



République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Med Khider Biskra

Faculté des Sciences Exactes et des Sciences de la Nature et de la Vie

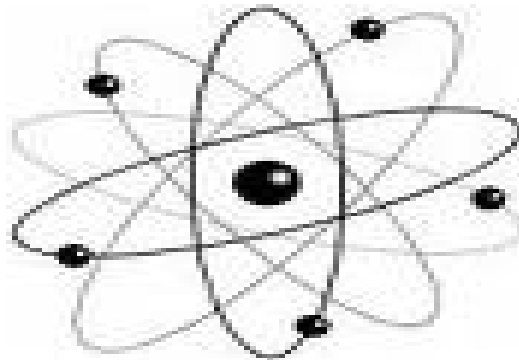


Département des Sciences de la Matière

Domaine des Sciences de la Matière

Filière de Physique

Spécialité Physique optique et photovoltaïque



Mémoire de fin d'étude en Master

Intitulé :

modélisation d'une cavité à laser chimique

Présenté par:

Maazi Yousra

Devant le Jury Composé par :

Nouadji Malika

Mohammedi Ferhat

Makhloufi Rachid

M.C. « B »

M.C. « A »

M.A. « A »

Université Med Khider- Biskra

Université Med Khider- Biskra

Université Med Khider - Biskra

Président

Rapporteur

Examineur

Année Universitaire

2013-2014



Remerciements

Comme l'a dit sir Isaac Newton : « si j'ai pu voir plus loin, c'est en montant sur les épaules des géants »

Nous remercions dieu tout puissant de nous avoir accordé la force et ainsi que les moyens afin de pouvoir accomplir ce travail.

La réalisation de cette mémoire est indissociable de son contexte familial et scientifique. Nombreux sont ceux qui nous soutenu, aidé et supporté.

*Je remercie le docteur "**Mohammedi Farhat**" Pour les efforts qu'il a faits pour m'encourager, Directeur de mémoire et encadreur professionnel, s'est toujours montré à l'écoute et très disponible tout au long de la réalisation de ce travail, ainsi pour l'inspiration, l'aide et le temps qu'il a bien voulu me consacrer et sans qui ce mémoire n'aurait jamais vu le jour.*

Aux membres de jury qui m'ont honoré en acceptant le jugement de ce travail.

*Nous exprimons toute notre gratitude à **nos enseignants**, pour leurs efforts pendant ces dernières années d'étude.*

*Ainsi nous tenons à remercier la **dernière promotion physique** de l'année 2014. Trouvez ici l'expression de nos profondes gratitude.*



Dédicaces

Je rends grâce à dieu de m'avoir donné la force de finir mes études.

*Remerciement à **mes parents** qui respectent un symbole d'amour, de tendresse et de sacrifices sans oublier mon frère **Okba** et mes chères sœurs **Roumeila, Nahla et Insaf**.*

*Remerciement à mon fiancé **Lahcen***

*Et je remercie toute mes familles **Maazi, Amri, Bennoui**, et toutes mes amis **Marwa, Sara, Imen, Rahma, Abir, salma, Ibtissem, zoulikha, mays, chahra, Hadjer, khawla**, qui m'ont aidé moralement à surpasser tous les problèmes et les inconvénients.*

Vous m'avez encouragé à persévérer et à lutter pour réussir, je ne trouverai jamais les mots pour vous exprimer mon affection, ma reconnaissance et mon attachement.

Merci à vous.

Louanges à dieu.



TABLES DES MATIERES

Dédicace.....	
Remerciement.....	
Table des matières.....	
Liste des figures.....	
Introduction générale.....	

Chapitre I : Introduction générale sur les lasers

I.1 Historique	
I.2 Gain dans un milieu matériel.....	
I.3 Le principe de base.....	
I.3.1 L'absorption (stimulée).....	
I.3.2 l'émission spontané.....	
I.3.3 l'émission stimulée	
I.4 Inversion de population.....	
I.5 Les cavités laser	
I.6 Les différents types de laser	
I.6.1 Les diodes laser.....	
I.6.2 Les lasers à colorant	
I.6.3 Les lasers à gaz	
I.7 Les applications des lasers	

Chapitre II :

II.1 Introduction	
II.2 Inversion de population du milieu actif comme condition nécessaire de l'oscillation laser	

II. 3 Rendement quantique et rendement énergétique d'un laser	
II. 4 Condition d'inversion de populations pour un modèle à quatre niveaux (pompage stationnaire).....	
II.5. Principes généraux de l'inversion de populations	
II.6. Les lasers moléculaires	
II.6.1 Vibration et rotation.....	
II.6.2 Le « Gas Dynamic » Laser (GDL).....	
II.6.2.1 Méthodes thermique de réalisation d'une inversion de populations.....	
II.6.2.2 Laser à gaz carbonique dynamique	
II.6.2.3 Inversion de population	
II.6.3. lasers chimiques	
II.6.3.1 Principe	
II.6.3.2 Techniques d'initiation.....	
II.6.3.3 Lasers chimiques HF/DF continus de grande puissance.....	
II.6.3.4 Les lasers chimiques à écoulement	
II.6.3.5 Mécanisme d'inversion de la population	
II.6.3. 5.1. Mécanisme d'inversion directe	
II.6.3.5.2. Mécanisme d'inversion indirecte	
II.6.3.6 Laser chimique à fluor-hydrogène à réalisation indirecte de l'inversion de populations	
II.6.3.7 Condition d'inversion de populations pour un modèle à quatre niveaux (pompage stationnaire) dans un laser chimique	
II.7 ECOULEMENT DANS UNE TUYERE	
II.7. 1 Relations fondamentales	
III.7.2. Relation section-vitesse.....	
II.7.3 Analyse de l'écoulement isentropique dans une tuyère.....	
II.7.4 Ecoulement par une tuyère convergente.....	

II.7.5 Ecoulement dans une tuyère convergente-divergente (de Laval)

II.7.6 Solution numérique

CHAPITRE III :

III.1 Equations approchées pour la description de la dynamique des processus dans les lasers (équation du bilan)

III.2 Equation différentielle pour la densité de flux lumineux

III – 3 Equations différentielles pour la densité d'inversion de population (laser à trois et à quatre niveaux)

III.4 Système complet d'équations du bilan aux dérivées partielles

III.5 Equations du bilan moyennées (équation de vitesse)

III.6 Equations de Statz et de Mars

Liste des figures

Chapitre I

<u>Figure I.1</u> : Schéma de principe d'un laser	7
<u>Figure I.2</u> : Modèle de Bohr	8
<u>Figure I.3</u> : Echanges d'énergie rayonnement et milieu matériel.....	8
<u>Figure I.4</u> : Le principe du laser.....	11
<u>Figure I.5</u> : Ablation cellulaire dans un embryon de <i>P. dumerilii</i>	14
<u>Figure I.6</u> : Illustration des diverses applications.....	15

Chapitre II

<u>Figure II.1</u> : Les différents niveaux des transitions vibrationnelles CO ₂ -N ₂	17
<u>Figure II.2</u> : Modèle théorique de schéma à 4 niveaux.....	19
<u>Figure II.3</u> : Principes des laser à 4 niveaux.....	21
<u>Figure II.4</u> : L'inversion de populations dans les lasers à gaz.....	25
<u>Figure II.5</u> : différents types de tuyères utilisées pour les GDL.....	27
<u>Figure II.6</u> : Tuyère convergente-divergente dans les lasers à gazo-dynamique.....	29
<u>Figure II.7</u> : Inversion de population.....	29
<u>Figure II.8</u> : diagramme d'énergie.....	29
<u>Figure II.9</u> : principe du laser chimique à écoulement.....	31
<u>Figure II.10</u> : level de molécule.....	34
<u>Figure II.11</u> : structures simplifiées.....	35
<u>Figure II.12</u> : Diagrammes énergétiques CO-N ₂	36
<u>Figure II.13</u> : modèle de réaction chimique de pompage laser DF- CO ₂	38
<u>Figure II.14</u> : Quatre niveaux.....	38
<u>Figure II.15</u> : L'approche d'un système, un schéma de laser à quatre niveaux avec les mécanismes de pompage de DF-CO ₂	39

<u>Figure II.16</u> : Configuration général d'un écoulement quasi 1-D.....	39
<u>Figure II.17</u> : Volume de contrôle utilisé pour établir la forme intégrale des équations d'Euler quasi -1D.....	40
<u>Figure II.18</u> : Evolution de la vitesse d'un écoulement subsonique dans un conduit à section variable.....	41
<u>Figure II.19</u> : Evolution de la vitesse d'un écoulement supersonique dans un conduit à section variable.....	41
<u>Figure II.20</u> : Détente isentropique d'un gaz dans une tuyère convergente-divergente.....	42
<u>Figure II.21</u> : Compression isentropique d'un gaz dans une tuyère convergente-divergente.....	42
<u>Figure II. 22</u> : Tuyère convergente.....	44
<u>Figure II.23</u> : Tuyère convergente-divergente (tuyère de Laval).....	44
<u>Figure II.24</u> : Evolution de Y le long d'une tuyère convergente-divergente.....	45
<u>Figure II.25</u> : Evolution de Y le long d'une tuyère convergente-divergente.....	46
<u>Figure II.26</u> : : Evolution de la pression le long d'une tuyère convergente-divergente.....	48
<u>Figure II.27</u> : Les chocs supersoniques.....	49

Chapitre III

<u>Figure III.1</u> : Schéma à trois niveaux.....	53
<u>Figure III.2</u> : Représente CO ₂ -HF-DF.....	62
<u>Figure III.3</u> : Le générateur laser – l'écoulement dans une tuyère convergente-divergente.....	62
<u>Figure III. 4</u> : Figure de la cavité optique après la relaxation de l'écoulement supersonique et baisse de température.....	63
<u>Figure III.5</u> : Figures : représente les différentes courbes d'excitation et relaxations suivants les canaux d'oscillations.....	64
<u>Figure III.6</u> : Embarquement du générateur laser terre-mer-Air.....	65

Introduction générale

C'est au cours des années 1964-65 qu'apparurent les lasers moléculaires les plus connus, le laser à CO₂ et le laser HCL, précurseur des lasers chimiques de grande puissance.

Ces lasers émettent dans le proche infrarouge, sur les transitions de vibration-rotation des molécules. De ce fait, ils présentent des propriétés et des caractéristiques différentes de celles des lasers fonctionnant sur des transitions atomiques ou ioniques.

Dans le premier chapitre de notre thème, nous présenterons un rappel des propriétés spécifiques des lasers moléculaires.

Dans le deuxième chapitre, on s'intéressera aux lasers à CO₂, le but de cet est de faire le point des résultats acquis au cours des dernières années, en particulier dans le domaine des lasers à gaz.

Dans ce travail, nous ne nous intéresserons qu'aux transitions de vibration-rotation de l'état Électronique fondamental de la molécule et non aux transitions entre états électroniques qui peuvent conduire à d'autres lasers moléculaires.

Nous devons donc trouver les lois de la conversion des énergies électriques ou chimiques en énergie laser de tels milieux.

La conversion de l'énergie électrique en énergie laser dans un milieu gazeux dense sera analysée, en insistant tout particulièrement sur le cas du mélange CO₂-N₂. L'excitation électrique du mélange gazeux CO₂-N₂ à des pressions élevées, de l'ordre de la pression atmosphérique, présente des difficultés fondamentales. L'excitation électrique doit, d'une part, produire une densité électronique suffisante et, d'autre part, communiquer aux électrons l'énergie nécessaire à une transformation.

Nous préciserons plus loin certains ordres de grandeur qui permettront de définir dans le cas des lasers CO₂-N₂ une telle excitation du milieu amplificateur. - Dans ce laser, les molécules d'azote et de CO₂ sont excitées par l'énergie cinétique des électrons.

De plus, la molécule de N₂ transfère son énergie à la molécule de CO₂, Celle-ci présente une durée de vie radiative exceptionnellement longue, de l'ordre de **10s**.

Nous expliquons les dispositifs de transfert **DF-CO₂** qui est une autre alternative chimique associée avec des dispositifs DF. Un laser DF peut être relativement facilement converti en Effet laser CO₂ sur la transition de 10,6 micron par l'ajout de CO₂ dans les dispositifs classiques et les modifications appropriées à résonateur optique.

Ceci est réalisé par Ceci est réalisé par rapide le flux de combustion dans convergente (subsonique) puis divergentes (supersoniques) géométries de tuyère, qui gèle la dissociation

Introduction générale

fraction en laissant tomber de façon drastique la pression, la température statique, et la densité.

Afin de comprendre les enjeux nous évoquons les écoulements suivants des concepts associés avec la mécanique des fluides particulièrement à une dimension devraient être utiles. Cette conversion est possible grâce à une proximité de résonance relativement efficace le transfert d'énergie vibratoire entre les deux molécules par l'intermédiaire de la réaction chimique.

Enfin, dans le troisième et dernier chapitre, on présentera les caractéristiques de la dynamique des oscillations lasers en général et en particulier des lasers chimiques, essentiellement celles des lasers **HF/DF**, seuls lasers chimiques ayant connu un développement intéressant.

I.1 Historique

À ce stade il est intéressant de considérer le raisonnement qui a amené Albert Einstein à établir théoriquement, en 1917, le concept d'émission stimulée. Cet événement constitue en effet un moment particulier de l'histoire des sciences. Avant 1917 on ne connaissait pas l'existence de l'émission stimulée. Deux théories d'origines tout à fait différentes existaient en parallèle, toutes deux auto-cohérentes et qui permettaient d'établir des relations entre populations d'atomes ou de molécules :

- La relation de Boltzmann basée sur la théorie cinétique des gaz permettait d'établir le rapport des populations d'atomes ou de molécules dans un milieu à l'équilibre thermodynamique à la température T .
- La relation de Planck basée sur la théorie du rayonnement permettait d'établir la répartition spectrale de l'émission d'un matériau à l'équilibre thermique à la température T .

Le problème est que le rapport des populations N_j et N_i en fonction de la température calculé à partir des 2 théories n'était pas le même sauf pour le cas particulier où la température tend vers zéro. Einstein en a conclu qu'il manquait un terme dans les échanges rayonnement - matière, d'où le concept d'émission stimulée qu'il a établi et son célèbre article publié en 1917.

Tout d'abord voyons un peu ce qu'est un laser ?

Le mot « laser » est un acronyme de l'anglais « Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation ». Un laser est donc, littéralement, un amplificateur de lumière faisant appel à l'émission stimulée (ou induite). Le premier dispositif de ce type a été réalisé en 1960 par l'Américain Theodore H. Maiman, en s'appuyant sur les idées de ses compatriotes Charles H. Townes et Arthur L. Schawlow (quelques années auparavant, en 1952, Townes et les Soviétiques Nikolai G. Bassov et Alexandre M. Prokhorov avaient proposé le principe du maser, qui porte sur les micro-ondes alors que le laser porte sur les longueurs d'onde optiques).

La physique et la technologie des lasers, et notamment de ceux délivrant des puissances et des énergies optiques élevées, ont fait des progrès considérables durant ces 30 dernières années. Il existe maintenant de nombreux types de lasers permettant un grand nombre d'applications. Très simplement, un laser est un milieu matériel capable d'amplifier un rayonnement électromagnétique (laser pour les ondes optiques de l'infrarouge aux rayons X, maser pour les hyperfréquences), Placé entre 2 miroirs formant ce que l'on appelle une cavité optique, miroirs qui réfléchiront une partie du rayonnement, ce milieu, associé à la cavité

optique, constituera un oscillateur si on dépasse un certain seuil ou le gain du milieu est supérieur à l'ensemble des pertes (milieu, cavité, etc.). Nous allons voir brièvement les trois aspects essentiels des lasers qui constituent la « physique des lasers » en essayant de répondre au trois

Questions suivantes :

- A) Pourquoi et comment peut-il y avoir gain dans un milieu matériel ?
- B) Comment peut-on créer une inversion de population dans un milieu matériel ?
- C) Comment fonctionnent les cavités laser et quelles sont les propriétés essentielles des lasers liées à ces cavités ?

I.2 Gain dans un milieu matériel

Le thème de ce premier chapitre est donc l'étude de la création et de l'amplification d'ondes électromagnétiques à l'aide du rayonnement d'émission stimulée. On sait, depuis le début du XXe siècle, que les systèmes atomiques (atomes, ions, molécules, ions moléculaires, etc..) ne peuvent exister que dans des états stationnaires. À chacun d'eux correspond une valeur de l'énergie bien définie. Les états sont caractérisés par des nombres quantiques. Les valeurs de l'énergie sont appelées niveaux du système atomique, ionique ou moléculaire (niveau 1 électronvolt (eV) par exemple). Des échanges d'énergie entre ces états stationnaires, appelés transitions, peuvent se produire. Cela peut être des transitions radiatives. Elles donneront lieu à une émission ou une absorption d'énergie du rayonnement (émission ou absorption de lumière sous la forme de photons). Cela peut être également des transitions non radiatives, par collision comme par exemple la relaxation collision elle de niveaux vibrationnels de molécules. Ce sont alors des échanges dissipatifs sans intervention de photons. [1]

I.3 Le principe de base

Le principe physique utilisé dans les lasers est l'**émission stimulée** (on parle aussi d'**émission induite**). Ce principe est issu de la physique quantique et a été décrit la première fois par un certain Albert Einstein en 1917 dans un article intitulé «la théorie quantique du rayonnement ». L'émission stimulée est apparentée à deux autres phénomènes quantiques: l'absorption et l'émission spontanée. [1]

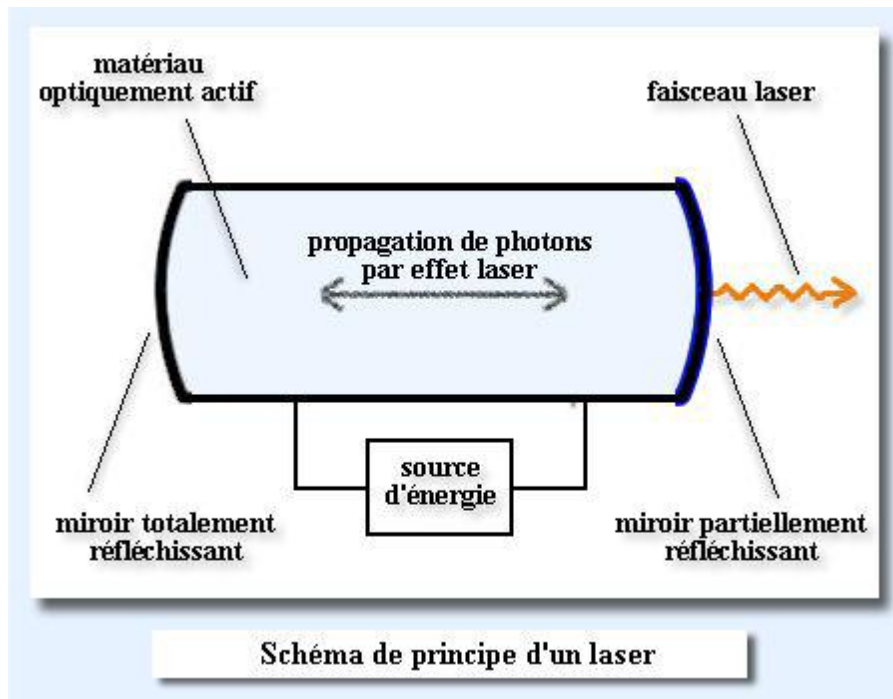


Fig. I.1. Schéma de principe d'un laser. [1]

Pour introduire ces concepts, un petit rappel de l'atome est nécessaire: il existe un modèle de l'atome appelé le **modèle de Bohr** dans lequel l'atome est composé d'un noyau contenant des nucléons (protons+ neutrons) et les électrons gravitent autour sur des orbites bien définies (ce n'est qu'un modèle car les électrons ne possèdent pas vraiment de trajectoire dans la théorie Les électrons se trouvent obligatoirement sur une de ces orbites prédéfinies. Chaque orbite possède une énergie propre qui est quantifiée (on parle alors de niveaux d'énergie). Si on considère 2 niveaux d'énergie (2 orbites) ayant respectivement des énergies E_1 et E_2 avec $E_1 < E_2$ et que l'on apporte une énergie $dE = E_2 - E_1$ à un électron qui se trouve dans le niveau E_1 , il peut « sauter » au niveau E_2 . La réciproque est également vraie.

