

CHAPITRE I : Les techniques de modulation dans le Laser à CO₂

I-1 Généralités sur les méthodes de génération d'impulsion dans les lasers en général et le laser à CO₂ en particulier

Le laser CO₂ fonctionne en général en continu (c'est le régime libre) mais il peut fonctionner en pulsé en utilisant les techniques de modulation.

La modulation est une variation des pertes dans le dispositif laser. Elle peut être externe, imposée par l'expérimentateur à l'aide des dispositifs faits de matériaux non linéaires dont les propriétés sont activées de l'extérieur: c'est la modulation *active*. Il existe un autre type de modulation dite *passive* qui consiste à insérer des milieux absorbants à l'intérieur de la cavité et dont les propriétés d'absorption varient en fonction de l'intensité du signal laser.

Figure I-1 : *Les différentes techniques de modulation*

Parmi les techniques de modulation active, nous pouvons citer
(voir figure I-1)

I-1-1 la contre réaction (feedback)

Cette méthode consiste à réinjecter une partie du signal à l'intérieur de la cavité laser à l'aide d'un miroir ou d'une lame partiellement réfléchissante. Cette méthode permet de générer et de contrôler différents types de fonctionnements dans le laser [30 -32]

I-1-2 la méthode opto-mécanique

Comme son nom l'indique, c'est une méthode qui utilise un miroir (ou un prisme) tournant à l'intérieur de la cavité. Au cours de la rotation, le miroir n'assure une bonne qualité de la cavité que pendant un temps très court. Ainsi par exemple, pour une vitesse de rotation de 10^3 tours/s, le temps de commutation du facteur de qualité est d'environ 100ns [33].

Cette méthode est très peu utilisée à cause des instabilités mécaniques et du problème de l'alignement du miroir tournant, contrairement à la technique électro-optique.

I-1-3 la technique électro-optique

Elle est à la base de deux types de fonctionnements : le Q-switch et le Mode-locking dans les lasers. Plusieurs cristaux tels que GaAs, CdTe, ZnTe peuvent être utilisés comme des modulateurs électro-optiques pour les lasers à CO₂ [34].

D'une manière générale, lorsqu'un cristal est soumis à un champ électromagnétique, son coefficient de réfraction est modifié. Ceci permet de moduler la phase et l'amplitude de l'onde qui traverse le cristal. On distingue deux types d'effets électro-optiques : l'effet Kerr et l'effet Pockels

L'Effet Pockels est linéaire car la variation de l'indice n est proportionnelle à l'intensité du champ appliqué : $n = n_0 + \epsilon E$

Ce phénomène se manifeste dans les cristaux dépourvus de centre de symétrie. Nous citons à titre d'exemple, les cristaux uniaxes KDP (la formule chimique est KH_2PO_4) et DKDP (la formule chimique est KD_2PO_4 ou $\text{KH}_{2-2x}\text{D}_{2x}\text{PO}_4$).

Deux configurations sont utilisées dans l'effet Pockels : La configuration transverse, où le champ est appliqué perpendiculairement à la direction du

faisceau lumineux et la configuration longitudinale ou le champ est appliqué longitudinalement. Cette technique a été utilisée avec le cristal GaAs par Gordon et ses collaborateurs [35]. Elle a été aussi utilisée pour étudier le chaos en utilisant le CdTe comme modulateur [36].

L'effet Kerr est quadratique car la variation de l'indice n est proportionnelle au carré de l'intensité du champ.

L'effet Kerr, à la différence de l'effet Pockels, existe quelle que soit la symétrie du milieu. La biréfringence induite est de la forme : $\Delta n = K\lambda E^2$ où K est la constante de Kerr, λ la longueur d'onde du champ d'amplitude E .

L'effet électro-optique quadratique est observé dans la plupart des liquides (eau, CS₂...). La biréfringence créée s'explique par l'orientation des molécules sous l'effet du champ électrique appliqué E .

Une cellule de Kerr est en général constituée d'un condensateur immergé dans le liquide. Les tensions demi-onde typiques de ces cellules sont de quelques kV/cm. Comme les constantes de temps d'établissement des phénomènes sont extrêmement courtes (<ps), les limitations de bande passante proviennent de l'électronique de commande. C'est pour cette raison que les cellules de Pockels solides sont préférables aux cellules liquides.

Parmi les matériaux solides les céramiques PLZT (composées de Pb,La,Zr,Ti) présentent un effet Kerr important. (Voir détails annexe A).

I-1-4 la technique acousto-optique :

La propagation des ondes acoustiques issues d'un générateur à haute fréquence dans un milieu, crée des zones de compression et de dilatation périodique dans l'espace. Cette période est égale à la longueur d'onde de l'onde sonore λ_s , autrement dit la propagation des ondes acoustiques crée des variations de la densité moléculaire du milieu qui se traduit par une modification de l'indice de réfraction n . Cette modification va générer une diffraction de l'onde traversant le milieu.

Ainsi pour une onde sonore de fréquence Ω qui se propage dans un tel milieu suivant Y , l'indice N s'écrit :

$$N(y,t) = n + \Delta n \sin[(2\pi y / \lambda_s) - \Omega t]$$

N : indice de réfraction du milieu

n : indice de réfraction linéaire du milieu

La valeur de Δn se détermine par l'amplitude de déformation élastique qui est liée à la constante acousto-optique du milieu. L'amplitude de déformation dépend de la puissance P_a de l'onde sonore.

On distingue deux effets acousto-optiques :

- Si l'onde incidente est diffractée suivant un seul ordre, on a le régime de Bragg qui correspond à la diffraction par un réseau.
- Si l'onde incidente est diffractée suivant plusieurs ordres, on a le régime de Raman-Nath. (Pour plus de détail sur cet effet, Voir annexe B)

La technique acousto-optique a été utilisée par Lepers et V.Chizhevsky et leurs collaborateurs [37-38] pour étudier et caractériser le fonctionnement d'un laser à CO₂ mono mode stabilisé en fréquence.

I-1-5 la technique de la modulation passive

Cette méthode consiste à introduire dans la cavité laser, un milieu non linéaire dont les caractéristiques varient en fonction de l'intensité laser. Comme élément non linéaire on peut utiliser :

- Des miroirs semi-conducteurs (le coefficient de réflexion varie en fonction de l'intensité reçue)
- Un absorbant saturable (le coefficient d'absorption varie en fonction de l'intensité laser qui le traverse).

La modulation passive peut également être intrinsèque due à l'effet Kerr qui peut être généré dans le milieu amplificateur.

Toutes ces méthodes se traduisent par une variation du facteur de qualité Q , c'est à dire par une modulation des pertes dans la cavité laser. Nous allons dans ce qui suit décrire en détails la méthode passive que nous avons utilisée et déterminer les caractéristiques de l'impulsion générée par cette méthode.

I-2 La méthode passive avec absorbant saturable (Q-Switch)

La technique passive de génération d'impulsions, consiste à moduler le facteur de qualité de la cavité Q en utilisant dans notre cas un absorbant saturable. Le facteur de qualité Q est défini comme *le rapport d'énergie stockée dans la cavité laser à l'énergie perdue par cycle*. Il est directement relié aux pertes de la cavité laser.

La modulation des pertes par la méthode du Q-switch consiste à maintenir les pertes à un niveau élevé pendant que l'inversion de population se construit grâce au pompage. Au temps $t=0$, les pertes sont réduites brutalement. Ceci revient à commuter le seuil du laser d'une valeur élevée à une autre plus faible. Ainsi le laser se trouve au-dessus du seuil et les atomes du niveau haut se dés excitent rapidement vers le niveau bas par émission induite et une impulsion courte et intense est émise, comme le montre la figure I- 2.

