

ETUDE D'UN LASER HELIUM-NEON

B. AMANA, CH. RICHTER et O. HECKMANN

PARTIE THEORIQUE

I Description d'un laser à gaz He-Ne typique.

Le laser He-Ne est le premier laser à gaz ayant fonctionné en mode continu. Aujourd'hui c'est l'un des lasers les plus utilisés dans l'industrie, la recherche et la médecine.

I-1 Le milieu actif (He+Ne).

Le milieu actif est un mélange He:Ne (10:1). Il s'agit d'un système à quatre niveaux (cf. Fig.1). L'émission laser est due aux transitions du néon. Les principales transitions impliquées sont :

3s-3p	3,39 μm (IR moyen).
3s-2p	0,6328 μm (rouge).
2s-2p	1,15 μm (IR proche) (qui fut en fait la première

transition laser à être observée).

D'autres émissions laser dans la gamme de fréquences du visible peuvent également être obtenues ainsi qu'il apparaît sur la figure 1 bis. Ces transitions interviennent entre sous-niveaux de l'atome de Néon. Les principales sont données dans le tableau 1 avec leur longueur d'onde, le coefficient d'Einstein A_{21} pour l'émission spontanée et le gain en % par mètre.

L'hélium sert à exciter le néon par transfert collisionnel (cf. Fig.1), il sert également à refroidir le mélange gazeux par thermalisation.

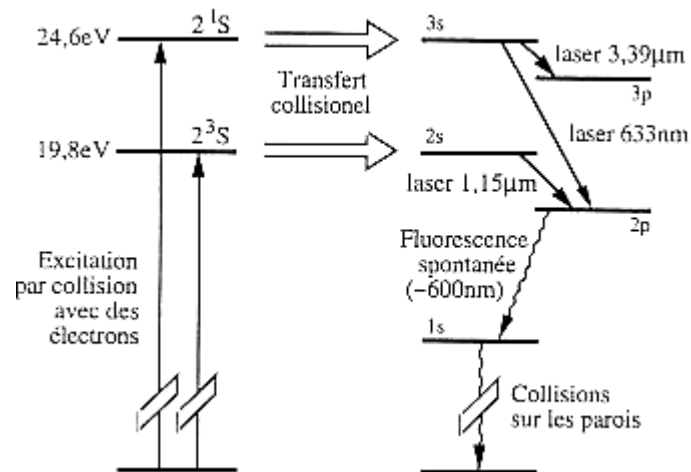


Figure 1 : Cycle de pompage du laser He-Ne

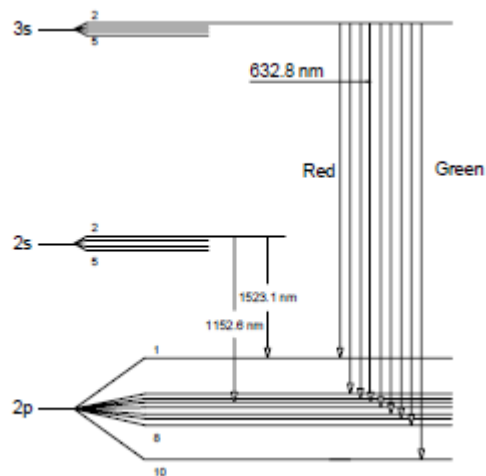


Figure 1 bis

Transition	Wavelength [nm]	A_{ul} [10^8 s^{-1}]	Gain [%/m]
3s2→2p1	730.5 [⊕]	0,00255	1,2
3s2→2p2	640.1 [⊕]	0,0139	4,3
3s2→2p3	635.2 [⊕]	0,00345	1,0
3s2→2p4	632.8 [⊕]	0,0339	10,0
3s2→2p5	629.4 [⊕]	0,00639	1,9
3s2→2p6	611.8 [⊕]	0,00226	1,7
3s2→2p7	604.6	0,00200	0,6
3s2→2p8	593.9	0,00255	0,5
3s2→2p9	★		
3s2→2p10	543.3	0,00283	0,52
2s2→2p1	1523.1 [⊕]		
2s2→2p2	1177.0 [⊕]		
2s2→2p3	1160.5		
2s2→2p4	1152.6 [⊕]		
2s2→2p5	1141.2 [⊕]		
2s2→2p6	1084.7 [⊕]		
2s2→2p7	1062.3		
2s2→2p8	1029.8		
2s2→2p9	★		
2s2→2p10	886.5		
2s3→2p2	1198.8 [⊕]		
2s3→2p5	1161.7 [⊕]		
2s3→2p7	1080.1 [⊕]		

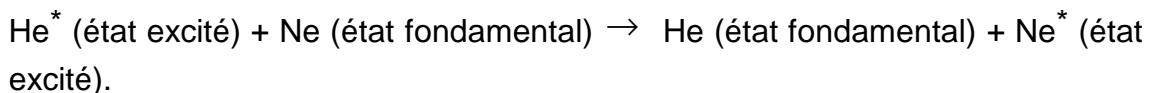
Tableau 1 Transitions

I-2 Le pompage du milieu actif.

L'excitation du milieu actif se fait en deux temps. Une décharge électrique de quelques mA sous quelques kV excite les atomes d'hélium. En fait le champ électrique accélère les électrons libres qui peuvent alors exciter les atomes d'hélium :



Puis, les atomes d'hélium excitent les atomes de néon par transfert collisionnel :



La durée de vie des états excités du néon est de quelques millisecondes (états métastables) tandis que celle des états inférieurs est de l'ordre de 10^{-8}

seconde. On observe donc une forte inversion de population. La désexcitation des atomes de néon s'effectue ensuite par émission stimulée de 3s vers 3p, ou de 3s vers 2p, ou de 2s vers 2p. Le retour vers l'état fondamental se fait enfin par désexcitation collisionnelle avec les parois du tube laser (d'où l'importance jouée par le capillaire).

I-3 La cavité.

La cavité du laser est formée de deux miroirs, sphériques ou plans assemblés pour former les cavités décrites sur la figure 2.

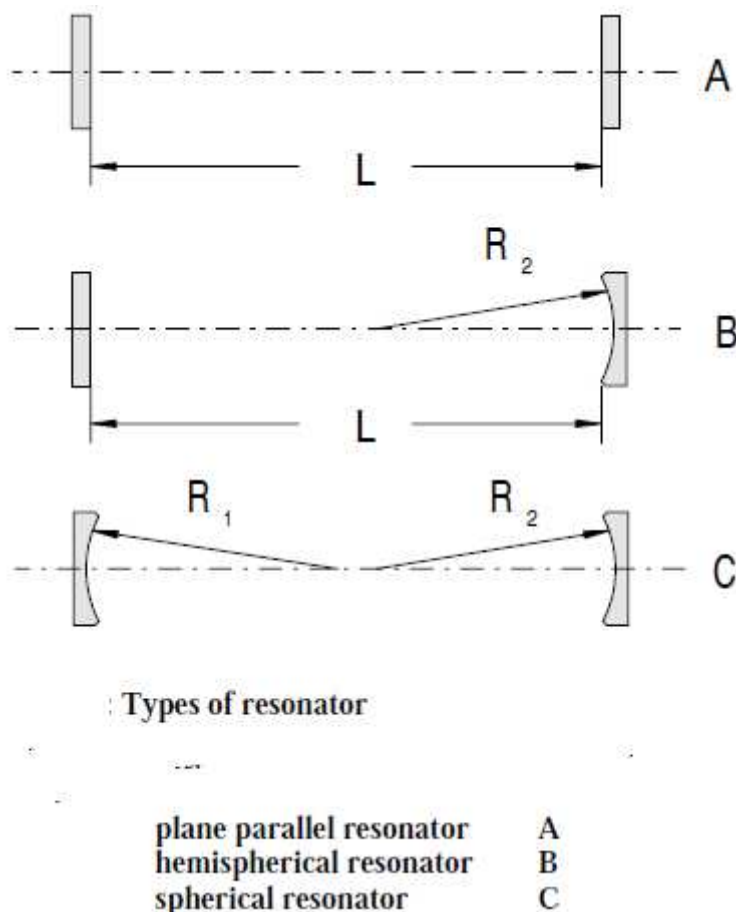


Figure 2 : Plusieurs type de cavité laser HeNe.