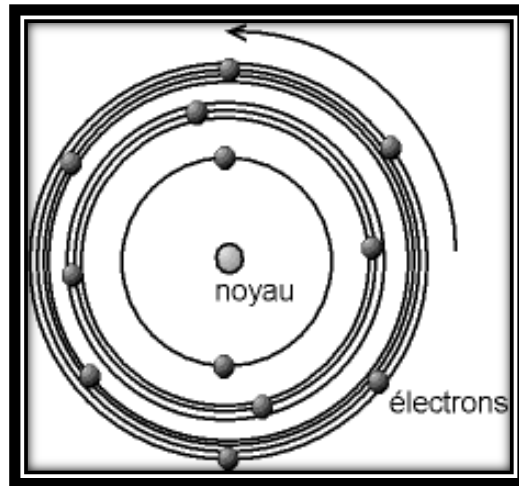


Fig. I. 2. Modèle de Bohr. [1]

I.3.1 L'absorption (stimulée) Un photon est envoyé sur l'électron d'un atome, ce dernier absorbe le photon et emmagasine ainsi son énergie, ce qui lui permet de « sauter » au niveau supérieur. L'électron est alors excité.

I.3.2 L'émission spontanée Un électron excité peut perdre spontanément son état d'excitation en émettant un photon pour retrouver son état d'énergie inférieur. Dans ce cas, le photon est émis dans une direction aléatoire.

I.3.3 L'émission stimulée Un photon est émis vers un électron excité. L'électron, « bousculé » par le photon incident, libère un deuxième photon exactement égal au premier et retombe dans son état d'énergie inférieur. Le photon émis possède la même fréquence, la même direction, la même phase et la même polarité que le photon incident: on dit qu'ils sont dans le même état.

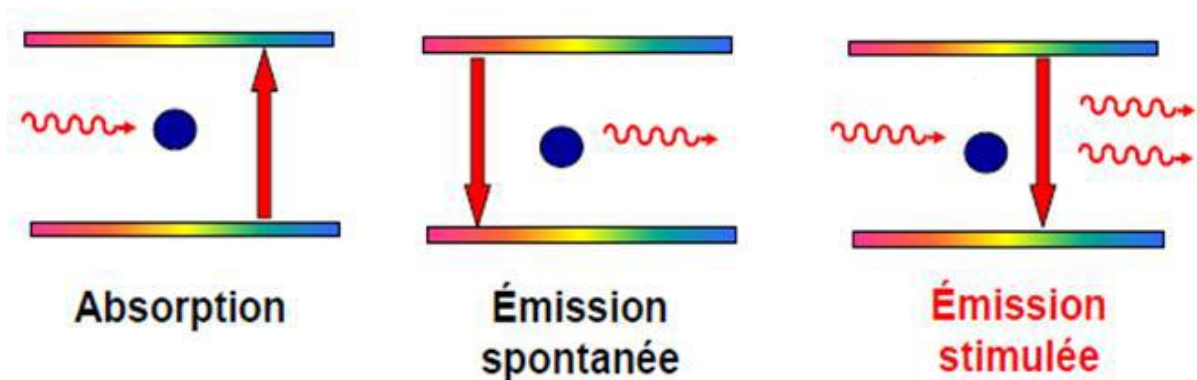


Fig. I. 3. Echanges d'énergie rayonnement et milieu matériel.

I.4 Inversion de population

Maintenant, la question que l'on doit se poser est : comment peut on créer une inversion de population dans un milieu matériel ? La réponse à cette question fait appel à une discipline scientifique nommée dynamique des milieux réactifs, qui fait donc intervenir la cinétique des atomes et de molécules. On montre qu'il est possible d'obtenir une inversion de population en régime stationnaire dans un tel système atomique ou moléculaire en mettant à profit les différences dans les cinétiques des différents niveaux lorsque le système est excité par un apport d'énergie extérieur nous verrons ces procédés dans le chapitre suivant. Il existe différents types d'excitation des milieux où l'on veut créer une inversion de population, qui peuvent se ramener à 4 grandes catégories :

- a) Le pompage optique,
- b) Le pompage électronique,
- c) Le pompage thermique,
- d) Le pompage chimique.

Nous verrons plus loin différents lasers de grande puissance utilisés comme armes et se rattachant à ces diverses catégories. [1]

I.5 Les cavités laser

Maintenant que nous avons vu comment un milieu matériel peut être un amplificateur de rayonnement, nous allons voir ensemble les conditions dans lesquelles cet amplificateur de lumière va pouvoir entraîner une génération de rayonnement laser et les propriétés de ce rayonnement. Pour transformer un amplificateur de rayonnement optique en générateur de lumière cohérente on fait appel à une découverte de 2 scientifiques français Fabry et Pérot qui étaient professeurs à la faculté des sciences de Marseille au début du XXème siècle. Il s'agit de la cavité résonante Pérot-Fabry.

Considérons un milieu amplificateur de rayonnement placé entre 2 miroirs séparés de la longueur L . Si les pertes par transmission et absorption de cette cavité sont, au total, inférieures au gain αL , nous aurons un laser qui émettra un rayonnement au voisinage de la fréquence ν_0 où le gain est maximum. Différents types de cavités sont utilisés dans la pratique. Il existe certains critères de stabilité qui font que certains types de cavités sont plus appropriés que d'autres et que certaines combinaisons de miroirs ne peuvent pas former de cavité stable (ou un système d'ondes stationnaires ne peut pas s'établir). Sur un plan pratique, l'usage d'une cavité optique, donc la création d'un oscillateur, va avoir plusieurs conséquences qui constituent des spécificités du laser très importantes pour les applications.

Il va se produire une diminution très importante de la largeur spectrale d'émission (largeur de raie) lorsqu'il y aura oscillation laser car $\alpha L >$ seuil pour seulement un intervalle spectral très étroit et dans cet intervalle spectral va se produire le phénomène de résonance et l'existence de modes de résonance. On dit que l'on aura une grande cohérence temporelle. C'est-à-dire une grande mono chromaticité (une couleur très bien définie). Il va se produire aussi une collimation du faisceau de sortie. En effet, le rayonnement ne sera amplifié de façon efficace qu'au voisinage de l'axe de la cavité du fait des propriétés de la cavité Pérot-Fabry et toute la puissance disponible sous forme de rayonnement va se trouver concentrée sous la forme d'un faisceau lumineux très peu divergeant, de l'ordre de quelques milli radians et même beaucoup moins dans certains cas. La phase sera constante dans un plan perpendiculaire au faisceau.

On aura ainsi une grande cohérence spatiale. Ces propriétés du rayonnement laser ont pour conséquence de permettre de transférer à très grande distance de l'énergie optique ou de la focaliser avec un rendement très élevé et une grande pureté spectrale dans des volumes de l'ordre de quelques microns de dimensions caractéristiques. Ces propriétés ouvrent le champ à un grand nombre d'applications comme nous le verrons plus loin dans le cas des armes laser. Il faut toutefois remarquer que cela n'est vrai que si le milieu laser contenu dans la cavité est « parfait » et le milieu dans lequel le faisceau va se propager est également « parfait », c'est-à-dire s'il n'existe aucun gradient d'indice de réfraction transversalement à la direction de propagation du faisceau, donc aucun gradient de densité qui perturberait le faisceau. Nous aurons l'occasion de revenir sur cet aspect essentiel des lasers qui limite fortement leurs applications dans le domaine des grandes puissances et des grandes énergies.

Pour terminer cette introduction à la physique des lasers, on notera que les différentes configurations optiques de lasers utilisés dans la pratique permettent de déterminer les propriétés spatiales, spectrales ou temporelles des lasers. On peut ainsi créer un simple oscillateur), obtenir des impulsions géantes de quelques nanosecondes (10^{-9} s) de durée, obtenir une émission super radiante, amplifier l'émission d'un oscillateur jusqu'à des puissances et des énergies considérables (Térawatts et Mégajoules). On peut, enfin, générer des impulsions extrêmement courtes en isolant une fréquence dans un train d'impulsion au moyen d'un dispositif électro-optique et en l'amplifiant ensuite en profitant de la propriété de cohérence temporelle du faisceau. On obtient ainsi des émissions laser de très grande puissance ($\sim 10^{18}$ watts et plus) ayant des durées de quelques femto secondes (10^{-15} s). [1]

La fig. **I -4** représente le principe du laser associant un milieu actif, un dispositif d'apport d'énergie et une cavité optique.

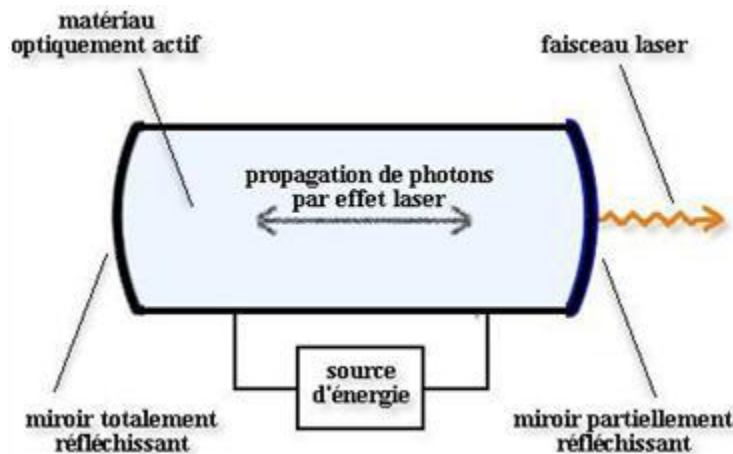


Fig. I .4. Le principe du laser.

I .6 Les différents types de laser

Les différents types de laser peuvent être classés en fonction de la nature du milieu amplificateur : gazeux, liquide (colorant) ou solide. Le but de cette partie est de faire un tour d'horizon rapide des principales familles de lasers dans une perspective d'utilisation.

Dans les lasers à solides, on distingue les lasers à semi-conducteur (ou diodes laser) pompées électriquement, des solides à matrice cristalline ou vitreuse, pompés optiquement.[2]

I .6.1 Les diodes laser

Les diodes lasers utilisent les recombinaisons entre les paires "électron-trou" existant dans les semi-conducteurs pour émettre de la lumière sous forme d'émission stimulée. Le pompage est électrique avec un rendement qui peut atteindre 60%. Selon les matériaux choisis (GaN, GaAlInP, AlGaAs,...) les longueurs d'onde peuvent couvrir du proche UV à l'infrarouge proche.

Ce sont les lasers les plus compacts (la cavité utilise les faces clivés du semi conducteur et mesure à peine 1mm de longueur) et les plus efficaces qui existent. La puissance peut maintenant atteindre plusieurs kilowatts en associant des centaines de diodes lasers et en les combinant dans une même fibre optique. Les seuls défauts des diodes laser sont la mauvaise qualité spatiale du faisceau émis et l'impossibilité de fonctionner en régime déclenché (à cause d'un débit d'émission spontanée trop important, ce chapitre sur les différents régimes de fonctionnement temporels)

Les lasers solides autres Les autres lasers à solide vont pouvoir pallier les défauts des diodes lasers.

Ils utilisent des matrices non conductrices du courant et ne peuvent donc pas être pompés électriquement. Ils sont pompés optiquement par des diodes lasers ou par des lampes à arc (flash). Les matrices sont dopées avec des ions dont on utilise les transitions pour réaliser l'effet laser (Nd^{3+} , Yb^{3+} , Er^{3+} , Ti^{3+} ...).

Les lasers à solide émettent en général dans le rouge et l'infrarouge proche. On notera en particulier la longueur d'onde du $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) qui est un grenat d'aluminium et d'yttrium émettant principalement à 1064 nm. Suivant l'ion et la matrice utilisés, les bandes d'émissions peuvent être étroites ou larges. Le record appartenant au saphir dopé au titane ($\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$), pouvant émettre entre 700 nm et 1100 nm.

Grâce à l'optique non linéaire, il est possible de convertir la longueur d'onde des lasers à solide dans le visible et dans l'ultraviolet. En fait, lorsque les champs électriques sont très intenses, comme c'est le cas pour les ondes lasers, la matière ne répond pas linéairement à l'excitation électromagnétique de la lumière. Elle répond en émettant de nouvelles fréquences. La figure 23 montre qu'il est possible de générer de nouvelles fréquences dans une cuve d'eau si le laser est suffisamment intense.

I.6.2 Les lasers à colorant

Utilisent des molécules organiques émettant en général dans le visible (d'où leur nom de colorant). Ces molécules sont diluées dans un solvant (en général alcoolique, comme l'éthylène glycol ou le méthanol).

Le pompage des lasers à colorant est optique : soit par des lampes à arc, soit, dans la majorité des cas par d'autres lasers (lasers à gaz ou laser à solide).

Le spectre couvert est l'intégralité du visible. En effet, les colorants sont des molécules organiques complexes qui possèdent une multitude de niveaux d'énergie. Les niveaux sont tellement serrés qu'on parle plutôt de bande d'énergie. Une molécule de colorant couvre en général continûment une région du visible de l'ordre d'une cinquantaine de nanomètres. Les lasers à colorant sont les seuls lasers à couvrir entièrement le spectre visible, malgré ces propriétés intéressantes, les lasers à colorant sont peu utilisés car leur mise en œuvre est lourde : pour éviter de détruire les molécules à cause du pompage, le colorant circule dans la zone de pompage à partir d'un réservoir. De plus, le mélange colorant + solvant se dégrade dans le temps et doit être changé régulièrement.[2]

I.6.3 Les lasers à gaz

Ont pour point commun de partager la même source de pompage : l'électricité. Les espèces gazeuses sont portées dans l'état excité de façon directe par collision avec des électrons ou de façon indirecte par collision avec d'autres gaz, eux-mêmes excités électriquement.

Les lasers à gaz couvrent tout le spectre optique, depuis l'ultraviolet jusqu'à l'infrarouge lointain. Cependant, le spectre n'est pas couvert continûment : les lasers à gaz émettent des raies très fines spectralement.

Parmi les lasers à gaz les plus courants, on trouve (de l'UV à l'IR lointain) :

- les excimères (ArF : 193 nm, KrF : 249 nm, XeCl : 308 nm)
- laser à argon ionisé (raies dans le bleu et le vert)
- laser hélium néon (c'est le néon qui est utilisé pour l'effet laser) 632,8 nm , 543,3 nm , 1,15 μm , 3,39 μm .
- laser CO₂ : très nombreuses raies autour de 9,6 μm et 10,6 μm

Les lasers à CO₂ sont les seuls à être vraiment efficaces (rendement de 15 % à 20 %). Ils sont utilisés dans l'industrie pour le traitement des matériaux. Quand aux autres, le rendement est largement inférieur à 1%.

Les lasers à gaz sont souvent des lasers encombrants et nécessitant un refroidissement par eau important (quasiment toute l'énergie apportée par le pompage part en chaleur). Même si les lasers à gaz dans le visible (Argon, Hélium Néon) tendent à être remplacés par des lasers à solides, les lasers à excimères et les lasers CO₂ restent très utilisés (traitement des matériaux au sens large).

I.7 Les applications des lasers

Les particularités de la lumière laser sont aujourd'hui utilisées pour des applications extrêmement variées.

Dans l'industrie, on utilise les lasers pour leur puissance et leur précision dans des opérations de marquage, soudage, découpage, perçage ou décapage. Contrairement à des outils classiques, ils ont pour avantage de ne pas s'user.

En informatique et dans le domaine audiovisuel, les diodes laser permettent la lecture et l'enregistrement des données sur des supports optiques numériques comme les Dvd et les CD.

Les lasers sont également employés dans le domaine des Télécommunications via les réseaux de Fibre optique et dans l'imprimerie.

Enfin, les lasers ont de nombreuses applications médicales en ophtalmologie (traitement la Myopie et de la cataracte), en dermatologie (épilation et dé tatouage), en dentisterie (soins des gencives et traitement des caries) et en phlébologie (traitement des varices)

Cette technique est généralement beaucoup moins traumatisante que les techniques chirurgicales classiques. On constate aussi

Aujourd'hui, la réduction des impulsions laser en dessous de la nanoseconde permet de mieux comprendre leur interaction avec les tissus biologiques et de contrôler des interventions chirurgicales à une résolution de l'ordre de quelques centaines de nanomètres.

Utilisant l'ionisation de la matière par la lumière, cette nano chirurgie laser permet d'effectuer des interventions chirurgicales intracellulaires telles que la découpe de microtubules ou de fibres de tension, sans endommager les structures environnantes ou compromettre la viabilité cellulaire. [2]

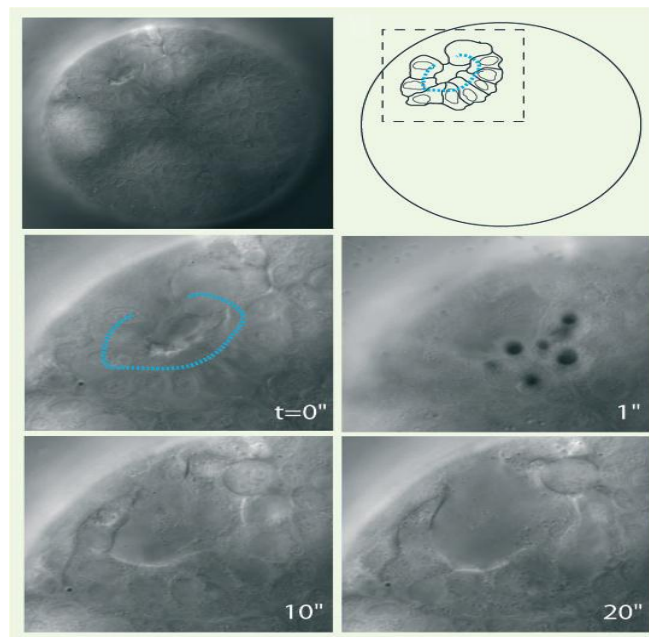


Figure I.5. Ablation cellulaire dans un embryon de *P. dumerilii*.

Ces photos illustrent les diverses applications :

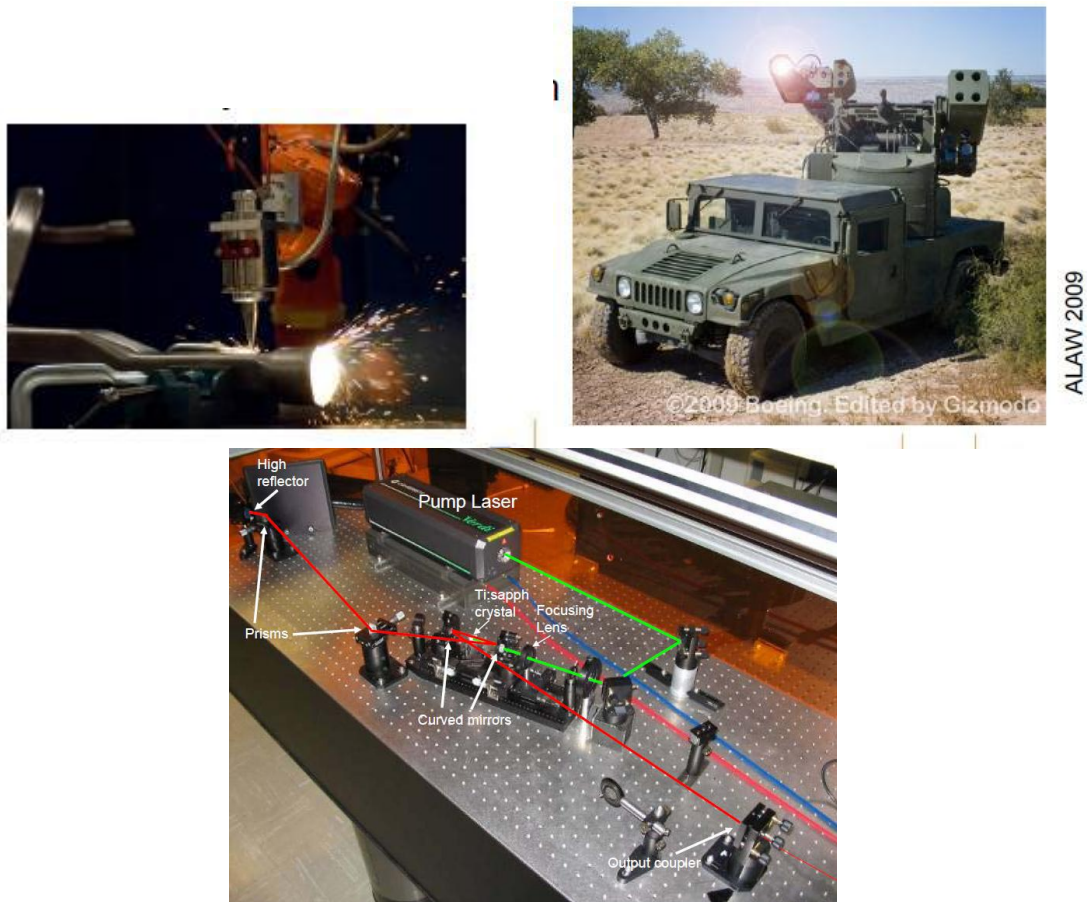


Fig. I.6. Illustration des diverses applications.

