CHAPITRE I : ETUDE ET REALISATION D'UN LASER Nd:YAG CONTINU A MODES COUPLES ET DOUBLE EN FREQUENCE

I.1. INTRODUCTION

La première partie de ce travail a été effectuée au Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg, au sein du groupe de Physique Moléculaire et d'Optique Appliquée. L'activité de recherche de ce groupe est double :

- recherches en photophysique moléculaire,
- études et réalisations de caméras à balayage de fente.

Dans les deux cas, il est nécessaire de disposer de sources laser délivrant des impulsions très courtes. C'est une des deux raisons qui nous a décidé à concevoir et à réaliser un laser Nd:YAG continu à modes couplés et doublé en fréquence.

La seconde raison vise un but plus lucratif. A l'époque où ces travaux ont été commencés (septembre 1986) la majorité des lasers à colorants à impulsions courtes étaient pompés par des lasers à argon. En effet, Kluge a mis au point une méthode originale [1] qui permet de mesurer les fluctuations d'amplitudes et de position dans les trains d'impulsions de lasers à modes couplés et a confirmé l'idée communément admise que le laser à argon est une source de pompage plus stable que le laser YAG. Néanmoins, le coût et l'entretien d'un laser à argon sont très élevés.

C'est aussi à cette époque que sont apparus sur le marché des cristaux non linéaires performants (KTP) qui permettaient d'envisager des lasers Nd:YAG doublés délivrant des puissances moyennes suffisamment élevées pour pouvoir pomper des lasers à colorant. Le marché a alors été très vite occupé par les deux principaux constructeurs mondiaux de lasers de laboratoire. Coherent proposait son laser YAG "Antares" et Spectra Physics son laser YAG 3460. Ces deux lasers sont associés à de nombreux systèmes de stabilisation active (asservissement du courant des lampes, protection du KTP...) qui permettent d'obtenir un faisceau plus stable. Néanmoins, même si ces systèmes sont moins chers qu'un laser à argon, leur prix demeure très élevé et c'est pourquoi nous avons décidé d'essayer de commercialiser notre laser Nd:YAG. Son prix de revient devrait être inférieur à celui de ses concurrents car nous avons choisi de réaliser un laser ne mettant en oeuvre aucun asservissement. Nous pensons en effet qu'il est possible d'obtenir des impulsions puissantes et stables si la cavité laser est bien calculée et si la réalisation mécanique est soignée (utilisation de supports mécaniques de qualité (Super Invar...)).

Le cahier des charges fixait :

- le taux de répétition des impulsions lumineuses à 82 MHz. En effet, le laboratoire avait acheté il y a quelques années un système laser picoseconde Spectra Physics (Argon à modes couplés pompant en synchronisme un laser à colorant). La fréquence de répétition des impulsions lumineuses

délivrées par ce système est de 82 MHz. Autour de ce laser ont alors été conçues des caméras à balayage de fente dont les circuits de balayage ont été accordés autour de 82 MHz.

- la largeur à mi-hauteur des impulsions à 532 nm inférieure à 80 ps.

Il était difficile de spécifier au départ la puissance moyenne du faisceau de sortie car elle dépend beaucoup du type de tête utilisé (1 ou 2 lampes de pompage, puissance de pompage...). D'autre part, la puissance de sortie et la stabilité des impulsions sont en général des caractéristiques antagonistes : si la puissance de sortie est élevée (plus de 10 W), la stabilité des impulsions diminue et il devient alors nécessaire d'utiliser un asservissement pour réduire les fluctuations d'amplitude.

Nous devons donc faire un compromis entre une puissance de sortie assez élevée, pour obtenir un bon rendement de génération de seconde harmonique, et une bonne stabilité du train d'impulsions.

Nous présentons dans la première partie le principe de la génération d'impulsions courtes par couplage de modes actif. Dans la deuxième partie, nous abordons l'étude et la réalisation du laser Nd:YAG en insistant sur les problèmes thermiques présents dans le barreau et leur compensation. Enfin, nous présentons les résultats de la caractérisation du système en utilisant une caméra à balayage de fente en mode monocoup ou en mode répétitif.

I.2. GENERATION D'IMPULSIONS COURTES PAR COUPLAGE DE MODES ACTIF

I.2.1. Introduction

Dans cette partie, nous allons nous intéresser aux méthodes permettant de produire des impulsions lumineuses très brèves.

Tout d'abord, nous rappellerons le principe du couplage des modes dans une cavité laser.

Ensuite, nous verrons qu'il est possible d'utiliser un cristal acousto-optique pour coupler en phase tous les modes du laser et concentrer l'énergie lumineuse en une impulsion très courte.