La cavité hémisphérique est la plus courante dans les lasers commerciaux de faible puissance (quelques mW) : un miroir plan d'un côté, de facteur de

réflexion d'environ 100 % et un miroir de sortie concave dont le centre de courbure est sur le miroir plan (facteur de réflexion 98 %). Les miroirs sont recouverts de couches diélectriques multiples qui donnent un pouvoir réflecteur très élevé pour un domaine spectral très étroit ; ceci permet de discriminer les trois types de transition laser possibles.

Deux exemples de montage de lasers He-Ne commerciaux sont présentés sur la figure 3.

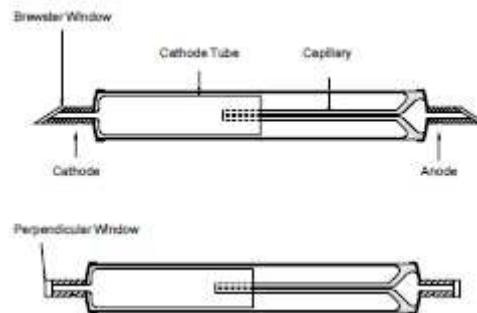


Figure 3: Schéma de tubes de laser Hélium Néon (fenêtre de Brewster et fenêtre rectangulaire).

Remarque: Il est souvent d'usage afin d'obtenir une bonne polarisation rectiligne du faisceau laser, de fermer le capillaire par un miroir incliné à l'angle de Brewster. Dans cette configuration le miroir de cavité est extérieur au tube à décharge.

II - Etude des modes longitudinaux.

La cavité d'un laser, et plus généralement les interféromètres Fabry-Perot (PF), sont des résonateurs optiques. Leur transmission en fonction de la fréquence de la lumière incidente varie périodiquement. Chaque pic de transmission est appelé mode longitudinal de la cavité. Il en existe un nombre infini ; la distance $\Delta\nu_L$ entre deux modes longitudinaux dépend de la longueur de la cavité par la relation:

$$\Delta\nu_L = \frac{c}{2L}$$

où c est la vitesse de la lumière et L la longueur de la cavité. La largeur de chaque pic est déterminée par la réflectivité des deux miroirs qui ferment la cavité optique.

Le profil de la raie d'émission spontanée (c'est-à-dire en l'absence d'effet laser) est caractérisé par sa largeur à mi-hauteur $\Delta\nu$. La largeur dite naturelle (due à la durée de vie du niveau c'est-à-dire à l'émission spontanée) est élargie par différents phénomènes physiques : effet Doppler, collisions... Pour le laser He-Ne, c'est l'effet Doppler qui est responsable d'un élargissement $\Delta\nu$ de l'ordre de 1300 MHz. Si le profil de la raie laser possède une largeur $\Delta\nu$ supérieure à l'intervalle spectral libre $\Delta\nu_L$ de la cavité laser, plusieurs modes longitudinaux sont susceptibles d'osciller. En fonction des pertes de la cavité le spectre d'émission sera modifié : seuls peuvent osciller les modes longitudinaux pour lesquels le gain du milieu est supérieur aux pertes. On peut montrer que le gain du milieu a pour expression $(N_2 - N_1) \frac{nh\nu_{21}}{c} B_{21}$ où N_2 et N_1 sont les populations des niveaux supérieur et inférieur, B_{21} le coefficient d'Einstein pour l'émission stimulée, ν_{21} la fréquence laser et n l'indice de réfraction du milieu. Les pertes du milieu ont de multiples causes dont les principales sont:

- les pertes à travers le miroir de sortie (cependant nécessaires pour observer le rayonnement laser!),
- l'absorption et la diffusion par les miroirs,
- et l'absorption du milieu due à des transitions autres que celle considérée.

Pour savoir si tous les modes susceptibles d'osciller oscillent effectivement, il faut regarder s'il y a ou non des phénomènes de compétition entre modes. En effet, si le profil d'émission spontanée de tous les atomes possède la largeur $\Delta\nu$ (élargissement homogène), un atome excité verra son émission stimulée par le premier photon qui l'atteindra. Statistiquement, il y a plus de chance que ce soit un photon correspondant à la raie la plus intense. Dans une telle situation de compétition entre modes, une raie intense a plus de chance d'être amplifiée qu'une raie peu intense : de proche en proche, la raie intense "étouffe" les autres. Dans les cas d'élargissement non homogène, chaque atome possède une largeur d'émission beaucoup plus petite que $\Delta\nu$, mais centrée pour chaque atome à une fréquence différente de telle sorte que l'ensemble des atomes ait une largeur d'émission qui couvre plusieurs modes

longitudinaux. Dans ce cas, chaque atome excité ne peut être désexcité que par un photon dont la longueur d'onde tombe dans sa plage individuelle d'émission ; il n'y a pas compétition entre modes, et plusieurs raies peuvent coexister. Les figures 4 illustrent le cas de l'élargissement homogène.

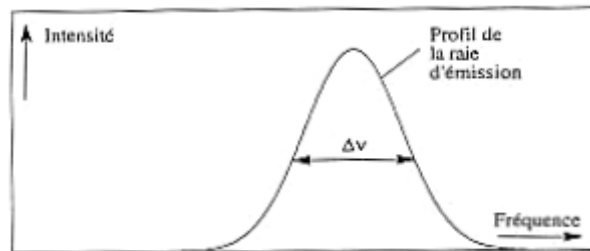


Figure 4a : Profil de la raie d'émission spontanée du milieu actif.

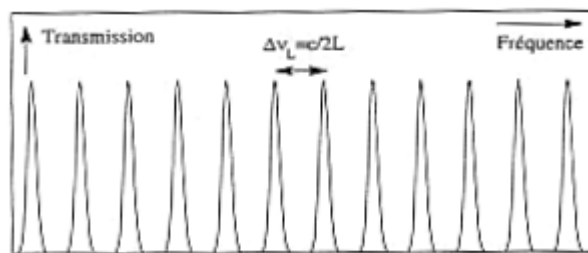


Figure 4b : Transmission du Perot-Fabry qui constitue la cavité laser.

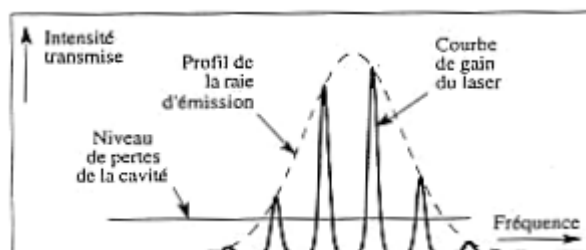


Figure 4c : Courbe de gain (trait gras) et de perte du laser en fonction de la fréquence.

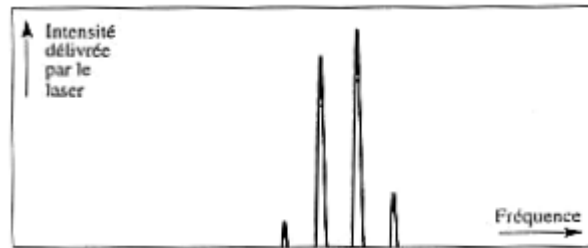


Figure 4d : Spectre d'émission du laser si l'élargissement est homogène.

Remarque: Nous ne détaillerons pas dans cet exposé les modes transverses électromagnétiques (ou modes TEM_{np}) du laser dus à la possibilité d'amplification laser sur des trajets optiques non axiaux l'existence de ces modes influe sur la divergence du faisceau laser ainsi que sur le nombre de taches (spots) présents dans le faisceau.

Si les modes longitudinaux (ou axiaux) déterminent les caractéristiques de longueur d'onde et de largeur spectrale du laser, le seul mode transverse auquel nous nous intéresserons (le mode TEM_{00} appelé aussi mode gaussien en raison de la distribution radiale d'intensité dans ce mode) caractérise la divergence du faisceau. Le principal objectif technologique pour la construction d'un laser est d'obtenir la maximum d'énergie dans ce mode.

III Sélection de la longueur d'onde du laser.

L'instrument idéal pour tout physicien s'intéressant à la spectroscopie est d'avoir un laser dont la longueur d'onde d'émission peut varier continûment de l'ultra-violet à l'infra-rouge. Le meilleur exemple en est le laser à colorant et aujourd'hui le laser OPO (Optical Parametric Oscillator). L'objectif est partiellement atteint dans le cas du laser He-Ne.

Comme nous l'avons vu plus haut, le laser étudié peut émettre diverses longueurs d'onde. Pour sélectionner ces longueurs d'onde un grand nombre de techniques qui font appel à des éléments dispersifs tels les prismes ou les réseaux de diffraction soit à des éléments interférentiels (FP, étalon, filtres) soit enfin à des éléments polarisants (filtre de Lyot, filtre biréfringent), peut être utilisé. Dans ce TP un prisme de Littrow et un cristal biréfringent sont successivement utilisés.

