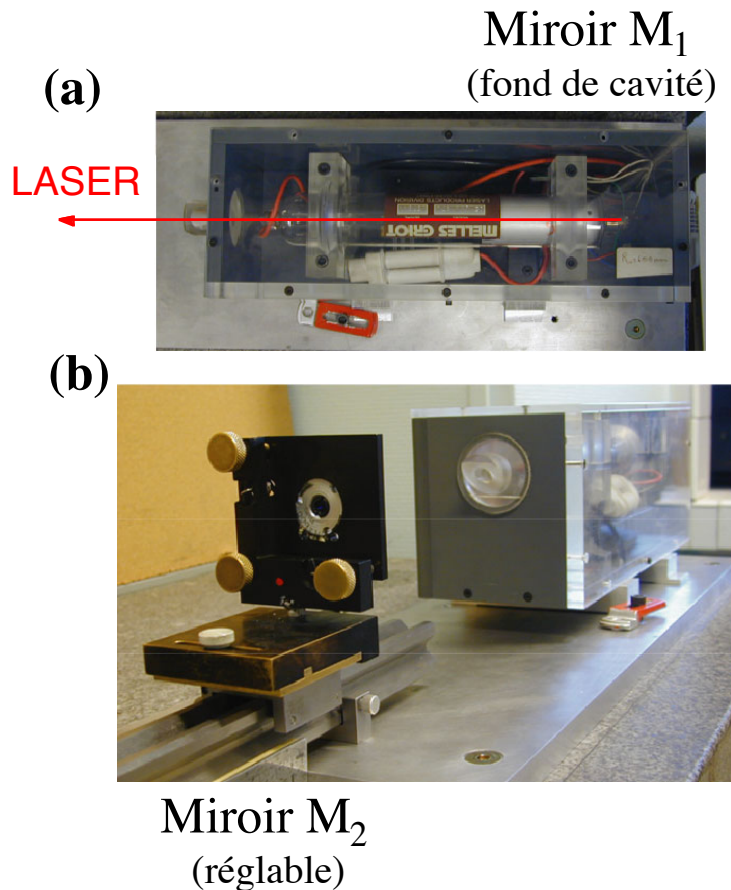


Figure 3: Laser He-Ne “en kit”. La figure montre les deux éléments essentiels du laser : (a) le tube contenant le mélange gazeux dans lequel se produit la décharge, avec le miroir M_1 scellé sur son extrémité arrière, (b) le miroir mobile M_2 monté à l’extérieur sur un support mécanique qui permet de régler son orientation. Ce miroir peut être déplacé longitudinalement sur un banc optique, tout en conservant l’alignement de la cavité laser une fois celle-ci réglée. On remarquera enfin la lame à Brewster qui scelle le tube du côté du miroir M_2 .

¹La face arrière du miroir M_1 n’étant pas dépolie, une très faible fraction du faisceau va cependant passer à travers ce miroir. On gardera présent à l’esprit que l’œil est quasiment à son maximum de sensibilité pour la longueur d’onde de 632 nm, et qu’on peut ainsi voir une puissance extraordinairement faible. Comme la réponse de l’œil est par ailleurs logarithmique vis-à-vis du flux lumineux, il faut également se méfier de mesures d’intensité relatives faites visuellement.

2.2 Alignement de la cavité du laser

Pour que la cavité puisse fonctionner en laser, il faut qu'après un aller et retour, le faisceau à l'intérieur de la cavité se reboucle sur lui-même. Le miroir M_2 est placé à une hauteur fixée, telle que son centre coïncide avec l'axe optique du tube He-Ne. Son orientation angulaire par rapport à l'axe optique est réglable au moyen de trois vis (figure 4).

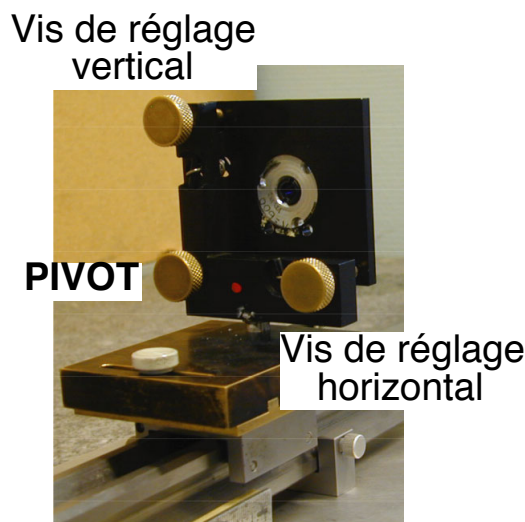


Figure 4: Monture mécanique portant le miroir M_2 du laser, fixée sur le rail de déplacement. Les vis de réglage horizontal et vertical permettent de régler l'orientation angulaire du miroir. On comprendra aisément que la vis de pivot, placée à 90° des deux autres vis et qui sert uniquement à exercer un rappel, ne doit pas être touchée. Lorsqu'on modifie la longueur de la cavité, il est recommandé de desserrer très faiblement les vis de blocage du cavalier qui fixe la monture du miroir sur le banc optique.

