

3.5 - LASERS : Propriétés temporelles des faisceaux.

3.5 - 1 Caractéristiques des faisceaux laser et composants associés de la cavité.

3.5.1.1 - Introduction.

Les lasers peuvent émettre un faisceau en continu ou sous la forme d'un train d'impulsions. Dans les cas où des impulsions sont émises, il convient de préciser :

- la durée des impulsions et la plage de variation,
- la fréquence de répétition des impulsions,
- le profil temporel (ou forme) des impulsions.

3.5.1.2 - Composants de contrôle des caractéristiques temporelles

Des composants spécifiques peuvent être introduits dans la cavité pour contrôler le profil temporel des impulsions. On trouve suivant le cas :

- un dispositif de déclenchement rapide ou Q-switch
- un dispositif de synchronisation des modes axiaux de la cavité (« bloqueur » ou verrouilleur de modes).

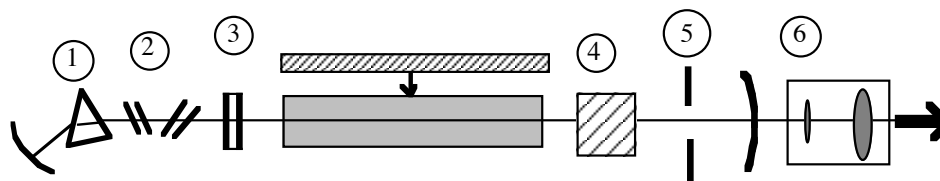


Fig. 3.5-1 : Composants intracavité de contrôle des caractéristiques du faisceau.

- 1 - Prisme de sélection de ligne d'émission.
- 2 - Lame transparente inclinée à l'angle de Brewster.
- 3 - Étalon Fabry-Perot.
- 4 - Q-switch.
- 5 - Diaphragme.
- 6 - Expanseur de faisceau (souvent placé à l'extérieur).

3.5 - 2 Caractéristiques temporelles du faisceau laser

3.5.2.1 Introduction

Les lasers peuvent fonctionner aussi bien en régime continu qu'en régime impulsionnel. S'il n'est pas toujours possible d'obtenir le régime continu, le régime impulsionnel peut toujours être envisagé en apportant au matériau actif l'énergie d'excitation sous la forme d'un train d'impulsions. Le régime continu n'est pas toujours possible car certains matériaux actifs comme le rubis synthétique, évacuent mal la chaleur dégagée lors de l'excitation.

Trois régimes de fonctionnement impulsionnel sont couramment utilisés :

- impulsions obtenues par un pompage impulsionnel,
- impulsions déclenchées obtenues par modulation de la transmission de la cavité et
- impulsions obtenues par synchronisation en phase des modes axiaux en oscillation.

3.5.2.2 Fonctionnement en continu

La puissance émise dépend de l'irradiance du pompage et du coefficient de couplage vers l'extérieur du laser. Dans certains lasers, le miroir de sortie doit être optimisé pour la puissance la plus souvent utilisée, dans la mesure où il n'est pas possible de modifier continuellement le coefficient de couplage vers l'extérieur.

3.5.2.3 - Effets transitoires. Oscillation de relaxation. Déclenchement par le gain.

En présence d'une excitation intense, les populations des niveaux et le gain du milieu varient très rapidement. De même, dans le cas d'une excitation continue d'un milieu actif placé dans une cavité, on peut observer des variations importantes de l'intensité émise. L'analyse des processus transitoires est évidemment complexe et ne présente d'intérêt que pour les systèmes où un régime stable ne peut pas être obtenu. Soit un système à trois niveaux excité par un signal à front raide (figure ci-après).



a : Système à trois niveaux pompé par un signal de taux R_2 faisant passer les atomes du niveau 0 au niveau 2 avec une inversion de population possible entre les niveaux 2 et 1.

b : Signal d'excitation utilisé. On suppose que cette excitation est sélective et ne peuple que le niveau 2.