III-1 Prisme de Littrow

L'idée de Littrow est ingénieuse quoique simple. Il fabrique un prisme dont l'angle au sommet est calculé de sorte que les faisceaux pénètrent dans le prisme, sous l'angle de Brewster lorsque le prisme est utilisé dans l'arrangement du minimum de déviation (cas où le faisceau dans le prisme forme la base d'un triangle isocèle).

Dans ces conditions, il n'y a pas de pertes par réflexion. Ce type de prisme est aussi connu sous le nom de prisme de Brewster.

Littrow coupe ensuite le prisme en son milieu et recouvre après polissage la surface avec une substance fortement réfléchissante. Si l'indice de réfraction de la première couche est identique à celui du matériau du prisme alors les pertes de Fresnel seront considérablement réduites. On crée ainsi un élément présentant peu de perte que l'on peut utiliser dans le résonateur pour sélectionner les longueurs d'onde (voir figure suivante).

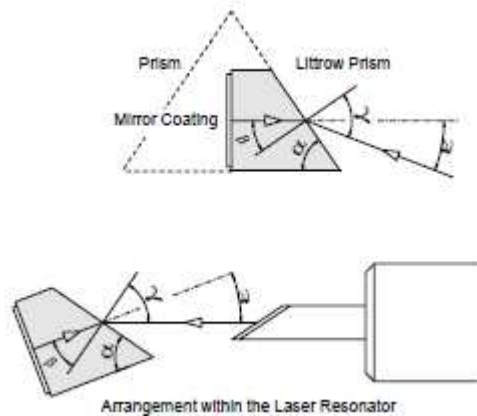


Figure 5

III.2 Cristal biréfringent

Un cristal biréfringent est un cristal capable de produire un déphasage (un retard) sur les composantes du champ électromagnétique (voir T.P de licence **Analyse d'une Vibration Optique**) dans deux directions orthogonales. Dans ces deux directions le cristal présente deux indices de réfraction distincts notés n_{eo} et n_o (pour extraordinaire et ordinaire).

Une lame biréfringente fabriquée à partir d'un cristal de quartz sera utilisée dans cette manipulation pour sélectionner les longueurs d'onde. Sur la figure suivante, on montre la disposition de la lame au sein du tube laser.

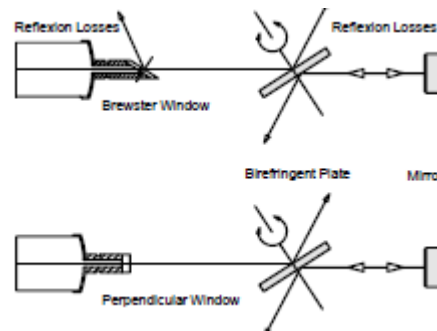


Figure 6

La lame biréfringente est placée sous incidence de Brewster dans le résonateur du laser afin de minimiser les pertes par réflexion à travers la lame elle-même. Le laser peut alors osciller dans une direction de polarisation donnée par la fenêtre de Brewster ou dans le cas d'une fenêtre perpendiculaire, dans la direction de polarisation imposée par la lame elle-même. Cette lame biréfringente ne change pas la direction de polarisation du faisceau si un déphasage $\delta = 2\pi$ a lieu entre les composantes du champ électromagnétique lors d'un passage aller-retour du faisceau à travers elle. Dans ce cas il n'y a pas de perte par réflexion dans toutes les orientations de la lame sous l'angle de Brewster. La polarisation du faisceau de retour change pour tout autre valeur du déphasage δ ; il y a par conséquent des pertes par réflexion dans la fenêtre de Brewster et le laser va arrêter d'osciller.

Le déphasage introduit par la lame est calculé de la façon suivante. La différence de chemin optique entre les faisceaux ordinaires et extraordinaires vaut $\Delta = d(n_o - n_{eo})$ où d est le chemin géométrique suivi par le faisceau à travers la lame d'épaisseur D . Le déphasage δ (après 2 passages à travers la

lame) est : $\delta(\theta) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2 \cdot d(n_o - n_{eo}(\theta))$ où θ est l'angle entre le vecteur champ électrique de la lumière et l'axe optique du cristal dans le plan de la plaque. Lorsque le déphasage $\delta(\theta)$ vaut 2π il n'y a pas de perte dans la fenêtre de Brewster. Ceci a lieu pour une longueur d'onde λ donnée pour une valeur particulière de l'angle θ . Il faut alors déterminer l'épaisseur D et l'angle θ de telle sorte que la condition ci-dessus soit remplie pour les gammes de longueurs d'onde du visible et de l'infra-rouge du laser **He-Ne**. La figure 7.a montre les indices de réfraction ordinaire et extraordinaire du quartz (ainsi que la différence de ces indices) en fonction de la longueur d'onde. Les figures 7.b et 7.c donnent le résultat du calcul de la transmission de lames d'épaisseur 0,9 et 0,3 mm pour un angle θ de 45° . Elles montrent que plus la lame est fine plus la courbe de transmission est large.

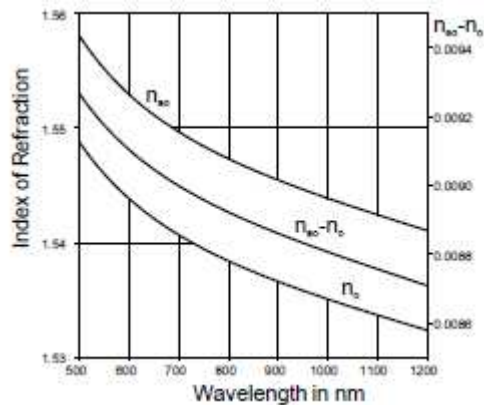


Figure 7.a: Courbe de dispersion des indices ordinaire et extraordinaire.

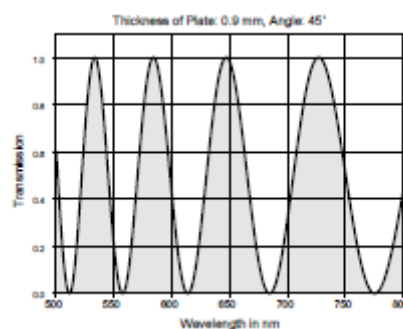


Figure 7.b: Transmission de la lame biréfringente pour une épaisseur de 0,9 mm et un angle de 45° .

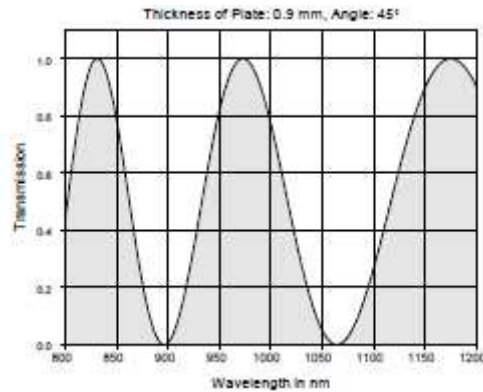


Figure 7.c: Transmission de la lame biréfringente pour une épaisseur de 0,3 mm et un angle de 45°.

IV Sélection de mode

Dans certains domaines comme la spectroscopie à haute résolution ou les techniques de mesures interférométriques, l'apparition de plusieurs modes dans le laser devient gênante. Des pertes sélectives en fréquence peuvent être induites dans le résonateur par l'introduction d'un étalon FP. Les modes indésirables sont ainsi supprimés.

Un étalon FP est un résonateur plan parallèle de faible facteur de qualité. Il est constitué d'un bloc de verre dont les surfaces planes bien taillées et polies sont parallèles entre elles. De la sorte les modes de l'étalon varient lentement avec la fréquence par opposition à ceux de la cavité résonante à variation rapide puisque comme dans le cas d'un résonateur simple, l'écart entre les modes est donné par l'épaisseur d et l'indice de réflexion n .

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nd}$$

Si un étalon est incliné d'un angle δ par rapport au faisceau incident, on peut montrer (calcul classique de l'effet d'une lame à faces parallèles) que le maximum de transmission pour l'ordre m se situe à la longueur d'onde

$$\lambda_m = \frac{2 \cdot d}{m} \sqrt{n^2 - \sin^2(\delta)}$$

L'étalon doit donc être choisi en fonction du degré de suppression souhaité sur les modes voisins compte tenu de la distance spectrale entre ceux-ci. Dans le montage expérimental proposé, vous disposerez d'un étalon de 1 cm d'épaisseur, avec un facteur de réflexion de 4% sur chaque face (puisque sans traitement optique).