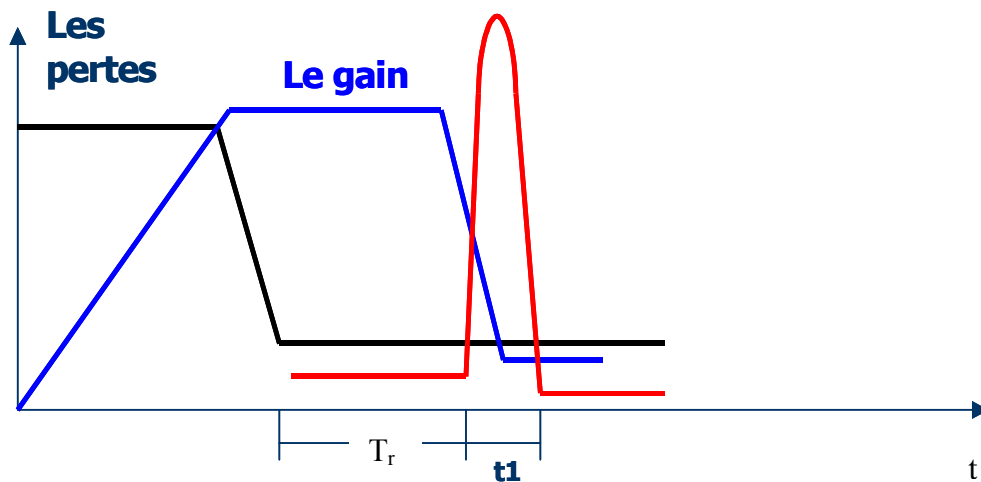


Figure I-2 : Formation de l'impulsion par la technique Q-Switch

* t_0 est le temps de formation de l'impulsion

* T_r est la durée de l'impulsion

I-2 Propriétés de l'impulsion générée

L'impulsion générée, est caractérisée par son énergie, sa largeur, sa puissance crête et le taux de répétition.

Les équations de bilan nous permettent de déterminer tous ces paramètres[39]. Dans l'approximation d'un système à deux niveaux pour le milieu laser, la cinétique du système est décrite par le système d'équations (I) suivant :

$$\begin{cases} d\phi/dt = KN\phi - \gamma_c\phi & (I-1) \\ dN/dt = R - \gamma_2 N - K\phi N & (I-2) \end{cases}$$

* ϕ est le nombre de photons traversant le milieu.

* $N = (N_2 - N_1)$ est l'inversion de population entre les deux niveaux ou a lieu la transition laser.

* R est le taux de pompage.

* $\gamma_c = 1/\tau_c$ est le taux de relaxation des photons dans la cavité.

* $\gamma_2 = 1/\tau_2$ est le taux de relaxation de l'inversion de population.

* K est le coefficient de couplage entre les photons et les molécules du milieu.

Le système « I » est un système d'équations non linéaires et couplées. Pour le résoudre, on doit tenir compte de deux hypothèses de base pour un fonctionnement Q-switch (*mode déclenché*) :

1) pendant la durée de pompage il n'y a pas d'oscillation. ($\phi=0$)

2) le pompage est constant et commence à $t=0$.

Ces deux considérations nous permettent de réduire l'équation (I-2) à

$$* \quad dN/dt = R - N(t)/\tau_2 \quad (1)$$

La solution de cette équation est de la forme :

$$* \quad N(t) = R\tau_2[1 - \exp(-t/\tau_2)] \quad (2)$$

De cette équation nous pouvons dire que la plus grande valeur que peut prendre l'inversion de population N est $R\tau_2$ (état stationnaire).

I-2-1 Le temps de formation de l'impulsion

L'impulsion générée est plus courte et plus intense lorsque N_i est plus grande que N_s (N_s inversion de population au seuil). Comme nous pouvons le voir sur la figure I-3. Pour cela, nous définissons le paramètre $r = N_i / N_s$.

Pour trouver le temps de formation de l'impulsion nous utilisons l'équation « I - 1 » du système et les considérations suivantes :

$$* \text{à } t = 0, \quad N(t) = N_i = rN_s$$

* le temps de formation T_r est inférieur à τ_c .

Nous trouvons à partir de (I-1):

$$d\phi(t) / dt = K[N_i - N_s] \phi(t) = \phi(t) (r - 1) / \tau_c \quad (3)$$

$$\text{qui admet une solution de la forme } \phi(t) = \phi_i \exp [(r - 1)t / \tau_c] \quad (4)$$

L'impulsion est formée pendant un temps T_r lorsque le nombre de photons passe de ϕ_i (nombre de photons initial) à ϕ_f (nombre de photons final).

De l'équation (4) nous avons :

$$T_r = [\tau_c / (r - 1)] \ln (\phi_f / \phi_i) \quad (5)$$

I-2-2 Energie de l'impulsion

Par définition l'énergie de l'impulsion est donnée par: $U = (N_i - N_f)h\nu$ (6)

N_f : est l'inversion de population finale. Pour la calculer nous utilisons le système « I » en négligeant les termes de relaxations (γ_c, γ_2) et le terme de pompage R.

$$*d\phi(t) / dt = K[N(t) - N_s] \phi(t) \quad (II-1)$$

$$*dN(t) / dt = -K\phi(t) N(t) \quad (II-2)$$

En divisant (II-1) par (II-2) nous trouvons: $d\phi / dN = (N_s - N) / N$ (7)

Nous intégrons cette équation en utilisant les conditions initiales. A $t=t_i$ nous avons $N=N_i = rN_s$ et $\phi=\phi_i=1$ (ϕ_i est négligeable devant $\phi(t)$) nous trouvons :

$$\bullet \quad \phi(t) = N_i - N(t) - [(N_i / r) \ln (N_i / N(t))] \quad (8)$$

A la fin de l'impulsion, nous avons $N=N_f$ et $\phi(t)=0$. De l'équation (8) nous déduisons:

$$N_i - N_f - [(N_i / r) \ln (N_i / N_f)] = 0 \quad (9)$$

$$1 - (N_f / N_i) - [(1/r) \ln (N_i / N_f)] = 0 \quad (10)$$

Soit η l'énergie efficace extraite, définie par :

$$\eta = \{ \text{énergie émise par l'impulsion Q-switch} \} / \{ \text{énergie initiale} \}$$

$$\eta = U / U_i = (N_i - N_f) / N_i \quad (11)$$

En utilisant les équations (10) et (11) nous trouvons que η vérifie l'équation :

$$1 - \eta = \exp (- r \eta) \quad (12)$$

I-2-3 Puissance crête de l'impulsion

Sur la figure I-3, nous remarquons qu'au sommet de l'impulsion (le pic) nous avons :

* $\phi(t) = \phi_p$: c'est la valeur maximale du nombre de photons. Donc $d\phi/dt = 0$