Fig. 3.5-2 : Excitation d'un milieu à 3 niveaux

La même démarche que précédemment nous permet d'établir les équations suivantes pour décrire la dynamique des populations des niveaux :

$$(3.5.1) \quad a) \quad \frac{dN_2}{dt} = R_2 u(t) - \frac{N_2}{\tau_2} - \Delta N \frac{\sigma I}{h\nu},$$

$$b) \quad \frac{dN_1}{dt} = - \frac{N_1}{\tau_1} + \Delta N \frac{\sigma I}{h\nu}.$$

Une résolution numérique des équations ci-dessus mène à une solution pour $\Delta N(t)$ et $I(t)$ dont l'allure est indiquée sur la figure ci-après.

Les oscillations de relaxation sont d'autant plus importantes que le gain du milieu est important. Des oscillations de relaxation sont observées dans les lasers suivants : laser à rubis, laser $\text{CO}_2\text{-N}_2$ du type TEA, laser à semi-conducteur.

Il est possible de mettre à profit les oscillations de relaxation pour générer des impulsions laser très intense (gain switching). Pour cela l'excitation doit avoir une durée voisine du temps d'établissement de l'oscillation dans la cavité; ce mode de fonctionnement est mis en œuvre dans les lasers $\text{CO}_2\text{-N}_2$ du type TEA.

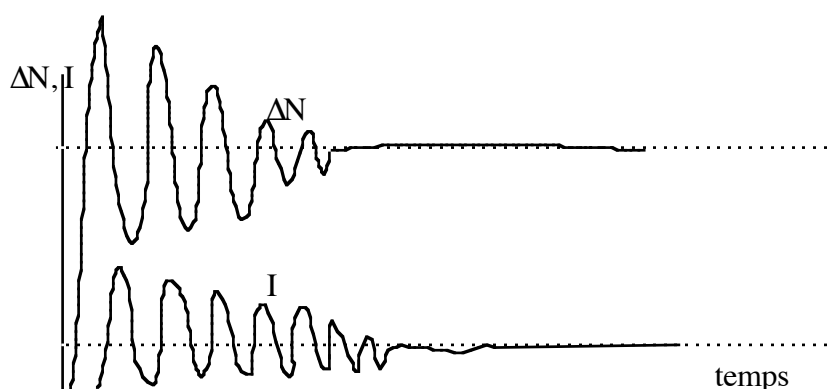


Fig. 3.5-3 : Oscillations de relaxation

Des oscillations de relaxation apparaissent au début de l'excitation dans un système à trois niveaux. La période des oscillations de l'ordre de la microseconde.

3.5.2.4 Fonctionnement impulsionnel obtenu par pompage impulsionnel

Lorsque le pompage est impulsionnel, les impulsions émises par le laser durent à peu près autant que les impulsions de pompage. L'enveloppe de l'impulsion du laser dépend du gain offert par le matériau actif. Dans le cas des matériaux offrant un grand gain (rubis par exemple), l'enveloppe des impulsions est plutôt tourmentée formée de sous-impulsions brèves et intenses.

Le régime des impulsions libres est souvent utilisé pour les lasers à isolants solides dopés (Nd:YAG, rubis). La durée des impulsions varie entre 0,1 et 10 ms.

3.5.2.5 Impulsions déclenchées. Q-switch

Un obturateur rapide (ou Q-switch) est introduit dans la cavité. Son rôle est de modifier la transmission de la cavité (caractérisé par un coefficient de qualité Q) et d'empêcher l'oscillation jusqu'au moment où le matériau est à son excitation maximale. Toute l'énergie accumulée sort alors de la cavité sous la forme d'une impulsion brève et très intense. La durée d'une impulsion déclenchée entre une dizaine et quelques dizaines de nanosecondes. Les lasers à rubis permettent d'obtenir dans ce régime des impulsions ayant une énergie voisine du Joule qui durent environ 30 nanosecondes, ce qui correspond à une puissance crête voisine de 10^8 Watts. Le dispositif de déclenchement peut être électro-optique ou acousto-optique.

3.5.2.5.1 Déclenchement électrooptique

Les Q-switch électro-optiques sont utilisés dans les lasers solides de grande puissance. Le fonctionnement de ces dispositifs est basé sur les propriétés de polarisation du rayonnement.