Le maximum des modes de l'étalon peut ainsi être déplacé, en l'inclinant tandis que l'amplification du milieu et les modes du résonateur optique restent pratiquement les mêmes. De la sorte peuvent être éliminés les modes adjacents au mode principal pour lesquels les pertes sont augmentées. La figure suivante illustre la sélection des modes décrite ici.

V-Faisceaux gaussiens

La construction d'un laser puissant résulte d'un compromis entre deux objectifs contradictoires: disposer d'un grand volume de milieu actif, conserver le faisceau le plus proche possible de l'axe afin de favoriser le mode TEM₀₀ et réduire ainsi la divergence et augmenter la pureté spectrale. Les configurations optimales sont dans ces conditions celles des résonateurs sphériques (confocaux ou non) mais plus particulièrement celle des résonateurs hémisphériques (ou plan-sphérique).

Il est nécessaire à ce point d'introduire la notion de faisceau gaussien liée au mode TEM₀₀.

Au sein de la cavité optique, la répartition de l'amplitude pour le mode TEM₀₀, dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation, est gaussienne. Il est alors possible de calculer le rayon w du faisceau (défini comme la distance à l'axe optique où l'intensité est réduite à I_0/e^2 avec I_0 l'intensité sur l'axe:

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

en fonction de la variable z (distance sur l'axe de propagation mesurée à partir de la position du diamètre minimum w_0). w_0 est aussi appelé "beam waist" et

$z_R = \frac{w_0^2}{\lambda} \pi$ désigne la longueur de Rayleigh (ou longueur de waist) du

résonateur. A cette longueur (liée aux rayons de courbure des miroirs de la cavité) correspond un diamètre de faisceau $w(z_R) = \sqrt{2} \cdot w_0$.

La figure suivante explicite la relation et les notations utilisées

Le rayon du faisceau est le plus faible à la position z_0 . Pour de grandes valeurs de z le rayon du faisceau augmente alors linéairement

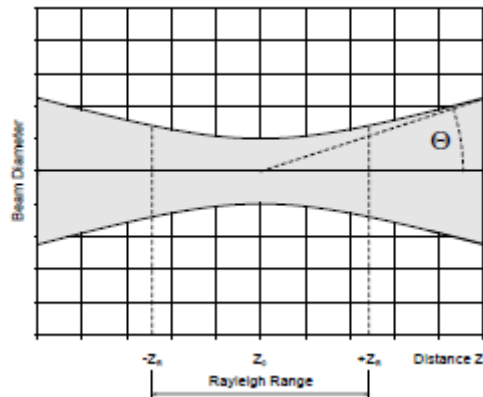


Figure 8

Dans une telle configuration l'onde lumineuse est une onde sphérique. Le rayon de courbure $R(z)$ du front d'onde peut être calculé en fonction de z par la relation:

$$R(z) = z + \frac{z_R^2}{z}$$

La figure suivante montre l'évolution du rayon de courbure en fonction de z .

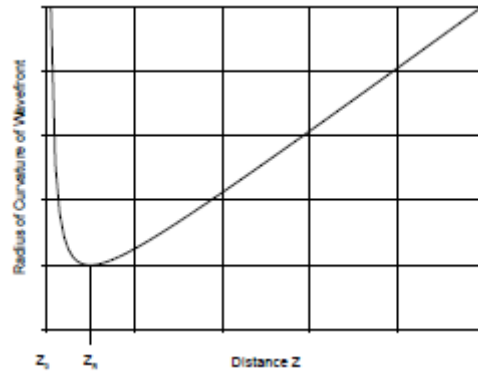


Figure 9

R est au minimum pour $z=z_R$.

R est infini pour $z=0$, ce qui correspond à une onde plane.

Au-dessus de la longueur de Rayleigh le rayon de courbure augmente de nouveau linéairement.

On constate donc que le faisceau n'est parallèle qu'au voisinage du « beam waist », dans l'intervalle $-z_R < z < z_R$.

Cette propriété est représentée sur la figure suivante pour les résonateurs sphérique et hémisphérique, ce dernier apparaissant bien comme le plus favorable pour obtenir une faible divergence du faisceau laser.

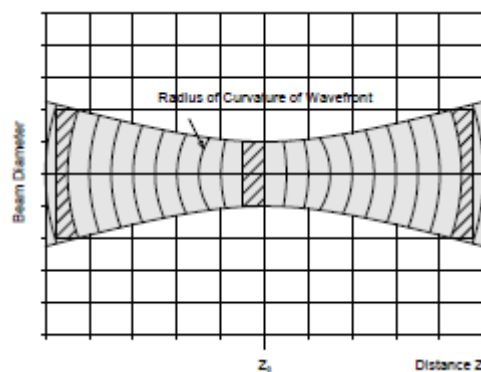


Figure 10

PARTIE EXPERIMENTALE

Lire au préalable, les règles de sécurité et de propreté suivantes.

Règles de Sécurité

Bien que toutes les parties métalliques du laser soient parfaitement isolées de l'anode portée à 1500 V , il est préférable t'attendre quelques minutes la décharge des condensateurs après l'arrêt du laser au cas où l'on aurait à éliminer les poussières des fenêtres.

Cette opération , si elle est nécessaire , est a réaliser uniquement sous le contrôle des enseignants et avec les cotons-tiges et le solvant conseillé.

Règles de propreté

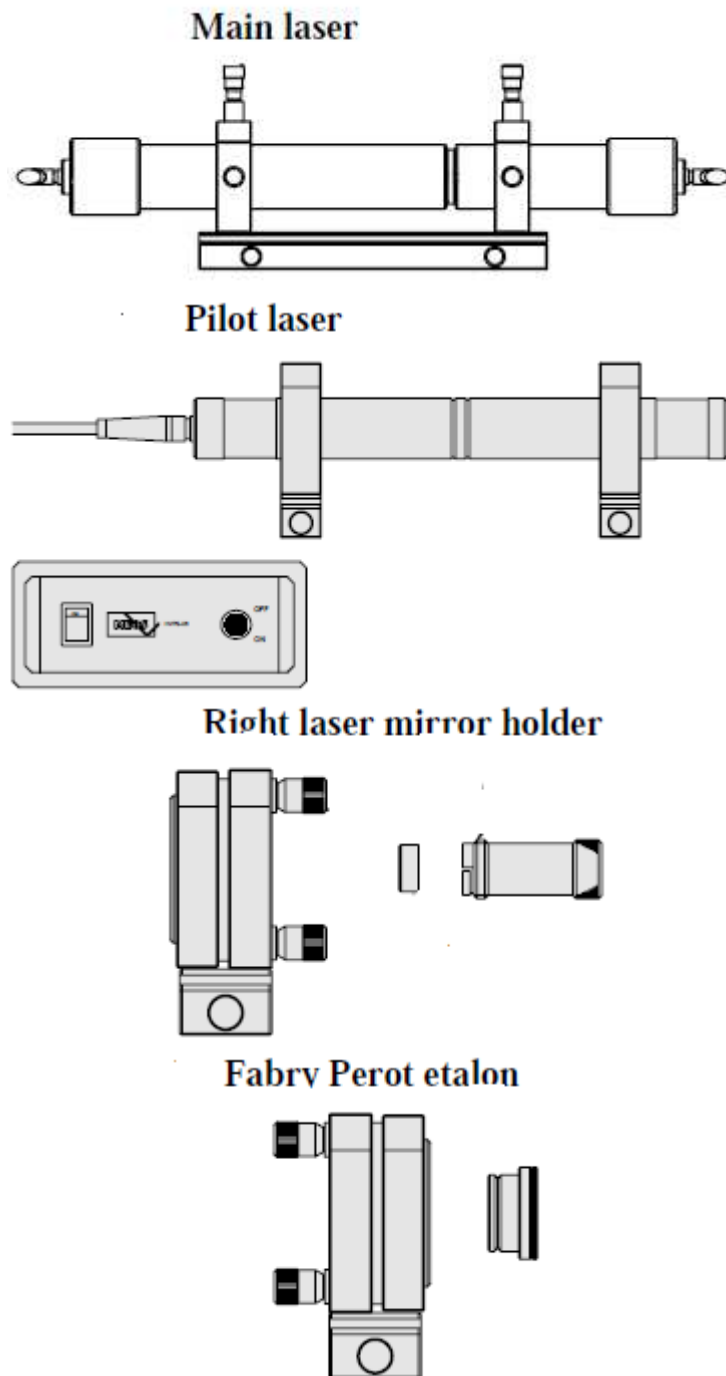
On ne mettra jamais les doigts sur les surfaces optiques actives (fenêtres, miroirs, prisme, étalon, quartz biréfringent, etc.).