La procédure de réglage consiste à interposer entre la sortie du tube et le miroir M_2 un diaphragme de quelques millimètres de diamètre afin de pouvoir visualiser les faisceaux aller et retour dans la cavité, et appliquer une procédure de réglage analogue à une autocollimation. Après avoir centré la fluorescence sortant du tube sur le miroir M_2 (au moyen des réglages grossiers horizontal et vertical), on centre le diaphragme sur cette même fluorescence. On repère son image après réflexion sur le miroir M_2 , puis on joue ensuite sur les deux vis de réglage d'orientation pour recentrer cette image sur le trou. Le faisceau laser peut déjà apparaître à ce stade du réglage. Sinon, on ôte le trou et, après un peu de tâtonnement en agissant sur les vis du miroir M_2 , l'effet laser doit démarrer !

2.3 Nettoyage de la fenêtre de Brewster

Ces réglages sont d'autant plus faciles à réaliser que les différentes optiques présentes dans la cavité sont propres. Si la diffusion sur la fenêtre de Brewster qui ferme le tube laser est importante, il est **impératif** de la nettoyer. On utilise pour cela une pince à dissection courbée ainsi que du papier de nettoyage optique (figure 5). On replie le papier de manière à en faire une bande, qu'on fixe sur la pince de manière à en recouvrir les becs pour que ceux-ci ne puissent venir en contact avec l'optique. On humidifie ensuite abondamment le papier de nettoyage avec de l'acétone de grande pureté.

Pour nettoyer l'optique, on passe ensuite le papier en l'écrasant sur la fenêtre et en maintenant une légère pression. On n'utilisera qu'une seule fois le même papier : si le premier passage permet effectivement d'ôter les poussières, repasser le papier de nettoyage ne ferait que les étaler à nouveau sur l'optique ! On prendra également garde à ne pas érafler l'optique avec les parties

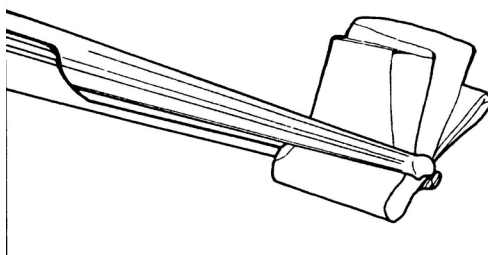


Figure 5: Nettoyage d'une fenêtre optique.

métalliques de la pince... Cependant, cette opération de nettoyage ne doit être effectuée que par un technicien ou un enseignant.

3 Mise en évidence des caractéristiques du faisceau laser

3.1 Monochromaticité

La lumière produite par le laser correspond à un rayonnement quasi-monochromatique. À l'aide d'un spectrographe de faible résolution, on peut comparer très qualitativement le spectre de la lumière de fluorescence émise par le tube He-Ne et le spectre du faisceau laser effet laser. La fluorescence du tube est composée de multiples raies (figure 6), dont l'une d'elles correspond bien à une longueur d'onde de 632.8 nm.

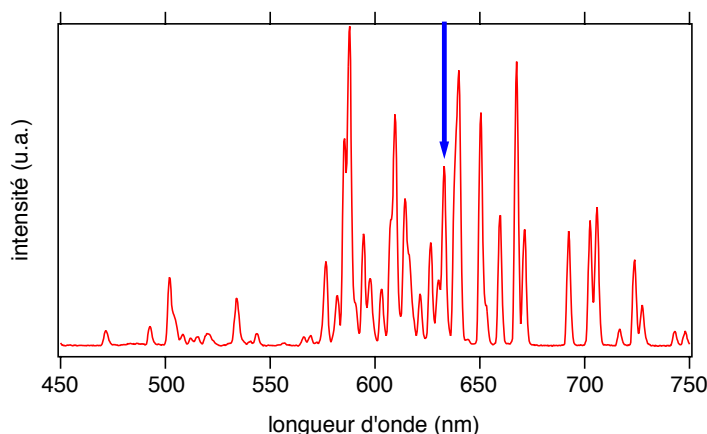


Figure 6: Spectre de la lumière émise par la décharge dans le tube He-Ne. La flèche indique la raie sur laquelle l'effet laser se produit.

Le faisceau laser est à l'inverse constitué par une seule raie, avec un exceptionnel rapport signal à bruit. Nous montrerons dans la partie expérimentale que la raie émise par le laser correspond en fait à plusieurs raies très fines. Chacune d'entre elles est associée à un mode de résonance de la cavité. Ces modes, appelés **modes longitudinaux**, sont séparés en fréquence par l'intervalle spectral libre de la cavité

$$\Delta\nu_{\text{ISL}} = \frac{c}{2L}. \quad (1)$$

Celui-ci correspond à quelques centaines de MHz pour les valeurs typiques de L que nous allons utiliser.

3.2 Cavité résonnante

3.2.1 Critère de stabilité

Comme nous l'avons dit, la cavité laser est constituée de deux miroirs réfléchissants plans ou sphériques, qui sont placés en regard sur l'axe optique de la cavité. Pour déterminer les configurations du champ électromagnétique qui peuvent s'établir en régime permanent dans la cavité, on cherche une solution des équations de Maxwell en prenant en compte les conditions aux limites qui sont imposées par les miroirs. Remarquons que c'est bien de cette manière qu'on étudie les cavités entièrement fermées qu'on rencontre par exemple dans le domaine des ondes centimétriques. On trouve alors que le champ électromagnétique ne peut exister à l'intérieur de la cavité que pour certaines valeurs discrètes de la longueur d'onde. Les champs électrique et magnétique prennent alors des formes particulières, chaque structure correspondant à un mode de résonance de la cavité.