Enfin, nous rappellerons les principaux résultats théoriques concernant le couplage de modes actif.

I.2.2. Le couplage de modes

Un laser est un oscillateur optique, constitué d'un milieu amplificateur placé à l'intérieur d'une cavité optique qui joue le rôle de boucle de contre-réaction. Lorsque le gain (non-saturé) du milieu amplificateur est supérieur aux pertes de la cavité optique, le rayonnement lumineux émis consiste en un certain nombre de fréquences discrètes associées aux modes de résonance de la cavité laser. Ces fréquences qui oscillent sont les modes longitudinaux ou axiaux du laser. Elles sont définies par la relation :

$$(1) \qquad \nu_k = k \cdot \frac{c}{2 \cdot L}$$

(k est un entier, c est la vitesse de la lumière et L est la longueur optique de la cavité).

Le champ optique émis est alors égal à la somme des champs électriques des modes longitudinaux. Son évolution temporelle dépend des amplitudes et des phases relatives des différents modes axiaux, comme nous allons maintenant le démontrer.

Tout d'abord, considérons m modes longitudinaux, la différence de pulsation Ω entre deux modes successifs vérifie la relation :

$$(2) \qquad \frac{\Omega}{2 \cdot \pi} = \frac{c}{2 \cdot L}$$

Ensuite, supposons que, par un moyen que nous détaillerons ensuite, les modes sont synchronisés en phase, c'est à dire que la différence de phase entre deux modes consécutifs est constante et égale à ϕ.

Le mode "central" a sa pulsation et sa phase désignées respectivement par ω_o et φ_o. Le champ électrique total s'écrit alors :

$$(3) \qquad E(t) = \sum_{k=-\frac{m-1}{2}}^{k=+\frac{m-1}{2}} E_k \, e^{i[(\omega_o + k\Omega)t + (\varphi_o + k\phi)]}$$

Supposons pour simplifier que : $\forall k$, $E_k = E_o$ (en réalité, le gain dépend de la fréquence). Alors:

$$(4) \qquad E(t) = \sum_{k=-\frac{m-1}{2}}^{k=+\frac{m-1}{2}} E_k \, e^{i[(\omega_o + k\Omega)t + (\varphi_o + k\phi)]} \Leftrightarrow E(t) = E_o \, \varepsilon(t) \, e^{i(\omega_o t + \varphi_o)}$$

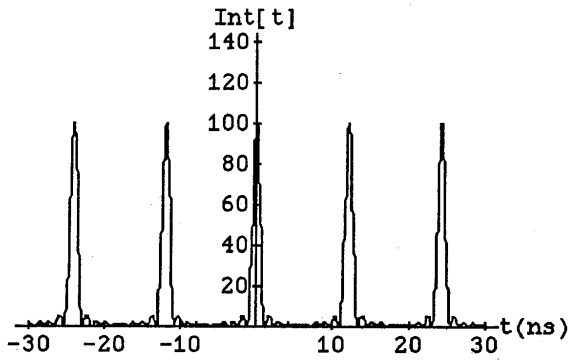
avec :

$$(5) \qquad \varepsilon(t) = \sum_{k=-\frac{m-1}{2}}^{k=+\frac{m-1}{2}} e^{ik(\Omega t + \phi)}$$

c'est-à-dire :

$$(6) \qquad \varepsilon(t) = \frac{\sin(m\,\Omega\, t/2)}{\sin(\Omega\, t/2)}.$$

Ainsi le champ constitué de m modes longitudinaux synchronisés comprend le champ à la pulsation porteuse ω_o, modulé en amplitude par la fonction $\varepsilon(t)$. La figure 1 représente l'intensité $Int(t) = \varepsilon(t)^2$ pour m = 10 et m = 100.



m = 10 modes

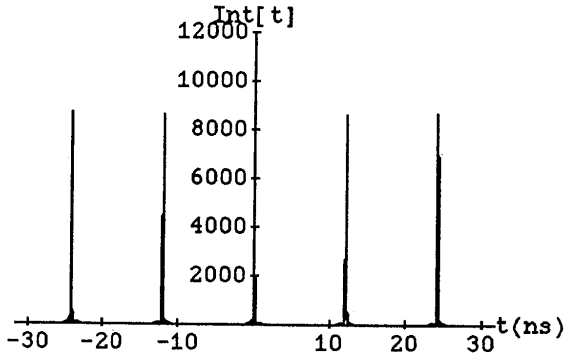


Figure 1 : Variations de l'intensité d'un laser dont m modes sont couplés en phase.