En cas de souillure accidentelle, demander l'aide d'un enseignant pour utiliser les moyens appropriés. Ne pas essayer de nettoyer avec n'importe quoi !

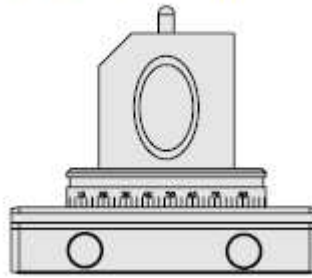
Évitez de toucher les surfaces optiques avec la feuille de papier qui sert au réglage.

I-Matériel

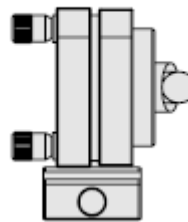
Le matériel utilisé est décrit sur la figure suivante.



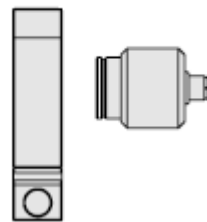
Birefringent tuner



Littrow prism tuner



Photodetektor



Le contrôleur de tube laser TC01

Tube controller



Ce module électronique fournit les hautes tensions nécessaires au fonctionnement du laser principal et du laser pilote. Le courant du laser principal peut être ajusté entre 4,5 et 8 mA afin d'optimiser la puissance du laser sur les différentes raies. Celui-ci est réglé à l'aide du potentiomètre de gauche (section tube-current) et sa valeur lue sur un affichage à 2 chiffres. Le courant minimum est limité afin d'éviter de se trouver au seuil d'établissement de la charge.

La mesure des intensités de la lumière laser est réalisée à l'aide d'une photodiode (vérifier son branchement comme celle de la fluorescence sur le connecteur BNC au dos du contrôleur). Le gain de la photodiode est ajustable.

La mise en route ou l'arrêt des lasers sont faites par les interrupteurs à clé correspondants.

II-Réglages préliminaires

II-1 Alignement du tube laser

Les réglages préliminaires du laser ont pour but de le faire osciller.

- Placer le laser pilote et le laser principal sur le rail et les fixer par les brides de serrage (figure 11a).
- Mettre en marche l'alimentation laser (Tube Controller) et le laser pilote (le laser principal reste éteint). Le laser pilote est pré-aligné en usine sur l'axe optique. Il définit l'axe optique pour le laser principal.
- Ajuster les vis de réglage fin **X Y** des supports du laser principal pour que le faisceau du laser pilote traverse le capillaire du tube He-Ne sans distorsion. Le faisceau à la sortie du tube doit avoir la même allure qu'à l'entrée. Le vérifier grâce à un morceau de papier. Ce réglage est capital pour obtenir facilement l'oscillation (l'accrochage) du laser.

La figure suivante résume les opérations. Il sera intéressant de vérifier dès maintenant le parallélisme de la façon suivante: après avoir très légèrement desserré les vis de fixation du support du laser principal sur le rail, vérifier que le faisceau de sortie n'est pas déformé lorsqu'on déplace le tube laser sur le rail. Revenir ensuite à la position initiale.

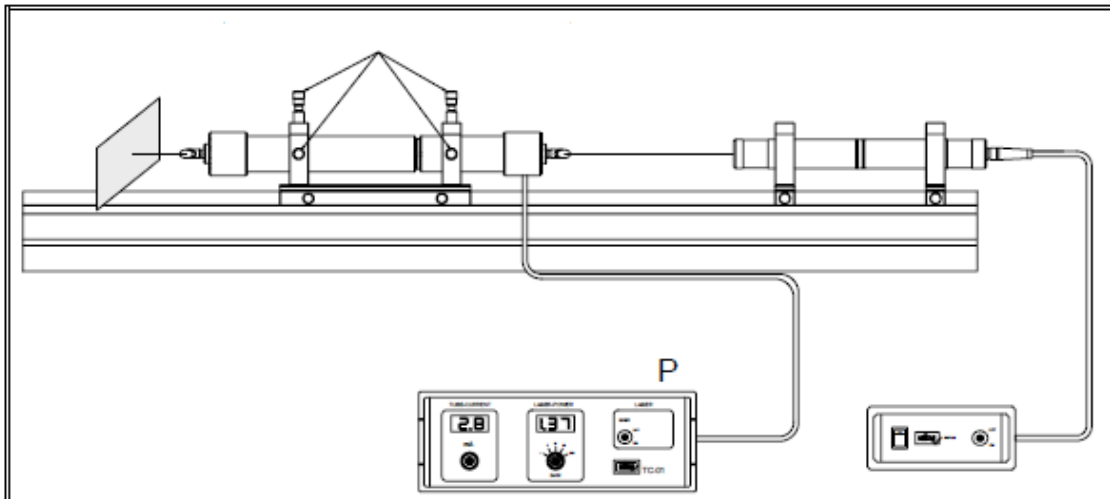


Figure 11

II-2. Alignement du premier miroir

- Placer le support d'ajustement du miroir du laser (celui de gauche) sur le rail comme sur la figure ci-dessous.
- Fixer le miroir plan de forte réflectivité (VIS-PLAN) sur le support.
- Retirer le laser principal du rail. Orienter alors le miroir de telle sorte que le faisceau réfléchi retombe exactement sur la sortie du laser pilote (réglage dit par retour inverse de la lumière). Lorsque l'alignement est parfait on observe sur le miroir une oscillation de l'intensité du laser pilote et des franges d'interférence autour du premier spot. Ces fluctuations proviennent d'interférences entre les faisceaux réfléchis sur le miroir et sur la fenêtre de sortie du laser pilote.

La figure suivante résume les opérations.

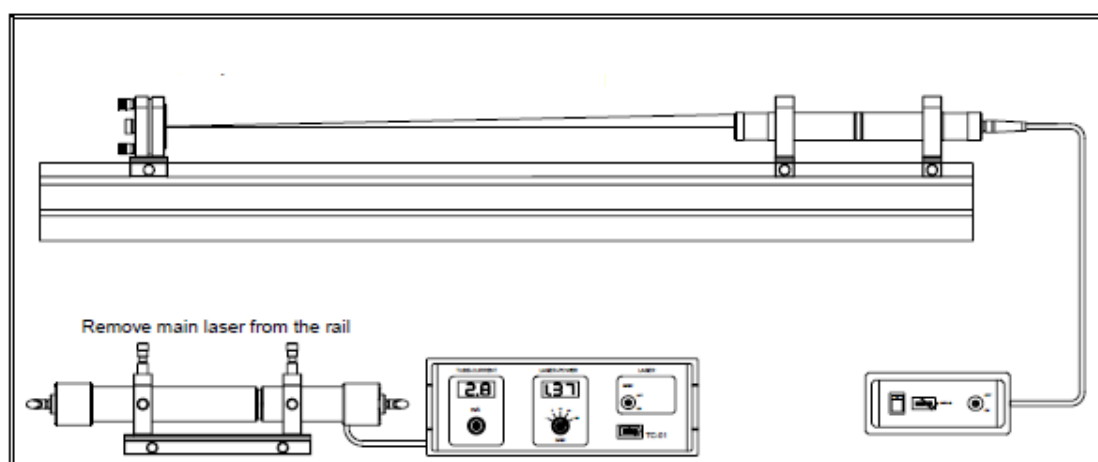


Figure 12

II-3. Alignement du deuxième miroir

- Placer le support du second miroir comme ci-dessous. Utiliser le miroir concave ayant un rayon de courbure de 700 mm (VIS 700). Le support de ce miroir doit être placé à 600 mm environ du premier.
- Le miroir étant concave, la lumière réfléchiée par ce miroir vers le laser pilote a une certaine divergence. Ajuster ce faisceau de retour de manière à ce qu'il passe par l'ouverture de sortie du laser pilote. Ce réglage sera d'autant meilleur que l'on observera de nombreux faisceaux d'intensités décroissantes.
- Centrer ces faisceaux sur la sortie du laser jusqu'à observer des franges d'interférence. La figure suivante résume les opérations.

