



TECHNIQUES
DE L'INGÉNIEUR

Réf. : **E4020 V1**

Sources laser

Date de publication :
10 septembre 1996

Cet article est issu de : **Électronique - Photonique | Optique Photonique**

par **Gilles BRASSART, Jean-Louis MEYZONNETTE,**
Jean-Paul POCHOLLE

Pour toute question :
Service Relation clientèle
Techniques de l'Ingénieur
Immeuble Pleyad 1
39, boulevard Ornano
93288 Saint-Denis Cedex

Par mail :
infos.clients@teching.com
Par téléphone :
00 33 (0)1 53 35 20 20

Document téléchargé le : **19/02/2020**

Pour le compte : **7200029571 - univ mouloud mammeri tizi ousou // bu01 SNDL // 193.194.82.178**

© Techniques de l'Ingénieur | tous droits réservés

Sources laser

par **Gilles BRASSART**

*Ingénieur de l'École supérieure d'optique
Président-directeur général de BM Industries*

Jean-Louis MEYZONNETTE

*Ingénieur de l'École supérieure d'optique
Professeur à l'École supérieure d'optique*

et **Jean-Paul POCHOLLE**

*Chef du Laboratoire Sources laser pour optronique
au Laboratoire central de recherche (LCR) Thomson-CSF*

1. Rappels de base.....	E 4 020 - 2
1.1 Historique	— 2
1.2 Généralités	— 2
1.3 Conditions d'oscillation.....	— 3
1.4 Modes transverses	— 3
1.5 Méthodes de modulation en puissance d'un laser.....	— 4
2. Diodes laser	— 6
2.1 Matériaux et structures	— 6
2.2 Diodes à émission surfacique.....	— 8
2.3 Diodes de puissance.....	— 9
2.4 Diodes accordables dans l'infrarouge	— 11
2.5 Diodes émettant dans le visible	— 13
3. Laser à dioxyde de carbone	— 13
3.1 Laser moléculaire	— 13
3.2 Laser continu à excitation électrique	— 16
3.3 Laser impulsif CO ₂ -TEA.....	— 17
3.4 Laser CO ₂ -TEA à cadence de tir élevée.....	— 18
3.5 Applications	— 19
4. Lasers solides pompés par diodes laser.....	— 19
4.1 Généralités	— 19
4.2 Diodes laser de puissance	— 20
4.3 Milieu actif.....	— 22
4.4 Pompage optique	— 24
4.5 Architectures de cavités	— 25
4.6 Diversité des lasers solides pompés par diodes.....	— 26
4.7 Applications	— 28
4.8 Point sur le présent et l'avenir.....	— 28
5. Sécurité laser	— 29
5.1 Position du problème.....	— 29
5.2 Normes de sécurité laser	— 29
5.3 Exemples de calculs sur la sécurité laser	— 31

L'avènement des lasers a renouvelé considérablement le domaine de l'optique, et étendu ses possibilités, en rendant concevables des équipements et des systèmes dits « actifs », qui étaient irréalisables à partir de sources optiques plus traditionnelles, telles que les sources thermiques. Pour de nombreuses applications, les lasers sont en effet les seules sources envisageables, car leur émission peut surpasser de loin celle de leurs concurrentes thermiques par ses caractéristiques spatiale, spectrale, temporelle ou énergétique.

L'un des **avantages** décisifs des lasers est la possibilité d'obtention de luminances spectrales élevées, donc d'émission de rayonnements à la fois très directs (la divergence du faisceau peut être limitée par la diffraction dans le cas de lasers monomodes) et quasimonochromatiques : cela permet d'une part d'optimiser un éclairage de cible ou une concentration d'énergie, même sur de longues distances, et d'autre part de simplifier les optiques associées et de filtrer plus efficacement les rayonnements parasites.

L'émission des lasers se prête de plus à des techniques de modulation, et donc de traitement de signal, difficilement envisageables avec des sources thermiques (modulation d'amplitude ou de fréquence, obtention d'impulsions très brèves, accordabilité en longueur d'onde, etc.).

Après un bref rappel théorique, cet article présente l'état de l'art sur différents types de lasers : diodes laser, lasers à gaz CO_2 , lasers solides pompés par diodes laser, et s'achève par des considérations sur la sécurité (en particulier oculaire) dans l'utilisation des lasers.

1. Rappels de base

1.1 Historique

C'est en 1917 que A. Einstein (prix Nobel 1921) établit le concept d'émission stimulée en analysant une population fictive d'atomes à 2 niveaux d'énergie E_n et E_m , distants de $h\nu$, en équilibre thermique dans une enceinte à la température T . La statistique de Boltzmann définit la répartition des atomes entre les deux niveaux, et la loi de Planck fournit la densité spectrale du rayonnement électromagnétique du corps noir constitué par cette collection d'atomes. Les phénomènes d'absorption et d'émission spontanée des photons d'énergie $h\nu$ sont pris en compte par Einstein, qui admet qu'à l'équilibre thermodynamique le nombre, par unité de temps, de transitions de n vers m est égal à celui de m vers n . Dans ces hypothèses, Einstein démontre que la loi de Planck entraîne la nécessité du concept d'émission stimulée.

En 1940, Fabricant réalise probablement la première inversion de population dans ses mesures d'absorption de lumière entre deux états excités d'espèces gazeuses, au cours desquelles il parvient à désexciter rapidement le niveau le moins énergétique. Le laser aurait pu naître à l'aube de la Seconde Guerre mondiale si Fabricant (reconnu comme le grand-père du laser) avait pensé à placer le gaz dans une enceinte avec deux miroirs en bout.

Dans les années 1952/1954 le phénomène d'amplification stimulée est observé simultanément par les deux équipes de Townes, Gordon, Zeiger (États-Unis) et de Basov et Prokhorov (URSS), qui, pour cela, reçoivent simultanément le prix Nobel en 1964. En 1954, le jet moléculaire en sortie d'un four dans lequel se trouvent des molécules d'ammoniac (NH_3) excitées par collision, passe entre deux électrodes qui effectuent le tri des espèces excitées. Ces dernières sont envoyées dans une cavité résonnante et les expérimentateurs observent une émission dans un guide d'onde à $2,3 \times 10^{10}$ Hz. Le **Maser** (*microwave amplifier by stimulated emission of radiation*) est ainsi inventé.

Cela conduit, en 1958, Townes et Schawlow à élaborer le concept du maser à fréquences optiques, ou **laser** (*light amplification by stimulated emission of radiation*), à partir d'un milieu actif pompé optiquement placé dans un interféromètre de Fabry-Pérot, qui constitue la cavité résonnante. C'est en juillet 1960 que Maiman réalise le premier laser, sous forme de laser à rubis fonctionnant en mode libre (émission dite relaxée). Quelques mois plus tard, Javan fabrique le premier laser à gaz à émission continue.

Dans les années 60, les études portent largement sur le pompage optique, en particulier grâce à N. Blombergen et A. Kastler (prix Nobel en 1966). Le laser est analysé comme une machine de Carnot pour laquelle il est admis que le second principe de la thermodynamique n'est pas remis en cause, malgré de nombreuses hésitations au sein de la communauté scientifique. Au cours de cette période les différents types de laser sont à l'étude, les raies d'émission analysées et les rendements mesurés expérimentalement.

1.2 Généralités

Bien que les lasers se présentent sous des dimensions très différentes les uns des autres (allant en volume de la tête d'épingle au bâtiment entier), les interactions de base entre le milieu et le rayonnement laser sont les mêmes, et ce paragraphe en rappelle brièvement les bases, communes à tous les lasers.

Un laser est en fait un oscillateur optique et peut donc être considéré comme un amplificateur avec une boucle de contre-réaction positive. Tout d'abord, l'amplification aux fréquences optiques est possible grâce au caractère discret des états énergétiques de nombreuses espèces atomiques (atomes, molécules, ions...). En général un rayonnement électromagnétique ne peut interagir avec une espèce atomique que si sa fréquence ν est telle que l'énergie individuelle des photons qui le composent, $h\nu$, est égale à la différence d'énergie entre les deux états permis du milieu.

Bien que, en pratique, tous les systèmes atomiques présentent un grand nombre d'états énergétiques permis, on ne considère que les interactions de la lumière avec les deux états dont la différence d'énergie satisfait à la relation :

$$E_2 - E_1 = h\nu$$

Si l'atome se trouve dans l'état énergétique le plus faible E_1 , il peut absorber un photon et donc atteindre le niveau d'énergie supérieur E_2 . Le débit de photons absorbés est alors proportionnel au nombre d'atomes du milieu, au débit des photons incidents et à une constante de proportionnalité appelée probabilité de transition, qui est une caractéristique de ces deux niveaux.

Dans le cas où l'atome se trouve déjà dans le niveau supérieur, deux processus peuvent alors se produire.

■ Le premier processus est celui de l'**émission spontanée**, dans lequel l'atome retourne à l'état inférieur en émettant un photon de fréquence ν . Si la plupart des atomes émettent de cette façon, le rayonnement résultant est *incohérent* car il n'y a pas de relation entre

les instants d'émission d'un atome à un autre. La plupart des sources (à incandescence ou à fluorescence) émettent de cette façon. Le flux émis par émission spontanée est indépendant de l'amplitude du champ électromagnétique incident ; il est proportionnel au nombre d'atomes dans l'état excité et inversement proportionnel à leur durée de vie (c'est-à-dire au temps moyen pour qu'un atome passe dans l'état excité avant de retourner au niveau le plus bas).

■ Le second processus est celui de l'**émission stimulée**, dans lequel l'émission d'un photon par un atome est déclenchée par la présence du rayonnement incident. Dans ce cas, l'instant où se produit l'émission est dicté par le champ excitateur, auquel elle se superpose en phase. Il s'agit donc d'un processus cohérent, qui constitue le cœur même du mécanisme laser. Le flux dû à l'émission stimulée est proportionnel au nombre d'atomes qui se trouvent dans l'état excité, au débit de photons incidents et à la même probabilité d'absorption que dans le cas de l'absorption.

On peut donc voir qu'un milieu, dont les atomes se trouvent en plus grand nombre dans l'état fondamental que dans l'état excité, absorbera une fraction du faisceau incident, ce qui se produit obligatoirement lorsque le milieu est en équilibre thermique avec son environnement. Au contraire, il y aura production nette de rayonnement si les atomes sont plus nombreux dans l'état excité. La recherche de matériaux laser doit donc se concentrer sur des milieux qui ne soient pas en équilibre thermique avec leur environnement et pour lesquels la durée de vie du niveau excité ne soit pas trop courte ; la durée de vie de la plupart des états laser va de quelques microsecondes à des dizaines de millisecondes.

1.3 Conditions d'oscillation

La présence d'un milieu amplificateur seul ne suffit pas pour faire un laser. De même que pour un oscillateur électrique, il faut la présence d'une boucle de contre-réaction pour que le gain global soit supérieur aux pertes nettes du système. La façon la plus simple de réaliser cette boucle est de placer le milieu amplificateur dans une cavité constituée de deux miroirs plans, parallèles entre eux. On peut constater simplement que les ondes, qui se propagent perpendiculairement aux miroirs, restent à l'intérieur du milieu amplificateur beaucoup plus longtemps que les ondes qui se propagent dans les autres directions, et donc qu'elles vont croître en intensité beaucoup plus rapidement que ces dernières. Le retour fourni par ces miroirs est donc très directif, ce qui explique la très forte collimation d'un faisceau laser émis de cette manière. Si les miroirs de la cavité étaient sphériques, il serait possible en principe de créer des ondes laser sphériques, mais cela ne présente qu'un intérêt académique, puisqu'en pratique ce qui est demandé en priorité à un laser est une bonne collimation du faisceau émis.

Pour obtenir des oscillations, il faut que la boucle de contre-réaction réinjecte un signal de phase et d'amplitude correctes. La condition sur l'amplitude est remplie si le gain du système sur un aller-retour est supérieur à 1. Considérons une onde d'intensité I_0 incidente sur le milieu amplificateur dont le gain par unité de longueur est α et l'épaisseur ℓ ; α est lié directement à la différence de population $N_2 - N_1$ et à la probabilité de transition entre les deux états. Après traversée du milieu, l'intensité devient :

$$I = I_0 \exp(\alpha \ell)$$

Une méthode simple, pour coupler vers l'extérieur de la cavité une fraction de l'énergie située à l'intérieur, est de placer un miroir partiellement transparent à l'une des extrémités de cette cavité. Si ce miroir de sortie a un facteur de réflexion R et des pertes négligeables, la fraction $(1 - R)$ de l'énergie sort de la cavité. L'intensité du faisceau lorsqu'il revient au point de départ est alors :

$$I = RI_0 \exp(2\alpha \ell)$$

et, dans la mesure où elle est supérieure à I_0 , il y a amplification du faisceau à chaque aller-retour dans la cavité. Il se produit alors des oscillations jusqu'à ce que la valeur du gain de l'ensemble retombe à 1 par un phénomène non linéaire.

La condition de seuil du laser peut s'écrire de la façon suivante :

$$\alpha_s > (1/2\ell) \ln(1/R)$$

Les conditions sur la phase de la réaction sont remplies automatiquement si la séparation entre les miroirs est égale à $n\lambda/2$, où n est un entier, et λ la longueur d'onde correspondant à la fréquence ν . À première vue, il peut sembler nécessaire que la distance entre miroirs soit très précise mais, dans la plupart des cas, n est un nombre très grand. Par conséquent, la séparation en longueur d'onde $\Delta\lambda$, correspondant à la différence entre n et $(n + 1)$ demi-longueurs d'onde dans la cavité, est donnée par :

$$\Delta\lambda = \lambda^2/2L$$

où L est la séparation entre les miroirs.

On peut donc voir que la variation en longueur d'onde correspondant à deux entiers successifs est très petite et indépendante de la valeur de n .

En pratique, les milieux laser sont capables d'amplifier non seulement l'onde dont la fréquence ν a été définie très précisément précédemment, mais aussi un ensemble d'ondes situées dans une bande spectrale située autour de cette valeur, par le fait que les niveaux des atomes ont des largeurs énergétiques non nulles. Ainsi, dans la mesure où la largeur de bande est supérieure à la valeur $\Delta\lambda$, il y aura toujours une fréquence à l'intérieur de cette bande d'amplification pour laquelle la condition de phase est satisfaite.

Exemple

Considérons un milieu laser dont la bande d'amplification, de largeur 1 nm, soit centrée à $1 \mu\text{m}$ et qui soit placé dans une cavité de 25 cm de long. Il ressort que $\Delta\lambda = 2 \times 10^{-3}$ nm et dans la bande d'amplification, il y aura 500 valeurs discrètes de fréquences pour lesquelles l'oscillation est possible.

Ces valeurs discrètes représentent ce que l'on appelle les **modes longitudinaux du résonateur**. Très souvent, un laser peut fonctionner sur plusieurs modes longitudinaux à la fois puisque les conditions de gain peuvent être satisfaites sur un domaine important de la bande d'amplification. Les largeurs spectrales des différents types de matériaux varient considérablement de l'un à l'autre, puisqu'elles peuvent aller de quelques mégahertz dans certains gaz à des milliers de gigahertz dans certains solides. Si la bande est très étroite, il faut s'assurer qu'il existe bien un mode longitudinal dans la zone de fréquences adéquate en ajustant la distance entre les miroirs, mais le problème le plus souvent rencontré est d'obtenir un spectre étroit à l'émission en limitant le nombre de modes longitudinaux que peut émettre le laser, grâce à des éléments sélectifs en fréquence, tels que prismes ou étalons placés à l'intérieur de la cavité. Pour la plupart des applications en avionique, le fait que le laser oscille sur un certain nombre de modes longitudinaux n'a que peu de conséquences sur les performances du système optronique parce que la largeur totale du spectre émis est faible vis-à-vis de la bande passante des autres composants optiques du système, tels que filtres, détecteurs, etc. Les cas où un émetteur monomode est réellement nécessaire sont très rares, mais peuvent se présenter, par exemple dans les systèmes à détection hétérodyne.

1.4 Modes transverses

La représentation simple qui a été donnée précédemment d'un résonateur, en terme d'une onde plane qui rebondit entre deux miroirs plans est correcte de façon générale, mais elle n'est pas totalement exacte. Un résonateur optique peut, en effet, entretenir plusieurs configurations de champ électromagnétique, ou *modes*.

On a déjà présenté les modes dits longitudinaux ; à chaque mode longitudinal, peuvent être associées des variations dans la structure du champ dans un plan perpendiculaire à la direction générale de propagation.

Pour constituer un mode du résonateur, la distribution de champ le long d'un miroir doit se reproduire en amplitude et en phase après réflexion sur l'autre miroir, et ces distributions peuvent se calculer par la théorie scalaire de la diffraction. Les modes d'un résonateur à miroirs plans ont été calculés par itération sur ordinateur, mais les modes d'un résonateur à miroirs sphériques peuvent, dans certains cas, se calculer de façon analytique. Par analogie avec un résonateur à micro-ondes, ces modes sont appelés TEM_{mn} (Transverse Électromagnétique), où m et n sont deux entiers correspondant aux nombres d'annulations du champ le long de deux directions orthogonales dans les plans des miroirs. La figure 1 montre quelques-uns des modes d'ordres les plus faibles calculés à partir d'une solution analytique pour un résonateur à miroirs sphériques. Plus les valeurs de m et n sont élevées, plus la distribution du champ est étalée dans le plan des miroirs et plus la divergence du faisceau émis par diffraction est importante. La distribution du faisceau de sortie consiste généralement en la superposition d'un nombre de modes transverses différents, à moins que des moyens de discrimination de modes ne soient mis en œuvre dans la cavité.

La **divergence minimale est obtenue pour le mode TEM_{00}** , dont le profil est gaussien, et qui peut être sélectionné, généralement, en plaçant un diaphragme de dimension appropriée à l'intérieur de la cavité. Cependant, la dimension de ce mode est généralement beaucoup plus petite que le diamètre du milieu amplificateur, ce qui en réduit le rendement. Typiquement, la fraction de puissance disponible dans le mode TEM_{00} est comprise entre 20 et 60 %.

1.5 Méthodes de modulation en puissance d'un laser

Dans de nombreuses applications, on désire faire varier la puissance de sortie du laser en fonction du temps, généralement pour obtenir des impulsions. Pour cela, il existe différentes méthodes, en fonction de la fréquence de répétition et de la durée d'impulsion recherchées, dont les plus courantes sont rappelées ci-dessous.

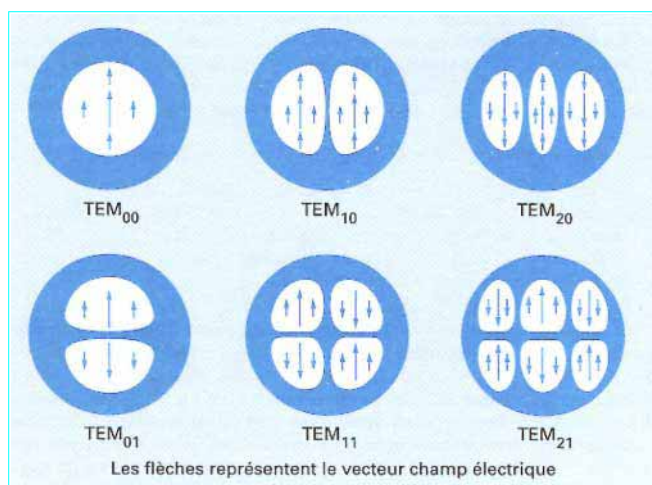


Figure 1 – Modes d'un laser

1.5.1 Modulation par contrôle de la puissance d'excitation

Dans certains types de lasers, pour lesquels la durée de vie de l'état excité est assez brève (inférieure à une microseconde) l'inversion de population est directement proportionnelle à la puissance d'excitation de sorte que la variation de la puissance laser en sortie est une recopie de celle à l'entrée. Par exemple, les variations de puissance en sortie d'une diode laser à semiconducteur (§ 2) suivent de très près celles du courant injecté dans la jonction et, par conséquent, on peut obtenir un fonctionnement impulsif sur un domaine très large de cadences de répétition, les limitations provenant essentiellement de la capacité thermique du dispositif. De même, certains types de laser à colorants organiques excités optiquement peuvent produire des impulsions de l'ordre de la microseconde avec des puissances crête de l'ordre du mégawatt si on les excite par un flash.

Par ailleurs, les durées de vie à l'état excité de nombreux matériaux lasers solides et de quelques lasers à gaz sont comprises entre la dizaine de microsecondes et quelques millisecondes. L'énergie peut alors être stockée par le milieu sous forme d'une forte inversion de population et, à la limite, quand l'énergie à l'entrée est fournie sur une durée brève par rapport à cette durée de vie, l'inversion est directement proportionnelle à l'énergie d'excitation. Cette énergie ainsi emmagasinée peut alors être convertie en impulsions par l'une des techniques décrites ci-dessous.

Une fois le seuil franchi dans un simple oscillateur de base, consistant en un milieu amplificateur et une paire de miroirs, le gain sur un aller-retour se sature et tout accroissement ultérieur de la puissance de pompe est directement converti par le processus d'émission stimulée en un accroissement de la puissance de sortie. Cependant, pour de nombreux lasers, en particulier les lasers solides, la puissance de sortie n'est pas proportionnelle à la puissance d'entrée lorsqu'on s'intéresse à une échelle de temps de l'ordre de la microseconde. On trouve que la puissance de sortie consiste en une superposition de nombreuses impulsions, dont la durée typique est de l'ordre de la microseconde, ou moins, et aussi de trains d'impulsions amorties espacées dans le temps de façon bien définie. Ces impulsions se produisent par couplage étroit entre le champ rayonné à l'intérieur de la cavité et l'inversion de population, et peuvent être déclenchées facilement par de faibles perturbations sur la puissance de pompe, sur les pertes de la cavité ou sur la fréquence de la cavité dues à de petites vibrations des miroirs. En pratique, il est souvent essentiel d'éliminer ces fluctuations et de produire des impulsions contrôlées. Cela peut s'obtenir en insérant dans la cavité un commutateur optique (figure 2). Les caractéristiques de ces commutateurs dépendent des applications.