* $N(t) \approx N_s$

De l'équation (8) nous avons : $\phi_p = N_i - N_s - [(N_i/r) \ln (N_i/N_s)]$

$$\phi_p = (r - 1 - \ln(r)) N_i / r = (r - 1 - \ln r) N_s \quad (13)$$

La puissance du pic est donnée par:

$$P_p = \phi_p h\nu / \tau_c = [(r - 1 - \ln r)(N_s h\nu)] / \tau_c \quad (14)$$

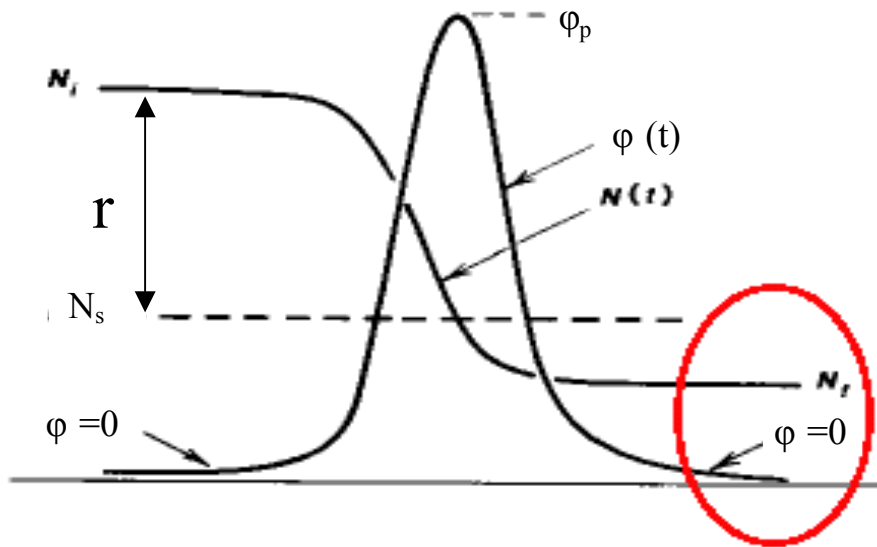


Figure I-3 : Paramètres de l'impulsion générée
 $N(t)$ inversion de population
 $\phi(t)$ nombre de photons

I-2-4 largeur de l'impulsion τ_p

Une bonne approximation de la largeur d'une impulsion est obtenue en divisant l'énergie totale de l'impulsion par la puissance du pic. Nous obtenons:

$$\tau_p = U/P_p$$

$$\tau_p = [r \eta / (r - 1 - \ln r)] \tau_c \quad (15)$$

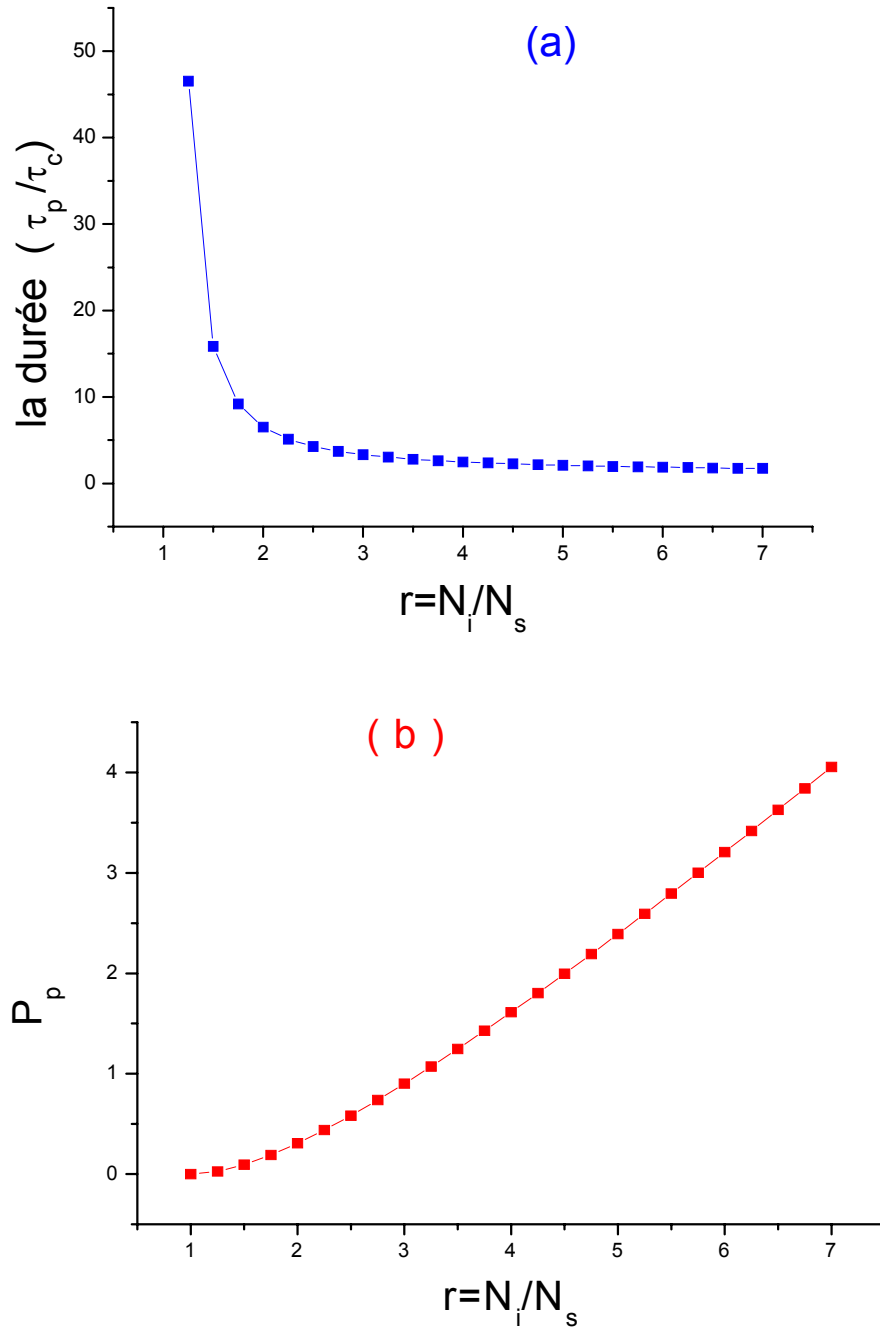


Figure I-4 : a) Variation de la durée d'impulsion en fonction de r
 b) Variation de la puissance P_p en fonction de r (en unités $h\nu$)

Les figures I-4 représentent les variations de la puissance et de la largeur de l'impulsion en fonction du paramètre r . Nous remarquons que pour avoir des impulsions de plus en plus courtes et intenses, il faut avoir un rapport r de plus en plus important. Autrement dit, il faut que N_i soit très supérieure à N_s . Cependant comme nous le verrons, nous ne pouvons pas augmenter indéfiniment le pompage de notre laser à cause du phénomène de dégradation du milieu amplificateur causé par la dissociation de la molécule CO₂. D'un autre côté le pompage induit dans notre cas par une décharge électrique dans le milieu amplificateur est continu, ce qui donne lieu au phénomène du Q-Switch répétitif que nous décrivons ci-dessous.

I-3 Le Q-switch répétitif

Le Q-switch répétitif est un phénomène dû au pompage continu du milieu amplificateur. Dans un tel système l'inversion de population subie une variation cyclique[40], comme nous pouvons le voir sur la figure I- 5.

