

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEURE ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE HOUARI
BOUMEDIENNE
FACULTE DE PHYSIQUE



Mémoire

Présenté pour l'obtention du diplôme de **MAGISTER**
EN PHYSIQUE

Spécialité : **Electronique Quantique**

Présenté par

M^{elle} ABDEDOU Fazia

Thème:

**Elaboration d'un modèle théorique pour le laser à CO₂
avec un absorbant saturable**

Soutenu publiquement le 15 juin 2013 devant le jury composé de :

M. Mourad DJEBLI	Professeur à l'USTHB	Président
M. Abdelhamid KELLOU	Professeur à l'USTHB	Directeur de mémoire
M. Mesaoud NEMOUCHI	Professeur à l'USTHB	Examineur
M. Ahmed AISSANI	Maitre de conférences à l'USTHB	Examineur

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé au Laboratoire d'Electronique Quantique (équipe de physique des lasers) de la Faculté de Physique à l'USTHB. Il a été mené sous la direction de Monsieur A.KELLOU, Professeur à l'USTHB, à qui je tiens à exprimer m'a profonde reconnaissance pour m'avoir accueillie dans son laboratoire et prodiguée, sans relâche, des conseils efficaces. Il m'a orientée et encouragée dans les moments les plus difficiles, tout au long de ce travail

Je suis très reconnaissante à Monsieur M. DJEBLI, Professeur à l'USTHB, pour l'honneur qu'il me témoigne en acceptant de présider le jury.

Je remercie vivement monsieur M. NEMOUCHI, Professeur à L'USTHB et Monsieur AISSANI, Maître de conférences à l'USTHB et Monsieur qui ont accepté d'examiner ce travail. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma haute considération.

Je tiens à remercier infiniment tous les membres de notre équipe « LASER » pour leurs aides, leurs conseils précieux et leurs encouragements tout au long de ce travail

Enfin que tous ceux qui m'ont aidé de près ou de loin, trouvent ici l'expression de mes plus vifs remerciements

Table des matières

Introduction	1
Chapitre I : l'effet laser dans le CO₂	
I.1. Modes de vibration de la molécule CO ₂	3
I.2. Les diagrammes énergétique des molécules de CO ₂ et N ₂	4
I.3. Réalisation de l'inversion de population dans le milieu amplificateur	5
I.4 Le gain laser	5
I.5 Les modes de résonance de la cavité laser	7
I.6 Le mode fondamental	8
Chapitre 2 : Le fonctionnement dynamique du laser à CO₂	
I.1. La configuration avec tube scellé	10
I.2. La configuration avec écoulement des gaz	10
I.3. Les lasers à débit lent	10
I.4. Les lasers à débit rapide	11
I.5. Les lasers TEA	11
I.6. La configuration Q-Switching	11
I.7. La contre réaction ou feedback	13
I.8. La méthode opto-mécanique	13
I.9. Les méthodes de modulation actives	14
I.9.1. La modulation électro-optique	14
I.9.2. La modulation acousto-optique	14
I.9.3. La technique de modulation passive	14

I.9.4. Déclenchement passif par le SF ₆	15
Chapitre III: Modélisation du fonctionnement PQS	
III.1. Introduction	18
III.2. Le modèle théorique	19
III.2.1. Les équations du modèle	19
III.3. L'étude dynamique du système	22
III.2.1. Détermination de l'état stationnaire	22
III.3.2. Analyse de stabilité linéaire	23
III.3.3. La résolution numérique du modèle	26
III.3.4. La variation de l'intensité en fonction de taux de pompage dans le cas d'absence de l'absorbant saturable	27
III.3.4.1 Cavité à faible pertes	28
III.3.4.2. Cavité à fortes pertes	30
III.3.5. La variation de l'intensité en fonction de taux de pompage en de présence de l'absorbant saturable	31
III.3.5.1. Bonne cavité (cavité à faibles pertes)	31
III.3.5.2. Mauvaise cavité (cavité à fortes pertes)	31
Chapitre IV : Confrontation avec les résultats expérimentaux	
IV.1 Introduction	36
IV.2 Influence du pompage sur la période et la durée des impulsions	37
IV.3 Influence de la pression du SF ₆ sur la durée et la période des impulsions	38
IV.4 Influence des pertes sur la forme et la durée des impulsions	43
Conclusion générale et perspectives	46
Annexe	47

Introduction générale

La génération d'impulsions lasers courtes est un domaine de recherche très prometteur de part les applications qu'il laisse entrevoir dans divers domaines tels que la détection radar, le lidar, l'industrie, les télécommunications, la médecine, la fusion thermonucléaire, le domaine militaire et les techniques de diagnostic et de caractérisation dans le domaine de la recherche scientifique de haut niveau. Depuis une dizaine années, notre laboratoire a fait plusieurs études sur la génération d'impulsions dans le laser à CO_2 avec un absorbant saturable. Le choix de cette technique passive de modulation a été surtout motivé par son cout réduit et la disponibilité du SF_6 comme absorbant saturable pour réaliser des sources laser CO_2 pulsées par la technique du Q-Switch [1-3]. Les résultats obtenus montrent des impulsions dont les caractéristiques dépendent de plusieurs paramètres intrinsèques au laser. En particulier la forme de l'impulsion, sa durée et sa période de répétition sont fonction du courant de décharge, de la pression dans l'absorbant saturable, du type de cavité utilisée [1] ainsi que de la présence d'éléments diffractifs dans la cavité [2]. La compréhension et l'interprétation des résultats expérimentaux nous ont amené à essayer d'élaborer un modèle théorique capable de reproduire les résultats expérimentaux observés.

La modélisation théorique du fonctionnement passif Q-Switch du laser CO_2 n'est pas nouvelle en soi même puisqu'elle a déjà fait l'objet de plusieurs travaux dans la littérature [4,5]. Cependant les résultats trouvés sont loin d'expliquer les diverses formes et caractéristiques des impulsions obtenues dans les différentes études expérimentales qui ont été faites au sein de notre laboratoire. C'est dans ce cadre là que se situe notre étude théorique.

Pour mener à bien notre modélisation, on a exposé dans le premier chapitre des notions générales sur le laser à CO_2 en expliquant son mécanisme de fonctionnement. Dans le deuxième chapitre, on a cité les différentes méthodes de modulation qui peuvent être utilisées dans la génération d'impulsions dans le laser à CO_2 . On a insisté particulièrement sur la méthode du passif Q-Switch qui a été utilisée dans notre laboratoire. Le chapitre trois est consacré à la modélisation et les résultats obtenus sont exposés dans le chapitre quatre.

L'accord théorie-expérience est discuté dans le chapitre cinq. Le modèle élaboré, basé sur un schéma trois-deux niveaux (trois pour le milieu amplificateur et deux niveaux pour l'absorbant) semble bon et nous permet d'interpréter correctement les résultats expérimentaux obtenus dans les différentes études expérimentales qui ont été réalisées au laboratoire. Ils sont également en bon accord avec les résultats de la littérature, ce qui nous permet d'entrevoir

plusieurs perspectives à ce travail, en particulier l'étude de l'influence des autres paramètres telles la réflectivité et la transmission des miroirs, la longueur de la cavité, l'influence du diamètre des tubes amplificateur et absorbant et la nature de l'absorbant saturable

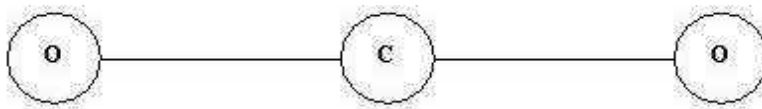
Références

- [1] S. Chouli, "Mise en forme des impulsions générées par un laser à CO_2 avec un absorbant saturable". Thèse de magister USTHB (2005)
- [2] S. Terniche, "Influence des modes transverses sur la forme des impulsions générées dans un laser à CO_2 avec absorbant saturable". Thèse de magister USTHB 2008
- [3] R. Becheker, "Caractérisation des impulsions générées par la méthode du Q-Switch passif dans un laser à CO_2 " Thèse de magistère USTHB 2009.
- [4] M. Tachikawa, K. Tani, and T. Shimizu, "Comprehensive interpretation of passive Q-switching and optical bistability in a CO_2 laser with an intracavity saturable absorber", Opt. Soc. Am. B. Vol 4. (1987)
- [5] J. Dupré, F. Meyer et C. Meyer, "Influence des phénomènes de relaxation sur la forme des impulsions fournies par un laser à CO_2 déclenché par un absorbant saturable", Revue de physique, Tome 10, septembre 1975

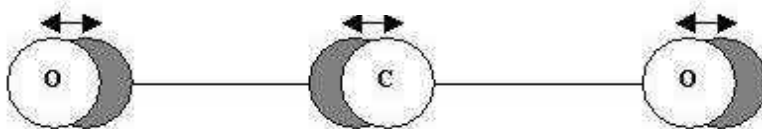
Chapitre I : l'effet laser dans le CO₂

I.1. Modes de vibration de la molécule CO₂

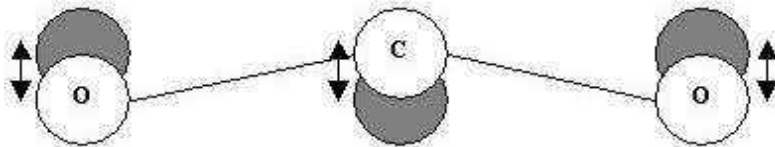
La molécule CO₂ est une molécule linéaire triatomique. Elle possède trois modes de vibration désignés par n_1, n_2 et n_3 , (voir figure 1). L'énergie vibrationnelle dans chacun de ces modes est quantifiée suivant les niveaux de vibration, eux-mêmes subdivisés en niveaux de rotation.



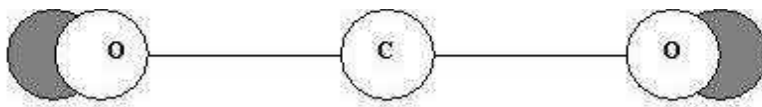
La structure de la molécule de CO₂



Le mode n_3 : antisymétrique, noté $(0,0,n_3)$ d'énergie 2349 cm^{-1} .



Le mode n_2 : de torsion doublement dégénéré, noté $(0,n_2,0)$, d'énergie 667 cm^{-1} .



Le mode n_1 : symétrique, noté $(n_1,0,0)$ d'énergie 1388 cm^{-1} .

Figure I.1 : modes de vibration de la molécule CO₂ [1]

L'énergie de vibration-rotation pour un niveau est donnée par l'approximation :

$E(v,J) \approx BJ(J+1)hc$ [3] où B est la constante de rotation et J est le nombre quantique de rotation. Les transitions rotationnelles et vibrationnelles obéissent respectivement aux règles de sélections suivantes : $\Delta J = 0, \pm 1$ et $\Delta n = \pm 1$.

La transition entre le niveau supérieur ($00^0 1$) de la molécule CO_2 et le niveau inférieur ($10^0 0$) correspondant à $\Delta J = +1$ est centrée autour de $10.6 \mu\text{m}$ et celle entre le niveau ($00^0 1$) et le niveau ($02^0 0$) avec $\Delta J = -1$, est centrée autour de $9.6 \mu\text{m}$. Ces deux transitions sont les plus intenses et les plus connues de la molécule CO_2 .

I.2. Les diagrammes énergétiques des molécules de CO_2 et N_2

Le milieu amplificateur dans un laser à CO_2 est toujours un mélange de plusieurs gaz, dans des proportions bien précises. En ce qui concerne les lasers réalisés dans notre laboratoire, le milieu amplificateur est un mélange de CO_2 , d'azote (N_2) et d'Hélium (He). Chaque gaz joue un rôle précis dans l'oscillation laser. Ainsi la molécule d'azote ne possède qu'un mode de vibration dont le premier niveau vibrationnel ($n = 1$) est très voisin du premier niveau de vibration-rotation du mode n_3 noté (001) de la molécule CO_2 . La différence entre ces deux niveaux d'énergie est de 18 cm^{-1} . La présence de cette molécule d'azote a un fort intérêt dans l'inversion de population des centres actifs de CO_2 et dans l'amplification laser grâce au transfert résonnant de l'énergie du niveau $n = 1$ de l'azote qui est métastable vers le premier niveau du mode n_3 du CO_2 , (voir figure 2 ci-dessous).

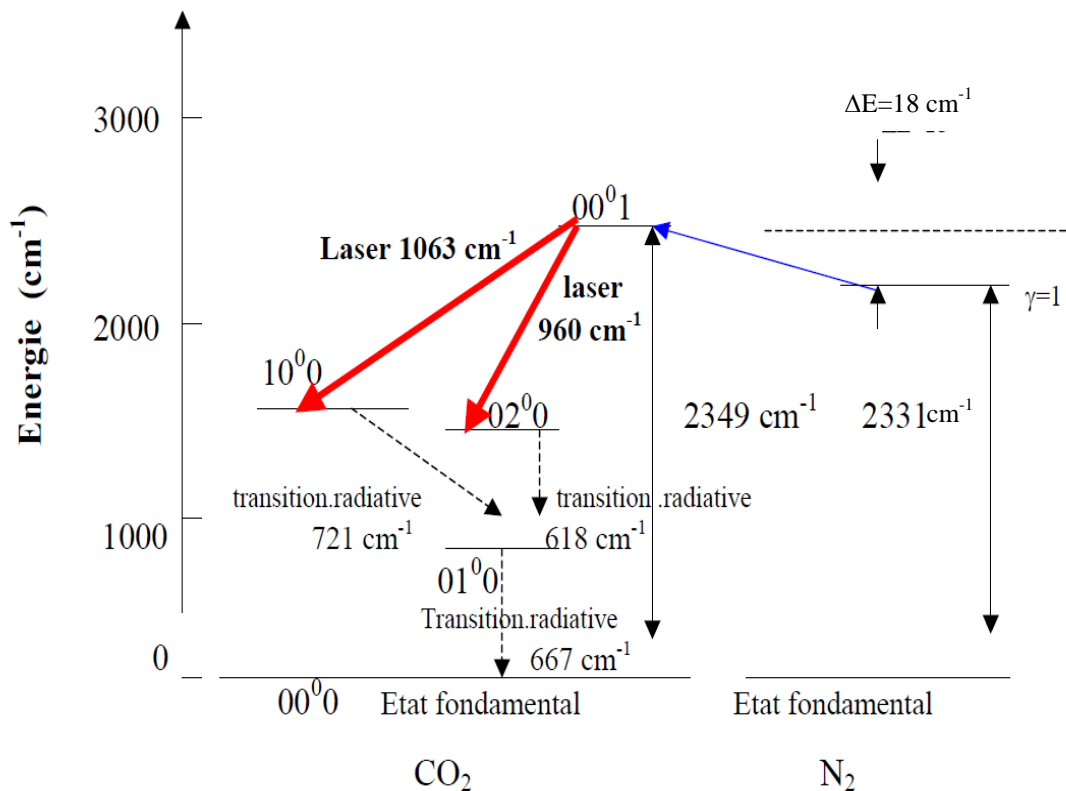
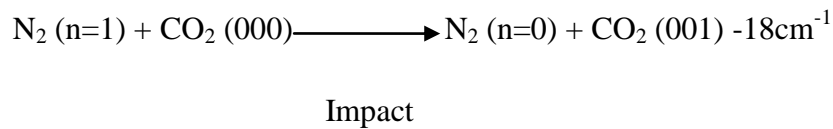


Figure I.2: Les diagrammes énergétiques des molécules de CO_2 et N_2 [2]

I.3. Réalisation de l'inversion de population dans le milieu amplificateur

Le pompage du milieu amplificateur $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$ se fait par décharge électrique. La décharge électrique dans le mélange gazeux ramène les molécules $\text{CO}_2\text{-N}_2$ dans leurs états excités, en l'occurrence le niveau n_1 pour l'azote et le niveau (001) pour le CO_2 . Les molécules de CO_2 s'excitent aussi par un transfert résonnant de l'énergie avec les molécules de N_2 selon le processus suivant :



Les deux niveaux bas de la transition laser (020) et (001) de CO_2 se dés excitent par collision avec les molécules de l'hélium (He) qui joue ainsi un rôle fondamental dans la réalisation de l'inversion de population entre le niveau supérieure (100) et les deux niveaux (020) et (001).

L'excitation des molécules de CO_2 n'est pas sélective. Elle se fait vers d'autres niveaux supérieurs puis elles relaxent rapidement vers le niveau $(00^0 1)$ par collision résonante avec elles même.

I.4 Le gain laser

Le laser repose sur l'application d'une boucle de réaction à un système amplificateur qui est un milieu dans lequel on a réalisé une inversion de population (figure 3). Le coefficient d'amplification en intensité G pour un faisceau lumineux traversant un milieu amplificateur de longueur L_a vaut :

$$G = I_{\text{sortie}} / I_{\text{entrée}} = I_{L_a} / I_0 = \exp\left(\int_z^{z+L_a} g(z) dz\right)$$

Où l'intensité laser dans une cavité est donnée par :

$$I = I_0 \exp(\sigma_{21} \Delta N_{21} z) \quad [4]$$

I_0 est l'intensité à l'entrée du milieu. $g(z)$ est le gain par unité de longueur : $g = \sigma_{21} \Delta N_{21}$.

σ_{21} est la section efficace de transition entre les niveaux 1 et 2, L_a la longueur du milieu amplificateur et ΔN_{21} l'inversion de population.