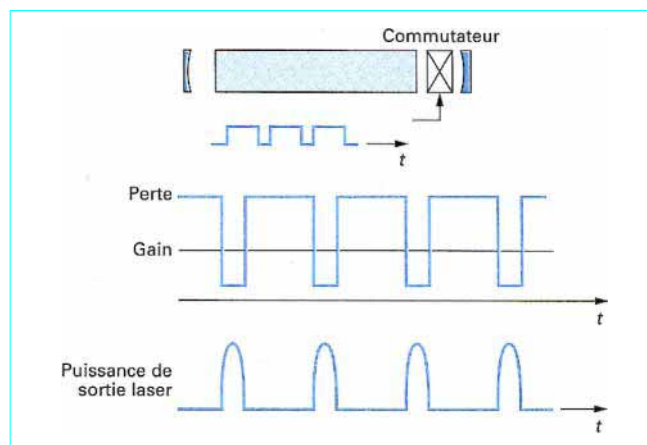


Figure 2 – Commutation intracavité

1.5.2 Fonctionnement impulsif du type *Q-switch*

La forme la plus courante d'émission laser impulsif s'obtient par la méthode du déclenchement dit *Q-switch*. Ce qui est exigé du commutateur, dans ce cas, est de pouvoir passer d'un état parfaitement opaque à un état parfaitement transparent en quelques nanosecondes. Au départ, le commutateur est dans un état opaque, de sorte qu'il n'y a aucune contre-réaction positive de la part de la cavité. Par excitation du milieu amplificateur, on y instaure une inversion de population, qui, en l'absence du commutateur, se stabiliserait à un niveau tel que le gain sur un aller-retour soit égal à un. Par contre, avec le commutateur à l'état opaque situé dans la cavité, le gain sur un aller-retour est nul et l'inversion de population augmente jusqu'à ce qu'elle se trouve limitée par un autre facteur. Cela se produit quand l'augmentation de l'inversion de population se trouve compensée exactement par sa décroissance due à l'émission spontanée ou à la fluorescence. Lorsque l'excitation provient d'impulsions de durée inférieure ou comparable à la durée de vie de fluorescence du matériau, le maximum dans l'inversion de population se produit en fin d'impulsion excitatrice, et le gain correspondant à cet état peut être de beaucoup supérieur au seuil de gain défini en l'absence de commutateur. Si le commutateur s'ouvre à cet instant, le flux de photons dans le résonateur croît, depuis les quelques photons de bruit dus à la fluorescence jusqu'à une valeur beaucoup plus élevée que si le gain s'était saturé. Le flux de photons continue alors à croître jusqu'à ce que l'inversion de population s'annule et que l'énergie emmagasinée soit émise. Dans la mesure où le commutateur s'ouvre assez rapidement, l'énergie est émise sous la forme d'une impulsion unique. Pour les lasers solides à excitation impulsif, l'impulsion déclenchée peut contenir des énergies qui vont typiquement du millijoule à plusieurs joules, avec des durées comprises entre quelque 5 et 100 ns.

Des efforts considérables ont été faits pour développer des commutateurs optiques destinés aux lasers déclenchés. La solution la plus simple consiste à faire tourner à haute vitesse l'un des miroirs du résonateur. La cavité ne présente aucune contre-réaction tant que les miroirs ne sont pas alignés, mais si le maximum dans l'inversion de population se produit lorsque les miroirs sont parallèles, une impulsion se déclenche. Cependant, bien qu'elle paraisse simple, au moins en principe, cette technique n'est pas facile à mettre en œuvre et elle présente l'inconvénient grave de ne pouvoir créer une impulsion qu'au passage des miroirs à l'alignement, ce qui rend très difficile la synchronisation de cette émission avec des phénomènes extérieurs au laser. Dans de nombreux cas, on lui préfère le déclenchement par commutation électro-optique ; cette technique met à profit le changement de polarisation d'un faisceau lumineux induit dans des cristaux tels que LiNbO_3 ou KD^*P (phosphore d'iodure de potassium) auxquels on applique un champ électrique. Le commutateur complet se compose du cristal électro-optique et d'un polariseur. La lumière polarisée linéairement par le polariseur est convertie en lumière polarisée circulairement par application d'une tension quart d'onde sur le cristal. Après réflexion sur l'un des miroirs de la cavité, la lumière polarisée circulairement est convertie à nouveau en lumière rectiligne, mais avec un plan de polarisation perpendiculairement au plan de polarisation initial, de sorte que le commutateur se trouve dans son état bloquant pour ce faisceau. On peut faire revenir le commutateur à l'état passant simplement en annulant sa tension de commande. On obtient ainsi des temps de commutation inférieurs à la nanoseconde.

De nombreux autres types de commutateurs ont été mis en œuvre, fondés notamment sur l'utilisation de miroirs vibrants, sur l'effet Faraday, sur des étalons contrôlés piézoélectriquement, etc. Parmi ceux-ci, les deux types les plus importants sont les commutateurs acousto-optiques et ceux à colorant ou absorbeur saturable. Un laser pompé en continu peut être commuté de façon répétitive et produire ainsi un train d'impulsions régulièrement espacées dans le temps si la durée de vie de fluorescence du milieu est supérieure à l'intervalle de temps entre impulsions successives. Le gain d'un tel

système est, en général, très faible et, par conséquent, il faut que les pertes d'insertion du commutateur dans son état passant soient très faibles. Pour cela, on choisit très souvent des commutateurs de type acousto-optique. En effet, la diffraction dans un réseau de phase (tel que celui qui est produit par une onde acoustique dans un matériau acousto-optique) réduit la transmission du composant, mais ce dernier retrouve une excellente transmission en absence d'excitation acoustique, la perte d'insertion du matériau acoustique pouvant être très faible.

Les commutateurs passifs exploitent le fait que les absorptions très élevées de certains colorants organiques peuvent se saturer sous de forts niveaux d'éclairement. Si un tel absorbeur se trouve dans une cavité, la contre-réaction est annulée à cause de l'absorption du colorant, mais, au fur et à mesure que l'inversion de population augmente, il arrive un moment où le gain sur un aller-retour dans la cavité atteint la valeur de 1 ; le flux de photons intracavité commence alors à croître et sous certaines conditions devient suffisant pour rendre transparent le colorant et déclencher une impulsion. L'instant exact du déclenchement ne peut malheureusement pas se prévoir de façon très précise, ce qui rend impossible sa synchronisation avec des paramètres extérieurs. Ce procédé est tout de même assez répandu à cause de sa simplicité et de son prix.

1.5.3 Autres méthodes

1.5.3.1 Cavity dumping

Dans les cas où il est nécessaire de contrôler de façon précise un train d'impulsions laser, le déclenchement répété d'un laser pompé en continu, comme par exemple un laser Nd-YAG, peut conduire à l'émission maîtrisée dans le temps d'impulsions, et cela à des cadences allant de quelques centaines de hertz jusqu'à une trentaine de kilohertz. À plus hautes cadences, le phénomène devient instable, et il existe une meilleure solution, basée sur la technique de *cavity dumping*. Dans cette méthode, le commutateur doit passer très rapidement d'un état très transparent à un état qui permette de coupler la majeure partie du flux de photons à l'extérieur de la cavité. Le laser doit être constitué d'une cavité comportant deux miroirs extrêmement réfléchissants. Au départ, le commutateur est placé dans son état passant, de telle sorte qu'aucun flux ne sort de la cavité. Au fur et à mesure du pompage, continu, la densité d'énergie à l'intérieur de la cavité croît jusqu'à ce qu'elle atteigne une valeur d'équilibre pour laquelle l'énergie fournie à l'état supérieur est compensée par les pertes de la cavité. À cet instant, le commutateur doit se transformer en déflecteur et l'énergie ainsi emmagasinée dans la cavité en est éjectée pendant une durée qui correspond au temps d'aller-retour intracavité, c'est-à-dire $2L/c$. Le commutateur repasse alors dans son état transparent et le processus peut se répéter à nouveau. Par cette technique, il est assez facile d'obtenir du laser des puissances crêtes de l'ordre de 100 fois supérieures à la valeur de la puissance moyenne du même laser. La méthode de *cavity dumping* peut s'appliquer à tout laser capable de fonctionner en continu, et s'utilise aussi bien avec les lasers solides qu'avec les lasers à gaz ; par exemple avec un laser Nd-YAG, on peut obtenir des cadences d'impulsions supérieures à 25 kHz, allant jusqu'à plusieurs mégahertz.

1.5.3.2 Mode locking

Si l'on recherche des cadences d'impulsions encore bien plus élevées, c'est-à-dire jusqu'à plusieurs centaines de mégahertz (par exemple dans les communications optiques), le commutateur idéal doit produire une modulation périodique des pertes ou de la fréquence de résonance de la cavité, à une cadence qui corresponde au temps d'aller-retour de la lumière dans la cavité. Si le commutateur est situé près de l'un des miroirs de la cavité, et si l'on module sa transmission de façon périodique, la zone du faisceau qui traverse le commutateur, au moment où ce dernier se trouve dans l'état ouvert (maximum de transmission), sera moins atténuée que celles

qui le traversent à d'autres instants. La distribution spatiale des photons à l'intérieur de la cavité présentera donc un maximum qui correspond au paquet de photons qui rebondissent d'un miroir à l'autre et traversent le modulateur au bon moment. Une autre façon de traiter ce problème est de considérer le commutateur comme un modulateur qui introduit une cohérence de phase entre les modes axiaux du résonateur de sorte qu'ils correspondent au spectre de Fourier de l'impulsion. En pratique, la technique de *mode locking* peut s'obtenir soit de façon active, par exemple au moyen de modulateurs électro-optiques ou acousto-optiques, soit de façon passive, grâce à des absorbeurs saturables. Des durées d'impulsions de quelques picosecondes peuvent s'obtenir par cette technique.

2. Diodes laser

Les diodes laser sont des composants émetteurs de lumière compacts qui présentent un rendement de conversion optique/électrique élevé. Ces diodes laser étendent aujourd'hui leurs domaines d'application et la fenêtre spectrale couverte avec l'accroissement de la diversité de structures, de composés semi-conducteurs employés et la maîtrise technologique des procédés de dépôt de couches.

Les domaines d'applications des diodes laser sont importants et couvrent un large domaine spectral qui ne cesse de s'étendre. De telles sources optiques, par leur caractère miniature, accordable, ou monofréquence associé à un rendement électro-optique important, expliquent leur insertion dans les systèmes optiques. Ces percées et les efforts technologiques sont cependant liés au développement de systèmes couvrant les domaines à grande diffusion (par exemple les diodes émettant dans le visible).

Ce paragraphe fait le point sur ces composants en explorant succinctement le fonctionnement de ces diodes et les propriétés des matériaux employés. Enfin, les principales caractéristiques d'émission sont évoquées.

2.1 Matériaux et structures

Avec l'avènement des techniques modernes de dépôt des matériaux semi-conducteurs qui autorise la maîtrise de la croissance au niveau de la monocouche atomique sur de grandes surfaces, des structures complexes de matériaux artificiels peuvent être fabriquées. Ces méthodes de croissance et les technologies développées bouleversent actuellement le domaine des composants électroniques. Parallèlement, les propriétés optiques de ces matériaux ouvrent de nouvelles perspectives d'emploi. De ce point de vue, la réalisation de multihétérostructures (puits quantiques) contribue largement à l'amélioration des caractéristiques des composants optoélectroniques.

2.1.1 Composés semi-conducteurs

Les matériaux semi-conducteurs sont caractérisés par leur énergie de bande interdite. Celle-ci est liée à la structure de bande du (ou des) composé(s) semi-conducteur(s). Le domaine de transparence de ces matériaux est atteint lorsque l'énergie d'un photon est inférieure à celle de la **bande interdite** (*gap*). Rappelons que la relation entre la longueur d'onde $\lambda(\mu\text{m})$ d'un photon et son énergie $E(\text{eV})$ est donnée par l'expression :

$$\lambda = \frac{1,24}{E}$$

En fonction des composés semi-conducteurs, l'énergie de bande interdite (donc l'émission laser) peut couvrir le domaine du visible (ZnS, ZnSe, GaN, GaP...), du proche infrarouge (GaAlAs/GaAs,

GaInAs/GaAlAs, InP, GaInAsP), du moyen infrarouge (GaSb, InAs, InAsSb...) ou de l'infrarouge (PbSe, PbS, HgCdTe...). Pour cette dernière fenêtre, on peut également penser que les transitions intrabandes dans les structures à puits quantiques dans les composés III-V et le génie quantique développé avec ces matériaux puissent autoriser l'observation d'une émission laser.

Le diagramme du paramètre cristallin et de la largeur de bande interdite caractérisant les principaux composés semi-conducteurs III-V (association d'éléments des colonnes III et V de la table de classification de Mendeleiev) est représenté sur la figure 3.

Ces matériaux doivent donc offrir une aptitude à l'élaboration par épitaxie sur des substrats disponibles sous forme massive et permettre la formation entre eux de bonnes hétérojonctions, ce qui est réalisé si ces matériaux déposés sur le substrat ont le même (ou presque) paramètre de maille cristalline.

2.1.2 Structures à puits quantiques

Les structures à puits quantiques forment une nouvelle classe de composants optoélectroniques. La fabrication de telles structures est rendue possible avec le développement des techniques modernes d'épitaxie [épitaxie en phase vapeur à partir de composé organo-métallique : MOCVD (*metal organic chemical vapour deposition*), EJM (*épitaxie par jets moléculaires*)] qui permettent d'ajuster le dépôt et l'épaisseur de couches monocristallines de matériaux semi-conducteurs à une distance interatomique près.

Ainsi, lorsqu'une mince couche épitaxiée de matériau semi-conducteur à petite bande interdite (typiquement 10 nm) est prise en sandwich entre deux couches de matériau à bande interdite plus grande, les électrons et les trous du matériau à petite bande interdite se trouvent être confinés dans des puits de potentiel à une dimension selon la direction z (figure 4a). De tels effets peuvent être obtenus, entre autres, dans la famille de matériaux GaAlAs épitaxiés sur des substrats en GaAs.

Le traitement en mécanique quantique du mouvement d'un électron dans un puits créé dans la bande de conduction E_c (ou d'un trou dans un puits créé dans la bande de valence E_v) montre que cette particule prend des états permis d'énergie discrets. Ces niveaux sont représentés par les états E_{e1} , E_{e2} , etc., pour les électrons et par E_{h1} , E_{h2} , etc., pour les trous (figure 4b). Une modification de l'épaisseur du matériau à petite bande interdite s'accompagne d'une variation des états d'énergie pris par les porteurs. On réalise ainsi des matériaux artificiels puisque l'on est à même de contrôler ou de positionner l'énergie de bande interdite du matériau épitaxié. Rappelons que cette énergie est égale à l'énergie de bande interdite du matériau à petit *gap* (matériau de puits) à laquelle viennent s'ajouter les énergies prises par les électrons et les trous dans leurs bandes respectives. C'est cette propriété qui est mise à profit pour ajuster la longueur d'onde d'émission en fabrication de diodes laser.

2.1.3 Géométries

Comme toute structure laser, une diode laser est constituée d'un milieu générateur et amplificateur de lumière (zone à gain) et d'une cavité optique résonnante. Le milieu amplificateur est constitué d'une jonction PN qui était initialement composée d'une homojonction et qui est actuellement représentée par une (ou plusieurs) hétérojonctions de composés semi-conducteurs à bande interdite directe. Dans ces hétérostructures, on injecte en direct un courant ; une recombinaison radiative des paires électron-trou s'y développe et se manifeste par la création de photons dans le matériau actif qui sont à l'origine de l'émission laser. Une double hétérojonction est composée de deux jonctions séparées par une couche active de faible épaisseur (de type puits quantique par exemple). Les recombinaisons radiatives ont lieu dans cette couche qui est donc elle-même insérée entre deux couches de confinement qui font office

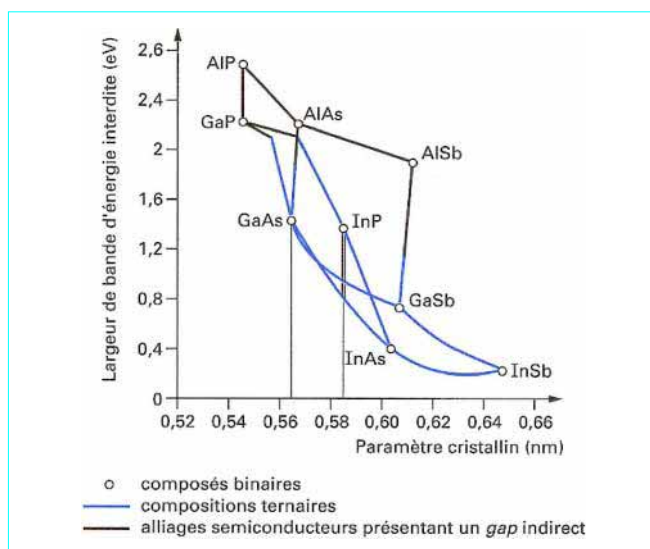


Figure 3 – Diagramme du paramètre cristallin et de la largeur de bande interdite des composés semiconducteurs III-V

de guide optique. La structure élémentaire est représentée sur la figure 5. Ces couches actives ont une composition qui présente une énergie de bande interdite supérieure à celle caractérisant le matériau constituant la couche active. À titre d'exemple, pour les matériaux $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, il suffit de modifier la composition en aluminium pour modifier cette énergie de bande interdite. La relation communément considérée établissant la **variation de cette bande interdite en fonction de la concentration molaire** (teneur en aluminium de l'alliage) est donnée par :

$$E_g(x) = 1,424 + 1,247x$$

Ainsi l'insertion du milieu actif du type GaAs, entre deux couches de GaAlAs qui présentent une énergie de bande interdite plus grande, permet de réaliser un guide optique puisque l'indice de réfraction de ces couches est inférieur à celui du composé binaire GaAs. Cette propriété a permis de réaliser un grand nombre de structures ayant pour objectif d'optimiser le confinement du mode optique.

L'emploi de structures à puits quantique dans les diodes laser permet de réaliser ou d'obtenir des propriétés spécifiques à l'émission :

- accord possible de la longueur d'onde d'émission en adaptant à la croissance les paramètres géométriques de la structure et les compositions de matériaux ;
- réduction du courant de seuil et de son accroissement avec la température.

Ce sont pour l'essentiel ces propriétés qui ont permis de réaliser des diodes laser à faible consommation, à haut rendement électro-optique travaillant à température ambiante en régime continu et émettant un rayonnement monomode transverse. Pour cela, on utilise une géométrie de type ruban qui caractérise la région active où sont simultanément confinés le rayonnement émis et les paires électron-trou. Ce ruban de section rectangulaire $w \times d$ (w largeur du ruban dont la dimension est déterminée pour assurer un confinement latéral du mode optique, d épaisseur de la région active définie par la double hétérojonction) a typiquement pour dimension : $w \approx 4$ à $10 \mu\text{m}$, $d \approx 0,2$ à $0,5 \mu\text{m}$. Ce ruban peut être obtenu en jouant sur la structure transversale du guide (guidage par l'indice) ou en contrôlant la distribution de l'injection du courant (guidage par le gain).

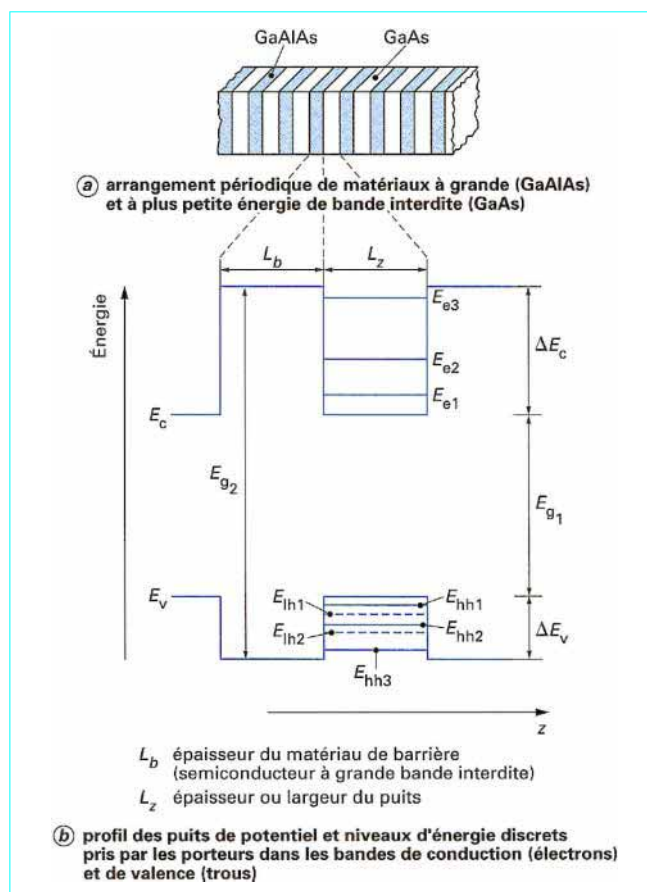


Figure 4 – Structure à puits quantiques

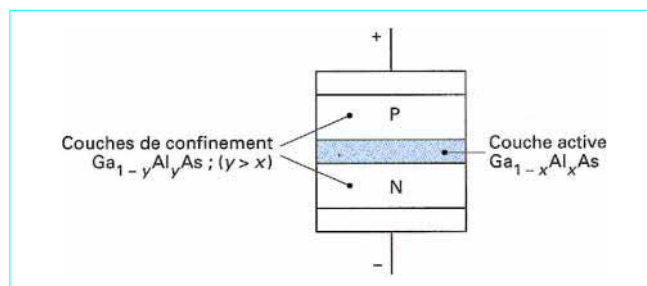


Figure 5 – Représentation élémentaire d'une double hétérojonction

L'indice de réfraction de ces matériaux étant généralement élevé ($n \approx 3,5$), les faces de clivage naturel des extrémités de la diode suffisent à réaliser une cavité optique (figure 6). Le **coefficient de réflexion naturel** est simplement lié à la différence d'indice de réfraction entre l'indice effectif du mode (qui vaut sensiblement celui du matériau de confinement) et l'air ; ce qui correspond à :

$$R \approx \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 = 0,33$$

Cette réflectivité est suffisante pour réaliser la fonction de réaction optique caractérisant le fonctionnement d'une cavité laser.

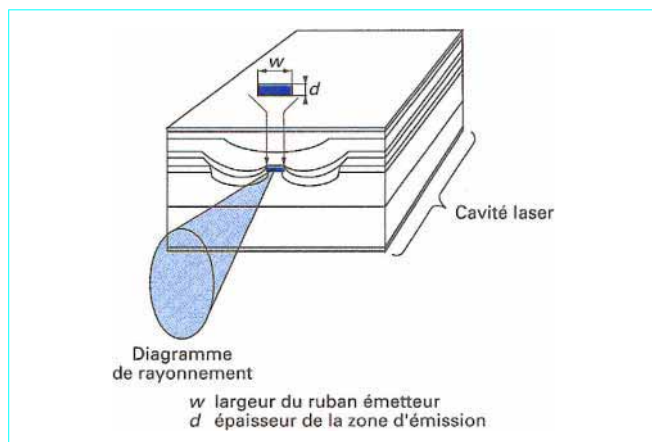


Figure 6 – Cavité d'une diode laser

Une grande variété de structures a été testée ou est commercialisée et les domaines d'applications privilégiés sont ceux relevant des télécommunications et de la lecture optique.

2.2 Diodes à émission surfacique

La réalisation de diodes laser à émission surfacique (émettant perpendiculairement au substrat) ouvre de nouvelles perspectives pour l'intégration de tels composants optiques dans les circuits de la microélectronique et l'insertion de l'optoélectronique dans le domaine du traitement 2D de l'information.