L'étude de la structure ouverte qu'on rencontre pour les cavités optiques est plus complexe. Nous pouvons tout d'abord chercher quelle condition doit satisfaire la cavité pour qu'un rayon lumineux, qu'on suppose initialement voisin de l'axe, puisse rebondir sur chaque miroir sans trop s'écarter de cet axe et reste ainsi confiné à l'intérieur de la cavité. Quelques calculs élémentaires d'optique géométrique montre cela est effectivement vérifié si la distance L entre les deux miroirs et les rayons de courbure R_1 et R_2 de ceux-ci satisfont à la double inégalité :

$$0 < \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) < 1 \quad (2)$$

Une étude approfondie [4] à partir de la théorie de la diffraction montre que cette condition nécessaire est en fait une condition **suffisante**. Dans le cas du laser "en kit", les deux miroirs sont concaves avec $0 \leq R_1 \leq R_2$. La condition de stabilité donnée par l'Éq.(2) correspond donc à :

$$\boxed{0 < L < R_1 \quad \text{ou} \quad R_2 < L < R_1 + R_2}$$

En fonction des deux valeurs de rayon de courbure du miroir M_2 , cette condition sur la longueur L de la cavité va alors s'écrire :

- Pour $R_2 = 600$ mm, $0 < L < 1200$ mm.
- Pour $R_2 = 700$ mm, $0 < L < 600$ mm ou 700 mm $< L < 1300$ mm.

Dans le cas où l'on utilise deux miroirs de même rayon de courbure et lorsqu'on éloigne progressivement le miroir M_2 du tube He-Ne, on remarque que l'effet laser cesse en pratique lorsque la distance entre les deux miroirs devient supérieure à environ 1 m. Cette valeur est consistante avec l'inégalité précédente (2), le réglage de l'alignement des miroirs de la cavité devenant d'autant plus critique qu'on se rapproche de la valeur limite de stabilité pour L .

3.2.2 Modes gaussiens de résonance de la cavité

Un des cas limites de la condition de stabilité qui est donnée par l'Éq.(2) correspond à l'interféromètre à ondes multiples de Fabry-Perot, qui est constitué de deux miroirs plans et parallèles. La configuration de champ la plus simple qui puisse s'établir à l'intérieur d'un tel dispositif consiste en un système d'ondes stationnaires planes, les plans d'onde étant parallèles aux deux miroirs et la longueur L de cavité correspondant à un nombre entier $q \frac{\lambda}{2}$ de demi-longueurs d'onde. Les champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{B} étant dans cette configuration tous deux perpendiculaires à l'axe optique, les modes de résonance ainsi obtenus sont appelés "transverses électromagnétiques" et sont désignés par l'acronyme de "modes TEM".

Un calcul relativement complexe montre que dans le cas plus général d'une cavité à miroirs sphériques, les configurations de champ électromagnétique qui correspondent aux modes de résonance restent voisines de celle qui vient d'être décrite [5, 6]. En particulier, les champs électrique et magnétique sont encore approximativement perpendiculaires à l'axe optique : on parlera donc là encore de "modes TEM"². Ces distributions de champ possèdent la propriété remarquable de ne pas se déformer dans la propagation libre³ et correspondent à une base naturelle de la distribution transverse du champ électromagnétique.

Un mode donné sera par conséquent désigné par la notation TEM_{mnq} , les indices précisant le nombre de minimums relatifs à chaque coordonnée. La variation axiale d'un tel mode (suivant la coordonnée z) correspond à une distance L entre les deux miroirs égale à $q + 1$ demi-longueurs d'onde $\frac{\lambda}{2}$. La répartition d'amplitude du champ électrique dans un plan perpendiculaire à l'axe (coordonnées x et y) est donnée par

$$\frac{C}{w(z)} \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{w(z)^2} \right] H_m \left(\frac{x\sqrt{2}}{w(z)} \right) H_n \left(\frac{y\sqrt{2}}{w(z)} \right) \quad (3)$$

qui est le produit d'une gaussienne par des polynômes de Hermite⁴ H_m et H_n (figure 7).