Dans notre travail nous intéressons aux lasers moléculaires à gaz $\text{CO}_2\text{-N}_2$ et particulièrement le laser chimique **HF-DF** et par analogie l'approche au laser **$\text{CO}_2\text{-HF-DF}$** ; Ces lasers émettent dans le proche infrarouge, sur les transitions de vibration-rotation des molécules. De ce fait, ils présentent sur les propriétés et des caractéristiques différentes de celles des lasers fonctionnant sur des transitions atomiques ou ioniques. Dans le chapitre suivant nous présenterons un rappel des propriétés spécifiques des lasers moléculaires. Nous exposerons les lois des phénomènes physiques mis en jeu dans les lasers utilisant un milieu $\text{CO}_2\text{-N}_2$. Les principes de la conversion de l'énergie chimique en énergie laser seront rappelés. Nous indiquerons deux mécanismes qui nous ont permis d'obtenir certains résultats. D'une part, l'excitation par voie chimique de la molécule de CO_2 , d'autre part, l'excitation par cette même voie des molécules d'halogène.

Enfin, on présentera les caractéristiques des lasers chimiques, essentiellement celles des lasers HF/DF, seuls lasers chimiques ayant connu un développement intéressant.[2]

II.1 Introduction

Dans cette deuxième partie, nous établirons un lien entre les caractéristiques à obtenir et les propriétés physiques du milieu amplificateur. Nous constaterons que l'utilisation de milieux gazeux denses joue un rôle essentiel. Nous devons donc trouver les lois de la conversion des énergies électriques ou chimiques en énergie laser de tels milieux. La conversion de l'énergie électrique en énergie laser dans un milieu gazeux sera analysée, en insistant tout particulièrement sur le cas du mélange $\text{CO}_2\text{-N}_2$. L'excitation électrique du mélange gazeux $\text{CO}_2\text{-N}_2$ à des pressions élevées, de l'ordre de la pression atmosphérique, présente des difficultés fondamentales. L'excitation électrique doit, d'une part, produire une densité électronique suffisante et, d'autre part, communiquer aux électrons l'énergie nécessaire à une transformation efficace de l'énergie cinétique des électrons en énergie vibrationnelle. Nous exposerons les lois des phénomènes physiques mis en jeu dans les lasers utilisant un milieu $\text{CO}_2\text{-N}_2$. Nous mentionnerons l'avantage que l'on peut retirer d'une excitation séparée du flux d'azote qui après l'excitation est mélangé avec un flux de CO_2 , froid. Les principes de la conversion de l'énergie chimique en énergie laser seront rappelés. Nous indiquerons deux mécanismes qui nous ont permis d'obtenir certains résultats. D'une part, l'excitation par voie chimique de la molécule de CO_2 , d'autre part, l'excitation par cette même voie des molécules d'halogène.

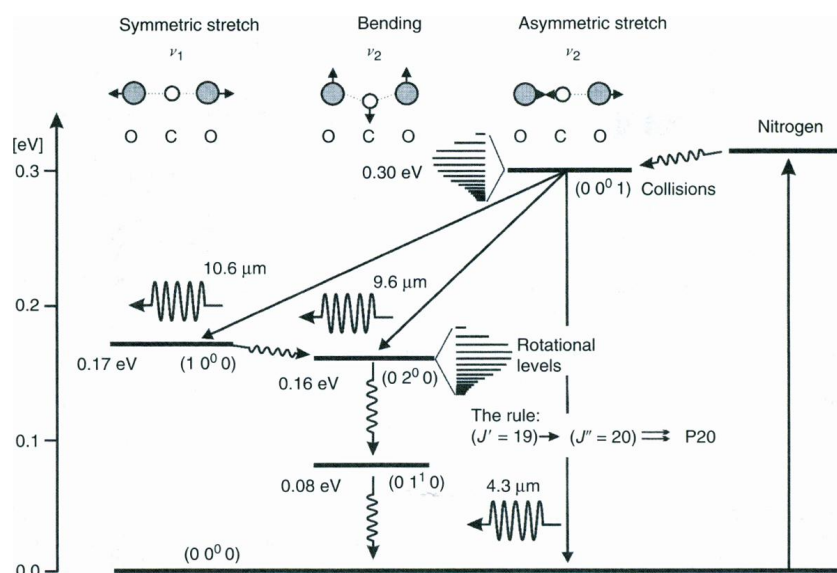


Fig. II.1. Les différents niveaux des transitions vibrationnelles $\text{CO}_2\text{-N}_2$

II.2 Inversion de population du milieu actif comme condition nécessaire de l'oscillation laser

Nous désignerons par n_1 (niveau inférieur) et n_2 (niveau supérieur) les populations des niveaux des transitions laser rapportés à l'unité de volume du milieu actif. La différence

$$N = n_2 - (g_2 / g_1)n_1 \quad (\text{II.1})$$

Est appelée densité d'inversion de populations des niveaux des transitions laser. Dans cette relation, g_1 et g_2 sont les multiplicités de dégénérescence des niveaux correspondants ; pour simplifier, nous supposons en règle générale que $g_1 = g_2$.

Si la condition : $N > 0$ (II.2)

Est réalisée, on dit qu'il ya inversion de populations du milieu actif.

La valeur de N étant dans le cas général une fonction du temps et des coordonnées spatiales, la notions d'inversion de populations ne peut se rapporter qu'à des temps déterminés et à des régions déterminées du milieu actif.

Dans un milieu en équilibre thermodynamique, la valeur de N est négative: la population du niveau supérieur est moins élevée que celle du niveau inférieur. Pour obtenir l'inversion de populations il est nécessaire de faire passer le milieu dans un état hors d'équilibre.

La réalisation de l'inversion de population du milieu actif est une condition nécessaire d'oscillation du laser. Rappelons que le coefficient d'amplification κ d'un milieu spatialement homogène se d'écrit par l'expression :

$$\kappa = \sigma N \quad (\text{II.3})$$

Ou σ est la section efficace des transitions laser stimulées entre les niveaux. L'expression

$$\kappa = \sigma N, \quad (\text{II.4})$$

Montre que le fait lui-même que le rayonnement est amplifié à la traversée du milieu actif suppose la réalisation de la condition $\kappa > 0$, c'est-à-dire exige que la valeur de N soit positive. Au point de vue physique la nécessité de réaliser l'inversion de population est évidente, car c'est seulement pour $N > 0$ (c'est-à-dire pour $n_2 > n_1$) que les processus d'émission

stimulées sur la transition laser seront prédominants vis-à-vis des processus d'absorption du rayonnement qui se produisent en même temps.

Pour la réalisation et le maintien de l'inversion de populations on utilise un procédé d'excitation approprié (ou, comme on le dit, un procédé de pompage) du milieu actif. Les modes de pompage des lasers sont assez variés, ils seront examinés au cours des paragraphes qui suivent.

II. 3 Rendement quantique et rendement énergétique d'un laser

Le choix d'un schéma des niveaux d'énergie du centre actif et d'une méthode de pompage conditionnent en grande partie la valeur du rendement du laser.

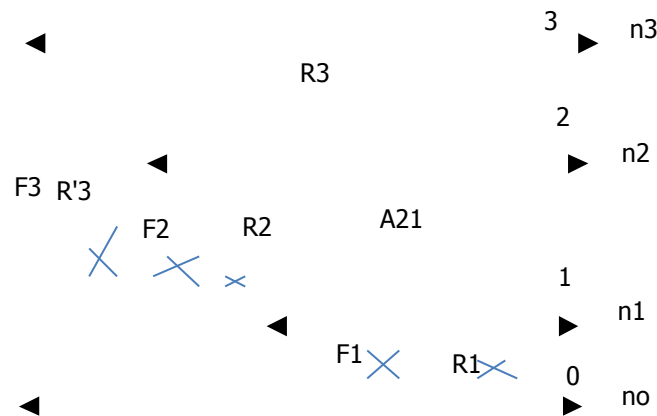


Fig. II.2 Modèle théorique de schéma à 4 niveaux.

Supposons que le centre actif se décrive par un schéma à quatre niveaux (modèle à quatre niveaux du laser fig. II.2). On distingue sur cette figure : 0, le niveau fondamental ; 1 et 2, les niveaux inférieur et supérieur des transitions laser ; 3, le niveau peuplé sous l'action du pompage (niveau d'excitation). Admettons que toute la puissance de pompage est absorbée par les centres actifs si bien que les transitions barrées sur la figure ne se produisent pas. Dans ce cas idéal le rendement du laser est maximal ; il est égal au rapport de l'énergie $\hbar\omega$ du photon émis à l'énergie E_{exc} dépensée à l'excitation d'un seul centre actif :

$$\eta' = \hbar\omega / E_{exc} \quad (\text{II-5})$$

La quantité η' est appelée rendement quantique d'un laser.

En réalité, toute la puissance de pompage n'est pas absorbée par les centres actifs.

Une fraction de cette puissance est dissipée et une autre fraction est absorbée par des particules non actives.

L'expression donnant le rendement d'un laser doit donc comporter un facteur qui caractérise la partie de la puissance de pompage absorbée par les centres actifs.

En outre, tous les centres actifs excités n'arrivent pas à atteindre le niveau supérieur 2 ; certains de ces centres passent du niveau 3 directement au niveau 1 ou au niveau 0. l'expression du rendement d'un laser doit par conséquent contenir encore un facteur qui caractérise la fraction de la puissance de pompage absorbée par les centres actifs qui est dépensée pour une excitation « utile », c'est-à-dire pour l'excitation de ceux des centres actifs qui passent finalement au niveau 2. Désignons cette fraction par ν .

Enfin, tous les centres actifs atteignant le niveau 2 ne passent pas par la transition laser ; certains d'entre eux passeront du niveau 2 directement au niveau 0. Il en résulte que l'expression traduisant le rendement d'un laser doit faire intervenir encore un facteur qui est le rapport du nombre de centres actifs ayant passé par la transition laser au nombre total de centres actifs excités au niveau 2.

Désignons ce rapport par f . Ainsi, l'expression du rendement d'un laser devient

$$\eta' = \gamma \nu f \hbar \omega / E_{exc} \quad (\text{II.6})$$

Le facteur γ figurant dans

$$\eta = \gamma \nu f \omega / E_{exc}$$

Croit avec l'augmentation de la fraction de la puissance de pompage absorbée par les centres actifs.

En utilisant des milieux actifs dans lesquels les transitions « parasites » des types de celle qui sont marquées par une croix sur la figure II.2 le pompage se caractérise par une haute sélectivité : il n'assure que le peuplement du niveau 3. L'utilisation d'un pompage moins sélectif peut provoquer le peuplement non seulement du niveau 3 mais du niveau 1 par exemple, ce qui entrainera une diminution du facteur ν dans

$$\eta = \gamma \nu f \omega / E_{exc}$$

II. 4 Condition d'inversion de populations pour un modèle à quatre niveaux (pompage stationnaire)

Fig. II.3. Représente le schéma à quatre niveaux et montre celles des transitions qui sont reprise en compte. Les probabilités des transitions, rapportées à l'unité de temps, sont désignées par des lettres placées près des flèches correspondantes sur la figure. Puisque le laser n'oscille pas, on ne tient compte dans le canal laser 2-1 que de l'émission spontanée (A_{21} est le coefficient d'Einstein d'émission spontanée). L'équation du bilan pour les populations stationnaire (pompage stationnaire) revêt la forme suivante :

$$\begin{aligned}
 \text{Pour le niveau 3 : } & F_3 n_0 - (R_3 + R_3') n_3 = 0 ; \\
 \text{Pour le niveau 2 : } & R_3 n_3 + F_2 n_0 - (R_2 + A_{21}) n_2 = 0 ; \\
 \text{Pour le niveau 1 : } & F_1 n_0 + A_{21} n_2 - R_1 n_1 = 0
 \end{aligned}
 \tag{II.7}$$

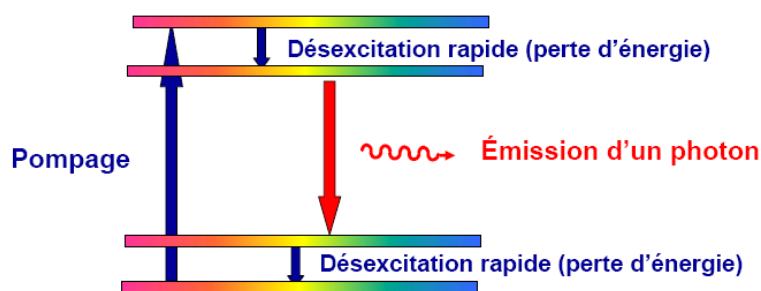


Fig. II.3. Principes des laser à 4 niveaux.

Expliquons comment on obtient ces équations, par exemple la vitesse de croissance de la population du niveau 3 est égale au nombre de transitions $0 \rightarrow 3$ par unité de temps dans l'unité de volume, c'est-à-dire à $F_3 n_0$.

La vitesse de décroissance de cette population est égale à la somme des nombres des transitions $3 \rightarrow 2$ et $3 \rightarrow 0$, c'est-à-dire à $(R_3 + R_3') n_3$. Dans le cas stationnaire, les vitesse de croissance et de décroissance de la population du niveau doivent se compenser exactement, d'où résulte l'équation.

En introduisant les notions $n_0/n_1 = x, n_2/n_1 = y, n_3/n_1 = z$ (II.8)

Récrivons les équations du bila sous forme du système d'équations suivant :

$$F_3x = (R_3 + R_3')z;$$

$$F_2x + R_3z = (R_2 + A_{21})y; \quad (\text{II.9})$$

$$F_1x + A_{21}y = R_1.$$

Dans le cas considéré la condition d'inversion de populations $N > 0$ prend la forme

$$y > 1 \quad (\text{II.10})$$

En exprimant y à partir de et en l'introduisant dans on peut obtenir l'inégalité suivante :

$$R_1 > \left[A_{21} + F_1 \frac{A_{21} + R_2}{F_2 + F_3 R_3 / (R_3 + R_3')} \right]. \quad (\text{II.11})$$

Le rapport $R_3 / (R_3 + R_3')$ exprime la probabilité relative pour le centre actif se trouvant au niveau 3 de passer au niveau 2. Par conséquent, $F_3 R_3 / (R_3 + R_3')$ est la probabilité de peuplement du niveau 2 par l'intermédiaire du niveau 3. Mais, les centres actifs pouvant passer au niveau 2 également par la transition $0 \rightarrow 2$, la somme : $F + F_2 + [F_3 R_3 / (R_3 + R_3')]$

Donne la probabilité totale de peuplement du niveau supérieur de la transition laser. Remarquons également que la somme

$$R = A_{21} + R_2 \quad (\text{II.12})$$

Exprime évidemment la probabilité totale de dépeuplement (de relaxation) du niveau supérieur. Compte tenu des relations et, récrivons la condition d'inversion de populations sous la forme $(R_1 - A_{21}) / R > F_1 / F$.

II.5. Principes généraux de l'inversion de populations

Pour obtenir l'inversion de populations il est essentiel que le peuplement ou le dépeuplement des niveaux correspondants du centre actif soit sélectifs. Reportons-nous à ce propos à la condition. Il en résulte avant tous que l'inversion de populations stationnaire suppose la relation de l'inégalité

$$R_1 > A_{21} \quad (\text{II.13})$$

Autrement dit, la probabilité totale de dépeuplement du niveau inférieur de la transition laser doit être plus forte que la probabilité de son peuplement par suite des transitions spontanées depuis le niveau supérieur.

La condition montre également que pour établir l'inversion de populations il est souhaitable d'assurer les inégalités

$$F > F_1 \quad (\text{II.14})$$

$$R_1 \gg R \quad (\text{II.15})$$

Ces inégalités reflètent précisément le facteur de sélectivité, déjà mentionné, nécessaire à la réalisation de l'inversion de populations.

L'inégalité précédente signifie que la probabilité totale de peuplement du niveau supérieur de la transition laser doit être nettement plus grande que la probabilité totale de peuplement du niveau inférieur.

L'inégalité précédente signifie que la probabilité totale de relaxation du niveau inférieur doit excéder sensiblement la probabilité totale de relaxation du niveau supérieur de la transition laser.

En pratique, pour obtenir l'inversion de populations, il suffit d'assurer la réalisation de l'une au moins de deux inégalités indiquées.

A ce propos il importe de noter que l'inversion de populations peut être réalisée non seulement grâce à un peuplement plus élevé du niveau supérieur (par rapport au niveau inférieur), mais également par un dépeuplement plus élevé du niveau inférieur. Ainsi, en analysant les méthodes de pompage, faut-il prendre en considération le rapport qui existe entre les probabilités des mécanismes de peuplement et de dépeuplement des niveaux des transitions laser.

II.6. Les lasers moléculaires

II.6.1 Vibration et rotation

Dans cet expose, nous ne nous intéresserons qu'aux transitions de vibration-rotation de l'état électronique fondamental de la molécule et non aux transitions entre états électroniques

qui peuvent conduire à d'autres lasers moléculaires (Brunei 1973). Les niveaux d'énergie d'une molécule diatomique sont caractérisés par leur énergie de vibration $E_v = (v + 1/2) h\nu$ ou v est le nombre quantique de vibration, ν la fréquence et par l'énergie de rotation $E_j = J(J + 1) Bhc$ ou J est le nombre quantique de rotation et B la constante rotationnelle. Les transitions entre niveaux de rotation respectent la règle de sélection :

$\Delta J = \pm 1$ (branche P, $\Delta J = -1$ - branche R, $\Delta J = 1$).

Les molécules poly atomiques a N atomes présentent $3N-5$ modes de vibration et le cas particulier de la molécule CO_2 qui sera étudiée maintenant.

Nous allons maintenant voir les trois grandes classes de lasers à écoulement :

- Les lasers gaz dynamiques (gasdynamic lasers ou G.D.L. en anglais), où l'inversion de population est produite par des méthodes purement aérodynamiques.
- Les lasers chimiques à écoulement où l'inversion est produite par des réactions chimiques.

II.6.2 Le « Gas Dynamic » Laser (GDL)

Dans ce système les états excités constituant le niveau supérieur de la transition laser, sont peuplés par des processus thermiques à l'équilibre thermodynamique, que ce soit par onde de choc, par combustion ou par un moyen électrique. Ces états excités sont ensuite figés dans l'écoulement au moyen d'un processus de détente aérodynamique adiabatique extrêmement rapide à vitesse supersonique. Dans cette détente, la vitesse de refroidissement du gaz est trop rapide pour que les processus cinétiques puissent suivre simultanément, bien sûr, l'écoulement transporte l'énergie dégradée vers l'aval de la cavité.

Les dispositifs utilisés initialement étaient très simples. L'inversion de population était recherchée sur la transition vibrationnelle (001-100) de la molécule CO_2 dans son état électronique fondamental. On utilise différentes méthodes pour chauffer le mélange gazeux qui se présente généralement dans les proportions 10 % CO_2 , 89 % N_2 et 1% H_2O ou 10 % CO_2 , 60 % He et 30 % N_2 .

Le premier GDL, réalisé aux USA par Edward T. Gerry au laboratoire de l'AVCO à Everett dans la banlieue de Boston utilisait un tunnel à choc. Il s'agit d'un dispositif qui permet de disposer pendant quelques millisecondes d'un gaz à haute température (quelques milliers de degrés C) et haute pression (quelques dizaines d'atmosphères) et de le détendre au moyen d'une tuyère supersonique. La détente se produit après ouverture très rapide de la cloison séparant une partie amont à haute pression d'une partie aval sous vide. La fig. II. 4.

montre un schéma de principe du dispositif ainsi que l'évolution de l'énergie dans le milieu et des populations des états vibrationnels du CO₂ au cours de la détente. Dans un tel système, les premiers niveaux vibrationnels 001 et 100 du CO₂ ont leur population « figée » de façon sensiblement égale par la détente et lorsque l'on utilise du CO₂ pur, on n'a généralement pas d'inversion de population. On ajoute de la vapeur d'eau ou de l'hélium qui ont la propriété de désactiver sélectivement par collisions le niveau inférieur CO₂ (100) de la transition.