La figure ci-après indique les éléments utilisés pour le déclenchement électro-optique d'un laser solide. Un polariseur de Glan sépare les composantes horizontale et verticale du rayonnement émis par le matériau actif. Le Q-switch est constitué d'un cristal électro-optique: une biréfringence apparaît sous l'action d'un champ électrique. Au début du pompage la haute tension est appliquée au cristal qui est alors vu par le rayonnement comme une lame quart-d'onde. Le rayonnement en sortie du prisme de Glan est polarisé linéairement; la polarisation devient circulaire après passage à travers le Q-switch. Après le deuxième passage à travers le cristal biréfringent la direction polarisation a tourné de 90° . Le retour dans le matériau actif n'est en conséquence pas possible lorsque le cristal se comporte en lame quart d'onde: le prisme de Glan réfléchit vers l'extérieur de la cavité le rayonnement polarisé horizontalement. L'énergie d'excitation peut alors s'accumuler jusqu'à saturation. Lorsque le matériau actif est au maximum d'excitation, la tension appliquée au Q-switch est supprimée. Le cristal ne modifie plus la polarisation du faisceau et l'oscillation commence. Au bout de 20 à 50 ns après l'ouverture de la cavité, une impulsion laser de grande puissance crête est émise.

Les matériaux électro-optiques couramment utilisés dans la fabrication de Q-switch sont le KDP pour les longueurs d'onde situées entre 0,35 et 1,3 μm , le niobate de lithium entre 0,75 et 3 μm , le tellure de cadmium entre 2,7 et 11 μm .

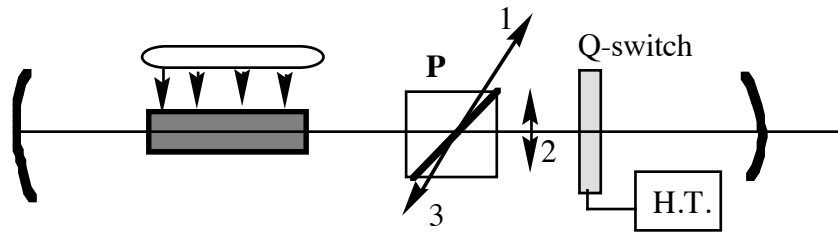


Fig. 3.5-4 : Q-switch électro-optique dans une cavité laser.

Le prisme P sert à séparer les deux composantes de polarisation du rayonnement émis par le matériau actif (faisceau 1 et 2). La double flèche notée (2) symbolise la polarisation linéaire du faisceau transmis. En présence d'une tension électrique appliquée au cristal placé entre le polariseur et le miroir de cavité, le faisceau qui revient du miroir présente une polarisation tournée de 90° et subit alors une réflexion vers l'extérieur de la cavité (faisceau 3). En l'absence de tension, la polarisation ne change pas et l'oscillation peut avoir lieu. Il est ainsi possible de fermer la cavité pendant une partie du pompage afin d'accumuler l'énergie dans le matériau actif, augmenter le coefficient d'amplification du matériau actif, et favoriser l'émission sous la forme d'impulsions de grande puissance crête.

3.5.2.5.2 Déclenchement acousto-optique

Une onde acoustique produit dans un matériau une modulation de densité, qui se manifeste du point de vue optique par une modulation de l'indice de réfraction. En produisant une modulation périodique à travers un matériau transparent (du quartz par exemple) placé à l'intérieur d'une cavité laser, il est possible de dévier le rayonnement émis afin d'empêcher l'oscillation. Si le signal de modulation arrive sous la forme d'impulsions, il est possible d'ouvrir et de fermer la cavité au rythme des impulsions. L'oscillation laser suit alors la même cadence. Pour ce mode de déclenchement, l'énergie de pompage peut arriver de façon continue ou impulsionnelle. Le déclenchement acousto-optique est utilisé dans les lasers solides de faible puissance en pompage continu pour une application comme le marquage des composants industriels. Le schéma d'un laser à déclenchement acousto-optique est présenté ci-après. Le cristal acousto-optique est généralement fabriqué en quartz fondu.

On utilise également dans le cas des lasers à Nd:YAG le mode de fonctionnement quasi-continu. Dans ce cas le pompage est continu; un modulateur acousto-optique fonctionnant à la fréquence d'une vingtaine de MHz est introduit dans la cavité. Un train d'impulsions d'une cadence de quelques kHz est obtenu par modulation à cette fréquence du signal envoyé sur le modulateur. Des lasers fonctionnant dans ce régime sont utilisés pour le marquage des matériaux.