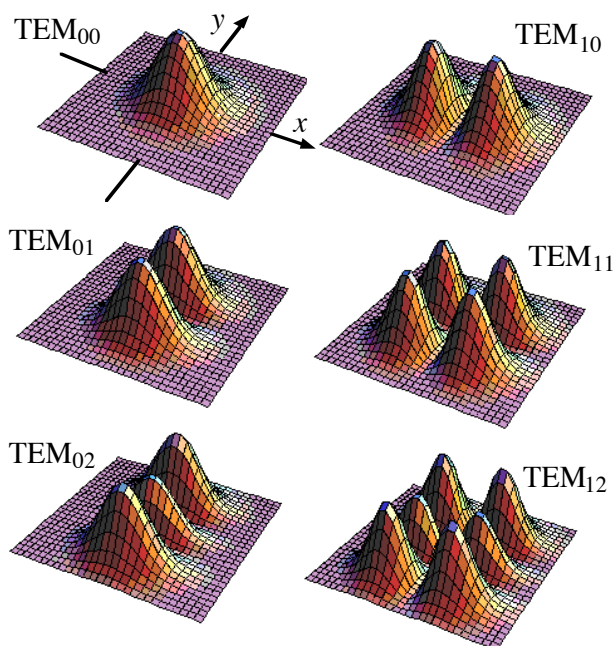


Figure 7: Carte représentant la répartition d'intensité lumineuse dans le plan transverse à la direction de propagation, pour quelques modes gaussiens TEM_{mn} d'ordre peu élevé. Compte tenu des propriétés des polynômes de Hermite, l'équation (3) montre que les paramètres m et n correspondent aux nombres de zéros de l'amplitude dans les directions transverses x et y (figure 7). On remarquera que le mode gaussien fondamental TEM_{00} correspond à la plus forte concentration de l'intensité lumineuse le long de l'axe de propagation.

²Ce résultat peut être établi moyennant quelques hypothèses peu restrictives sur les dimensions du système et les rayons de courbure des deux miroirs, qui correspondent à la limite paraxiale de la théorie de la diffraction qui sera étudiée dans le cours "Optique et Lasers".

³Il suffit pour cela de vérifier comment ces solutions se comportent mathématiquement sous l'action du propagateur, dont nous avons vu dans le cours qu'il décrit l'effet de la propagation sur une répartition initiale d'amplitude.

⁴Ces mêmes polynômes de Hermite sont rencontrés dans le cours de mécanique quantique, comme solutions de l'équation de Schrödinger pour un oscillateur harmonique. Il existe en fait une analogie formelle entre ces deux problèmes.

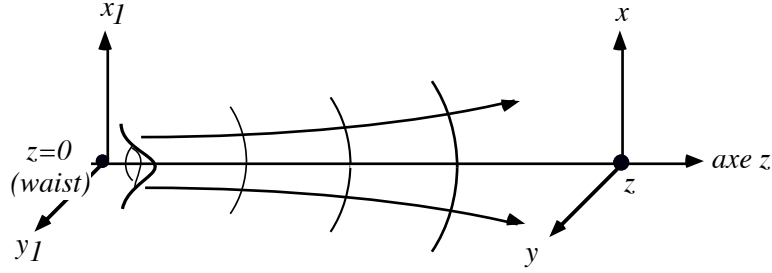


Figure 8: Représentation schématique de la propagation d'un mode gaussien, indiquant d'une part la modification de la répartition d'intensité dans le plan transverse et d'autre part, l'évolution des fronts d'onde.

La taille caractéristique du faisceau $w(z)$ du faisceau est donnée à partir du col (ou "waist") de taille w_0 situé dans le plan situé par convention à l'origine $z = 0$ (figure 8) :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \quad (4)$$

où z_R est la longueur de Rayleigh égale à :

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (5)$$

Le mode gaussien a également des fronts d'onde, dont les rayons de courbure R sont donnés par la relation :

$$R(z) = z \left[1 + \frac{z_R^2}{z^2} \right]. \quad (6)$$

On remarquera que dans le plan du waist, le mode gaussien TEM_{mn} a une structure d'onde plane.

3.3 Fréquence des modes de résonance de la cavité

Simultanément à la variation de la répartition transverse d'intensité, la phase $\varphi(z)$ du champ va également évoluer au cours de la propagation :

$$\varphi(z) = (m + n + 1) \text{Arctan} \left(\frac{z}{z_R} \right) \quad (7)$$

Cette formule va nous permettre de déterminer les fréquences ω_{mnq} de résonance de la cavité. Le laser est en effet susceptible d'osciller lorsque la condition de bouclage du champ sur lui-même après un aller et retour dans la cavité est vérifiée. La phase $\varphi(z)$ du champ doit par conséquent se reproduire identiquement à elle-même après un trajet $z = 2L$, soit :

$$\omega_{mnq} \frac{2L}{c} - 2 [\varphi(z_2) - \varphi(z_1)] = q \times 2\pi \quad (8)$$

où z_1 et z_2 (avec $|z_2 - z_1| = L$) correspondent aux positions des deux miroirs de la cavité, par rapport au plan du waist. Cette condition (8) peut être également interprétée comme une interférence constructive entre les ondes qui se propagent dans la cavité. Notons qu'au terme $\omega_{mnq} 2L/c$ dont l'interprétation est transparente, se rajoute un déphasage supplémentaire qui est dû à la structure transverse du faisceau gaussien. En utilisant l'Éq.(7), nous pouvons ainsi écrire l'Éq.(8) sous la forme :

$$\omega_{mnq} = \frac{c}{L} \left\{ q\pi + (m + n + 1) \left[\text{Arctan} \left(\frac{z_2}{z_R} \right) - \text{Arctan} \left(\frac{z_1}{z_R} \right) \right] \right\} \quad (9)$$

La longueur de Rayleigh z_R ainsi que les abscisses z_1 et z_2 des deux miroirs vont ainsi être déterminées par les caractéristiques purement géométriques de la cavité. En effet, pour assurer la stabilité du mode de résonance, on peut se convaincre sans peine qu'il est nécessaire que le rayon de courbure $R(z)$ du faisceau gaussien sur les miroirs M_1 et M_2 soit égal aux rayons de courbure R_1 et R_2 de ces miroirs. On a ainsi :

$$R(z_1) = z_1 + \frac{z_R^2}{z_1} = -R_1 \quad \text{et} \quad R(z_2) = z_2 + \frac{z_R^2}{z_2} = R_2 \quad (10)$$