L'intervalle de temps T est la période de l'intensité, elle correspond à l'écart en fréquence entre deux modes successifs : $T = 2\pi / \Omega = 2L / c$. On voit donc clairement que, lorsque le nombre m de modes synchronisés augmente, l'enveloppe $\epsilon(t)^2$ prend la forme correspondant à une succession d'impulsions lumineuses de période T et de durée $\Delta t \sim T / m$.

Remarquons ici qu'il aurait été possible de prévoir qualitativement ce résultat. En effet, les différents modes de la cavité ont tous des fréquences différentes ($\nu_k = k.c / 2.L$). Il n'est donc pas possible de faire coïncider leurs minima et leurs maxima en tout point de la cavité. Mais à un instant donné, il est possible (nous verrons comment par la suite) de mettre en phase tous ces modes de façon que, en un point précis de la cavité, l'interférence soit constructive et destructive partout ailleurs. Ainsi, l'impulsion lumineuse existe dans la cavité là où l'interférence entre tous les modes est constructive. Pour terminer, il est intéressant d'évaluer la largeur des impulsions obtenues dans le cas où le résonateur est non sélectif.

Le nombre maximal de modes longitudinaux de la cavité est donné par :

$$(7) \qquad m = \frac{\Delta\nu}{\frac{\Omega}{2\pi}} = \frac{\Delta\nu.2L}{c}$$

($\Delta\nu$ est la largeur de la courbe de gain, L la longueur de la cavité).

Nous avons vu précédemment que la largeur Δt des impulsions est peu différente de T / m, c'est-à-dire : $\Delta t \sim 2L / cm$.

Il vient :

$$(8) \qquad \Delta t \sim \frac{2L}{c.\Delta\nu.\frac{2L}{c}} = \frac{1}{\Delta\nu}.$$

Attention, ce résultat n'est qu'approché car le modèle utilisé précédemment est très simpliste. Nous verrons un peu plus loin qu'en fait :

$$(9) \qquad \Delta t \sim \frac{1}{\Delta\nu^{1/2}}.$$

Ainsi, on voit que les impulsions créées seront d'autant plus courtes que la largeur spectrale de la courbe de gain sera grande.

Ainsi, c'est en utilisant des colorants organiques (Rhodamine 6 G (Rh6G) par exemple) comme milieu amplificateur que l'on peut produire les impulsions les plus courtes dans le visible ($\Delta t < 0{,}1$ ps).

En conclusion, l'interférence de m modes longitudinaux équidistants et synchronisés en phase conduit à une série d'impulsions lumineuses, dont la période est égale au temps d'aller-retour dans la cavité et dont la durée est environ proportionnelle à l'inverse de la largeur de la courbe de gain.

I.2.3. Le couplage de modes actif

Pour réaliser le couplage entre les phases des modes longitudinaux, on peut utiliser une modulation périodique d'un des paramètres de la cavité à une fréquence égale à l'intervalle en fréquence entre deux modes longitudinaux ou multiple de celui-ci. Dans le cas d'un laser Nd:YAG pompé en continu, le couplage de modes actif est réalisé en insérant dans la cavité un modulateur acousto-optique ou électro-optique. Le premier, module les pertes de la cavité, tandis que le second, module la phase des impulsions lumineuses.

Historiquement, les premiers modulateurs étaient des modulateurs de phase réalisés à base de cristaux électro-optiques. Ces modulateurs imposaient une modulation du retard de l'impulsion lumineuse brève lors de son passage à travers le modulateur, ce qui correspond à une modulation de phase du train d'impulsions. Actuellement, la plupart des modulateurs sont des modulateurs acousto-optique qui modulent les pertes de la cavité. Leurs avantages sont les suivants :

- les pertes d'insertion sont faibles,
- la tension de commande est plus faible (10 v environ contre quelques centaines de volts),
- les matériaux utilisés (en particulier le quartz) sont moins sensibles à l'échauffement.

Nous allons décrire dans ce qui suit l'action du modulateur acousto-optique de deux façons équivalentes mais complémentaires, en nous plaçant successivement dans le domaine fréquentiel puis temporel.

Un modulateur acousto-optique assure une modulation en amplitude des pertes du résonateur à une fréquence voisine de la différence de fréquence entre modes longitudinaux adjacents.

Vu dans le **domaine fréquentiel**, considérons le mode "central" de fréquence ν_0, modulé en amplitude à la fréquence $\nu_m = c / 2L$.

La modulation d'amplitude crée, autour de ce mode, deux bandes latérales de fréquences $\nu_0 \pm \nu_m$ qui sont aussi les fréquences des deux modes longitudinaux adjacents à ν_0. Cette coïncidence permet de synchroniser en phase les trois modes ($\nu_{-1} = \nu_0 - \nu_m, \nu_0, \nu_1 = \nu_0 + \nu_m$).