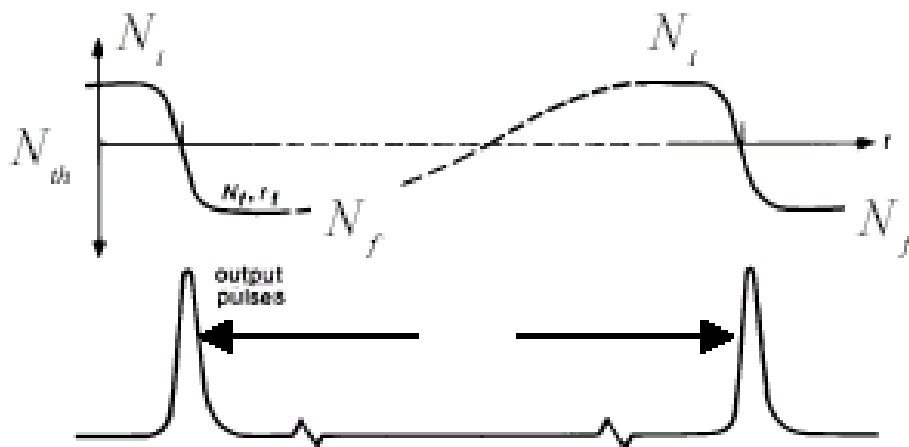


Figure I-5 : Phénomène du Q-Switch répétitif

Nous allons à présent caractériser l'impulsion générée par le Q-Switch. répétitif Pour cela nous définissons les paramètres suivants :

Soit τ_r la durée de temps entre deux impulsions.

$f_r=1/\tau_r$ est le taux ou la fréquence de répétition (voir figure I-5). Pour simplifier le modèle, nous faisons les hypothèses suivantes :

1/ *Le laser est monomode.*

2/ *Le pompage est continu et constant.*

3/ $r_{cw} = R/R_s$ est le coefficient de pompage continu normalisé par rapport à R_s (pompage au seuil)

L'inversion de population initiale N_i et finale N_f juste avant et après l'impulsion Q-switchée d'ordre k , sont données d'après l'équation (9) par :

$$N_i^k - N_f^k = N_s \ln (N_i^k / N_f^k) \quad (16)$$

Et d'après l'équation (2) nous avons:

$$N(t) = R(t) \tau_2 [1 - \exp(-t/\tau_2)]$$

La valeur maximale que peut prendre $N(t)$ pour un pompage continu est

$$r_{cw} N_s \text{ (pour } t \approx \infty \text{)}$$

$$\text{Pour } t=0 \text{ nous avons } N(0) = N_f^k.$$

$$\text{Pour } t = \tau_2 \text{ nous avons } N(\tau_2) = r_{cw} N_s - N_f^k$$

$$\text{Pour } 0 < t < \tau_2 \text{ nous avons } N(t) = N_i^{k+1} - N_f^k = (r_{cw} N_s - N_f^k) [1 - \exp(-t/\tau_2)]$$

$$N_i^{k+1} = r_{cw} N_s + (N_f^k - r_{cw} N_s) \exp(-t/\tau_2) \quad (17)$$

Avec r_{cw} coefficient de pompage continu normalisé : $r_{cw} = R / R_s = R\tau_2 / N_s$

En divisant les équations (16) et (17) par N_s nous trouvons :

$$*r_i^{k+1} = r_{cw} - (r_{cw} - r_f^k) \exp(-1/\tau_2 f_r) \quad (18-a)$$

$$*r_i^k - r_f^k = \ln(r_i/r_f) \quad (18-b)$$

Avec $r_i = N_i / N_s$ $r_f = N_f / N_s$ $r_i < r_{cw}$

Puisque l'impulsion d'ordre k est identique à celle d'ordre $k+1$, les équations (18- a) et (18- b) nous donnent le système (III) suivant:

$$\left\{ \begin{array}{l} * \quad r_i = r_{cw} - (r_{cw} - r_f) \exp(-1/\tau_2 f_r) \\ * \quad r_i - r_f = \ln(r_i / r_f) \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(III-1)} \\ \text{(III-2)} \end{array}$$

A partir de ce système nous pouvons déduire l'énergie, la puissance et la largeur de l'impulsion d'un Q-switch .répétitif

L'équation (II-1) peut s'écrire sous la forme suivante :

$$r_i = r_{cw} (1 - \exp(-1/\tau_2 f_r)) + r_f \exp(-1/\tau_2 f_r) \quad \text{donc}$$

$$r_i - r_f = (r_{cw} - r_f) B \quad \text{avec} \quad B = 1 - \exp(-1/\tau_2 f_r)$$

Plusieurs cas peuvent se présenter en fonction des paramètres τ_2 et f_r :

I-3-1 1^{er} cas $1/\tau_2 f_r \ll 1$

A haute fréquence de répétition, autrement dit le temps qui sépare deux impulsions consécutives est inférieur au temps de relaxation du milieu amplificateur.

$$\text{Nous avons} \quad B = 1/\tau_2 f_r = \gamma_2 \tau_r \quad \text{et} \quad N_f \approx N_s \quad (r_f=1)$$

$$\text{Donc} \quad r_i - r_f = \gamma_2 \tau_r (r_{cw} - 1)$$

L'énergie moyenne de l'impulsion est donnée par :

$$U = h\nu (N_i - N_f) = h\nu N_s (r_i - r_f) = \gamma_2 \tau_r N_s (r_{cw} - 1) h\nu \quad (20)$$

L'énergie dépend de la durée τ_r entre deux impulsions.

La puissance moyenne de l'impulsion est donnée par :

$$P = U f_r = h\nu N_s \gamma_2 (r_{cw} - 1) \quad (21)$$

La puissance est indépendante de la durée entre les impulsions.

I-3-2 2^{eme} cas $1/\tau_2 f_r \gg 1$

A haute fréquence de répétition, autrement dit, la durée entre deux impulsions est plus grande que le temps de relaxation du milieu amplificateur.

Dans ce cas $B = 1$ et l'équation (III-1) nous donne : $r_i = r_{cw}$

$$\text{avec} \quad \left. \begin{array}{l} r_i = N_i / N_s \\ r_{cw} = R / \gamma N_s \end{array} \right\} \quad N_i = R / \gamma$$

L'énergie moyenne de l'impulsion est donnée par :

$$U = h\nu (N_i - N_f) / N_s = r_i h\nu \eta \quad (22)$$

Elle ne dépend pas du temps entre deux impulsions.

La puissance moyenne de l'impulsion est donnée par :

$$P = U f = h\nu R \eta / \gamma \tau_r N_s \quad (23)$$

Elle dépend du temps entre deux impulsions.

I-3-3 Dans le cas général

Le système (III) décrit le Q-switch répétitif. Sa solution est numérique [39]. La figure I-6 donne la variation de l'énergie de l'impulsion et la variation de la puissance moyenne en fonction de la fréquence de répétition pour des différentes valeurs de r_{cw}

On remarque que :

* Pour f_r petite, on a une énergie constante et une puissance proportionnelle à f_r .

* Pour f_r grande, on a une puissance constante et une énergie proportionnelle à $1/f_r$.

