

5) Il existe un régime transitoire de la mise en phase des modes longitudinaux ([7]).

Ce point concerne les lasers Nd:YAG à modes couplés et à pompage impulsionnel. Dans ce cas, le régime permanent (Δt donnée par (33)) n'est atteint qu'après une phase transitoire durant laquelle l'impulsion se construit au fur et à mesure des allers-retours dans la cavité. Dans le cas du Nd:YAG, le régime permanent est atteint au bout d'environ 30 μ s.

I.3. ETUDE ET REALISATION DU LASER Nd:YAG CONTINU A MODES COUPLES.

I.3.1. Introduction

Dans ce paragraphe, nous allons présenter toutes les étapes de l'étude et de la réalisation de notre laser Nd:YAG continu à modes couplés. Notre but est de développer une source d'impulsions lumineuses stables et reproductibles. Dans le cas du laser Nd:YAG pompé en continu, ce but ne pourra être atteint que si nous prenons en compte les effets thermiques dans le barreau de YAG. Ces effets ont trois origines principales :

- le spectre d'émission des lampes de pompage est beaucoup plus large que les bandes d'absorption de l'ion Nd^{3+} , et une grande partie de l'énergie de pompage ne fait qu'échauffer le cristal de YAG ;
- une autre partie de l'énergie de pompage contribue à l'échauffement du barreau à cause des transitions non radiatives ;
- enfin, le rendement quantique du processus d'émission stimulée est inférieur à l'unité et les photons perdus cèdent leur énergie au cristal de YAG.

Ainsi, l'absorption d'une partie de l'énergie de pompage par le barreau conduit à une élévation de température importante qui peut être fatale au cristal si celui-ci n'est pas refroidi.

L'échauffement et le refroidissement du matériau conduisent à une distribution de température non uniforme responsable des phénomènes de lentille thermique et de biréfringence induite dans le barreau.

Le bon fonctionnement du laser dépend de la compensation de ces effets. Dans une première partie, nous présenterons la cavité laser en insistant sur la nécessité de bien choisir la tête laser. Ensuite, nous étudierons plus en détail les effets thermiques et une grande partie de la discussion sera

consacrée à l'étude de la compensation de la lentille thermique. Puis nous reviendrons plus en détail sur le fonctionnement du dispositif le plus important de la cavité : le modulateur acousto-optique. Enfin, nous terminerons ce paragraphe en présentant les deux lasers Nd:YAG qui ont été réalisés. Pour le premier, nous avons utilisé une tête de pompage telle que le barreau est pompé par deux lampes à arc (Micro-contrôle), alors que pour le second, le barreau est pompé par une seule lampe.

I.3.2. Présentation de la cavité laser

Dès le départ, il est très important de bien choisir la tête de pompage car elle détermine dans une large mesure le rendement énergétique du laser. En outre, la cavité de pompage permet de distribuer l'énergie d'excitation dans le barreau de YAG. Si elle est bien conçue, il sera alors possible de minimiser au mieux les effets néfastes de la lentille thermique et de la biréfringence induite.

La figure 5 montre schématiquement comment on peut réaliser le pompage optique d'un laser à solide. Nous distinguons : 1, le cristal (YAG) ; 2, la lampe à arc de pompage ; 3, le réflecteur destiné à concentrer le rayonnement de pompage sur l'élément actif. En pratique, on fait appel à des réflecteurs de section elliptique. On peut utiliser par exemple un réflecteur à deux lampes (fig. 5.b) pour lequel les lampes sont aux foyers de deux ellipses et le barreau au foyer commun. Un tel dispositif est supposé améliorer le pompage du barreau. En effet, dans le cas du réflecteur à simple ellipse, le côté du barreau opposé à la lampe est dans une zone d'ombre partielle et le pompage du barreau n'est pas symétrique. C'est grâce à cet argument que la société Coherent a justifié les très bonnes performances de son laser Antares.

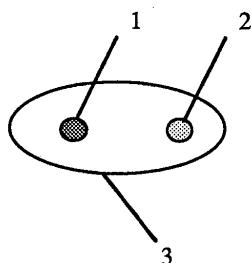


Fig.5a.

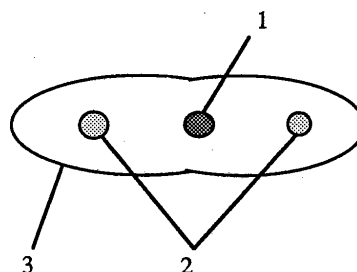


Fig.5b.

Figure 5 : Vue en coupe de deux types de tête laser : 1 = cristal de YAG, 2 = lampe à arc, 3 = réflecteur.

Nous avons donc décidé dans un premier temps d'acheter une tête laser à deux lampes : Micro-controlle YAG 904. Un premier laser a donc été conçu, réalisé et caractérisé. Par la suite, nous avons décidé d'acheter une autre tête afin de réaliser un second laser. Nous avons alors choisi une tête à une seule lampe (Holobeam 258) dans le but de pouvoir comparer les performances des deux types de pompage.

Tous les résultats qui suivent concernent le laser YAG à tête Micro-controlle. Néanmoins, à la fin du paragraphe, nous présentons qualitativement les performances atteintes par le laser à tête Holobeam.

La cavité laser est représentée schématiquement figure 6.

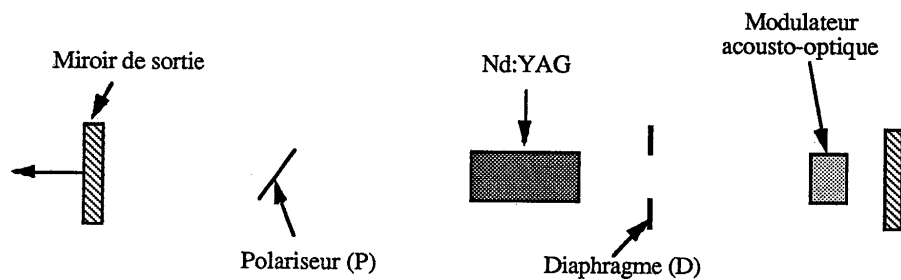


Figure 6 : Schéma de la cavité laser.

Elle est linéaire. Le miroir de sortie a une transmission de 10 %. Le modulateur acousto-optique est tout près du miroir arrière. Un trou (D) permet de sélectionner le mode TEM_{00} et (P) est une lame de quartz qui polarise le faisceau verticalement. L'ensemble est aligné en utilisant un laser à He-Ne.

I.3.3. Les effets thermiques dans le barreau de YAG

I.3.3.1. Introduction

Une très faible fraction ($< 1\%$) de l'énergie de pompage est convertie en lumière laser. Le reste est perdu et ne fait qu'échauffer le barreau de YAG qui doit donc être refroidi. Il en résulte un gradient de température qui est directement responsable des effets thermiques induits : lentille et biréfringence.

En ce qui concerne la lentille thermique, il est possible de mettre en évidence trois causes essentielles :

- d'abord, le gradient de température qui entraîne un gradient d'indice de réfraction ;
- ensuite, il existe une variation d'indice de réfraction due à l'effet photo-élastique qui se manifeste lorsque des contraintes thermo-élastiques prennent naissance dans le milieu ;
- enfin, la dilatation thermique du barreau qui entraîne une courbure de ses faces terminales.

La biréfringence induite est directement due aux contraintes thermo-élastiques qui agissent sur l'ellipsoïde des indices du milieu amplificateur. Ainsi à l'état initial, le cristal de YAG est isotrope et il acquiert sous l'effet des contraintes thermo-élastiques les propriétés d'un cristal biréfringent.

Au cours de nos recherches associées à la tête Holobeam, nous avons pu essayer plusieurs barreaux de YAG présentant des surfaces plus ou moins dépolies. Nous avons alors constaté que les effets thermiques varient énormément en fonction de l'état de surface du barreau. Les meilleures performances ont été obtenues avec des barreaux dont la surface est très dépolie. Nous allons par la suite rappeler les principaux résultats théoriques relatifs à ces effets ainsi que les moyens de compensation associés.

I.3.3.2. Distribution de température dans le milieu amplificateur

La figure 7 représente le système d'axes dans lequel nous étudierons le barreau de YAG. Ces axes sont associés à des directions cristallographiques particulières du cristal.

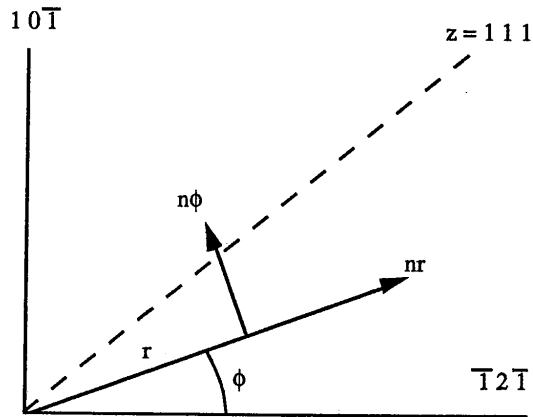


Figure 7 : Repère d'espace associé au barreau de YAG.

Pour mener à bien les calculs, nous supposons que le barreau de YAG est infiniment long, afin de négliger les effets de bord. Nous supposons aussi que l'apport de chaleur est uniforme et que l'eau de refroidissement circule le long de la surface cylindrique du barreau. En régime permanent, on peut aussi négliger la variation de température de l'eau de refroidissement le long du barreau.