On remarque bien que l'intensité laser est proportionnelle à l'inversion de population

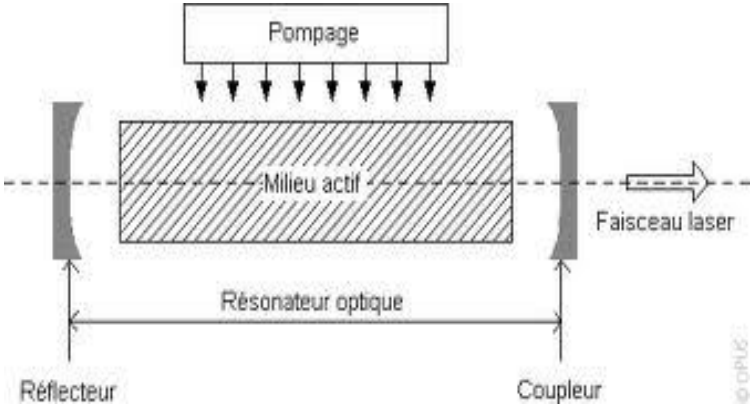


Figure I.3 : représentation d'un résonateur optique linéaire

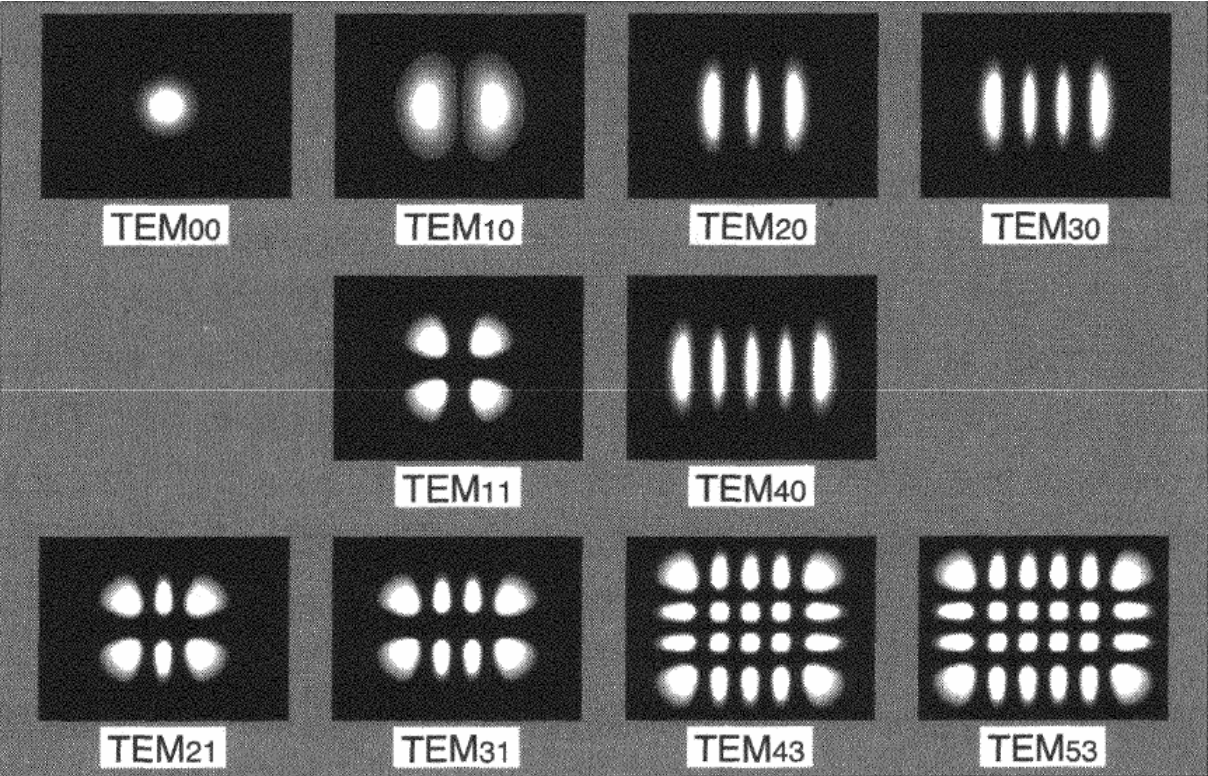


Figure I.4 : Distribution transversale d'intensité pour quelques modes gaussiens dans la symétrie x-y.

I.5 Les modes de résonance de la cavité laser

Le signal laser est obtenu par transmission à partir du miroir de couplage appelé communément le miroir de sortie, de l'énergie emmagasinée à l'intérieur de la cavité. Une description rigoureuse du champ dans la cavité laser passe par la résolution des équations de Maxwell. Le caractère transversal fini de cette distribution comme on peut le voir sur la figure 4 est du aux phénomènes de diffraction ainsi qu'à la réflexion sur les miroirs. De telles structures s'appellent les modes propres de la cavité.

Les modes transverses Gaussiens sont une excellente approximation des modes transverses dans le cas d'une cavité linéaire formée de deux miroirs. On peut les avoir à partir de la résolution de l'équation de propagation ci-dessous, obtenue à partir des équations de Maxwell

avec l'approximation paraxiale : $\frac{\partial E}{\partial z} \ll \frac{\partial^2 E}{\partial z^2}$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial E}{\partial z} = 0$$

I.6 Le mode fondamental

La solution la plus simple (à l'ordre le plus bas) et qui représente le mode fondamental gaussien, est donnée par [5] :

$$E(x, y, z) = E_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp \left\{ -i \left[k \left(z + \frac{x^2 + y^2}{2R(z)} \right) - \phi(z) \right] \right\} \exp \left(-\frac{x^2 + y^2}{W^2(z)} \right)$$

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{\pi W_0}{z\lambda} \right)^2 \right)$$

$$\phi(z) = \tan^{-1} \left(\frac{\lambda}{\pi W_0} \right)$$

$$W(z) = W_0 \sqrt{ \left(1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi W_0^2} \right)^2 \right) }$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Ou $R(z)$ est le rayon de courbure du front d'onde. $\varphi(z)$ la phase de l'onde. $2W(z)$ est le diamètre d'ouverture du faisceau à la distance z . $2W_0$ est la dimension transversale minimale du faisceau dans le plan $z \approx 0$, appelée communément le beam waist. En ce point le front d'onde est plan, (voir figure 5).

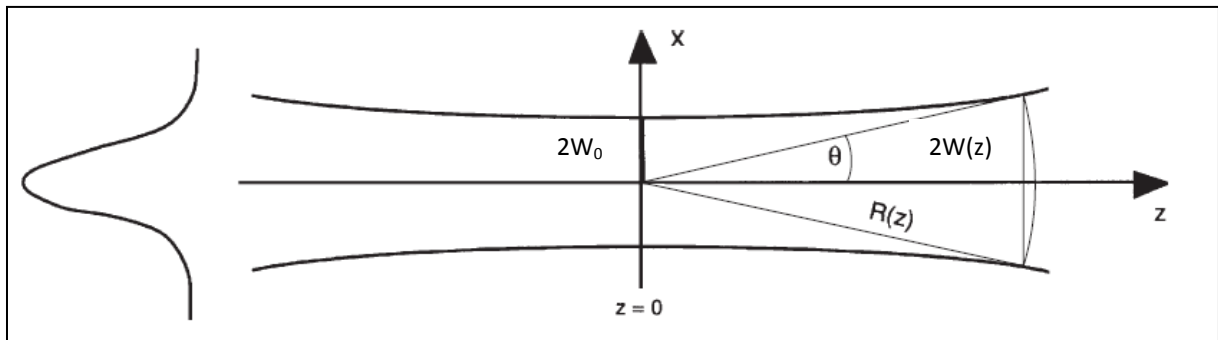


Figure I.5 : *distribution de faisceau gaussien* [5]

Références chapitre I

- [1] <http://www.phy.davidson.edu/stuhome/derekk/resonance/pages/co2.htm>
- [2] S. Chouli, "Mise en forme des impulsions générées par un laser à CO₂ avec un absorbant saturable". Thèse de magister USTHB (2005)
- [3] N. Khelifa "Etude et réalisation du laser à gaz carbonique continu, fonctionnant à faible pression". Thèse de Magistère USTHB (1980)
- [4] WT. Silvast; "laser fundamentals", second edition 2004, School of Optics /CREOL, University of Central Florida.
- [5] C. Rullière ; " Femtosecond Laser Pulses Principles and Experiments", Second Edition 2003, Library of Congress Cataloging-in-Publication Data, USA.

Chapitre II : Le fonctionnement dynamique du laser à CO₂

De par sa conception technologique, le laser CO₂ peut fonctionner selon différents régimes selon le mode d'excitation par rapport à la direction d'écoulement des gaz constituant le milieu amplificateur, de la gamme de pression des gaz et enfin en fonction de la modulation du facteur de qualité de la cavité (modulation des pertes). Parmi les configurations les plus utilisées, on peut citer :

II.1. La configuration avec tube scellé

Le mélange gazeux est introduit dans la cavité sous une pression de quelques dizaines de torr. La puissance laser obtenue ne dépasse pas la dizaine de Watts. La durée de vie de ce type de laser est limitée par la dégradation du milieu actif et ne dépasse pas le millier d'heures dans le meilleur des cas.

II.2. La configuration avec écoulement des gaz

La dégradation du milieu amplificateur est due principalement à la dissociation de la molécule de CO₂ avec l'augmentation de la température du tube. Les produits de cette dissociation, en particulier le monoxyde de carbone, pollue le milieu amplificateur. D'où l'idée de procéder à un renouvellement des gaz constituant le milieu amplificateur. Dans ce cas, on parle de configuration transverse quand le pompage (pour les lasers à gaz, l'excitation se fait par décharge électrique) se fait perpendiculairement à l'écoulement des gaz et d'une configuration longitudinale quand l'écoulement se fait parallèlement à la décharge électrique. On distingue deux types de lasers :

II.3. Les lasers à débit lent

La pression du mélange gazeux introduit dans la cavité est de l'ordre d'une dizaine de torr. La puissance laser délivrée est de quelques watts, avec une durée de vie limitée uniquement par les composants optiques.

II.4. Les lasers à débit rapide

La pression du mélange gazeux est de l'ordre d'une centaine de torrs. La puissance laser peut atteindre la centaine de watts.

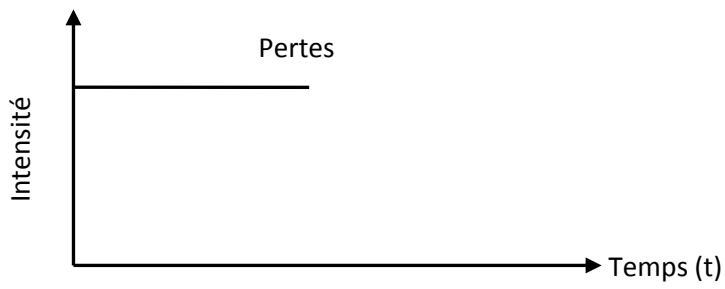
II.5. Les lasers TEA

Les lasers cités précédemment fonctionnent en continu, car l'excitation par décharge électrique est continue. Dans le cas des lasers TEA, l'excitation électrique est impulsionnelle et transversale à l'axe optique. La pression du mélange gazeux peut dépasser quelques atmosphères. Le rayonnement laser résultant est pulsé. La puissance fournie est de l'ordre de la centaine de Kilowatts.

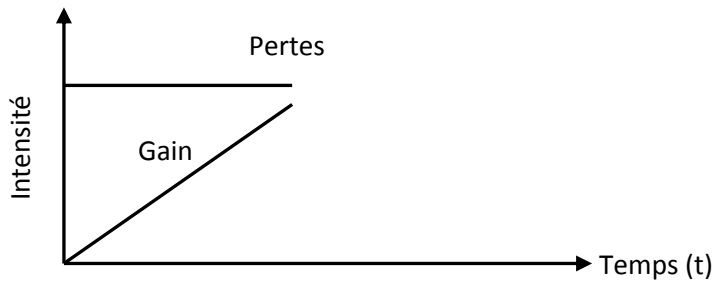
II.6. La configuration Q-Swicing

Dans les différents domaines d'applications des lasers, le fonctionnement requis est un fonctionnement en impulsion, avec un ordre de grandeur de la durée d'impulsions qui varie de la microseconde à la nanoseconde. Pour obtenir ce type d'impulsions, on procède à la modulation du facteur de qualité de la cavité (méthode du Q-Swicing). Le facteur de qualité est défini comme le rapport d'énergie stockée dans la cavité laser à l'énergie perdue par cycle. Il est directement relié aux pertes dans la cavité laser.

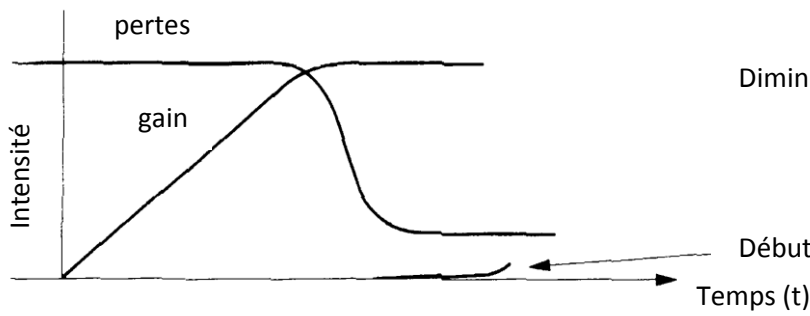
La modulation des pertes par la méthode du Q-Swicing consiste à empêcher le laser d'osciller pendant la phase d'augmentation de l'inversion de population. Pour cela, on augmente le niveau des pertes et ensuite on l'abaisse brutalement. Toute l'énergie accumulée peut alors être émise en une seule impulsion géante. Des puissances bien supérieures au mégawatt peuvent ainsi être obtenues [7], (voir figure II.1). Cette modulation peut être passive ou active selon le procédé utilisé pour générer les impulsions. La figure II.2 donne une classification des principales techniques de modulation



Début avec des pertes importantes dans la cavité

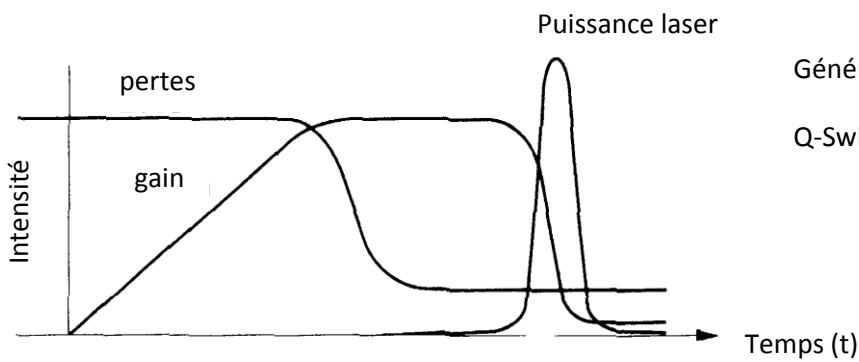


Pompage vers le niveau supérieur jusqu'à ce que le gain atteigne le niveau des pertes



Diminution considérable des pertes

Début de formation de l'impulsion laser



Génération d'une impulsion

Q-Switch à la sortie du laser

Figure II.1 : Evolution d'une impulsion Q-Switch laser [7]

II.7. La contre réaction ou feedback

Elle est faite par injection d'une partie du signal à l'intérieur de la cavité laser à l'aide d'un miroir ou une lame partiellement réfléchissante et cela permet de générer et de contrôler les différents types de fonctionnement d'un laser.

II.8. La méthode opto-mécanique

Dans cette méthode on utilise un miroir ou un prisme tournant à l'intérieur de la cavité.

Pendant la rotation du miroir on aura une cavité de bonne qualité pour un temps très court de l'ordre de 100 ns. L'inconvénient majeur de cette méthode est la présence d'instabilités mécaniques qui influent sur l'alignement du miroir tournant.

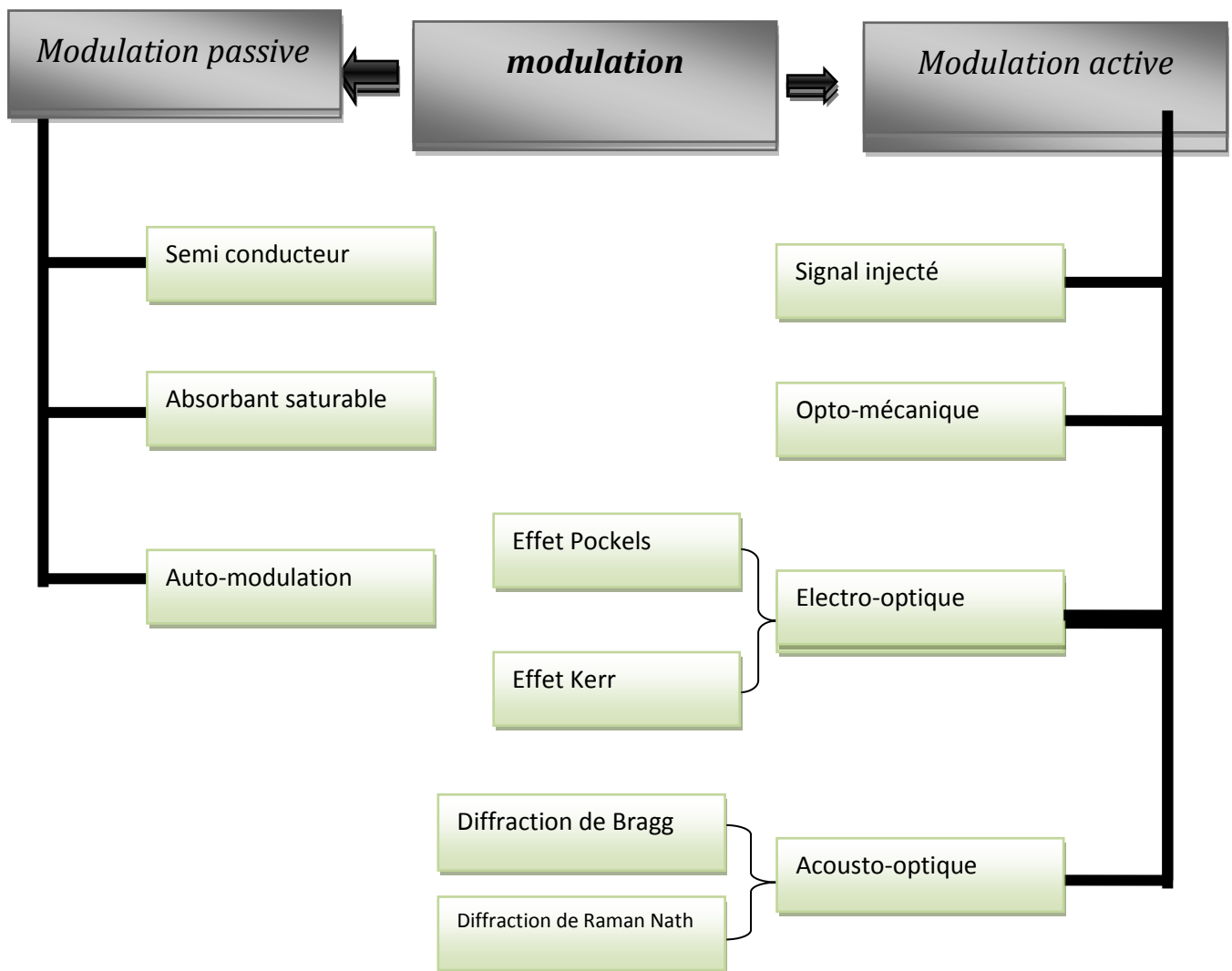


Figure II.2 : Les différentes techniques de modulation [1]

II.9. Les méthodes de modulation actives

II.9.1. La modulation électro-optique

Elle est réalisée par l'insertion d'un modulateur électro-optique dans la cavité, qui peut être un cristal ou un liquide. Les cristaux de type GaAs, CdTe, ZnTe sont utilisés pour le laser à CO₂. Le mécanisme de la méthode est le suivant: Un cristal est soumis à un champ électromagnétique, le champ électrique E va engendrer une modification de l'ellipsoïde des indices et cela va modifier la phase et par conséquent la polarisation de champ électrique et l'amplitude du champ électrique. L'intensité du champ électromagnétique traversant le cristal sera ainsi modulée. Deux configurations de la modulation électro-optique sont possibles :

- **La configuration transverse**

Le champ électrique appliqué est perpendiculaire à la direction du faisceau lumineux. Cette technique a été utilisée avec le cristal GaAs par Gordonw et ses collaborateurs [2]. Elle a été également utilisée pour étudier le chaos [3] en utilisant le CdTe (Cadmium Telluride) comme modulateur.