Différentes configurations peuvent être développées fondées sur l'emploi d'une structure de diode laser conventionnelle à laquelle se trouve adjoint un miroir à 45 degrés (figure 7a) ou un réseau diffractant distribué (figure 7b).

Une autre géométrie repose sur l'emploi de miroirs intégrés. Cette structure permet de réaliser des diodes laser à cavité verticale (figure 7c). Chaque miroir monolithique peut être réalisé à la longueur d'onde λ en employant un empilement de couches i et j de matériaux à haut et bas indices optiques $n_{i,j}$ d'épaisseurs $\frac{\lambda}{4n_{i,j}}$.

Ces couches sont réalisées par épitaxie de composés semiconducteurs dont on contrôle la composition et l'épaisseur. Ces miroirs peuvent être employés pour réaliser des cavités à réponse non linéaire. Le milieu à gain, à base de structures à puits quantiques, est inséré entre deux de ces miroirs (miroirs de Bragg). En fonction de la longueur d'onde d'excitation et de l'intensité optique, nous pouvons observer un effet laser à partir de ces structures en ajustant la réflectivité des miroirs à la longueur d'onde d'émission liée aux propriétés optiques des puits quantiques. L'emploi d'une excitation électrique permet d'étendre les domaines d'application de ces microlasers et les efforts technologiques sont principalement menés aujourd'hui dans cette direction.

Ces microlasers à émission surfacique seront certainement à terme les composants clefs permettant de réaliser la fonction d'interconnexion optique ultime entre circuits électroniques. Pour cette application, on cherche à disposer d'un composant émetteur optique à faible divergence angulaire, pouvant s'intégrer à des circuits classiques silicium ou arséniure de gallium ; il se doit de présenter un courant de seuil le plus faible possible (inférieur ou égal au milliampère) et une puissance optique de quelques dizaines à quelques centaines de microwatts. La réalisation de matrices de diodes laser à grande densité de points présente également un grand intérêt pour le traitement 2D du signal par voie optique et pour la commutation spatiale. Des démonstrations de fonctions logiques optiques ont

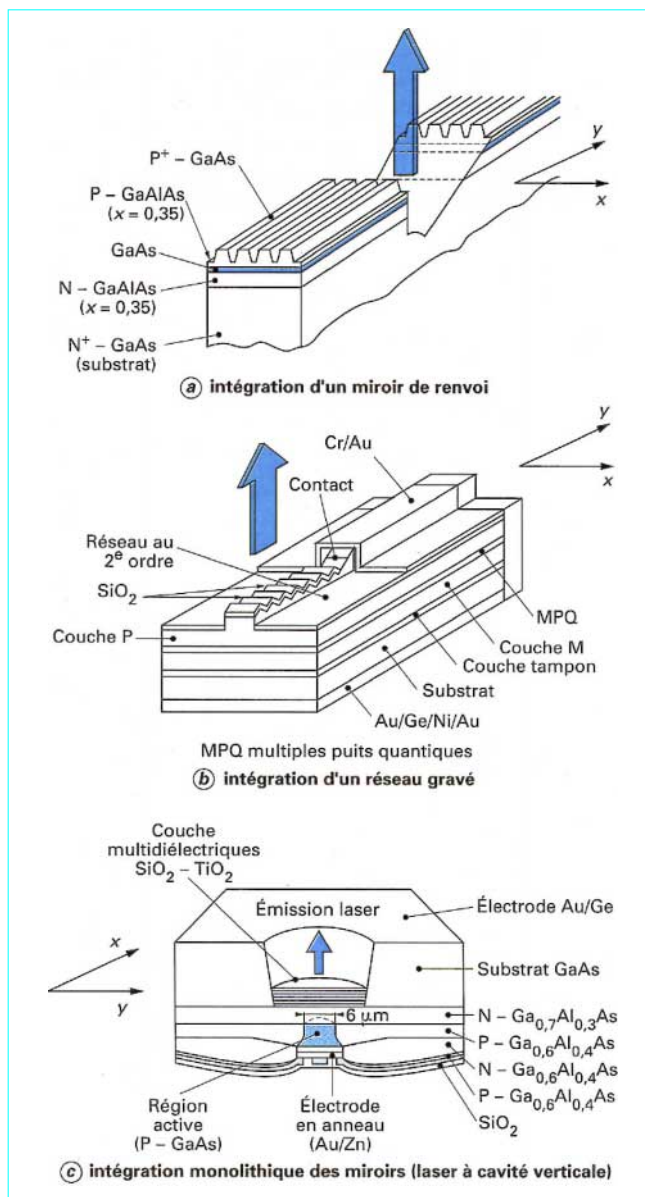


Figure 7 – Configurations des diodes laser émettant perpendiculairement à la surface (au substrat)

ainsi été faites en couplant deux diodes laser à microcavités. Là encore, le courant de seuil doit être le plus faible possible, car celui-ci contribue à échauffer le substrat et la structure, ce qui peut entraîner des perturbations au niveau du fonctionnement de ces microcavités.

Par ailleurs, la faible épaisseur de la cavité laser permet d'obtenir une émission cohérente monofréquence pouvant être modulée à haute cadence.

De telles configurations peuvent être transposées à divers domaines spectraux avec l'emploi d'autres matériaux. Enfin, de nouvelles fonctions peuvent voir le jour si on exploite les propriétés d'émission d'un ensemble de points cohérents et leur mise en phase (formation de faisceau avec agilité angulaire).

2.3 Diodes de puissance

Les diodes laser de puissance ont ouvert un nouveau et large domaine d'application des diodes laser. Celui-ci couvre les applications médicales, le pompage de lasers solides, la détonique, la télé-métrie, la détection d'obstacles et les télécommunications spatiales, etc.

Différents matériaux ont permis de réaliser ces sources de puissance et sont disponibles commercialement. Nous décrivons plus particulièrement les composants émetteurs à base d'arséniure de gallium qui couvrent la fenêtre de 0,78 à 0,86 μm .

2.3.1 Composés GaAs/GaAlAs

Les diodes laser peuvent être assemblées pour réaliser des barrettes commandées électriquement d'une façon collective. La multiplication des diodes sur un même substrat permet d'obtenir de fortes puissances à partir de composants miniatures. Ces lasers ont été initialement étudiés et développés aux États-Unis.

Une structure type, présentée sur la figure 8, correspond aux diodes développées par Thomson Composants Spécifiques. Afin d'éviter une dégradation des faces de sortie du laser, il est nécessaire de répartir la puissance délivrée sur un ensemble de structures en rubans. La structure élémentaire d'un ruban étroit a une largeur de l'ordre de 4 μm . Ces rubans sont dupliqués pour former un réseau de rubans couplés. Un ensemble de réseaux forme une barrette. La largeur d'un réseau élémentaire est typiquement de 100 μm et la périodicité des rubans est de 10 μm . Ces diodes selon la structure peuvent travailler en régime continu ou en régime impulsif. À titre d'exemple, sur la figure 9 est représentée l'évolution de la puissance optique délivrée en fonction du courant de commande. Ces caractéristiques sont obtenues à la cadence de 50 Hz et pour des largeurs d'impulsion optique de 200 μs . La puissance crête est de 50 W, la largeur de la surface émissive est de 1 cm. En continu, des puissances supérieures à 10 W ont été mesurées.

Ces barrettes peuvent être empilées avec une commande électrique série. Les niveaux de puissance délivrés atteignent le kilowatt. Un tel arrangement permet de réaliser des modules de pompage particulièrement efficaces pour exciter des lasers solides délivrant de fortes énergies ou réaliser des commandes optiques de circuits électriques.

Le pompage optique de milieux laser solides est traité dans le paragraphe 4.2.

2.3.2 Composés GaInAs/GaAlAs

L'hétéroépitaxie de composés pseudomorphiques contraints par désadaptation de maille, de type GaInAs/GaAlAs, permet de réaliser des composants lasers semiconducteurs dont la longueur d'onde d'émission est comprise entre celles pouvant être délivrées par les composés à base de GaAs et de InP.

Des densités de courant de seuil inférieures à 100 mA/cm² et un rendement quantique différentiel externe de 62 % ont été rapportés sur ce type de composant à température ambiante émettant à 0,98 μm . Une faible dépendance du courant de seuil avec la température a été observée. La température caractéristique $T_0 = 107$ K a été mesurée sur une structure laser. Par ailleurs, le mécanisme de dégradation de ces composés diffère de celui observé sur les composés à base de GaAs (pas de ligne noire), ce qui laisse présager une meilleure fiabilité.

La source de pompe adaptée est obtenue à partir de l'alliage semi-conducteur Ga_{0,75}In_{0,25}As/GaAlAs. Des considérations liées à l'emploi de structures à puits quantiques et/ou au contrôle des contraintes permettent d'optimiser la structure de la diode vis-à-vis de la longueur d'onde devant être émise.

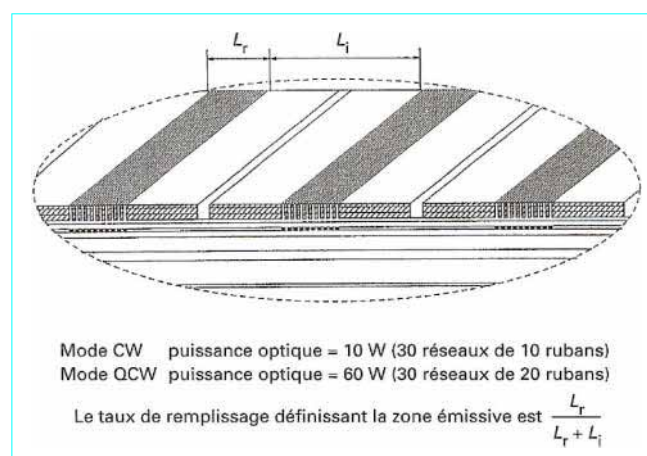


Figure 8 – Structure de diode de puissance multiréseau de rubans

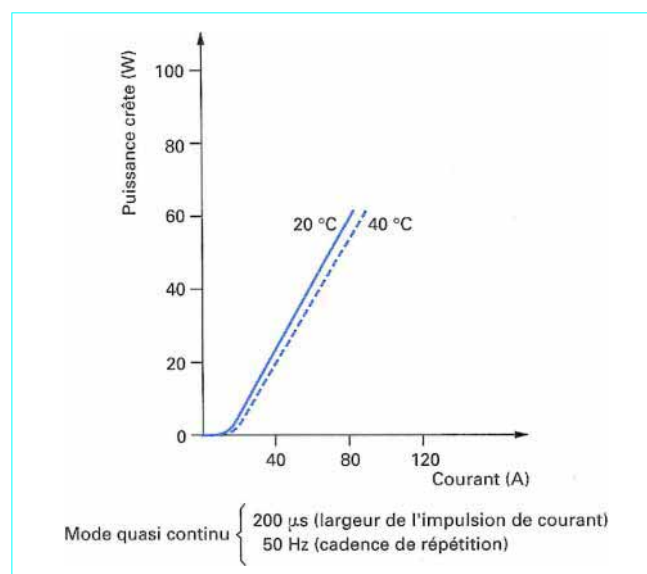


Figure 9 – Puissance optique en fonction du courant d'une diode de puissance opérant en régime quasi continu

Ces composés sont particulièrement adaptés pour exciter la terre rare Er³⁺ insérée dans des fibres optiques à base de silice afin de réaliser des amplificateurs optiques.

Les avantages liés à l'emploi d'une telle source d'excitation sont :

- fiabilité de la pompe GaInAs/GaAlAs ;
- puissance optique délivrée relativement élevée ;
- faible courant de seuil.

Deux grandeurs définissent les caractéristiques d'un amplificateur :

- le coefficient de gain (dB/W) ;
- la puissance de saturation.

Ces deux grandeurs dépendent de la longueur d'onde de pompe, de la composition (concentration en ions actifs) et des paramètres optométriques de la fibre.

Par exemple il a été obtenu des coefficients de gain de l'ordre de 10 dB/mW en utilisant une diode GaInAs/GaAlAs pompant une fibre dopée. L'emploi d'une source de pompe à 1,493 μm permettait d'obtenir 6 dB/mW.

Ainsi, le couple fibre dopée erbium et diode de pompe permet de réaliser une amplification en ligne pour télécommunications optiques longues distances. Ce schéma d'amplification est également adapté pour la distribution dans le réseau local (amplification de canaux multiplexés en longueurs d'ondes). Cette amplification inclut l'emploi de la propagation de type soliton dans les fibres optiques pour transmissions à haut débit à partir de diodes laser commandées par commutation de gain.

Dans ces applications, les caractères spécifiques aux diodes laser (rendement optique/électrique, fiabilité, faible coût, facilité de mise en œuvre) sont à terme les critères qui gouverneront le choix de l'intégration d'amplificateurs optiques dans les systèmes de télécommunications. De ces points de vue, les composés GaInAs/GaAlAs répondent entièrement à ceux-là.

Il convient également de citer la géométrie MOPA (*master oscillator power amplifier*) qui permet d'obtenir de la puissance (3,8 W) dans un mode fondamental et monofréquence. Cette géométrie peut être également avantageusement appliquée à différents matériaux semiconducteurs (et donc couvrir de larges domaines spectraux à l'émission). Ce composant aura certainement un impact important au niveau des sources cohérentes de puissance miniatures. La configuration schématique de cette source de puissance monolithique est présentée sur la figure 10. Le maître oscillateur est constitué d'une zone active et de deux réflecteurs de type réseaux de Bragg enterrés. Un amplificateur de puissance, de forme évasée dans le plan des couches épitaxiales, est couplé à l'oscillateur, ce qui permet de contrôler la divergence et la distribution du mode.

Les premières structures de microlasers à cavité verticale intégrée et à émission surfacique 2D ont été démontrées à partir de ce type de composé. La transposition des structures à réseaux de diodes couplées développées initialement sur les composés GaAs a été appliquée sur des structures contraintes. Une puissance de 3 W en continu pour un courant de commande de 3,5 A a été obtenue sur une structure en rubans de 10 réseaux. La densité de courant de seuil est de 115 A/cm².

Une configuration bidimensionnelle avec émission cohérente perpendiculaire au substrat d'un ensemble de réseaux de diodes a été testée. La mise en phase de 10×10 diodes s'est manifestée par une émission de puissance de 1,89 W sur une largeur spectrale de 0,2 nm à 0,953 μm .

Des empilements de barrettes multirubans ont été testés avec ce type de composés semiconducteurs délivrant 192 W en régime impulsif (10 μs , 100 Hz) avec une largeur spectrale d'émission de l'ensemble de l'empilement de 5 nm centrée sur 0,95 μm pour un courant d'injection de 60 A. La densité de puissance optique obtenue correspond à 1,1 kW/cm², la pente du rendement quantique différentiel externe atteint 40 % et la conversion puissance optique/électrique est de 16 %.

La longueur d'onde pouvant être émise par ces composés peut être étendue au domaine spectral couvert par l'ion Nd³⁺ à 1,064 μm . On peut dans ce cas employer le laser semiconducteur comme injecteur autorisant un contrôle de la longueur d'onde émise par un oscillateur (ou chaîne) de puissance. Il est nécessaire dans ce cas de réaliser une source monomode longitudinale, ce qui peut être obtenu en employant une cavité externe ou une structure DFB (*distributed feed back*) qui peut elle-même être accordée finement en utilisant une structure multisections à commande électrique.

■ Pompage de la terre rare erbium (Er³⁺)

Le domaine d'application couvert par cette terre rare insérée dans des amorphes concerne les télécommunications par fibres optiques. Cet ion actif inséré dans un matériau de type silice permet de réaliser des fibres optiques dopées employées pour l'amplification optique en ligne de signaux.

Sur la figure 11, nous avons les niveaux excités de l'erbium Er³⁺. Trois transitions (absorption) peuvent être employées ($^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$; $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$; $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$) pour porter l'ion Er³⁺ dans son état excité. L'émission (fluorescence) est observée vers 1,54 μm .

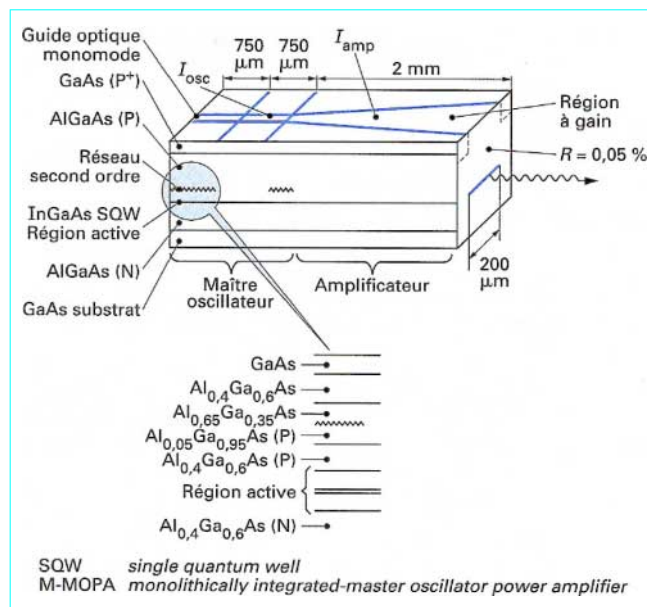


Figure 10 – Configuration d'une diode laser de puissance de type maître oscillateur couplé à un amplificateur monolithiquement intégrés (M-MOPA)

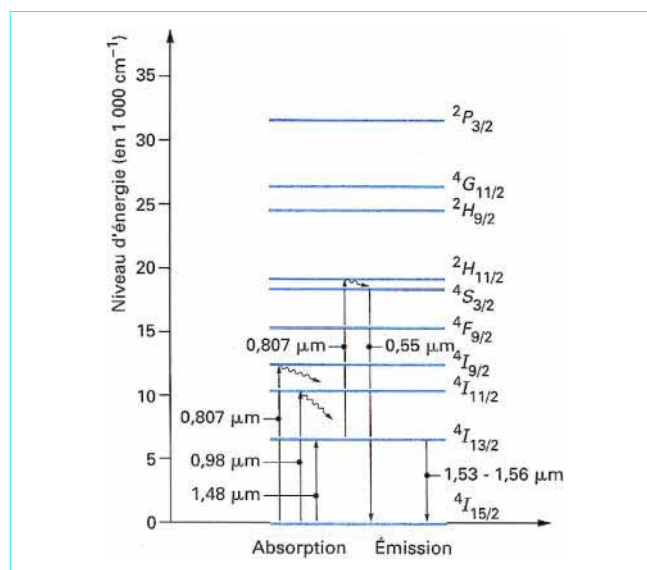


Figure 11 – Niveaux d'énergie des états excités de l'ion erbium (Er³⁺) dans une matrice amorphe montrant les différentes transitions d'excitation, de relaxation et d'émission laser

Ce type de composant permet de réaliser des amplificateurs optiques :

- à faibles pertes d'insertions (géométrie cylindrique et dimension du mode ajustable en contrôlant les paramètres optogéométriques) ;
- à grande bande spectrale de gain (30 nm), ce qui autorise leur emploi dans des systèmes à multiplexage en longueurs d'onde ;
- à faible dépendance du gain avec la polarisation.

Enfin les faibles valeurs des indices de réfraction comparativement aux composés semiconducteurs permettent de minimiser les effets de réflexions (un traitement anti-reflet peut s'avérer cependant nécessaire dans certaines applications).

Elles peuvent être à base de silice à codopage (alumino-silicate, germano-silicate, fluoro-silicate, etc.).

La configuration d'un amplificateur à fibre est présentée sur la figure 12. Il se compose d'une fibre amorce véhiculant le signal d'entrée permettant de coupler celui-ci à la fibre dopée erbium. Un coupleur permet d'injecter l'onde de pompe issue d'une diode laser opérant en mode continu. Le gain d'amplification peut être contrôlé en ajustant le niveau de puissance de pompe.

2.4 Diodes accordables dans l'infrarouge

Ces composants sont étudiés afin de réaliser des sources cohérentes miniatures pouvant être employées dans les domaines :

- des télécommunications (développement des verres fluorés sous forme de fibres optiques) ; en fait, avec le développement d'amplificateurs efficaces, à fibres optiques en silice dopées, et de mise en œuvre simplifiée opérant à 1,55 μm ou 1,3 μm , le domaine d'application de ces fibres fluorées se trouve être réduit actuellement ;
- de la détection de polluants ;
- du contrôle de combustion ;
- de l'instrumentation ;
- de l'excitation et de l'analyse sélective dans le proche et le moyen infrarouge, etc.

Généralement, ces diodes délivrent de faibles puissances optiques. Leur longueur d'onde d'émission doit être contrôlée en température et, selon le domaine spectral couvert (alliage et matériaux employés), celle-ci peut être basse (inférieure ou égale à 77 K).

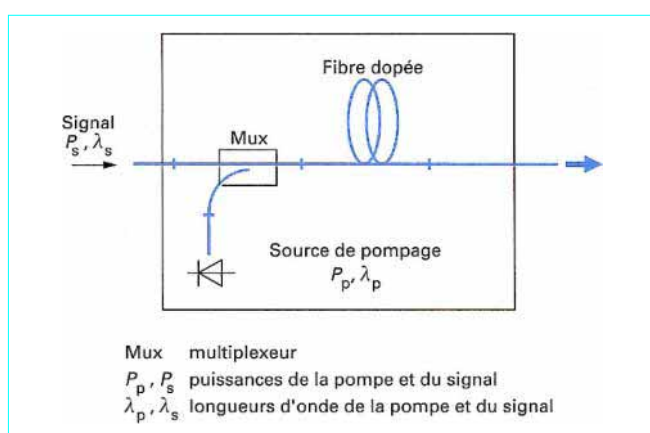


Figure 12 – Configuration d'un amplificateur à fibre optique

Enfin, la réalisation de structures à double hétérojonction avec une émission dans le domaine de l'infrarouge se traduit par un diagramme de rayonnement à forte asymétrie entre les distributions d'intensité perpendiculaire et parallèle à la jonction. De plus, les effets de diffraction qui sont dans le rapport λ/d (où d est l'épaisseur du guide dans lequel se trouve la zone active) sont importants, ce qui se manifeste par une émission à forte divergence dans le plan perpendiculaire à la jonction et ce qui impose l'emploi d'optiques à forte ouverture.

2.4.1 Diodes laser IV-VI

Les diodes laser à base de sels ou de chalcogénures de plomb permettent de couvrir les fenêtres 3-5 μm et 8-12 μm , par suite de la faible valeur des énergies de transition de bande interdite de ces matériaux. En particulier, ces composants sont capables d'émettre en continu dans la fenêtre 3-30 μm en jouant sur les alliages à la fabrication ou sur la température de fonctionnement. Les caractéristiques de dispersion de la fréquence d'émission avec la température sont comprises entre 2 et 5 cm^{-1}/K selon que l'on travaille au-dessous ou au-dessus de 50 K. La famille des composés à base de sels de plomb inclut les matériaux PbTe, PbSe, PbS et les alliages associés à partir des composés SnSe, SnTe, CdS. La limitation vers les courtes longueurs d'onde est due au gap du PbS, du PbSe et de PbTe.