Ce raisonnement peut être repris pour les modes ν_{-1} et ν_1. De proche en proche, nous constatons alors que tous les modes longitudinaux présents dans la courbe de gain sont synchronisés en phase.

Plaçons nous maintenant dans le **domaine temporel**. Nous verrons plus loin que la fonction de transfert en amplitude de notre modulateur acousto-optique peut être représentée comme sur la figure 2.

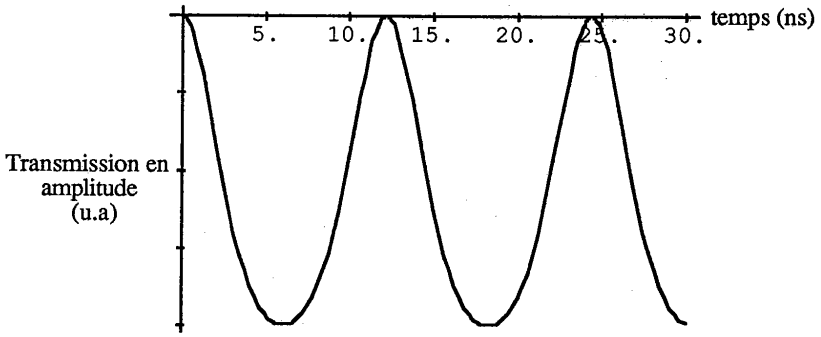


Figure 2 : Allure de la fonction de transfert en amplitude d'un modulateur acousto-optique.

La période de modulation est égale au temps mis par l'impulsion pour faire un aller-retour dans la cavité. Ainsi, une impulsion incidente sur le modulateur à un instant t, retrouvera le modulateur dans le même état (même transmission $T(t_1)$) après un aller-retour. Si la transmission du modulateur n'est pas maximale ($T(t_1) < 1$) à l'instant t_1, l'impulsion subira des pertes par atténuation après chaque passage dans celui-ci jusqu'à ce qu'elle disparaisse. Seule l'impulsion qui traverse le modulateur au maximum de transmission peut survivre.

L'émission du laser consiste alors en une succession d'impulsions lumineuses, séparées temporellement de 2L / c, qui est caractéristique du couplage entre les phases de tous les modes longitudinaux. Nous étudierons beaucoup plus en détail le modulateur acousto-optique dans la suite du chapitre.

I.2.4. Etude théorique du couplage de modes actif

Dans cette partie, nous nous proposons d'étudier théoriquement la génération d'impulsions brèves par couplage de modes actif.

Depuis les premières recherches sur la synchronisation active des modes dans un laser à He-Ne en 1965 [2], de nombreux modèles théoriques ont été proposés [3-6]. Les calculs qui suivent proviennent de la référence [4].

Le phénomène est décrit dans le domaine temporel. Une impulsion courte se propage dans une cavité laser linéaire constituée d'un milieu amplificateur et d'un modulateur acousto-optique (fig. 3). Cette impulsion est une solution stable par propagation si et seulement si son profil temporel reste inchangé après un aller-retour dans la cavité. Afin de simplifier l'étude, nous devons faire deux hypothèses essentielles. Nous supposons d'abord que le profil temporel de l'impulsion est gaussien et de plus que la largeur du spectre de l'impulsion est petite devant celle de la courbe de gain du milieu amplificateur. Ces hypothèses sont expérimentalement vérifiées dans le cas du laser Nd:YAG pompé en continu.

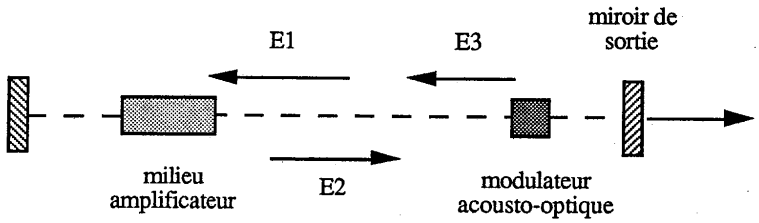


Figure 3 : Schéma d'un laser à cavité linéaire et à modes couplés.