- **La configuration longitudinale**

Le champ électrique est appliqué longitudinalement au faisceau lumineux.

Généralement on préfère utiliser les cellules de pockels solides que les cellules liquides car le temps d'établissement des phénomènes dans les solides est plus rapide, inférieur à la pico seconde.

II.9.2. La modulation acousto-optique

Une onde acoustique qui se propage dans un milieu produit une contrainte mécanique c'est-à-dire une variation de densité moléculaire périodique et donc génère un réseau d'indice périodique où sa période est égale à la longueur d'onde de l'onde sonore λ_s . Une onde électromagnétique incidente sur ce milieu est diffractée par ce réseau d'indice et par conséquent on peut ainsi moduler la phase, la fréquence et l'intensité de l'onde.

II.9.3. La technique de modulation passive

Celle-ci est faite par l'insertion d'un milieu absorbant dans la cavité. Ce milieu présente une absorption à la longueur d'onde du laser par conséquent fait augmenter le niveau de pertes. Au fur et à mesure que l'intensité augmente l'absorption du milieu diminue jusqu'à la

saturation. Dans ce cas le milieu devient transparent et une impulsion est émise. Après l'émission le milieu absorbant retrouve ses propriétés à l'équilibre. Le cycle d'absorption et d'émission se répète spontanément. Cette méthode est plus simple à utiliser que la méthode active.

II.9.4. Déclenchement passif par le SF₆

Dans le cas des différentes expériences qui ont été menées au laboratoire, nous avons utilisé une cellule absorbante contenant de l'hexafluorure de soufre ou SF₆, (voir figure II.3). En fait dans ce dispositif, tant que l'inversion de population est faible, l'intensité circulant dans la cavité n'est pas suffisante pour compenser les pertes causées par l'absorbant saturable. En revanche lorsque l'inversion de population atteint son maximum, le démarrage de l'oscillation laser s'accompagne d'une forte décroissance des pertes dues au blanchissement de l'absorbant saturable et une impulsion géante est alors émise.

La méthode de génération d'impulsion avec absorbant saturable a été proposée pour la première fois par Hellwarth pour les lasers solides [8] ; Les premiers qui ont observé le fonctionnement PQS d'un laser sont Wood et Schwarz en 1967 [9]

Le fonctionnement PQS a été reproduit en utilisant un calcul numérique pour la première fois par Burak et al en 1971[10] qui a utilisé un modèle à quatre niveaux d'énergie (quatre niveaux pour l'absorbant saturable et quatre niveaux pour le milieu amplificateur), le pulse PQS généré par un laser à CO₂ contenant le SF₆ comme absorbant saturable a été reproduit à travers un calcul numérique en adoptant la méthode de calcul rung kutta d'ordre 4, en 1967 par C.G.B. Garrett et al [11] et en 1968 Hoelich-abat et al [12] a essayé d'expliquer cette forme d'impulsion en travaillant sur un laser à rubi.

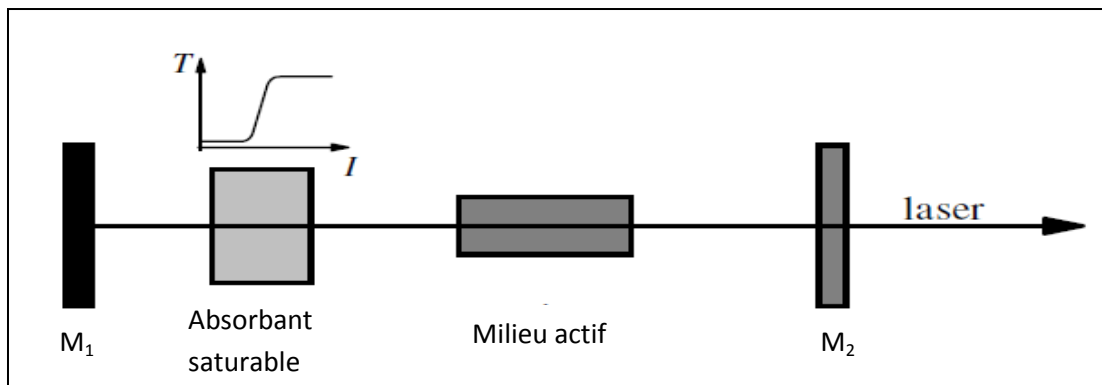


Figure II.3 : schéma du laser CO_2 avec absorbant saturable [13]

Références de chapitre II :

- [1] S. Chouli, "Mise en forme des impulsions générées par un laser à CO₂ avec un absorbant saturable". Thèse de magister USTHB (2005)
- [2] G. W. Day, O. Gaddy and K. C. Jungling " Electrooptic Qswitching of the CO₂ laser ", Vol. QE-6 N0.9, 553 (1970)
- [3] J.M. Perez, J. Steinshnider, R.E. Stallup and A.F. Aviles "Control of chaos in a CO₂ laser ", Appl. Phys. Lett 65(10) (1994)
- [4] D. Dangoisse, DUNOD "Les Laser ", (1998) paris
- [5] A. Landmen, H. Marantz, and V. Early. "Light modulation by means of the stark effect in molecular gases application to CO₂ lasers" . Appl. Phys. Lett Vol. 15 N0.11, 357 (1969)
- [6] E. Arimondo, P. Glorieux and Takeshi Oka; "Radio-frequency spectroscopy inside a laser cavity; 'pure' nuclear quadrupole resonance of gaseous CH₃I" . Appl. Rev. A Vol. 17 N0.4, 1375 (1978)
- [7] W.T. Silfvast; "Laser Fundamentals", second edition 2004, School of Optics/CREOL, University of Central Florida
- [8] R. W. Hellwarth, "Advances in Quantum Electronics (J. Singer ed), Columbia Univ. Press. New York 1961
- [9] O.R. Wood, S.E. Schwartz, Appl. Lett. 11 (1967)
- [10] Burak, I., Houston, P., Sutton, D. G., Steinfeld, J. I., IEEE J. Quantum Electron, QE 7 2 (1971) 73-82
- [11] C.G.B. Garrett, Gas lasers, Mc Graw-Hill, New York. (1967)
- [12] Hofelich-Abate, E., Hofelich, F., J. Appl. Phys., 39 (1968) 4823-4827
- [13] C. Rullière; " Femtosecond Laser Pulses Principles and Experiments", Second Edition 2003, Library of Congress Cataloging-in-Publication Data, USA

Chapitre III: Modélisation du fonctionnement PQS dans le laser à CO₂

III.1 Introduction

La modélisation du fonctionnement Q-Switch dans les lasers a été entreprise pour la première fois par Szabo et Stein [1] et Hoflich Abate et al [2] pour expliquer la génération d'onde géante par un laser à rubis contenant un absorbant saturable. Pour le laser à CO₂, c'est en 1971 que Burak et al [3] ont reproduit le pulse PQS à l'aide d'un calcul numérique où ils ont utilisé un modèle à quatre niveaux d'énergies pour chacun des milieux amplificateur et absorbant saturable. Mais c'est en 1975 que, pour la première fois, J. Dupré et al [4] ont reproduit le pulse PQS généré par un laser à CO₂ contenant le SF₆ comme absorbant saturable. Les résultats de leur modèle théorique ne permettaient pas d'expliquer cependant, la traîne observée sur les impulsions obtenues expérimentalement. Le premier modèle théorique qui reproduisait du moins qualitativement les résultats expérimentaux est le modèle de Tachikawa et al [5] que nous allons utiliser comme modèle de base pour élaborer notre modèle théorique.

L'étude du fonctionnement pulsé du laser à CO₂ a débuté au niveau de notre laboratoire dans les années 2000 avec une première étude théorique et expérimentale [6] et s'est poursuivie par la suite par d'autres travaux [7-9] qui ont mis en évidence expérimentalement le rôle joué par les différents paramètres du laser sur la forme, la durée et la période des impulsions générées. La richesse et la multitude des résultats obtenus expérimentalement dans les études précédentes sur l'influence de chacun des paramètres du laser ou de l'absorbant saturable sur la forme, la durée et la période des impulsions obtenues nous a amené de nouveau à essayer d'élaborer un modèle théorique capable de reproduire qualitativement et quantitativement les résultats expérimentaux que nous avons observés. Comme cela a été dit précédemment, une première tentative a eu lieu [6] et les résultats obtenus bien que rigoureux et qualitatifs ne traduisaient pas la réalité expérimentale d'où notre recours au modèle de Tachikawa et al [5].

Ce modèle simple, basé sur les équations de bilan, est mieux adapté à nos expériences et va nous permettre de comprendre les différentes caractéristiques des impulsions obtenues expérimentalement.

III.2 Le modèle théorique

Dans le cas du laser à CO₂ qui est un laser de classe B, la théorie cinétique est largement suffisante pour modéliser correctement son fonctionnement dynamique. Cependant dans l'étude des systèmes dynamique pulsés, le nombre d'équations minimales pour pouvoir illustrer un fonctionnement complexe est de trois. Au regard du diagramme énergétique de la figure I.2 du premier chapitre montrant l'émission laser, le fonctionnement du laser CO₂ peut être assimilé à un fonctionnement à trois niveaux. Pour le milieu absorbant, on peut le représenter par deux niveaux, voir (figure III.1).

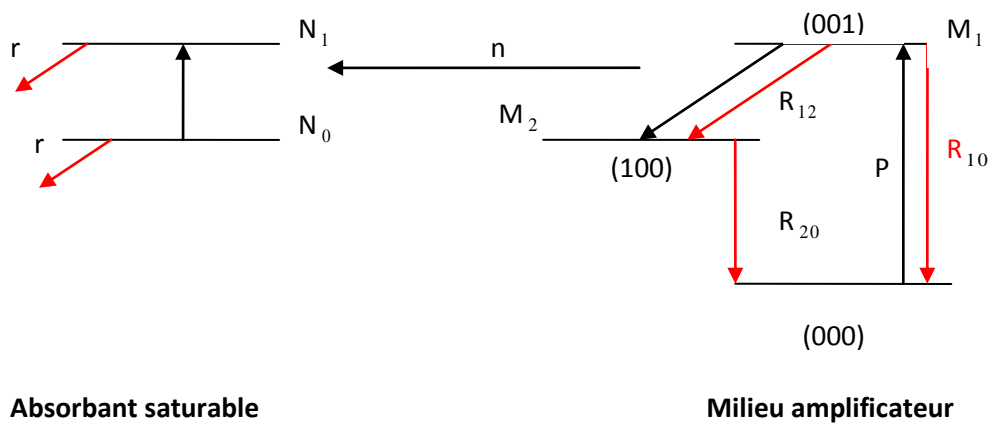


Figure III.1 : Diagramme énergétique simplifié du modèle

III.2.1 Les équations du modèle

Le diagramme énergétique simplifié de la figure (figure III.1) peut être décrit à l'aide des 4 équations suivantes, (voir annexe) :

$$\frac{dn}{dt} = B_g f_g(j)n(M_1 - M_2) l_g/L - B_a n N l_a/L - kn + AM_1 \quad (\text{III. 1})$$

$$\frac{dM_1}{dt} = -B_g f_g(j)n(M_1 - M_2) + PM - (P + R_{10} + R_{12})M_1 - PM_2 \quad (\text{III. 2})$$

$$\frac{dM_2}{dt} = B_g f_g(j)n(M_1 - M_2) + R_{12}M_1 - R_{20}M_2 \quad (\text{III. 3})$$

$$\frac{dN}{dt} = -2B_a n N - r(N - N^*) \quad (\text{III. 4})$$

ou n est la densité de photons du mode laser.

M_1 : La densité de population de milieu amplificateur dans le niveau (001).

M_2 : La densité de population des molécules de CO_2 dans le niveau de vibration (100).

N : La différence de densité de population entre les deux niveaux de vibration rotation supérieur et inférieur dans le milieu absorbant.

M : La densité de population totale des molécules de CO_2 .

B_g : La section efficace de l'émission dans le milieu amplificateur multipliée par la vitesse de la lumière c .

B_a : La section efficace de l'absorption dans le milieu absorbant multipliée par la vitesse de la lumière c .

$$B_g = \frac{2\pi\mu_g^2\omega}{3\varepsilon_0 h\Delta\omega_g},$$

$$B_a = \frac{2\pi\mu_a^2\omega}{3\varepsilon_0 h\Delta\omega_a}$$

ω est la fréquence du laser.

$\Delta\omega_g$ ($\Delta\omega_a$) est l'élargissement Doppler.

$f_g(J)$: est la fraction des molécules de CO_2 dans le niveau rotationnel ayant pour nombre quantique J et donnée par :

$$f_g(J) = Z^{-1} g \exp[-(BJ(J+1)hc / KT)]$$

Z : La fonction de répartition des niveaux de rotation

g : La dégénérescence de niveau considéré.

B : La constante rotationnelle pour le CO_2 . Elle est d'environ 0.3937 cm^{-1}

Les paramètres utilisés dans les équations du bilan sont listés dans le tableau suivant:

Paramètre	Description
l_g	La largeur du tube amplificateur
l_a	La largeur de la cellule de l'absorbant saturable.
L	La longueur de la cavité laser.
k	Coefficient de pertes de la cavité.
A	Coefficient de l'émission spontanée.
R_{10}	Coefficient de la relaxation vibrationnelle de niveau (001) vers tous les autres niveaux excepté le niveau (100).
R_{20}	Coefficient de la relaxation vibrationnelle de niveau (100) vers tous les autres niveaux excepté le niveau (001).
R_{12}	Coefficient de relaxation vibrationnelle de niveau (001) vers le niveau (100).
P	Coefficient de pompage.
r	Coefficient de relaxation des niveaux d'absorption.
N^*	La différence de population entre le niveau inférieur et supérieur de l'absorption à l'équilibre thermodynamique.

Dans le but de simplifier les calculs, les équations sont normalisées comme suit :

$$n' = B_g f_g(j) n,$$

$$M'_1 = (B_g f_g(j) l_g / L) M_1,$$

$$M'_2 = (B_g f_g(j) l_g / L) M_2,$$

$$N' = \frac{N}{N^*}$$

Par conséquent le système d'équations précédent devient :

$$\frac{dn'}{dt} = n'(M'_1 - M'_2 - B'N' - k) + (L/l_g) AM'_1 \quad (\text{III. 5a})$$

$$\frac{dM'_1}{dt} = -(M'_1 - M'_2)n' + PM' - (P + R_{12} + R_{10})M'_1 - PM'_2 \quad (\text{III. 6b})$$

$$\frac{dM'_2}{dt} = (M'_1 - M'_2)n' + R_{12}M'_1 - R_{20}M'_2 \quad (\text{III. 7c})$$

$$\frac{dN'}{dt} = -2bN' - r(N' - 1) \quad (\text{III. 8d})$$

Avec

$$B' = B_a N \frac{l_a}{L}$$

$$b = \frac{B_a}{B_g f_g(j)}$$

Dans tout ce qui suit, on adopte respectivement les notations n, M_1, M_2, N, B, M au lieu de $n', B', N', M'_2, M'_1, M'$

III.3 Etude dynamique du système

L'objectif de l'étude dynamique des lasers est de montrer comment les concepts et méthodes de dynamique non linéaire peuvent apporter un éclairage simple et performant en physique des lasers. Cela va dégager une hiérarchie de modèles et cerner les conditions d'apparition des divers comportements dynamiques. En particulier on va discuter le comportement stationnaire de notre laser et y mettre l'accent sur ses propriétés temporelles.

III.3.1 Détermination de l'état stationnaire

Le système d'équations n'as pas de solutions analytiques à cause de la présence de termes non linéaires dans les membres de droite. Aussi allons-nous rechercher d'abord les états de fonctionnement permanent (points fixes, solutions périodiques,.....) vers lesquels tendrait le système. Ensuite on fait l'analyse de stabilité linéaire. Cela nous donnera une idée générale sur le fonctionnement dynamique du système.

L'état stationnaire est obtenu en annulant les dérivées temporelles :

$$\frac{dn(t)}{dt} = 0$$

$$\frac{dM_1(t)}{dt} = 0$$

$$\frac{dM_2(t)}{dt} = 0$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = 0$$

On obtient les solutions stationnaires (M_{1s}, M_{2s}, N_s) en fonction de la densité photon stationnaire n_s .

$$M_{1s} = \frac{PM(R_{20} + n_s)}{R_{20}(P + R_{10} + R_{12}) + PR_{12} + (2P + R_{10} + R_{20})n_s}$$

$$M_{2s} = \frac{PM(R_{12} + n_s)}{R_{20}(P + R_{10} + R_{12}) + PR_{12} + (2P + R_{10} + R_{20})n_s}$$

$$N_s = \frac{1}{1 + \frac{2bn_s}{r}}$$

La solution stationnaire n_s est donnée par l'équation :

$$(M_{1s} - M_{2s} - BN_s - k)n_s = 0 \quad (\text{III. 9})$$

Cette équation a trois racines :

$n_s = 0$: Dans ce cas le laser est éteint.

$$n_{\pm} = \left[-a_1 \pm (a_1^2 - 4a_0a_2)^{1/2} \right] / 2a_0 \quad (\text{III. 10})$$

avec

$$a_0 = 2bk(2P + R_{10} + R_{12})/r$$

$$a_1 = 2bk[R_{20}(P + R_{10} + R_{12})PR_{12}]/r + (B + k)(2P + R_{10} + R_{20}) - 2bPM(R_{20} - R_{12})/r$$

$$a_2 = (B + k)[R_{20}(P + R_{10} + R_{12}) + PR_{12}] - PM(R_{20} - R_{12})$$

III.3.2 Analyse de stabilité linéaire

Cette étude de la stabilité linéaire a pour objectifs la détermination du seuil d'apparition de l'instabilité des états stationnaires et de savoir le type de fonctionnement dynamique du laser

à CO2 avec absorbant saturable associé à cette instabilité et ceci en fonction du coefficient de pompage qui est notre paramètre de contrôle.