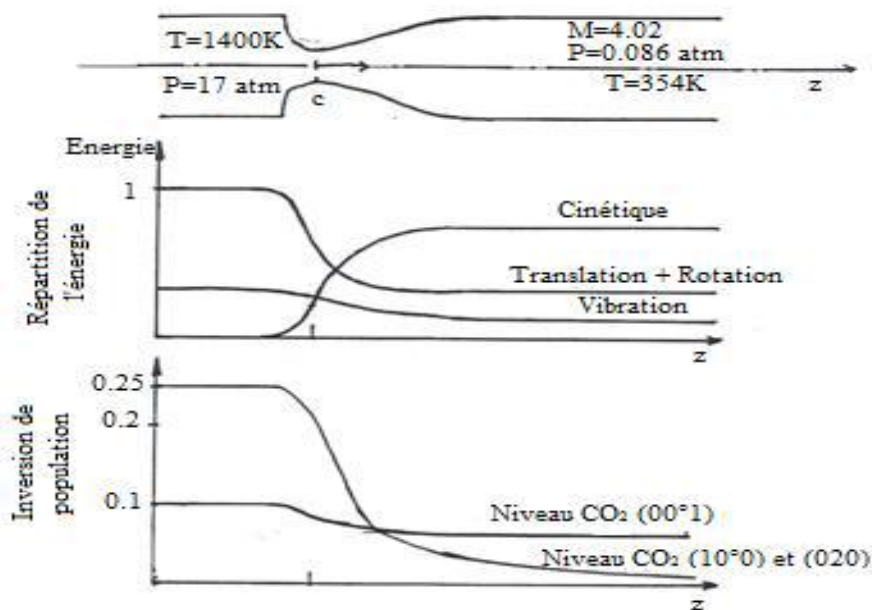


Fig. II.4. L'inversion de populations dans les lasers à gaz

Voici maintenant une anecdote montrant les aléas de la recherche expérimentale et l'importance de la chance pour un chercheur. Jack Wilson, un des collaborateurs de T. Gerry et convecteur du laser gaz dynamique en 1969 a fait, au début des années 1970, un long séjour dans l'Equipe Nouveaux Lasers de l'Institut de Mécanique des Fluides de Marseille (IMFM) que j'animais avec Bernard Forestier. Nous entreprenions à cette époque des recherches sur le GDL. Jack Wilson m'a raconté que, lors de ses premières expériences, Gerry utilisait un vieux tunnel à choc dont l'étanchéité vis-à-vis de l'air laissait

beaucoup à désirer et un mélange de CO₂ et de N₂ comme le recommandait la théorie très sommaire établie à l'AVCO. Il obtint avec ce dispositif immédiatement l'effet laser à 10,6 micromètres. Il décida alors de construire un nouveau tunnel à choc beaucoup plus étanche et là il n'arrivait pas à faire 'laser' le dispositif avec le même mélange CO₂/N₂. Gerry et ses collaborateurs mirent du temps avant de comprendre que c'était la vapeur d'eau résiduelle présente en très faible proportion dans le tunnel à choc qui assurait le dépeuplement du niveau

inférieur CO₂ (001) de la transition laser. Il leur suffit de rajouter un peu de vapeur d'eau dans le mélange CO₂/N₂ pour retrouver l'effet laser.

L'ajout d'hélium, plus commode et qui joue le même rôle, fut utilisé ensuite. Gerry fut chanceux, bien sûr, mais son équipe de l'AVCO était très experte dans les recherches sur les lasers de grande puissance à gaz et comme le disait si justement Louis Pasteur :

D'autre part, l'azote joue le rôle de réservoir d'énergie car son premier niveau vibrationnelle ment excité (N₂v=1) est en quasi résonance (il a presque la même énergie) que le niveau supérieur (100) du CO₂ et son énergie est très rapidement transférée à ce niveau du CO₂.

Ce type de laser CO₂ a, pendant longtemps, détenu le record de puissance laser en régime continu : 140 kilowatts obtenus à l'AVCO.

Plus tard un laser à combustion d'une puissance continue de 1 mégawatt à 10,6 micromètres a été réalisé pour le Ministère de la Défense des USA. Cependant ce type de laser, bien que très intéressant par la puissance photonique continue délivrée, a un rendement global médiocre, inférieur à 1%, et la longueur d'onde émise, dans l'infrarouge moyen, pose de gros problèmes d'absorption par l'atmosphère. La principale raison du faible rendement de ce laser CO₂ à écoulement tient à son principe.

Dans la phase à l'équilibre tous les niveaux atomiques et moléculaires emmagasinent de l'énergie dont une grande partie n'est pas de l'énergie utile (énergie du niveau CO₂ (001) et N₂v=1 pour le laser CO₂). On a réussi à tourner partiellement cette difficulté en ne chauffant que l'azote et en le mélangeant ensuite au gaz carbonique et à l'hélium au niveau du col de la ou des tuyères. Cette méthode permet d'améliorer nettement le rendement de ce laser mais on est alors confronté à d'autres problèmes liés aux inhomogénéités induites par le mélange, problème que l'on retrouvera du reste dans les lasers chimiques.

Sur le plan technique, on se trouve confronté dans les GDL à des problèmes dus à la structure des tuyères nécessaires à une détente supersonique très rapide (col des tuyères de 0,3 à 0,5 mm de hauteur). On utilise plusieurs types de structures qui sont présentées .fig. II. 5:

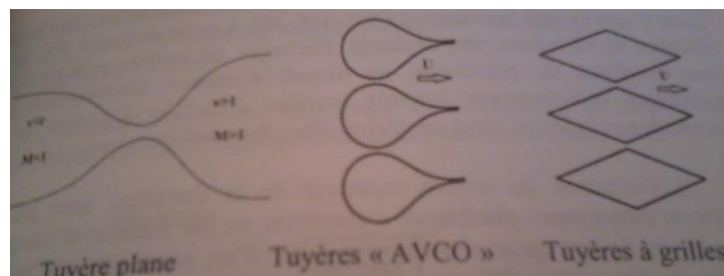


Fig. II.5 différents types de tuyères utilisées pour les GDL

En général les lasers GDL fonctionnent en régime continu, cependant il est possible de les faire fonctionner en régime pulsé répétitifs sans perte de puissance ou de rendement, en utilisant une modulation du faisceau à l'intérieur de la cavité optique au moyen d'un système électro-optique. Une puissance moyenne de 10 kW a ainsi été obtenue en 2004 à 10.6 micromètres sur un démonstrateur laser CO₂ en Russie.

II.6.2.1 Méthodes thermique de réalisation d'une inversion de populations

Un peuplement efficace des états vibrationnels et rotationnels d'une molécule peut être obtenue par excitation thermique.

A cet effet, le gaz de molécule doit être chauffé à une température d'environ 1000 à 2000 K.

Bien entendu, une simple élévation de la température du gaz ne peut pas assurer une inversion de population ; dans ce cas, la population des niveaux décroît, lorsque l'énergie augmente, suivant la loi de Boltzmann : $n \sim \exp\left(-\frac{E}{KT}\right)$.

Notons qu'une inversion de populations peut également s'obtenir par un échauffement rapide d'un gaz à condition que la vitesse de l'excitation thermique des niveaux supérieurs de la molécule soit plus grande que celle des niveaux inférieurs. Un échauffement suffisamment rapide de systèmes gazeux peut s'obtenir en utilisant par exemple des ondes de choc.

II.6.2.2 Laser à gaz carbonique dynamique

Le milieu actif utilisé ici un mélange CO₂+N₂+H₂O.

Les propriétés des composants en volume 8% CO₂, 90% N₂ et 2%H₂O.

Les centres actifs sont constitués par des molécules CO₂.

Dans la préchambre 1 le mélange gazeux actifs est préparé à son état initiale température T₂= 1400-1600K.

Pression p₂= 20atm à 30atm.

Ce mélange passe par les tuyères ou un bloc de fontes ^{^^^}. La largeur de ses fontes (tuyères) = 1mm et se détend dans le volume avec T₁= 25-300°K

P₁=0.05-1 Atm.

La vitesse de flux de gaz à la sortie de tuyères est de 1200à 1500m/s. dans le volume utile il se produit une désexcitation des molécules CO₂.

Le diffuseur sert à freiner le flux de gaz et à adapter sa pression à la pression de l'air ambiant.

Les lasers CO₂ dynamique existant actuellement détiennent le record de puissance du rayonnement émis qui atteint 100KW en continu. Malheureusement, le rendement des lasers à gaz dynamiques est bien médiocre, il ne dépasse pas 1%.

II.6.2.3 Inversion de population

De même que dans d'autres types de lasers CO₂, l'inversion de population dans le laser à gaz carbonique est réalisée sur les transitions :

(001)→ (100) et (001)→ (020) de la molécule CO₂.

Un rôle important dans le peuplement du niveau supérieur (001) de la transition laser revient aux processus de transfert résonnant de l'énergie d'excitation de la part des molécules d'azote. Les additifs introduits dans le mélange gazeux (par exemple, la vapeur d'eau) servent à accélérer la relaxation du niveau (010).

Le pompage thermique a ceci de particulier que les niveaux vibrationnels des molécules N₂ et CO₂ sont peuplé par excitation thermique et non électronique.

Ainsi, l'énergie emmagasinées dans les degrés de liberté de vibration des molécules se trouvant dans les degrés de liberté de vibration des molécules se trouvant dans la préchambre est dépensée, lors du passage du mélange gazeux dans le volume utile à travers la tuyères, de la façon suivante. : La partie de l'énergie qui était emmagasinée dans les vibrations de déformation et les vibrations symétriques des molécules CO₂ se transforme en énergie de mouvement de translation du courant gazeux sortant des tuyères. Quant à l'énergie emmagasinée dans les vibrations asymétriques des molécules CO₂ et surtout dans les vibrations des molécules N₂, elle se transforme, déduction faite des pertes dans la cavité optique, en énergie du rayonnement optique cohérent.

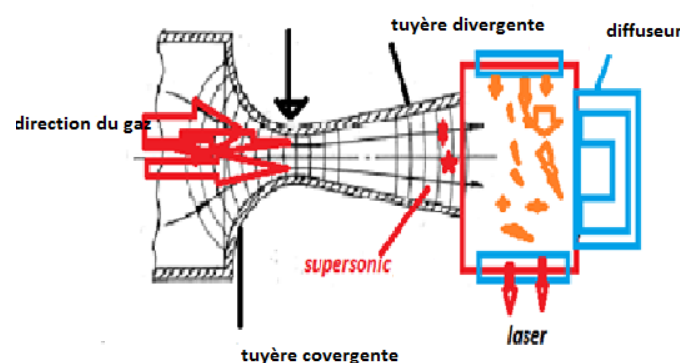


Fig. II.6. Tuyère convergente-divergente dans les lasers à gazo-dynamique

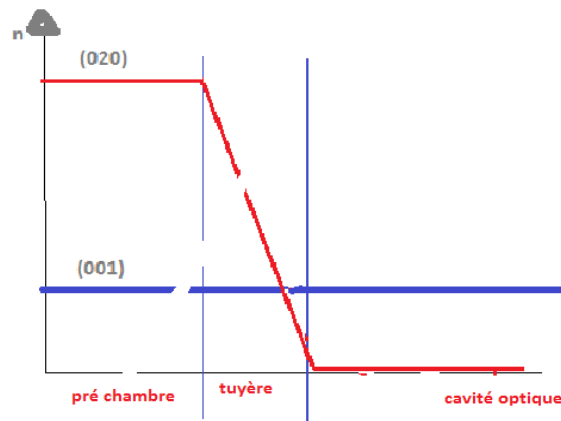


Fig. II-7. Inversion de population. [7]

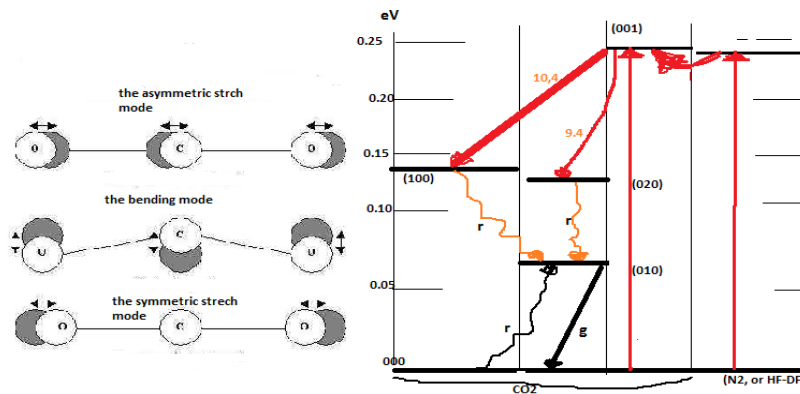


Fig. II. 8 diagramme d'énergie. les transitions r-résonance, g-cinétique transitions dans GDL-N2-CO2 avec DF-CO2

II.6.3. lasers chimiques

Conversion de l'énergie chimique en énergie laser :

II.6.3.1 Principe On appelle laser chimique un dispositif permettant la conversion de l'énergie potentielle chimique en énergie laser. Ils sont basés sur l'utilisation de réactions simples du type :

$A + BC \rightarrow AB^* + C$, AB^* signifie que la molécule AB est excitée vibrationnelle ment. Lorsque l'atome A s'approche de la molécule BC , les atomes A et B s'attirent, la liaison BC se rompt et il y a création d'une nouvelle molécule AB^* qui possède une énergie de vibration égale à une fraction plus ou moins importante de l'énergie libérée. L'énergie totale libérée est égale à la somme de l'énergie cinétique de translation et des énergies de vibration et de

rotation. La théorie montre que cette fraction dépend fortement du potentiel d'interaction et des masses relatives des atomes. Les réactions les plus connues mettent en jeu des halogènes et de l'hydrogène. Nous indiquerons deux processus qui donnent une idée de cette conversion d'énergie chimique en énergie laser. Dans le premier, l'énergie chimique est transformée en énergie vibrationnelle de CO₂. Dans le second, ce sont les molécules d'hydracides qui, vibrationnellement excités, engendrent l'onde laser.

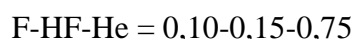
II.6.3.2 Techniques d'initiation La principale difficulté pour réaliser un laser chimique HF est de produire les atomes F de base.

Plusieurs techniques ont été utilisées pour produire ces atomes à partir d'un composé fluore :

- 1 - la photodissociation,
- 2 - la dissociation thermique,
- 3 - la dissociation électrique,
- 4 - la dissociation par faisceau d'électrons rapides,
- 5 - l'utilisation d'une réaction annexe.

II.6.3.3 Lasers chimiques HF/DF continus de grande puissance

Ils utilisent la dissociation thermique du fluor F₂ ou d'un composé fluore moins dangereux, NF₃. On réalise dans une chambre appropriée, la combustion de F₂ (en excès par rapport à la composition stœchiométrique) et de l'hydrogène (ou C₂H₄) en présence d'un gaz diluant, l'hélium qui sert à abaisser la température du mélange gazeux vers 2000 K. On obtient ainsi un mélange à 3 bars de composition suivante :



Cette source d'atomes F n'est pas utilisable directement car la température et la pression sont beaucoup trop élevées. On fait alors subir au mélange une détente très rapide (pour éviter la recombinaison des atomes F en F₂) à travers de petites tuyères qui abaissent simultanément la température et la pression. On dispose ainsi à la sortie des tuyères d'un mélange froid (T < 300 K) et à basse pression (P < 10 torrs). Pour réaliser la réaction $\text{F} + \text{D}_2 \rightarrow \text{DF}(\nu) + \text{F}$, on intercale entre les tuyères ci-dessus d'autres tuyères alimentées en mélange D₂ + He ; leurs jets interagissent avec les précédents pour créer des zones de mélange où les atomes F réagissent avec les molécules D₂.

Typiquement, les tuyères ont un col de 0,1 mm et une largeur de sortie de 3 à 4 mm. Leur hauteur peut varier de 2 à 20 cm suivant la puissance laser. Le plus puissant laser chimique DF continu a été réalisé par TRW en 1980 : c'est le laser MIRACL (Mid-Infrared Advanced

Chemical Laser) construit pour la Navy. La puissance délivrée dans la plage 3,6 - 4,0 (im est de 2 MW. Un laser chimique HF tout aussi puissant mais de conception différente car destiné à fonctionner dans l'espace est en cours d'expérimentation : c'est le laser ALPHA réalisé aux USA pour le compte de la SDIO (Strategic Defense Initiative Organization).

II.6.3.4 Les lasers chimiques à écoulement Ou donc il existe une conversion directe d'énergie chimique en énergie laser, ont été et continuent à être très étudiés pour leur potentialité de grande puissance spécifique (107 joules/kg pour H₂/F₂) et d'arme à énergie dirigée de la classe mégawatt.

Nous intéressons-nous ici uniquement aux lasers chimiques où un écoulement joue un rôle essentiel. Plusieurs méthodes sont utilisées. La plus intéressante est basée sur le mélange à vitesse supersonique de deux écoulements de gaz qui réagissent entre eux. La fig. II. F. montre schématiquement le principe général de ce type de laser.

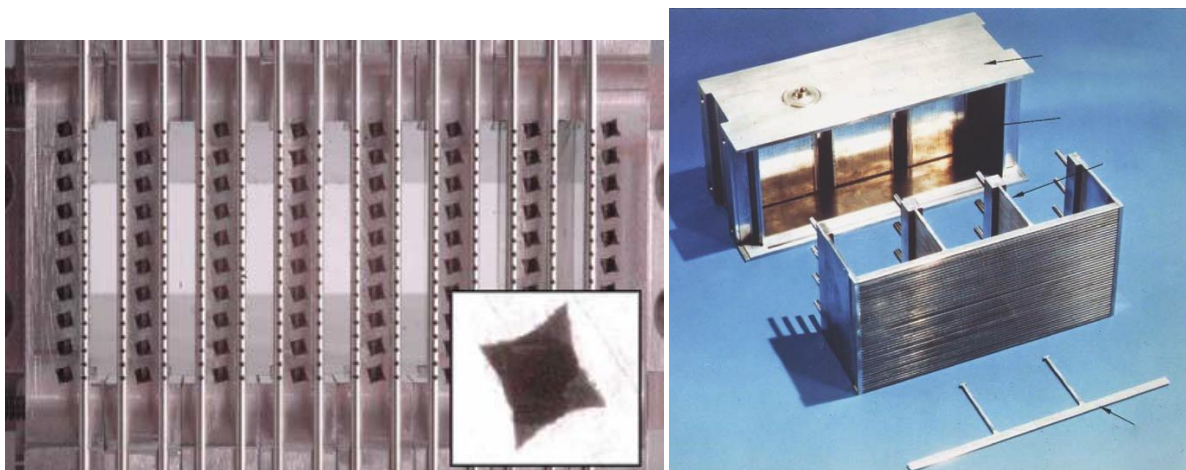
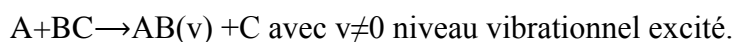


Fig. II. 9. principe du laser chimique à écoulement

La réaction de base est :



L'émission laser est obtenue sur la transition de rotation-vibration de la molécule AB :



Où AB(v) est une molécule vibrationnellement excitée et $h\nu$ est l'énergie du photon émis.

Les premiers lasers chimiques ont été développés par l'armée américaine. Ils étaient basés sur la réaction du fluor avec l'oxygène. Ces premiers lasers étaient très puissants, mais encombrants, horriblement corrosifs, polluants et très peu fiables.

En fait, n'importe quelle réaction chimique qui émet à froid de la lumière peut être utilisée pour construire un laser. Actuellement des lasers extrêmement puissants sont basés sur

oxydation de l'iode. Un mélange d'eau oxygénée et de chlore gazeux produit des molécules excitées d'oxygène. Ces molécules sont mélangées avec des molécules d'iode et produisent des molécules excitée d'iode gazeux qui est le milieu amplificateur de la lumière. On verra plus loin à quoi ils peuvent servir.

La figure suivante montre partiellement l'installation d'un gigantesque laser chimique « MIRACL » (Mid-Infrared Advanced Chemical laser du département de la défense des Etats Unis.

On décrit la construction d'un laser chimique HF continu, basé sur la réaction exothermique



Les atomes de fluor sont produits à partir d'une décharge microonde dans le mélange SF₆ + He. Les dimensions transversales de la chambre de réaction sont 50 mm de long et 6 mm de haut. L'axe de la cavité optique est normal aux directions d'écoulement de chacun des gaz réagissant, celles-ci faisant entre elles un angle de 72°.

La puissance du laser, fonctionnant avec une cavité optique non sélective, est 16 W. L'efficacité chimique correspondante est 3 % et l'efficacité électrique 0,7 %. Le rayonnement se compose de 14 raies correspondant aux transitions PV(j) de vibration-rotation de la molécule HF : $v, j_{20141} \sim v_{2014} 1, j$ ($v = 1, 2, 3$).

Lorsqu'une cavité optique sélective est utilisée, le laser peut fonctionner successivement sur 12 raies correspondant aux transitions P1(j) et P2(j). Le gain non saturé de plusieurs transitions P2(j) est environ 0,11 cm⁻¹.