On peut alors démontrer que ([10-12]) la température $T(r)$ à une distance r de l'axe du cristal vaut :

$$(39) \quad T(r) = T(r_0) + \frac{Q}{4K} (r_0^2 - r^2)$$

avec $T(r_0)$ la température à la surface du barreau de rayon r_0 .

K la conductivité thermique du barreau.

et Q qui représente l'apport de chaleur par unité de volume.

D'après (39), le gradient de température est parabolique et le centre du barreau ($r = 0$) est la zone la plus chaude. Ce gradient est directement responsable des contraintes élevées présentes dans le barreau.

I.3.3.3. Contraintes thermiques dans le milieu amplificateur

Le gradient de température évoqué précédemment est donc dû au fait que le coeur est plus chaud que la périphérie du barreau. La dilatation du coeur est donc gênée par la zone extérieure plus froide ce qui crée des contraintes mécaniques dans le barreau.

Dans le cas d'un barreau homogène pour lequel les faces terminales sont libres et étant donnée la distribution de température précédente, les contraintes radiales σ_r , tangentielles σ_ϕ et axiales σ_z sont décrites par les équations suivantes [10, 12].

$$(40) \quad \sigma_r(r) = QS (r^2 - r_0^2)$$

$$(41) \quad \sigma_\phi(r) = QS (3r^2 - r_0^2)$$

$$(42) \quad \sigma_z(z) = 2QS (2r^2 - r_0^2)$$

où S contient les paramètres du matériau (module d'Young, coefficient de Poisson, coefficient d'expansion thermique α).

En étudiant les variations des fonctions précédentes pour r variant de 0 à r_0 , nous constatons que les contraintes les plus importantes sont localisées au coeur et à la surface du barreau.

En particulier, si l'on augmente trop la puissance de pompage, les contraintes à la surface du barreau peuvent provoquer la rupture de ce dernier.

I.3.3.4. Variation de l'indice de réfraction due à l'effet photo-élastique

Les contraintes thermiques dont nous avons parlé précédemment entraînent une déformation du barreau qui, à son tour, via l'effet photo-élastique, entraîne une variation d'indice de réfraction.

Nous supposons par la suite que l'axe du barreau (axe z) est confondu avec la direction cristallographique [111] ce qui est le cas de la plupart des barreaux de YAG disponibles. Nous allons calculer la biréfringence $\Delta n_r - \Delta n_\phi$ dans le plan perpendiculaire à l'axe z contenant la direction de polarisation du faisceau.

En coordonnées cylindriques, les variations d'indice pour les polarisations radiales et tangentielles sont données par [12, 13] :

$$(43) \quad \Delta n_r = -\frac{1}{2} n_o^3 \Delta B_r$$

$$(44) \quad \Delta n_\phi = -\frac{1}{2} n_o^3 \Delta B_\phi$$

où les coefficients B_r et B_ϕ sont obtenus en faisant le produit du tenseur de l'effet photo-élastique et du tenseur des déformations.

Le tenseur des déformations est lui-même obtenu à partir des contraintes données par les équations (40) (41) (42). On obtient finalement :

$$(45) \quad \Delta n_r = -\frac{1}{2} n_o^3 \frac{\alpha Q}{K} C_r r^2$$

$$(46) \quad \Delta n_\phi = -\frac{1}{2} n_o^3 \frac{\alpha Q}{K} C_\phi r^2$$

où C_r et C_ϕ sont fonctions des coefficients élasto-optiques du YAG et α est le coefficient d'expansion thermique (les coefficients élasto-optiques sont les éléments du tenseur de l'effet photo-élastique). La biréfringence induite est obtenue à partir de (45) et (46) :

$$(47) \quad \Delta n_r - \Delta n_\phi = \frac{1}{2} n_o^3 \frac{\alpha Q}{K} (C_\phi - C_r) r^2.$$

I.3.3.5. La lentille thermique

Le gradient de température à l'intérieur du barreau provoque une distorsion du faisceau laser due aux variations de l'indice de réfraction avec la température et les contraintes.

La connaissance de l'énergie dissipée dans le barreau permet d'abord de calculer le gradient de température, les contraintes et les déformations. Il est possible d'en déduire l'expression de la lentille thermique en fonction des différents paramètres [11, 12].

Dans le cas général, l'indice de réfraction s'écrit :

$$(48) \quad n(r) = n(0) + \Delta n(r)_T + \Delta n(r)_E$$

où $n(0)$ est l'indice au centre du barreau ($r = 0$)
 $\Delta n(r)_T$ est la variation d'indice due à la température
 et $\Delta n(r)_E$ celle due aux contraintes thermiques.

Tenant compte de tous les paramètres du système, les expressions des distances focales de la lentille thermique sont données par [12] :

$$(49.a) \quad f_r = \frac{KA}{P_a} \left\{ \frac{1}{2} \frac{dn}{dT} + \alpha C_r n(0)^3 + \frac{\alpha r_o (n(0) - 1)}{e} \right\}^{-1}$$

pour un faisceau polarisé dans la direction radiale

et

$$(49.b) \quad f_\phi = \frac{KA}{P_a} \left\{ \frac{1}{2} \frac{dn}{dT} + \alpha C_\phi n(0)^3 + \frac{\alpha r_o (n(0) - 1)}{e} \right\}^{-1}$$

pour un faisceau polarisé dans la direction tangentielle
 avec :

K conductivité thermique du YAG ,
 A section du barreau ,
 P_a puissance totale dissipée dans le barreau ,
 dn / dT coefficient de température de l'indice de réfraction ,
 α coefficient de dilatation thermique ,
 C_r et C_ϕ fonctions des coefficients élasto-optiques du YAG (C_r pour la polarisation radiale, C_ϕ pour la polarisation tangentielle) ,
 $n(0)$ indice au centre du barreau ,
 r_o rayon du barreau ,
 e longueur du barreau.

Dans le cas général, un faisceau polarisé linéairement ou non polarisé a toujours deux composantes radiale et tangentielle. A ce faisceau sont donc toujours associées les deux distances focales f_r et f_ϕ

Le premier terme du membre de droite des relations (49.a et b) correspond au changement d'indice de réfraction avec la température. Le deuxième terme correspond à la variation de l'indice

avec les contraintes. Enfin, le troisième terme est associé à la déformation des faces terminales du barreau avec la température. En effet, comme le barreau est plus chaud en son centre, la dilatation thermique entraîne une dépendance de la longueur du barreau avec la distance radiale r . Ainsi les deux faces du barreau deviennent convexes. En injectant les valeurs numériques des différents paramètres dans (49.a et b), on peut démontrer que le premier terme représente la plus grande contribution à l'effet de lentille thermique. Ainsi :

$$(49.c) \quad f \sim \frac{KA}{2P_a} \frac{dn}{dT}$$

La relation (49.c) est d'un grand intérêt. Examinons la plus précisément. Nous verrons dans la suite qu'il est d'autant plus facile de construire une cavité optique stable que la focale thermique est grande, donc que l'effet de lentille thermique est faible.

- Ainsi, le YAG est un matériau de choix car il possède une grande conductivité thermique ($0,111 \text{ W/cm}^\circ\text{C}$ à 70°C).

-Il est difficile de pouvoir choisir le diamètre du barreau ($2(A/\pi)^{1/2}$) car il faut pouvoir l'adapter dans la tête de pompage. Dans notre cas, le diamètre était de 5 mm.

- En améliorant le rendement thermique de la tête de pompage, il doit être possible de diminuer P_a . De toute façon, P_a est proportionnel à la puissance électrique utilisée P_{in} , ainsi

$$(50) \quad f \sim \frac{1}{P_{in}}$$

- Enfin, dn/dT représente le coefficient de température de l'indice de réfraction. C'est une constante qui vaut $+7,3 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ pour le YAG. Comme la température au coeur du barreau y est plus élevée, l'indice décroît quand on s'éloigne du centre et le barreau se comporte donc comme une lentille convergente. L'effet de lentille divergente ($dn/dT < 0$) se rencontre dans certains types de verre.

Pour terminer cette partie, revenons sur les relations (49.a et b) qui nous montre que la lentille thermique présente en fait deux distances focales suivant que la polarisation du faisceau est radiale (C_r) ou tangentielle (C_ϕ). Comme un faisceau polarisé linéairement, ou non polarisé, a toujours deux composantes radiale et tangentielle, la lentille thermique a donc toujours deux distances focales f_r et f_ϕ . On peut montrer théoriquement dans le cas du YAG que $f_\phi / f_r = 1,2$. Il en résulte qu'il sera difficile de mesurer la distance focale du barreau en utilisant un faisceau d'He-Ne car alors la profondeur de focalisation du faisceau émergeant sera très grande. Cette difficulté sera accrue par le fait que le barreau présente de l'aberration sphérique, comme illustré sur la figure 8.

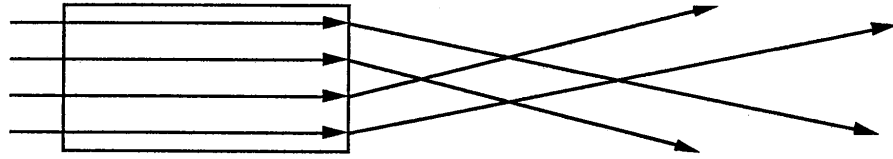


Figure 8 : Aberration sphérique dans le barreau de YAG.

En effet, les faisceaux qui voyagent près de l'axe du barreau voient un indice plus élevé donc convergent plus rapidement que les faisceaux externes. Ces deux effets combinés ne nous permettent pas de mesurer la distance focale à mieux que quelques centimètres.