I.2.4.1. L'impulsion lumineuse

Nous considérons ici le profil gaussien le plus général :

$$(10) \qquad E(t) = \frac{1}{2} E_o \, e^{-\alpha t^2} e^{j(\omega_p t + \beta t^2)} \quad .$$

Le terme α est relatif à l'enveloppe gaussienne et β correspond à une modulation de fréquence linéaire (chirp) le long de l'impulsion lumineuse. Si l'on introduit la constante complexe $\gamma = \alpha - j\,\beta$, (10) s'écrit :

$$(11) \qquad E(t) = \frac{1}{2} E_o \, e^{-\gamma t^2} e^{j\omega_p t} \quad .$$

La transformée de Fourier de E(t) s'écrit :

$$(12) \qquad E(\omega) = \frac{1}{2} E_o \sqrt{\frac{\pi}{\gamma}} \, e^{-\frac{(\omega - \omega_p)^2}{4\gamma}} \quad .$$

La largeur temporelle à mi-hauteur de l'intensité de l'impulsion se déduit de (10) et vaut :

$$(13) \qquad \Delta t = \sqrt{\frac{2 \, \mathrm{Log}\, 2}{\alpha}} .$$

De même, la largeur à mi-hauteur de l'intensité du spectre se déduit de (12) et vaut :

$$(14) \qquad \Delta f_p = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{(2 \, \mathrm{Log} 2)\,(\alpha^2 + \beta^2)}{\alpha}} \; (\mathrm{Hz}) \; .$$

Le produit : largeur temporelle × largeur spectrale est souvent utilisé pour caractériser les impulsions étudiées car il est lié à leur profil temporel :

$$(15) \qquad \Delta t . \Delta f_p = \frac{(2 \, \mathrm{Log} 2)}{\pi} \sqrt{1 + \left(\frac{\beta}{\alpha}\right)^2} .$$

I.2.4.2. Le milieu actif

Le milieu actif est caractérisé par son gain en amplitude pour un aller-retour dans la cavité :

$$g_a(\omega) = e^{\frac{g}{1+2j\frac{\omega-\omega_a}{\Delta\omega}}} \quad (16)$$

avec : g = coefficient de gain au centre de la courbe de gain ($\omega = \omega_a$). Comme nous avons supposé que le spectre de l'impulsion est moins large que celui $\Delta\omega$ de la courbe de gain, on en déduit que : $\omega - \omega_a << \Delta\omega$ d'où, en faisant un développement limité :

$$g_a(\omega) = e^{\frac{g}{1+2j\frac{\omega-\omega_a}{\Delta\omega}}} \Leftrightarrow g_a(\omega) \sim G\, e^{-2jg\frac{\omega-\omega_a}{\Delta\omega} - 4g\left(\frac{\omega-\omega_a}{\Delta\omega}\right)^2} \quad (17)$$

avec $G = e^g$. Remarquons alors que le gain a un profil en fréquence gaussien. Par conséquent, l'impulsion qui a traversé le milieu amplificateur garde aussi un profil temporel gaussien. La solution recherchée doit nécessairement vérifier cette condition.

I.2.4.3. Le modulateur acousto-optique

Le modulateur acousto-optique est un modulateur d'amplitude. Sa fonction du transfert en amplitude pour un aller-retour est donnée par :

$$a(t) = e^{-2\delta \sin^2 \omega_m t} \quad (18)$$

avec ω_m = fréquence de modulation et δ = profondeur de modulation.

Comme nous l'avons dit précédemment, il faut que l'impulsion lumineuse traverse le modulateur aux instants où la transmission a(t) est maximale. Or, la transmission est périodique de fréquence $2\omega_m$. Donc la fréquence de modulation est la moitié de la fréquence de répétition des impulsions lumineuses c / 2L. Nous avons représenté la fonction a(t) sur la figure suivante pour δ = 0,1-0,5 et 0,8.