L'idée d'utiliser l'énergie fournie par certaines réactions chimiques exothermiques pour réaliser des lasers moléculaires a été proposée il y a une dizaine d'années. Depuis la première réalisation pratique, de nombreux lasers basés sur cette idée ont été construits, accompagnés de progrès de la théorie. Celui décrit dans cet article est un laser chimique HF continu Les molécules HF sont produites dans des états vibrationnels excités ($v \geq 3$) par la réaction



L'émission laser a lieu sur les transitions de vibration rotation $v, j - 1 \sim v - 1, j$ de la molécule HF, notées PV (j).

II.6.3.5 Mécanisme d'inversion de la population

II.6.3.5.1. Mécanisme d'inversion directe

Si les molécules effectuant les transitions laser sont un produit direct de la réaction chimique, on dit que la réalisation de l'inversion de la population dans le laser chimique est directe. A

cet effet il est nécessaire que ces molécules apparaissent dans un état excité déterminé correspondant au niveau supérieur de la transition laser.

La figure 2 représente un diagramme simplifié des niveaux d'une molécule constituant un centre actif (on considère les niveaux vibrationnels). Dans cette figure **II. 10** désignent les niveaux inférieur et supérieur respectivement, F désigne la vitesse de peuplement du niveau 2 (vitesse de la réaction des niveaux correspondants).

Le trait spécifique au pompage chimique se manifeste par la possibilité de réaliser une haute sélectivité d'excitation. A la différence du pompage optique, l'excitation du niveau 2 ne s'accompagne pas d'une désexcitation initiée, de sorte que le pompage chimique permet en principe la réalisation des schémas à deux niveaux.

Le facteur décisif dans l'établissement de l'inversion de population est évidemment le rapport entre la vitesse chimique et la vitesse de la relaxation des niveaux, donc il est important d'avoir $R_1 > R_2$.

Dans les molécules (Biatomique), cette inégalité est difficile à remplir parce qu'il n'y a pas de processus qui conduise à un dépeuplement sélectif des niveaux vibrationnels inférieurs. Au contraire les transitions $(v + 1) \rightarrow v$ sont en générale plus rapide que les transitions

$$v \rightarrow (v - 1)$$

Il est donc raisonnable d'utiliser une réalisation indirecte.

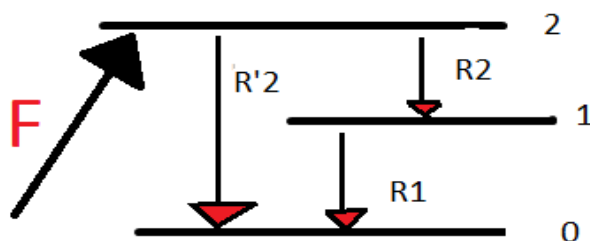


Fig. II. 10 level de molécule; F: excitation et R est la relaxation

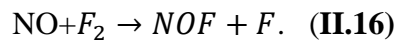
II.6.3.5.2. Mécanisme d'inversion indirecte

Les molécules biatomiques excitées, qui résultent de la réaction chimique, transfèrent par résonance l'énergie d'excitation aux molécules poly atomiques (généralement triatomiques) non excitées qui désexcitent ensuite dans la cavité optique. Autrement dit, l'inversion de populations apparaît sur les transitions vibrationnelles des molécules « froides » qui

constituent le milieu laser, par suite du transfert résonnant de l'énergie des molécules « chaudes » obtenues par la réaction chimique. Comme molécules « froides » on utilise en réglé générale les molécules CO_2 , et comme molécules « chaudes », les molécules DF , HF , HCL et certains autres. Le transfert d'énergie aux molécules CO_2 a pour résultat l'excitation la plus efficace des vibrations asymétriques de ces molécules.

II.6.3.6 Laser chimique à fluor-hydrogène à réalisation indirecte de l'inversion de populations

Un bon rendement énergétique et une longueur relativement grande de la chaine laser ont valu une des premières places, parmi les lasers chimiques, au laser utilisant comme milieu actif un mélange $D_2 + F_2 + CO_2$ (deutérium, fluor, gaz carbonique). Les réactions chimiques sont initiées dans ce laser par photolyse, par faisceau électronique ou par la réaction



Dans ce dernier cas le laser est dit purement chimique à $DF-CO_2$.

La structure simplifiée d'un tel laser est représentée sur la fig. II. 11.

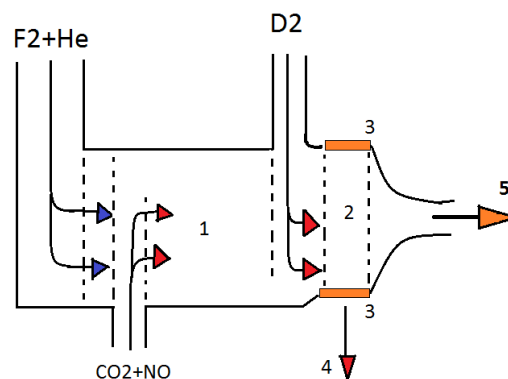


Fig. II. 11 structures simplifiées. 1-La chambre dans laquelle se déroule les réactions chimiques, 2-La cavité optique, 3-Les miroirs de la cavité, 4-Le rayonnement laser. 5-Evacuation.

En commence par introduire dans la chambre 1 le mélange de fluor et d'hélium (l'hélium est introduit pour prévenir à un échauffement successif et l'auto-inflammation du mélange de fluor et d'hydrogène). On outre l'hélium favorise le dépeuplement des niveaux inférieurs dans les molécules CO_2 . Puis, on injecte dans le courant gazeux à travers des multitudes d'orifice du gaz carbonique et d'oxyde d'azote. Les réactions mises en jeu sont les suivantes :

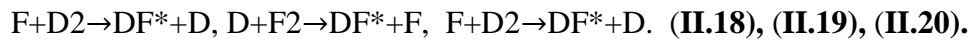
-1- Initiation de la réaction par création d'atome de fluor



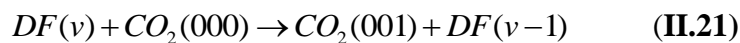
Conduit à la formation du fluor atomique qu'est un agent chimiquement actif.

Dès que la concentration du fluor atomique devient suffisamment grande, en injecte le mélange de l'hydrogène, il on résultant un processus en chaîne (boucle) :

- 2-Production de molécules DF et Production d'atomes de fluor par la réaction de branchement



-3- Transfert de l'énergie de vibration de DF au mode du CO₂



Les molécules excitée DF* transfère leur énergie d'excitation aux molécules de CO₂, ses derniers sont entraînés par le courant dans la cavité ou elles se dés excitent. La première réaction initie le phénomène, les trois suivantes (2)' (3) conduisent à la production de molécules DF excitées vibrationnelle ment et d'atomes de fluor plus nombreux que ceux qui ont été injectés pour la réaction d'initiation. Le phénomène a donc une tendance explosive. La dernière réaction indique le transfert d'énergie vibrationnelle de la molécule DF à celle de CO. Nous avons vu plus bas dans les digrammes des transitions que cette dernière molécule émet à 10,6 micron. 11 n'est pas possible d'observer l'émission stimulée continue directement sur les transitions de DF car l'inversion de population est très faible. Par contre, la longue durée de vie du niveau 0 du CO, permet de stocker l'énergie sur ce niveau et d'obtenir une inversion de population élevée entre les niveaux 1 et 2. La molécule DF joue donc le même rôle que la molécule d'azote dans les lasers électriques CO₂- N,-He.

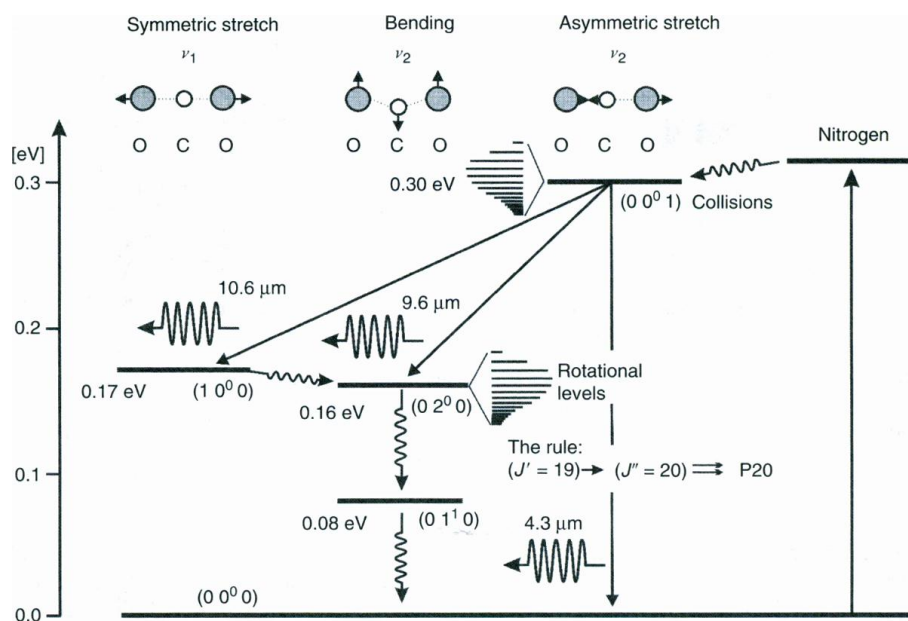


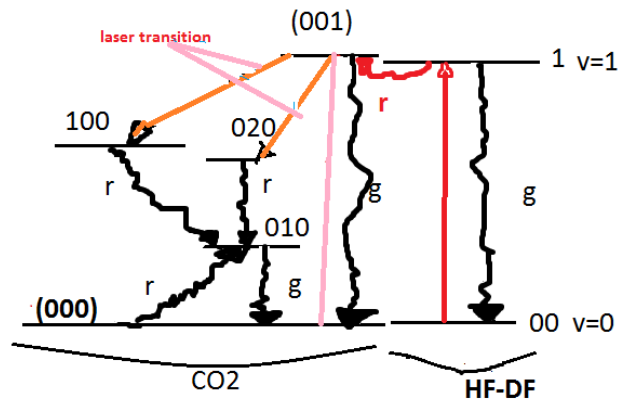
Fig.II.12 Diagrammes énergétiques CO-N₂.

Les réactions précédentes sont d'un très grand intérêt car si on calcule par exemple l'énergie nécessaire à la dissociation de la molécule F, on constate que l'énergie nécessaire pour produire un atome de fluor est du même ordre que l'énergie vibrationnelle produite au cours de la première des réactions précédentes. On peut donc affirmer qu'il est possible de convertir l'énergie chimique en énergie vibrationnelle avec un rendement de l'ordre de 100 %. Les expériences faites pour extraire l'énergie laser au cours de la première réaction conduisent à des rapports de conversion entre l'énergie vibrationnelle et l'énergie laser de 5 % et peut-être même de 20 % d'après les résultats qui nous ont été communiqués dans la littérature (références bibliographiques). Il apparaît donc possible de convertir l'énergie potentielle chimique en énergie laser avec un assez bon rendement. Il semble se dégager que dans certains cas la réaction d'atomes et de molécules donne une conversion efficace de l'énergie chimique en énergie vibrationnelle. Le problème se ramène donc souvent à une recherche d'une production d'atomes dans des conditions favorables.

II.6.3.7 Condition d'inversion de populations pour un modèle à quatre niveaux (pompage stationnaire) dans un laser chimique

Dans ce sujet, nous avons observé des effets de résonance dans le processus d'excitation des molécules et dans les états de vibration des molécules elles-mêmes. Bien que ces effets se produisent au niveau atomique, ils peuvent encore être convenablement modélisés avec une

conception classique de la résonance. Il est également important de noter que les oscillations de ces systèmes atomiques se comportent toujours de manière linéaire. Dans le cas du transfert de l'énergie de collision, la force d'entraînement périodique, ou d'excitation, sera toujours de produire une sortie périodique correspondant à condition que les niveaux des deux atomes, de molécules ou de l'énergie, soient équivalents.



Dans le cas de la vibration moléculaire, si un atome d'une molécule oscille avec une certaine période, puis il provoque une oscillation correspondante de l'autre des atomes - le même effet de résonance observée dans le système classique de deux masses reliées par un ressort. Le mécanisme suivant a été utilisé pour décrire les résultats théoriques avec la simulation,

F : terme d'excitation, R est beaucoup systèmes de travail précédents terme de relaxation est basée sur l'analyse de l'équation de taux d'un système à quatre niveaux, montre la figure II.13.

La mission principale de ce document a été le développement d'un modèle de réaction chimique de pompage laser DF- CO2. Des travaux antérieurs utilisant un système à quatre niveaux décrits par :

$$\left. \begin{aligned} F_3 n_0 - (R_3 + R'_3) n_3 &= 0; \\ R_3 n_3 - 2R_2 n_2 &= 0; \\ F_1 n_0 + 2R_2 n_2 - R_1 n_1 &= 0 \end{aligned} \right\} \text{(II.22)}$$

En introduisant les notions définies par :

$$\left. \begin{aligned} n_0 / n_2 &= x \\ n_1 / n_2 &= y \\ n_3 / n_2 &= z \end{aligned} \right\} \text{(II.23)}$$

Fig. II.13 modèle de réaction chimique de pompage laser DF- CO2

Pour le but de simplifier le système initial, nous mettons, Récrivons les équations du bilan sous forme du système d'équations suivant :

$$\left. \begin{aligned} F_3 x &= (R_3 + R'_3) z \\ R_3 z &= 2R_2 \\ F_1 x + 2R_2 &= R_1 y \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.24})$$

Avec cette condition d'inversion de population est basée sur l'équation du modèle à quatre niveaux et par analogie **II.10**

Le transfert d'énergie s'effectue de la réaction chimique HF-DF ($v=1$) vers le niveau vibrationnel des molécules CO₂ ($v=100$)

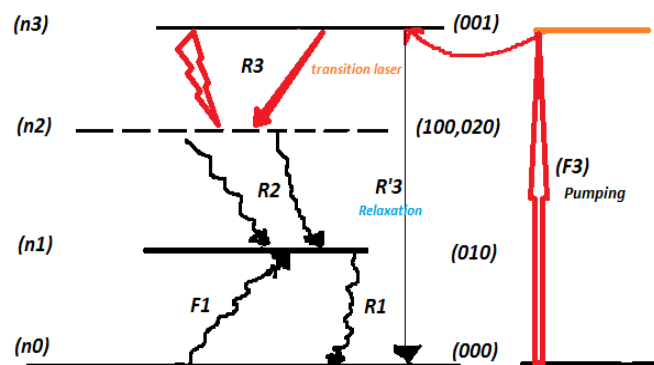


Fig.II.14. laser à quatre niveaux.

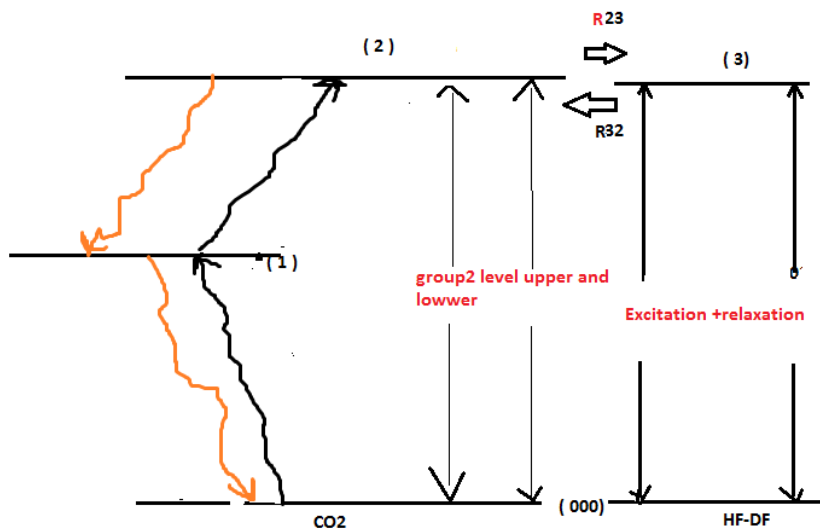


Fig. II.15. L'approche d'un système, un schéma de laser à quatre niveaux avec les mécanismes de pompage de DF-CO₂.

II.7 ECOULEMENT DANS UNE TUYERE

II.7.1 Relations fondamentales

On s'intéresse à l'écoulement isentropique dans un conduit de section variable tel que celui représenté sur la figure II.16.

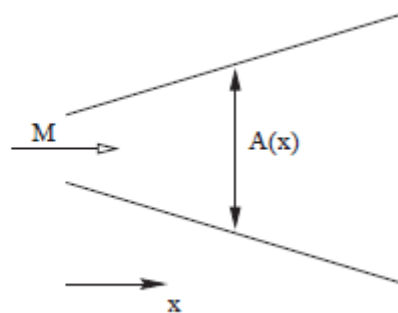


Fig. II.16. Configuration général d'un écoulement quasi 1-D

On suppose pour simplifier l'étude que les propriétés décrivant cet écoulement sont uniformes dans une section donnée.

Pour établir les équations de l'écoulement, on peut appliquer les équations de conservation (équations d'Euler) sous forme intégrale au volume de contrôle indiqué sur la figure II-17.

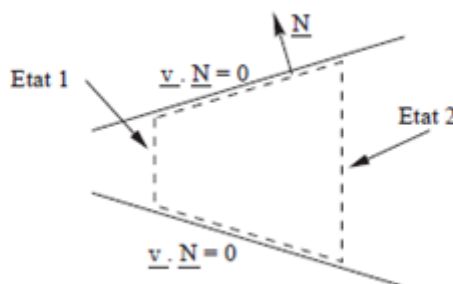


Fig. II.17 Volume de contrôle utilisé pour établir la forme intégrale des équations d'Euler quasi-1D.

On établit alors aisément les équations suivantes traduisant respectivement la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie pour le fluide s'écoulant dans le conduit :

$$\begin{aligned}\rho_1 u_1 A_1 &= \rho_2 u_2 A_2 \\ \rho_1 A_1 + \rho_1 u_1^2 A_1 + \int_{A_1}^{A_2} p dA &= p_2 A_2 + \rho_2 u_2^2 A_2 \quad (\text{II.25}) \\ H_1 &= H_2\end{aligned}$$

Afin d'être exploitées de façon plus fructueuse, ces relations peuvent se mettre sous forme différentielle en choisissant par exemple u, p, T et A pour état 1, et $u + du, p + dp, T + dT$ et $A + dA$ pour état 2. On obtient alors les égalités différentielles suivantes : [3]

$$\begin{aligned}d(\rho u A) &= 0 \\ dp &= -\rho u du \quad (\text{II.26}) \\ dh + u du &= 0\end{aligned}$$

où on rappelle que l'enthalpie h est définie par $h = e + p/\rho$ avec e l'énergie interne spécifique.

En combinant les relations différentielles ci-dessus nous allons obtenir une nouvelle relation très utile dans l'analyse des écoulements avec changement de section.

III.7.2. Relation section-vitesse

La relation $d(\rho u A) = 0$ peut aussi s'écrire :

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{du}{u} + \frac{dA}{A} = 0 \quad (\text{II.27})$$

Puisque l'écoulement est supposé isentropique, on peut définir la vitesse du son par :

$$a^2 = \frac{dp}{d\rho}$$

En utilisant alors $dp = -\rho u du$ on obtient $\frac{d\rho}{\rho} = -\frac{u^2}{a^2} \frac{du}{u}$ d'où finalement la relation section-vitesse : $\frac{dA}{A} = (M^2 - 1) \frac{du}{u}$

Cette relation peut s'interpréter comme suit :

- a) Cas d'un écoulement subsonique : $M < 1$

Les quantités $\frac{dA}{A}$ et du sont de *signe opposé* : une diminution de section induit une accélération de l'écoulement alors qu'un élargissement de la section du conduit induit une décélération de l'écoulement

- on rencontre par exemple ce type de comportement en hydrodynamique lorsque l'on observe le cours d'une rivière - (Fig. II.17).

- b) Cas d'un écoulement supersonique : $M > 1$

Dans ce cas, $\frac{dA}{A}$ et $\frac{du}{u}$ sont de même signe. Ceci a pour conséquence un comportement inverse du précédent : en supersonique, un élargissement de section du conduit induit une augmentation de

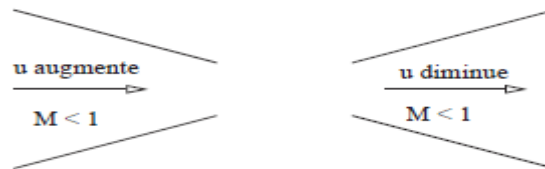


Fig. II.18 Evolution de la vitesse d'un écoulement subsonique dans un conduit à section variable.

La vitesse de l'écoulement alors qu'un resserrement de cette section induit une diminution de cette vitesse (Fig. II.19).