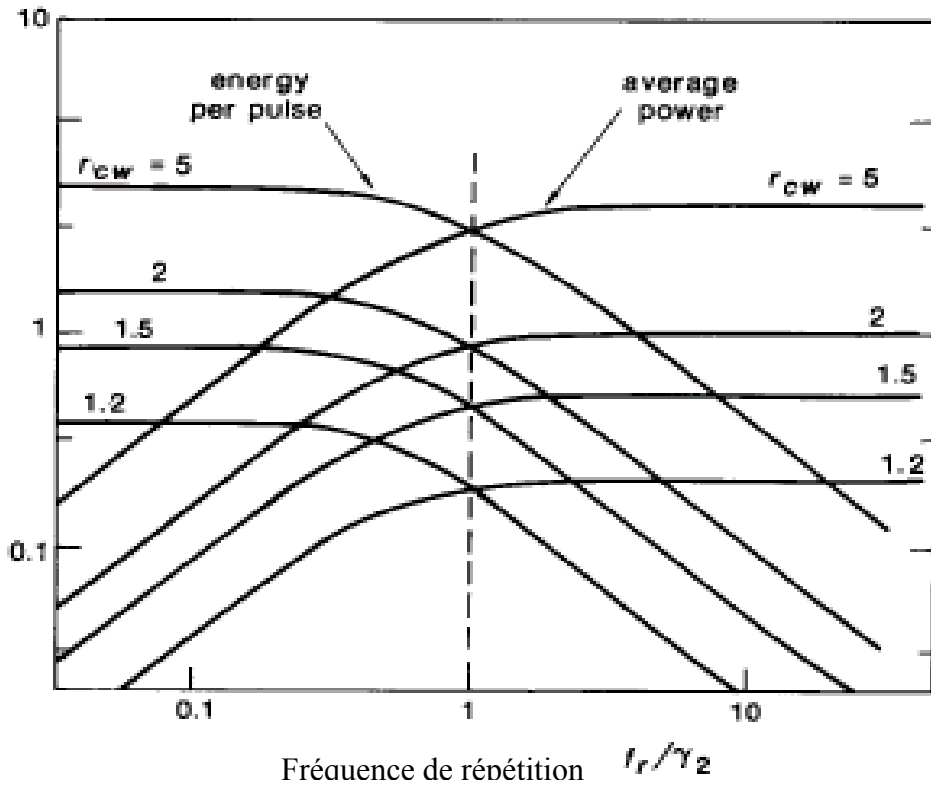


Figure I-6 : La variation de la puissance moyenne et de l'énergie en fonction de f_r/γ_2 [39]

Nous allons à présent regarder l'effet de l'insertion d'un absorbant saturable dans la cavité laser sur la description des propriétés de l'impulsion qu'il génère.

I-4 Q-switch Passif

Le Q-switch passif est obtenu lorsque nous mettons à l'intérieur de la cavité un absorbant saturable. Le système de 3 équations ci dessous va nous permettre de caractériser l'impulsion générée.

$$\left\{ \begin{array}{l} * \frac{d\phi}{dt} = [kN - KN_a - \gamma] \phi(t) \\ * \frac{dN}{dt} = R - \gamma_2 N - K N \phi \\ * \frac{dN_a}{dt} = -\gamma_{2a} [N_a - N_{a0}] - K_a N_a \phi(t) \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(IV-1)} \\ \text{(IV-2)} \\ \text{(IV-3)} \end{array}$$

Dans ce système d'équations :

- * $\phi(t)$: nombre de photons dans la cavité.
- * $N(t)$: inversion de population du milieu amplificateur.
- * $N_a(t)$: inversion de population dans le milieu absorbant < 0 .
- * K : constante de couplage entre les photons et les molécules du milieu amplificateur.
- * K_a : constante de couplage entre les photons et les centres absorbants.
- * γ_2 et γ_{2a} : taux de relaxations du milieu amplificateur et du milieu absorbant
- * γ : taux de relaxation des photons dans la cavité.
- * R : terme de pompage.

Remarque : l'absorbant saturable relaxe à partir d'une valeur initiale notée N_{a0} .

Pour résoudre ce système nous allons le simplifier en utilisant les hypothèses physiques suivantes tout à fait justifiées dans notre cas :

1/ Le temps de relaxation de l'absorbant saturable τ_a est plus court que la largeur τ_p de l'impulsion Q-switch. Donc nous pouvons tirer de (IV-3) lorsque $dN_a/dt = 0$:

$$N_a = N_{a0} / [1 + (K_a / \gamma_a) \phi(t)] \quad (24)$$

2/ La durée de pompage du milieu amplificateur et le temps de relaxation sont plus longs que le temps de formation de l'impulsion et le temps de relaxation de la cavité.

$$\text{Donc d'après (IV-2) nous avons } dN/dt = -K N \phi \quad (25)$$

Qui admet une solution de la forme suivante :

$$N = N_0 \exp [-K \int \phi dt] \quad (26)$$

3/ l'équation (IV-1) peut s'écrire sous la forme suivante :

$$* \frac{dn}{dt} = \gamma_0 \phi n(t) \quad (27)$$

avec $\gamma_0 = KN_0 - K_a N_{a0} - \gamma$ est la croissance initiale des photons avant le Q-switch.

L'équation (26) donne la nouvelle forme de l'inversion de population :

$$N(t) = N_0 \exp (-K\varphi(t) / \gamma_0) \quad (28)$$

Si nous injectons les équations (24) et (28) dans l'équation (IV-1) qui donne le développement des photons dans la cavité nous trouvons :

$$(1/\varphi(t))(d\varphi(t)/dt)=[KN_0\exp(-K\varphi(t)/\gamma_0)]-[K_a N_{a0}/(1+(K_a/\gamma_{2a})\varphi(t))]-\gamma \quad (29)$$

Si nous faisons un développement au premier ordre de $\varphi(t)$, nous aboutissons à la relation suivante :

$$(1/\varphi(t))(d\varphi(t) / dt) = \gamma_0 + [(K_a^2 N_{a0} / \gamma_a) - (K^2 N_0 / \gamma_0)] \varphi(t) + \dots \dots \dots \quad (30)$$

La croissance initiale du nombre de photons est représentée par le premier terme de droite de l'équation (30). Par contre la décroissance est représentée par le deuxième terme.

La condition du second seuil :

Pour avoir un Q-switch passif il faut que le coefficient de $\varphi(t)$ dans l'équation « 30 » soit supérieur à 0 donc :

$$(K_a^2 N_{a0} / K^2 N_0) > \gamma_a / \gamma_0. \quad (31)$$

C'est la condition du second seuil.

Remarque :

La première condition de seuil est le point où le gain (pompage) initial excède les pertes de la cavité (Amorçage du laser). La condition du second seuil est le point où la courbe de développement de $\varphi(t)$ augmente brusquement vers le haut, Voir la figure I-7 .

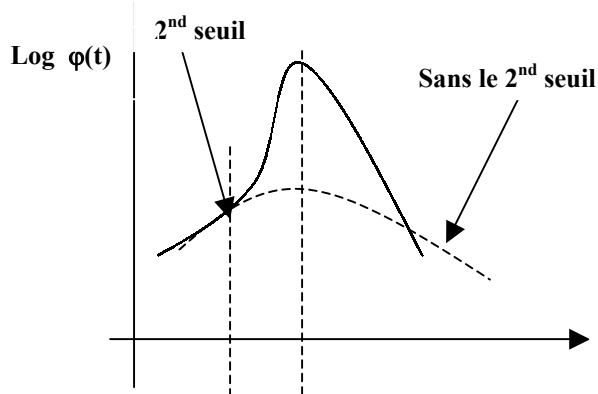
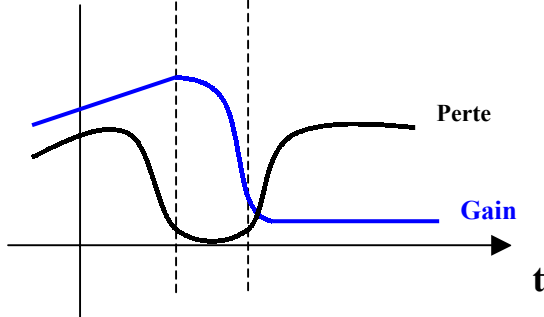


Figure I-7 : Condition du second seuil [39]



Nous remarquons que le rapport $KN_0 / K_a N_{a0}$ n'est autre que le rapport entre le gain initial $2\alpha_0 L$ dans le milieu amplificateur et le facteur des pertes $2\alpha_a L_a$ dans le milieu absorbant. Nous pouvons tirer aussi, des équations de bilan (IV) le rapport des intensités de saturation :

$$I_s / I_{as} = \sigma_a \tau_a / \sigma \tau = (\gamma_2 / K) / (\gamma_{2a} / K_a) = K_a \tau_a / K \tau.$$

Donc les coefficients de couplage entre les photons et les deux milieux, (milieu amplificateur et milieu absorbant) sont reliés par : $K_a / K = \sigma_a / \sigma$. Ils sont liés directement à la section efficace d'émission du milieu amplificateur et à la section efficace d'absorption de l'AS.