Un peu d'algèbre conduit aux expressions des abscisses z_1 et z_2 des miroirs M_1 et M_2 en fonction des paramètres L , R_1 et R_2 :

$$z_1 = \frac{-L(L - R_2)}{2L - (R_1 + R_2)} \quad \text{et} \quad z_2 = \frac{L(L - R_1)}{2L - (R_1 + R_2)} \quad (11)$$

ainsi qu'à celle de la longueur de Rayleigh qui caractérise le mode gaussien :

$$z_R^2 = \frac{L(R_1 - L)(R_2 - L(R_1 + R_2 - L))}{(R_1 + R_2 - 2L)^2} \quad (12)$$

En reportant les valeurs de z_1 , z_2 et z_R dans l'expression (9) des fréquences de résonance de la cavité, nous obtenons alors la fréquence de résonance $\nu_{mnq} = \frac{\omega_{mnq}}{2\pi}$ du mode TEM_{mnq} :

$$\nu_{mnq} = \frac{c}{2L} \left[q + \frac{1}{\pi}(m + n + 1) \text{Arccos} \sqrt{\left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right)} \right] \quad (13)$$

Cette équation nous indique que les modes transverses TEM_{mnq} qui correspondent à des valeurs différentes du paramètre de $m + n$ oscillent en général à des fréquences différentes, pour une même valeur du paramètre q (figure 9). Comparons cette situation à celle d'un interféromètre de Fabry–Perot à miroirs plan : les interférences constructives correspondent alors à des fréquences $\nu_q = q \frac{c}{2L}$. Nous voyons par conséquent qu'il est nécessaire de généraliser cette situation pour prendre en compte les degrés de liberté supplémentaires qui sont introduits par la structure transverse du faisceau.

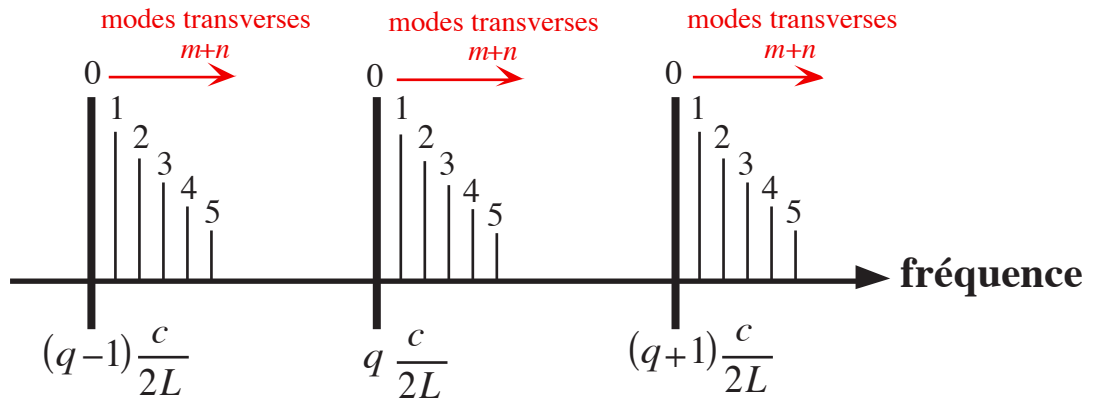


Figure 9: Modes TEM_{mnq} de résonance d'une cavité à miroirs sphériques. L'indice q correspond à la structure longitudinale du mode de résonance, tandis que les indices (m, n) caractérisent les modes transverses associés. En fonction de la valeur du paramètre $\sqrt{\left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right)}$, ces modes transverses sont situés soit du côté des fréquences croissantes soit du côté des fréquences décroissantes par rapport au mode fondamental TEM_{00} de même indice q .

3.4 Mode gaussien fondamental TEM₀₀

Divers modes transverses correspondant à des valeurs différentes de m et n peuvent a priori osciller simultanément, ce qui est gênant pour de nombreuses applications. Tout d'abord, ce comportement multimode réduit les propriétés de cohérence temporelle de la source laser. D'autre part, la distribution transverse d'intensité est fortement accidentée par les interférences entre les modes transverses, alors qu'on souhaite en général obtenir un éclairage aussi uniforme que possible sur la tache laser. De tous les modes ainsi décrits, ceux qui satisfont à la condition $m = n = 0$ sont donc les plus intéressants et on cherchera donc à les privilégier par un réglage correct de la cavité laser. On s'amusera ainsi à jouer sur le réglage de l'orientation du miroir M₂ pour faire apparaître différentes structures spatiales du faisceau, dont certaines sont très spectaculaires. On pourra également regarder l'influence d'un fil placé à l'intérieur de la cavité, et comparer à ce qu'il produit sur le faisceau lorsqu'il est placé juste à l'extérieur de la cavité.

Pour le mode gaussien fondamental TEM₀₀, l'intensité lumineuse, proportionnelle au carré du champ électrique donné par l'Éq.(3), est alors maximale sur l'axe et décroît selon :

$$I(\rho, z) = I_0 \exp\left(-2\frac{\rho^2}{w(z)^2}\right) \quad (14)$$

lorsqu'on s'éloigne à la distance ρ de l'axe (figure 10).