Les sources réalisées à partir de solutions solides IV-VI/II-VI telles que $\text{Pb}_{1-x}\text{Cd}_x\text{S}$ permettent de couvrir le domaine spectral 2,1 ($x = 0,079$) à 3,54 μm ($x = 0,015$) à 4 K.

Cela est à comparer à la longueur d'émission du sulfure de plomb PbS qui émet à 4,35 μm pour $T = 20$ K. La puissance optique délivrée en continu par ce type de diode laser est généralement plus élevée que celle obtenue avec l'emploi d'autres alliages.

À titre d'exemple, il a été rapporté l'obtention d'une puissance optique de 63 mW à 3,7 μm avec un matériau actif $\text{Pb}_{0,986}\text{Cd}_{0,014}\text{S}$.

Avec les compositions $\text{PbS}_{1-x}\text{Se}_x$, des puissances optiques comprises entre 0,1 et quelques milliwatts sont disponibles commercialement. Ces matériaux émettent dans la gamme 4,3 à 8,5 μm . Des structures couplées (réseau de phase) ont même été fabriquées et testées. Pour une configuration de type réseau de phase, une puissance émise de 106 mW était mesurée pour un courant de 4 A à 20 K dans la fenêtre 4 à 5 μm . Par ailleurs le concept de cavités couplées (C^3) a également été exploité sur des structures de diodes laser PbSSe ou PbSnTe. Rappelons qu'un tel arrangement permet de conserver et de contrôler le caractère monofréquence de l'émission. Une puissance optique de 1,5 mW pour un courant de commande de 175 mA a été délivrée par une diode laser de type C^3 (Cleaved Coryled Cavity).

Le pseudo-binaire $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ a comme propriété de pouvoir émettre entre 8 et 34 μm ($x = 0,19$). De telles sources laser ont été employées dans des systèmes de type hétérodyne à 10,6 μm en qualité d'oscillateur local. Ce type de diode laser a également été caractérisé en haute fréquence dans le but de pouvoir tester les propriétés de photodétecteurs HgCdTe à partir d'opérations de mélange de fréquences cohérent. Il a été démontré que ce type de source optique permettait d'atteindre par modulation directe de la diode le domaine haute fréquence (3,5 GHz).

Des structures laser ont également été testées à partir d'alliages $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ avec $0 < x < 0,27$. Des puissances optiques de 6 mW ont été obtenues à 10,6 μm . Des hétérostructures, réalisées à partir de la méthode de croissance d'épitaxie par jets moléculaires (EJM), ont permis d'obtenir une émission en continu à 8,5 μm pour une température de fonctionnement de 140 K. De plus, ce matériau permet d'obtenir un accord relativement large de l'émission par un contrôle de la température. Pour une température de fonctionnement passant de 10 K à 114 K, le domaine spectral d'émission passe de 15,9 μm à 8,54 μm .

La transposition des techniques développées pour les semi-conducteurs III-V a également fait l'objet d'études sur les composés PbSnTe. Citons la réalisation de structures diodes laser à miroirs DBR (*Distributed Bragg Reflector*).

Des opérations d'amplification optique ont bénéficié des propriétés de telles sources employées en qualité d'oscillateurs. Par exemple l'amplification d'un signal émis par une diode laser a été réalisée à partir d'un gaz d'ammoniac NH_3 à basse pression. Ce milieu amplificateur est pompé optiquement à partir d'un laser CO_2 de type TEA (**transverse électrique à pression atmosphérique**) travaillant à $9,2 \mu\text{m}$. Dans ce cas, le milieu actif présente du gain à $12,08 \mu\text{m}$.

L'insertion de terres rares dans ces alliages permet également d'ajuster la longueur d'onde d'émission. Par exemple, il a été observé que l'emploi d'euporium ($\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Se}_y\text{Te}_{1-y}$) avait comme conséquence d'étendre le domaine d'émission du binaire PbTe. Ce nouveau composé permet de couvrir la gamme de $2,6$ à $6,6 \mu\text{m}$ en régime impulsif et de $3,8$ à $6,6 \mu\text{m}$ en continu. La croissance peut être réalisée à partir de la méthode EJM.

Par exemple, l'emploi d'un ternaire $\text{Pb}_{1-x}\text{Eu}_x\text{Se}$ et d'un binaire PbSe comme couche active permet de réaliser des lasers à double hétérostructure pouvant émettre à haute température (174 K en continu et 220 K en impulsions) avec un large domaine spectral d'accord ($7,8$ à $5,7 \mu\text{m}$).

La fabrication de structures à puits quantiques permet également d'étendre le domaine spectral couvert à l'émission, avec les propriétés spécifiques attachées à l'emploi de cet arrangement (diminution du courant de seuil et de la sensibilité de celui-ci vis-à-vis de la température).

Dans une telle configuration, un effet laser était observé en régime continu de 13 K (émission $6,45 \mu\text{m}$) à 174 K ($4,41 \mu\text{m}$) et sous forme d'impulsions à 241 K ($4,01 \mu\text{m}$).

En règle générale, avec les alliages IV-VI, l'absence d'émission laser à haute température peut être attribuée aux phénomènes de diffusion, dus aux interfaces, et de recombinaison non radiative de type Auger. La réalisation de doubles hétérostructures accordées parfaitement en maille et la réduction de l'effet Auger bande à bande, par suite de la diminution de la longueur d'onde d'émission, doivent permettre une amélioration des performances pouvant être obtenues à partir des composés PbEuSeTe .

La réalisation de diodes laser à double hétérostructure dans les composés $\text{Pb}_{1-x}\text{Sr}_x\text{S/PbS}$ a été démontrée. La structure active est constituée de PbS, alors que les couches de confinement sont réalisées à partir de PbSrS dopées N et P. L'émission à $2,97 \mu\text{m}$ a été obtenue à 245 K en régime impulsif et à 174 K en continu. À 77 K , cette structure a délivré une puissance optique de 10 mW à $3,8 \mu\text{m}$.

L'utilisation de doubles hétérojonctions dans les composés $\text{Pb}_{1-x}\text{Sr}_x\text{Se/PbSe}$ a permis d'obtenir une émission laser en impulsions (200 ns , 1 kHz) à une température de 290 K (17°C) et en régime continu à 169 K . Le niveau de puissance émis est de l'ordre de $20 \mu\text{W}$ à 230 K . Enfin, la longueur d'onde d'émission peut être contrôlée entre 8 et $4,4 \mu\text{m}$ lorsque l'on modifie la température de la jonction de 20 K à 285 K .

2.4.2 Diodes laser III-V

Le substrat est GaSb ou InAs et la croissance est réalisée selon la technique d'épitaxie en phase liquide. Le domaine spectral couvert à l'émission est compris entre $1,7$ et $3,5 \mu\text{m}$. Des structures opérant à température ambiante ont été démontrées par l'emploi d'un pompage optique. Les densités de courant équivalentes sont comprises entre $2,2$ et $3,5 \text{ kA/cm}^2$.

À partir des techniques de dépôt par EJM, des diodes émettant dans la fenêtre 3 à $4,5 \mu\text{m}$ peuvent être envisagées. En particulier, l'alliage $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ peut être déposé sur GaSb avec adaptation de maille, ce qui diminue les contraintes et la présence de défauts au sein des couches déposées. L'adjonction de phosphore permet également de réaliser l'adaptation en maille du composé quaternaire $\text{InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$ sur le substrat InAs et de réaliser des hétérostructures à partir d'une épitaxie en phase liquide. La longueur d'onde émise est comprise entre $2,5$ et $2,7 \mu\text{m}$ et pour des températures de fonctionnement situées entre 15 et 55 K .

Des progrès sont attendus dans les années à venir pour ce type de composants. Ils représentent les futures sources cohérentes pouvant être employées avec les fibres optiques transmettant dans l'infrarouge. Par exemple, les composés GaInAsSb/AlGaAsSb assemblés sous forme de double hétérojonction ont permis d'obtenir un T_0 de 90 K . Rappelons que ce paramètre caractérise l'évolution du courant de seuil d'un laser avec la température [$J_{\text{seuil}} = J_0 \exp(T/T_0)$]. Aujourd'hui, des densités de courant de seuil de $1,7 \text{ kA/cm}^2$ à $T = 290 \text{ K}$ ont été obtenues sur des structures GaInAsSb/AlGaAsSb émettant à $2,23 \mu\text{m}$. Ce domaine de longueur d'onde correspond au minimum de pertes observées dans les fibres optiques à base de fluorure de béryllium (BeF_2). De telles fibres doivent présenter théoriquement des pertes de $0,006 \text{ dB/km}$ au voisinage de $2,2 \mu\text{m}$.

Nous devons également citer l'emploi de structures à puits quantiques contraints InGaAs/InGaAsP qui ont permis de réaliser des sources de puissance à $2 \mu\text{m}$ sous forme de barrette délivrant $5,7 \text{ W}$ en régime continu.

2.4.3 Diodes laser II-VI

Diverses études sont menées actuellement visant à obtenir l'effet laser dans les composés $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Ces diodes travaillent à basse température et les niveaux de puissance obtenus sont encore très faibles. Un pompage optique est généralement employé.

Par exemple, l'emploi d'un laser Nd-YAG travaillant en continu et délivrant une densité de puissance de $4,4 \text{ kW/cm}^2$ sur un échantillon en $\text{Hg}_{0,54}\text{Cd}_{0,46}\text{Te}$ a permis d'observer une émission en continu à $T = 15 \text{ K}$, à la longueur d'onde centrée à $2,1 \mu\text{m}$.

L'emploi de structures à puits quantiques pour la réalisation de diodes laser a été également démontré en utilisant un pompage optique (Nd-YAG en continu). Les compositions des matériaux de puits et de barrières étaient respectivement : $\text{Hg}_{0,15}\text{Cd}_{0,85}\text{Te}$, $\text{Hg}_{0,63}\text{Cd}_{0,37}\text{Te}$. Une émission stimulée a été observée entre $2,6$ et $2,8 \mu\text{m}$ en pompant optiquement à l'aide d'un laser Nd-YAG une double hétérojonction laser à 60 K .

Des réalisations de structures excitées par voie électrique ont également été rapportées. Il s'agit pour l'essentiel de **diodes électroluminescentes** (DEL). En particulier, une DEL travaillant à température ambiante qui émet à $3 \mu\text{m}$ a été démontrée.

D'un autre côté, l'utilisation de composés semi-conducteurs magnétiques dilués $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ et $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ a permis la fabrication de DEL et de lasers travaillant en régime d'excitation électrique de type impulsif.

La substitution d'ions manganèse dans le réseau HgTe permet de réaliser une cristallisation de l'alliage $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ dans la structure *zinc-blende*. Ce matériau présente la particularité d'accroître la variation de la position de la bande interdite avec le paramètre de composition x . Des démonstrations se sont traduites par l'observation d'une émission stimulée entre $5,3$ et $5,7 \mu\text{m}$ à 77 K à partir de ces composés.

Tableau 1 – Comparaison entre les caractéristiques souhaitées et celles obtenues en laboratoire en 1996

Caractéristiques	Définition de la source (1)	État de l'art aujourd'hui (1)
Mode continu CW.....	1 à 3 mW (300 K)	1 à 3 mW (80 K)
Mode impulsionnel	50 ns	50 ns
Taux de répétition	6 MHz (300 K)	< 1 kHz (300 K)
Puissance émise par impulsion (à 300 K).....	30 mW (300 K)	70 mW (300 K)
Température de fonctionnement	25 °C	$\left\{ \begin{array}{l} \text{impulsion (25 °C)} \\ \text{CW (80 K)} \end{array} \right.$
Durée de vie	10 000 h	$\left\{ \begin{array}{l} 1 \text{ h en impulsion (300 K)} \\ 1 \text{ h en CW à 80 K} \end{array} \right.$

(1) CT. Walker et al. – *Advances in II-VI blue-green laser diodes*. Top. Meeting Compact Blue Green Lasers 93.

2.5 Diodes émettant dans le visible

On connaît l'impact des diodes émettant dans le visible pour le développement de systèmes à grande diffusion. Les systèmes de **lecture de type code-barre** utilisent aujourd'hui des diodes laser émettant dans le **domaine du rouge**. En particulier, les composés semiconducteurs GaInP, GaAlInP permettent de réaliser des sources émettant à 0,63 µm, au voisinage de la longueur d'onde classique émise par un laser à gaz He-Ne. Il en va de même pour les applications de type **pointeur optique miniature**. Des diodes de puissance sont également développées en vue de pomper l'ion Cr³⁺ inséré dans les matrices LiSAF ou LiCAF (§ 4.2.4). Ces lasers solides présentent la particularité d'être accordables entre 0,75 et 1 µm. Ces diodes de pompage à base de matériaux GaInP/GaAlInP, disponibles commercialement, ont bénéficié des procédés technologiques développés autour des réseaux d'émetteurs à base de composés GaAs/GaAlAs. Récemment, une puissance de l'ordre de 20 W en continu, à 0,69 µm, était obtenue sur une barrette de 1 cm de largeur.

Pour ce qui est des **sources émettant dans le bleu**, les applications concernent le domaine du **stockage optique**. On sait que la densité de stockage d'informations numérisées sur disque optique dépend de la longueur d'onde. En première approximation, on peut dire que la dimension d'une information binaire inscrite est égale à λ², où λ est la longueur d'onde de la source d'inscription ou de lecture. Aujourd'hui, les composés semiconducteurs employés émettent vers 0,8 µm. Aussi, si l'on dispose de composés émettant dans le bleu (0,8 µm/2 = 0,4 µm), il sera possible d'accroître d'un facteur quatre la densité de stockage. On mesure ainsi l'importance du développement de telles sources.

La disponibilité de telles sources trouve également des **applications dans les domaines de la biologie, de l'excitation sélective et du contrôle de réactions chimiques**. Les **techniques de reprographie (imprimante laser) ou d'imagerie trichrome** peuvent également bénéficier de l'existence de telles diodes laser.

Une avancée importante a été réalisée en 1991, par une équipe de 3M Company avec la réalisation d'une jonction dans les matériaux ZnSe, ZnS_{0,07}Se_{0,93} à puits quantiques Cd_{0,2}Zn_{0,8}Se permettant de réaliser une injection de courant dans une structure laser. Ce composant travaillant à la température de 77 K et en régime impulsionnel délivrait une puissance crête de 100 mW par face, la densité de courant au seuil étant de 320 A/cm². La longueur d'onde d'émission était centrée à 0,49 µm.

Récemment, des équipes des universités Brown et Purdue aux États-Unis ont réalisé des diodes laser efficaces émettant sur la fenêtre spectrale couvrant le bleu et le vert.

En régime impulsionnel, il a été obtenu une puissance totale émise de 600 mW à 0,49 µm avec une efficacité quantique approchant les 28 % par face. Cependant, des travaux importants sont actuellement menés afin de réaliser des composants fiables et fonctionnant en

continu à température ambiante. Les problèmes à résoudre concernent l'amélioration de la qualité des substrats II-VI employés, la réalisation et le contrôle d'hétérostructures adaptées en maille. Par ailleurs, les effets de transitions excitoniques sur l'émission sont à éclaircir et l'accroissement du dopage de type N ne peut que favoriser le développement de composants efficaces.

Tout récemment, une émission dans le bleu et dans le violet était rapportée en utilisant des matériaux à grande bande interdite III-V à base de GaN.

Le tableau 1 permet d'évaluer les caractéristiques souhaitées tout en comparant celles-ci aux composants réalisés aujourd'hui en laboratoire.

3. Laser à dioxyde de carbone

3.1 Laser moléculaire

Le laser moléculaire CO₂ est probablement la source cohérente IR la plus développée industriellement et ses applications sont des plus variées. Ce milieu actif présente un fort coefficient de gain et permet d'obtenir de fortes puissances crêtes, en régime déclenché, ou développe une importante énergie laser en régime de fonctionnement continu ou quasi continu. Une autre particularité spécifique des lasers moléculaires qui utilisent des milieux gazeux fait que l'échauffement du milieu, siège de l'excitation, peut être maintenu à une valeur raisonnable en utilisant une circulation de gaz. Par ailleurs, ce type de laser présente un rendement d'excitation élevé.

Le développement des lasers moléculaires a bénéficié de travaux réalisés dans les années 60 par Polany qui a montré qu'il était possible d'obtenir une inversion de population entre niveaux vibrationnellement excités de molécules. C'est en 1964 que C.K.N Patel obtenait un fonctionnement en continu à partir d'un laser à dioxyde de carbone et décrivait le **mécanisme d'excitation et d'émission radiative et non radiative**. La mise en évidence de l'obtention d'une meilleure inversion de population en employant de l'azote vibrationnellement excité a considérablement contribué au développement de cette source laser. Des puissances crêtes voisines du kilowatt étaient rapidement obtenues en régime impulsionnel ouvrant la voie à la réalisation de sources de plus en plus puissantes.

Généralement, les lasers à gaz moléculaires reposent sur l'emploi d'une grande variété de modes d'excitation. On peut citer :

- l'excitation électrique (décharge de type plasma que l'on doit contrôler afin d'éviter la création d'un arc, en particulier en travaillant à haute pression) ;
- l'excitation optique ;
- le pompage chimique (réaction chimique).

Pour certains modes de pompage, un mélange de gaz est ajouté au composé de base constituant le milieu actif afin de modifier les mécanismes de relaxation, ou afin d'améliorer les transferts d'énergie par processus collisionnel. Il en est ainsi, pour le laser à gaz CO_2 pour lequel, on ajoute un mélange He , N_2 .

3.1.1 Propriétés d'un gaz moléculaire polyatomique

L'énergie totale d'une molécule est la somme de trois types de contributions :

$$E = E_{\text{électronique}} + G(v) + F_v(J)$$

où $E_{\text{électronique}}$ est l'énergie de l'état électronique de la molécule, $G(v)$ représente la contribution de l'état vibrationnel et $F_v(J)$ correspond à l'énergie du niveau rotationnel de cette molécule. À ces contributions, il convient d'ajouter l'énergie de translation, qui, elle, n'est pas quantifiée.

Les états d'énergie vibrationnels d'une molécule ayant n modes de vibration sont obtenus à partir de la relation générale :

$$G(v_1, v_2, \dots, v_n) = \sum_i \omega_i \left(v_i + \frac{d_i}{2} \right) + \sum_i \sum_{j \geq i} X_{ij} \left(v_i + \frac{d_i}{2} \right) \left(v_j + \frac{d_j}{2} \right) + g_{ij} \ell_i \ell_j$$

où v_1, v_2, \dots, v_n sont les nombres quantiques associés aux modes de vibration, ω_i et X_{ij} sont les constantes de vibration du i -ième mode, et X_{ij} , g_{ij} représentent les constantes de couplage vibrationnelles entre les modes i et j . Pour les états dégénérés, d_i représente le niveau de dégénérescence du mode de vibration considéré et ℓ_i correspond au nombre quantique du moment angulaire de la vibration.

Les niveaux d'énergie correspondant aux modes rotationnels pour une **molécule linéaire** (exemple de type CO_2) sont donnés par la relation :

$$F_v(J) = B_v J(J+1) - D_v J^2(J+1)^2 + \dots$$

où J est le nombre quantique de rotation et B_v , D_v sont les constantes de rotation pour l'état vibrationnel v de la molécule. Pour des molécules asymétriques ou à configurations plus complexes, cette relation est généralement plus compliquée.

3.1.2 Propriétés de la molécule de CO_2

Dans les lasers moléculaires, les niveaux d'énergie considérés correspondent à ceux attachés aux déformations mécaniques de la molécule (rotation, vibration : élongation et torsion). Ces déformations mécaniques sont présentées de façon schématisée sur la figure 13. En particulier, la molécule triatomique linéaire CO_2 possède trois modes de vibration fondamentaux. On distingue :

- le mode symétrique de valence : $v_1 = 1\,388,2\text{ cm}^{-1}$;
- le mode de déformation : $v_2 = 667,4\text{ cm}^{-1}$;
- le mode antisymétrique de valence : $v_3 = 2\,349,16\text{ cm}^{-1}$.

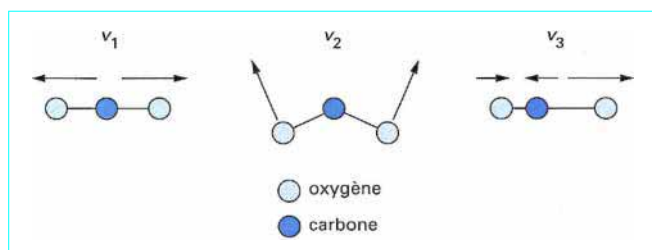


Figure 13 – Déformations mécaniques de la molécule CO_2

Le mode v_2 est doublement dégénéré (correspondant à deux vibrations de même fréquence). L'énergie des niveaux de vibration-rotation pour la molécule CO_2 s'écrit au premier ordre :

$$G(v_1, v_2, v_3) + \sum_i F_{vi}(J) \approx \omega_1 \left(v_1 + \frac{1}{2} \right) + \omega_2 (v_2 + 1) + \omega_3 \left(v_3 + \frac{1}{2} \right) + B_{v_1, v_2, v_3} [J(J+1) - \ell^2]$$

ℓ est ici le nombre quantique du moment angulaire associé à la vibration doublement dégénérée v_2 . Ce nombre peut rendre les valeurs $v_2, v_2 - 2, \dots, 1$ ou 0 .

Les niveaux de vibration sont généralement désignés sous la notation $v_1 v_2 v_3$.

La figure 14 permet de déterminer les niveaux mis en jeu ainsi que les transitions laser permises.

On remarque les transitions laser permises qui couvrent les domaines spectraux $10,6\text{ }\mu\text{m}$ ($v_3 \rightarrow v_1$) et $9,6\text{ }\mu\text{m}$ ($v_3 \rightarrow 2v_2$). Nous avons également positionné le niveau $v = 1$ de la molécule N_2 . Il est à noter qu'il existe une différence d'énergie de 18 cm^{-1} entre le niveau excité $v = 1$ de l'azote moléculaire et le niveau $00^0 1$ de la molécule CO_2 . On observe sur ce diagramme qu'un tel laser présente un **rendement quantique théorique élevé** :

$$\eta_Q = \frac{2\,349 - 1\,388}{2\,349} \Rightarrow 40,9\%$$

La durée de vie des niveaux excités joue également un rôle important dans le processus d'émission laser. De ce point de vue, les niveaux vibrationnels présentent un indéniable intérêt puisque la durée de vie des états excités (10^{-1} à 10^{-3} s) est bien supérieure à celle caractérisant les transitions électroniques (10^{-8} à 10^{-9} s). Cette propriété permet de stocker de l'énergie sur le niveau supérieur de la transition laser et donc de réaliser des sources pouvant délivrer de fortes énergies laser ou des puissances crêtes élevées en régime déclenché. Par ailleurs, il a été mesuré des durées de vie sur l'état v_3 supérieures à celles des états v_1 et $2v_2$, ce qui naturellement vient favoriser les transitions $00^0 1 \rightarrow 02^0 0$ et $00^0 1 \rightarrow 10^0 0$.