Pour cela, on introduit de petites perturbations: $\Delta M_1(t), \Delta M_2(t), \Delta N(t), \Delta n(t)$ autour de l'état stationnaire M_{1s}, M_{2s}, N_s, n_s .

$$M_1(t) = M_{1s} + \Delta M_1(t) \quad (\text{III. 11a})$$

$$M_2(t) = M_{2s} + \Delta M_2(t) \quad (\text{III. 12b})$$

$$N(t) = N_s + \Delta N(t) \quad (\text{III. 13c})$$

$$n(t) = n_s + \Delta n(t) \quad (\text{III. 14d})$$

La densité de photon du laser émise est proportionnelle à l'inversion de population dans l'absorbant saturable et comme le coefficient d'absorption qui caractérise ce dernier est suffisamment large devant le temps de formation d'une impulsion, on pourra écrire [5]:

$$N(t) = \frac{1}{1 + \frac{2bn(t)}{r}}$$

Cette relation est linéarisée pour des petites perturbations de la densité de photon, ce qui donne :

$$N(t) = \frac{1}{1 + \frac{2bn_s}{r}} - \frac{2b}{r \left(1 + \frac{2b}{r} n_s\right)^2} \Delta n \quad (\text{III. 15})$$

En injectons les équations(III. 11a), (III. 12b), (III. 13c)et (III. 15) dans le système d'équations adimensionné, on aura le système d'équations suivant :

$$\frac{d}{dt} \Delta n(t) = \begin{bmatrix} M_{1s} - M_{2s} - BN_s - k + \frac{2bBn_s}{r(1 + \frac{2bn_s}{r})^2} \\ -n_s \Delta M_2 \end{bmatrix} \Delta n + n_s \Delta M_1 \quad (\text{III.16})$$

$$\frac{d}{dt} \Delta M_1(t) = -(M_{1s} - M_{2s}) \Delta n - (n_s + P + R_{10} + R_{12}) \Delta M_1 + (n_s - P) \Delta M_2 \quad (\text{III.17})$$

$$\frac{d}{dt} \Delta M_2(t) = (M_{1s} - M_{2s}) \Delta n + (n_s + R_{12}) \Delta M_1 - (n_s + R_{20}) \Delta M_2 \quad (\text{III.18})$$

Nous pouvons écrire notre système sous la forme suivante :

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \Delta n(t) \\ \Delta M_1(t) \\ \Delta M_2(t) \end{bmatrix} = L \begin{bmatrix} \Delta n \\ \Delta M_1 \\ \Delta M_2 \end{bmatrix} \quad (\text{III.19})$$

Où Δn , ΔM_1 , ΔM_2 sont indépendants de temps où :

$$L = \begin{bmatrix} M_{1s} - M_{2s} - BN_s - k + \frac{2bBn_s}{r(1 + \frac{2bn_s}{r})^2} & n_s & -n_s \\ -(M_{1s} - M_{2s}) & -(n_s + P + R_{10} + R_{12}) & n_s - P \\ M_{1s} - M_{2s} & n_s + R_{12} & -(n_s + R_{20}) \end{bmatrix}$$

est appelée la matrice de stabilité linéaire.

Les solutions de système (III.19) est une combinaison de termes en $\exp(\lambda_i t)$

Où les λ_i sont les valeurs propres de la matrice L . Elles doivent satisfaire l'équation suivante :

$$\lambda^3 - b_2 \lambda^2 + b_1 \lambda - b_0 = 0$$

Où :

$$b_2 = -(M_{1s} - M_{2s} - BN_s - k) - \frac{2bBn_s}{r(1 + \frac{2bn_s}{r})^2} + 2n_s + P + R_{10} + R_{12} + R_{20}$$

$$b_1 = -[M_{1s} - M_{2s} - BN_s - k + \frac{2bBn_s}{r(1 + \frac{2bn_s}{r})^2}](2n_s + P + R_{10} + R_{12} + R_{20})$$

$$+ n_s(2M_{1s} - 2M_{2s} + 2P + R_{10} + R_{20}) + R_{20}(P + R_{10} + R_{12}) + PR_{12}$$

$$b_0 = n_s(M_{1s} - M_{2s})(2P + R_{10} + R_{20}) - [M_{1s} - M_{2s} - BN_s - k$$

$$+ \frac{2bBn_s}{r(1 + \frac{2bn_s}{r})^2}][R_{20}(P + R_{10} + R_{12}) + PR_{12} + (2P + R_{10} + R_{20})n_s]$$

III.3.3 La résolution numérique du modèle

En utilisant la méthode de Runge Kutta d'ordre 4 pour effectuer nos calculs numériques, on a étudié le comportement du laser à CO₂ avec le SF₆ comme absorbant saturable.

Le comportement de notre laser est sensible à plusieurs paramètres qu'on appelle les paramètres de contrôle qui sont :

- Le pompage p ,
- Les pertes k ,
- Le paramètre B qui dépend en même temps de la longueur de la cellule de l'absorbant saturable SF₆ et de sa section efficace.

$$B = B_a N^* \frac{l_a}{L}$$

- Le taux de relaxation r des deux niveaux absorbant de l'absorbant saturable,
On va prendre en considération les paramètres de contrôle qui ont été pris en considération lors des expériences faites dans notre laboratoire qui sont la pression P de SF₆ et le pompage p [7-9].

Dans toutes les expériences, le mélange gazeux de milieu amplificateur ne subit aucun changement de densité donc M est une constante.

La longueur de la cellule de l'absorbant saturable est une constante et la section efficace de SF₆ est légèrement sensible au flux de l'énergie reçue par conséquent on peut considérer la quantité B proportionnelle uniquement à la pression de SF₆ (figure III.2).

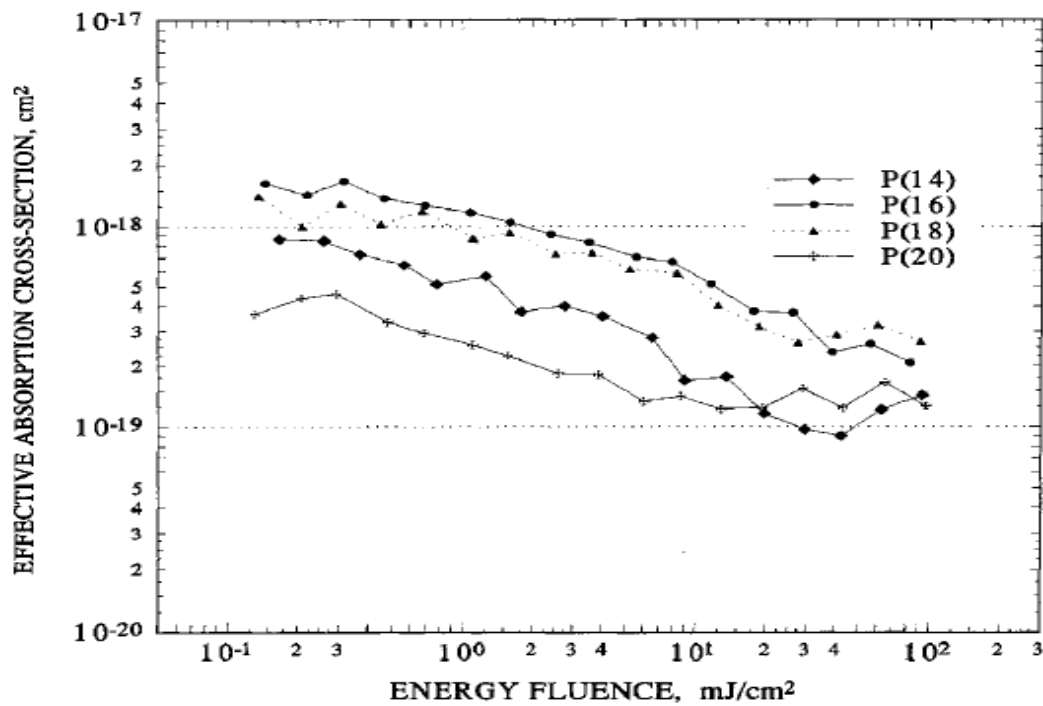


Figure III.2 : *Dépendance de la section efficace d'absorption de flux d'énergie d'excitation de différentes raies d'émission de laser à CO₂ [10]*

III.3.4 La variation de l'intensité en fonction de taux de pompage dans le cas de l'absence de l'absorbant saturable

Nous allons dans une première étape étudier la variation de l'intensité en fonction du taux de pompage dans le cas de l'absence de l'absorbant saturable et pour deux types de cavité, à savoir la cavité à faibles pertes et la cavité à fortes pertes.

En absence de l'absorbant = 0 , les autres paramètres sont donnés par :

$$R_{10} = 600 \text{ s}^{-1}$$

$$R_{20} = 0.5 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$$

$$R_{12} = 10 \text{ s}^{-1}$$

$$M = 19.14 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$$

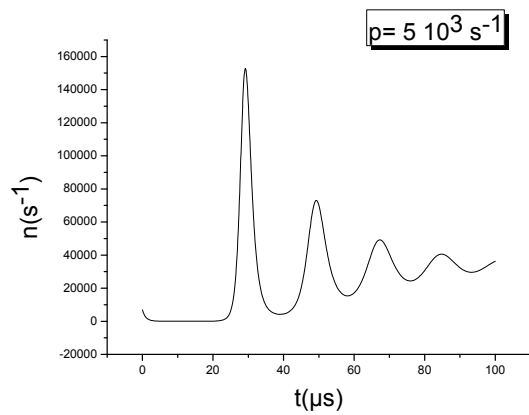
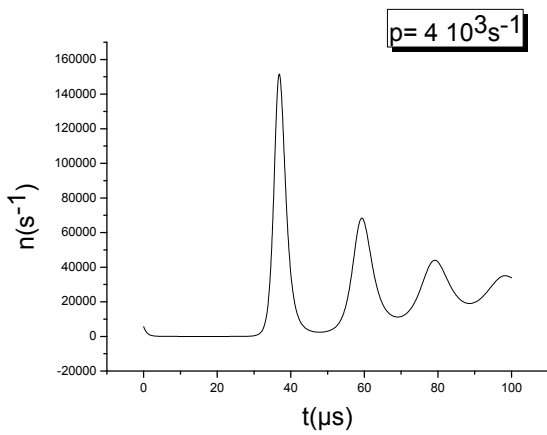
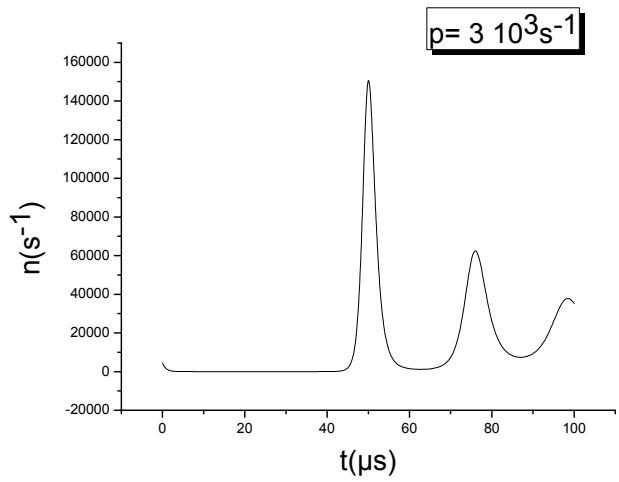
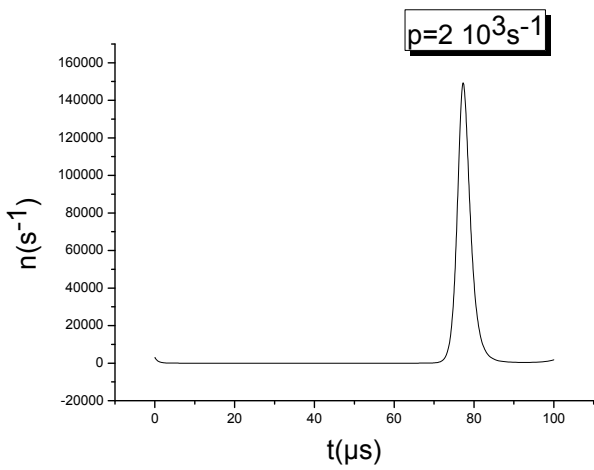
$$p = 17 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$$

$$b = 36s^{-1}$$

$$r = 7.35 \cdot 10^5 s^{-1}$$

III.3.4.1 Cavité à faible pertes

La qualité de la cavité joue un rôle important dans la dynamique de notre système. Elle dépend de ses pertes. Dans notre cas elle dépend du facteur k . Pour une cavité à faibles pertes : $k = 2 \cdot 10^6 s^{-1}$, (voir figure III.3).



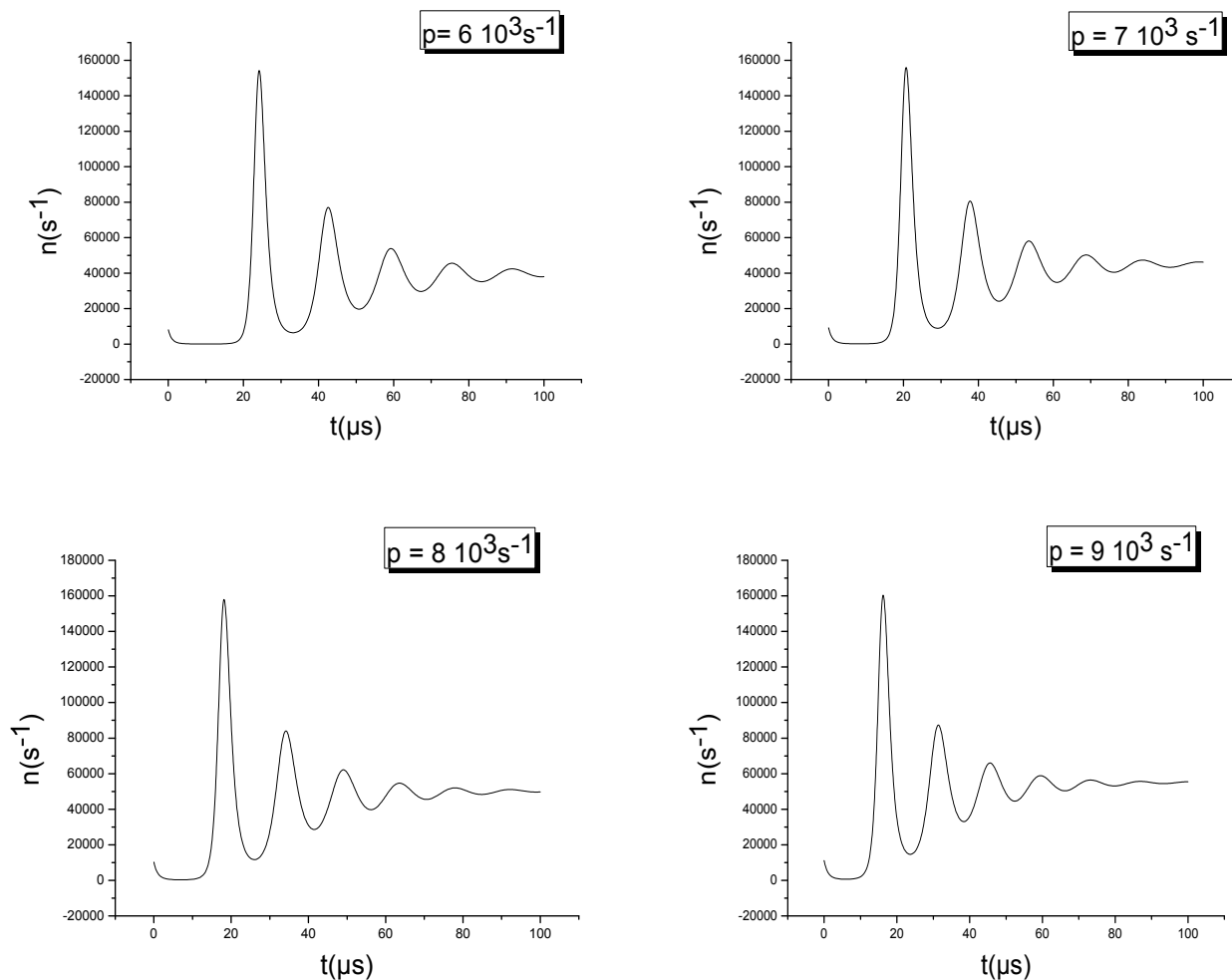


Figure III.3 : Evolution temporelle de l'intensité laser à faibles pertes en absence de l'absorbant saturable. p représente le pompage

On peut noter qu'en l'absence de l'absorbant saturable, le fonctionnement dynamique du laser est un fonctionnement relaxé vers un état stationnaire continu et cela quelque soit la valeur du pompage p . Ce résultat est conforme au fait que le laser à CO_2 décrit par la théorie cinétique avec deux équations (une pour l'intensité laser et l'autre pour l'inversion de population) ne peut aller que vers un fonctionnement continu, conformément à la théorie des systèmes dynamiques qui exigent au moins trois degrés de liberté pour obtenir un fonctionnement instable autre que le fonctionnement continu. Par conséquent on retrouve ce type de fonctionnement quelque soit la qualité de la cavité, voir figure III.3 pour une cavité et figure III.4 pour mauvaise cavité.