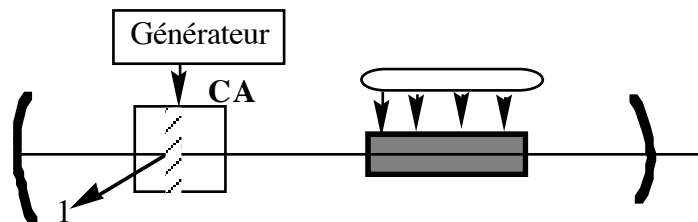


Fig. 3.5-5 : Déclenchement acousto-optique de l'oscillation laser.

Un signal périodique est introduit dans un cristal acousto-optique (CA) par l'intermédiaire d'un excitateur piézoélectrique. Il se crée ainsi dans le cristal une modulation de l'indice de réfraction qui diffracte le faisceau vers l'extérieur de la cavité, empêchant l'oscillation laser.

3.5.2.6 Synchronisation (ou verrouillage) des modes axiaux.

3.5.2.6.1 Principe du verrouillage de modes

Les lasers peuvent également fonctionner en verrouillage de modes (ou mode-locking). Il s'agit d'un régime de fonctionnement où tous les modes longitudinaux de la cavité sont synchronisés en phase. Le faisceau de sortie a alors la forme d'un train d'impulsions séparées par un intervalle de temps égal au temps d'aller-retour d'une impulsion dans la cavité. La durée moyenne d'une impulsion est de l'ordre de l'inverse de la largeur du spectre émis. Le fonctionnement en verrouillage de modes est utilisé pour générer des impulsions ultracourtes (picoseconde, soit 10^{-12} s ou moins) pour des applications de métrologie et de recherche scientifique. On utilise pour ce mode de fonctionnement des matériaux actifs présentant un spectre d'émission étendu ; les colorants organiques, utilisés au début ont été remplacés par des isolants dopés beaucoup plus stables et faciles de mise en œuvre.

La durée minimale d'impulsion τ dépend de l'étendue Δf du spectre disponible suivant la relation

$$(3.5.2) \quad \tau \cdot \Delta f \approx 1.$$

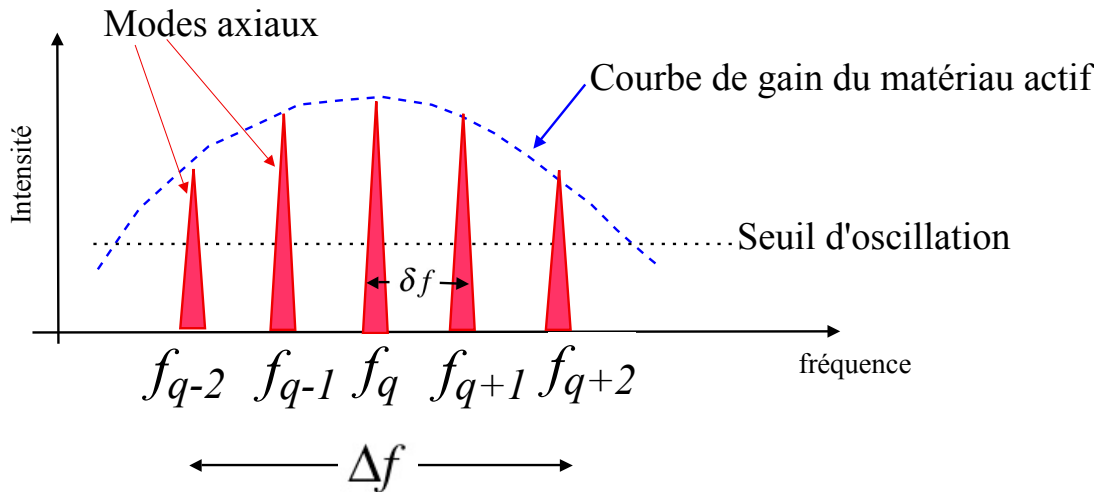


Fig. 3.5-6 : Spectre d'un rayonnement laser dans le cas où le gain est suffisant pour 5 modes axiaux.