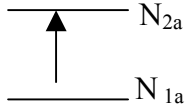
En rapportant ces résultats à l'équation (31), nous pouvons dire que pour avoir un bon Q-switch passif il faut que la condition ci dessous soit remplie :

$$\bullet \quad (\gamma_0 / \gamma_{2a})(\sigma_a / \sigma) (2\alpha_0 L / 2\alpha_{a0} L) > 1 \quad (32)$$

Cette relation qui représente le rapport entre les intensités de saturation des deux milieux, traduit le fait suivant: Pour avoir un bon Q-switch passif, il faut choisir un milieu absorbant qui se sature avant le milieu amplificateur. D'où l'importance du choix de l'absorbant saturable selon la nature du laser utilisé.

I-5 L'Absorbant Saturable (AS)

Il s'agit en général d'un milieu non linéaire qui possède une transition atomique à la même fréquence que le laser. Le coefficient d'absorption varie avec l'intensité qui le traverse et se sature plus vite que le milieu actif [41]. Pour déterminer le coefficient d'absorption de l'AS, nous le modélisons par un système à deux équations suivant:



$$\left\{ \begin{array}{l} * \quad dN_2/dt = [B_a N_{1a}(S/v_a)] - [B_a N_{2a}(S/v_a)] - [N_{2a}/T_{1a}] \\ * \quad dN_{1a}/dt = [B_a N_{2a}(S/v_a)] - [B_a N_{1a}(S/v_a)] + [N_{2a}/T_{1a}] \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} (V-1) \\ (V-2) \end{array}$$

N_{1a} : nombre des centres absorbants qui se trouvent au niveau 1.

N_{2a} : nombre des centres absorbants qui se trouvent au niveau 2.

S : densité du flux lumineux.

B_a : coefficient d'Einstein.

V_a : vitesse de la lumière dans l'absorbant saturable.

T_{1a} : temps de relaxation (donc $1/T_{1a}$ est la probabilité de transition spontanée).

La différence (V-1) - (V-2) nous donne:

$$d(N_{2a} - N_{1a})/dt = -B_a (S/v_a)(N_{2a} - N_{1a}) + B_a S/v_a (N_{1a} - N_{2a}) - 2N_{2a}/T_{1a} \quad \text{En posant :}$$

$$N_a = N_{2a} - N_{1a} \quad (\text{densité d'inversion de population. } N_a < 0 \text{ car } N_{1a} > N_{2a})$$

$$*N'_a = N_{1a} + N_{2a}$$

En remplaçant dans l'équation précédente, nous trouvons :

$$dN_a/dt = -2B_a N_a (S/v_a) - (N_a + N'_a)/T_{1a}$$

$$\text{à } t=0, \quad N_a(0) = -N'_a,$$

le coefficient d'absorption est donné par :

$$K = -\sigma_a N_a \quad \text{avec} \quad \sigma_a \text{ la section efficace : } \sigma_a = Bh/v_a. \quad \text{En posant que, } k_0 = -\sigma_a N_a(0) = -\sigma_a N'_a, \text{ est le coefficient d'absorption initial}$$

$$\Rightarrow dk/dt = -2\sigma_a k_0 S + (k_0 - k_a)/T_{1a}$$

Pour le régime stationnaire $dk/dt = 0$

D'où : $k = k_0 / (1 + I/I_s)$

Avec I : intensité du faisceau incident à la fréquence $\omega = 2\pi c/\lambda$ et

$\alpha = 2B/\nu_a = 2\sigma_a T_a / h\omega$ $I_s = 1/\alpha$ est l'intensité de saturation. Elle est donnée par: $I_s = h\omega / 2\sigma_a T_a$ [33]

Le coefficient de transmission $T = 1 - k$ est représenté sur la figure suivante

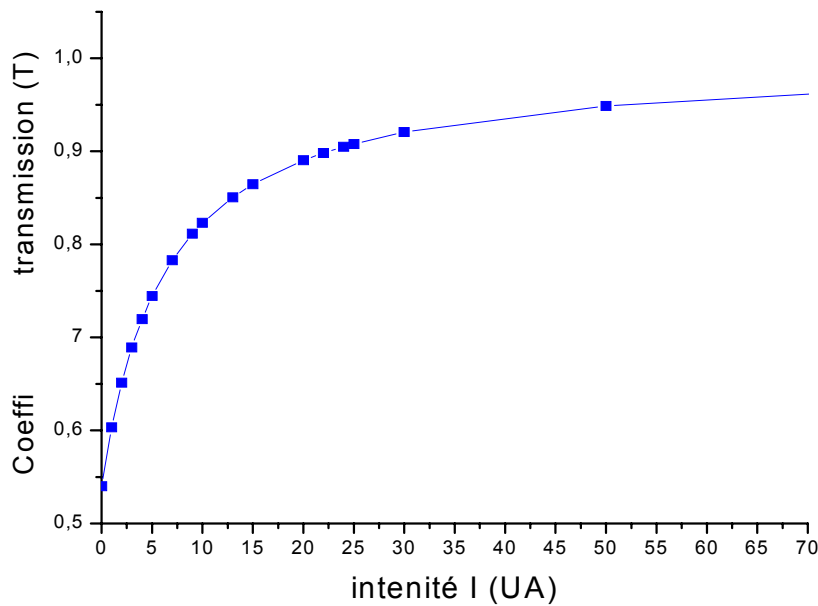


Figure I-8: *Variation de la transmission de l'absorbant en fonction de l'intensité I*

A travers la figure I-8 qui représente la variation du coefficient de transmission $T = 1 - k$ en fonction de l'intensité, la procédure d'absorption se fait comme suit : A l'état initial, tous les centres absorbants se situent au niveau inférieur. L'opacité de l'AS est au maximum donc $N_{1a} = N'_a$ et $N_{2a} = 0$

N'_a : nombre total des centres absorbants.

N_{1a} : nombre des centres qui se trouvent au niveau 1.

N_{2a} : nombre des centres qui se trouvent au niveau supérieur 2.

L'irradiation lumineuse de l'AS à la fréquence d'oscillation donne lieu au processus d'absorption par résonance $N_{2a} < N_{1a}$

L'absorption est supérieure à l'émission spontanée et $(N_{1a} - N_{2a})$ diminuera progressivement donc l'AS commence à se saturer et devient transparent à $(N_{1a} - N_{2a} = 0)$. Le coefficient d'absorption devient nul et la saturation du filtre est maximale : $N_{1a} = N_{2a} = N'_a/2$

A la fin de l'irradiation, après la saturation, le processus de relaxation assure le retour des centres vers le niveau inférieur et le cycle reprend [33].