III.3.4.3 Cavité   fortes pertes

$$k = 4 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$$

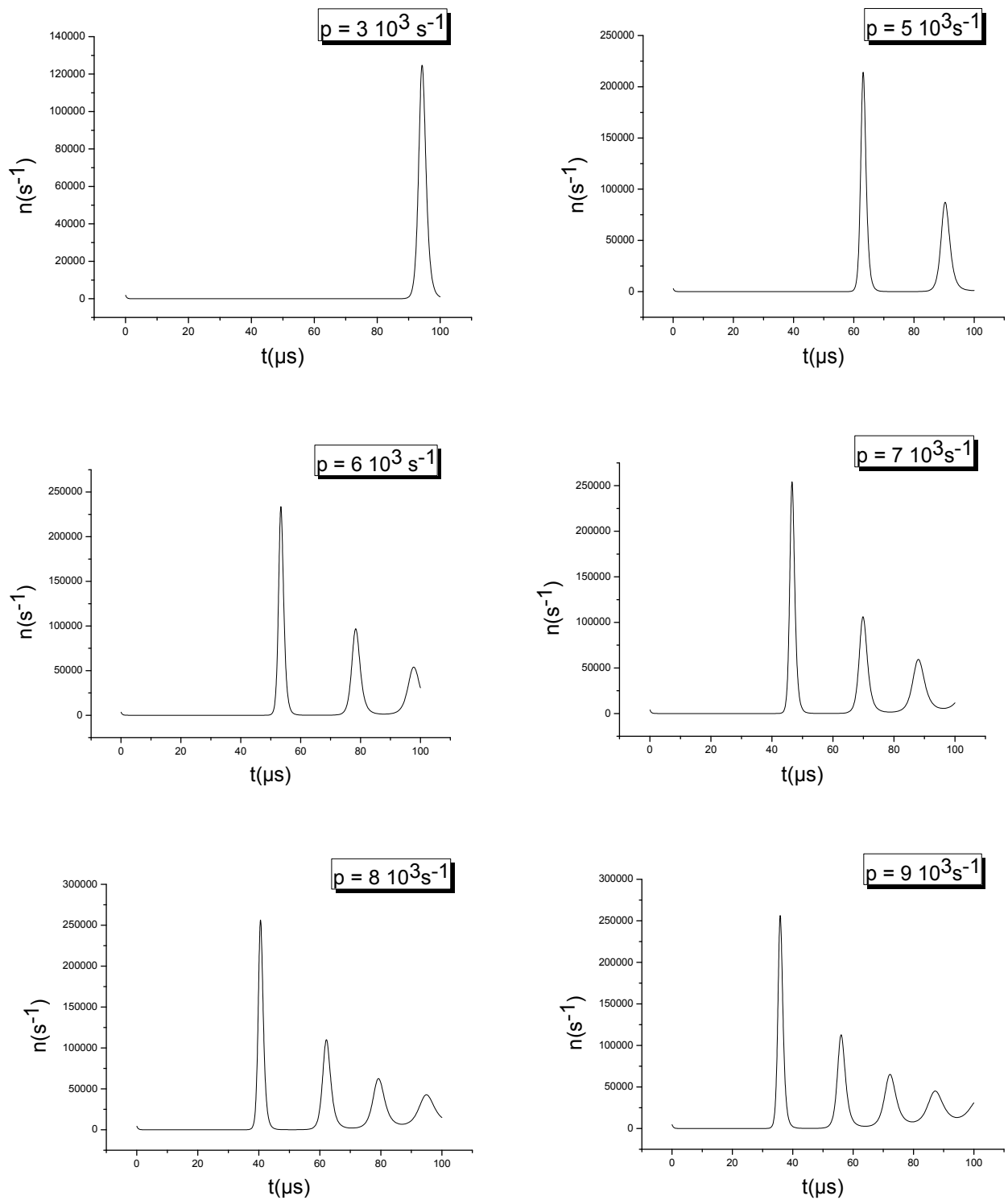


Figure III.4 : Evolution temporelle de l'intensité laser pour une cavité   fortes pertes en l'absence de l'absorbant saturable. p représente le pompage

III.3.5 Variation de l'intensité en fonction de taux de pompage en présence de l'absorbant saturable

En présence de l'absorbant : $B = 8 \cdot 10^6 s^{-1}$ et pour les valeurs suivantes des paramètres :

$$R_{10} = 600 s^{-1}$$

$$R_{20} = 4 \cdot 10^5 s^{-1}$$

$$R_{12} = 10 s^{-1}$$

$$M = 1.65 \cdot 10^6 s^{-1}$$

$$b = 36 s^{-1}$$

$$r = 596 \cdot 10^3 s^{-1}$$

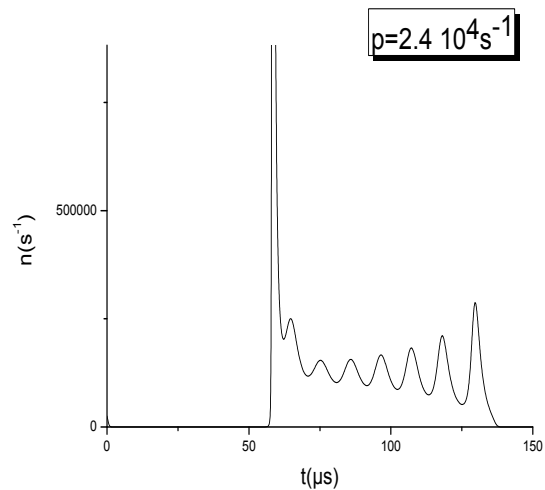
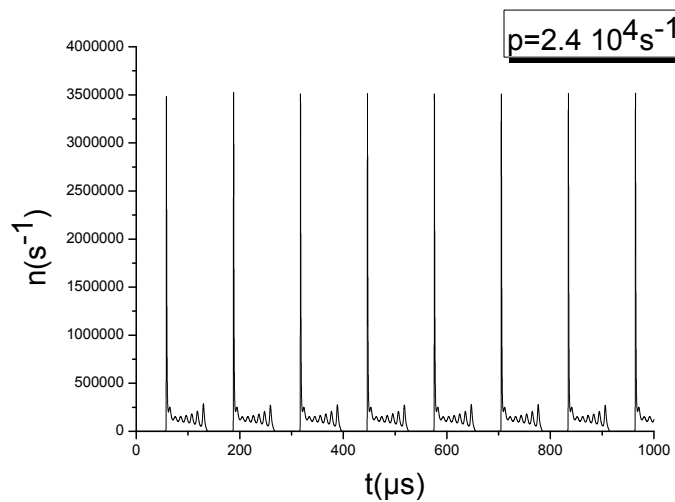
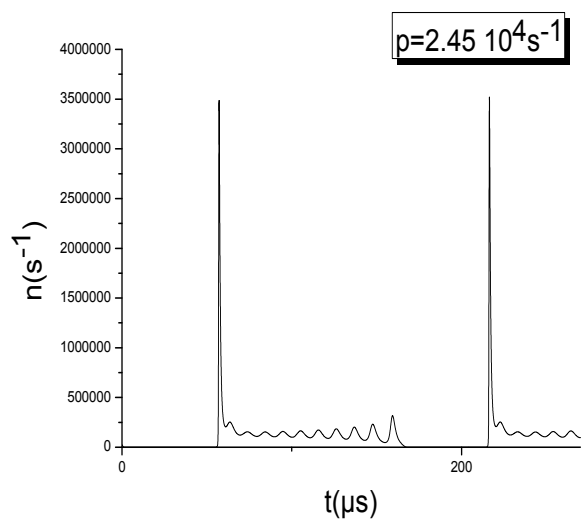
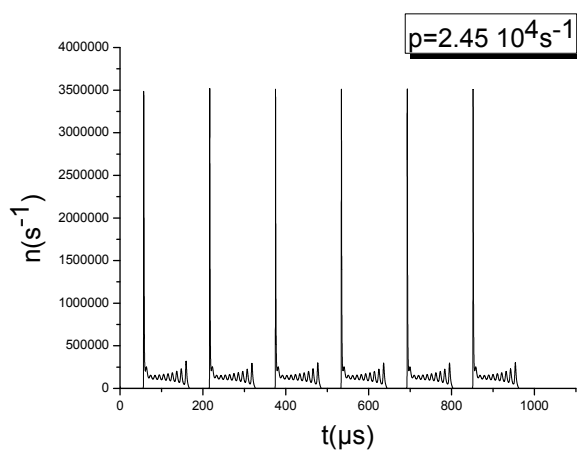
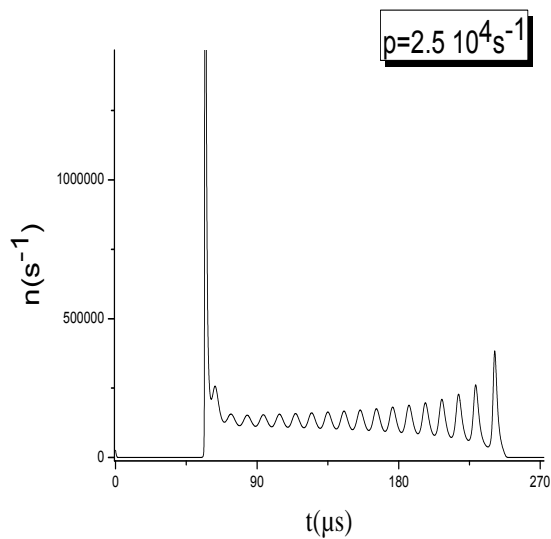
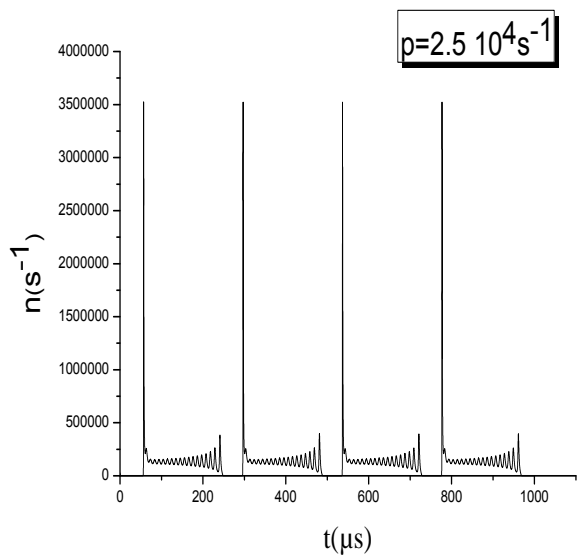
Le fonctionnement dynamique est totalement différent (figure III.5) et on voit apparaître un fonctionnement en impulsions avec une forme d'impulsions qui est différente selon la valeur de notre paramètre de contrôle qui est dans notre cas le pompage. Les caractéristiques de l'impulsion dépendent aussi des pertes dans la cavité.

III.3.5.1 Bonne cavité (cavité à faibles pertes)

Les pertes de la cavité sont fixées à $k = 1.9 \cdot 10^6 s^{-1}$ et on fait varier le pompage. On note que l'impulsion se présente sous la forme d'un pic principal avec une traine qui diminue en diminuant le pompage, (voir figure III.5). Les figures de droite montrent la forme de l'impulsion ou on note une diminution du nombre de pics secondaires formant la traine.

III.3.5.2 Mauvaise cavité (cavité à fortes pertes)

Dans le cas d'une mauvaise cavité (les pertes sont égales à $k = 3 \cdot 10^6 s^{-1}$), la forme des impulsions est différente. Elle se caractérise par un seul pic avec une largeur et une période de répétition qui varie avec le pompage, (voir figure III.6). Les courbes de droite sont un agrandissement.



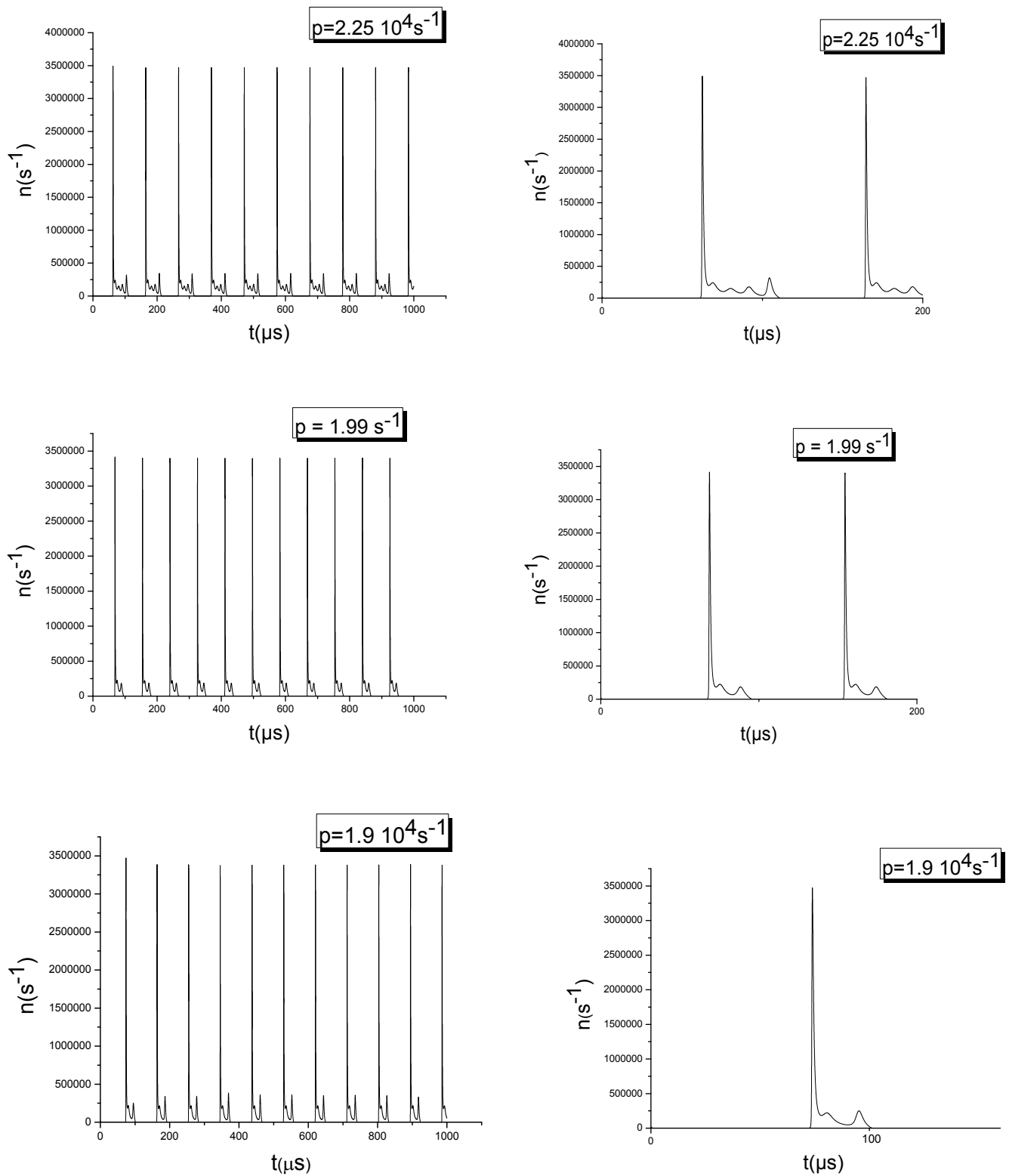


Figure III.5: Evolution temporelle de l'intensité laser dans le cas d'une bonne cavité pour différents taux de pompage

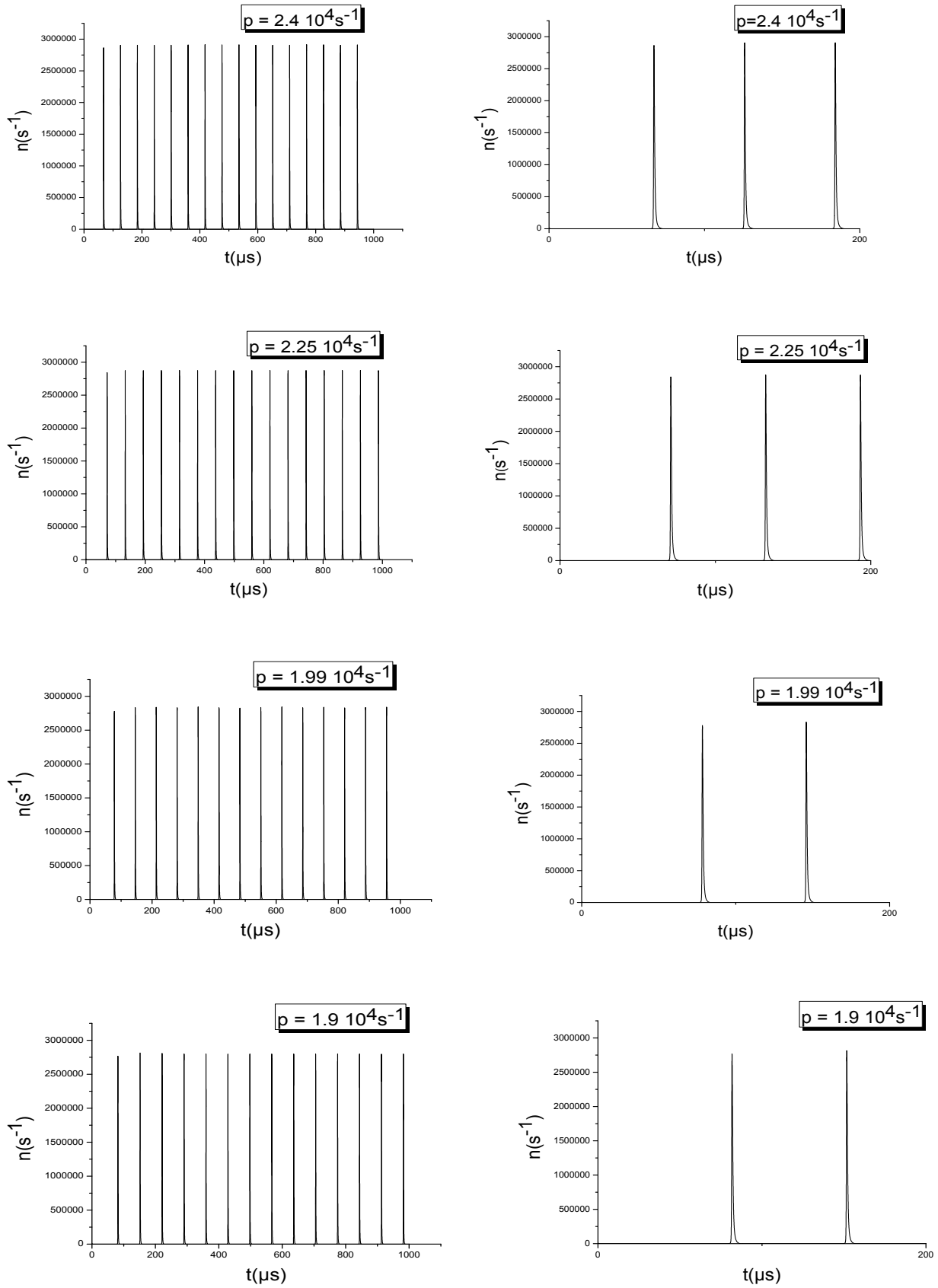


Figure III.6 : Evolution temporelle de l'intensité dans le cas d'une mauvaise cavité pour différents taux de pompage.