En pratique les raies d'émission des lasers à gaz ont des largeurs de l'ordre de 10 GHz; on peut donc espérer obtenir des impulsions de durée minimales de 100 ps. Les colorants organiques présentent des spectres beaucoup plus étendus; des impulsions de quelques dizaines de femtosecondes (10^{-15} s) ont été obtenues.

Les signaux laser les plus courts sont obtenus en utilisant la technique de la synchronisation en phase des modes longitudinaux en oscillation dans la cavité du laser ou synchronisation de modes.

Onde résultant de l'oscillation en phase des modes longitudinaux de la cavité d'un laser : Dans un laser dont le matériau actif émet un rayonnement de spectre large, un grand nombre de modes axiaux oscillent simultanément. Chaque mode peut être décrit en première approximation par l'expression suivante :

$$(3.5.3) \quad e_n(t) = E_n \cdot \exp \left\{ j 2\pi \left[(f_0 + n \delta f) t + \varphi_n \right] \right\}$$

ω_0 est la fréquence radiale au centre du spectre; $\delta f = c/2L$, (L, longueur de la cavité) est l'intervalle de fréquence libre; n est le numéro du mode compté à partir du mode central pour lequel n = 0.

Le champ à l'intérieur de la cavité est la somme des champs correspondant aux N différents modes en oscillation, soit :

$$(3.5.4) \quad e_T(t) = \sum_{-(N-1)/2}^{(N+1)/2} E_n \exp \left\{ j \left[(\omega_0 + n \delta \omega) t + \varphi_n \right] \right\} .$$

Dans le cas général, les différents modes axiaux oscillent de façon indépendante; les amplitudes E_n et les phases φ_n fluctuent de façon aléatoire. Le champ $e_T(t)$ résultant présente alors une amplitude moyenne qui fluctue de façon aléatoire.

Une situation intéressante apparaît lorsque tous les modes sont en phase. En prenant pour simplifier toutes les amplitudes égales à E_0 et tous les φ_n égaux à 0 ($E_n = E_0$; $\varphi_n = 0$), on obtient un champ total qui s'écrit :

$$(3.5.5) \quad e_T(t) = E_0 \exp(j\omega_0 t) \frac{\sin\left(\frac{N\delta f}{2} t\right)}{\sin\left(\frac{\delta f}{2} t\right)} .$$

L'intensité dans le faisceau obtenu varie donc suivant la relation :

$$(3.5.6) \quad I(t) = \frac{E_0^2}{2\eta_0} \left[\frac{\sin\left(\frac{N\delta f}{2} t\right)}{\sin\left(\frac{\delta f}{2} t\right)} \right]^2 .$$

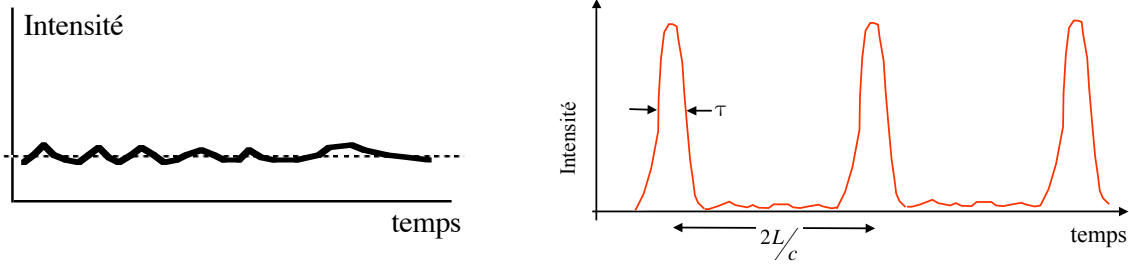
Le champ correspondant aux deux situations indiquées est représenté sur la figure ci-après. La puissance crête dans les impulsions obtenues en synchronisation de modes est d'autant plus importante que le nombre de modes synchronisés est grand. En première approximation, on peut écrire : $2L/c$

$$(3.5.7) \quad P_C \approx N \times P_{\text{moyen}} .$$

La largeur à mi-hauteur est telle que :

$$(3.5.8) \quad \tau \approx \frac{1}{N \delta f} = \frac{1}{\Delta f} .$$

Remarquons que τ peut être très petit. Nous avons mentionné ci-dessus une durée possible de quelques dizaines de femtosecondes pour des impulsions générées par des lasers à colorant. Une impulsion de 100 fs a une longueur d'environ 30 μm . Un tel signal offre en principe des possibilités remarquables de mesures temporelles et spatiales. Cependant l'instrumentation à mettre en œuvre n'est pas simple.