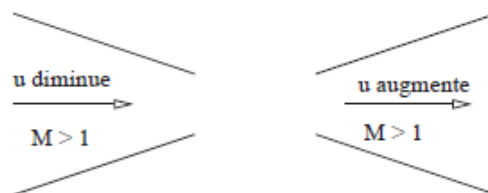


Fig. II.19 Evolution de la vitesse d'un écoulement supersonique dans un conduit à section variable.

c) Cas où $M = 1$

Si $M = 1$ alors $\frac{dA}{A} = 0$ ce qui signifie que A atteint un *extremum* : la section A en laquelle $M = 1$ est minimale ou maximale. Compte tenu des points a) et b) précédents, le seul cas possible est celui où l'aire A est *minimale*. Ainsi, si $M = 1$ en un point de l'écoulement dans un conduit de section variable, cette valeur est *nécessairement* prise en un col du conduit.

Attention ! on n'a pas nécessairement $M = 1$ en un col ; si l'écoulement reste par exemple subsonique dans le conduit, on a simplement un extremum (en l'occurrence un maximum) de vitesse qui est atteint au col. On peut déduire de ce qui précède que, pour détendre de façon *isentropique* un gaz en l'accélérant d'une vitesse subsonique à une vitesse supersonique, on doit nécessairement se trouver dans la configuration indiquée sur la figure II.20.

Exemple d'un moteur fusée : Similairement, pour comprimer de façon isentropique un gaz en le décélérant du régime supersonique au régime subsonique, on a nécessairement une configuration du type convergent-divergent (on parle aussi de *tuyère De Laval*, du nom d'un ingénieur suédois de la fin du 19ème siècle) (Fig. II.21). [3]

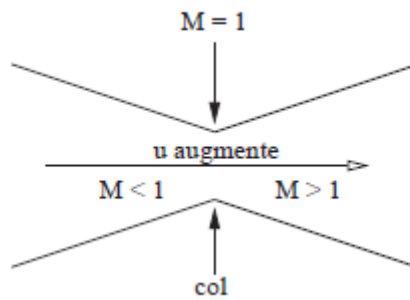


Fig. II-20. Détente isentropique d'un gaz dans une tuyère convergente-divergente.

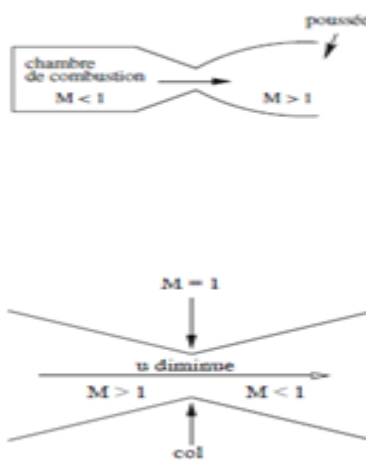


Fig. II-21. Compression isentropique d'un gaz dans une tuyère convergente-divergente.

II.7.3 Analyse de l'écoulement isentropique dans une tuyère

On considère l'écoulement isentropique dans une tuyère et on cherche à établir une relation entre l'aire A d'une section de la tuyère et le Mach local dans cette section. Il est clair, pour des raisons dimensionnelles, que la relation cherchée est du type :

$$\frac{A}{A_{ref}} = f(M) \text{ Ou } A_{ref} \text{ désigne l'aire d'une section de référence.}$$

Précisément, on choisit comme état de référence l'état sonique : $M = 1$ ($u_* = a_*$ on note A_* la *section sonique* en laquelle les propriétés de l'écoulement sont les grandeurs soniques p_*, T_*, \dots (la section sonique est aussi communément appelée *section critique*))

Il faut noter que cette section critique n'est pas nécessairement une section réelle de l'écoulement mais peut toujours être introduite, même de façon purement conceptuelle.

La conservation de la masse entre un état quelconque dans la tuyère et l'état sonique s'écrit :

$$\rho u A = \rho_* u_* A_* \quad (\text{II.28})$$

Donc :

$$\frac{A}{A_*} = \frac{\rho_*}{\rho} \cdot \frac{u_*}{u} = \frac{\rho_*}{\rho} \cdot \frac{u_*}{a_*} \cdot \frac{a_*}{u} = \frac{\rho_*}{\rho} \cdot \frac{1}{M_*} \quad (\text{II.29})$$

II.7.4 Ecoulement par une tuyère convergente

Toute tuyère bien faite doit commencer par être convergente, du côté amont, afin que la détente commence naturellement à partir de $\frac{P}{P_i} = 1$.

Dans la partie convergente, la pression p diminue et la vitesse d'écoulement augmente corrélativement. L'écoulement est subsonique puisque $dS < 0$ (théorème d'Hugoniot). Soit donc une tuyère convergente faisant communiquer un réservoir amont très grand où règnent les conditions p_i, T_i, ρ_i

Avec un espace aval où règne la pression p_A que nous allons faire varier. Quand p_A diminue à partir de p_i , le débit de gaz augmente et atteint la valeur maximale q_c déjà calculée.

$$\frac{p_A}{p_i} = \frac{p_c}{p_i} = \left(\frac{2}{\gamma_a + 1} \right)^{\frac{\gamma_a}{\gamma_a - 1}}$$

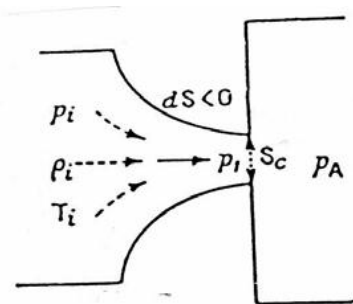


Fig. II.22 *Tuyère convergente*

A ce moment, la vitesse d'écoulement dans la section de sortie est égale à la célérité du son en cette section, qui se trouve être la section d'aire minimale.

Si maintenant p_A continue à décroître, l'application brutale de la précédente donnerait une diminution du débit. C'est physiquement absurde. En fait, la formule est inapplicable parce qu'à partir de ce moment, la pression p_1 dans la section de sortie ne suit plus les variations de p_A : elle reste constante et égale à p_c . Les conditions d'écoulement ne sont plus modifiées par les variations de p_A , la vitesse sonique continue à exister dans la section de sortie et le débit reste constant et égal à q_c .

Le long de la tuyère, le jet s'est détendu isentropiquement en obéissant aux équations générales de la pression p_i à la pression p_c . C'est à cette expression p_c qu'il arrive dans l'espace aval où la pression p_A est inférieure : il s'y détend alors de p_c à p_A suivant un processus irréversible donc non isentropique. Par conséquent, entre ces deux dernières pressions, les formules ne sont pas applicables.

II.7.5 Ecoulement dans une tuyère convergente-divergente (de Laval)

L'espace amont (p_i , T_i , ρ_i) et l'espace aval (p_A) sont reliés par une tuyère convergente-divergente présentant un col d'aire S_c

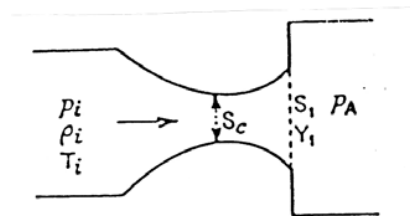


Fig. II.23. Tuyère convergente-divergente (tuyère de Laval)

Supposons que p_A diminue à partir de p_i :

Au début l'écoulement est subsonique dans toute la tuyère et ses caractéristiques sont les suivantes : [3]

- dans le convergent $V \uparrow$ et $p \downarrow$ jusqu'à une valeur minimale atteinte au col,
- dans le divergent $V \downarrow$ et $p \uparrow$ jusqu'à la pression aval p_A .

La pression est donc minimale dans la section du col.

si p_A continue à diminuer, il arrive un moment où la pression au col atteint la valeur :

$$p_c = p_i \left(\frac{2}{\gamma_a + 1} \right)^{\frac{\gamma_a}{\gamma_a - 1}} \quad (\text{II.30})$$

L'écoulement au col devient sonique et le débit atteint la valeur maximale

$$q_c = S_c \rho_i a_i \left(\frac{2}{\gamma_a + 1} \right)^{\frac{\gamma_a + 1}{2(\gamma_a - 1)}} \quad (\text{II.31})$$

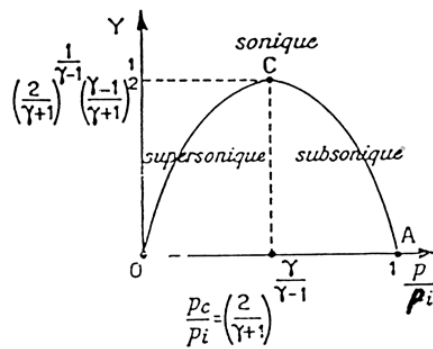
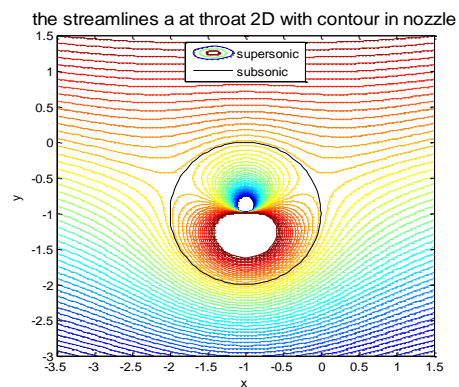
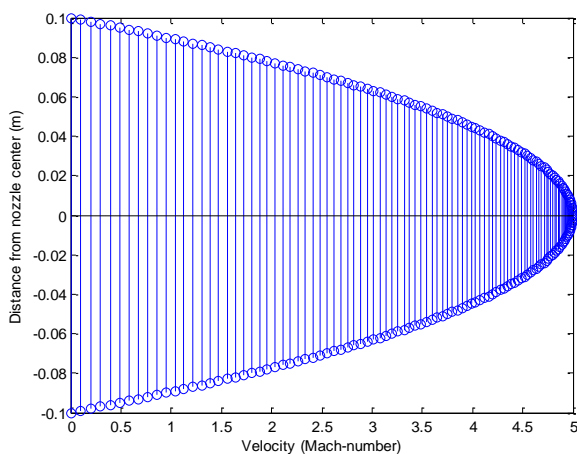
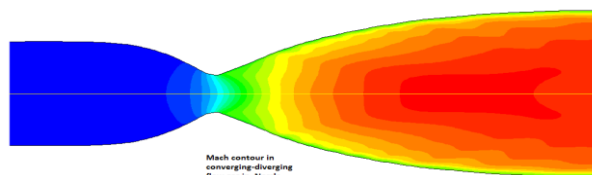


Fig. II.24 Evolution de Y le long d'une tuyère convergente-divergente

Soit p'_A la pression aval pour laquelle ce phénomène se produit. On a encore $p_1 = p'_A$ dans la section de sortie. Partout encore, sauf au col, l'écoulement est subsonique.

Si p_A diminue au-dessous de p'_A , le débit ne varie plus, il garde sa valeur maximale q_c car le col reste toujours sonique. Seulement dans le divergent l'écoulement devient supersonique : $V \uparrow$ et $p \downarrow$.

L'application brutale de la formule précédente à la section de sortie donnerait un débit inférieur à la valeur réelle q_c . Comme précédemment il est physiquement absurde de dire que le débit diminue quand on augmente davantage la détente, et le même raisonnement nous fait comprendre la raison de la constance de ce débit dès que sa valeur maximale a été obtenue. Précisons maintenant pourquoi cette formule n'est plus valable.



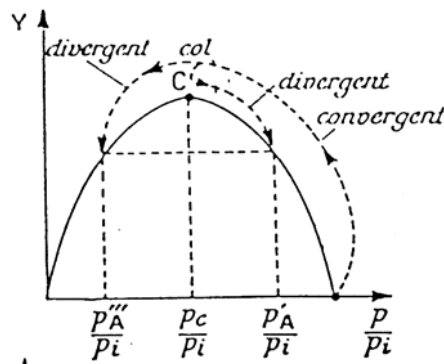


Fig. II.25 Evolution de Y le long d'une tuyère convergente-divergente

Quand $p_A < p'_A$, il se produit une situation complexe dans laquelle la tuyère fonctionnant à ce débit constant, les phénomènes n'y demeurent partout isentropiques qu'à partir d'une pression aval p_A nettement inférieure à p'_A .

Deux cas sont à envisager :

1. $p'_A > p_A > p''_A$. L'écoulement est supersonique dans la première partie du divergent, subsonique dans le reste du divergent et la pression p_1 de sortie se confond avec la pression aval p_A . Entre ces deux sortes d'écoulement, il se produit un processus irréversible connu sous le nom d'onde de choc dans lequel la pression, la température et la vitesse subissent une brusque discontinuité.

Quand il y a production d'une onde de choc, on n'a plus le droit d'appliquer les formules données car il s'agit là d'un phénomène irréversible donc non isentropique. L'expérience montre que l'onde de choc est stationnaire et normale à l'axe de la tuyère. Elle se produit dans une section de la tuyère dont la position s'éloigne du col à mesure que p_A diminue et qu'on peut déterminer par le calcul. Il existe d'ailleurs une pression p''_A comprise entre p'_A et p''_A , pour laquelle l'onde de choc atteint la section de sortie de la tuyère. Si p_A devient inférieure à p''_A , l'expérience montre que l'écoulement et l'onde de choc perdent leur caractère stationnaire. Il se produit des décollements de veine qui évoluent plus ou moins périodiquement dans le temps (régime destructeur).

2. $p_A < p''_A$. L'écoulement reste isentropique dans toute la tuyère entre l'entrée et la sortie où la pression p_i reste constante et égale à p''_A . L'onde de choc se produit ensuite dans le réservoir, où la pression dans le jet passe brusquement de p''_A à p_A (onde de choc oblique). Le débit reste encore constant et égal à q_c . Une tuyère donnée convergente - divergente,

supersonique, ne fonctionne donc correctement que pour la seule valeur $\frac{p_A^m}{p_i}$ du rapport des pressions aval et amont, tout en fournissant le débit maximal q_c .

La figure II.29 nous donne une représentation de la répartition des pressions le long de l'axe de la tuyère et ce, pour les différentes valeurs de la pression aval p_A que nous venons de considérer.

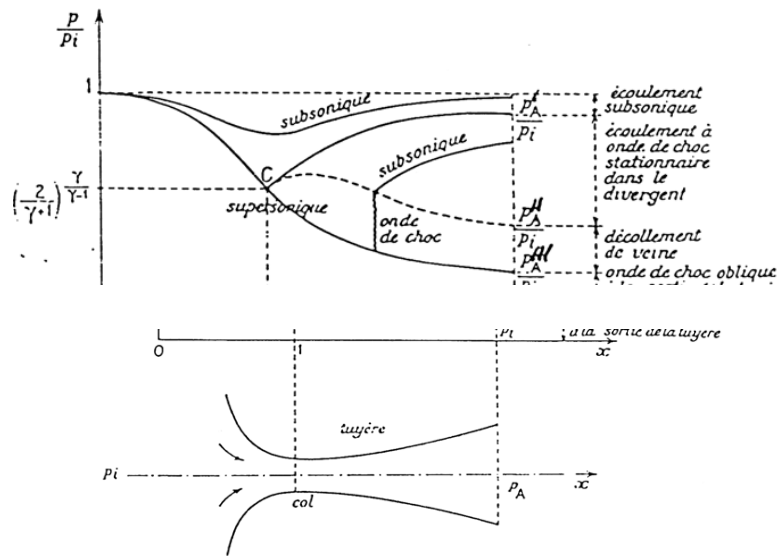


Fig. II.26 : Evolution de la pression le long d'une tuyère convergente-divergente

II.7.6 Solution numérique :

Problème considéré

Nous nous proposons de résoudre numériquement les équations complètes de Navier-Stokes de l'écoulement d'un fluide parfait dans une tuyère comme le montre la figure III-2. Ce problème traité dans de nombreux ouvrages tel que [I-11 et III-9]. Les données suivantes ont été utilisées :

Nombre de Mach : 0.232

Nombre de Prandlt : $p_r = 0.72$

Constante de l'air : $R = 287 \text{ J}/(\text{Kg.K})$

Rapport des chaleurs spécifiques : $\gamma = 1.4$

Rapport de la pression totale et de la pression statique à la sortie : $\frac{p_0}{p_{ex}} = 0.1135$

Température totale : $T_0 = 300 \text{ K}$

Longueur horizontale de la tuyère : $L_h = 11.56 \cdot 10^{-2} \text{m}$

Hauteur de l'entrée $y_i = 3.52 \cdot 10^{-2} \text{m}$

Hauteur de la sortie $y_s = 2.46 \cdot 10^{-2} \text{m}$

Hauteur du col $y_c = 1.37 \cdot 10^{-2} \text{m}$

La viscosité dynamique et la conductivité thermique sont fonction de la température, elles sont données par les expressions suivantes :

$$u = u_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{T_0 + 110}{T + 110} \right) \quad \text{et} \quad k = \mu \frac{c_p}{p_r}$$

Avec $\mu_0 = 1.7894 \cdot 10^{-5} \text{kg}/(\text{m} \cdot \text{s})$

Ce programme donne la géométrie de la tuyère idéale en utilisant le procédé de Caractéristiques pour un quasi-2D Divergence buse. Supposons gaz est Épuisement à partir d'une chambre de combustion qui n'a pas de taux de débit massique pour Utilisant 2D relations de flux de buse, une région de la gorge optimale est constaté que Va produire la quantité maximale de la poussée de la pression ambiante étant donné et la chambre de combustion paramètres. Cette zone est automatiquement réglée et Introduit dans la méthode de caractéristiques partie de ce code. La Procédé selon l'une des caractéristiques de l'%, utilise également le nombre de Mach de sortie qui Correspond à la zone de sortie idéale.

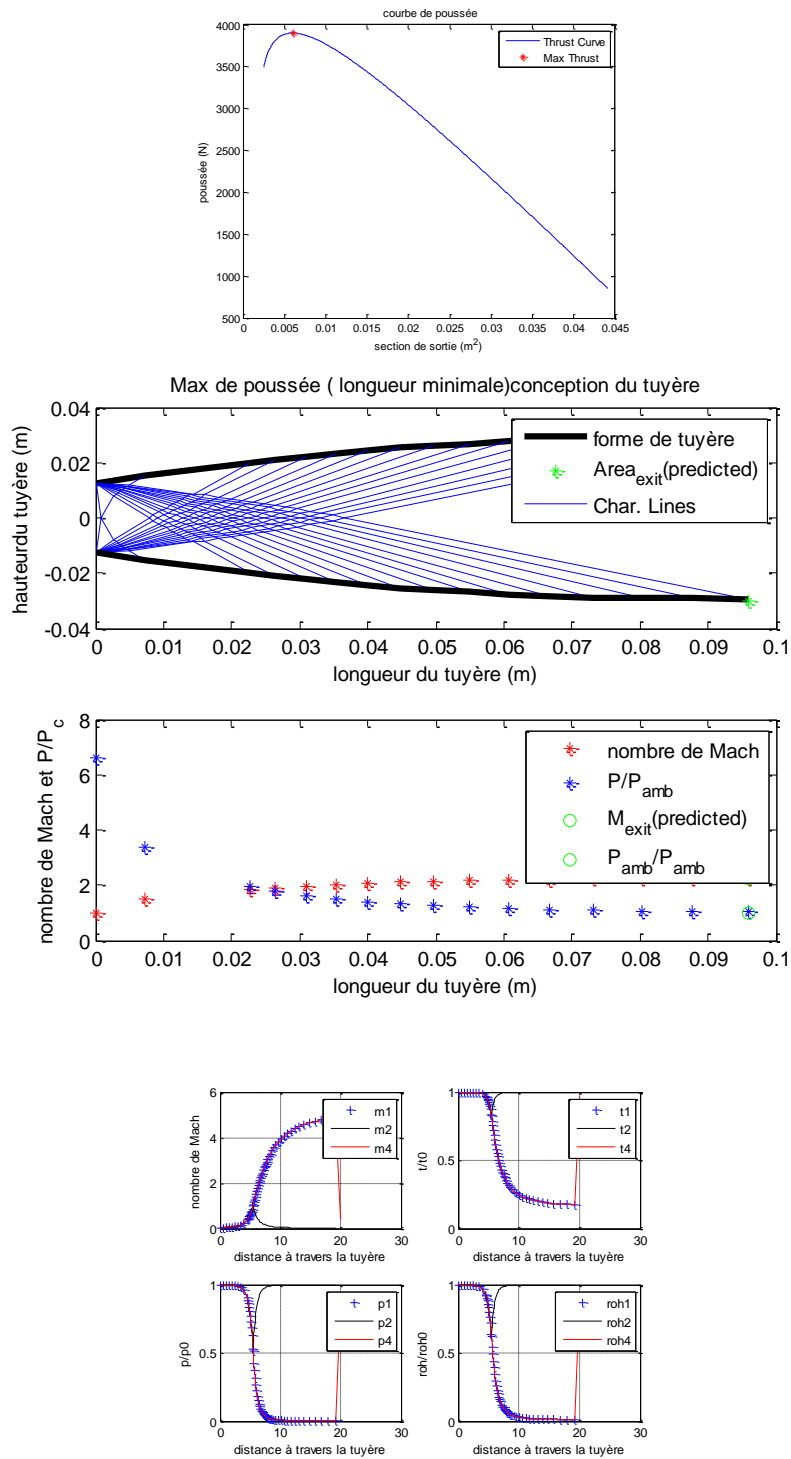


Fig.II.27 Les chocs supersoniques

III.1 Equations approchées pour la description de la dynamique des processus dans les lasers (équation du bilan)

En première approximation, la dynamique des processus peut se décrire à l'aide des équations dites du bilan. De telles équations ont été utilisées précédemment lors de l'étude des populations des niveaux des transitions laser dans les conditions stationnaires. Le système d'équations du bilan permet de déterminer la variation en fonction du temps de la densité d'inversion de populations des niveaux des transitions laser et de la puissance du rayonnement émis.