Les niveaux vibrationnels présentent donc une structure fine, due à la rotation de la molécule. La figure 15 donne la structure fine associée aux niveaux rotationnels de la molécule CO_2 et la population de ces niveaux (nombre de molécules par unité de volume) pour une inversion de population particulière.

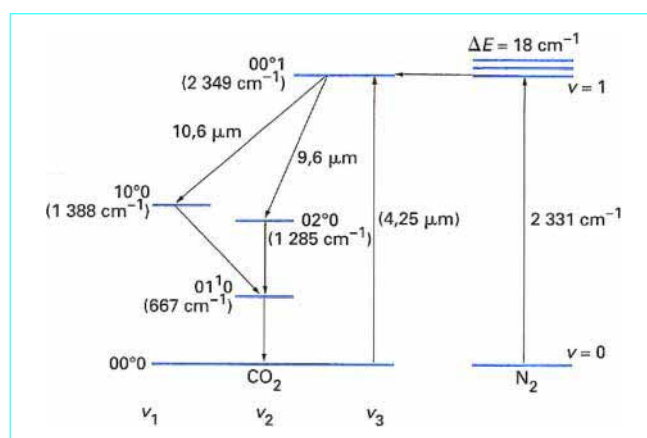


Figure 14 – Niveaux d'énergie de la molécule de CO_2

Les différents niveaux sont caractérisés par un nombre quantique J et l'énergie supplémentaire de rotation peut approximativement se mettre sous la forme :

$$F_v(J) \approx BJ(J+1)$$

avec $B = 7,7 \times 10^{-24} \text{ J } (0,387 \text{ cm}^{-1})$. On considère que $B = B_v$ dépend faiblement de v . Par ailleurs, chaque niveau de rotation J est $2J+1$ fois dégénéré.

La population N_J d'un niveau de rotation rapportée à la population totale N_T dans le mode vibrationnel est obtenue à partir de la relation :

$$N_J = N_T (2J+1) \frac{B}{kT} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)$$

où k est la constante de Boltzmann. Le niveau quantique du mode de rotation qui présente la plus importante population sera donné par la relation :

$$J_M = \sqrt{\frac{kT}{2B}}$$

Ainsi, à $T = 400 \text{ K}$, nous obtenons $J_M = 19$ et à $T = 1\,000 \text{ K}$, $J_M = 29$.

On observe que les niveaux de J pair (dans l'état supérieur) ou impair (dans l'état inférieur) sont absents. Cela traduit le fait que la molécule de CO_2 est linéaire et symétrique, et seules sont permises les transitions satisfaisant à la condition :

$$\Delta J = \pm 1$$

Par convention, on peut noter P_J , la transition $J-1 \rightarrow J$, et R_J , la transition $J \rightarrow J-1$. Ainsi, la raie P20 correspond à la transition entre $J=19$ de l'état 00^01 et $J=20$ de l'état 02^00 . En revanche, la raie R21 est attachée à la transition entre $J=21$ de l'état 00^01 et $J=20$ de l'état 02^00 .

La fréquence émise par ces transitions sera donnée par les relations :

$$\nu_{P_J} = \nu_0 + \frac{B}{h} (J-1)J - \frac{B}{h} J(J+1) = \nu_0 - \frac{2B}{h} J$$

$$\nu_{R_J} = \nu_0 + \frac{B}{h} (J+1)J - \frac{B}{h} (J-1)J = \nu_0 + \frac{2B}{h} J$$

On obtient ainsi une trentaine de transitions possibles dans l'interaction $00^01 \Rightarrow 02^00$ avec un espacement entre fréquences égal à :

$$\frac{4B}{h} = 47 \text{ GHz}$$

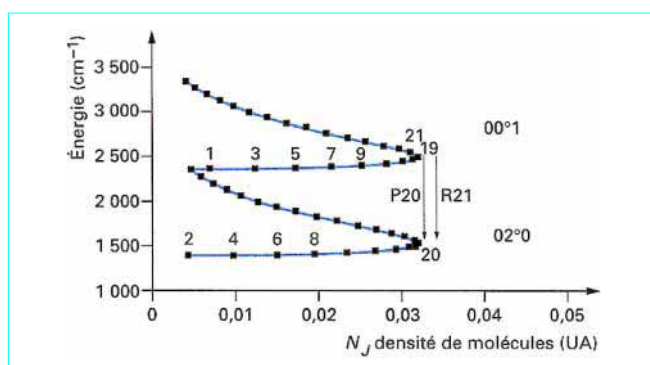


Figure 15 – Structure fine des niveaux rotationnels associés aux états d'excitation 00^01 (mode v_3) et 02^00 (second mode v_2) de la molécule CO_2

Le tableau 2 regroupe les différentes transitions laser observées ou obtenues à partir d'un laser CO_2 .

Le fait d'employer un élément isotopique dans la molécule a pour conséquence de modifier les modes de vibrations, ce qui permet d'étendre le domaine spectral à l'émission. À titre indicatif, nous avons porté dans le tableau 3 les raies d'émission correspondant aux transitions entre les bandes 00^01 et 10^00 pour la molécule CO_2^{18} .

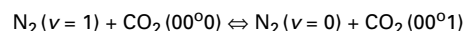
3.1.3 Fonctionnement d'un laser à gaz CO_2

Une enceinte remplie d'un gaz (ou d'un mélange) et soumise à une décharge électrique émet spontanément un rayonnement. Le schéma de principe d'un laser à flux de gaz est présenté sur la figure 16. Le milieu gazeux à gain est placé entre deux miroirs faisant office de cavité. Ces miroirs peuvent être en acier inoxydable poli et revêtu d'une couche d'or qui présente un coefficient de réflexion supérieur à 98 % à $10 \mu\text{m}$. Deux électrodes permettent d'exciter le mélange gazeux. Les importantes énergies (puissance moyenne) mises en jeu pour l'excitation du milieu gazeux imposent l'emploi d'un système de refroidissement efficace. Celui-ci est généralement réalisé par circulation d'eau autour du tube, ce qui nécessite l'emploi d'une structure tubulaire à double paroi. Les pressions partielles employées varient en fonction de la géométrie, de l'écoulement du gaz et du mode opératoire (basse ou haute pression, continu, déclenché, etc.).

Pour des pressions partielles de 1,066 kPa (8 Torr) pour CO_2 , 1,333 kPa (10 Torr) pour N_2 , 4 kPa (30 Torr) pour He, et pour un débit de gaz de $60 \text{ m}^3/\text{h}$, il était obtenu une puissance de 60 W (densité de puissance $5 \text{ W}/\text{cm}^3$) et plus.

■ Rôle de l'azote moléculaire

Il est possible d'enrichir la population du niveau 00^01 par l'intermédiaire de l'azote excité (dans son état $v=1$), ce premier niveau vibrationnel excité de N_2 est situé à $2\,331 \text{ cm}^{-1}$, ce qui l'amène à 18 cm^{-1} du niveau vibrationnel excité v_3 de la molécule CO_2 . L'énergie de translation associée à la température du milieu gazeux permet de considérer qu'il y a résonance entre ces deux niveaux rendant probable des collisions (de seconde espèce) du type :



Sachant que l'azote moléculaire vibrationnellement excité peut être facilement obtenu dans une décharge, des mélanges $\text{N}_2\text{-CO}_2$ vont facilement se trouver en déséquilibre thermodynamique. Par ailleurs, la durée de vie de l'état excité de la molécule N_2 étant élevée, l'état du gaz CO_2 va se trouver être enrichi au détriment des autres niveaux de ce gaz.

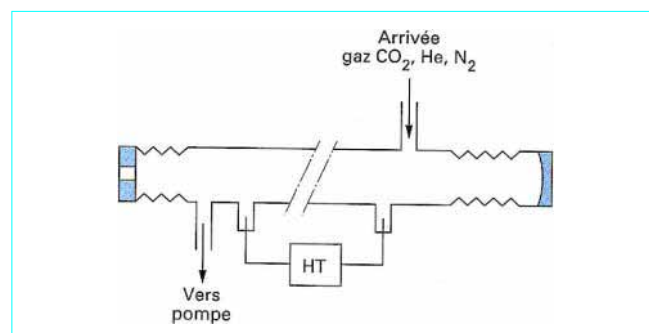


Figure 16 – Principe d'un laser à gaz CO_2

Parution : septembre 1996 - Ce document a été délivré pour le compte de 7200029571 - univ mouloud mammeri tizi ouzou // bu01 SNDL // 193.194.82.178

Tableau 2 – Longueurs d’onde émises sur les branches P et R des transitions 00°1 → 10°0 et 00°1 → 02°0

Transition 00°1 → 10°0					
	$\sigma(\text{cm}^{-1})$	$\lambda(\mu\text{m})$		$\sigma(\text{cm}^{-1})$	$\lambda(\mu\text{m})$
P30	934,9	10,696	R09	967,7	10,333
P28	936,8	10,674	R11	969,1	10,318
P26	938,7	10,653	R13	970,6	10,303
P24	940,5	10,632	R15	972,0	10,288
P22	942,4	10,611	R17	973,3	10,274
P20	944,2	10,591	R19	974,6	10,260
P18	946,0	10,571	R21	975,9	10,246
P16	947,7	10,551	R23	977,2	10,233
P14	949,5	10,532	R25	978,5	10,220
P12	951,2	10,513	R27	979,7	10,207
P10	953,0	10,494	R29	980,9	10,194
Transition 00°1 → 02°0					
	$\sigma(\text{cm}^{-1})$	$\lambda(\mu\text{m})$		$\sigma(\text{cm}^{-1})$	$\lambda(\mu\text{m})$
P28	1 039,6	9,618	R19	1 077,4	9,281
P26	1 041,4	9,602	R21	1 078,7	9,270
P24	1 043,2	9,585	R23	1 079,9	9,259
P22	1 045,0	9,569	R25	1 081,2	9,249
P20	1 046,8	9,552	R27	1 082,4	9,238
P18	1 048,6	9,536	R29	1 083,6	9,227
P16	1 050,4	9,520			
P14	1 052,2	9,503			
P12	1 054,0	9,488			
P10	1 055,8	9,472			

avec σ nombre d’onde ($\sigma = 1/\lambda$)

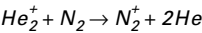
Tableau 3 – Transitions entre les bandes 00°1 → 10°0 associées à la molécule CO₂¹⁸

	$\sigma(\text{cm}^{-1})$	$\lambda(\mu\text{m})$
P26	1 064,2	9,397
P24	1 065,8	9,383
P22	1 067,4	9,369
P20	1 069,0	9,355
P18	1 070,6	9,341

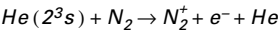
■ Rôle de l’hélium

L’insertion de ce mélange considéré précédemment permet de confiner la luminescence d’une décharge, en particulier au centre du tube. Dans les décharges sous haute pression, l’hélium permet d’homogénéiser la décharge, les collisions entre l’hélium et les électrons étant élastiques. Ce gaz a pour effet de diminuer le coefficient de diffusion du CO₂, ce qui a pour conséquence de réduire l’effet de désexcitation de la molécule CO₂ sur les parois. D’autre part, l’hélium modifie l’impédance de la décharge et permet d’augmenter le courant parcourant le tube. Enfin, la conductibilité thermique de l’hélium est de l’ordre de dix fois supérieure à celle de N₂ et de CO₂. L’analyse des échanges d’énergie entre l’hélium métastable et l’azote en fonction de la pression a montré l’existence de deux types de réactions.

Pour des pressions d’hélium supérieures à 1,333 kPa, on obtient la réaction :



L’azote excité sur un niveau élevé relaxe vers le niveau $v = 1$, ce qui permet alors de réaliser le transfert par collision vers la molécule CO₂. Pour des pressions d’hélium inférieures à 1,333 kPa, on observe la réaction moins efficace :



■ Cavité optique

La puissance délivrée par un laser moléculaire est naturellement proportionnelle au volume du milieu actif et par voie de conséquence au volume de la cavité.

■ Excitation du mélange gazeux

On doit distinguer trois types de lasers CO₂ :

- les lasers à excitation électrique qui travaillent en régime continu ;
- les lasers à excitation thermique ;
- les lasers opérant à pression atmosphérique et à excitation électrique transversale.

3.2 Laser continu à excitation électrique

Le mélange gazeux CO₂-N₂-He peut être excité par une décharge électrique diffuse qui est entretenue en injectant un courant continu ou qui présente un caractère impulsionnel. Les électrons de grande énergie ($\approx 15\text{eV}$) contribuent à entretenir la décharge, alors que les électrons d’énergie plus basse (≈ 1 à 2eV) servent à l’excitation moléculaire.

La pression du mélange gazeux est relativement faible (1,333 à 13,332 kPa) afin d’éviter à la décharge de passer en régime d’arc.

Les molécules de CO_2 et de N_2 sont donc excitées selon un processus collisionnel avec des électrons. Généralement, l'excitation de molécules dépend de l'énergie des électrons. À titre indicatif, nous avons rapporté sur les figures 17 et 18 la dispersion avec l'énergie de ces électrons des sections efficaces de collision électron- N_2 et électron- CO_2 . On observe (figure 17) que la section efficace de collision pour les huit premiers niveaux d'excitation vibrationnelle de l'azote moléculaire est comprise entre 10^{-16} et 10^{-15} cm^2 pour des électrons ayant une énergie comprise entre 0,5 et 6 eV.

L'étude de l'excitation de la molécule CO_2 montre que la section efficace de collision pour le niveau 00^01 présente un maximum pour l'interaction avec un électron d'énergie 0,5eV (figure 18). Cependant, l'excitation de ce niveau peut être obtenue à partir d'électrons ayant des énergies allant jusqu'à 8eV. Par ailleurs, il est possible d'obtenir une excitation des niveaux vibrationnels élevés correspondant au mode ν_3 .

Ainsi, le niveau 00^01 du CO_2 peut être soit directement excité par collision avec un électron, soit indirectement par transfert entre le niveau $\nu = 1$ de N_2 lors d'une collision avec une molécule de CO_2 .

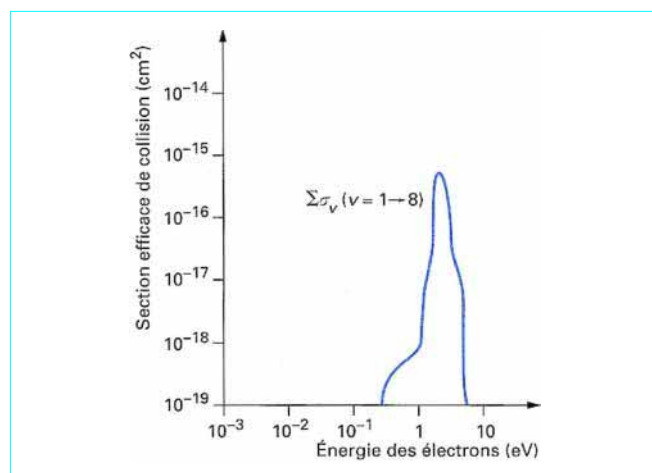


Figure 17 – Section efficace de collision molécule N_2 – électron

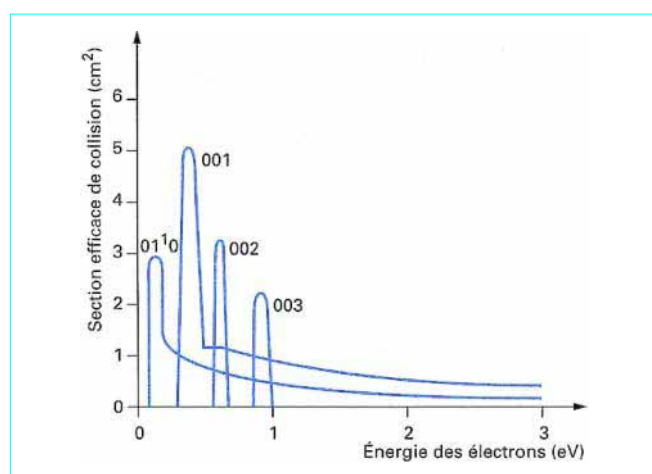


Figure 18 – Section efficace de collision molécule CO_2 – électron

Cette excitation des molécules CO_2 et N_2 peut être réalisée dans un mélange gazeux ou l'excitation peut être séparée. Le **laser à excitation électrique et détente adiabatique (LEDA)** fonctionne selon le second principe. L'azote est tout d'abord excité vibrationnellement par une décharge électrique tout en étant en expansion supersonique puis est mélangé au CO_2 et He dans une chambre à vitesse supersonique. Cette opération se traduit par un transfert d'énergie vibrationnelle de l'azote au CO_2 . Une représentation schématique de ce type de laser est portée sur la figure 19. Un tel système permet d'obtenir un fonctionnement à une pression relativement élevée dans la cavité (0,666 kPa), ce qui entraîne la possibilité d'obtenir une énergie laser importante. L'utilisation d'un écoulement sonique (ou supersonique) limite l'élévation de température de translation du gaz. Enfin, on minimise le peuplement des niveaux inférieurs du CO_2 par collisions électroniques, ces niveaux se trouvent être peuplés uniquement par transitions radiatives à partir du niveau ν_3 (00^01).

3.3 Laser impulsif CO_2 -TEA

L'emploi d'une technique d'excitation électrique transversale a permis de réaliser une nouvelle classe de laser CO_2 impulsif travaillant à la pression atmosphérique. Ces lasers furent dénommés TEA (*transverse electric pressure atmospheric*). Le problème essentiel est de réaliser une excitation uniforme du gaz et d'éviter le développement du régime d'arc. Le système présenté sur la figure 20 utilise une cathode à pointes qui crée une multitude de petites décharges. En disposant ces électrodes selon une double hélice, il est possible d'obtenir une excitation du milieu actif autorisant la création d'un rayonnement laser de bonne qualité optique transversale. L'emploi de pointes résistives permet de limiter le courant et de contrôler le régime de la décharge localement.

Le montage présenté sur la figure 21 repose sur l'utilisation du mécanisme d'émission d'électrons par effet de champ. Un grand nombre d'électrons est créé au voisinage de la cathode permettant de réaliser des décharges à haute densité de courant. La valeur du champ électrique appliqué entre les électrodes est adaptée à la production d'électrons ayant une énergie de l'ordre de 1eV. L'énergie de tels électrons permet d'obtenir une forte section efficace de collision avec la molécule N_2 . Enfin, la décharge doit s'effectuer sur une durée plus rapide que le temps caractéristique d'établissement du régime d'arc.

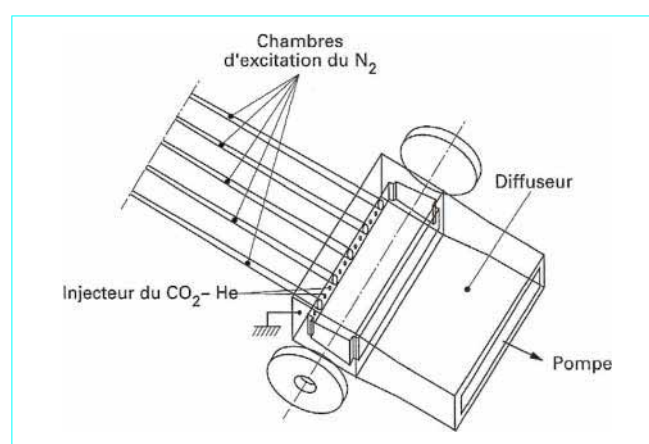


Figure 19 – Principe du dispositif LEDA

La particularité de la structure d'électrode employée repose sur le fait que :

- durant l'établissement de la tension électrique aux bornes du dispositif, les électrons arrachés à la cathode par effet de champ sont capturés par les tubes *trigger* pendant la montée de la tension entre les électrodes principales ; ainsi, la montée en tension peut être relativement lente, ce qui permet l'emploi de transformateurs de puissance ;
- le transformateur permet de réaliser des communications basse tension, ce qui autorise l'emploi de thyatronns comme composant de commande et un fonctionnement à haute cadence ;
- enfin, la décharge du condensateur C_2 , qui a lieu lorsque la tension entre les électrodes atteint sa valeur maximale, s'effectue au travers d'un circuit faiblement selfique, ce qui permet d'obtenir des décharges rapides, de durée inférieure au temps de formation du régime d'arc.

L'emploi de cette technique a permis d'obtenir de fortes énergies laser ramenées au volume de gaz excité en optimisant la structure de la décharge, la composition du mélange $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$. Une énergie de 20 J/L était rapportée dans une impulsion laser d'une durée de 60 ns. En couplant cette structure à une cavité instable qui permet d'extraire l'énergie sur des volumes actifs et des cavités à grand nombre de Fresnel, une énergie volumique voisine de 50 J/L était obtenue.

Cette structure a été développée au cours des années 1972-1976 en vue de réaliser des chaînes laser délivrant de grandes puissances crêtes en assemblant des montages oscillateurs-amplificateurs de grande longueur. À cette époque, les applications dans le domaine de la fusion thermonucléaire contrôlée ont fortement contribué au développement des études de telles structures et architectures de laser.

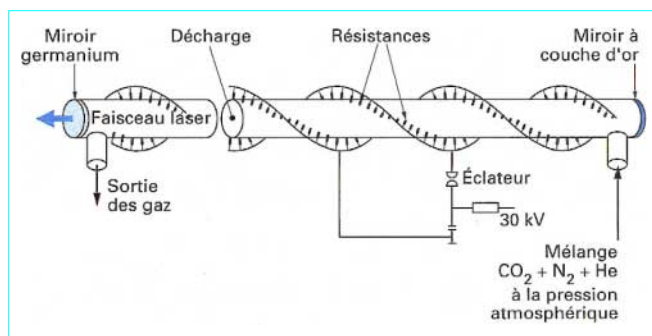


Figure 20 – Laser CO_2 à excitation électrique transversale à pression atmosphérique

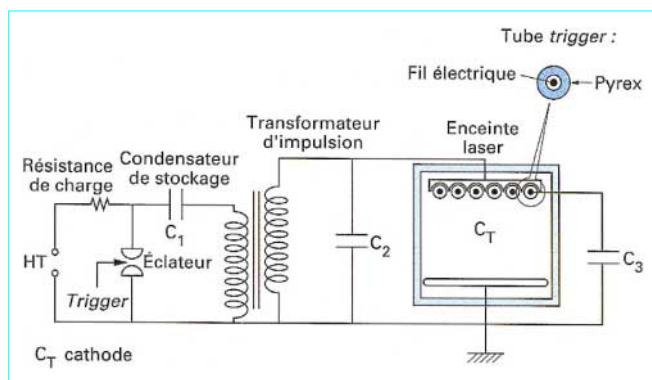


Figure 21 – Circuit électrique d'un laser CO_2 - TEA

3.4 Laser CO_2 -TEA à cadence de tir élevée

Le fait de faire fonctionner à cadence élevée (quelques centaines de hertz) un laser CO_2 -TEA impose de savoir gérer et évacuer la chaleur dissipée dans le milieu actif. Cette quantité de chaleur dépend naturellement du rendement d'excitation du milieu laser. Ainsi, pour un laser présentant un rendement de 20 %, près de 80 % de la puissance électrique d'excitation se transforme en chaleur. Cela a pour conséquence d'accroître le peuplement du niveau 10^0 , ce qui diminue le gain d'amplification du laser CO_2 . Une méthode permettant d'obtenir un échange thermique efficace a consisté à faire circuler le mélange gazeux en boucle fermée (figure 22). Au contact d'un échangeur thermique, le gaz actif est recyclé thermiquement, ce qui lui permet de conserver ses propriétés d'émission à grande cadence de tir. Typiquement, avec un écoulement transversal du gaz de vitesse ≈ 60 m/s par rapport à la décharge, il a été obtenu une puissance moyenne de l'ordre de 10 kW à 540 Hz et une puissance crête de l'ordre de 10 MW (durée d'impulsion 2 μ s, énergie par impulsion 20 J).