Références de chapitre III

- [1] Szabo, A., Stein, R. A., J. Appl. Phys. 36 (1965) 1562-1566
- [2] Hofelich-Abate, E., Hofelich, F., J. Appl. Phys., 39 (1968) 4823-4827
- [3] Burak, I., Houston, P., Sutton, D. G., Steinfeld, J. I., IEEE J. Quantum Electron, QE 7 2 (1971) 73-82
- [4] J. Dupré, F. Meyer et C. Meyer; "Influence des phénomènes de relaxation sur la forme des impulsions fournies par un laser à CO₂ déclenché par un absorbant saturable", Revue de physique, Tome 10, septembre 1975
- [5] M. Tachikawa, K. Tanii, and T. Shimizu, "Comprehensive interpretation of passive Q-switching and optical bistability in a CO₂ laser with an intracavity saturable absorber", Opt. Soc. Am. B. Vol 4. (1987)
- [6] N. Hendaoui, "Etude des instabilités dans le laser à CO₂ avec absorbant saturable". Thèse de magister USTHB (2003)
- [7] S. Chouli, "Mise en forme des impulsions générées par un laser à CO₂ avec un absorbant saturable". Thèse de magister USTHB (2005)
- [8] S. Terniche, " Influence des modes transverses sur la forme des impulsions générées dans un laser à CO₂ avec absorbant saturable". Thèse de magister USTHB 2008
- [9] R. Becheker, " Caractérisation des impulsions générées par la méthode du Q-Switch passif dans un laser à CO₂ " Thèse de magistère USTHB 2009
- [10] G.N. Makarov¹, E. Ronander², S.P. van Heerden², M. Gouws², K. van der Merwe² IR " multiphoton absorption of SF₆ in flow with Ar at moderate energy fluencies " Appl. Phys. B 65, 583–587 (1997)

Chapitre IV : Confrontation avec les résultats expérimentaux

IV.1 Introduction

Pendant la décennie passée, notre équipe de recherche a réalisé plusieurs expériences concernant le laser à CO_2 avec comme absorbant saturable, le SF_6 , elle a eu beaucoup de résultats expérimentaux en faisant varier plusieurs paramètres de contrôle. Nous allons dans ce chapitre essayer de corroborer nos résultats théoriques avec ces résultats expérimentaux.

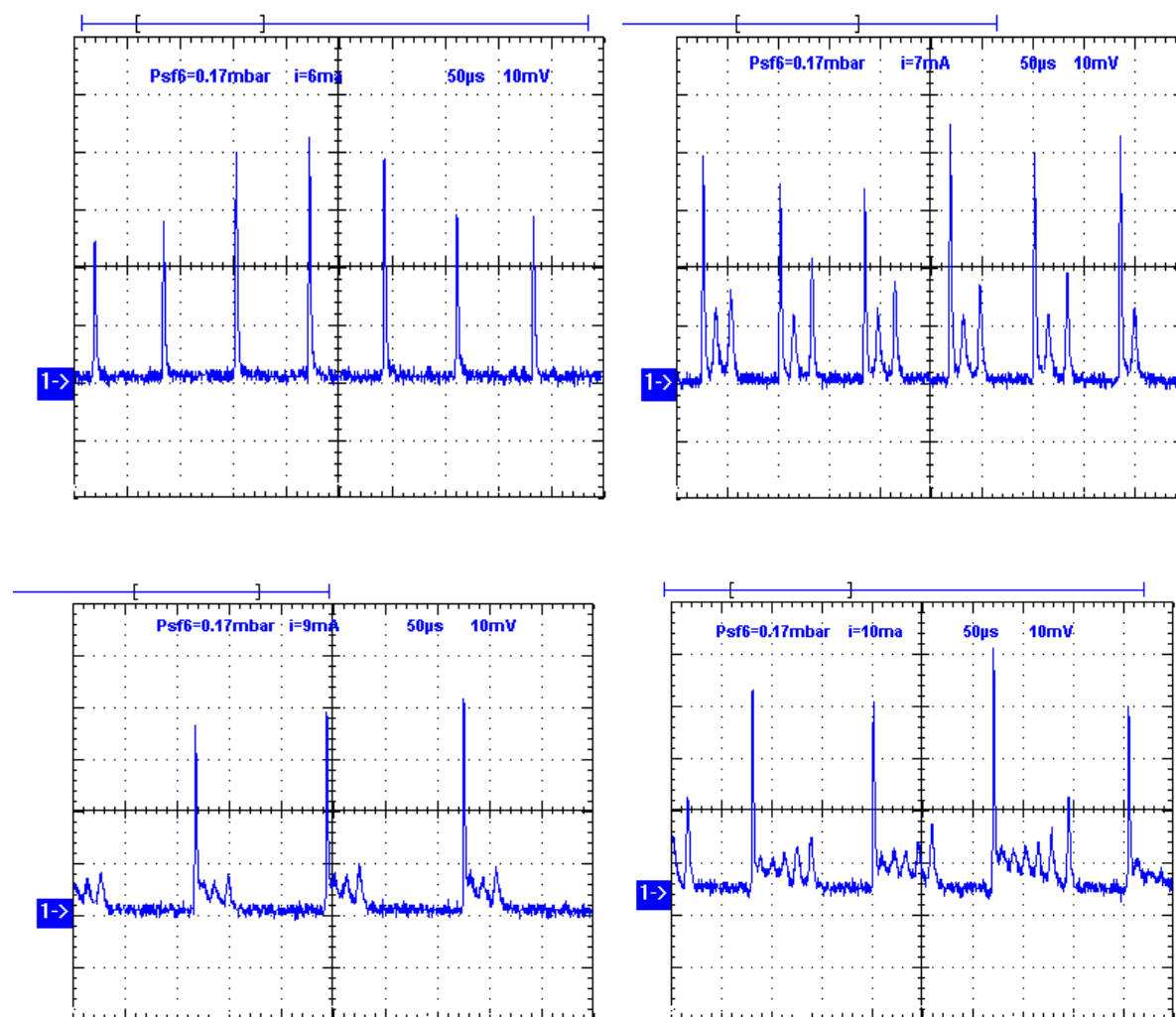


Figure IV.1 : Influence du courant sur la forme des impulsions pour $\text{PSF}_6=0.17\text{mbar}$ $i=6\text{mA}$, $i=7\text{mA}$, $i=9\text{mA}$, $i=10\text{mA}$ [1]

IV.2 Influence du pompage sur la période et la durée des impulsions

La figure IV.1 montre la variation du profil de l'impulsion dans le cas d'une cavité miroir-miroir [1], en fonction du courant de décharge à pression constante de l'absorbant saturable. On peut noter l'augmentation de nombre de pics secondaires avec l'augmentation du courant de décharge, entraînant une augmentation de la durée de l'impulsion. Ce résultat est tout à fait conforme à celui de la figure IV.2 donné par notre modèle théorique avec les valeurs numériques utilisées suivantes : $h=600 \text{ s}^{-1}$, $f=4 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$, $g=10 \text{ s}^{-1}$, $m=1.65 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$, $k=2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$, $e=8.0 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$, $b=36 \text{ s}^{-1}$, $r=596 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$. On peut noter également une augmentation de la période de répétition des impulsions.

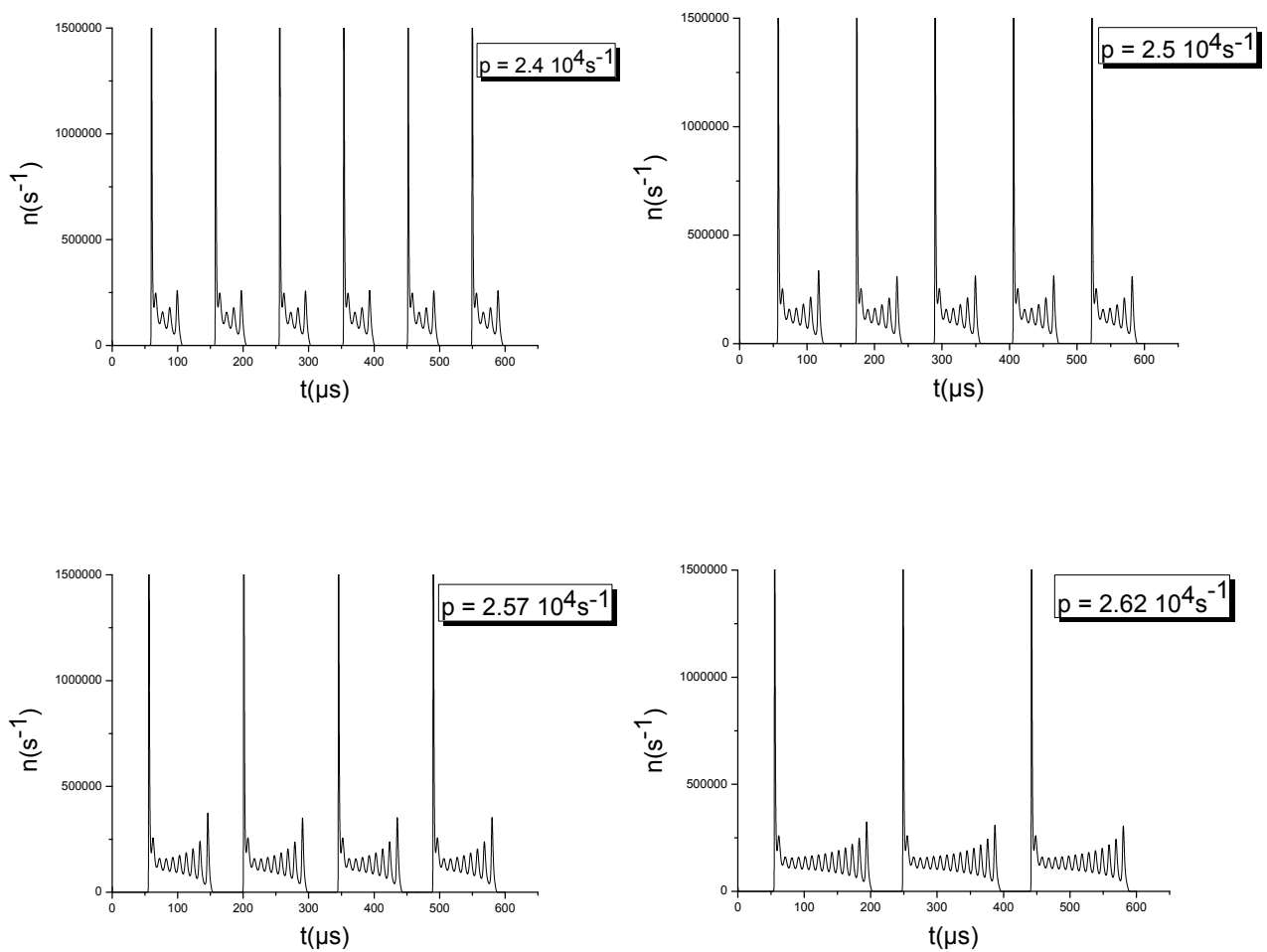


Figure IV.2 : l'intensité laser pour différents taux de pompage

Dans une cavité de type miroir-réseau, la forme des impulsions est légèrement différente , notamment en ce qui concerne la forme de la traine [2] comme on peut le voir sur la figure IV.3.La figure IV.4 illustre un résultat similaire obtenu par notre modèle théorique.

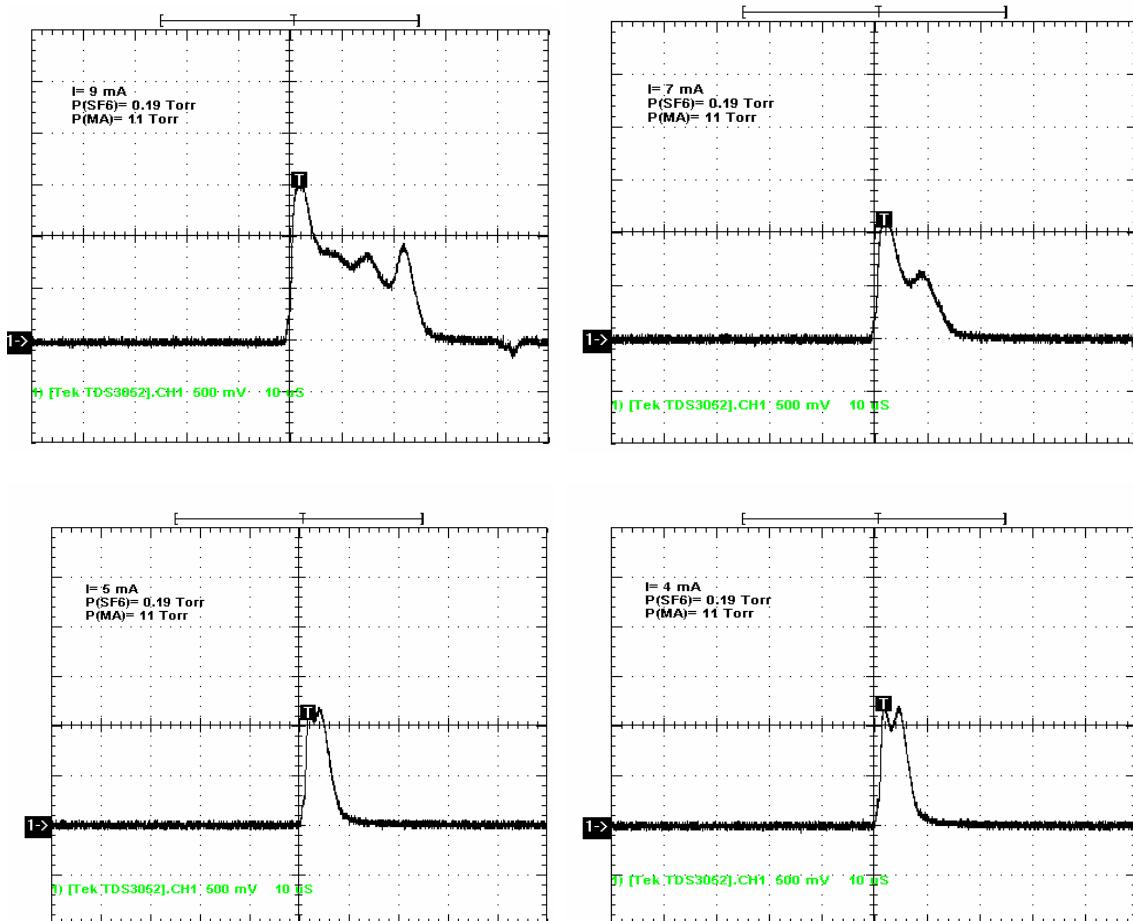


Figure VI.3 : *Formes et durées des impulsions en fonction du courant de décharge.[2]*

IV.3 Influence de la pression du SF₆ sur la durée et la période des impulsions

Les figures IV.5 et IV.6 illustrent la forme des impulsions obtenues expérimentalement en maintenant le courant de décharge fixe et en variant la pression de l'absorbant saturable. Ces variations sont comparables au résultat théorique illustré par les courbes de la figure IV.7 pour les valeurs des paramètres utilisées suivantes : $h=600 \text{ s}^{-1}$, $f=4 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$, $g=10 \text{ s}^{-1}$, $m=1.65 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$, $k=2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$, $p=2.3 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$, $b=36 \text{ s}^{-1}$, $r=596 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$