a) Intensité dans un faisceau de laser multi mode lorsque les modes oscillent de façon aléatoire et indépendante

b) Intensité dans un faisceau de laser multi mode lorsque les modes oscillent en phase. Le signal émis se présente sous la forme d'un train d'impulsions

Fig. 3.5-7 : Intensité résultant de la superposition des modes axiaux.

Rappelons seulement que les systèmes électroniques les plus rapides sont limités à des signaux de durée supérieure à la picoseconde. La caractérisation des impulsions ultracourtes obtenues par synchronisation de modes est donc faite, non par détection directe de l'enveloppe temporelle mais par des techniques de corrélation. La durée des impulsions est estimée à partir d'hypothèses faites sur la forme des impulsions.

3.5.2.6.2 Méthodes d'obtention de la synchronisation en phase des modes de la cavité.

Synchronisation active.

Les modes sont mis en phase par création dans la cavité d'une modulation périodique de période égale à la période trouvée ci-dessus, soit

$$(3.5.9) \quad T = \frac{2L}{c}.$$

Cette période correspond également au temps mis par la lumière pour faire un aller-retour dans la cavité. Dans un laser à pompage continu, contenant un modulateur à la fréquence $\Omega = 1/T$, le gain, sensiblement constant est donné par :

$$(3.5.10) \quad G = \frac{G_0}{1 + \frac{I}{I_{\text{sat}}}}.$$

Les pertes sont décrites par l'expression suivante :

$$(3.5.11) \quad \alpha = \alpha_0 + \delta\alpha [1 - \cos (\Omega t)].$$

Il est possible d'ajuster gain et pertes de telle façon que le "verrouilleur de modes" ne soit transparent que pendant un bref instant au cours d'une période de modulation comme indiqué sur le dessin ci-après. Le rayonnement laser émis se présente alors comme un train d'impulsions à la fréquence de modulation. Pour un bon fonctionnement il est nécessaire que la fréquence de modulation soit ajustée de façon très précise à $\Omega = c/2L$.

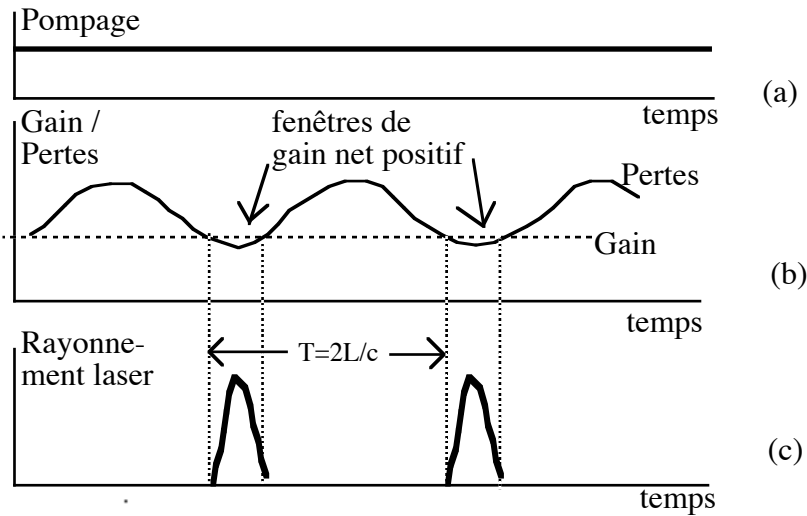


Fig. 3.5-8 : Synchronisation active de modes.

(a) Le pompage est continu

(b) Le gain est constant; les pertes sont modulées

(c) Le rayonnement laser émis est un train d'impulsions de période $T=2L/c$.