Par la suite, il sera donc très important de concevoir des cavités optiques qui soient relativement insensibles à des petites variations de focale thermique qui peuvent être dues soit aux incertitudes de mesures, soit aux variations de la puissance de pompage (P_{in}).

I.3.3.6. Mesure de la distance focale thermique de notre tête laser

La méthode habituellement utilisée [11, 14] pour mesurer précisément une distance focale est illustrée figure 9.

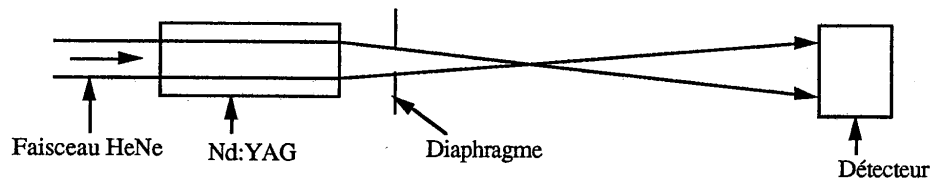


Figure 9 : Principe de la mesure de la distance focale thermique.

Un faisceau d'He-Ne collimaté traverse le barreau de YAG. Dans la partie où le faisceau converge, on utilise un trou très petit (d'un diamètre inférieur à celui du waist) suivi d'un détecteur de puissance. Le trou est monté sur trois platines de translation qui permettent de le déplacer sur trois axes orthogonaux x , y , z . Lorsque le trou est au foyer, le flux mesuré est alors maximum.

Dans notre cas, la zone où le faisceau est focalisé est assez grande (quelque cm) et nous donne un maximum de puissance peu marqué et difficile à apprécier.

Nous présentons ici une méthode originale [15] qui a l'avantage d'être très simple à mettre en oeuvre. En effet, il est juste nécessaire de disposer d'un verre dépoli. Le schéma de principe est donné figure 10.

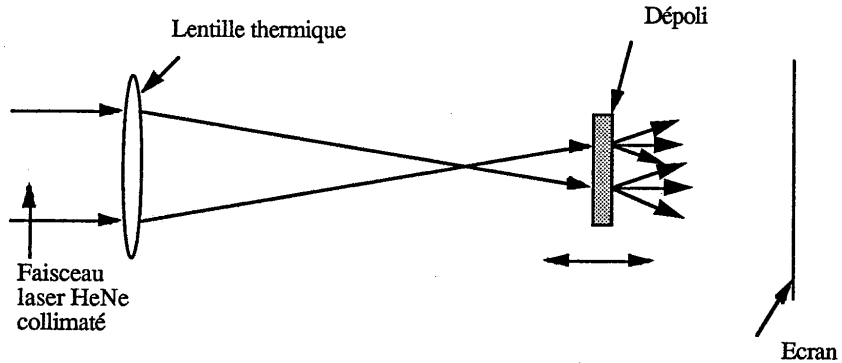


Figure 10 : Principe de la mesure de la distance focale thermique en utilisant un dépoli.

La lumière diffusée par le dépoli produit du "speckle" qui est observé sur un écran placé à une distance arbitraire de la lentille thermique. Quand on translate le diffuseur en l'approchant du plan focal image, les grains du "speckle" deviennent très vite assez gros. Ainsi, lorsque le diffuseur est dans le plan focal image, les grains de "speckle" ont une taille maximale.

Cette méthode est d'une remarquable simplicité et permet de déterminer la distance focale avec une grande précision.

Le résultat est représenté fig. 11. La distance focale est mesurée par rapport à l'un des deux plans principaux du barreau. Nous reviendrons beaucoup plus en détails sur ce point par la suite (I.3.4.2).

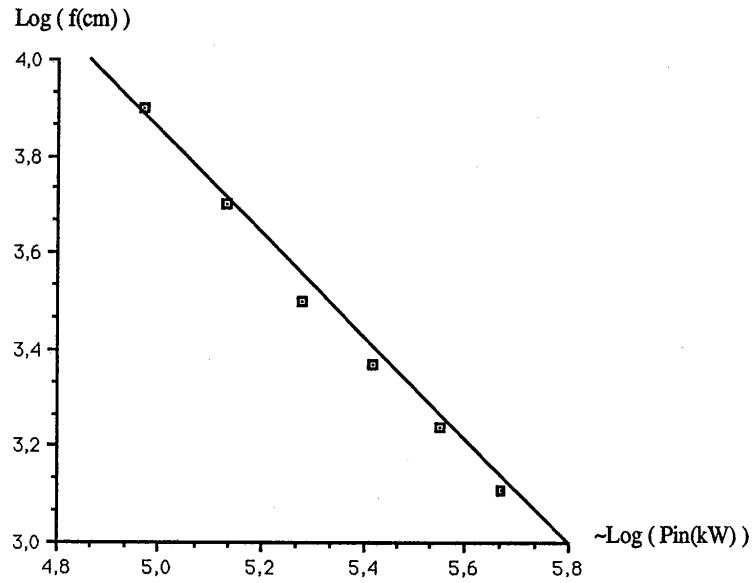


Figure 11 : Variations de la distance focale thermique ($f(\text{cm})$) en fonction de la puissance électrique de pompage ($P_{in}(\text{kW})$).

Il est alors possible de déterminer la loi expérimentale liant $f(\text{cm})$ et $P_{in}(\text{kW})$:

$$(51) \quad f(\text{cm}) \sim P_{in}(\text{kW})^{-1,1}$$

La variation de f avec P_{in} est proche de celle donnée par la relation (50).

I.3.3.7. La biréfringence induite

Nous avons évoqué précédemment (relations 43 et 44) l'existence de la biréfringence thermique induite.

Pour chaque section du barreau, les axes principaux n_r et n_ϕ de la biréfringence (cf fig 12) sont orientés radialement et tangentiellement, et la biréfringence ($\Delta n_r - \Delta n_\phi$) est proportionnelle à r^2 (47).

Supposons que l'onde incidente sur le cristal soit polarisée linéairement suivant la direction P du polariseur (cf. fig. 12). La polarisation linéaire peut être décomposée en deux composantes parallèles aux axes principaux n_r et n_ϕ du YAG. Comme $\Delta n_r \neq \Delta n_\phi$, les deux composantes, après traversée du cristal, seront déphasées et l'onde émergente sera polarisée elliptiquement et subira donc des pertes importantes en repassant par le polariseur P après un aller-retour.

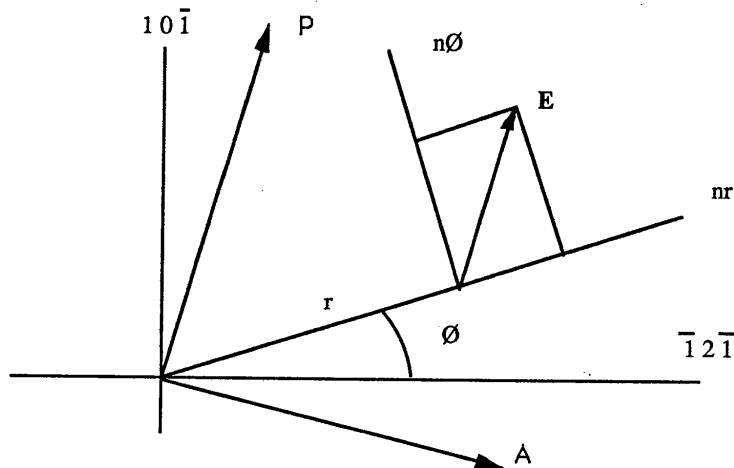


Figure 12 : Axes principaux n_r et n_ϕ de la biréfringence induite. P = polariseur intracavité.

Ceci se produira pour tous les points du volume du barreau sauf pour ceux qui sont sur les axes P et A . Pour ces derniers, l'onde incidente qui rencontre les points de l'axe P ne voit que l'indice n_r alors que l'onde qui rencontre les points de l'axe A ne voit que l'indice n_ϕ . Donc pour ces points, l'onde reste polarisée linéairement suivant la direction P et ne subit aucune pertes en repassant par le polariseur P après un aller-retour.

Ce processus entraîne une forte dégradation du profil spatial du faisceau qui prend l'allure d'une croix brillante (cf. figure 13). Les axes de la croix correspondent aux régions du cristal où un des axes induits est parallèle au polariseur. Pour ces régions, la biréfringence induite n'introduit pas de rotation de polarisation mais seulement un retard de phase.

En conclusion, la biréfringence induite diminue sérieusement les performances de notre laser :

- le faisceau subit une baisse de puissance importante ;
- le profil spatial du mode fondamental TEM_{00} n'est plus circulaire, mais prend l'allure d'une croix.

Ces effets seront d'autant plus marqués que le faisceau sera mieux polarisé.

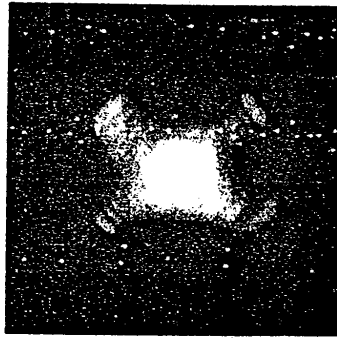


Figure 13 : Profil spatial du faisceau en forme de croix (d'après [12]).

Pourtant, il y a beaucoup d'applications où le faisceau laser doit être polarisé. L'une d'entre elles est le doublage de fréquence. Le polariseur intracavité est donc nécessaire même si ses effets néfastes (baisse de puissance, dégradation du profil spatial du faisceau) entraînent inévitablement une baisse du rendement du doublage de fréquence.