III.2 Equation différentielle pour la densité de flux lumineux

Considérons une situation à une dimension, c'est-à-dire le cas où le rayonnement est monochromatique et se propage dans le milieu actif le long de l'axe z (le long de l'axe optique du laser). Désignons la densité du flux lumineux par $S_+(z, t)$ lorsqu'il se propage dans le sens des z positifs et par $S_-(z, t)$ lorsqu'il se propage dans le en sens inverse.

Considérons l'accroissement ΔS_+ du flux S_+ lors de sa propagation d'un point z à un point $z + \Delta z$. La loi différentielle de Bouguer permet d'écrire :

$$\Delta S_+ = [x(z, t) - \eta_1] S_+(\Delta z) + q(z, t)\Delta z \quad \text{III. 1}$$

La relation III.1 montre que l'accroissement subi par un flux sur le trajet du point z au point $z + \Delta z$ comporte trois termes : $x(z, t) S_+(\Delta z)$ qui exprime l'accroissement de la densité de flux, dû à l'amplification du rayonnement par les centres actifs (rappelons que $x(z, t)$ est le gain d'amplification du milieu actif) ; $-\eta_1 S_+(\Delta z)$ traduit la diminution de la densité de flux, due à l'absorption par les centres non actifs et à la diffusion du rayonnement (η_1 est le coefficient de pertes nuisibles) ; $q(z, t)\Delta z$ qui donne l'accroissement de la densité de flux, dû à la luminescence (aux processus d'émission spontanée).

Souvent on néglige le dernier terme par suite de sa petitesse relative et on se sert d'une équation plus simple

$$\Delta S_+ = [x(z, t) - \eta_1] S_+(\Delta z) \quad \text{III. 2}$$

Pour se propager du point z au point $z + \Delta z$, le flux met un temps Δt , où v est la vitesse de propagation de la lumière dans le milieu actif. Ainsi $\Delta S_+ = S_+(z + \Delta z, t + \Delta t) - S_+(z, t)$.

L'accroissement de la densité de flux est dû à deux causes : la variation de la densité de flux avec première cause fait apparaître dans l'expression de ΔS_+ le terme $\frac{\partial S_+}{\partial z} \Delta z$, et la seconde le terme

$$\frac{\partial S_+}{\partial t} + \frac{\partial t}{\partial z} \Delta z = \frac{1}{v} \frac{\partial S_+}{\partial t} \Delta z. \quad \text{Ainsi on peut écrire}$$

$$\Delta S_+ = S_+(z + \Delta z, t + \Delta t) - S_+(z, t) = \left(\frac{\partial S_+}{\partial t} + \frac{1}{v} \frac{\partial S_+}{\partial z} \right) \Delta z \quad \text{III. 3}$$

En tenant compte de III-3, récrivons III-2 sous la forme

$$\frac{\partial S_+}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial S_+}{\partial t} = [x(z, t) - \eta_1] S_+(z, t) \quad \text{III. 4}$$

Désignons par σ la section efficace de la transition stimulée dans le canal d'oscillation. Conformément en écrivons

$$x(z, t) = \sigma N(z, t) \quad \text{III. 5}$$

Où $N(z, t)$ est la densité d'inversion de populations des niveaux des transitions laser. L'équation différentielle III. 4 pour la densité S_+ du flux lumineux prend alors la forme suivante

$$\frac{\partial S_+}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial S_+}{\partial t} = [\sigma N(z, t) - \eta_1] S_+(z, t). \quad \text{III. 6. a}$$

L'équation différentielle pour la densité S_- a une forme analogue :

$$-\frac{\partial S_-}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial S_-}{\partial t} = [\sigma N(z, t) - \eta_1] S_-(z, t). \quad \text{III. 6. b}$$

Les équations III. 6 contiennent trois fonctions inconnues : $S_+(z, t), S_-(z, t), N(z, t)$.

Proposons-nous maintenant d'établir une troisième équation qui manque.

III – 3 Equations différentielles pour la densité d'inversion de population (laser à trois et à quatre niveaux) :

Reportons nous au schéma à trois niveaux représenté sur la fig. III – 1 les désignations utilisées dans ce schéma sont : w la probabilité de transitions stimulées dans le canal d'oscillation (canal 2-1); w_p , la probabilité de transitions stimulées dans le canal 1-3 (probabilité des transitions induites par le rayonnement de pompage); $\frac{1}{\tau}$, la probabilité de transitions spontanées dans les canaux 1-3 et 2-3 respectivement (toutes les probabilités sont par unité de temps).

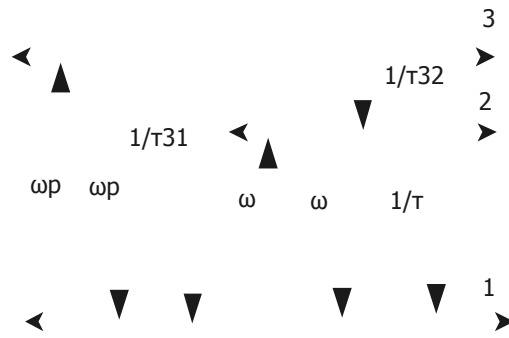


Fig. III. 1 Schéma à trois niveaux

Désignons par $n_i(z, t)$ la densité de population du i -ième niveau et par n' le nombre total de centres actifs par unité de volume.

Les équations du bilan pour les populations n_1, n_2 et n_3 ont la forme suivante :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n_1}{\partial t} &= \omega(n_2 - n_1) - \omega_p(n_1 - n_3) + \frac{n_2}{\tau} + \frac{n_3}{\tau_{31}} \\ \frac{\partial n_2}{\partial t} &= -\omega(n_2 - n_1) + \frac{n_3}{\tau_{32}} - \frac{n_2}{\tau} \\ \frac{\partial n_3}{\partial t} &= \omega_p(n_1 - n_3) - \frac{n_3}{\tau_{32}} - \frac{n_3}{\tau_{31}} \end{aligned} \right\} \text{ III. 7}$$

Remarquons que $\partial n_1 / \partial t + \partial n_2 / \partial t + \partial n_3 / \partial t = 0$, ce qui est parfaitement naturel parce que la somme $n_1 + n_2 + n_3 = n'$ ne dépend pas du temps). En soustrayant membre à membre la première équation III. 7 de la deuxième, on obtient

$$\frac{\partial(n_2 - n_1)}{\partial t} = -2\omega(n_2 - n_1) + \omega_p(n_1 - n_3) - 2\frac{n_2}{\tau} + n_3\left(\frac{1}{\tau_{32}} - \frac{1}{\tau_{31}}\right) \quad \text{III. 8}$$

Puis, utilisons une simplification dite à deux niveaux : supposons qu'au niveau 3 les centres actifs ne s'accumulent pratiquement pas (en arrivant au niveau 3 ils le quittent rapidement en passant principalement au niveau 2). Ceci signifie la réalisation des conditions

$$n_3 \ll n_1; \partial n_3 / \partial t \approx 0; \tau_{32} \ll \tau_{31} \quad \text{III. 9}$$

Lorsque ces conditions sont satisfaites, le schéma à trois niveaux devient semblable au schéma à deux niveaux (dans ce cas $\partial n_2 / \partial t \approx -\partial n_1 / \partial t$).

En utilisant III. 9 , mettons la troisième des équations III. 7 sous la forme

$$w_p n_1 = \frac{n_3}{\tau_{31}} \quad \text{III. 10}$$

Compte tenu de III. 9 et III. 10 , récrivons III. 8 sous la forme

$$\frac{\partial(n_2 - n_1)}{\partial t} = -2w(n_2 - n_1) + w_p(n_1) - 2\frac{n_2}{\tau} \quad \text{III. 11}$$

Nous supposons que

$$N = n_2 - n_1 \quad \text{III. 12}$$

En tenant compte que $n_3 \ll n_1$, on peut poser $n_1 + n_2 = n'$ et donc $n_1 = (n' - N)/2$; $n_2 = (n' + N)/2$. L'équation III. 11 prend alors la forme

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -2\omega N + \omega_p(n' - N) - (n' + N)/\tau$$

On finalement

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -(\omega_p + 2\omega + \tau^{-1})N + n'(\omega_p - \tau^{-1}) \quad \text{III. 13}$$

Reportant nous maintenant au schéma à quatre niveaux dans lequel le pompage optique s'effectue dans le canal 0-3 et l'oscillation dans le canal 2-1. De même que dans le schéma à trois niveaux nous utiliserons la simplification à deux niveaux en supposant qu'après l'arrivée au niveau 3 les centres actifs passent rapidement au niveau 2. Nous supposerons en outre que le niveau inférieur 1 de la transition laser se vide rapidement (la vitesse de la transition $1 \rightarrow 0$ est suffisamment grande). Dans le cadre d'une telle hypothèse simplificatrice il n'est pas difficile d'obtenir pour la densité d'inversion de populations N (dans le cas considéré $N = n_2 - n_1 \approx n_2$

L'équation différentielle suivante :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -(\omega_p + (\omega + \tau^{-1})N(z, t) + n' \omega_p \quad \text{III. 14}$$

Ici, ω et ω_p sont les probabilités des transitions stimulées dans les canaux d'oscillation et de pompage respectivement ; $\frac{1}{\tau}$ est la probabilité de transitions spontanées dans le canal d'oscillation.

III. 4 Système complet d'équations du bilan aux dérivées partielles

Rappelons que la section efficace σ d'un processus est égale à la probabilité ω de ce processus par unité de temps divisé par la densité I des photons qui stimulent ce processus :

$$\sigma = \frac{\omega}{I} \quad \text{III. 15}$$

Puisque $I = (S_+ + S_-) / \hbar\omega$, ou $\hbar\omega$ est l'énergie d'un photon, on a

$$\sigma = \omega\hbar\omega / (S_+ + S_-) \quad \text{III. 16}$$

Puis, on tenant compte que $\omega = B \hbar \omega / \nu$ ou B est le coefficient d'Einstein de transitions stimulées dans le canal d'oscillation, on obtient à partir de III. 16 l'expression, déjà connue du lecteur, pour la section efficace σ :

$$\sigma = B\hbar\omega / \nu \quad \text{III. 17}$$

En réunissant les équations III. 6 et III. 13 en tenant compte de III. 16 , on obtient un système complet d'équation du bilan pour un laser à trois niveaux (dans le cadre de la simplification à deux niveaux) :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial S_+}{\partial z} + \frac{1}{\nu} \frac{\partial S_+}{\partial t} &= (\sigma N(z,t) - \eta_1 S_+(z,t)); \\ \frac{\partial S_-}{\partial z} + \frac{1}{\nu} \frac{\partial S_-}{\partial t} &= [\sigma N(z,t) - \eta_1 S_-(z,t)]; \\ \frac{\partial N}{\partial t} &= -(\omega_p + \frac{\sigma}{\hbar\omega} (S_+ + S_-) + \frac{1}{\tau})N + n' \omega_p - 1/\tau \end{aligned} \right\} \quad \text{III. 18}$$

Dans le cas d'un laser à quatre niveaux, la dernière équation du système III. 18 doit être remplacée par l'équation :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -(\omega_p + \frac{\sigma}{\hbar\omega} (S_+ + S_-) + \frac{1}{\tau})N + n' \omega_p \quad \text{III. 19}$$

Indiquons les conditions aux limites pour les fonctions S_+ et S_- . A cet effet, reportons nous à la fig. qui représente schématiquement un élément actif de longueur L dont les faces terminales ont été

soumises à un traitement spécial ; les coefficients de réflexion des faces terminales sont R_1 (pour $z=0$) et R_2 (pour $z=L$). Les conditions aux limites revêtent la forme suivante :

$$S_+(0, t) = R_1 S_-(0, t);$$

$$S_-(L, t) = R_2 S_+(L, t). \quad \text{III. 20}$$

III. 5 Equations du bilan moyennées (équation de vitesse) :

En utilisant les équations du bilan on procède encore à une simplification. Celle-ci est liée à ce que les densités d'inversion de populations et les densités de flux lumineux sont ramenées à leurs moyennes sur la longueur du milieu actif (plus exactement sur la longueur de la cavité résonnante) Posons au préalable :

$$S_+ + S_- = S ; S_+ - S_- = S'. \quad \text{III. 21}$$

En additionnant membre à membre les deux première équations III. 18 et en tenant compte de III. 21 , on obtient

$$\frac{\partial S'}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial S}{\partial t} = [\sigma N(z, t) - \eta_1 S(z, t)];$$

Intégrons cette égalité sur longueur du milieu actif, il vient

$$S'(L, t) - S'(0, t) + \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^L S(z, t) dz =$$

$$\sigma \int_0^L N(z, t) dz - \eta_1 \int_0^L S(z, t) dz. \quad \text{III. 22}$$

En utilisant le signe « ... » pour désigner les fonctions moyennées ($\langle f \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L f(z, t) dz$),

$$\text{Récrivons } S'(L) - S'(0) + \frac{\left(\frac{L}{v}\right) d\langle S \rangle}{dt} = \sigma L \langle NS \rangle - \eta_1 L \langle S \rangle \quad \text{III. 23}$$

En faisant des moyennes, on supposait que les propriétés du milieu actif étaient invariables suivant la direction dans l'espace si bien que ni σ , ni η_1 ne dépendent de la coordonnée z .

On montre que l'étude des situations réelles on peut admettre, avec une approximation suffisante pour la pratique, la relation approchée suivante :

$$\langle NS \rangle \approx \langle N \rangle \langle S \rangle \quad \text{III. 24}$$

Compte tenu de III – 24 mettons l'équation III – 23 sous la forme

$$S'(L) - S'(0) + \frac{\left(\frac{L}{v}\right) d\langle S \rangle}{dt} = L(\sigma\langle N \rangle - \eta_1\langle S \rangle) \quad \text{III. 25}$$

Il n'est pas difficile de voir que la densité du flux lumineux sortant de la cavité (S_{sor}) a pour valeur

$$S_{sor} = [S_+(L) - S_-(L)] + [S_-(0) - S_+(0)] = S'(L) - S'(0). \quad \text{III. 26}$$

En faisant usage du coefficient de pertes utiles η_2 , on peut représenter S_{sor} sous la forme

$$S_{sor} = \frac{L}{\langle S \rangle \eta_2} \quad \text{III. 27}$$

Ou, rappelons-le,

$$\eta_2 = \left(\frac{1}{2L}\right) \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \quad \text{III. 28}$$

Le rapprochement entre III. 27 et III. 26 donne

$$S'(L) - S'(0) = L\langle S \rangle \eta_2$$

Ce qui permet de récrire l'équation III. 25 sous la forme

$$\frac{\left(\frac{L}{v}\right) d\langle S \rangle}{dt} = L\sigma\langle S \rangle \langle N \rangle - L(\eta_1 + \eta_2)\langle S \rangle. \quad \text{III. 29}$$

Ainsi, le passage aux valeurs moyennées sur la longueur du milieu actif permet de simplifier considérablement le système d'équations du bilan. Au lieu du système de trois équations différentielles aux dérivées partielles nous avons maintenant un système de deux équations moyennées :

$$\begin{aligned} \frac{1}{v} \frac{d}{dt} \langle S \rangle &= \sigma \langle S \rangle \langle N \rangle - (\eta_1 + \eta_2) \langle S \rangle; \\ \frac{d}{dt} \langle N \rangle &= -\frac{2\sigma}{\hbar\omega} \langle S \rangle \langle N \rangle - \left(\omega_p + \frac{1}{\tau}\right) \langle N \rangle + n' \left(\omega_p - \frac{1}{\tau}\right) \end{aligned} \quad \text{III. 30}$$

Les équations moyennées du bilan sont également appelées équations de vitesse.

Dans ce qui suit nous n'utiliserons en règle général que des équations moyennées du bilan si bien que le signe « ... » peut être émis ; en considérant les fonctions du temps intervenant dans les équations du bilan, nous supposons que toutes les quantités sont déjà prises en valeurs moyennes dans l'espace. Compte tenu de cette remarque et en introduisant la désignation

$$K = \omega_p \tau \quad \text{III. 31}$$

Récrivons le système d'équations du bilan III – 30 d'un laser à trois niveaux sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \frac{1}{v} \frac{d}{dt} S &= \sigma S(t) N(t) - (\eta_1 + \eta_2) S(t) \\ \frac{d}{dt} N &= -\frac{2\sigma}{\hbar\omega} S(t) N(t) - \frac{N(t)}{\tau} (K + 1) + \frac{n'}{\tau} (K - 1) \quad \text{III. 32} \end{aligned}$$

Pour un laser à quatre niveaux, la deuxième équation du système III – 32 doit être remplacée par l'équation

$$\frac{d}{dt} N = -\frac{2\sigma}{\hbar\omega} S(t) N(t) - \frac{N(t)}{\tau} (K + 1) + \frac{n'}{\tau} K \quad \text{III. 33}$$

III. 6 Equations de Statz et de Mars

Le système d'équations moyennées du bilan III. 32 a été obtenu avec certaines hypothèses sur le schéma des niveaux du centre actif. Sous une forme plus générale (indépendante du choix d'un schéma concret des niveaux) les équations du bilan ont été établies dès 1960 par Statz et de Mars.

Le système d'équations de Statz et de Mars se présente sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} M &= B'(t) N(t) - \frac{M(t)}{T}; \\ \frac{d}{dt} N &= -\beta B' M(t) N(t) + \frac{N_0 N(t)}{T_1}; \quad \text{III. 34} \end{aligned}$$

Les fonctions inconnues sont ici la densité d'inversion de population $N(t)$ (de même que dans III. 32) et la densité de nombre de photons à la fréquence émise. La quantité $M(t)$ est facile à exprimer par la densité de flux lumineux $S(t)$. En effet, en divisant $S(t)$ par la vitesse v de

propagation du rayonnement, on obtient la densité de rayonnement ; puis, en la divisant par l'énergie du photon $\hbar\omega$, on obtient la densité de photon $M(t)$,

Ainsi on a

$$M(t) = S(t) / \nu \hbar \omega \quad \text{III. 35}$$

Les équations de Statz et de Mars font intervenir les constantes suivantes : $B' = B \hbar \omega$, le coefficient d'Einstein de transitions stimulées dans le canal d'oscillation multiplié par l'énergie du photon ; T , la durée de vie d'un photon dans la cavité résonnante définie par l'ensemble des pertes nuisibles et utiles (suivant ce temps s'exprime par le coefficient de surtension de la cavité résonnante : $T = Q/\omega$; T_1 , le temps de relaxation longitudinale (relaxation de la différence d'inversion de populations des niveaux) ; $\frac{1}{T_1}$ La probabilité de variation de la différence d'inversion de populations des niveaux par suite des processus de relaxation β un nombre entier décrivant la variation de la différence d'inversion de populations des niveaux des transitions laser en cas d'émission d'un photon N_0 ; la densité d'équilibre d'inversion de populations en l'absence d'oscillation (le sens physique de ce paramètre sera discuté en détail plus loin).

Les équations de Statz et de Mars comportent une interprétation physique bien suggestive. La première équation signifie que la densité de photons dans la cavité résonnante croit par suite des transitions stimulées dans le canal d'oscillation (du fait que l'émission induite l'emporte sur l'absorption résonnante) et décroît par suite des pertes existant à l'intérieur de la cavité. La vitesse de croissance est égale au produit de la densité d'inversion de populations N par la probabilité par unité de temps ω de transitions stimulées. Compte tenu de on a $\omega = \frac{BS}{\nu} = B \hbar \omega = B' M$ et donc la vitesse considérées est égale à $\omega N = B' MN$, ce qui traduit la première équation de Statz et de Mars. Quant à la vitesse de décroissance de la densité de nombre de photons, elle est égale à M/T , c'est-à-dire est inversement proportionnelle au coefficient de surtension de la cavité résonnante.