D'autres méthodes de préionisation ont également été développées (rayons X ou ionisants, UV, canon à électrons de grande énergie) permettant d'obtenir des décharges homogènes en grand volume tout en évitant un effet d'avalanche (régime de multiplication) dans le processus de collision électron-molécule.

Le système de préionisation par UV représenté sur la figure 23, obtenu à partir d'un ensemble d'arcs sous la cathode (qui fait office de grille) permet de créer en volume des électrons.

Un tel schéma souffre de ce que la densité électronique produite est relativement faible (10^{10} à 10^{11} électrons/cm³) ce qui impose de travailler en régime de multiplication au niveau de la décharge et par voie de conséquence d'appliquer des champs électriques entre électrodes de l'ordre de $20 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{bar}^{-1}$. Ainsi, pour un espace entre électrodes de 10 cm, la tension à appliquer sera de 200 kV, ce qui limite considérablement l'emploi de cette technique dans les systèmes.

L'emploi des techniques d'injection de grande énergie dans le milieu gazeux à partir d'un canon a permis de réaliser des opérations de préionisation sur de grands volumes à pression de gaz élevée. Cette méthode permet d'obtenir une densité électronique de préionisation suffisante, et le champ interélectrodes appliqué (3 à $5 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{bar}^{-1}$) ne sert qu'à accélérer les électrons créés au cœur du milieu actif.

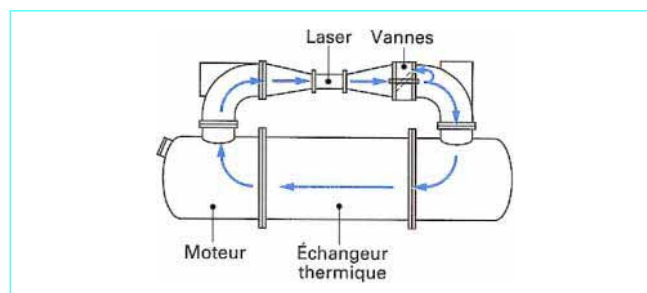


Figure 22 – Principe d'un laser CO_2 - TEA à circulation et recyclage de gaz

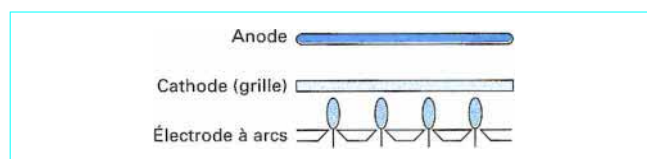


Figure 23 – Principe d'une commande de décharge par préionisation UV

3.5 Applications

Les domaines d'applications des lasers CO₂ couvrent un large éventail, allant du domaine industriel au militaire en passant par le médical. La diversité des modes de fonctionnement offerts par cette source laser moléculaire (continu, impulsif, basse ou haute pression, monofréquence, accordabilité sur spectre discret de raie, etc.) explique cela. Nous allons tenter de présenter un rapide survol de ces applications.

■ Télécommunications

Les premières applications des lasers CO₂ ont concerné la transmission d'information en propagation libre, l'atmosphère étant relativement transparente au voisinage de 10 μm. Le développement des fibres optiques à base de silice et les effets de perturbation de la propagation d'un faisceau laser dans l'atmosphère ont rapidement contribué à réduire le développement de cette application. Par ailleurs, la modulation par voie électro-optique (ou acousto-optique) nécessite l'emploi de tensions élevées ou des puissances radio-fréquence importantes. Des tentatives reposant sur l'exploitation des propriétés des guides optiques IR actifs (utilisant l'effet électro-optique) se sont également heurtées aux difficultés de pouvoir moduler et transporter de fortes puissances optiques (dommage optique lié à la forte intensité devant être couplée à la structure de guidage optique). Enfin, les propriétés des détecteurs à base de matériaux conventionnels (en termes de sensibilité, bruit, réponse en fréquence et température de fonctionnement) ont quelque peu contribué à l'abandon de cette filière technologique.

■ Analyse spectroscopique

Le fait de disposer d'une source laser pouvant émettre sur un ensemble de raies dans l'IR a conduit au développement de systèmes d'analyse spectroscopique. En particulier, le fonctionnement en régime déclenché s'accompagnant de l'émission d'une impulsion de forte puissance permet de réaliser des systèmes LIDAR (*light detecting and ranging*) permettant de sonder l'atmosphère.

Des techniques simples ont été employées pour réaliser de telles sources (figure 24). En particulier, le contrôle de la longueur d'onde émise peut être réalisé en utilisant les propriétés de dispersion spectrales d'un réseau gravé faisant office de miroir filtrant. En fonction de l'angle de Littrow, caractérisant la position du réseau gravé :

$$\theta_i = \arcsin\left(\frac{m \lambda_i}{2d}\right)$$

où pour $m = 1$, on définit la longueur d'onde de Littrow à l'ordre 1 de fonctionnement du réseau et d est relié au nombre de traits par millimètre de celui-ci. En employant un miroir de renvoi monté sur une platine de rotation, il est possible de sélectionner une des raies émises et d'employer ce mode d'ouverture de cavité pour obtenir un fonctionnement déclenché.

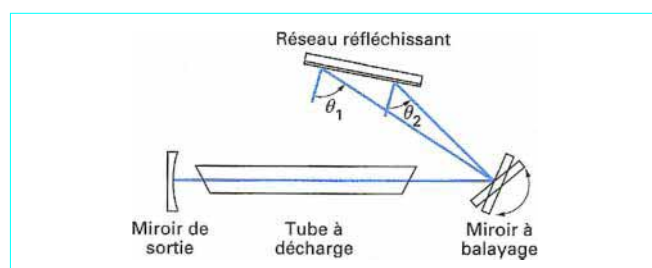


Figure 24 – Schéma d'un montage laser CO₂ à sélection de longueur d'onde

■ Usinage et découpe

Des lasers CO₂ délivrant des puissances supérieures au kilowatt (3 à 30 kW) sont (ou ont été) commercialisés et employés pour réaliser des fonctions de découpe de matériaux variés (substrats, tissus, cuirs, papier, bois, tôlerie mince, blindages...). Cette technique permet également d'effectuer des opérations de découpe à vitesse élevée sur des tôles minces (10 m/min pour une épaisseur de 1 mm, à partir d'un laser délivrant une puissance de 2 kW). Par ailleurs, en balayant une pièce métallique par un faisceau laser CO₂, on peut obtenir une élévation rapide et importante de la température superficielle. Ce trempage localisé permet de réaliser des zones durcies de faible épaisseur (1 à quelques millimètres).

Dans le domaine industriel lié à l'automobile, le laser CO₂ a réalisé une pénétration importante et ce type de laser a été évalué et est exploité en production pour réaliser des opérations de soudage ou de traitement de surface (pièces de moteurs, chemins de roulements, etc.).

Dans le domaine de l'armement, l'emploi de laser CO₂ concerne la réalisation d'opérations de soudures de pièces chargées (obus, missiles, etc.). Les opérations de traitement de surface ont également un fort impact sur le durcissement par trempe superficielle d'alliages métalliques. Enfin, la découpe de haute qualité de pièces épaisses (jusqu'à 5 cm d'épaisseur) avec géométrie complexe bénéficie des propriétés attachées à la manipulation d'un faisceau laser.

En aéronautique, les opérations de soudage de chemises de réacteurs, de traitement de surfaces et la découpe de matériaux divers (alliages légers, composites, etc.) et la flexibilité de cet outil (pouvant être multitâches) qu'est le laser lui ont permis de trouver sa place dans cet environnement.

■ Source pour test de tenue au flux de matériaux

Le bon rendement quantique caractérisant le laser CO₂ a été mis à profit pour développer des sources de grande énergie ou de forte puissance moyenne afin de réaliser des lasers permettant de tester la tenue de matériaux et de structures et d'évaluer le dommage induit par voie laser dans des environnements variés (simulant le vide spatial, les perturbations atmosphériques ou celles liées au déplacement d'un engin, etc.). Un laser de 100 kW continu a été développé à cet effet aux États-Unis (*laser hardened materials evaluation laboratory*; LHMEII).

■ Matériaux et composants pour laser CO₂

Un aspect important lié au choix des matériaux IR pour la transmission ou pour le transport de faisceaux de grande énergie (ou de puissance crête élevée) gouverne également l'emploi de tels lasers. En particulier, les études portant sur la minimisation des pertes par absorption au niveau des miroirs et sur le contrôle ou la correction du front d'onde ont contribué au développement de nouveaux concepts et matériaux utilisés en IR avec transposition de ces techniques vers d'autres domaines (miroir à gradient, miroir à déformation mécanique contrôlée, emploi des matériaux SiC, etc.).

4. Lasers solides pompés par diodes laser

4.1 Généralités

On observe un renouveau autour des lasers solides lié à l'émergence et au développement des diodes lasers de puissance. Cet engouement repose sur la grande variété des longueurs d'onde pouvant être émises par les diodes et qui peuvent s'adapter à des bandes d'absorption (d'excitation) spécifiques aux ions terres rares autour desquels se sont développés de nombreux systèmes lasers. Elles sont directement reliées aux composés semiconducteurs

employés, au développement des méthodes modernes de croissance (épitaxie) de matériaux semiconducteurs et à la mise en œuvre du génie quantique sur ces matériaux (emploi de structures à puits quantiques).

Le concept de pompage optique de matériaux solides à partir de composés semiconducteurs émerge avec le développement du laser dans les années 60. À l'époque, les matériaux semiconducteurs sont excités par faisceau d'électrons à basse température. Avec le développement des technologies et les progrès réalisés autour de la physique des hétérojonctions complexes, cette idée fut reconsidérée à partir des années 70 et prit son essor dans les années 80.

Le pompage par diodes présente la particularité unique de pouvoir délivrer sélectivement de la puissance optique en ajustant le spectre d'émission à celui d'une bande d'absorption efficace de l'ion actif. Cette propriété contraste avec celle caractérisant le pompage par flash ou par lampe qui délivre une puissance de pompe sur un large domaine spectral. L'emploi de diodes a les conséquences suivantes.

■ Accroissement de l'efficacité de pompage

Sachant que le rendement de conversion optique/électrique d'une diode laser de puissance est typiquement compris entre 40 et 50 %, le rendement global à la prise électrique (puissance moyenne optique/puissance électrique) du laser solide pompé optiquement, intégrant le rendement de conversion primaire et l'ajustement spectral sur une bande d'absorption de l'espèce à exciter, est compris entre 5 et 30 % selon le mode de fonctionnement, selon la nature de l'ion actif et l'architecture du laser. Cette grandeur est à comparer aux résultats observés sur les lasers pompés par flash ou lampe (0,01 à quelques pourcent).

■ Réduction de charge thermique

Elle est liée à l'excitation de transitions non radiatives ou au fait que la différence entre la longueur d'onde de pompe et celle associée à l'émission laser peut être importante et réduire par là même le rendement de pompage (rendement quantique). Cette spécificité permet de réduire la manifestation d'effets thermiques perturbateurs (lentille thermique, biréfringence thermique) ou de mieux contrôler le dommage induit par le développement d'effets thermomécaniques.

Les diodes laser ont des durées de vie relativement importantes comparativement aux composants usuels, flashes et lampes. Une durée de vie de plusieurs milliers d'heures en régime continu (1 année = 8 760 h) peut être envisagée, ou un fonctionnement délivrant 10^9 impulsions est aujourd'hui démontré (à 10 Hz un fonctionnement permanent sur une année correspond à $3,15 \times 10^8$ impulsions). Cette propriété peut influencer sur le coût d'entretien et sur l'immobilisation du système laser dans une chaîne de production par exemple.

Si l'on sait aujourd'hui obtenir des niveaux de puissance moyenne élevés en multipliant le nombre de diodes sur une barrette unique, la qualité du faisceau émis est fortement multimode transverse avec un fort astigmatisme lié aux dimensions de la région émissive. Généralement, le faisceau émis ne présente pas la symétrie circulaire. En revanche, il est relativement facile d'obtenir cette propriété en pompant un milieu laser solide. Dans bien des applications, le critère de choix est déterminé par la radiance de la source. De ce point de vue le laser solide est particulièrement adapté et le fait de pomper par diode un tel laser revient à réaliser un transformateur de mode spatial. À partir d'un faisceau laser difficilement exploitable directement (avec des techniques simples) et caractérisant l'émission de diodes laser, on peut accroître la radiance de la source en pompant le milieu solide dont l'émission laser peut être de type TEM₀₀.

Les diodes laser permettent d'obtenir une puissance moyenne élevée mais ne sont pas adaptées pour délivrer de fortes puissances crêtes. Cela provient de ce que la durée de vie des porteurs (électrons-trous) est relativement courte (≈ 10 ns), ce qui ne permet pas de stocker efficacement de l'énergie. En revanche, les ions terres rares (ou métalliques de transition) insérés dans des matrices vitreuses ou cristallines présentent des durées de vie de fluorescence

comprises entre quelques microsecondes et quelques millisecondes. Aussi, de tels systèmes sont particulièrement intéressants en employant les techniques conventionnelles de déclenchement (commutation des pertes ou du gain). Un autre aspect limitant les puissances crêtes pouvant être délivrées par les diodes laser de puissance réside dans la tenue au flux optique des faces de sortie de ces diodes. Généralement, cette limitation est définie par le dommage optique catastrophique qui dépend de la géométrie de la structure de la diode et des zones miroirs.

Les lasers solides pompés par diodes présentent également la particularité d'être silencieux comparativement au *bruit* engendré par l'onde de choc de plasma induite par décharge électrique dans les flashes. Par ailleurs, les lasers pompés par diodes se prêtent à la modélisation et présentent une relative bonne reproductibilité (impulsion à impulsion) et une stabilité en amplitude (en régime continu) à l'émission. Enfin, le caractère localisé et distribué du pompage optique autorise la réalisation d'opération de pompage multiplexée spatialement et temporellement.

4.2 Diodes laser de puissance

4.2.1 Les acteurs

Le développement des diodes laser de puissance et les applications qui en découlent d'efforts technologiques initiés dans les années 90. Aujourd'hui, les acteurs de ce développement sont représentés :

- aux **États-Unis** par :
 - Gateway,
 - Laser Diode Product Inc.,
 - Opto Power Corp.,
 - Spectra Diode Laboratories,
 - TRW,
 - Uniphase,
 - Lawrence Livermore National Laboratory ;
- en **Europe** par :
 - Jenoptik (G),
 - Siemens (G),
 - Thomson-CSF Semiconducteurs Spécifiques (F) ;
- au **Japon** par :
 - Mitsubishi,
 - Sony, etc.

La multiplicité de structures de diodes ou d'arrangements de diodes de puissance développées résulte des travaux initialement menés par une équipe de chercheurs du centre de recherches de Xerox à Palo Alto. C'est cette équipe qui a participé à la création de Spectra Diode Laboratories.

4.2.2 Caractéristiques d'émission des diodes laser de puissance pour le pompage optique

La maîtrise de la croissance de composés semiconducteurs variés épitaxiés sur des substrats différents permet d'accroître le domaine spectral à l'émission. La transposition des technologies développées autour des composés GaAs/GaAlAs permet également de concevoir des composants délivrant de la puissance pour pomper des terres rares ou des ions métalliques.

On distingue deux familles de diodes de puissance, celles qui opèrent en **mode continu** (identifiées par l'acronyme anglais CW) et celles délivrant de la **puissance crête et de l'énergie en mode quasi continu** (QCW).

Il convient également de distinguer différentes géométries ou assemblages qui présentent chacun leurs particularités. Ainsi, nous pouvons considérer des structures élémentaires de type :

- barrettes ;
- empilement de barrettes ;
- matrice 2D de diodes monolithique à émission surfacique ;

aux propriétés spécifiques d'émission en fonction de la structure de la diode de puissance.

En régime continu, deux géométries sont développées constituées soit d'un réseau de multirubans, soit d'un réseau de rubans larges. La figure 25 illustre la géométrie de base d'une barrette de diodes.

À titre indicatif, l'obtention d'une puissance de 15 W en régime CW (mode continu) utilise 27 réseaux de 10 rubans. Chaque réseau de rubans a une largeur de 350 μm et la largeur d'une barrette est de 9,5 mm. Un accroissement de la puissance émise impose l'augmentation du nombre de rubans et une gestion thermique adaptée. La segmentation permet d'éviter que la structure émette perpendiculairement à la structure multirubans. Les réseaux de rubans peuvent être remplacés par des lasers monorubans de largeurs 50 à 100 μm .

Des structures voisines sont employés en régime QCW (mode quasi continu) mais le nombre de diodes intégrées à la barrette est généralement plus important. En régime QCW, les caractéristiques des diodes sont données pour un mode de fonctionnement adapté au pompage de l'ion néodyme qui présente une durée de vie de fluorescence de l'ordre de 200 μs . On spécifie donc la **durée de l'impulsion $\Delta\tau_p$ et le taux de remplissage (duty-cycle) maximal** garantissant un bon fonctionnement du composant, ce facteur correspondant au rapport $\Delta\tau_p/T$, où T représente la période d'un cycle de modulation. À la cadence de 100 Hz, à une impulsion de durée 200 μs correspond un facteur de remplissage de 2 %. La puissance crête délivrée par une barrette est comprise entre 50 et 100 W.

Il est possible d'accroître la puissance optique délivrée en empilant les barrettes. Les intensités délivrées sont comprises entre quelques centaines de W/cm^2 et quelques kW/cm^2 . Les émetteurs sont incohérents entre eux et une gestion thermique appropriée permet de faire fonctionner ces empilements de barrettes en les modulant avec des taux de remplissage pouvant atteindre 50 %.

Généralement, les diodes laser présentent un diagramme de rayonnement asymétrique. L'émission issue de tels composants peut être approximée comme étant une source ponctuelle à forte divergence dans le plan perpendiculaire à la jonction (de demi-angle à mi-hauteur θ_\perp) et une source non ponctuelle divergente dans le plan parallèle à cette même jonction (θ_\parallel). Si le diagramme d'émission dans le plan perpendiculaire à la jonction est limité par diffraction, il n'en est pas de même dans l'autre plan.

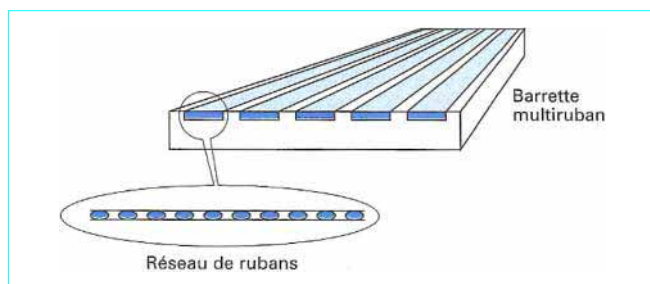


Figure 25 – Structure émettrice d'une barrette de diodes de puissance

Par ailleurs, en définissant approximativement la source émettrice par la largeur L et l'épaisseur h du ruban, on peut caractériser une **étendue géométrique** attachée à la diode laser :

$$S_\Omega = \pi \theta_\perp h \theta_\parallel L$$

qui est invariante. Le fait que le diagramme de rayonnement de la source n'est pas limité par diffraction dans un plan ne facilite pas la manipulation du faisceau émis. La première solution consiste à coupler le faisceau dans une fibre optique fortement multimode de manière à pouvoir disposer d'une source de pompage à diagramme de rayonnement symétrisé. La conservation de l'étendue géométrique impose cependant l'utilisation de fibres optiques à grande ouverture numérique et/ou l'emploi de structures de guides optiques adiabatiques (passage d'une structure quasi planaire à cylindrique). L'emploi de fibres optiques présente, en outre, l'avantage de pouvoir délocaliser les diodes de pompage du milieu à exciter ce qui permet de gérer spécifiquement et individuellement les effets thermiques. Cette contrainte est d'autant plus importante que le niveau de puissance de pompe moyen est élevé, en particulier en mode continu.

Une autre technique repose sur l'emploi du concept d'empilement optique. Elle consiste à transformer l'étendue géométrique en améliorant les qualités du faisceau dans le plan parallèle à la jonction et en détériorant celles dans le plan perpendiculaire. En effet, pour une diode de puissance élémentaire à ruban large, si $h = 1 \mu\text{m}$, $L = 100 \mu\text{m}$, $\theta_\perp = 0,698 \text{ rad}$, $\theta_\parallel = 0,174 \text{ rad}$, on obtient le rapport :

$$\frac{L \theta_\parallel}{h \theta_\perp} = \frac{100 \times 0,174}{1 \times 0,698} = 25$$

L'utilisation de barrettes, qui consiste à multiplier sur un même substrat un grand nombre d'émetteurs, augmente considérablement ce rapport. Tout l'art consiste donc à développer des optiques de transfert (à imagerie ou non) qui vont avoir pour objet de réduire ce rapport et donc d'améliorer la symétrie de l'étendue géométrique.

4.2.3 Matrice bidimensionnelle monolithique de diodes de puissance à émission surfacique

Ce composant se présente sous la forme d'une plaque sur laquelle sont intégrées un grand nombre de diodes qui présentent la particularité de pouvoir délivrer la puissance optique émise selon une émission perpendiculaire au substrat (figure 26). La technologie développée présente la particularité d'être de type collectif dans le sens électronique du terme (dans le fait que l'on traite une surface avec toutes les étapes aboutissant à la réalisation de milliers de composants), et la structure d'avoir un caractère monolithique autorisant un report planaire.