I.3.3.8. Mise en évidence expérimentale de la biréfringence induite et de ses effets

Nous avons "visualisé" la biréfringence induite en réalisant le montage schématisé fig. 14.

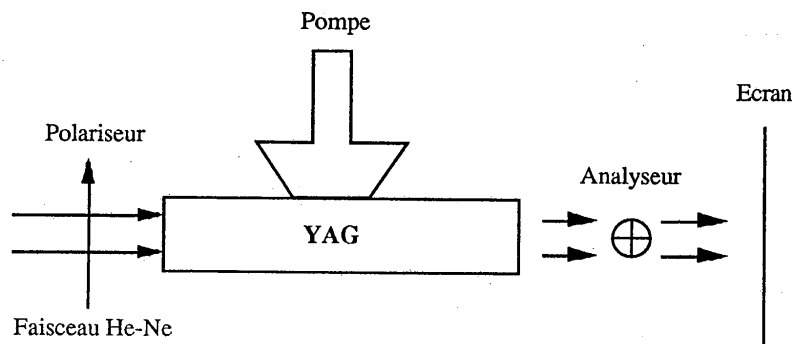


Figure 14 : Visualisation de la biréfringence induite.

Le faisceau collimaté d'un laser He-Ne traverse le barreau de YAG qui est pompé optiquement et placé entre polariseur et analyseur croisés. On observe sur l'écran des courbes que l'on appelle isogyres (cf. fig. 15). En particulier, nous retrouvons bien le profil en forme de croix

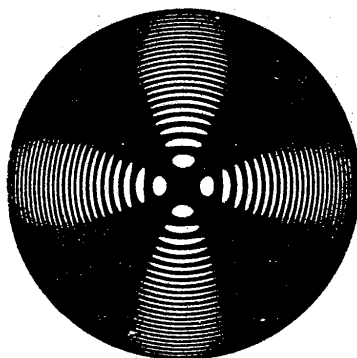


Figure 15 : Croix de biréfringence visualisée en utilisant le montage de la figure 14.

Nous avons aussi mesuré le degré de polarisation du faisceau laser à la sortie de la cavité pour trois configurations différentes.

- Dans la première, il n'y a pas de polariseur dans la cavité .
- Dans la deuxième, nous avons essayé de polariser faiblement le faisceau à l'aide d'une lame de verre très mince ($e \leq 1$ mm), non traitée, et introduite sous incidence de Brewster dans la cavité. Pour ces deux configurations, le modulateur est à faces presque parallèles.
- Dans la dernière, nous avons polarisé le faisceau en introduisant deux modulateurs taillés à Brewster dans la cavité (cela signifie que le faisceau est incident à l'angle de Brewster sur les modulateurs). Un d'entre eux sert à coupler les modes en phase (comme nous l'avons vu précédemment), l'autre sert à déclencher la cavité (mode Q switch).

Si l'on ne tient pas compte de la biréfringence induite, c'est théoriquement dans ce dernier cas que le faisceau doit être le mieux polarisé. Les résultats des mesures sont rapportés dans le tableau ci-contre.

	Configuration 1	Configuration 2	Configuration 3
Degré de polarisation	0,79	0,88	0,69

Le degré de polarisation est défini de la façon suivant :

$$(52) \quad \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}}$$

où P_{\max} et P_{\min} sont les puissances moyennes maximales et minimales mesurées après un polariseur de Glan.

La configuration 2 (modulateur à faces presque parallèles plus lame) est celle qui donne le faisceau le mieux polarisé.

La configuration 3 est celle qui aurait dû conduire au plus grand degré de polarisation mais à cause de la biréfringence induite, le faisceau est partiellement dépolarisé.

La configuration 1 (pas de polariseur dans la cavité) conduit à un résultat que nous ne sommes pas capable d'expliquer mais qui a été confirmé par ailleurs [16]. Il met en évidence une polarisation naturelle et préférentielle du barreau. A notre connaissance, un tel effet n'a jamais été rapporté dans la littérature.

I.3.3.9. Compensation des effets thermiques

1) Cas de la lentille thermique

Il s'agit de l'effet le plus facile à compenser. Différentes méthodes ont été proposées. Entre autres, on peut :

- soit rendre concaves les deux faces du barreau. Alors le barreau se comporte comme une lentille divergente qui compense la lentille thermique convergente,

- soit introduire une lentille divergente dans la cavité, toujours dans le même but,

- soit enfin, tenir compte de la distance focale thermique dans la conception de la cavité. Dans ce cas, la lentille thermique devient un élément à part entière de la cavité au même titre que les deux miroirs terminaux.

C'est cette dernière approche que nous avons retenue et que nous allons détailler dans la partie suivante.

2) Cas de la biréfringence induite

Ici deux méthodes existent :

- la première consiste à employer deux têtes lasers identiques entre lesquelles on a disposé un rotateur de polarisation en quartz. Ainsi, par exemple si le faisceau est polarisé radialement dans le premier barreau, après le rotateur, il sera polarisé tangentiellement dans le second barreau. Alors la biréfringence induite dans le premier sera annulée par le second;

- la seconde consiste à utiliser un cristal qui est au départ naturellement biréfringent (par exemple le Nd:YLF). Comme en général, la biréfringence ($n_e - n_o$) naturelle est 10^2 à 10^3 fois plus grande que la biréfringence induite, cette dernière reste négligeable. Donc un faisceau polarisé linéairement parallèlement à un des axes neutres naturels du cristal peut se propager sans subir de perte par dépolarisation.

Nous n'avons pas pu essayer la première méthode car nos crédits ne nous permettaient pas d'acheter une seconde tête laser. Par contre, nous avons pu vérifier le bien fondé de la seconde méthode en construisant un laser Nd:YLF à modes couplés et doublé en fréquence. Néanmoins, la puissance moyenne de cette source n'a pas été suffisante afin de permettre le pompage d'un laser à colorant dans de bonnes conditions.

I.3.4. Compensation de la lentille thermique

I.3.4.1. Introduction

Nous allons présenter dans cette partie les calculs qui nous ont permis de concevoir et de réaliser notre cavité laser.

Comme nous l'avons déjà dit précédemment, le barreau de YAG est équivalent à une lentille dont la distance focale est inversement proportionnelle à la puissance électrique de pompage (relation 50). Cette lentille est donc un élément à part entière de la cavité. Cette dernière ne pourra donc être optimisée que pour une puissance de pompage P_{in} donnée, voisine de la puissance maximale que peut délivrer l'alimentation. La cavité qui sera retenue sera celle pour laquelle les différentes conditions décrites ci-dessous sont réalisées.

- D'abord, le faisceau présent dans la cavité doit être monomode spatial (mode TEM₀₀). Cette condition est nécessaire si on veut obtenir un laser à modes couplés très stable et un rendement de doublage en fréquence élevé.

- Ensuite, même si le mode TEM₀₀ est celui qui a le profil spatial le plus régulier et le mieux contrôlé, c'est aussi celui pour lequel le volume de mode dans le milieu amplificateur est le plus petit. Il en résulte une mauvaise extraction de l'énergie stockée qui est ainsi perdue.

Notre faisceau laser devra donc avoir un grand diamètre à l'intérieur du barreau. Certaines études ont démontré que le rapport optimal : diamètre du barreau / diamètre du faisceau dans le barreau, se situe entre 1,2 et 2. Nous verrons que dans notre cas, ce rapport doit être plutôt voisin de 3.

- Enfin, comme la cavité est optimisée pour une valeur donnée de la puissance de pompage, elle devra être insensible à de petites variations de la puissance de pompage et aux petites perturbations d'origine mécaniques (miroirs désalignés, vibrations mécaniques...).

Les cavités qui sont obtenues en suivant cette procédure sont dites "dynamiquement stables" car insensibles à de petites perturbations du milieu extérieur [17, 18]. Les calculs suivants (I.3.4.2 à I.3.4.6) sont inspirés de différents travaux [19-22]. Nous commençons d'abord par rappeler les principaux résultats théoriques avant de les appliquer à notre cavité.

I.3.4.2. Modélisation du barreau en lentille mince

L'hypothèse la plus restrictive de la théorie présentée est celle qui consiste à modéliser le barreau en lentille mince. Son principal mérite est de conduire à des calculs plus simples. Certains auteurs ont aussi examiné le cas de la lentille épaisse, plus proche de la réalité [8].

Nous avons vu plus haut que le gradient de température présent à l'intérieur du barreau entraîne un effet de lentille thermique dû aux variations de l'indice de réfraction avec la température et les contraintes. L'indice de réfraction varie alors de façon quadratique avec la distance radiale r [12] :

$$(53) \quad n(r) = n_0 \left(1 - \frac{Q}{2K} \left(\frac{1}{2n_0} \frac{dn}{dT} + n_0^2 \alpha C \right) r^2 \right)$$

avec les notations introduites précédemment (relations 49.a et b). En particulier, $C = C_r$ pour la polarisation radiale et $C = C_\phi$ pour la polarisation tangentielle.

Si on pose :

$$(54) \quad \frac{1}{b^2} = \frac{Q}{2K} \left(\frac{1}{2n_0} \frac{dn}{dT} + n_0^2 \alpha C \right)$$

on a :

$$(53.a) \quad n(r) = n_0 \left(1 - \frac{r^2}{b^2} \right) .$$

La distance focale correspondante est alors donnée par :

$$(55) \quad f \sim \frac{b^2}{4 n_0 e}$$

où e est la longueur du barreau [23].