Afin d'expliquer le mécanisme mis en œuvre dans la synchronisation active de modes d'une cavité laser, considérons le passage d'une onde ém $e(t)$ à travers un composant dont le coefficient de transmission est modulée par une fonction sinusoïdale.

A l'entrée du composant modulé, l'onde est décrite par l'expression

$$(3.5.12) \quad e(t) = \frac{1}{2} A_0 [\exp (-j\omega_0 t) + \exp (j \omega_0 t)] .$$

Ecrivons le coefficient de transmission sous la forme :

$$(3.5.13) \quad T(t) = 1 - \delta T [1 - \cos \Omega t + \varphi] .$$

En sortie du modulateur, l'amplitude de l'onde est donnée par :

$$(3.5.14) \quad e_s(t) = T \cdot e(t) = \frac{1}{2} A_0 \left[(1 - \delta T) e^{-j\omega_0 t} + \frac{\delta T}{2} \exp \{ -j [(\omega_0 - \Omega) t - \varphi] \} + \frac{\delta T}{2} \exp \{ -j [(\omega_0 + \Omega) t + \varphi] \} \right] + C. C.] .$$

L'expression ci-dessus montre que la modulation fait apparaître deux nouvelles composantes spectrales en phase avec le signal de modulation.

Considérons maintenant une série de modulateurs identiques séparés par une distance $\Delta z = \frac{2\pi}{\Omega} c$.

Chaque modulateur génère une paire de composantes spectrales supplémentaires $\omega_0 \pm n\Omega$. Après $N+1$ modulateurs, l'amplitude du champ ém est décrite par l'expression :

$$(3.5.15) \quad e_s(t) = \sum_{-N/2}^{N/2} e_n \exp \{ -j [(\omega_0 + n\Omega) t + n\varphi] \} + C.C. .$$

Nous retrouvons l'expression du champ correspondant à la superposition de $2N+1$ composantes spectrales oscillant en phase : le signal est modulé et se présente sous la forme d'un train d'impulsions séparées des intervalles $T = \frac{2\pi}{\Omega}$. C'est donc l'expression du champ qui apparaîtra dans une cavité laser de longueur L dans laquelle on a introduit un modulateur de fréquence de modulation Ω telle que :

$$(3.5.16) \quad \frac{2\pi}{\Omega} = \frac{c}{2L} = \delta\nu.$$

En pratique les systèmes laser suivants sont utilisés :

- + Système 1 : Pompage continu + Modulateur à $1/T$ dans la cavité.
- + Système 2 : Pompage quasi continu par un faisceau issu d'un autre laser, lui-même fonctionnant en synchronisation active de modes (c'est-à-dire système 1)
- + Système 3 : Pompage impulsionnel par des lampes + Q-switch + Modulateur.

- Synchronisation passive de modes.

La synchronisation des modes d'une cavité laser est également possible en introduisant dans la cavité un élément à absorption saturable, en général un colorant organique. Le coefficient de transmission d'un absorbant saturable est montré sur le dessin ci-après.

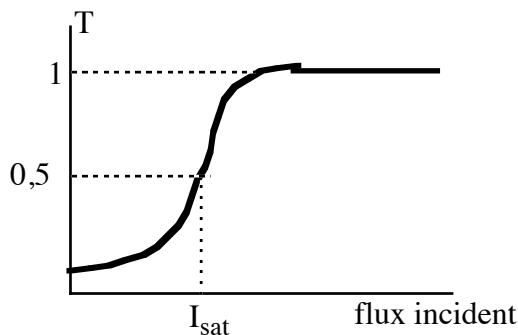


Fig. 3.5-9 : Facteur de transmission d'un absorbant saturable

Un absorbant saturable présente est peu transparent aux faibles densité de flux du rayonnement incident. Lorsque l'intensité s'approche de l'intensité de saturation, soit environ 10^7 W/cm² pour un colorant organique, le milieu devient transparent. Un absorbant saturable placé dans une cavité laser permettra de sélectionner une impulsion plus intense qui ira rapidement en s'amplifiant. Si le pompage n'est pas trop intense (ce qui aurait pour effet de favoriser une oscillation en continu), une seule impulsion est présente dans la cavité, ce qui est équivalent à une synchronisation des modes axiaux de la cavité.