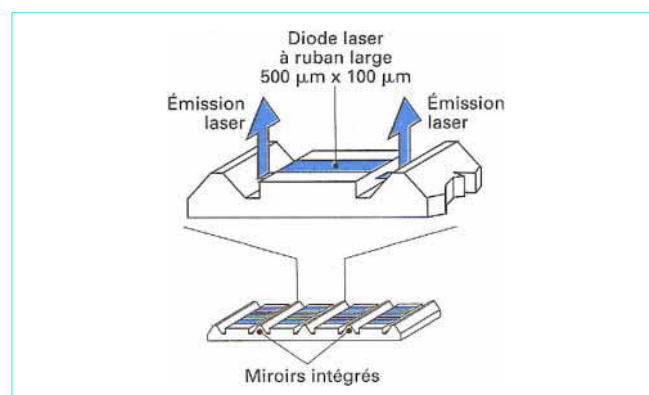


Figure 26 – Structure de diode de puissance 2D à émission surfacique

La gestion de la thermique doit être plus simple et efficace, ce qui rend cette structure apte à délivrer de fortes puissances optiques moyennes ou de travailler en régime d’émission continu. Ainsi, l’intégration au substrat de microcanaux ayant pour fonction d’évacuer la puissance électrique dissipée sous forme de chaleur permet d’obtenir des intensités émises de l’ordre de 200 W/cm² (20 W en mode CW sur une surface émissive de 0,1 cm²).

En contrôlant le profil de la zone miroir et la position de la diode par rapport à celle-ci, il est possible de réduire la divergence du faisceau correspondant à l’angle d’émission perpendiculaire au plan de la jonction θ_1 (40-50° à 15°, voire moins).

Enfin, cette géométrie de type modulaire autorise la répartition des modules de pompage élémentaires sur une embase adaptée à une géométrie spécifique de pompage.

4.2.4 Diodes laser de puissance à émission dans le visible

Les matériaux employés sont à base d’alliages GaInP/AlGaInP à puits quantique(s) contraints. Les structures sont généralement de type GRINSCH (*graded-index separate confinement heterostructure*) et émettent dans le rouge. Ces composants sont particulièrement adaptés pour le pompage de matériaux dopés Cr³⁺ [comme la forstérite (Cr-Mg₂SiO₄), le Cr-YAG, et les cristaux Cr-LiSAF (Cr-LiSrAlF₆) et Cr-LiCAF (Cr-LiCaAlF₆), etc.].

Ces diodes étudiées et développées par : McDonnell Douglas (MDD), Spectra Diode Laboratories (SDL) et par le Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) ont bénéficié des études et moyens technologiques développés autour des composés conventionnels GaAs/GaAlAs.

À titre indicatif, nous avons regroupé, dans le tableau 4, l’évolution avec le temps des caractéristiques d’émission obtenues sur des diodes laser à base de matériaux InGaP/AlGaInP.

4.3 Milieu actif

Il convient de différencier les systèmes à 3 et 4 niveaux qui sont schématisés sur la figure 27. Dans la première configuration, le pompage optique fait passer le système atomique de son état fondamental E_1 à l’état excité E_2 . Celui-ci relaxe vers le niveau E_3 par l’intermédiaire d’une transition non radiative (phonons). Ce niveau représente le niveau supérieur de la transition laser. Le système atomique retourne à son état initial en émettant un

photon correspondant à la transition $E_3 \rightarrow E_1$. L’inversion de population impose que la population du niveau 3 soit supérieure à celle du niveau fondamental. On conçoit que cette condition peut être obtenue plus difficilement qu’avec le système à 4 niveaux. En effet, la description de ce système repose sur le fait que le niveau final de la transition laser E_4 est quasiment vide, la transition $E_4 \rightarrow E_1$ étant très efficace (durée de vie de l’état E_4 très courte).

Les matériaux laser solides sont généralement des cristaux ou des amorphes (verres) dans lesquels se trouvent insérés des ions terres rares ou des ions métalliques de transition. Ces ions se substituent à un des constituants de la matrice cristalline ou sont dispersés (cas des verres). Ils présentent des bandes d’absorption spécifiques et des raies d’émission qui peuvent varier selon la matrice d’accueil. Cette variation est généralement due à un **effet Stark** lié au champ cristallin. Afin d’illustrer cet effet, sont représentés sur les figures 28 et 29, les niveaux d’excitation de l’ion Nd³⁺ dans deux matrices différentes (YAG et YVO₄).

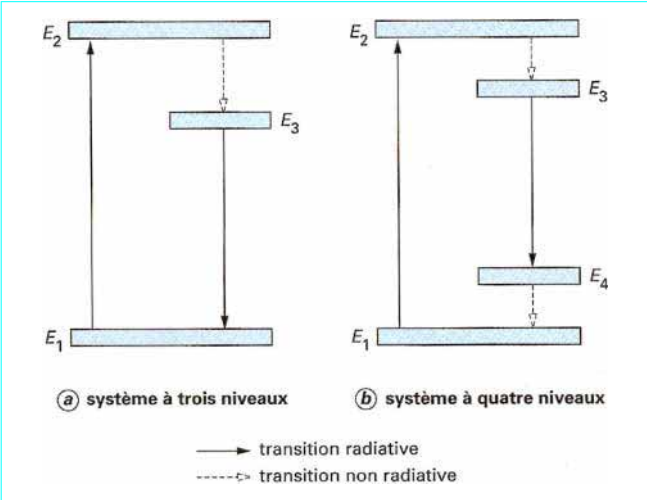


Figure 27 – Représentation schématique d’un système laser à 3 et à 4 niveaux

Tableau 4 – Évolution des caractéristiques d’émission de diodes laser à base de InGaP/AlGaInP			
Référence	Caractéristiques de la zone émissive	Puissance émise (W)	Longueur d’onde d’émission (λ) (μm)
Elect. Lett 1991.....	8 mm	8,5 (CW)	0,692
CLEO’92.....	60 μm × 1,2 mm	0,48 (CW) ou 1 (QCW)	0,67
Elect. Lett 1992.....	10 mm	3 (CW)	0,633
Elect. Lett 1992.....	11 mm (12 × 3 μm/143 μm)	100 (QCW)	0,671
CLEO’93.....	10 mm (20 × 100 μm)	20 (CW)	0,698
CLEO’94.....	10 mm	40 (CW)	0,690
	18 mm	70 (CW)	0,690
	18 mm (stack)	360 (CW)	0,690
	10 mm	12,2 (CW)	0,639
	10 mm	90 (CW)	0,690
	0,1 mm	6 (CW)	0,636
CW mode continu. QCW mode quasi continu. CLEO Conference on Lasers and Electro-Optics.			

La longueur d'onde laser observée à 1,064 μm correspond à la transition $4F_{3/2} \rightarrow 4I_{11/2}$.

La grande diversité des ions terres rares (Nd^{3+} , Er^{3+} , Ho^{3+} , Tm^{3+} , Yb^{3+} , Sm^{3+} , etc.) ou le dopage par des ions métalliques (Cr^{3+} , Ti^{3+}) et la variété des matrices d'accueil représentée par des cristaux (Al_2O_3 , YAG, etc.) ou des verres (phosphates, borosilicates, fluorures, etc.) permettent de couvrir un large domaine spectral à l'émission.

Aujourd'hui, le néodyme (Nd^{3+}) est de loin l'ion actif le plus employé dans les lasers solides.

Le pompage par diodes qui présente la particularité de réaliser une excitation spatialement localisée (à l'inverse du pompage par flashes ou par lampes) ouvre également la voie pour l'utilisation de géométries non usuelles au niveau du matériau (barreau, tube, plaque et microplaque, cube, fibre optique et optique guidée planaire et 2D, etc.).

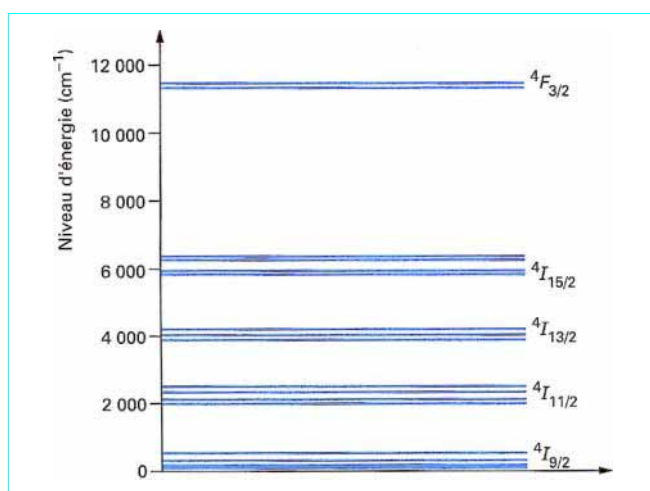


Figure 28 – Niveaux d'énergie de l'état excité de l'ion néodyme dans la matrice YAG ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$)

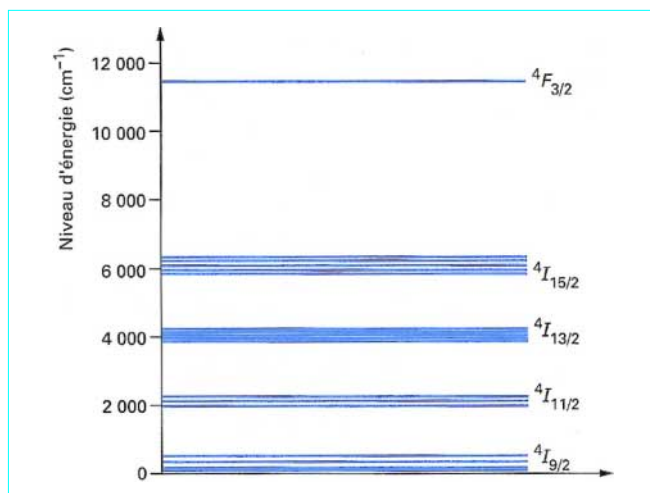


Figure 29 – Niveaux d'énergie de l'état excité de l'ion néodyme dans la matrice YVO_4

■ Diodes laser ou laser solide pompé par diodes

L'accroissement des densités de puissance délivrées par des diodes ou des empilements de barrettes de diodes permet de développer des applications spécifiques autour de ces composants. Les spécificités attachées aux diodes sont représentées par :

- le faible encombrement, la faible masse et le rendement électro-optique élevé ;
- les servitudes réduites mais cependant fonction du caractère d'émission soit monofréquence (système cohérent), soit mise en phase ;
- la commande directe par modulation du courant.

Les points faibles sont :

- la faible puissance délivrée (dans un mode spatial) ;
- le fort astigmatisme du faisceau émis ;
- l'aspect multilobes obtenu avec l'assemblage de diodes de puissance (barrettes, empilement, plaque 2D).

En revanche, les lasers solides présentent quelques avantages, en particulier pour ce qui est de la stabilité de fréquence. Pour le cristal Nd-YAG et pour la transition à 1,064 μm , la dérive spectrale avec la température est de l'ordre du GHz/K ($4,85 \times 10^{-2}$ A/K). En revanche, pour une diode laser GaAs/GaAlAs émettant à 0,8 μm nous avons deux contributions qui participent à modifier l'indice optique du milieu et par conséquent les résonances de la cavité Fabry-Pérot. La première est liée au courant d'injection et la seconde est attachée à la dérive de l'énergie de bande interdite avec la température :

$$\Delta\nu = \frac{\partial\nu}{\partial I} \Delta I + \frac{\partial\nu}{\partial T} \Delta T$$

Nous obtenons les coefficients suivants :

$$\frac{\partial\nu}{\partial I} = -3 \text{ GHz/mA et } \frac{\partial\nu}{\partial T} = -109 \text{ GHz/K}$$

ce qui correspond à 0,233 nm/K pour une cavité Fabry-Pérot. L'utilisation d'un résonateur à rétroaction distribuée permet de réduire cette dérive.

Une autre propriété importante est représentée par la qualité du faisceau émis. En effet, une source laser doit être qualifiée par sa radiance (ou luminance énergétique). L'intensité optique doit être délivrée sur un mode spatial unique et de préférence à symétrie de révolution (par exemple TEM_{00}). De ce point de vue, les lasers solides pompés par diodes satisfont à ce critère. Ainsi, le pompage par diodes revient à réaliser une transformation de radiance, convertissant une puissance optique émise par des diodes sur une structure multimode spatiale en une puissance optique plus faible mais sur un mode bien défini s'approchant du caractère limité par diffraction. On réalise ainsi un **convertisseur de mode spatial** (pompe multimode transverse qui donne une émission monomode) illustré par la figure 30.

L'accès à la cavité laser permet en outre de réaliser des opérations de sélection de modes longitudinaux ou de développer des interactions non linéaires intracavité.

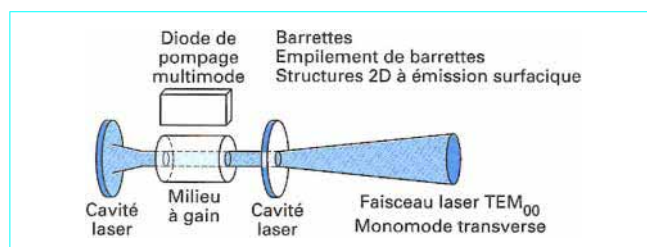


Figure 30 – Illustration du concept de conversion nodale

Un laser pompé par diodes peut être également considéré comme un **convertisseur de fréquence**. On exploite le fait que la largeur spectrale du gain est bien plus petite que celle obtenue en excitant un matériau semiconducteur. Cela revient à transformer le caractère multimode de la pompe en une émission laser monofréquence (par injection, ou avec l'emploi du concept de *microchip*, etc.).

Enfin, les **ions terres rares permettent de stocker l'énergie** de pompe sur un temps qui correspond à la durée de vie de fluorescence de l'état excité. Cette durée de vie de fluorescence est comprise entre 0,1 et quelques millisecondes selon le type d'ion considéré et selon la matrice d'accueil. Cette particularité se prête à la réalisation d'opérations de déclenchement par **commutation des pertes** (*Q-switch*, § 1.5.2) qui permet de générer une émission impulsionnelle de puissance crête élevée.

En revanche, les limitations concernent la fréquence de modulation qui est généralement limitée par cette durée de vie de fluorescence élevée. Cependant, la mise en œuvre de la technique de commutation du gain permet d'obtenir une émission à haute cadence en modulant directement le niveau de puissance de pompe et en l'adaptant à la durée de vie du photon dans la cavité.

4.4 Pompage optique

L'intérêt que présente le pompage par diodes par rapport aux méthodes conventionnelles fondées sur l'emploi d'une lampe flash concerne l'efficacité. Le **taux de pompage** R_p , qui gouverne l'inversion de population, correspond au rapport de l'inversion de population ΔN à la durée de vie de fluorescence τ_f .

$$R_p (\text{mm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}) = \frac{\Delta N}{\tau_f} = \frac{\eta_p P_p \lambda_p}{V_p h c}$$

avec V_p volume de matériau pompé,
 P_p et λ_p respectivement, puissance et longueur d'onde de pompe,
 η_p efficacité de transfert du faisceau de pompe au milieu actif.

Dans le tableau 5, nous pouvons comparer les valeurs obtenues, à partir de grandeurs représentatives et en fonction du type de pompage.

À partir des données considérées, on observe que le pompage par diodes est largement plus efficace qu'un pompage par lampes.

Tableau 5 – Comparaison du pompage par diodes et du pompage par lampes

Caractéristiques	Pompage par diodes	Pompage par lampes
Puissance optique de pompage.....	100 mW	15 kW
Volume pompé.....	$5 \times 10^{-3} \text{ mm}^3$ ($0,05 \times 0,05 \times 2$)	$8 \times 10^3 \text{ mm}^3$
Puissance absorbée	90 %	10 %
Taux de pompage	$7,3 \times 10^{19} \text{ s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-3}$	$7,6 \times 10^{17} \text{ s}^{-1} \cdot \text{mm}^{-3}$

On distingue deux grandes classes de lasers pompés par diodes :

- les lasers pompés longitudinalement ;
- les lasers pompés transversalement.

Une troisième classe exploite un mode de pompage hybride. Les figures 31 et 32 illustrent les deux principaux modes de pompage.

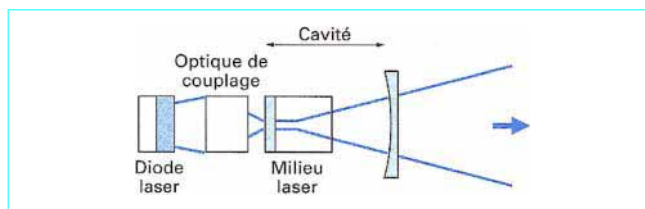


Figure 31 – Représentation du pompage longitudinal

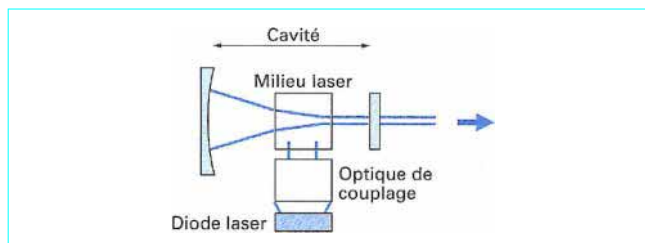


Figure 32 – Géométrie associée au mode de pompage longitudinal

Le choix du mode de pompage dépend des caractéristiques recherchées au niveau du laser. *A priori*, une bonne qualité de faisceau nécessite l'emploi d'un pompage longitudinal. Un faible seuil ou une efficacité de pompage élevée nécessite l'emploi de ce mode de pompage. En revanche, l'obtention d'un fort niveau de puissance crête (ou d'énergie dans l'impulsion) ou moyenne passe par l'utilisation du pompage transversal. Cette dernière remarque peut cependant être mise en défaut si l'on considère de nouvelles architectures de cavités ou de lasers exploitant le fait que le pompage par diodes permet de réaliser une excitation spatialement localisée et en associant des opérations de multiplexage spatio-temporel du pompage. En fait, le mode de pompage mis en avant dépend de la qualité du faisceau émis par la structure de pompage (donc des diodes et de leur assemblage).

4.4.1 Caractéristiques à l'émission

Pour le pompage longitudinal d'un laser solide monolithique (cavité attachée au milieu actif), la **puissance de pompe au seuil en régime continu** $P_{p \text{ seuil}}$ (en W) est donnée par la relation :

$$P_{p \text{ seuil}} = \frac{f_m S_p h c [2L\alpha_0 + 2L\alpha_R - \ln(R_1 R_2)]}{2\lambda_p \tau_f \sigma_e \eta_p [1 - \exp(-2L\alpha_p)]} \times 10^{-7}$$

avec f_m facteur de recouvrement spatial entre le mode de cavité et le faisceau de pompe,
 L longueur du milieu actif,
 $S_p (\text{cm}^2)$ surface de pompage,
 α_0 pertes liées à la diffusion et à l'absorption,
 $\alpha_p (\text{cm}^{-1})$ coefficient d'absorption à la longueur d'onde de pompe,
 α_R coefficient de pertes résonnantes à la longueur d'onde laser,
 η_p efficacité de transfert du faisceau de pompe sur le niveau supérieur de la transition laser (à $\lambda_p = 0,808 \mu\text{m}$, $\eta_p \approx 1$),
 $\tau_f (\mu\text{s})$ durée de vie de fluorescence,
 $\sigma_e (\text{cm}^2)$ section efficace d'émission.

Le **rendement différentiel externe** est donné par la relation :

$$\eta_D = \frac{\delta_p (1 - R_2) \lambda_p}{\lambda_L [2L\alpha_0 + 2L\alpha_R - \ln(R_1 R_2)]}$$

avec δ_p efficacité d'absorption du faisceau de pompe,
 λ_p et λ_L longueurs d'onde de pompe et d'émission laser.

Les caractéristiques d'émission d'un laser Nd-YAG, pompé longitudinalement en CW par diodes, sont présentées sur la figure 33.

4.4.2 Qualité du faisceau et paramètre M^2

Un des critères permettant de définir la qualité d'un faisceau laser consiste à évaluer son écart par rapport à celui limité par diffraction. Dans l'approximation gaussienne, un laser monomode transverse présente une dimension de rayon de mode minimale w_0 et une divergence $\lambda/\pi w_0$. En revanche, un laser multimode présente une taille minimale du faisceau w'_0 et une divergence plus grande que $\lambda/\pi w'_0$. L'évolution de la dimension du rayon du mode en propagation libre peut se mettre sous la forme :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{M^2 \lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2}$$

où le coefficient $M^2 = 1$ détermine le caractère monomode transverse du mode limité par diffraction. Pour $M^2 > 1$, on définit l'écart de celui-ci par rapport à son caractère limité par diffraction.

4.5 Architectures de cavités

Le pompage par diodes permet de reconsidérer les géométries de cavités développées autour des lasers solides. Le pompage par diodes permet de réaliser un pompage sélectif spectralement, dans l'espace et temporellement. Ce mode de pompage se différencie totalement par rapport au pompage conventionnel à partir de lampes ou de flashes.

4.5.1 Structure modulaire à pompage longitudinal

De nombreuses architectures sont développées autour du pompage longitudinal, en considérant le caractère modulaire au niveau du pompage et au niveau du laser. On peut illustrer le pompage longitudinal par la vue schématique présentée sur la figure 34.

En régime continu, selon la nature du cristal employé, on obtient les caractéristiques puissance laser émise en fonction de la puissance de pompe à 0,808 μm présentées sur la figure 35.

À partir d'un pompage quasi longitudinal de chacune des faces d'un barreau Nd-YAG à l'aide de 8 barrettes de diodes délivrant chacune 15 W, le caractère modulaire de cette architecture était exploité pour réaliser un laser de puissance opérant en mode CW. L'intégration dans une cavité laser de deux têtes, du type de celle présentée sur la figure 36 a permis d'obtenir une puissance de 92 W dans un faisceau multimode transverse. Le rendement de conversion optique/optique atteint 44 %. En régime monomode de type TEM₀₀, la puissance délivrée est de 60 W et l'efficacité de conversion est de 26 %.