(NB : Si on remplace b^2 par sa valeur dans (55), on retrouve les relations (49.a et b) sans le troisième terme dû à l'effet de courbure des faces).

Enfin, la distance h entre les plans principaux et les faces du barreau est donnée par [23] :

$$(56) \quad h \sim \frac{e}{2 n_0}$$

et est indépendante de la puissance de pompage.

Ceci étant, les deux cavités représentées fig.16 sont alors équivalentes, c'est-à-dire que les faisceaux gaussiens en dehors du barreau, sont exactement identiques dans les deux cas. En outre, la taille du faisceau au milieu du barreau est approximativement égale à la taille du faisceau au milieu de la lentille mince.

Dans les calculs, nous ne considérons que le barreau de YAG et les deux miroirs de la cavité (M_1 et M_2). Lors de la réalisation de la cavité, nous aurons à introduire le modulateur acousto-optique près du miroir arrière (M_2). A cet instant, il ne faudra pas oublier de raccourcir la longueur L_2 de $(n - 1) t$, où n est l'indice du modulateur acousto-optique et t sa longueur.

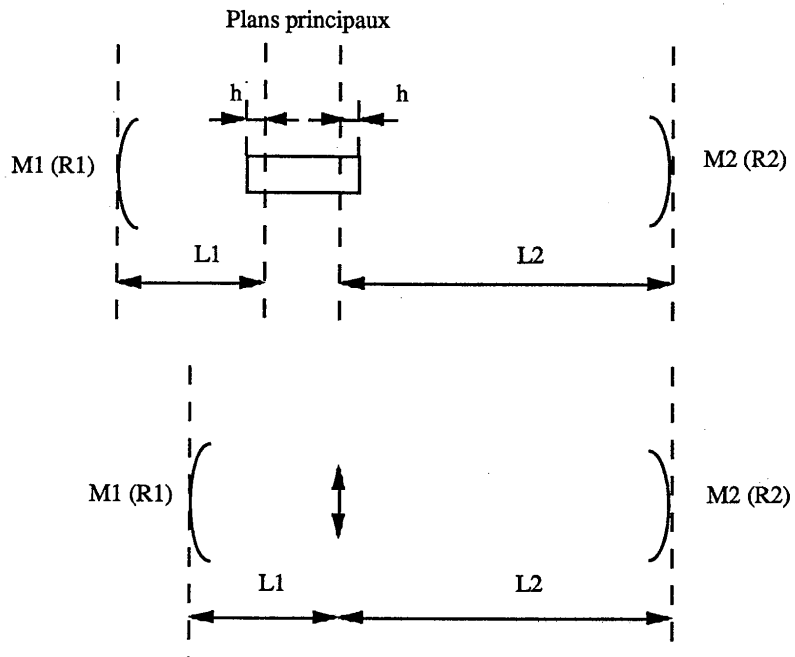


Figure 16 : Résonateurs équivalents.

I.3.4.3. Notations

Nous utiliserons dans les calculs, les notations suivantes :

- $R_{1(2)}$: rayon de courbure du miroir M_1 (resp. M_2), positif pour un miroir concave, négatif pour un miroir convexe.

- $L_{1(2)}$: distance entre le miroir M_1 (resp M_2) et la lentille.

- longueur totale de la cavité :

$$(57) \quad L = L_1 + L_2$$

- longueur effective

$$(58) \quad L' = L_1 + L_2 - \frac{L_1 L_2}{f}$$

- paramètres g de la cavité :

$$(59) \quad g_1 = 1 - \frac{L_2}{f} - \frac{L'}{R_1}$$

$$(60) \quad g_2 = 1 - \frac{L_1}{f} - \frac{L'}{R_2}$$

Nous introduisons aussi trois variables supplémentaires qui simplifient les expressions littérales:

$$(61) \quad u_1 = L_1 \left(1 - \frac{L_1}{R_1} \right)$$

et :

$$(62) \quad u_2 = L_2 \left(1 - \frac{L_2}{R_2} \right)$$

$$(63) \quad x = \frac{1}{f} - \frac{1}{L_1} - \frac{1}{L_2}$$

Alors il vient :

$$(64) \quad g_1 = - \frac{L_2}{L_1} (1 + x u_1)$$

$$(65) \quad g_2 = - \frac{L_1}{L_2} (1 + x u_2)$$

et :

$$(66) \quad L' = - L_1 L_2 x.$$

Remarque :

La longueur L est reliée à la longueur physique L_{phys} de la cavité et à la distance $d(P_1, P_2)$ entre les plans principaux du barreau par :

$$(67) \quad L = L_{\text{phys}} - d(P_1, P_2).$$

La longueur L_{phys} est reliée à la longueur optique L_{opt} de la cavité par :

$$(68) \quad L_{\text{phys}} = L_{\text{opt}} - e (n - 1)$$

avec e et n , longueur et indice du barreau de YAG.

Enfin :

$$(69) \quad L_{\text{opt}} = \frac{c}{2f}$$

où f est la fréquence de répétition des impulsions brèves.

I.3.4.4. Zones de stabilité de la cavité

La cavité est stable si : $0 < g_1 g_2 < 1$ [23]. En remplaçant g_1 et g_2 par leurs valeurs, il vient :

$$(70) \quad 0 < (1 + x u_1) (1 + x u_2) < 1.$$

De plus, en éliminant x entre g_1 et g_2 , il vient :

$$(71) \quad g_2 = \left(\frac{L_1}{L_2} \right)^2 \frac{u_2}{u_1} g_1 + \frac{L_1}{L_2} \left(\frac{u_2}{u_1} - 1 \right)$$

donc quand x varie (c'est à dire quand f varie), le point de coordonnées (g_1, g_2) décrit la droite D dont l'équation est donnée par (71).

Il est très facile de démontrer que la droite D coupe toujours l'hyperbole H d'équation $g_1 g_2 = 1$ en deux points (éventuellement confondus si D est tangente à l'hyperbole).

Donc, quelque soit le résonateur à lentille mince considéré, il existe toujours deux zones de stabilité distinctes, la valeur de la distance focale thermique f (c'est à dire x) déterminant dans quelle zone de stabilité se trouve le résonateur.

Nous avons illustré cette situation sur la figure suivante, dans le cas où la pente de la droite D est positive ($u_1 u_2 > 0$) et son ordonnée à l'origine négative ($|u_2| < |u_1|$).

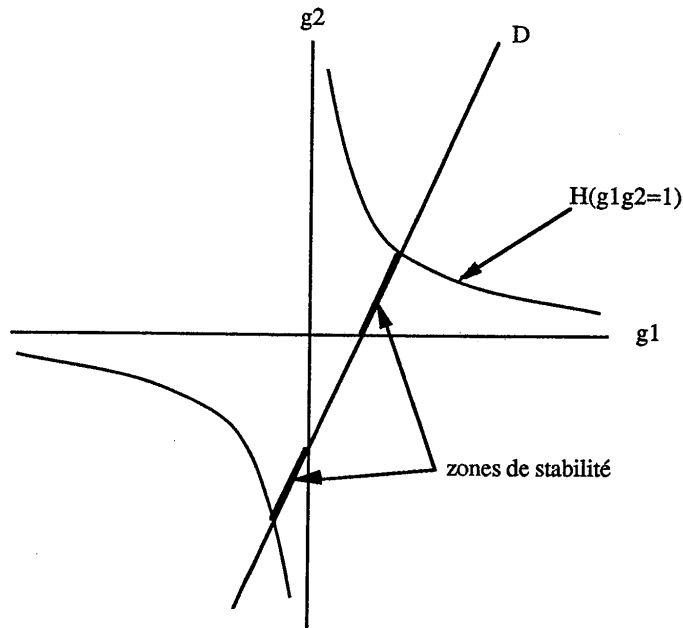


Figure 17 : zones de stabilité de la cavité.

On peut aussi démontrer que les deux zones de stabilité ont même largeur, c'est-à-dire que :

$$(72) \quad \Delta \left(\frac{1}{f} \right) = \Delta x = \min \left(\frac{1}{|u_1|}, \frac{1}{|u_2|} \right)$$

Il est ainsi possible de déterminer les domaines de puissance de pompage pour lesquels la cavité reste stable.

Enfin, Magni distingue deux zones de stabilité en les nommant zone I et zone II. La zone I est celle pour laquelle, sur un de ses bords, les deux miroirs sont conjugués par la lentille. La zone II est celle pour laquelle, sur un de ses bords, les centres de courbures des deux miroirs sont conjugués par la lentille. On peut aisément démontrer que :

- Si $|u_1| > |u_2|$, les deux bords de la zone I vérifient les relations :

$$(73) \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2}$$

et :

$$(74) \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{L_2} + \frac{1}{L_1 - R_1}$$

et alors la zone II est définie par :

$$(73.a) \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{L_1 - R_1} + \frac{1}{L_2 - R_2}$$

et :

$$(74.a) \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2 - R_2}$$

- Si $|u_1| < |u_2|$, les deux bords de la zone I vérifient :

$$(73) \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2}$$

et :

$$(75) \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2 - R_2}$$

et pour la zone II,

$$(73.a) \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{L_1 - R_1} + \frac{1}{L_2 - R_2}$$

et :

$$(75.a) \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{L_2} + \frac{1}{L_1 - R_1}$$

Remarquons que la relation (73) correspond bien au cas où les deux miroirs sont conjugués par la lentille.

La différence essentielle entre les deux zones est que, près d'un des bords de la zone II, la sensibilité mécanique de la cavité diverge (la cavité devient très difficile à aligner). Il vaudra donc mieux calculer notre cavité en zone I.