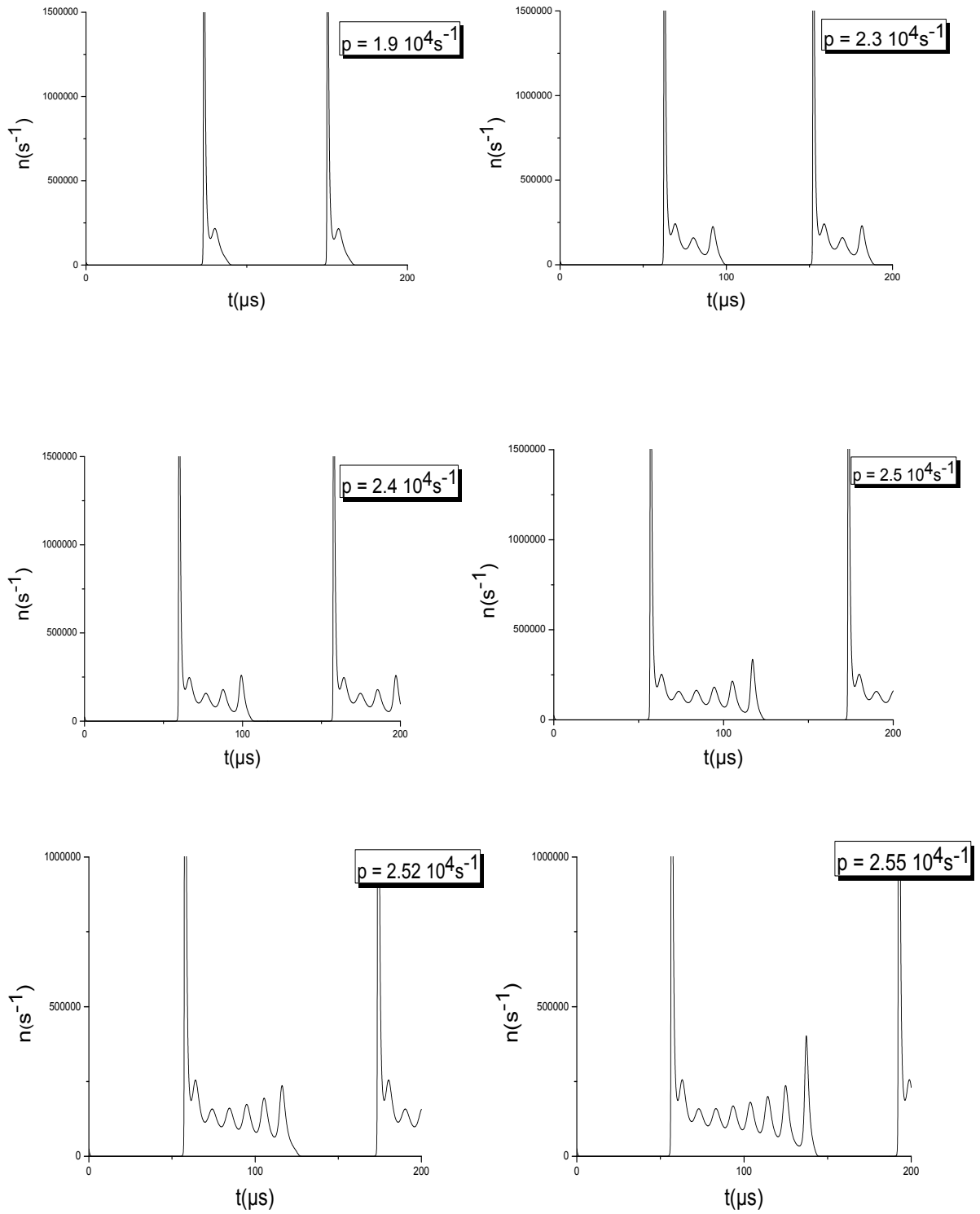


Figure IV.4 : *Forme des impulsions pour différents taux de pompage*

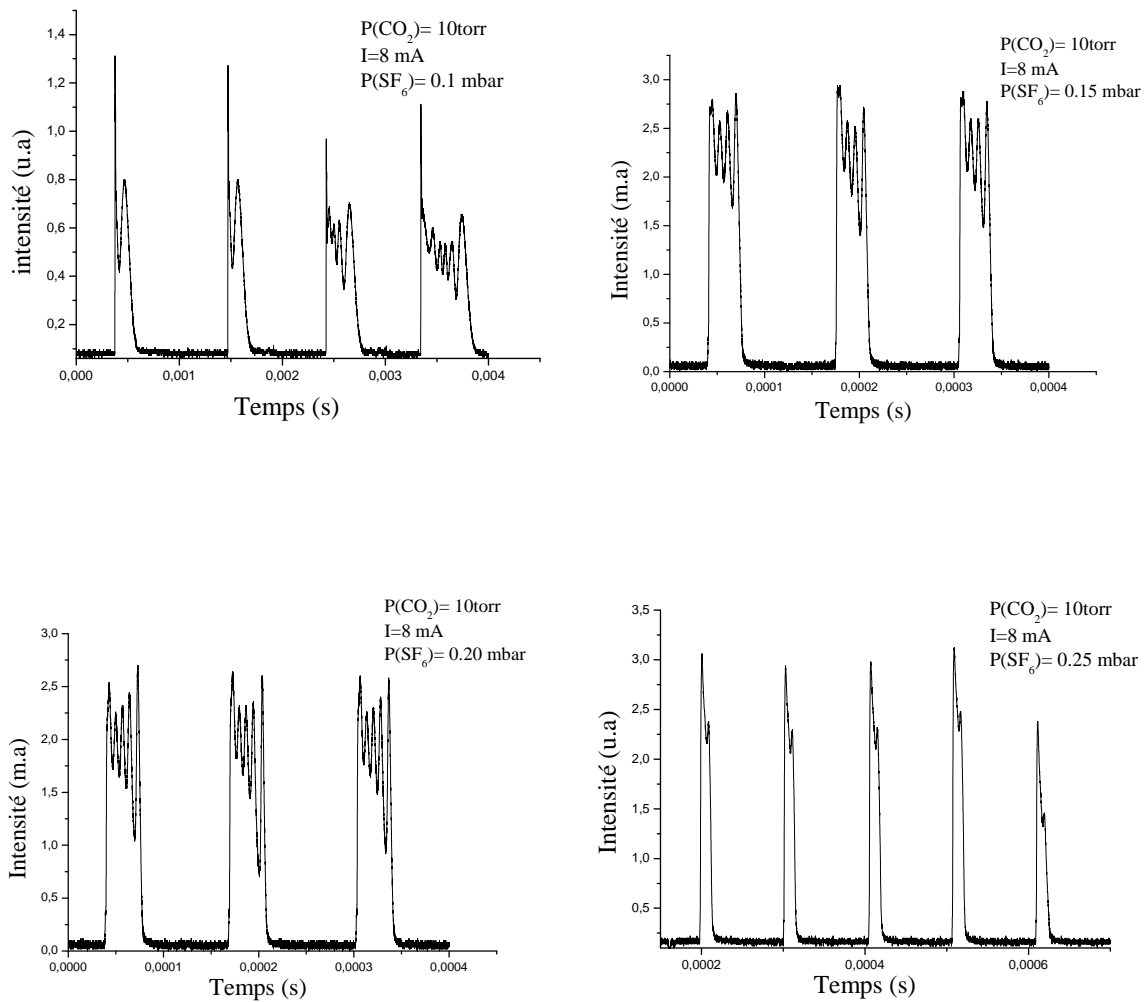


Figure IV.5 : Evolution de l'intensité du laser pour différentes valeurs de la pression de SF₆ [3]

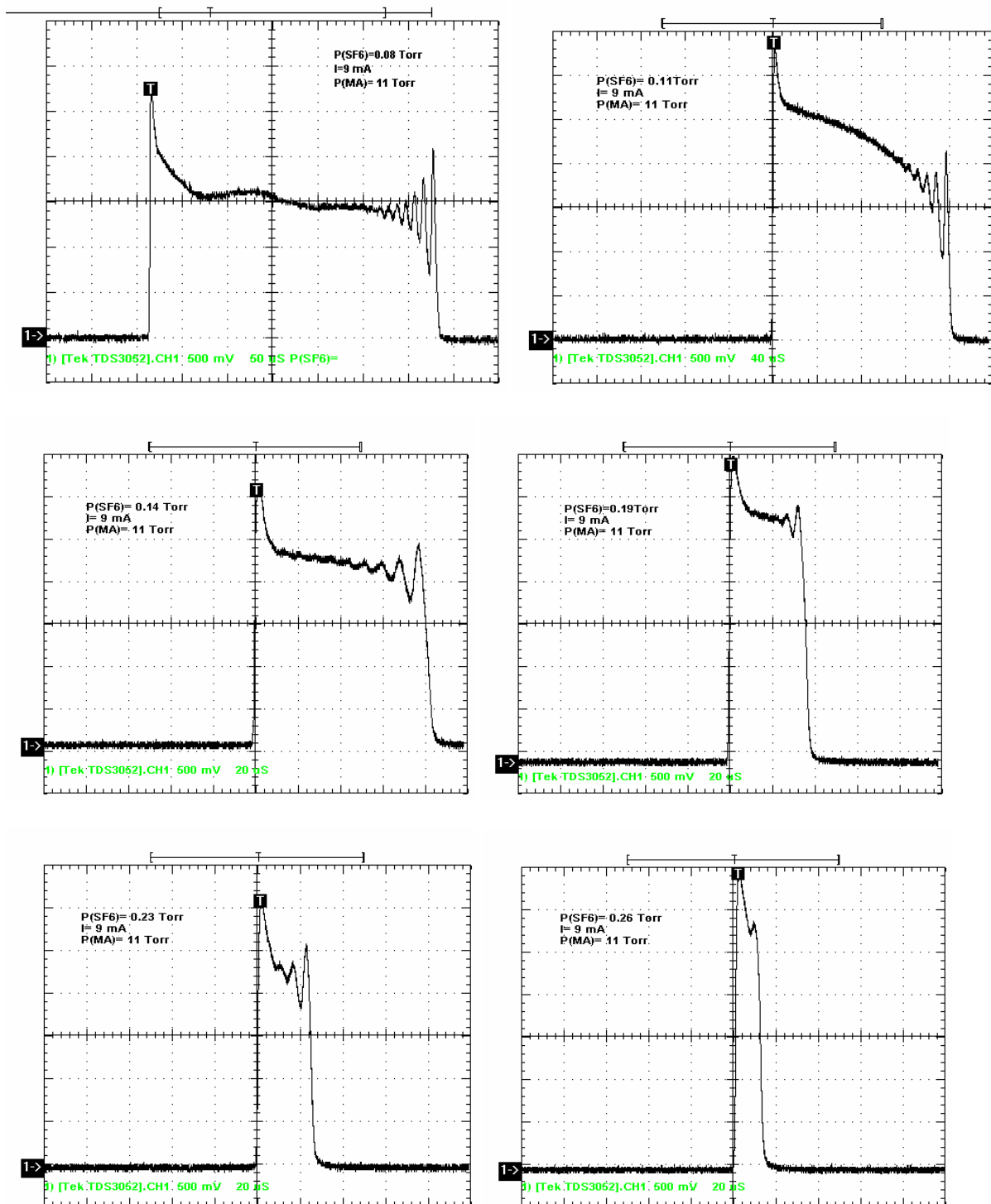


Figure IV.6 : Formes et durée des impulsions en fonction de la pression du SF₆ [2]

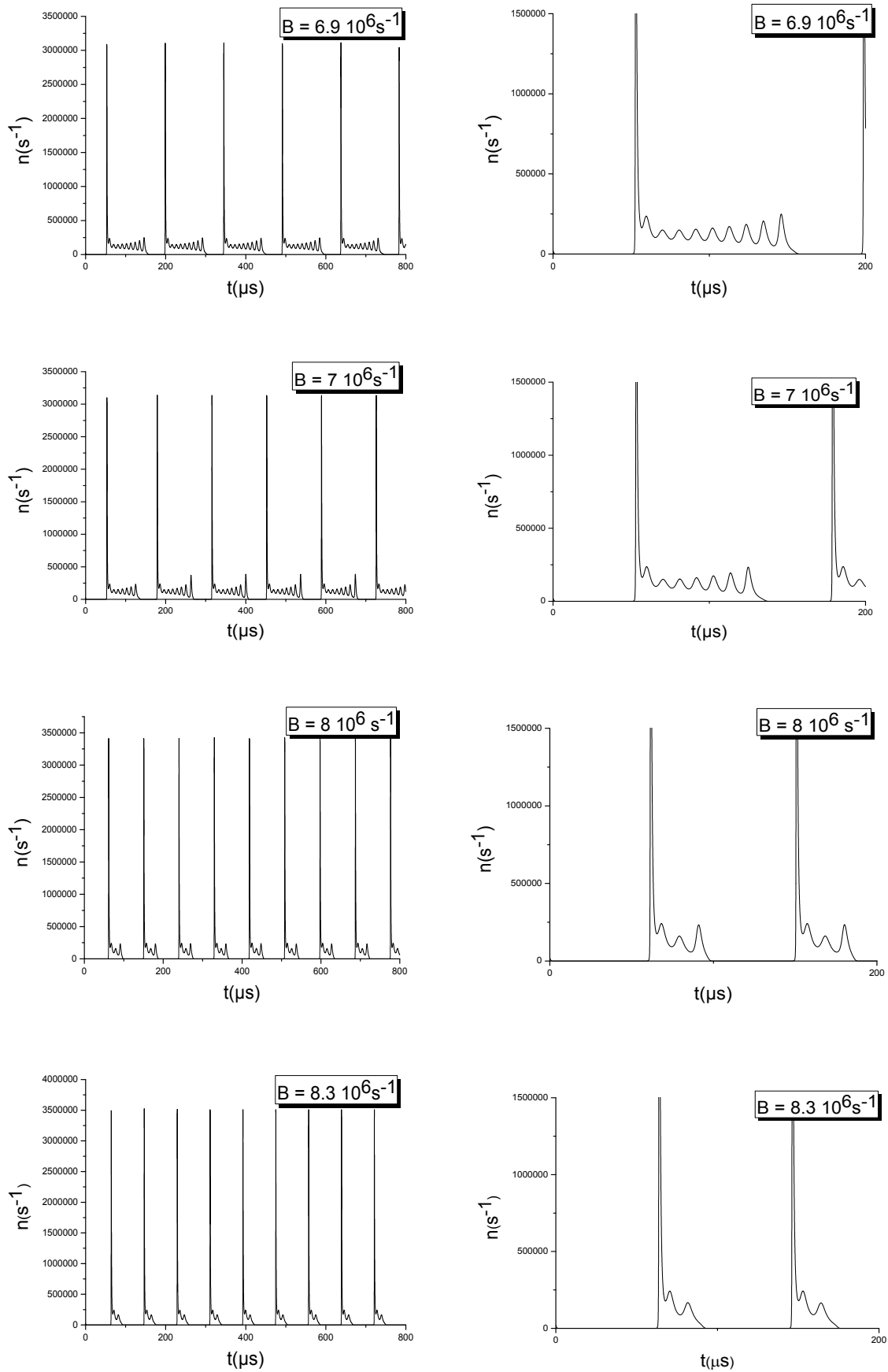


Figure IV.7 : *Forme et durée des impulsions en fonction des la pression de SF₆*

IV.4 Influence des pertes sur la forme et durée des impulsions

Les pertes dans la cavité influent énormément sur la forme, la durée et la période de répétition des impulsions comme on peut le voir sur la figure IV.8 qui illustre l'influence de l'ouverture d'un diaphragme insérée dans la cavité. La figure IV.9 montre un résultat identique obtenu avec notre modèle théorique avec valeurs de paramètres : $h=600 \text{ s}^{-1}$, $f=4 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$; $g=10 \text{ s}^{-1} \cdot \text{m}=1.65 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$; $p=2.5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$; $e=8 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$; $b=36 \text{ s}^{-1}$; $r=596 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$;

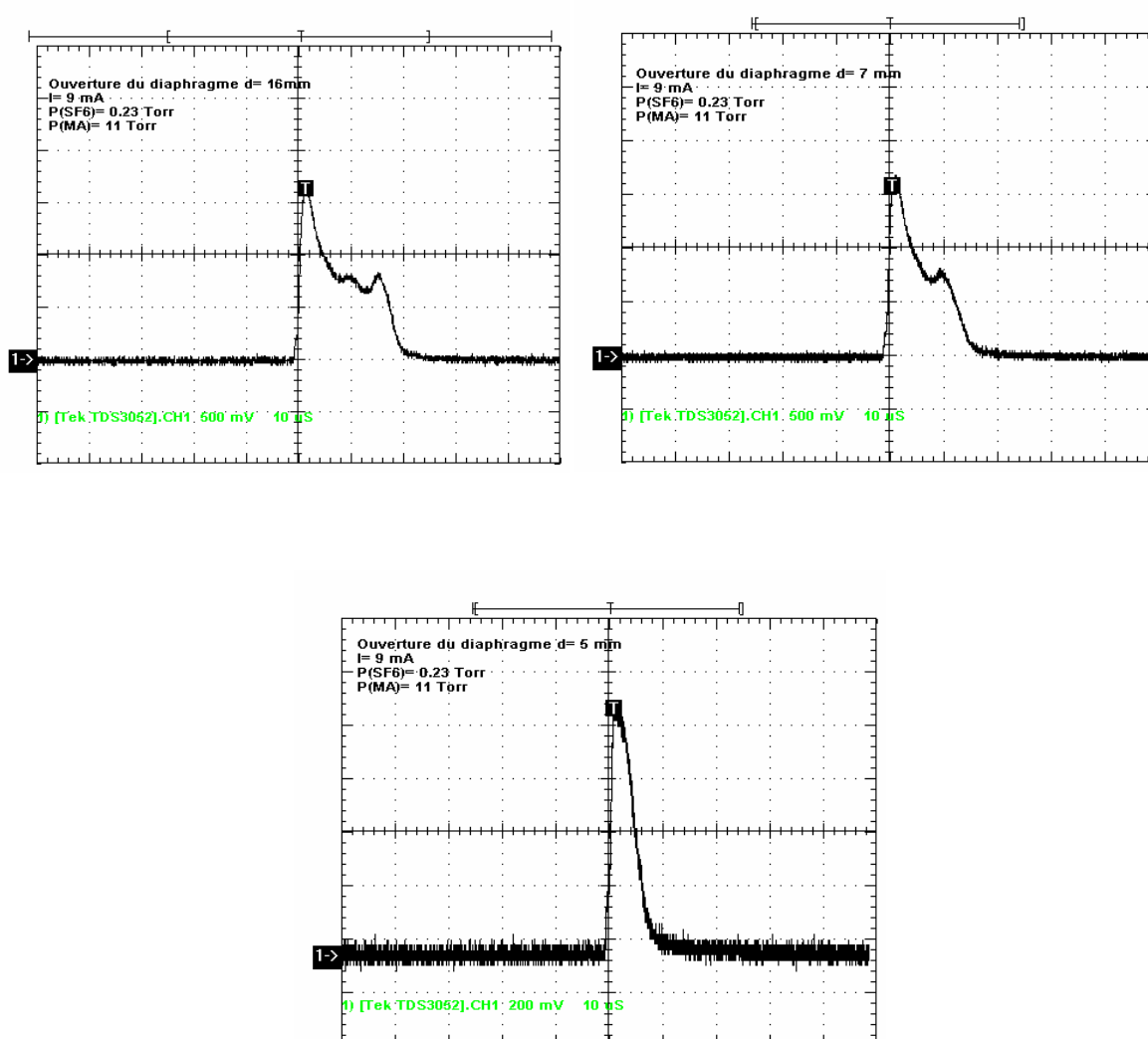


Figure VI.8 : Formes et durées des impulsions en fonction de l'ouverture d'un diaphragme [2]

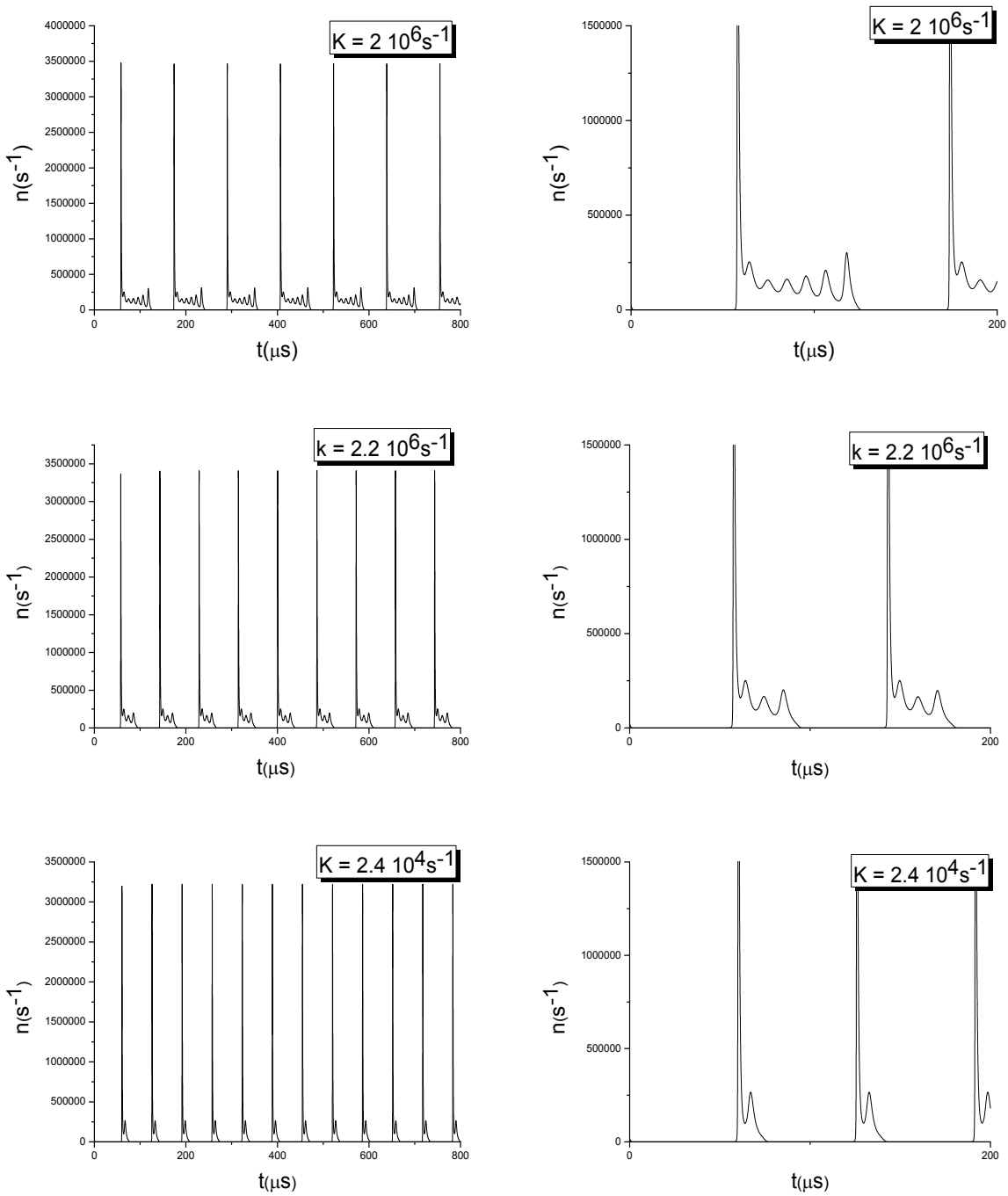


Figure VI.9 : *Forme et durée des impulsions pour différentes valeurs des Pertes dues à un diaphragme*