Remarque: On notera que les miroirs sont en forme de coin (c'est-à-dire que leurs surfaces ne sont pas parallèles mais inclinées) de façon à éviter de former des étalons FP qui introduiraient des effets parasites.

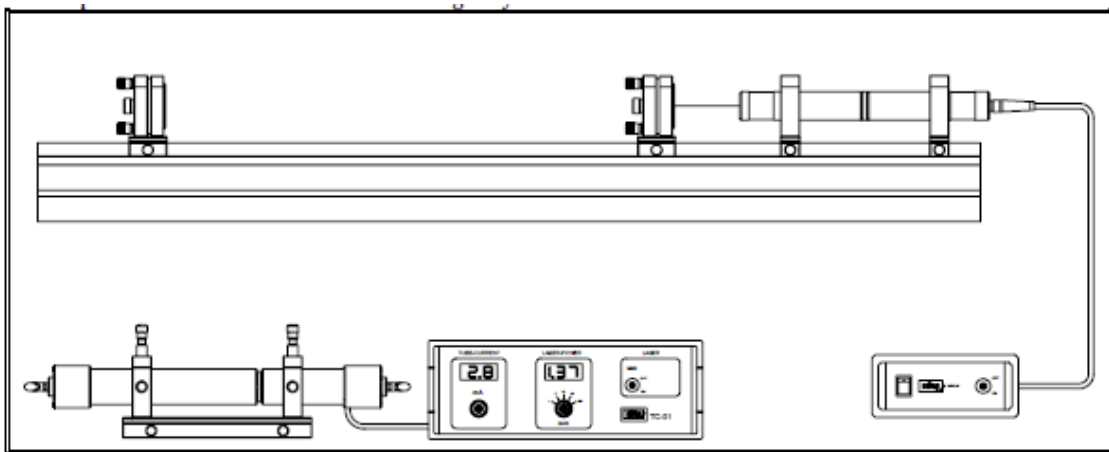


Figure 13

II-4. Oscillation du laser principal

- Arrêter le laser pilote et mettre en marche le laser principal.

- Si les réglages antérieurs sont bons, le laser oscillera plus ou moins fortement. Sinon, mémoriser la position de la vis de réglage supérieure du miroir concave, puis la tourner légèrement de part et d'autre pour observer les "flashes" du laser. Si la tentative est infructueuse, remettre les vis à sa position antérieure et agir de même avec la vis de réglage inférieure. Le laser doit normalement envoyer des "flashes".

- Dans ce cas tourner les vis pour stabiliser l'oscillation.

- Réajuster la vis supérieure pour obtenir le faisceau le plus intense possible.

- Réajuster les réglages du miroir plan (celui de gauche) pour augmenter encore l'intensité.

Sinon, en cas d'échec, ne pas hésiter à reprendre les réglages d'alignement optique depuis le début.

La figure suivante résume les opérations.

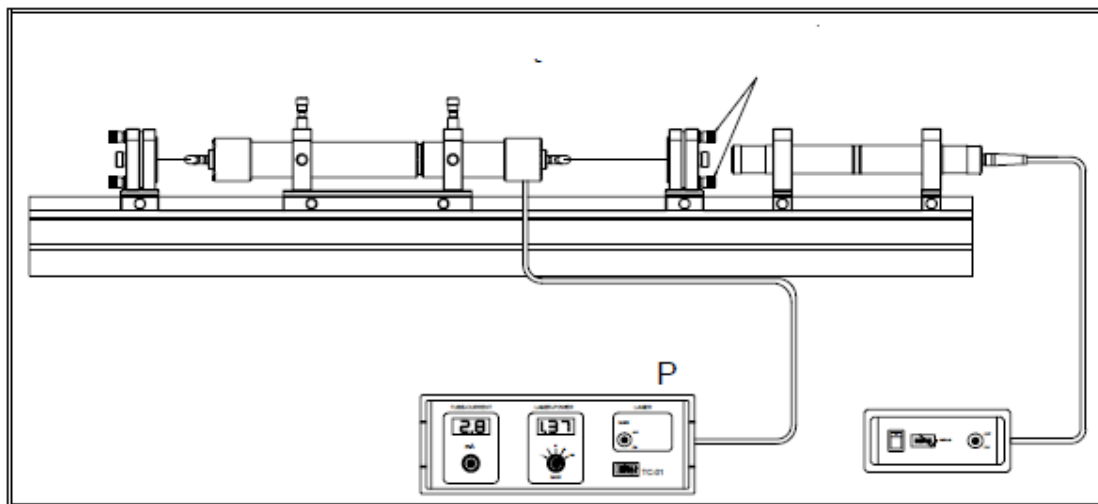


Figure 14

III-Etude du faisceau laser.

On va dans cette partie, mesurer les différentes caractéristiques du faisceau laser:

- **1/** domaine de stabilité optique,
- **2/** intensité lumineuse en fonction de la position du tube laser à décharge à l'intérieur de la cavité.
- **3/** taille du faisceau dans la cavité.

III-1. Stabilité optique

L'étude consiste à déplacer le miroir sphérique jusqu'à une position de stabilité limite à partir de laquelle les oscillations du laser cessent.

- Pour cela, dévisser légèrement la vis qui maintient le support du miroir sphérique sur le rail de façon à pouvoir déplacer le miroir sphérique sans perdre les oscillations. Le fixer dans sa nouvelle position puis régler son orientation pour observer le maximum d'intensité laser.
- Continuer ainsi jusqu'à atteindre une position où malgré les réglages de l'orientation du miroir sphérique, il n'y a plus d'oscillation du laser.
- Comparer cette position à la distance maximum L des miroirs de rayon de courbure R qui peut être déduite du critère de stabilité suivant (obtenu par des considérations d'optique géométrique):

$$0 \leq g_1 \cdot g_2 \leq 1$$

$$\text{où } g_1 = 1 - \frac{L}{R_1} \quad \text{et} \quad g_2 = 1 - \frac{L}{R_2}$$

III-2. Puissance de sortie en fonction de la position du tube laser

- En dévissant légèrement la vis de fixation du support du tube afin de le déplacer, on observe que la puissance de sortie diminue lorsqu'on s'approche du miroir sphérique. Puisqu'on s'était assuré dans la première étape que la position du tube ne bloquait jamais le faisceau parallèle du laser pilote, les résultats observés seront discutés en se basant sur le trajet des rayons lumineux dans le résonateur, en tenant compte du diamètre du capillaire.

III-3.Mesure du diamètre du faisceau

- Remplacer le miroir sphérique précédent par celui de 1000 mm de rayon de courbure (VIS 1000) et de forte réflectivité.
- Faire osciller à nouveau le laser principal en se servant du laser pilote comme précédemment.
- Placer le tube laser à une position optimale dans la cavité.
- Pour mesurer le diamètre du faisceau à une position donnée, on utilisera un pied à coulisse. Ajuster celui-ci à un peu près à 1,5 mm et le placer sur le chemin du faisceau.
- Toujours au même point l'avancer et le reculer pour observer quand l'oscillation a lieu ou pas. Si le laser oscille, réduire l'écartement du pied à coulisse jusqu'à trouver celui pour lequel le laser est constamment éteint. La dernière valeur où l'oscillation laser a été observée donne le diamètre du faisceau en ce point.
- Faire les mesures en différents points puis tracer le diagramme semblable à celui de la figure 10.
- Refaire les mesures en choisissant une position du miroir sphérique significativement différente de la précédente.
- Discuter les résultats en prenant en considération les notions sur le trajet optique d'un faisceau gaussien.

IV-Puissance du laser

On s'était intéressé dans ce qui précède à l'optimisation des réglages opto-mécaniques. Dans cette partie on va mesurer l'influence du courant de décharge sur la puissance du laser. La puissance est mesurée à l'aide du photo-détecteur.

- Observer que la lumière de fluorescence de la décharge est aussi captée par le photo-détecteur. Ce fond continu doit être pris en considération puisque dans ce laser pédagogique les puissances mises en jeu sont relativement faibles en comparaison avec la fluorescence de la décharge. Les différentes valeurs de fluorescence devront être soustraites des mesures suivantes pour chaque valeur de courant .
- Faire la première série de mesures pour la lumière rouge.
- Faire de même pour les autres longueurs d'onde en fin de TP.
 - Discuter les courbes obtenues en se référant au cycle laser. On remarquera que la population du niveau supérieur du laser et celle du niveau inférieur jouent un rôle important dans ce processus.