I.3.4.5. Rayons du faisceau gaussien sur les miroirs et dans le barreau, cavité dynamiquement stable

On peut démontrer que les rayons du faisceau gaussien sur les deux miroirs de la cavité (M_1 et M_2) sont donnés par :

$$(76) \quad \omega_1^2 = \frac{\lambda |L'|}{\pi} \left(\frac{g_2}{g_1 (1 - g_1 g_2)} \right)^{1/2}$$

et :

$$(77) \quad \omega_2^2 = \frac{\lambda |L'|}{\pi} \left(\frac{g_1}{g_2 (1 - g_1 g_2)} \right)^{1/2}.$$

De même, le rayon du faisceau au milieu du barreau (c'est à dire sur la lentille mince) est donné par :

$$(78) \quad \omega_3^2 = \frac{\lambda |2 \times u_1 u_2 + u_1 + u_2|}{\pi ((1 - g_1 g_2) g_1 g_2)^{1/2}}.$$

Notre cavité doit être dynamiquement stable, c'est-à-dire que les paramètres du faisceau gaussien (ω_3 par exemple) doivent être insensibles à des petites variations de la puissance de pompage, donc :

$$(79) \quad \frac{d\omega_3}{d\left(\frac{1}{f}\right)} = \frac{d\omega_3}{dx} = 0.$$

De la relation (79), on en déduit que:

$$(80) \quad g_1 g_2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{u_2}{u_1} \right) \quad \text{si } |u_1| > |u_2|.$$

Alors la valeur de ω_3 insensible à de petites variations de la puissance de pompage est donnée par :

$$(81) \quad \omega_3^2 = \omega_{30}^2 = \frac{2\lambda}{\pi} \max(|u_1|, |u_2|).$$

En utilisant la relation (72), nous trouvons une relation très importante :

$$(82) \quad \omega_{30}^2 = \frac{2\lambda}{\pi} \frac{1}{\left| \Delta \left(\frac{1}{f} \right) \right|}.$$

En examinant la relation (82), nous voyons que le rayon du faisceau gaussien au milieu du barreau est inversement proportionnel à la largeur de la zone de stabilité, c'est-à-dire à l'intervalle des puissances de pompage pour lesquelles la cavité est dynamiquement stable.

En fait, si l'on trace la puissance du faisceau de sortie du laser en fonction de la puissance électrique de pompage, on obtient une courbe en forme de cloche, schématisée figure 18 :

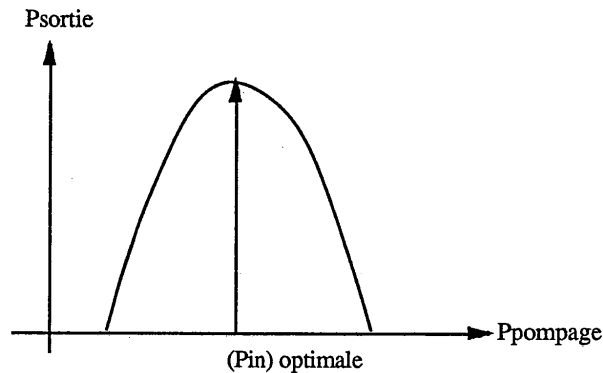


Figure 18 : puissance de sortie du laser en fonction de la puissance électrique de pompage.

Si l'on veut obtenir une puissance laser élevée, il faut que le volume du mode gaussien dans le cristal soit grand afin d'utiliser un volume de milieu amplificateur suffisant. Alors d'après la relation (82), le domaine de stabilité est petit. Pratiquement, cela se traduit par le fait que la courbe précédente est très étroite, c'est à dire que la puissance de pompage optimale est critique à ajuster. Il nous faudra donc réaliser un compromis entre la puissance à atteindre et la facilité à ajuster le courant de pompage.

I.3.4.6. Sensibilité mécanique de la cavité

Nous nous intéressons ici à la sensibilité de la cavité vis à vis d'un dérèglement des miroirs de la cavité. On définit pour cela deux facteurs de sensibilité relatifs aux deux miroirs de la cavité :

$$(83) \quad S_1 = \frac{d_1}{\omega_{30} \alpha_1}$$

et :

$$(84) \quad S_2 = \frac{d_2}{\omega_{30} \alpha_2}$$

où d_i est le déplacement du faisceau gaussien sur la lentille quand le miroir i est tourné d'un angle α_i ; ω_{30} représente le rayon du faisceau gaussien lorsque la cavité est dynamiquement stable.

On peut définir la sensibilité globale de la cavité par :

$$(85) \quad S = (S_1^2 + S_2^2)^{1/2}$$

et démontrer que $1/S$ représente approximativement l'angle dont il faut tourner un miroir pour que les pertes augmentent de 10 %. En utilisant les notations précédentes, il vient :

$$(86) \quad S_1 = \frac{1}{\omega_{30}} \frac{L_1}{u_1} \frac{1}{\frac{1}{u_1} + \frac{1}{u_2} + x}$$

et :

$$(87) \quad S_2 = \frac{1}{\omega_{30}} \frac{L_2}{u_2} \frac{1}{\frac{1}{u_1} + \frac{1}{u_2} + x}.$$

Si l'on étudie la sensibilité S en fonction de x , on peut démontrer qu'elle diverge près d'un des bords de la zone II.

Nous construisons donc notre cavité en zone I avec une sensibilité S la plus faible possible.

I.3.4.7. Programmes de calculs de cavités

En utilisant la théorie précédente associée à l'outil informatique, nous avons développé trois programmes (Turbo Pascal sur PC) qui nous ont permis de trouver plus facilement les paramètres de la cavité qui doivent satisfaire les contraintes expérimentales. Dans la suite, nous décrivons succinctement chacun des trois programmes.

- Programme "Miroir" :

Ce programme utilise en entrée la distance focale thermique f . On obtient en sortie les principaux paramètres (R_1 , R_2 , L_1 , S en utilisant les notations précédentes) de toutes les cavités stables satisfaisant les conditions suivantes :

- la cavité doit être en zone de stabilité I.
- Elle doit être dynamiquement stable avec : $0,4 < g = g_1 g_2 < 0,6$ (si g est voisin de 0 ou de 1, la cavité est à la limite de la zone d'instabilité).

- Le diamètre du faisceau dans le barreau doit être compris entre 1,5 et 1,8 mm. Nous avons constaté expérimentalement que si le diamètre D est plus petit que 1,5 mm, la puissance de sortie est insuffisante (comme nous l'avons dit dans le paragraphe "Compensation de la lentille thermique. Introduction" (I.3.4.1.)) et si le diamètre D est supérieur à 1,8 mm, le faisceau devient assez instable et la puissance est très faible. L'instabilité peut être due au fait que, lorsque le diamètre du faisceau dans le barreau est assez grand, l'aberration sphérique du barreau n'est plus négligeable et la lentille thermique n'est plus totalement compensée. La cavité est alors à la limite de l'instabilité et la puissance de sortie est faible.

- Les diamètres D_i du faisceau sur les miroirs doivent être compris entre 0,5 et 1 mm. S'ils sont inférieurs à 0,5 mm, la densité de puissance trop élevée risque d'endommager les revêtements multidiélectriques des miroirs. Si le diamètre du faisceau dans le modulateur acousto-optique (placé près du miroir arrière) est supérieur à 1 mm, l'interaction entre le faisceau lumineux et le faisceau acoustique n'est plus parfaite et le train d'impulsions brèves perd de sa stabilité.

- Nous nous limitons aux rayons de courbure R_i compris entre + 10 m et - 10 m. En utilisant ce programme pour différentes longueurs focales, nous avons pu faire deux constatations très intéressantes.

- D'abord, plus la focale thermique est grande, plus on peut trouver des cavités stables (35 cavités stables si $f = 35$ cm, plus de 2800 si f est compris entre 50 et 70 cm !). Il serait donc intéressant de connaître la distance focale thermique avant d'acheter la tête laser. Malheureusement, cette donnée n'est généralement pas fournie par les constructeurs.

- Ensuite, parmi les cavités stables, la configuration "concave-convexe" est celle qui apparaît le plus souvent. Ceci semble confirmer l'intérêt des travaux pour ce type de cavité [12].

- Programme "Calcav" :

On entre dans ce cas la focale thermique ainsi que les rayons de courbure R_i des deux miroirs. Pour chaque distance L_1 comprise entre 0 et L (L_1 et L ont été définies auparavant), le programme calcule :

- le paramètre $g = g_1 g_2$,
- les diamètres du faisceau dans le barreau (D) et sur les miroirs (D_1, D_2),
- la sensibilité S,
- le paramètre g_{opt} tel que $dD / d(1 / f) = 0$.

Ce programme complète bien "Miroir".

- Programme "Cavité" :

Ce programme trace sur l'écran de l'ordinateur le profil du faisceau gaussien présent dans la cavité, en utilisant la loi ABCD et ce pour n'importe quel type de cavité (linéaire ou anneau) contenant jusqu'à huit éléments (milieux amplificateurs, miroirs, lentilles...), éventuellement taillés à Brewster.

Ce programme est donc utilisé après les deux précédents pour visualiser le faisceau intracavité. Ainsi, on peut par exemple repérer les rétrécissements de faisceaux (waist) où il faut éviter de disposer des composants optiques qui risqueraient d'être endommagés par la densité de puissance trop élevée.

Nous avons pu vérifier la validité des calculs en comparant les résultats théoriques aux résultats expérimentaux pour un certain nombre de cavités.