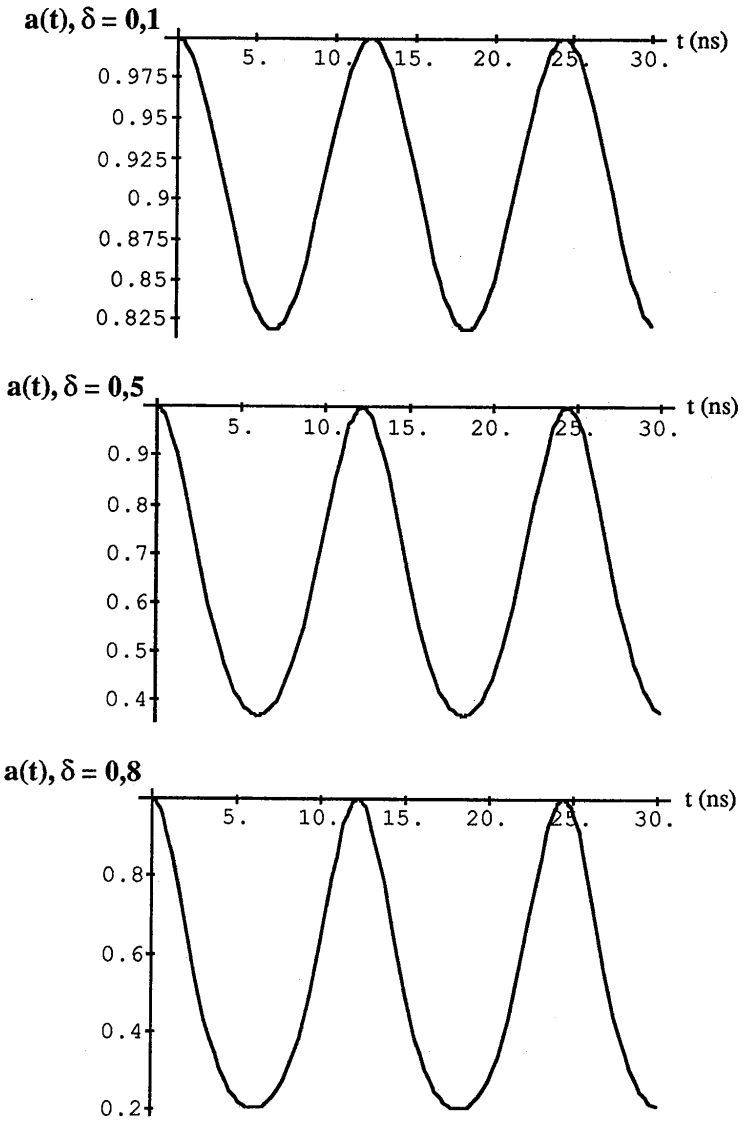


Figure 4 : Allure de la fonction de transfert du modulateur acousto-optique pour différentes valeur de la profondeur de modulation δ.

Si l'impulsion lumineuse a une durée beaucoup plus courte que la période de modulation, on a : $\omega_m t \ll 1$ d'où :

$$a(t) \sim e^{-2\delta(\omega_m t)^2} \qquad (19)$$

Nous utiliserons cette expression ultérieurement.

I.2.4.4. Solution stable par propagation

Dans cette partie, nous allons suivre l'impulsion lumineuse au cours de son aller-retour dans la cavité. Nous tiendrons compte de l'effet de chaque élément sur son profil temporel. La solution aura son profil inchangé après un aller-retour dans la cavité (fig 3).

Soit $E_1(t)$ l'impulsion lumineuse à l'instant initial. Sa transformée de Fourier est notée $E_1(\omega)$. Après le milieu amplificateur, le spectre de l'impulsion devient :

(20) $$E_2(\omega) = g_a(\omega) \, . \, E_1(\omega)$$

$$= \frac{E_o}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\gamma}} \, G \, e^{-2jg\frac{\omega - \omega_a}{\Delta\omega} - 4g\left(\frac{\omega - \omega_a}{\Delta\omega}\right)^2 - \frac{(\omega - \omega_p)^2}{4\gamma}} .$$

Nous supposerons que la fréquence centrale de l'impulsion (ω_p) est au centre de la courbe de gain, c'est à dire que $\omega_p = \omega_a$.

Il vient :

(21) $$E_2(\omega) = \frac{E_o}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\gamma}} \, G \, e^{-A(\omega - \omega_a)^2} \, e^{-jB(\omega - \omega_a)}$$

avec :

(21.a) $$A = \frac{1}{4\gamma} + \frac{4g}{(\Delta\omega)^2}$$

et :

(21.b) $$B = \frac{2g}{\Delta\omega}$$

d'où :

$$(22) \qquad E_2(t) = \frac{E_o G}{4\sqrt{\gamma A}} e^{-\frac{(t-B)^2}{4A}} e^{j\omega_a t}.$$

Le sommet de l'impulsion traverse le modulateur à l'instant t = B d'après (22). Après cet instant, le champ s'écrit (19) :

$$(23) \qquad E_3(t) = E_2(t)\ e^{-2\delta\ \omega_m^2 (t-B)^2}.$$

Enfin, le champ électrique après un aller-retour dans la cavité s'obtient en ajoutant le retard temporel 2L / c et en tenant compte de la transmission partielle du miroir de sortie :

$$(24) \qquad E_4(t) = r\ .\ E_3(t - \frac{2L}{c})$$

avec r = coefficient de réflexion en amplitude du miroir de sortie.

L'amplitude $E_1(t)$ de l'impulsion en régime stationnaire est alors donnée par :

$$(25) \qquad E_1(t-T)\ e^{-j\phi} = E_4(t)$$

où T représente le temps total d'aller-retour de l'impulsion dans la cavité (nous allons voir que T est légèrement différent de 2L / c) et $e^{-j\phi}$ inclut un déphasage éventuel du signal optique par rapport à l'enveloppe de l'impulsion.