De nombreux gaz peuvent être utilisés comme absorbants saturables. Nous citons dans le tableau (1) ci-dessous, les différents absorbants saturables possibles pour les lasers à CO₂, en indiquant les gammes de longueur d'onde pour lesquelles la raie est absorbée.

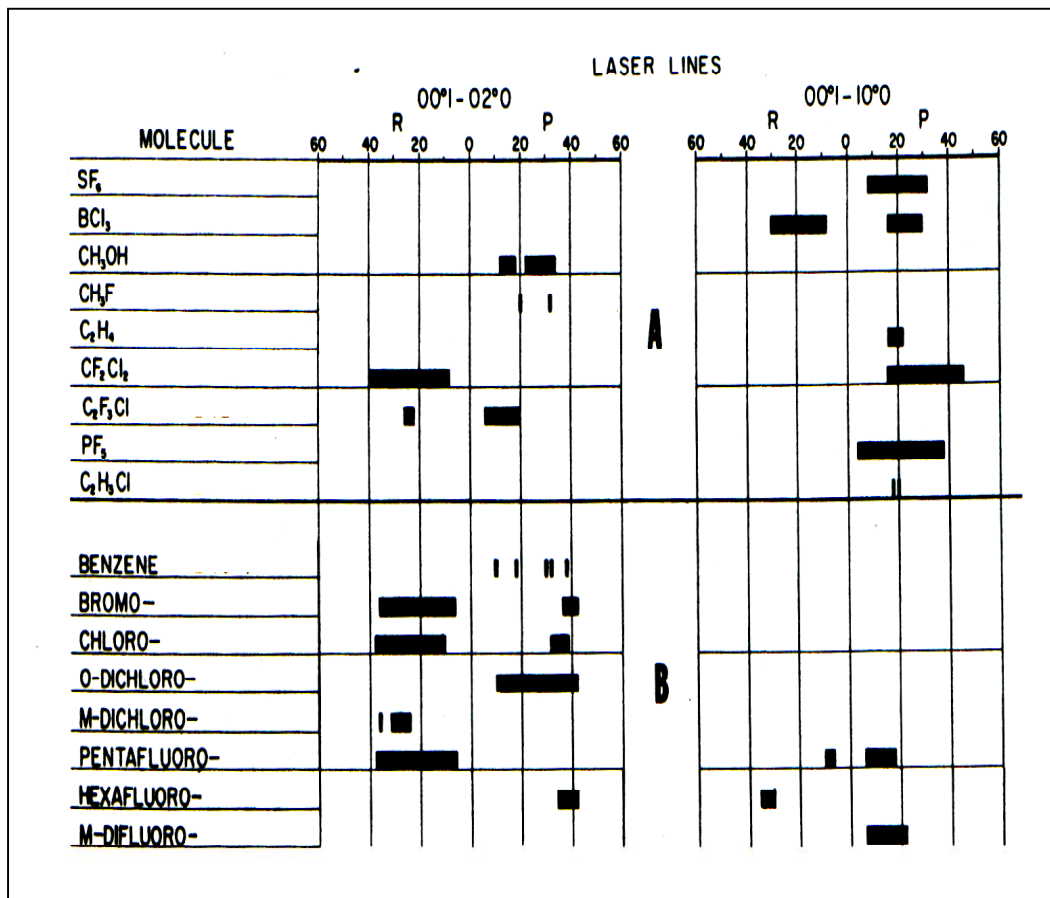


Tableau 1 : Différents absorbants saturables pour le laser à CO₂[42]

Pour le groupe A, les absorbants saturables sont des composés halogènes, l'absorption a lieu autour de la bande de 10.6 μm (00^01-10^00), alors que pour le groupe B, les absorbants saturables sont des dérivés benzyliques, l'absorption se situe autour de 9.6 μm (00^01-02^00) [42].

D'autres absorbants n'ont pas été cités dans le tableau tels que : CH₃I[24], le CO₂ chauffé [43-44], la vapeur de CH₃OH qui absorbe autour de 9.6 μm [45].

Les propriétés d'un absorbant saturable peuvent être modifiées, en appliquant un champ électrique. Nous citons :

- *La technique Stark*[46]: l'application d'un champ électrique continu conduit à une levée de dégénérescence des sous niveaux d'énergie de la molécule, conduisant à un changement du coefficient d'absorption.
- *La méthode de la résonance* (radiofréquence)[24]: elle consiste à appliquer un champ radiofréquence, qui modifie le nombre de molécules interagissant avec le champ infrarouge.

Nous allons nous intéresser à présent à la molécule « *HEXAFLUORURE DU SOUFFRE* » SF₆ que nous avons utilisée comme absorbant saturable dans notre étude : C'est une molécule Octaédrique voir figure I-9 :

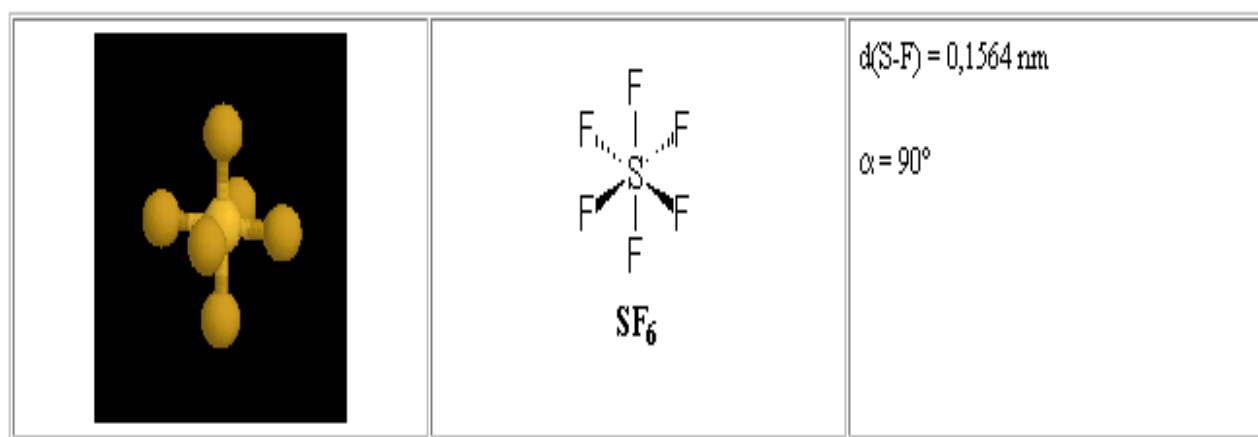


Figure I-9 : La molécule de L'Hexafluorure du Soufre SF₆

Propriétés spectroscopiques de l'AS (SF₆) :

Son diagramme énergétique représenté dans la figure I-10 est constitué de trois catégories de niveaux:

- Le niveau fondamental (0).
- Le premier niveau excité (1) dont le mode de vibration ν_3 donne une bande d'absorption à 10.6 μ m.
- Les niveaux excités (2) à qui le niveau (1) transfère son énergie vibrationnelle par collisions et permettent la relaxation.