La cavité retenue est celle qui permet de réaliser le meilleur compromis entre la puissance moyenne de sortie et la stabilité des impulsions lumineuses. Ses paramètres sont les suivants :

$$R_1 = + 1 \text{ m (90 \%)}$$

$$R_2 = + 0,4 \text{ m (100 \%)}$$

$$L_1 = 85 \text{ cm,}$$

la distance focale thermique étant égale à 35 cm.

Les résultats des calculs sur "Cavité" sont présentés figure 19.

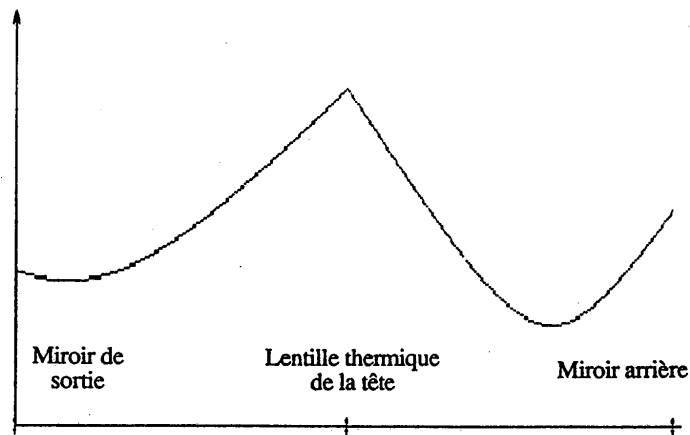


Figure 19 : Variations du rayon du mode fondamental TEM_{00} le long de l'axe de la cavité. Le diamètre du faisceau vaut respectivement 1,6 mm dans le barreau de YAG, 0,7 mm sur le miroir de sortie, et 1 mm sur le miroir arrière.

Dans la partie suivante, nous revenons plus en détail sur le modulateur acousto-optique puis nous terminerons le paragraphe en présentant les deux lasers réalisés.

I.3.5. Importance du modulateur acousto-optique

I.3.5.1. Principe

Lors de notre discussion concernant le couplage de modes actif, nous avons vu que le couplage des modes longitudinaux peut être réalisé en modulant les pertes de la cavité à une fréquence égale à $c / 2L$, où L est la longueur optique de la cavité.

Ceci peut être fait en utilisant un modulateur acousto-optique parcouru par une onde acoustique stationnaire. Cette onde crée un réseau de phase qui apparaît et disparaît à deux fois la fréquence du signal électrique appliqué sur le modulateur ($2\nu_m$). L'intensité de la lumière diffractée dans l'ordre 0 (celui qui oscille dans la cavité) est alors modulée à la fréquence $2\nu_m$.

Si $2\nu_m = c / 2L$, il apparaît une seule impulsion lumineuse qui fait des allers-retours successifs dans la cavité. Le modulateur doit donc être placé très près d'un des miroirs de la cavité afin que l'impulsion le traverse deux fois pendant que sa transmission est maximale.

I.3.5.2. Conditions de résonance

La fréquence de modulation doit satisfaire à deux conditions de résonance :

- D'abord, la fréquence ν_m du signal électrique appliqué sur le modulateur doit être égale à l'une des fréquences d'absorption du cristal acousto-optique. Ces fréquences d'absorption sont associées à l'onde acoustique stationnaire. Elles sont dans notre cas séparées d'environ 400 kHz.

Si au départ, on se fixe la fréquence de répétition des impulsions lumineuses ($2 \nu_m$), la première condition de résonance peut être satisfaite en jouant sur la température du cristal acousto-optique. En effet, quand la température du cristal change de quelques degrés, le peigne de pics d'absorption se déplace et il est facile d'amener l'un des pics sur la fréquence ν_m . Alors dans ce cas, toute la puissance délivrée par le synthétiseur est couplée au modulateur acousto-optique. Nous pouvons vérifier cela à tout moment en utilisant un wattmètre directif (de chez Bird).

- La seconde condition de résonance est réalisée quand la fréquence de modulation $2 \nu_m$ est égale à l'intervalle de fréquence entre deux modes longitudinaux $c / 2L$. A 82 MHz, cette égalité doit être satisfaite à mieux que 10 Hz près !

On y parvient en ajustant la longueur L de la cavité. Pour cela, l'un des miroirs est monté sur une platine de translation Micro-contrôle dont le mouvement est commandé par une butée différentielle (précision sur le déplacement = 0,1 μm). Si cette condition n'est pas satisfaite, les impulsions s'élargissent et perdent de leur stabilité.

I.3.5.3. Contrôle de température du modulateur acousto-optique

Nous venons de voir que la première condition de résonance peut être satisfaisante en changeant la température du cristal. Ceci étant, nous allons montrer [16, 1] qu'il vaut mieux que la fréquence du synthétiseur (ν_m) ne soit pas exactement sur le pic d'absorption du cristal, mais plutôt sur son côté "basse-fréquence".

En effet, supposons donc que la fréquence de travail ν_m se situe sur le côté "basse-fréquence" du pic d'absorption.

Si la température du cristal diminue, le pic se déplace vers les basses fréquences. La fréquence ν_m arrive alors en coïncidence avec le pic d'absorption. L'énergie acoustique est ainsi mieux couplée au cristal. Une partie de l'énergie acoustique se dissipe dans le cristal et provoque son échauffement.

De même, si la température du cristal augmente, le pic se déplace vers les hautes fréquences, l'énergie acoustique n'est plus couplée correctement et le cristal se refroidit.

Ainsi, en travaillant sur le côté "basse-fréquence" du pic, il est possible de réaliser une auto-stabilisation de la température.

Le contrôle de la température sur de grandes durées (plusieurs heures) nous oblige à utiliser en plus un système thermostaté. Ce dernier contrôle à 0,1 °C près la température de l'eau qui refroidit le cristal acousto-optique.

I.3.5.4. Pureté spectrale du synthétiseur

Nous avons pu tester différents modèles de synthétiseur. Nous avons alors montré [24] que les impulsions les plus stables ne peuvent être obtenues qu'en utilisant un synthétiseur de grande qualité (Adret 7300).

L'utilisation d'un synthétiseur "bas de gamme" nous a permis, certes, d'obtenir des impulsions très courtes (50 ps à 532 nm), mais présentant des fluctuations d'amplitude élevées.

I.3.5.5. Importance de l'emplacement du cristal dans la cavité

Nous avons déjà dit auparavant que le modulateur doit être très près d'un des miroirs de la cavité si l'on veut que l'impulsion puisse le traverser deux fois pendant que la transmission est maximale.

Kluge [1] propose une autre façon de justifier l'importance de la position du modulateur. Rapportons nous pour cela à la figure 20.

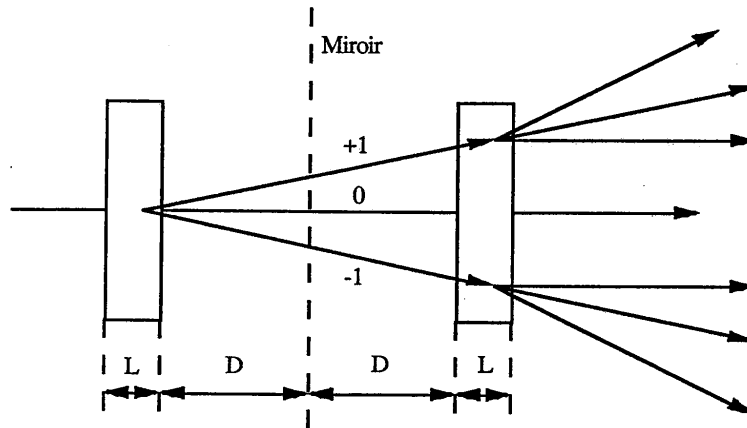


Figure 20 : Double traversée du modulateur acousto-optique.

Elle représente le modulateur près du miroir arrière. La cavité a été dépliée de part et d'autre du miroir afin de schématiser la réflexion.

Lorsque la lumière arrive sur le modulateur, elle est diffractée selon plusieurs ordres (-1 , 0 , $+1...$). Intéressons nous seulement à l'ordre $+1$.

Après réflexion sur le miroir, la lumière dans l'ordre $+1$ subit une nouvelle diffraction. Une partie de la lumière diffractée repart selon l'axe de la cavité et peut donc interférer avec la lumière présente dans l'ordre 0 (lumière non diffractée, dans l'axe de la cavité).

L'état d'interférence entre la lumière non diffractée et la lumière qui a subi une double diffraction et qui repart dans l'axe de la cavité dépend donc de la distance D entre le modulateur et le miroir.

Suivant les valeurs de D , l'interférence peut donc être constructive ou destructive. Le raisonnement reste inchangé si on prend en compte tous les ordres de diffraction (et pas seulement l'ordre $+1$).

Ainsi, il existe dans la cavité des positions pour lesquelles la profondeur de modulation est presque nulle et des positions pour lesquelles la profondeur de modulation est presque doublée par rapport au cas où le faisceau traverserait le modulateur deux fois sans effet d'interférence.

La position idéale correspond au cas $D = 0$ mais l'encombrement du modulateur ne nous permet pas de l'utiliser. Les autres positions pour lesquelles la profondeur de modulation est grande sont réparties périodiquement le long de l'axe de la cavité. La période spatiale, pour l'ordre + 1, est donnée par :

$$(88) \quad \frac{\Lambda^2}{\lambda}$$

où Λ est la longueur d'onde acoustique et λ la longueur d'onde optique.