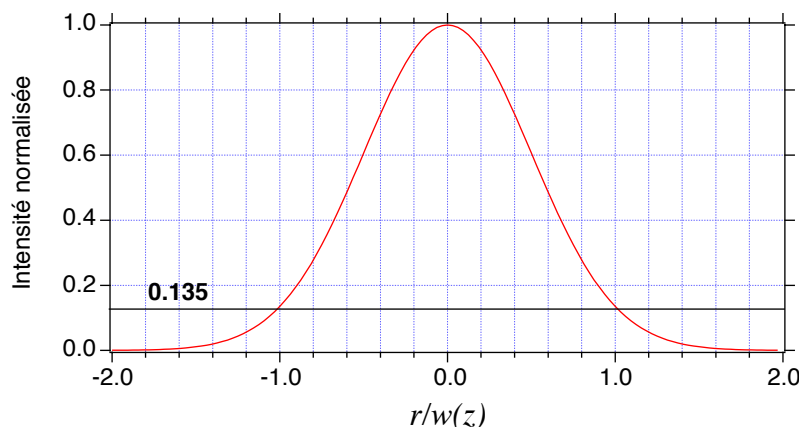


Figure 10: Profil transverse d'intensité du mode gaussien TEM₀₀. Le waist $w(z)$ correspond au rayon ρ pour lequel l'intensité a diminué d'un facteur $1/e^2 = 0.135$ par rapport à sa valeur au centre. La puissance lumineuse contenue dans le cercle de rayon $w(z)$ est à peu près égale à 86 % de la puissance totale P . Environ 99 % de la puissance transportée par le faisceau laser est contenue dans le cercle de rayon $1.5 \times w(z)$.

L'écart en fréquence entre les modes longitudinaux TEM_{00q} est, d'après (13) :

$$\nu_{00q+1} - \nu_{00q} = \frac{c}{2L} \quad (15)$$

qui correspond bien à l'intervalle spectral libre $\Delta\nu_{\text{ISL}}$ d'une cavité Fabry-Perot linéaire de longueur L . Afin de fixer quelques ordres de grandeur, considérons le cas d'un laser He-Ne dont la cavité a une longueur $L = 30$ cm. L'intervalle spectral libre de la cavité est alors $\Delta\nu_{\text{ISL}} = c/(2L) = 500$ MHz, soit une séparation en longueur d'onde entre modes longitudinaux $\Delta\lambda \simeq 6.7 \times 10^{-4}$ nm. Compte tenu de la largeur $\Delta\nu_{\text{gain}} \approx 1.5$ GHz de la courbe de gain pour ce type de laser, on observera ainsi un fonctionnement du laser sur deux (voire trois) modes longitudinaux séparés entre eux de $\Delta\nu_{\text{ISL}}$.

Lorsque le laser fonctionne sur des modes transverses d'ordre plus élevé, ceux-ci sont à des fréquences légèrement décalées par rapport aux fréquences de résonance de ces modes longitudinaux.

□ Lien entre modes d'oscillation du laser et cohérence temporelle de la source

Insistons sur le lien entre cette structure en modes et la cohérence temporelle du laser. Si, au moyen d'un interféromètre de Michelson (voir le TP correspondant), on effectue l'analyse spectrale d'une source laser TEM₀₀ fonctionnant sur deux modes longitudinaux, l'interférogramme fera apparaître un phénomène de battement analogue à celui observé pour le doublet du sodium, le contraste des franges d'interférences s'annulant pour une différence de marche $\Delta = \lambda^2/(2\Delta\lambda) \simeq 0.3 \text{ m}$.

Cette longueur ne doit **surtout pas** être confondue avec la longueur de cohérence de la vibration laser, qui sera bien plus grande ⁵. Si par contre le laser est fortement multimode avec de nombreux modes transverses, les modes d'oscillation sont alors répartis sur quasiment toute la largeur du gain du milieu amplificateur, et c'est cette largeur qui fixera effectivement la longueur de cohérence de la source laser.

4 Observations expérimentales

4.1 Réglage de la cavité et condition de stabilité

Pour commencer, utilisez le miroir mobile de rayon de courbure $R = 600 \text{ mm}$. Suivez la procédure de réglage afin d'obtenir l'effet laser dans la zone de stabilité. Faire de même avec le miroir de rayon de courbure $R = 700 \text{ mm}$ et vérifiez l'existence de deux zones de stabilité de la cavité.

4.2 Propriétés spatiales du faisceau

Dans cette partie, nous allons étudier l'évolution du profil transverse du faisceau en fonction de la distance de propagation z . Pour cela, on utilise un capteur qui permet d'enregistrer la répartition spatiale d'intensité tout au long d'une ligne d'observation. Ce type de composant, dont le principe de fonctionnement est décrit en annexe, est en fait une barette CCD identique à celles utilisées dans les scanners grand public, et constitué de 2048 pixels de détection ayant chacun une largeur de $14 \mu\text{m}$.

Le système CALIENS mis à disposition est composé d'un boîtier de détection contenant la barette CCD et d'une électronique de contrôle, qui permet également l'interfaçage avec un ordinateur PC via le programme CALIENS sur le bureau.