Ceci conduit à :

$$\frac{E_o}{2} e^{-\gamma(t-T)^2} e^{j\omega_a(t-T)} e^{-j\phi}$$

=

$$(26) \qquad \frac{r E_o G}{4\sqrt{\gamma A}} e^{-\frac{(t-B-\frac{2L}{c})^2}{4A}} e^{-2\delta\omega_m^2(t-B-\frac{2L}{c})^2} e^{j\omega_a\left(t-\frac{2L}{c}\right)}$$

donc :

$$(26.a) \qquad T = B + \frac{2L}{c}$$

$$(26.b) \qquad \gamma = \frac{1}{4A} + 2\delta\ \omega_m^2$$

$$(26.c) \qquad e^{-j\phi} = \frac{r\,G}{2\sqrt{\gamma A}}\, e^{j\,\omega_a B}.$$

Avec (21.a) et (26.b), on obtient :

$$(27) \qquad \gamma = \frac{2\,\delta\,\omega_m^2}{2} \pm \frac{1}{2}\left((2\,\delta\,\omega_m^2)^2 + \frac{2\,\delta\,\omega_m^2\,\Delta\omega^2}{4g} \right)^{1/2}.$$

Or $\alpha = \mathrm{Re}(\gamma) \geq 0$ donc :

$$(28) \qquad \gamma = \frac{2\,\delta\,\omega_m^2}{2} + \frac{1}{2}\left((2\,\delta\,\omega_m^2)^2 + \frac{2\,\delta\,\omega_m^2\,\Delta\omega^2}{4g} \right)^{1/2}$$

d'où :

$$(29) \qquad \gamma = \frac{2\,\delta\,\omega_m^2}{2} + \frac{2\,\delta\,\omega_m^2}{2}\left(1 + \frac{\Delta\omega^2}{8\,g\,\delta\,\omega_m^2} \right)^{1/2}.$$

Dans le cas du laser Nd:YAG, on a $\Delta\omega >> \omega_m$. De plus, g et δ sont de l'ordre de l'unité. Il s'en suit :

$$(30) \qquad \frac{\Delta\omega^2}{8\,g\,\delta\,\omega_m^2} >> 1$$

d'où avec (29), on obtient :

$$(31) \qquad \gamma = \frac{\omega_m\,\Delta\omega}{2\sqrt{2}}\sqrt{\frac{\delta}{g}}.$$

Remarquons que d'après (31), $\gamma = \alpha - j\beta$ est réel donc :

$$(32) \qquad \alpha = \gamma \quad \text{et} \quad \beta = 0.$$

Nous pouvons alors reporter ces deux valeurs de α et β dans les expressions (13) et (14) pour en déduire les largeurs à mi-hauteur de l'impulsion et de son spectre :

$$(33) \qquad \Delta t = \frac{\sqrt{\sqrt{2}\,\mathrm{Log}\,2}}{\pi}\left(\frac{g}{\delta}\right)^{1/4}\left(\frac{1}{f_m.\Delta f}\right)^{1/2}$$

avec $f_m = \omega_m / 2\pi$ et $\Delta f = \Delta\omega / 2\pi$

et :

$$(34) \qquad \Delta f_p = \sqrt{\sqrt{2}\,\mathrm{Log}\,2}\left(\frac{\delta}{g}\right)^{1/4}(f_m.\Delta f)^{1/2}.$$

L'examen des relations 32, 33 et 34 nous amène à faire plusieurs remarques très intéressantes.

i) le coefficient β étant nul, l'impulsion n'est pas modulée en fréquence (absence de chirp),

ii) le produit $\Delta t\,.\,\Delta f_p$ est ici égal à 0,44,

iii) la durée de l'impulsion Δt est proportionnelle à $1 / \delta^{1/4}$. On peut démontrer [6] que δ est proportionnelle à P_m où P_m est la puissance acoustique injectée dans le modulateur.

Ainsi : $\Delta t \sim 1 / P_m^{1/4}$. Dans la troisième partie, nous vérifions expérimentalement la validité de cette loi. Remarquons aussi que Δt diminue donc lentement quand P_m augmente. **Augmenter P_m n'est donc pas le meilleur moyen d'obtenir des impulsions courtes,**

iv) comme Δt est proportionnelle à $1 / f_m^{1/2}$, **il sera plus facile de raccourcir les impulsions en augmentant la fréquence de modulation.**

Cette dernière est égale à la moitié de la fréquence d'aller-retour de l'impulsion dans la cavité (26a et 21b):

$$(35) \qquad \frac{1}{2T} = \frac{1}{2}\cdot\frac{1}{B + \frac{2L}{c}} = \frac{1}{2}\cdot\frac{1}{\frac{2g}{\Delta\omega} + \frac{2L}{c}}$$

donc augmenter f_m équivaut à raccourcir la longueur L de la cavité. Pratiquement, l'encombrement des éléments intracavité nous empêche d'utiliser une cavité aussi courte que l'on pourrait le souhaiter.