Dans notre cas, $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ et le signal électrique a une fréquence voisine de 41 MHz. La période vaut alors environ 20 mm. Nous nous sommes placés à 20 mm.

I.3.5.6. Remarques d'ordre pratique

Dans un premier temps, nous avons introduit un modulateur taillé à Brewster dans la cavité et ceci dans un double but : pour polariser le faisceau linéairement et pour minimiser les pertes par réflexion sur le modulateur.

Nous avons alors observé une forte dégradation du profil spatial du faisceau ainsi qu'une baisse de puissance notable, toutes deux dues à la biréfringence induite dans le barreau.

Nous avons donc finalement décidé de polariser le faisceau avec une lame de microscope non traitée introduite à incidence de Brewster dans la cavité.

Quant au modulateur, ses faces ne sont pas exactement parallèles (angle de 4°) afin d'empêcher les effets d'étaux qui peuvent allonger les impulsions.

Enfin, il est recommandé de polariser le faisceau infrarouge perpendiculairement au vecteur d'onde acoustique [25]. Ceci nous permet de travailler avec une puissance acoustique faible (1,5 W contre 5 W quand la polarisation est parallèle au vecteur d'onde acoustique).

I.3.6. Réalisations mécaniques et performances

Nous allons présenter dans cette partie les deux lasers réalisés, l'un basé sur une tête Micro-control, l'autre sur une tête Holobeam.

I.3.6.1. Laser à tête Micro-control (Fig.21)

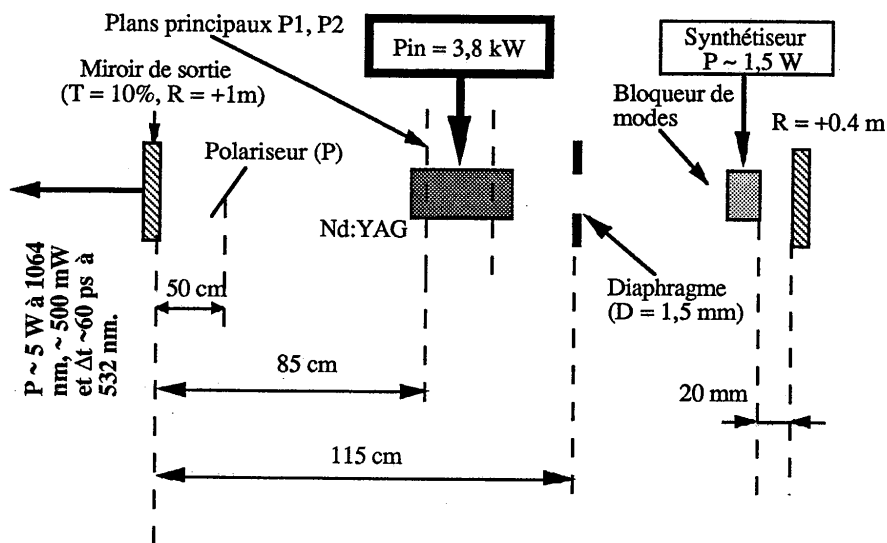


Figure 21 : Schéma de la cavité laser réalisée à partir de la tête Micro-control.

Sa longueur optique est telle que la fréquence de répétition des impulsions est de 82 MHz. Le miroir de sortie a un rayon de courbure de + 1 m et une transmission de 10 % à 1,06 μm . Le miroir arrière a un rayon de courbure de + 0,4 m et est 100 % réfléchissant à 1,06 μm . Tous deux sont montés sur des supports Micro-control équipés de butées différentielles (sensibilité 0,1 μm). Le miroir arrière est monté sur une platine de translation afin de pouvoir ajuster finement la longueur de la cavité. Le modulateur est situé à 20 mm du miroir arrière. Il est monté sur une monture qui permet de le déplacer le long de l'axe de la cavité et de le tourner autour d'un axe vertical pour ajuster l'angle de Bragg. Il est refroidi par de l'eau dont la température est contrôlée à 0,1 $^{\circ}\text{C}$ près. Il est alimenté par un synthétiseur Adret 3300 A suivi d'un amplificateur. La puissance du signal injecté est d'environ 1,5 W. Elle est contrôlée en permanence par un wattmètre directif Bird. Un trou (de diamètre 1,5 mm) placé à 115 cm du miroir de sortie permet de sélectionner le mode TEM_{00} .

Une lame de quartz très mince permet de polariser le faisceau verticalement. Enfin, la tête est montée sur un support type trait-point-plan qui permet d'ajuster finement la position du barreau dans la cavité. Celui-ci a un diamètre de 5 mm et une longueur d'environ 100 mm. Il est pompé en continu par deux lampes à arc au Krypton. La puissance de pompage est de 3,8 kW (focale thermique de 35 cm). Le plan principal du barreau situé du côté du miroir de sortie est à 85 cm de celui-ci.

Tous les éléments sont montés sur des supports magnétiques, eux-même posés sur une plaque en super invar. Le coefficient de dilatation thermique du super invar étant presque nul, la longueur de la cavité est insensible aux variations de température.

Dans l'infrarouge, la puissance moyenne maximale du faisceau est voisine de 5 W (elle dépend des réglages). La largeur à mi-hauteur des impulsions correspondantes est d'environ 80 ps.

Le faisceau est doublé en fréquence dans un cristal de KTP de 5 mm de long. La puissance moyenne à 532 nm varie entre 400 et 600 mW. Elle dépend de façon critique du réglage du modulateur, c'est à dire de la durée des impulsions. La largeur à mi-hauteur des impulsions doublées en fréquence varie entre 60 et 80 ps. La stabilité du laser est étudiée en détail dans la partie suivante ("Caractérisation du système").

I.3.6.2. Laser à tête Holobeam (Fig.22)

La fréquence de répétition est toujours de 82 MHz. Le miroir arrière a un rayon de courbure de + 1 m. Le miroir de sortie ($R = 88\%$) est plan.

Le barreau a ici un diamètre de 4 mm et une longueur de 80 mm. Il est pompé en continu avec une seule lampe à arc au Krypton. La puissance de pompage est également voisine de 3,8 kW mais la focale thermique est maintenant voisine de 55 cm. Tous les réglages mécaniques ont été copiés sur le laser précédent. Le modulateur et le polariseur sont eux aussi identiques.

L'ensemble est monté sur deux gros barreaux de super invar (diamètre = 5 cm, $l = 180$ cm) qui font office de rails. Chaque élément de la cavité est fixé sur un cavalier qui peut être facilement translaté sur les barreaux. L'ensemble de la structure est très rigide et permet en outre de déplacer facilement le laser en le portant comme un brancard.

Cette tête semble être moins sensible aux effets thermiques. En particulier, la puissance moyenne dans l'infrarouge est plutôt voisine de 8 W. La puissance moyenne à 532 nm est supérieure à 1 W, la durée des impulsions doublées en fréquence variant entre 60 et 80 ps.

La stabilité de ce système n'a pas été étudiée en détail comme le laser précédent. Néanmoins, l'examen du train d'impulsion à l'oscilloscope a montré l'existence de fluctuations basse-fréquence (< 10 kHz) plus importantes que dans le cas du laser Micro-contrôle.

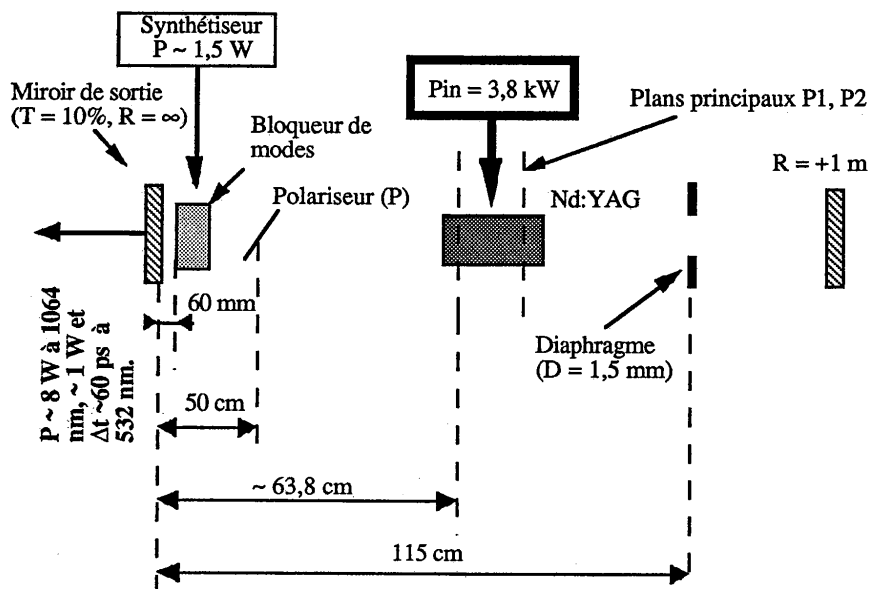


Figure 22 : Schéma de la cavité laser réalisée à partir de la tête Holobeam.

I.4. CARACTERISATION DU LASER Nd:YAG CONTINU A MODES COUPLES

I.4.1. Rappel sur les différentes techniques de mesure des impulsions lumineuses

Nous rappelons ici les trois principales méthodes qui permettent de mesurer la durée d'une impulsion lumineuse très brève.

La première consiste à utiliser une photodiode (les plus rapides sur le marché ont des temps de montée d'environ 25 ps) reliée à un oscilloscope rapide (les oscilloscopes à échantillonnage ont des temps de montée d'environ 25 ps). Cette méthode est la plus simple à mettre en oeuvre mais elle ne