Attention : il ne faut pas utiliser la tête optique directement, dont la réponse serait sinon totalement saturée. Afin d'atténuer le faisceau, on place donc devant la CCD une densité optique de valeur typiquement $D = 3$ et un système de deux polariseurs pouvant être croisés entre eux.

Le faisceau issu de la cavité laser que vous avez réalisée est très peu divergent et possède une très grande longueur de Rayleigh. Une étude précise de ses propriétés en fonction de la distance z par rapport au miroir de sortie nécessiterait de pouvoir étudier son profil transverse très loin du milieu amplificateur. Afin d'éviter cela, nous allons réduire la taille du waist du faisceau, et

⁵Rappelons que cette longueur de cohérence correspond à la différence de marche au delà de laquelle les franges d'interférences disparaissent.

par conséquent diminuer sa longueur de Rayleigh, à l'aide d'une lentille convergente de focale $f = 100$ mm.

Placez le miroir de rayon de courbure $R = 600$ mm assez près du milieu amplificateur et obtenez l'effet laser. Positionnez la lentille juste après le miroir et vérifiez sur un petit écran que le nouveau waist du faisceau est effectivement focalisé à environ 100mm après la lentille. Notez également que la divergence du faisceau laser après le point de focalisation est très fortement augmentée.

Placez alors la caméra CALIENS à l'autre extrémité du banc optique, notez sa position longitudinale et réglez sa position transverse afin d'optimiser le signal délivré par la barette CCD que vous pouvez visualiser en temps réel à l'aide du PC. Enregistrez le profil du faisceau laser et exportez le dans un fichier texte que vous pouvez ensuite exploiter dans le logiciel de traitement de données IGOR. En effectuant un ajustement par une fonction gaussienne, en déduire la taille du **rayon à $1/e^2$ du profil transverse d'intensité $w(\rho)$** . Répétez cette opération tout en rapprochant la caméra de la lentille convergente. Vous pouvez alors tracer la courbe donnant l'évolution du waist du mode gaussien $w(z)$ en fonction de la distance de propagation.

Ajustez la courbe obtenue expérimentalement à l'aide de l'expression (4), en choisissant comme paramètres ajustables l'origine z_0 correspondant à l'abscisse du point de focalisation et la largeur w_0 du waist en ce point.

Que pensez-vous que la valeur de w_0 calculée à l'aide de l'ajustement par rapport à celle observée expérimentalement ?

4.3 Mise en évidence des propriétés spectrales du laser

Intéressons-nous maintenant aux propriétés spectrales de la cavité laser. L'expression (13), qui donne les fréquences de résonance ν_{mnq} de la cavité laser, montre que le faisceau laser peut comporter plusieurs modes transverses ou longitudinaux. Vous allez mettre en évidence cette structure de modes en effectuant une expérience de battements optiques (figure 11).

Le faisceau laser est focalisé à l'aide de la lentille déjà utilisée sur une photodiode rapide dont la bande passante est d'environ 500 MHz. Sa fréquence de coupure basse est de 3MHz, afin d'éviter toute saturation de l'amplificateur par des composantes basse fréquence. L'exploitation de ce signal est effectuée avec un analyseur de spectre radio-fréquence, sur lequel apparaissent différents pics qui correspondent aux battements entre les différents modes d'oscillation du laser.

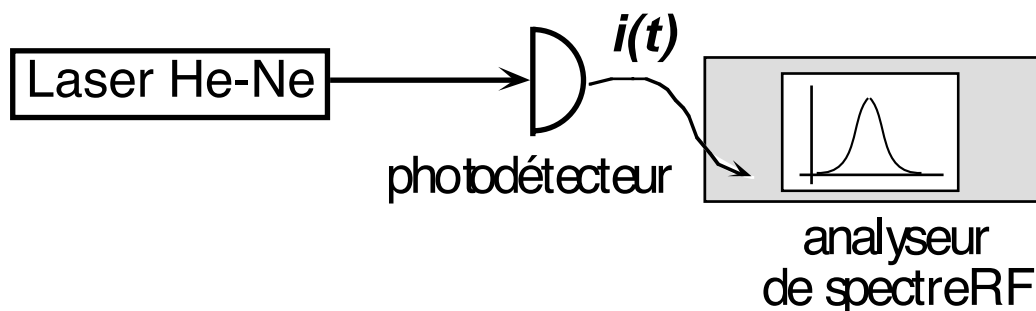


Figure 11: Mise en évidence des battements entre les différents modes d'utilisation du laser. On utilise pour effectuer l'analyse spectrale du photocourant $i(t)$ délivré par le détecteur un analyseur de spectre radio-fréquence, dont le principe de fonctionnement sera détaillé dans le module IETI.

- En comparant le spectre obtenu lorsque le faisceau laser est monomode transverse (TEM_{00}) ou bien multimode transverse, isolez la raie qui provient du battement entre deux modes longitudinaux consécutifs, et vérifiez que sa valeur est bien compatible avec la longueur L de la cavité.
- Vérifiez le déplacement du pic de battement quand on modifie la longueur de la cavité en déplaçant sur le miroir de sortie.
Dans le cas où le faisceau est multimode transverse, donnez l'écart spectral entre les modes.
- Quelle est, à votre avis, l'influence sur ces pics de battement des vibrations mécaniques inévitables de la cavité laser ?
Qu'obtiendrait-on si on s'amusaient à faire battre entre eux deux lasers He-Ne indépendants ?