Remarquons que la quantité $1/T$ s'exprime aisément par les coefficients de pertes nuisibles et utiles :

$$1/T = \nu(\eta_1 + \eta_2) \quad \text{III. 36}$$

La seconde équation de Statz et de Mars traduit le fait que la densité d'inversion de populations décroît au cours de l'émission induite et croit grâce à la prédominance de l'effet de pompage sur l'effet de vidange du niveau supérieur de la transition laser par suite des processus de relaxation. La vitesse de décroissance est égale à $\beta B' MN$ et la vitesse de croissance à $(N_0 - N)/T_1$.

Le paramètre N_0 qui a été appelé plus haut densité d'équilibre d'inversion de populations en l'absence d'oscillation mérite d'être examiné plus en détail. Supposons qu'on a réalisé des conditions rendant impossible l'oscillation du laser (par exemple, on a désaligné la cavité résonnante). Supposons également que dans ces conditions fonctionne un dispositif de pompage de puissance constante. Si les processus de relaxation n'intervenaient pas (si la vidange des niveaux par émission spontanée ne se produisait pas), la densité d'inversion de populations devrait, dans une telle situation, croître jusqu'à ce que tous les centres actifs passent au niveau supérieur de la transition laser ($N=n'$). Or, les processus de relaxations se produisent de façon permanente ; de ce fait la fonction croissante $N(t)$ tendra vers une certaine valeur constante (inférieure à) pour laquelle l'effet de croissance de N due au pompage et l'effet de décroissance de N par suite des processus de relaxation se compensent exactement. C'est cette valeur de la densité d'inversion de populations qu'on prend pour N_0 . Soulignons que la valeur de N_0 pour laquelle a lieu cette compensation est d'autant plus grande que la puissance de pompage est plus élevée. C'est pour cette raison que l'on donne à N_0 aussi le nom de paramètre de pompage.

Remarquons que la deuxième équation de Stutz et de Mars possède, comme il est facile de le voir, la solution $N=N_0$ si l'on pose $M=0$ (absence d'oscillation) et $dN/dt=0$ (le pompage et les processus de relaxation se neutralisent mutuellement).

Au lieu de $M(t)$ et $N(t)$ on préfère parfois faire usage des fonctions $F(t)=\hbar\omega M(t)$ et $N'(t) = \hbar\omega N(t)$. Ces fonctions décrivent la densité d'énergie de rayonnement (à la fréquence d'émission) emmagasinées respectivement dans le champ à l'intérieur de la cavité résonnante et dans les centres actifs inversés. Dans ce cas le système d'équations de Stutz et de Mars III. 34 s'écrit sous la forme

$$\frac{dF}{dt} = BF(t)N'(t) - \varepsilon F(t);$$

$$\frac{dN'}{dt} = R - \lambda N'(t) - \beta BF(t)N'(t). \quad \text{III. 34. a}$$

$$\text{Ici } \varepsilon = \frac{1}{T}; \quad \lambda = \frac{1}{T_1}; \quad R = N_0 \hbar\omega / T_1$$

Approches numériques :

Le code a été développé dans ce travail, avec la version 7.1a du logiciel MATLAB, avec ses boîtes outils :

- Symbolic math toolbox

- Pdetool (maillage)
- Visualisation 2d-3d

L'objectif principal de ce travail est de calculer les conditions de la circulation, en particulier entre la chambre de combustion à l'écoulement supersonique dans la tuyère, nous avons calculés les différentes oscillations des niveaux d'excitations et relaxations lasers suivants les différentes canaux d'oscillations représenté sur la figure ci-dessous qui représente aussi les différentes transitions dans un laser $\text{CO}_2\text{-N}_2$ proche à un laser $\text{CO}_2\text{-HF-DF}$, selon les différents calculs. Le principal inconvénient de la géométrie à écoulement transversal est la nécessité d'utiliser une cavité optique instable pour obtenir un faisceau laser de bonne qualité optique. Dans cette partie nous avons trouvés des difficultés pour surmonter le découplage des équations différentielles et les traduire en code Matlab avec une approche en tenant compte les différentes paramètres principalement le pompage et la densité de populations selon les différentes niveaux et les canaux d'excitations, il est recommandé d'avoir le rapport de vitesse entre le CO_2 et HF-DF , le flux de mélange pour réduire le pompage en partant pour la récupération totale de la température dans la zone de mélange. En outre, le mélange HF-DF ($v=1$) vers un transfert résonant vers (001) de CO_2 , bien que lente, se trouve être très efficace car elle a donné lieu à des régions mixtes uniformes avec la distribution de densité homogène de populations ensuite pour une relaxation vers les niveaux vibrationnels de CO_2 (200) et (020) .

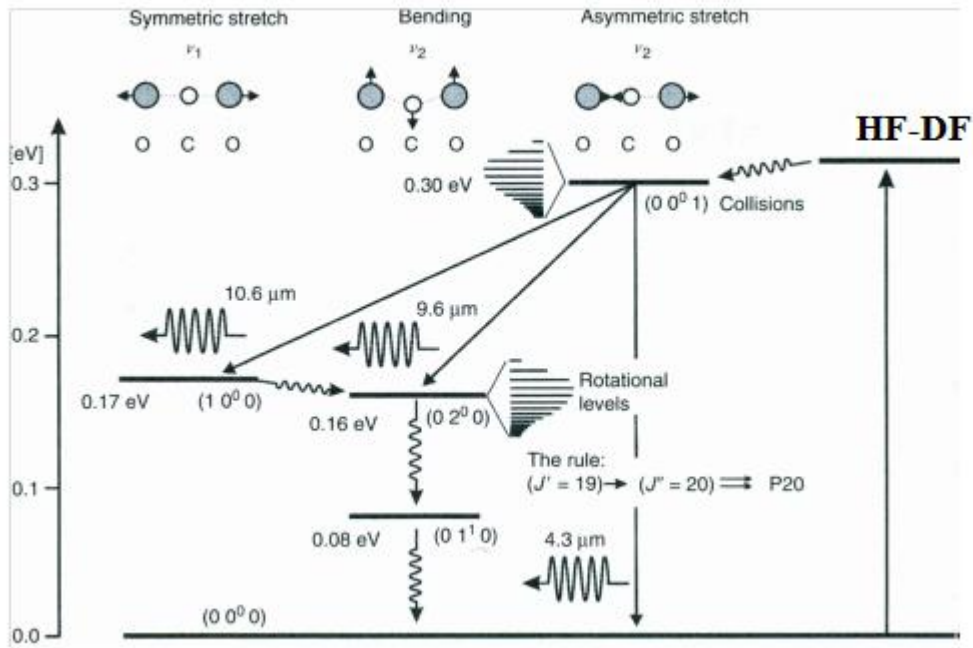


Fig. III. 2 Représente CO₂-HF-DF

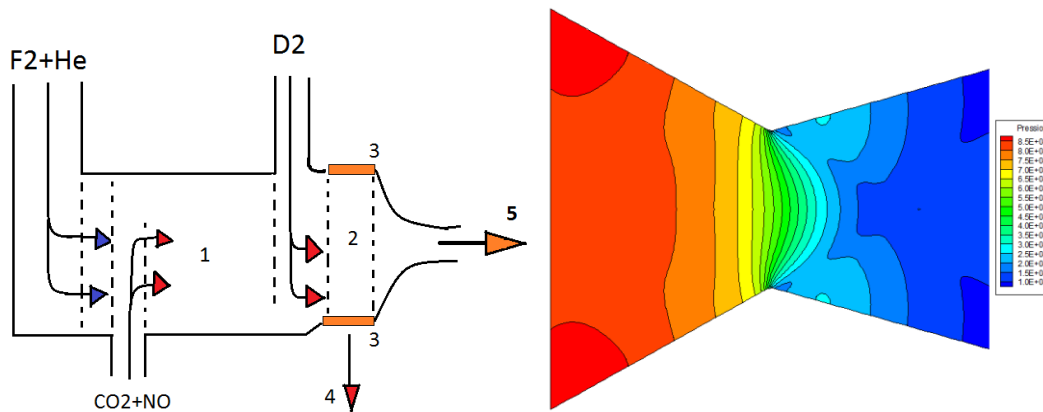


Fig. III. 3 Le générateur laser – l'écoulement dans une tuyère convergente-divergente

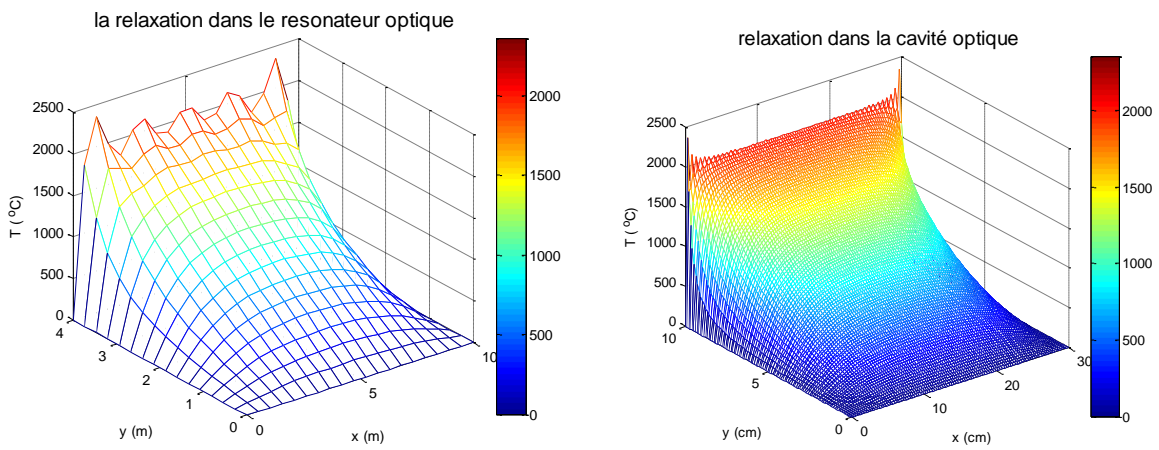
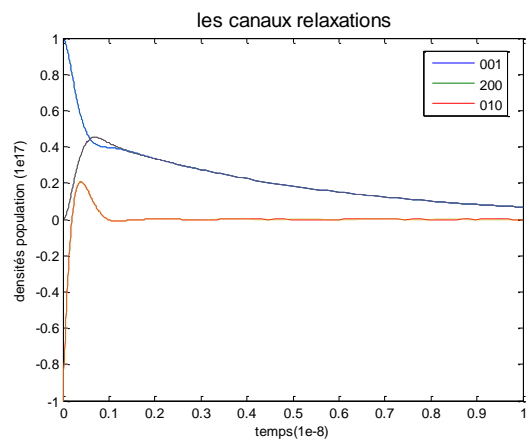
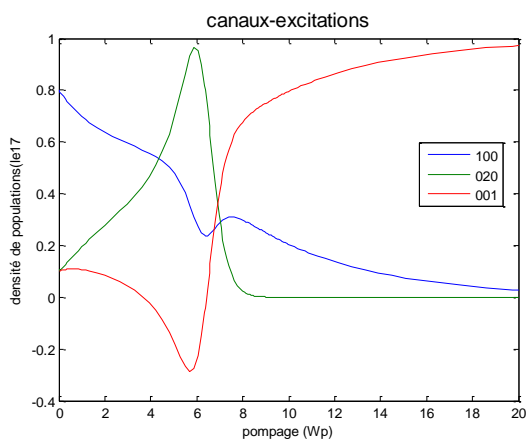
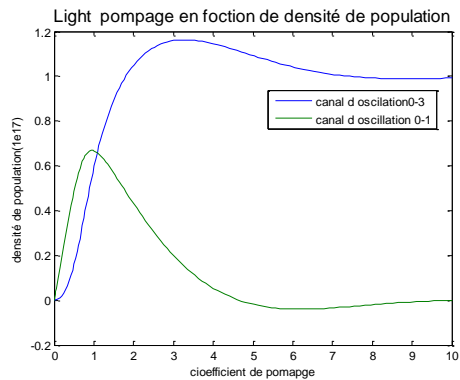
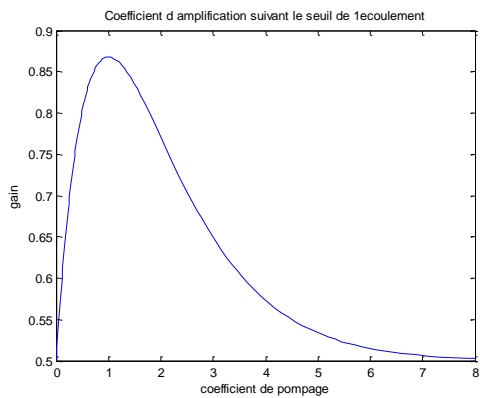


Fig. III. 4. Figure de la cavité optique après la relaxation de l'écoulement supersonique et baisse de température



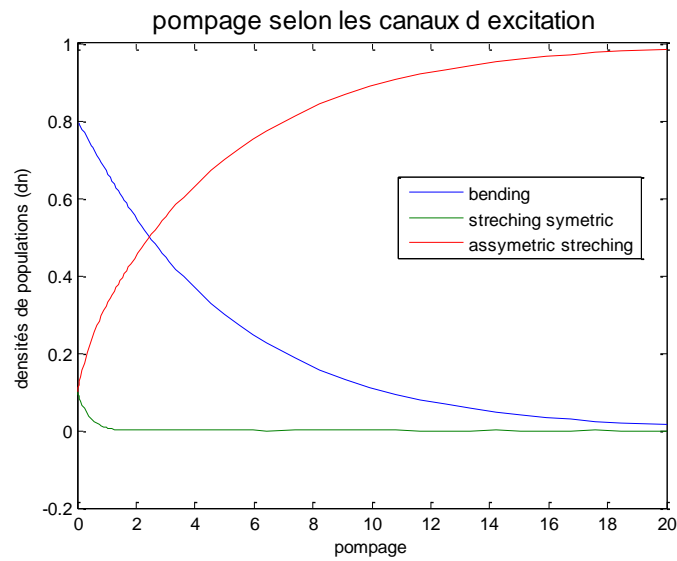


Fig. III. 5. Figures : représente les différentes courbes d'excitation et relaxations suivants les canaux d'oscillations

- Applications des lasers chimiques : Application principale:
- domaine militaire
- (arme anti-missile ou antisatellite).

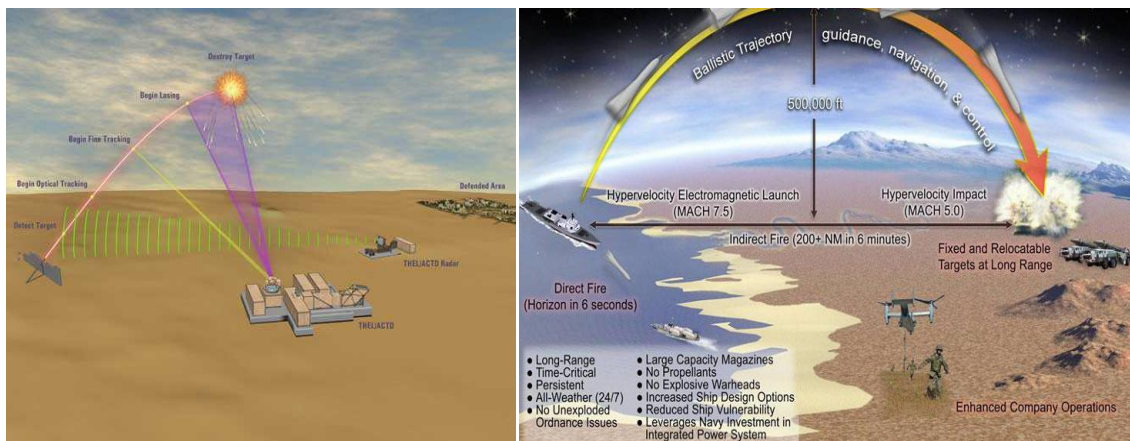




Fig. III. 6. Embarquement du générateur laser terre-mer-Air

Dissimulations



Conclusion générale

Nous avons brièvement résumé certaines possibilités découvertes récemment dans le domaine de la conversion de l'énergie chimique en énergie laser. Les principes physiques que nous avons exposés serviront probablement de base à des nouvelles innovations qui permettront peut-être de réaliser les sources d'ondes cohérentes dont le quantum sera de plus en plus grand.

Ainsi ce modeste travail de recherche et d'exploration permettra probablement d'élaborer de nouveaux lasers de quantum de plus en plus grand. Ceux-ci ouvriront aux physiciens de nouveaux champs de recherche. L'impulsion laser d'une durée totale de 1 | présente un pic de courte durée (60 ns) contenant la moitié de l'énergie. Le coefficient d'amplification atteint 40,6 % par cm. Typiquement, les tuyères ont un col de 0,1 mm et une largeur de sortie de 3 à 4 mm. Leur hauteur peut varier de 2 à 20 cm suivant la puissance laser ainsi que les dimensions des tuyères ; selon les documents trouvés dans la littérature Le plus puissant laser chimique DF continu a été réalisé par TRW en 1980 : c'est le laser MIRACL (Mid-Infrared Advanced Chemical Laser) construit pour la Navy. La puissance délivrée dans la plage 3,6 - 4,0 μ m (puissance est de 2 MW. Un laser chimique HF tout aussi puissant mais de conception différente car destiné à fonctionner dans l'espace est en cours d'expérimentation : c'est le laser ALPHA réalisé aux USA pour le compte de la SDIO (Strategic Defense Initiative Organization). Une technologie récente peut permettre d'obtenir des impulsions longues avec un rendement avoisinant 100 % (secret défense USA).

Références

1. LES ARMES A ENERGIE DIRIGEE, MYTHE OU REALITE ?
2. *Les lasers et leurs applications scientifiques et medicales*
3. Fundamentals of Compressible Fluid Mechanics Genick Bar–Meir, Ph. D. 7449 North Washtenaw Ave Chicago, IL 60645 email: “bar-meir@gmail.com”
4. Basting, D., and Marowsky, G.: *Excimer Laser Technology*, Berlin, Springer-Verlag, 2005.
5. Borisov V., et al.: “Conditions for the excitation of a wide-aperture XeCl laser with an average output radiation power of 1 kW,” *Quantum Electronics*, 25: 408, 1995.
6. Godard, B., et al.: “First 1-kW XeCl Laser,” *Proc. CLEO 93*, Baltimore, MD, 1993.
7. Yoshino, M., et al.: “High-Power and High-Energy Stability Injection Lock Laser Light Source for Double Exposure or Double Patterning ArF Immersion Lithography,” *Optical Microlithography XXI*, eds. H. J. Levinson and M. V. Dusa, SPIE, Bellingham, WA, 2008.
8. Fleurov, V., et al.: “XLR 600i: Recirculating Ring ArF Light Source for Double Patterning Immersion Lithography,” *Optical Microlithography XXI*, eds. H. J. Levinson and M. V. Dusa, SPIE, Bellingham, WA, 2008.
9. Trokel, S. L., Srinivasan, R., and Braren, B.: “Excimer laser surgery of the cornea,” *Am. J. Ophthalmol.*, 96: 710–715, 1983.

Résumé: Une théorie est présentée pour un laser chimique HF utilisant à la fois les réactions de pompage chaude et froide sous cw conditions. Six lignes vibration-rotation sont considérées comme perdre simultanément. Contrôle aérodynamique est incorporé dans la mesure où le flux est supposé étendre de façon continue, en maintenant des conditions statiques isothermes dans le gaz. Des solutions de forme fermée sont obtenus pour les populations des états excités. Les résultats montrent l'influence des nombreux paramètres du système sur la puissance spécifique, le gain et la saturation. Alors que d'importantes fractions de l'énergie chimique disponible peuvent être converties en énergie dans le faisceau laser, la théorie suggère qu'il ya encore place à amélioration substantielle. Les comparaisons sont également discutées dans les situations où certaines des lignes sont supprimées.

Abstract: A theory is presented for an HF chemical laser employing both the hot and cold pumping reactions under c.w. conditions. Six vibration-rotation lines are considered to be lasing simultaneously. Aerodynamic control is incorporated to the extent that the flow is assumed to expand continuously, maintaining isothermal static conditions in the gas. Closed form solutions are obtained for the populations of the excited states. The results show the influence of the numerous parameters of the system on the specific power output, gain, and saturation. While significant fractions of the chemical energy available can be converted into energy in the laser beam, the theory suggests there remains room for substantial improvement. Comparisons are also discussed for situations where some of the lines are suppressed.