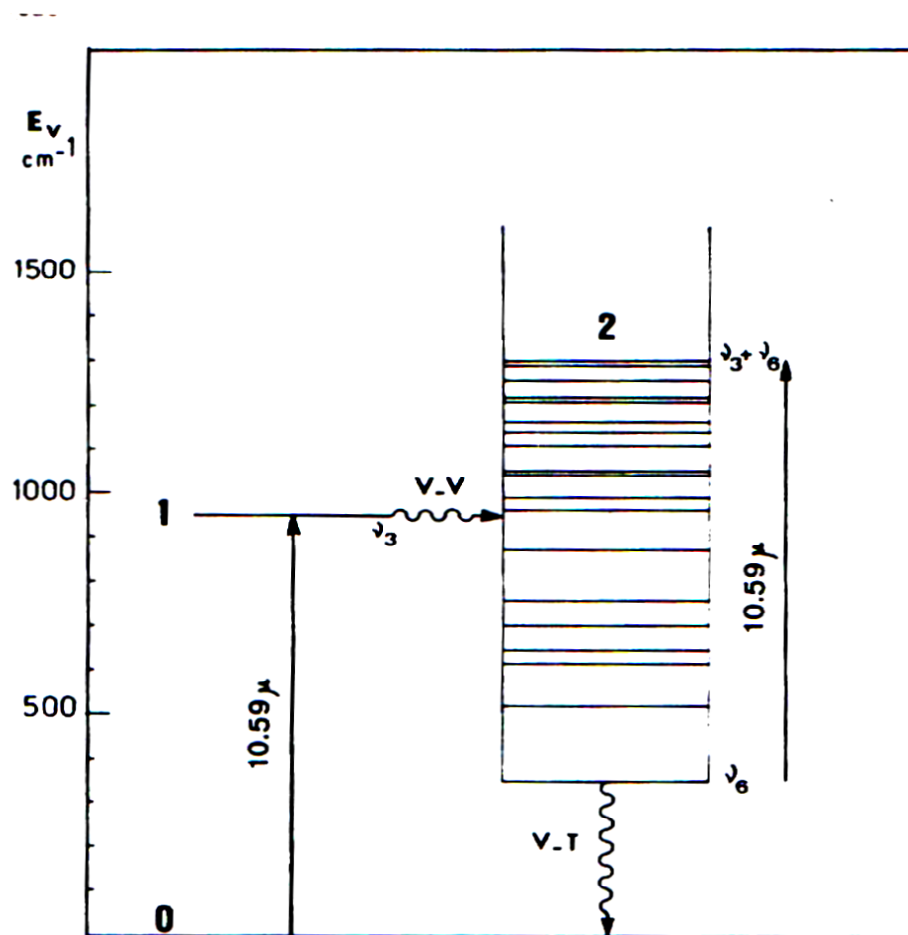


Figure I-10 Le diagramme des niveaux d'énergétique de la molécule SF₆ (47)

Henri Brunet a étudié la saturation de l'absorption dans l'infrarouge de la molécule du SF₆ [47]. Selon la figure I-11 qui illustre le spectre d'absorption du SF₆ au voisinage de 10.6μm, nous remarquons que la température a peu d'influence sur l'absorption et que l'absorption peut avoir lieu pour les différentes raies de transitions de la molécule CO₂ (P₁₆-P₂₂).

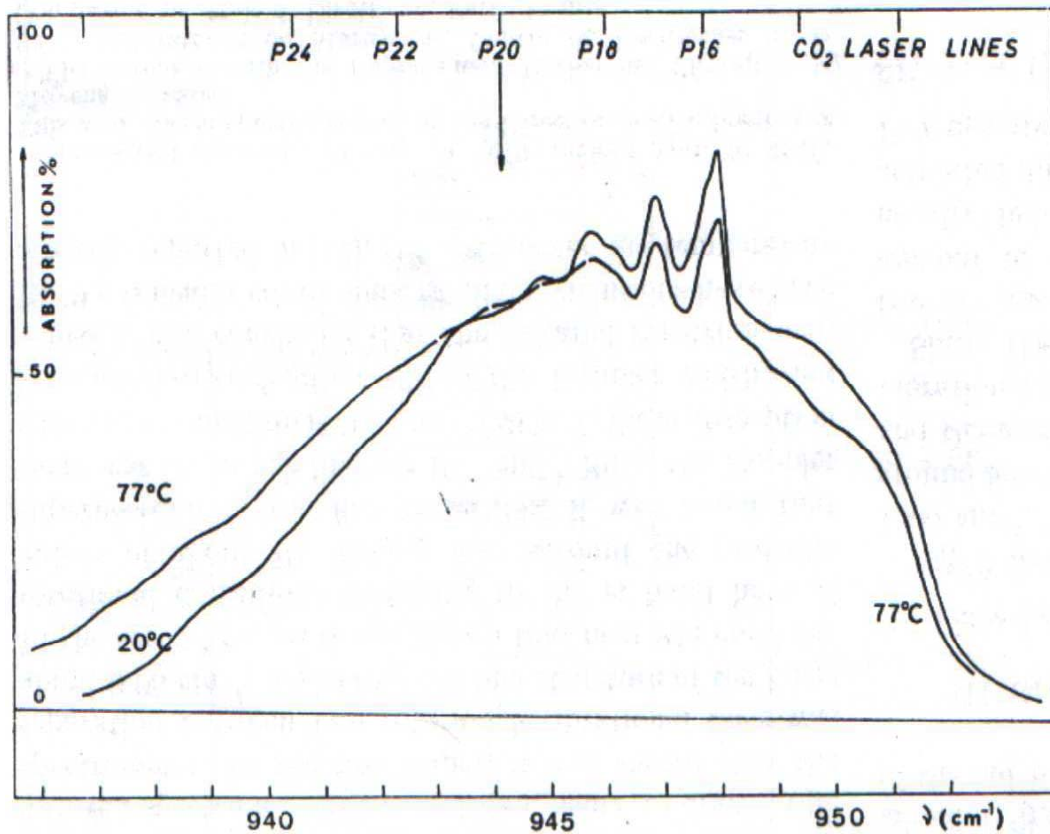


Figure I-11 : Spectre d'absorption du SF₆ pour deux températures différentes 20°C et 77°C [47]a

Il a également mesuré le coefficient d'absorption, l'intensité de saturation et le temps de relaxation qui gouverne l'intensité de saturation. Il a trouvé que :

- Le coefficient d'absorption du SF₆ est égal à : $(0.46 \pm 0.02) \text{ cm}^{-1} \text{ torr}^{-1}$ [47]
- Le taux de relaxation du SF₆ est égal à $4.10^7 \text{ sec}^{-1} \text{ torr}^{-1}$ [48]
- L'intensité de saturation varie linéairement avec la pression pour les faibles valeurs de pression du SF₆ (inférieures à 1 torr) et pour des faibles intensités injectées. Cette intensité de saturation est donnée par : $I_s = (6 \pm 1.5) \text{ w.cm}^{-1} \text{ torr}^{-1}$ pour les lasers fonctionnant en continu.[49].

I-6 Conclusion

Le Q-switch est une méthode basée sur la modulation des pertes de la cavité laser. Elle permet de générer des impulsions courtes et intenses qui dépendent du paramètre $r = N_i / N_s$

Pour un pompage continu du milieu amplificateur nous obtenons un répétitif Q-switch. Dans ce cas l'inversion de population subit une variation cyclique à la fréquence f_r .

Pour des petites valeurs de f_r nous obtenons des impulsions d'énergie constante et de puissance proportionnelle à f_r . Pour de grandes valeurs de f_r nous avons des impulsions de puissance constante et d'énergie proportionnelle à $1/f_r$.

Nous pouvons générer des impulsions par la méthode du Q-switch passive en introduisant un absorbant saturable à l'intérieur de la cavité laser. Pour avoir un bon Q-switch il faut satisfaire la condition du second seuil autrement, il faut choisir un absorbant qui se sature avant le milieu amplificateur.