Références bibliographiques

- [1] A. JAVAN, W. R. BENNETT Jr., and D. R. HERRIOTT, "Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a He-Ne mixture", *Phys. Rev. Lett.* **6**, 106 (1961).
- [2] A. D. WHITE and J. D. RIGDEN, "Continuous gas maser operation in the visible", *Proceedings of the IRE* **50**, 1796 (1962).
- [3] On consultera par exemple le catalogue de la société MELLES GRIOT, qui constitue une véritable mine de renseignements techniques en optique.
- [4] Le lecteur cherchant à approfondir la théorie du laser, et à comprendre le rôle joué par la diffraction dans la stabilité des cavités et la formation des faisceaux laser pourra consulter le livre de B. CAGNAC et J.-P. FAROUX "*Lasers : interaction lumière-atomes*" (EDP Sciences – CNRS Editions, 2002), ainsi que la "bible" du domaine, c'est-à-dire le livre d'A. E. SIEGMAN "*Lasers*" (University Science Books).
- [5] H. KOGELNIK et T. LI, "Laser beams and resonators", *Appl. Opt.* **5**, 1550 (1966).
- [6] G. GRYNBERG, A. ASPECT et C. FABRE, "*Introduction aux lasers et à l'optique quantique*", Complément III.2, Ellipses (Paris, 1997).

Annexe : principe de fonctionnement d'une barette CCD

Une barette CCD (Charge Coupled Device) permet de transformer un signal lumineux variant dans l'espace en un signal électrique fonction du temps. Cette transformation espace-temps est réalisée avec des photodiodes et des capacités MOS dont le fonctionnement s'explique en faisant appel aux propriétés des semi-conducteurs ⁶. Le principe utilisé est schématiquement le suivant. L'énergie lumineuse est tout d'abord convertie par les photodiodes en un photocourant, les charges ainsi créées sont ensuite stockées dans des capacités MOS, puis transférées séquentiellement, par l'intermédiaire d'un registre à décalage, vers la sortie de la barette pour être lues (figure 12(a)).

L'opération d'acquisition s'effectue donc en trois phases :

- Accumulation des charges pendant une durée qui correspond au temps d'intégration (ou temps de pose) T_I ,
- Transfert simultané et quasi instantané de ces charges vers le registre à décalage,
- Lecture successive des photodiodes (pixels) pendant la durée T_L (temps de lecture).

La porte de transfert permet d'isoler la ligne de photodiodes du registre à décalage. La lecture du registre et l'exposition de la ligne de photodiodes à la lumière peuvent alors être effectuées simultanément. Ce processus nécessite cependant le respect de la condition $T_I > T_L$. En outre, si la barette est constituée d'un très grand nombre de photodiodes, on utilise deux registres à décalage, l'un traitant les pixels pairs, l'autre les pixels impairs. Ce procédé permet de doubler la vitesse de lecture de la barette (figure 12(b)).

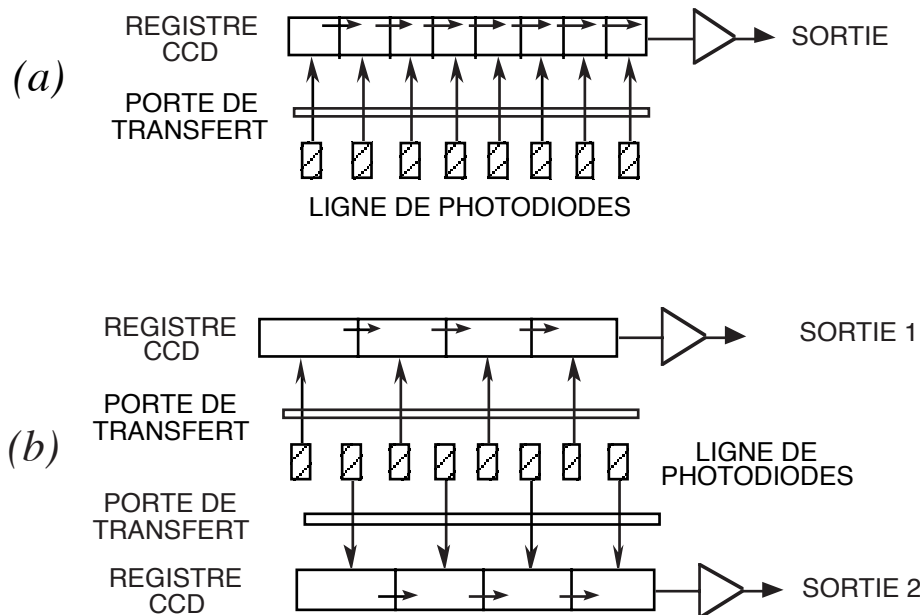


Figure 12: Représentation schématique du fonctionnement d'une barette CCD, soit de manière linéaire (a), soit de manière bi-linéaire (b).

⁶Pour approfondir la physique des composants électroniques, on pourra par exemple consulter les ouvrages de H. MATHIEU, "Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques", Masson (Paris, 1998) ou de A. VAPAILLE et R. CASTAGNÉ, "Dispositifs et circuits intégrés semi-conducteurs. Physique et Technologie", Dunod (Paris, 1987).