V-Observation des modes

- Utiliser le réglage du miroir sphérique, pour faire apparaître les différents modes transversaux. Un très léger réajustement du réglage du miroir suffit pour observer les modes d'ordre élevé.

VI- Sélection en longueur d'onde .

La sélection en longueur d'onde est nécessaire pour bénéficier d'un laser parfaitement monochromatique et à la longueur d'onde souhaitée. Deux causes principales y font obstacle, soit le laser émet, en raison de ses caractéristiques spécifiques, plusieurs longueurs d'onde, soit il en favorise une aux dépens des autres pour des raisons expliquées précédemment. Ce dernier cas est vrai en particulier pour les longueurs d'onde du visible et une partie de celles de l'infrarouge du laser He-Ne. Puisque les longueurs d'onde du visible sont issues du même niveau d'énergie elles entrent en compétition entre elles. Celle pour laquelle le seuil laser est le plus faible oscille la première et utilise l'inversion de population à son seul profit.

Pour sélectionner les longueurs d'onde on va utiliser dans ce T.P. un prisme de Littrow et un cristal biréfringent.

VI-1 Sélection en longueur d'onde par le prisme de Littrow.

- Retirer les deux miroirs et le tube à décharge du rail.
- Placer le prisme de Littrow sur l'extrémité gauche du rail et le fixer.
- Envoyer le faisceau du laser pilote sur le prisme de Littrow et agir sur les vis d'alignement de sorte que le faisceau réfléchi retombe dans le trou de sortie du laser pilote.
- Placer le miroir sphérique (celui de droite). Celui-ci est en principe aligné (si les vis de réglages n'ont pas été tournées) après la première expérience.
- Eteindre le laser pilote ; placer le laser principal sur le rail et le mettre en marche.
- Si le laser principal n'oscille pas immédiatement tourner légèrement dans un sens ou dans l'autre les vis de réglages du miroir de droite. Ici, l'alignement du prisme est cependant plus important que celui des miroirs simples. Aussi faut-il soigner le processus d'alignement du prisme.
- **Ne pas hésiter à tout recommencer en cas de tentative infructueuse.**
- Ajuster les réglages, lorsque le laser oscille, pour avoir une meilleure intensité.
- La vis d'ajustement au bas du support du prisme sert à régler l'orientation du prisme pour obtenir la longueur d'onde désirée. Si la sélection des raies rouges ne présente pas de difficulté particulière, cela peut être différent pour la raie orange. En observant le spot rouge du faisceau laser, sur le miroir de droite on s'aperçoit que celui-ci bouge lorsque l'on change l'orientation de la surface du prisme. L'oscillation principale à 632,8 nm a du mal à s'effacer au profit des autres car son gain reste fort malgré le léger dérèglement.

La figure 15 résume les opérations de réglage.

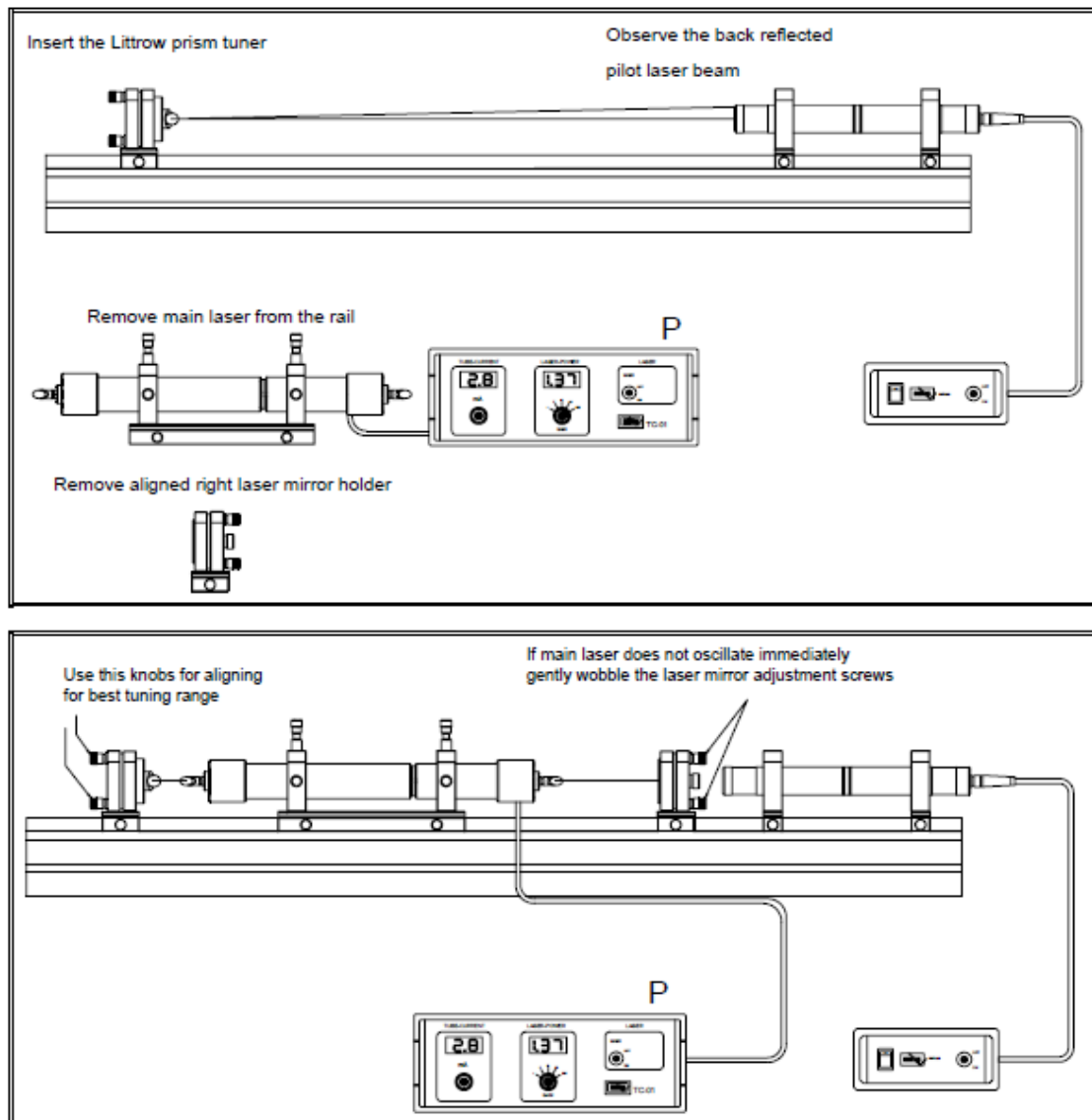


Figure 15

Par conséquent, pour atteindre l'oscillation "dans l'orange" à 611,8 nm, on utilise une technique basée sur le changement du chemin du faisceau dans le résonateur (à l'aide des vis d'ajustement du miroir de droite) de telle sorte que les pertes augmentent pour la longueur d'onde principale et, que soit favorisée ainsi l'oscillation "dans l'orange".

Pour cela :

-Tourner légèrement une vis d'ajustement de l'inclinaison de l'un des miroirs du laser et réajuster l'intensité au maximum en tournant la même vis sur le support du miroir opposé.

-En continuant ainsi on arrive à amener le faisceau à un endroit tel que l'effet d'iris du capillaire l'empêche d'aller plus loin (extinction). Tourner alors légèrement la surface du prisme (vis du bas) pour observer la lumière de couleur orange.

Commentaires.

Remarque : La manipulation très délicate à réaliser, mais faisable; chaque système laser a été testé pour qu'elle soit possible.

VI-2 Sélection de longueur d'onde avec un cristal biréfringent

L'expérience précédente est plus aisée à réaliser avec le cristal biréfringent.