Références de chapitre IV

- [1] S. Chouli, " Mise en forme des impulsions générées par un laser à CO₂ avec un absorbant saturable " Thèse de magister USTHB (2005)
- [2] R. Becheker, " Caractérisation des impulsions générées par la méthode du Q-Switch passif dans un laser à CO₂ " Thèse de magister USTHB (2009)
- [3] S. Terniche, "Influence des modes transverses sur la forme des impulsions générées dans un laser à CO₂ avec absorbant saturable". Thèse de magister USTHB (2008)

Conclusion générale et perspectives

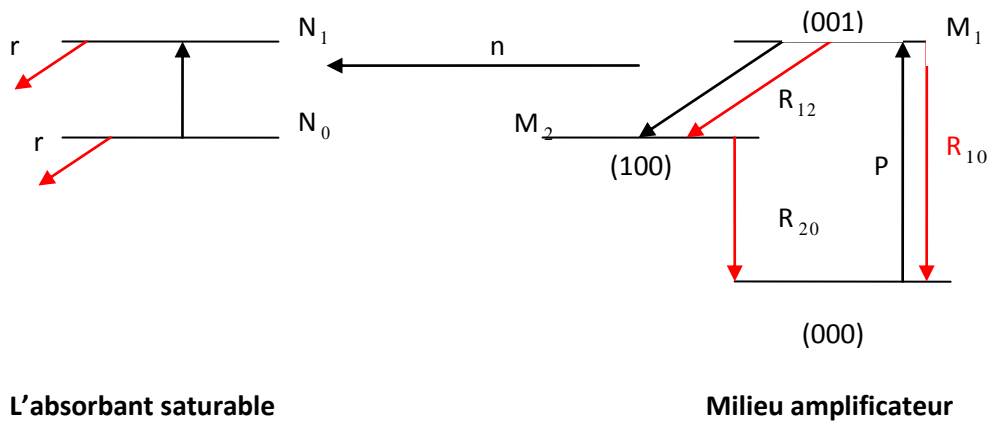
Le fonctionnement dynamique des lasers à CO₂ pulsés avec un absorbant saturable, observé expérimentalement est très riche et varié. Nous nous sommes limités à la modélisation du fonctionnement Q-Switch passif. Le modèle utilisé, basé sur la théorie des bilans et faisant intervenir un schéma de fonctionnement comprenant trois niveaux pour le milieu amplificateur et deux niveaux pour l'absorbant saturable, s'est avéré suffisant pour nous permettre de décrire la forme et les caractéristiques des impulsions générées. En particulier, nous retrouvons la traîne de l'impulsion qui est observée expérimentalement et qui est due comme nous l'avons montré aux phénomènes de relaxation dans l'absorbant saturable.

Le modèle théorique utilisé nous a permis d'étudier l'influence de l'absorbant saturable que ce soit dans le cas où les pertes induites sont faibles ou fortes. Nous avons étudié l'influence de plusieurs paramètres et les résultats obtenus restent correctes au regard des résultats expérimentaux observés. Aussi le modèle utilisé est suffisamment général pour être utilisé pour différentes configurations expérimentales et avec des absorbants différents, étant donné qu'on a montré que le paramètre important qui influe sur la forme et les caractéristiques de l'impulsion sont les pertes dans la cavité ou autrement son facteur de qualité. Le modèle utilisé reste perfectible et peut-être généralisé pour tenir compte de l'influence des autres paramètres telles que la réflectivité et la transmission des miroirs, la longueur de la cavité, l'influence du diamètre des tubes amplificateur et absorbant et de la nature de l'absorbant saturable.

Ces diverses perspectives feront l'objet d'études à venir.

Annexe : Elaboration du modèle théorique

La théorie des équations de bilan est largement suffisante pour décrire la cinétique des populations et du flux de photons dans un laser à CO₂. Au regard du diagramme énergétique de la figure I.2 du premier chapitre montrant l'émission laser, le fonctionnement du laser CO₂ peut être assimilé à un fonctionnement à trois niveaux. Pour le milieu absorbant on peut le représenter par deux niveaux, voir figure ci-dessous.



Equations pour le milieu absorbant

$$\frac{dN_0}{dt} = -rN_0 + B_a(N_1 - N_0)n$$

$$\frac{dN_1}{dt} = -rN_1 + B_a(N_0 - N_1)n$$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{dN_1}{dt} - \frac{dN_0}{dt} = -2B_a(N_1 - N_0)n - r(N_1 - N_0)$$

Si on considère que la différence de population entre les niveaux N₁ et N₂ est donnée par : N = N₁ - N₀. Si on note N* sa valeur à l'équilibre thermodynamique, l'équation devient :

$$\frac{dN}{dt} = -2B_a n N - r(N - N^*)$$

Equations pour le milieu amplificateur

M : la densité totale des molécules de CO_2

M_1 : la densité des molécules de CO_2 sur le niveau 1

M_2 : la densité des molécules de CO_2 sur le niveau 2

M_0 : la densité totale des molécules de CO_2 sur le niveau fondamental.

$$M = M_0 + M_1 + M_2$$

$$\frac{dM_2}{dt} = -R_{10}M_1 - R_{12}M_1 - B_g n (M_1 - M_2) + pM$$

$$\frac{dM_2}{dt} = -R_{20}M_2 + B_g n (M_1 - M_2) + R_{12}M_1$$

$$\frac{dn}{dt} = B_g n (M_1 - M_2) - B_a n N - kn + AM_1$$

Normalisation des équations

Soit le système d'équations suivant : peut-être normalisé de la manière suivante.

$$\frac{dn}{dt} = B_g f_g(j) n (M_1 - M_2) l_g/L - B_a n N l_a/L - kn + AM_1 \quad (1)$$

$$\frac{dM_1}{dt} = -B_g f_g(j) n (M_1 - M_2) + PM - (P + R_{10} + R_{12})M_1 - PM_2 \quad (2)$$

$$\frac{dM_2}{dt} = B_g f_g(j) n (M_1 - M_2) + R_{12}M_1 - R_{20}M_2 \quad (3)$$

$$\frac{dN}{dt} = -2B_a n N - r(N - N^*) \quad (4)$$

Il peut-être normalisé de la manière suivante. Posons :

$$n' = B_g f_g(j) n,$$

$$M'_1 = (B_g f_g(j) l_g / L) M_1,$$

$$M'_2 = (B_g f_g(j) l_g / L) M_2,$$

$$N' = \frac{N}{N^*},$$

$$B' = B_a N \frac{l_a}{L}$$

Cela nous donne :

$$\frac{dn'}{dt} = n'(M'_1 - M'_2 - B' - k) + \left(\frac{L}{l_g}\right) AM'_1$$

$$\frac{dM'_1}{dt} = -n'(M'_1 - M'_2) + PM' - (P + R_{12} + R_{10})M'_1 - M'_2 - PM'_2$$

$$\frac{dM'_2}{dt} = n'(M'_1 - M'_2) + R_{12}M'_1 - R_{20}M'_2$$

$$\frac{dN}{dt} = -2B_a n N - r(N - N^*)$$

$$\frac{d(N/N^*)}{dt} = -2B_a n \frac{N}{N^*} - r\left(\frac{N}{N^*} - \frac{N^*}{N^*}\right)$$

$$\frac{dN'}{dt} = -2B_a n N' - r(N' - 1)$$

$$\frac{dN'}{dt} = -2 \frac{B_a}{B_g f_g(j)} n B_g f_g(j) N' - r(N' - 1)$$

En posant :

$$b = \frac{B_a}{B_g f_g(j)}$$

Le système d'équations devient :

$$\frac{dn'}{dt} = n'(M'_1 - M'_2 - B' - k) + \left(\frac{L}{l_g}\right) AM'_1$$

$$\frac{dM'_1}{dt} = -n'(M'_1 - M'_2) + PM' - (P + R_{12} + R_{10})M'_1 - M'_2 - PM'_2$$

$$\frac{dM'_2}{dt} = n'(M'_1 - M'_2) + R_{12}M'_1 - R_{20}M'_2$$

$$\frac{dN'}{dt} = -2bn'N' - r(N' - 1)$$

Les solutions stationnaires

On obtient les solutions stationnaires (M_{1s}, M_{2s}, N_s) en fonction de la densité photon stationnaire n_s , en posant :

$$\frac{dn(t)}{dt} = 0$$

$$\frac{dM_1(t)}{dt} = 0$$

$$\frac{dM_2(t)}{dt} = 0$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = 0$$

$$n_s(M_{1s} - M_{2s} - BN_s - k) + (L/l_g)AM_{1s} = 0$$

$$-(M_{1s} - M_{2s})n_s + PM - (P + R_{12} + R_{10})M_{1s} - PM_{2s} = 0$$

$$(M_{1s} - M_{2s})n_s + R_{12}M_{1s} - R_{20}M_{2s} = 0$$

$$-2bn_sN_s - r(N_s - 1) = 0$$

On néglige l'émission spontanée $A = 0$

$$n_s(M_{1s} - M_{2s} - BN_s - k) = 0$$

$$M_{1s}(n_s + R_{12}) - (n_s + R_{20})M_{2s} = 0$$

$$M_{2s} = \frac{n_s + R_{12}}{n_s + R_{20}} M_{1s}$$

$$PM(n_s + R_{20})$$

$$M_{1s}(-n_s - P - R_{12} - R_{10}) + (n_s - P)M_{2s} + PM = 0$$

$$M_{1s}(n_s + R_{12}) - (n_s + R_{20})M_{2s} = 0$$

$$M_{2s} = \frac{n_s + R_{12}}{n_s + R_{20}} M_{1s}$$

$$M_{1s} = \frac{PM(n_s + R_{20})}{(P - R_{12} - R_{10})R_{20} + n_s(2P + R_{10} + R_{20}) + PR_{12}}$$

$$M_{2s} = \frac{PM(n_s + R_{12})}{(P - R_{12} - R_{10})R_{20} + n_s(2P + R_{10} + R_{20}) + PR_{12}}$$

La dernière équation

$$-2bn_s N_s - r(N_s - 1) = 0$$

Nous donne $N_s = \frac{1}{1 + 2bn_s/r}$

La première équation

$$n_s(M_{1s} - M_{2s} - B - k) = 0$$

Soit

$$n_s = 0$$

Soit

$$M_{1s} - M_{2s} - BN_s k = 0$$

Remplaçant les paramètres

$$\frac{PM(n_s + R_{20}) - PM(n_s + R_{12})}{(P + R_{12} + R_{10})R_{20} + n_s(2P + R_{10} + R_{20}) + PR_{12}} - B_a \frac{l_a}{L} \frac{r}{r + 2bn_s} - k = 0$$

On trouve

$$n_{\mp} = \frac{[-a_1 \mp (a_1^2 - 4a_0 a_2)^{1/2}]}{2a_0}$$

Où

$$a_0 = \frac{2bk(2P + R_{10} + R_{20})}{r}$$

$$a_1 = \frac{2bk}{r} [R_{20}(P + R_{10} + R_{12}) + PR_{12}] + (B + k)(2P + R_{10} + R_{20}) - \frac{2b}{r} PM(R_{20} - R_{12})$$

$$a_2 = (B + k)[R_{20}(P + R_{10} + R_{12}) + PR_{12}] - PM(R_{20} - R_{12})$$

Analyse de stabilité linéaire

$$M_1(t) = M_{1s} + \Delta M_1(t)$$

$$M_2(t) = M_{2s} + \Delta M_2(t)$$

$$N(t) = N_s + \Delta N(t)$$

$$n(t) = n_s + \Delta n(t)$$

On injecte cette perturbation dans notre système d'équations

On aura :

$$\frac{d\Delta n(t)}{dt} = \left[M_{1s} - M_{2s} - BN_s - k + \frac{2bBn_s}{r \left(1 + \frac{2bn_s}{r} \right)^2} \right] \Delta n(t) + n_s \Delta M_1(t) - n_s \Delta M_2(t)$$

$$\frac{d\Delta M_1(t)}{dt} = -(M_{1s} - M_{2s})\Delta n(t) + (n_s + P + R_{12} + R_{10})\Delta M_1(t) + (n_s - P)\Delta M_2(t)$$

$$\frac{d\Delta M_2(t)}{dt} = (M_{1s} - M_{2s})\Delta n(t) + (n_s + R_{12})\Delta M_1(t) - (n_s + R_{20})\Delta M_2(t)$$

On peut rendre linéaire cette relation pour des petites perturbations de la densité de photons.

$$\begin{aligned}
N(t) &= \frac{1}{1 + \frac{2bn(t)}{r}} = \frac{1}{1 + \frac{2b(n_s + \Delta n(t))}{r}} = \frac{1}{1 + \frac{2bn_s}{r} + \frac{2b\Delta n(t)}{r}} \\
&= \frac{\left(1 + \frac{2bn_s}{r}\right) - \frac{2b\Delta n(t)}{r}}{\left(\left(1 + \frac{2bn_s}{r}\right) + \frac{2b\Delta n(t)}{r}\right)\left(\left(1 + \frac{2bn_s}{r}\right) - \frac{2b\Delta n(t)}{r}\right)} \\
N(t) &= \frac{\left(1 + \frac{2bn_s}{r}\right) - \frac{2b}{r}\Delta n(t)}{\left(1 + \frac{2bn_s}{r}\right)^2 - \left(\frac{2b}{r}\Delta n(t)\right)^2}
\end{aligned}$$

On néglige les termes de second ordre

$$\begin{aligned}
N(t) &= \frac{1}{1 + \frac{2bn_s}{r}} - \frac{2b\Delta n(t)}{\left(1 + \frac{2bn_s}{r}\right)^2} \\
N(t) &= \frac{1}{1 + \frac{2bn_s}{r}} - \frac{2b}{r\left(1 + \frac{2b}{r}n_s\right)^2}\Delta n
\end{aligned}$$

$$\Delta N(t) = N_s + \Delta N(t)$$

$$N_s = \frac{1}{1 + \frac{2bn_s}{r}}$$

$$\Delta N(t) = \frac{2b}{\left(1 + \frac{2bn_s}{r}\right)^2}\Delta n(t)$$

On cherche des solutions sous la forme exponentielle

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \Delta n(t) \\ \Delta M_1(t) \\ \Delta M_2(t) \end{pmatrix} = L \begin{pmatrix} \Delta n(t) \\ \Delta M_1(t) \\ \Delta M_2(t) \end{pmatrix}$$

$$L = \begin{pmatrix} M_{1s} - M_{2s} - BN_s - k + \frac{2bBn_s}{r\left(1 + \frac{2bn_s}{r}\right)^2} - \lambda & n_s & -n_s \\ - (M_{1s} - M_{2s}) & (n_s + P + R_{10} + R_{12}) - \lambda & n_s - P \\ (M_{1s} - M_{2s}) & n_s + R_{12} & - (n_s + R_{20}) \end{pmatrix}$$

On calcul le déterminant de cette matrice δ

$$\delta = \begin{pmatrix} M_{1s} - M_{2s} - BN_s - k + \frac{2bBn_s}{r\left(1 + \frac{2bn_s}{r}\right)^2} - \lambda \\ - R_{20} - \lambda - (n_s - P)(n_s + R_{12}) \\ - n_s[(M_{2s} - M_{1s})[(-n_s + R_{20}) - \lambda] - (M_{1s} - M_{2s})(n_s - P)] \\ - n_s[(M_{2s} - M_{1s})(n_s + R_{12}) - (M_{1s} - M_{2s})((n_s + P + R_{10} + R_{12}) - \lambda)] \end{pmatrix} [((n_s + P + R_{10} + R_{12}) - \lambda)(n_s$$

On aura cette équation

$$\lambda^3 - b_2\lambda^2 + b_1\lambda - b_0 = 0$$

Avec

$$b_2 = - (M_{1s} - M_{2s} - BN_s - k) - \frac{2bBn_s}{r\left(1 + \frac{2bn_s}{r}\right)^2} + 2n_s + P + R_{10} + R_{12} + R_{20}$$

$$b_1 = - \left[M_{1s} - M_{2s} - BN_s - k + \frac{2bBn_s}{r\left(1 + \frac{2bn_s}{r}\right)^2} \right] (2n_s + P + R_{10} + R_{12} + R_{20}) \\ + n_s(2M_{1s} - 2M_{2s} + 2P + R_{10} + R_{20}) + R_{20}(P + R_{10} + R_{12}) + PR_{12}$$

$$b_0 = n_s(M_{1s} - M_{2s})(2P + R_{10} + R_{20}) \\ - \left[M_{1s} - M_{2s} - BN_s - k + \frac{2bBn_s}{r\left(1 + \frac{2bn_s}{r}\right)^2} \right] [R_{20}(P + R_{10} + R_{12}) + PR_{12} \\ + (2P + R_{10} + R_{20})n_s]$$