De plus, dans notre cas, les performances de ce système seront ultérieurement caractérisées avec une caméra à balayage de fente utilisée en mode sinusoïdal. Son circuit de balayage étant déjà accordé à 82 MHz, ceci nous fixe la fréquence de modulation f_m à 41 MHz,

v) remarquons aussi que le temps total d'aller-retour de l'impulsion dans la cavité T, vaut :

(36) $$T = \frac{2L}{c} + \frac{2g}{\Delta\omega}$$ (26 a et 21 b).

Evaluons le second terme du membre de droite.

On peut démontrer que $g \sim 1/2 \text{ Log } 1/R$ [4], le coefficient R incluant toutes les pertes de la cavité (miroir de sortie, pertes par absorption, diffraction, etc). $\Delta\omega$ est égale à $2\pi\ \Delta f$, Δf étant la largeur de la courbe de gain du milieu amplificateur.

Pour notre laser Nd:YAG, Δf vaut environ 120 GHz (c'est à dire 4,5 Å à 1,06 µm). Nous prendrons R = 10 %. Alors le terme $2g / \Delta\omega$ vaut environ 3 ps alors que $2L / c$ vaut environ 12 ns. Par conséquent, $T \sim 2L / c$,

vi) précédemment, dans le paragraphe intitulé "le couplage de modes" (I.1.2.), un calcul très simple nous avait montré que la durée des impulsions était inversement proportionnelle à la largeur de la courbe de gain. En fait, la relation (33) nous montre que cela n'est pas tout à fait correct et que, en fait :

(37) $$\Delta t \sim \frac{1}{\Delta f^{1/2}}.$$

I.2.4.5. Conclusion

Nous avons considéré un laser Nd:YAG continu dont les modes longitudinaux sont synchronisés en phase avec un modulateur d'amplitude acousto-optique. L'ensemble des calculs repose sur deux hypothèses essentielles :

- l'impulsion lumineuse a un profil temporel gaussien,
- la largeur du spectre de l'impulsion est petite devant celle de la courbe de gain.

Ceci étant, il est alors possible de trouver une impulsion lumineuse, solution stable de l'équation de propagation, c'est à dire dont le profil temporel est conservé après un aller-retour dans la cavité. En particulier :

- cette impulsion n'est pas modulée en fréquence,
- sa largeur à mi-hauteur vérifie :

(38) $$\Delta t \sim \frac{1}{P_m^{1/4}\, f_m^{1/2}\, \Delta f^{1/2}}$$

avec :

P_m = puissance acoustique injectée dans le modulateur acousto-optique

f_m = fréquence de modulation

Δf = largeur de la courbe de gain du milieu amplificateur.

Cette théorie relativement simple conduit à des résultats qui sont bien vérifiés expérimentalement. Afin de simplifier le développement des calculs, nous nous sommes placés dans un cas presque idéal et pour être tout à fait complet, nous aurions dû tenir compte des situations décrites ci-dessous.

1) Cas où la fréquence de modulation diffère de la fréquence de modulation idéale déterminée précédemment ([4]) :

(35) $$f_m = \frac{1}{2\left(\frac{2L}{c} + \frac{2g}{\Delta\omega}\right)}$$

On peut démontrer dans ce cas que l'on obtient des impulsions plus longues et que la puissance moyenne est plus faible que dans le cas idéal.

2) Cas où la fréquence de modulation vaut un nombre entier de fois la fréquence de modulation fondamentale ([8-9]) .

L'intérêt d'utiliser des fréquences de modulation élevées du type p . f_m découle du fait que la durée des impulsions Δt est d'autant plus courte que la fréquence de modulation est élevée (cf(33)).

3) Influences des effets d'étalons intracavité ([4]) .

L'étalon a pour rôle de réduire la bande passante Δf du milieu amplificateur et donc d'allonger l'impulsion lumineuse (cf. (33)).

L'effet d'étalon est souvent involontaire : il se produit parfois des réflexions intracavité (par exemple entre une face du barreau de Nd:YAG et un miroir) qui vont allonger les impulsions.

4) Influences des effets de la dispersion intracavité ([4]).

Nous avons vu que dans le cas du couplage de modes actif, l'impulsion n'est pas modulée en fréquence ($\beta = 0$). La dispersion introduit une modulation de fréquence de l'impulsion (chirp).