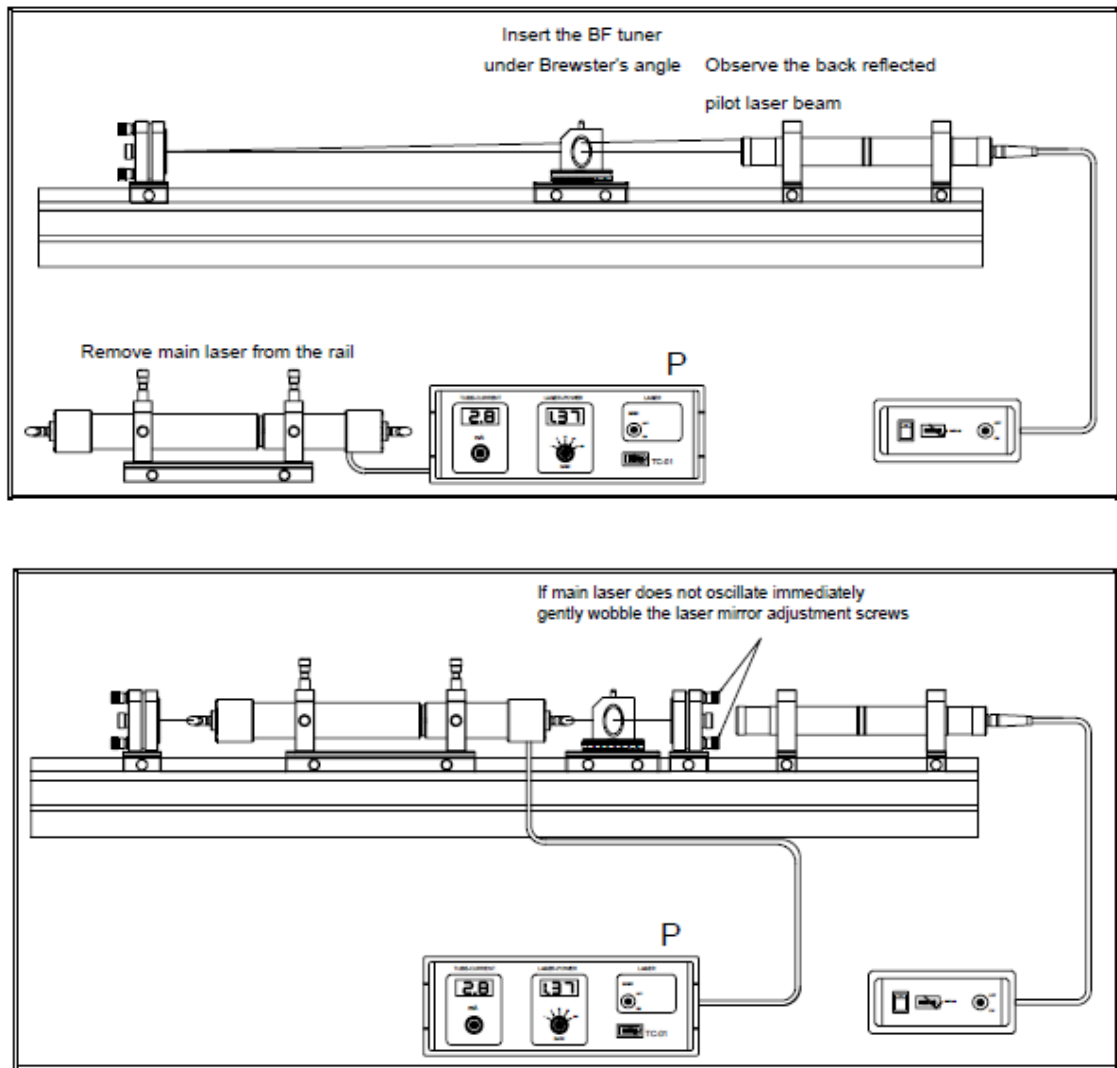


Figure 16

- Le cristal biréfringent est constitué d'une lame de quartz naturel d'environ 1 mm d'épaisseur. Lorsque la lame biréfringente est placée dans le résonateur elle entraîne un déplacement du faisceau. Il s'avère donc nécessaire de recommencer l'alignement primaire comme suit :

- Régler l'alignement du laser de façon qu'il oscille avec une intensité maximale.
- Orienter la lame biréfringente de sorte qu'elle soit perpendiculaire à l'axe du laser.
- Tourner la lame autour de son axe optique (à l'aide de la tige au-dessus du support) jusqu'à une position où le laser oscille à nouveau puis ajuster les réglages du laser pour avoir le maximum d'intensité.
- Mettre la lame sous incidence de Brewster. Le faire progressivement. A chaque étape ajuster le réglage des miroirs pour avoir le maximum d'intensité. Aux abords de l'angle de Brewster, le laser présente une forte augmentation d'intensité tandis que le faisceau réfléchi par la lame biréfringente est au minimum.
- Si maintenant la lame est tournée autour de son axe optique (à l'aide de la tige supérieure), le laser oscille pour 3 ou 4 positions selon la longueur d'onde principale (632,8 nm). Sélectionner la raie de plus forte intensité et réajuster le réglage du laser.
- En tournant la plaque de part et d'autre on doit observer 5 autres raies aux longueurs d'onde suivantes avec les intensités relatives suivantes:

1.	611.8 nm	10
2.	629.8 nm	20
3.	632.8 nm	100
4.	635.2 nm	6
5.	640.1 nm	34

- Mesurer à l'aide de la photodiode les intensités correspondantes et calculer les rapports P_i/P_L où P_i est l'intensité de l'oscillation suivant une longueur d'onde donnée et P_L l'intensité de l'oscillation de longueur d'onde 632,8 nm. Commentaires.

Remarque : La raie de couleur orange à 611,8 nm comme la raie rouge à 635,2 nm sont très sensibles aux pertes supplémentaires dues à la pollution des éléments optiques. Aussi faut-il nettoyer les différentes pièces optiques,

notamment les surfaces de la fenêtre du tube à décharge (soumise à un champ électrique) et le cristal biréfringent (se référer aux consignes indiquées précédemment).

VII-Sélection de mode avec un étalon

L'étalon utilisé dans l'expérience est un bloc de verre de 1 cm d'épaisseur de surfaces non traitées. Le coefficient de réflexion de 4% est suffisant pour la finesse souhaitée.

-Estimer sommairement par le regard que l'étalon est ajusté perpendiculairement au faisceau laser.

- Placer l'étalon dans le résonateur. Le laser doit continuer à osciller.

-Sinon, ajuster l'étalon pour que ses faces soient parfaitement perpendiculaires au faisceau laser. Ceci s'effectue en observant les spots des réflexions multiples de l'étalon. En centrant les différents spots on doit observer une augmentation de l'intensité du laser. L'étalon est alors à l'ordre zéro.

La figure 17 résume les procédures de réglage de l'étalon.

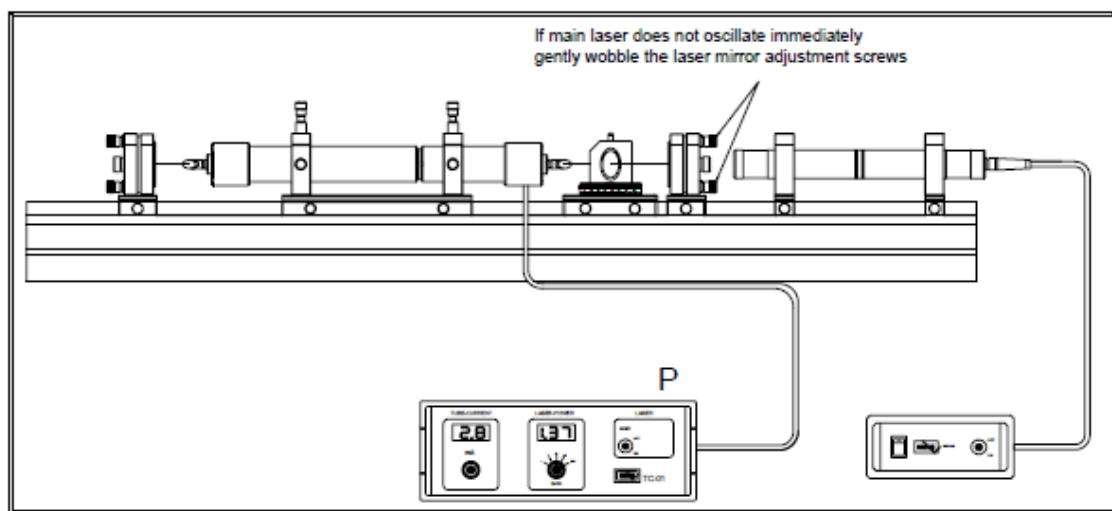


Figure 17

- En inclinant l'étalon à l'aide de l'une des vis de réglages (de préférence la vis supérieure) l'oscillation du laser s'arrête puis reprend pour une orientation particulière de l'étalon. Le premier ordre $m=1$ a été atteint. En continuant dans le même sens, les ordres supérieurs sont observés.

- Mesurer l'intensité de chaque ordre.
- Tracer la courbe donnant l'intensité en fonction de la longueur d'onde. Sur cette même courbe tracer l'enveloppe du profil du gain de Ne.