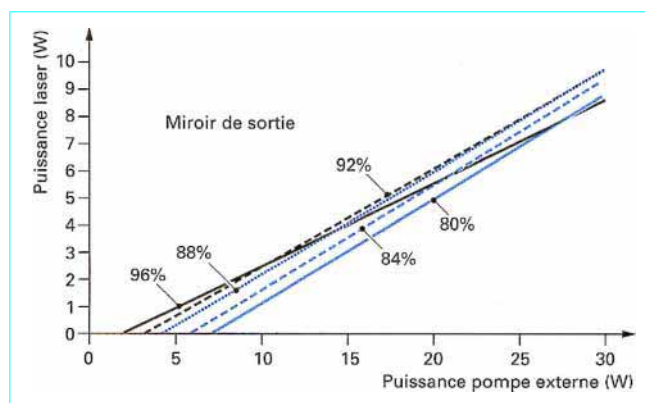


Figure 33 – Puissance laser émise en fonction de la puissance de pompe pour un cristal Nd-YAG pompé longitudinalement par diodes

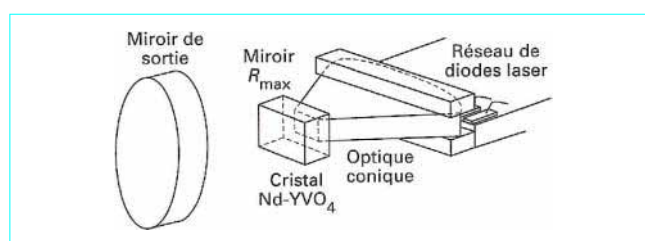


Figure 34 – Structure de laser pompé longitudinalement par une barrette ou un empilement de diodes

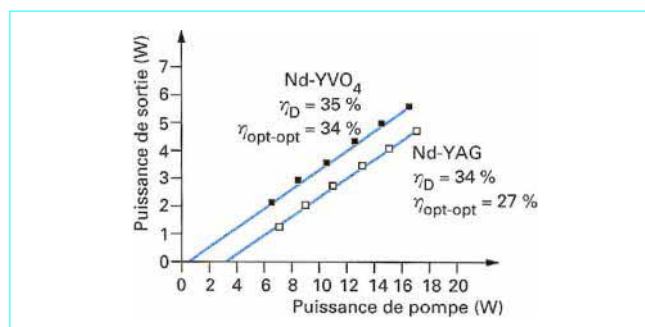


Figure 35 – Puissance laser délivrée en fonction de la puissance de pompe

4.5.2 Microlasers solides pompés par diodes

Le concept de **laser microchip** a été initialement développé pour réaliser des sources miniatures monofréquences trouvant des applications dans le domaine des télécommunications optiques à une époque où les diodes laser opérant à 1,3 μm étaient en phase de développement.

Ce concept était réactivé au MIT (Massachusetts Institute of Technology) en 1989 par l'équipe de A. Mooradian qui le développa autour de microplaquettes de Nd-YAG (*Microchip 7'*).

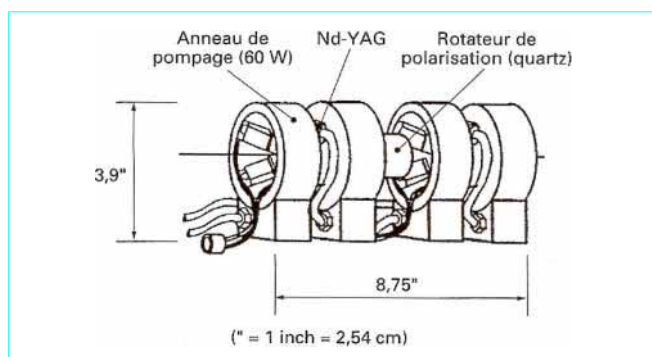


Figure 36 – Pompage quasi longitudinal des deux faces d'un cristal Nd-YAG

Le principe de base consiste à employer le pompage longitudinal qui optimise l'intégrale de recouvrement entre la distribution du gain (image de la pompe) et le mode de la cavité laser. Cela a pour conséquence de réaliser un laser à faible seuil tout en ayant un bon rendement de pompage. Par ailleurs, si la cavité est courte, il est possible d'avoir un seul mode longitudinal dans la courbe de gain du matériau laser. Cette propriété permet donc de réaliser des sources à émission monofréquence continûment accordable sur la courbe spectrale de gain du matériau laser. Cette technique offre en outre l'avantage d'utiliser les techniques de fabrication collectives au niveau de l'usinage (polissage), pour le dépôt des miroirs de cavité sur chacune des faces de la plaquette ou des optiques de stabilisation de cavité (ou de compensation de lentille thermique). De telles sources miniatures satisfont la problématique de la source laser à bas coût et le concept peut être étendu à de nombreux matériaux lasers solides.

4.5.2.1 Oscillation monofréquence d'une microcavité

Le nombre de modes longitudinaux (associés à une cavité définie par une distance entre miroirs ℓ) dans la courbe de gain $\Delta\nu$ du milieu actif est donné par la relation :

$$m = \frac{\Delta\nu}{\frac{c}{2n\ell}} = \frac{2n\Delta\nu}{\alpha c}$$

avec c vitesse de la lumière dans le vide

où l'on considère que la longueur de cavité est égale à l'inverse du coefficient d'absorption α à la longueur d'onde de pompe. Dans le tableau 6, nous avons porté les caractéristiques comparatives de deux cristaux dopés Nd^{3+} , de concentration 1,1 % atomique, qui se prêtent à la réalisation de microlasers.

Tableau 6 – Comparaison des caractéristiques de deux cristaux dopés Nd^{3+} qui se prêtent à la réalisation de microlasers

Matériaux	Nd-YAG	Nd-YVO ₄
$\Delta\nu$ (GHz)	177,5	257
n (indice optique)	1,823	2,165
α 1,1 % atomique	8,5	31,1
m	2,7	1,19

La fréquence laser est définie par la position du mode de cavité par rapport à la courbe de gain, ce qui peut être obtenu en accordant finement celui-ci :

- par contraintes mécaniques (exploitant l'effet photoélastique) ;
- par contrôle de la température du cristal.

La **dérive spectrale** est alors obtenue à partir de la relation :

$$\frac{d\nu}{dT} = -\nu \left(\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T} + \frac{1}{\ell} \frac{\partial \ell}{\partial T} \right)$$

Par exemple, pour le cristal Nd-YVO₄, on a typiquement $\frac{d\nu}{dT} = -1,6 \text{ GHz/K}$ alors que la dérive de la courbe de gain (centre de bande) est de $-0,53 \text{ GHz/K}$.

4.5.2.2 Modulation haute cadence

Différentes techniques ont été développées autour du déclenchement de laser à microcavités. Parmi les variantes développées, on peut citer le déclenchement par commutation des pertes démontré au MIT. La technique employée consiste à coupler deux cavités optiques. La première comprend le milieu à gain et la seconde un modulateur électro-optique miniature. En appliquant une tension sur ce modulateur, on ouvre la cavité en ajustant le pic de résonance de la cavité globale (laser + modulateur) sur la courbe de gain (figure 37).

Des trains d'impulsions variant de 5 kHz (durée d'impulsion de l'ordre de 300 ps) à 500 kHz (13,3 ns) étaient obtenus pour une puissance de pompe délivrée par la diode de 500 mW en continu. La puissance moyenne à 1,064 μm était de 55 mW.

En déclenchement passif, le couplage d'un cristal de YAG dopé Cr^{4+} d'épaisseur 250 μm à un cristal Nd-YAG a permis d'obtenir 11 μJ dans une impulsion de 337 ps à la cadence de 6 kHz. Des travaux similaires étaient rapportés par une équipe du LETI en utilisant l'épitaxie sur un cristal Nd-YAG d'une couche de YAG dopé Cr^{4+} .

4.5.3 Pompage transversal

Diverses géométries ont été testées avec le pompage par diodes. Les premiers travaux ont consisté à employer les géométries de type barreau ou plaque et de remplacer les flashes ou lampes par des modules de diodes de puissance. Ce sont ces géométries qui permirent d'obtenir de l'énergie ou une puissance crête élevée en régime déclenché. La figure 38 donne une géométrie type, consistant à employer une plaque Nd-YAG pompée transversalement. Afin d'augmenter l'intégrale de recouvrement entre le mode de cavité laser et la distribution du gain, on utilise la réflexion totale interne de manière à réaliser une propagation en zig-zag. Au niveau des zones où s'opère cette réflexion, on dispose les diodes de pompage, ce qui permet d'obtenir un pompage efficace.

Le couplage d'un oscillateur avec un ensemble d'amplificateurs à simple ou double passage permet aujourd'hui de réaliser des ensembles laser de la classe du joule ou plus.

D'autres géométries plus classiques peuvent être employées comme le pompage radial de barreaux. Récemment, le pompage transversal de barreaux Nd-YAG a permis d'obtenir une puissance laser en continu de 50 W (multimode transverse) pour une puissance de pompe de 300 W.

4.6 Diversité des lasers solides pompés par diodes

Les propriétés du pompage par diodes, démontrées avec les cristaux Nd-YAG, ont naturellement été étendues à d'autres terres rares et matrices. La diversité des cristaux testés nous amène à restreindre l'analyse à quelques systèmes.

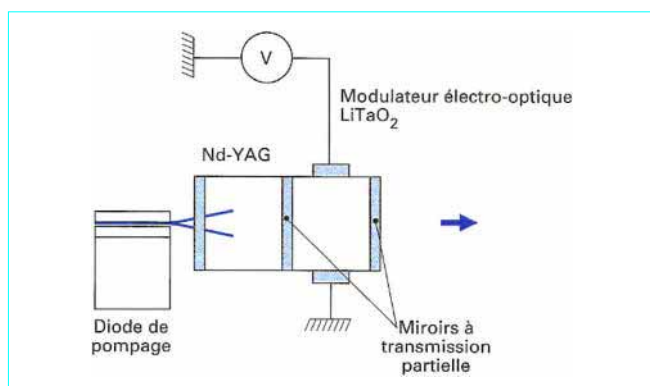


Figure 37 – Montage d'un laser microchip déclenché par voie électro-optique

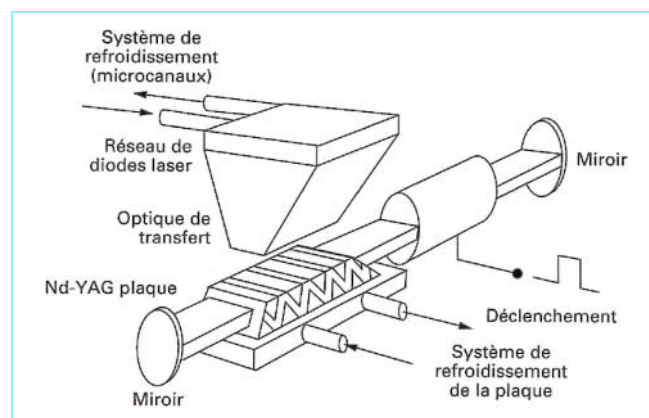


Figure 38 – Plaque laser pompée transversalement

4.6.1 Sources à sécurité oculaire (verre codopé ytterbium-erbium)

Le caractère sécurité oculaire d'un laser est gouverné par la longueur d'onde d'émission. En effet, les dangers associés à l'emploi de lasers sont liés aux atteintes oculaires et cutanées. L'œil, par le pouvoir de focalisation qui lui est propre augmente considérablement l'intensité ou la densité d'énergie pouvant lui être couplée. Les différentes parties de l'œil ayant des compositions chimiques différentes, elles présentent un spectre d'absorption spécifique. Les seuils de dommage les plus faibles sont observés avec des rayonnements couvrant le spectre compris entre 0,4 et 1,4 μm qui sont susceptibles de traverser les milieux oculaires et qui sont naturellement focalisés sur la rétine. En particulier, le diamètre de l'image formée sur la rétine par un faisceau parallèle est de l'ordre de 10 μm alors que le diamètre d'une pupille dilatée peut atteindre 7 mm. En conséquence, l'éclairement énergétique au niveau de la rétine peut être 5×10^5 fois supérieur à celui mesuré au niveau de la cornée. Entre 1,5 et 1,55 μm , le cristallin est transparent mais la cornée présente un important coefficient d'absorption, ce qui contribue à réduire la puissance optique transmise à l'humeur aqueuse et à la rétine. Ainsi, la cornée présente une résistance aux rayonnements tout en possédant la propriété d'un fort pouvoir régénératif. À titre indicatif, nous avons représenté sur la figure 39 l'évolution de l'exposition maximale permise (EMP) en fonction du domaine spectral et de la largeur temporelle d'une impulsion laser unique (§ 5.2.1).

On observe un seuil de dommage optique plus important (quatre ordres de grandeur) pour des sources opérant vers 1,5 μm comparativement à ceux liés à l'emploi de lasers émettant dans le proche IR.

L'ion terre rare Er^{3+} présente la particularité de pouvoir émettre au voisinage de 1,54 μm et peut être pompé par diodes à 0,98 μm . Il est également possible d'exciter cet ion actif à partir de 1,48 μm . Le système décrivant le mécanisme d'inversion de population est du type trois niveaux. En conséquence, un fort dopage de la matrice d'accueil se manifeste par une absorption résiduelle à la longueur d'onde d'émission. Afin de contourner cet inconvénient, il est possible d'employer un fort codopage avec l'ion ytterbium (Yb^{3+}) qui a la particularité de pouvoir favoriser le transfert énergétique du niveau excité vers l'ion erbium. Ce mécanisme est particulièrement efficace lorsque de tels ions sont dispersés dans une matrice vitreuse (verre phosphate). Ainsi, en optimisant les dopages en ions Yb^{3+} et Er^{3+} , il est possible de réaliser des lasers à haute efficacité travaillant en mode continu ou impulsionnel.

La figure 40 traduit la puissance émise à 1,535 μm en fonction de la puissance de pompe absorbée délivrée par une diode laser (0,98 μm) couplée à une fibre optique multimode. Le milieu actif est constitué d'une microplaquette de verre d'épaisseur 2 mm.

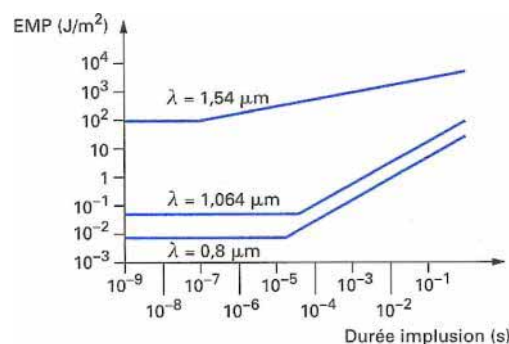


Figure 39 – Exposition maximale permise (EMP) en terme de fluence (J/m^2) en fonction de la longueur d'onde optique et de la largeur temporelle de l'impulsion laser

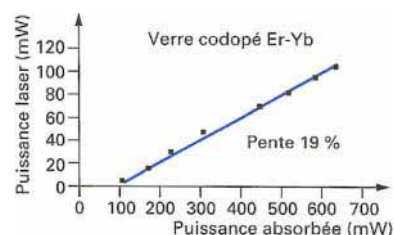


Figure 40 – Puissance laser émise à 1,535 μm en continu en fonction de la puissance de pompe émise par une diode laser opérant à 0,98 μm

(source Thomson-CSF Laboratoire Central de Recherche)

4.6.2 Lasers solides accordables

Avec le développement des diodes laser opérant dans le visible (0,67 à 0,68 μm), il est devenu possible de pomper par diodes les matériaux solides dopés Cr^{3+} . Ainsi, l'alexandrite ($\text{Cr}-\text{BeAl}_2\text{O}_4$) et le $\text{Cr}-\text{LiCAF}$ ($\text{Cr}-\text{LiCaAlF}_6$) et ses dérivés $\text{Cr}-\text{LiSAF}$ ($\text{Cr}-\text{LiSrAlF}_6$) ont fait l'objet de nombreux travaux. L'ion Cr^{3+} inséré dans une matrice LiSAF permet d'obtenir une émission laser accordable entre 0,76 et 0,94 μm .

Le pompage par diodes permet d'obtenir un fonctionnement continu et accordable ou de réaliser à partir du mécanisme de verrouillage de modes un fonctionnement à haute cadence avec des impulsions subnanosecondes. La pleine utilisation du spectre de fluorescence étendu permet d'engendrer des impulsions ultra-courtes si l'on met en phase activement ou par voie passive les modes longitudinaux de la cavité. C'est ainsi, que furent obtenues des impulsions subpicosecondes (33 à 50 fs) exploitant le mécanisme de verrouillage de mode passif.

4.6.3 Laser Yb-YAG

L'ion ytterbium inséré dans une matrice YAG ($\text{Yb-Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) présente des caractéristiques particulièrement intéressantes. En effet, le dopage peut atteindre une forte concentration (10 à 20 % atomique) sans modifier la durée de vie de l'état excité. La bande d'absorption est large (4 à 18 nm entre 0,94 et 0,968 μm) et la longueur d'onde d'émission est centrée sur 1,03 μm . Le rendement quantique (rapport de la longueur d'onde de pompe à celle associée à la transition laser) est élevé (91,2 à 94 %). La durée de vie de fluorescence est élevée (1,16 ms) ce qui rend ce matériau particulièrement adapté pour stocker de l'énergie. Par ailleurs, l'absence de mécanisme de *up-conversion* et de relaxation croisée ne pénalise pas les propriétés de transfert sur l'état supérieur de la transition laser. Le pompage par diodes impose d'exploiter la filière des composés InGaAs/GaAlAs qui permettent de couvrir spectralement la bande d'absorption de l'ion Yb. Le diagramme des niveaux d'énergie de l'ion Yb dans un cristal YAG est représenté sur la figure 41.

Le mécanisme d'excitation et de désexcitation correspondant à un schéma de type quasi-3 niveaux impose cependant de traiter de manière spécifique la thermique au niveau du matériau laser.

En employant 17 diodes, de 10 W en continu, couplées à un faisceau de fibres, pour une puissance de pompe de 136 W couplée au milieu actif, une puissance de l'ordre de 40 W était obtenue.

4.7 Applications

Les domaines exploitant les propriétés d'émission des lasers solides concernent :

- l'optronique ;
- les applications médicales ;
- l'industrie.

Les domaines spectraux couverts permettent l'emploi du transport de l'énergie laser par fibres optiques à base de silice. Par ailleurs, la miniaturisation des têtes laser, les faibles masses et encombrement devraient permettre l'intégration directe dans le bras ou dans la tête d'usinage de l'outil photonique. L'accroissement de la durée de vie du système de pompage contribue également à l'introduction de ce type de lasers solides en milieu industriel.

Dans le domaine de la métrologie, couvrant le domaine scientifique, le couplage de tels lasers à des interactions non linéaires permet de miniaturiser et d'étendre le domaine spectral couvert.

La réalisation de microlasers ouvre de nouvelles perspectives d'emploi dans les domaines :

- du stockage optique ;
- de la projection couleur ;
- de la robotique et de la détection d'obstacles en développant les concepts de radar laser opérant sur une fenêtre spectrale satisfaisant aux critères de sécurité oculaire (entre 1,53 et 2 μm).

Enfin, l'emploi des lasers dans le domaine spatial peut tirer partie du pompage par diodes. En effet, les critères qui gouvernent le développement de telles sources dans ce milieu reposent sur la compacité, le rendement optique-électrique, la durée de vie et sur

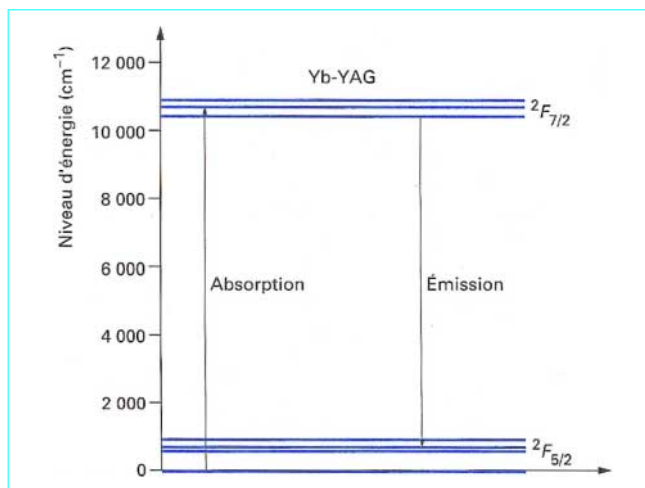


Figure 41 – Diagramme des niveaux d'énergie de l'ion Yb dans une matrice YAG

la qualité du faisceau émis. Les principales applications concernent la réalisation de fonctions :

- de type LIDAR (*light detecting and ranging*) ;
- qui concernent les communications optiques et le développement de réseaux de transmissions de données.

Un autre aspect qui retient aujourd'hui l'attention concerne l'emploi de tels lasers pour :

- gérer notre milieu et nos ressources en exploitant l'analyse spectroscopique ou l'imagerie ;
- réaliser la mesure de paramètres physiques d'environnement (profil et distribution du vent, de la température, de l'hygrométrie...) ;
- contrôler la pollution et suivre par sondage les couches atmosphériques.

4.8 Point sur le présent et l'avenir

La large palette qu'offrent les matériaux semiconducteurs pour réaliser des émetteurs laser de puissance permet d'étendre l'emploi de la technique du pompage optique sélectif de terres rares ou d'ions métalliques insérés dans des matrices variées.

Pour améliorer les conditions d'emploi des diodes laser, des travaux sont menés dans différents laboratoires afin de synthétiser de nouveaux matériaux laser se prêtant au pompage par diodes. En effet, les propriétés physiques des composés semiconducteurs font que l'on observe une large dérive spectrale à l'émission (énergie de bande interdite) avec la température. Pour réduire cette sensibilité au niveau du laser solide photopompé, une alternative consiste à développer des matériaux dopés qui présenteraient une bande d'absorption élargie. Pour satisfaire à cette condition, la bande d'absorption se doit de couvrir la dérive spectrale à l'émission de la diode laser. Ainsi, un matériau laser solide idéal adapté au pompage par diodes doit être caractérisé par :

- une large bande spectrale d'absorption (≈ 10 nm) au voisinage de 0,8 μm ;
- une grande section efficace d'émission laser ;
- une bonne tenue à la charge thermique ;
- une durée de vie de fluorescence adaptée à l'application (≈ 100 μs pour réaliser des opérations à haute cadence, quelques centaines de microsecondes, voire quelques millisecondes afin de faciliter le stockage d'énergie).

D'autres fonctions peuvent être recherchées autorisant une accordabilité ou une émission sur un domaine spectral étendu afin de réa-

liser des sources délivrant des impulsions ultracourtes [domaine subpicoseconde à femtoseconde ($fs = 10^{-15} s$)]. L'émergence de diodes laser émettant dans le domaine du bleu-vert permettra dans le futur de pomper efficacement le cristal laser saphir dopé titane ($Ti-Al_2O_3$) qui présente la particularité de pouvoir émettre sur une large fenêtre spectrale centrée sur $0,8 \mu m$. Ce laser, qui se substitue aux lasers à colorants dans les laboratoires, peut à terme révolutionner la physique en générant des impulsions ultracourtes autorisant l'obtention de niveaux d'intensité optique approchant les $10^{11} W/cm^2$. On peut imaginer que de telles sources présenteront, avec le pompage par diodes, un caractère de compacité et d'efficacité qui permettra d'investiguer sous un nouveau jour la physique des plasmas et l'interaction lumière-matière sous champ intense.

La réalisation de sources *tout-état-solide* à émission mono-fréquence impose de développer des matériaux dopés à forte section efficace d'absorption. Cette caractéristique permet d'exploiter le pompage longitudinal à haut rendement avec une longueur de cavité permettant d'ajuster un mode longitudinal unique dans la courbe de gain.

5. Sécurité laser

5.1 Position du problème

L'absorption d'un faisceau lumineux par un tissu biologique produit sur ce dernier un échauffement, qui peut être une cause majeure de dommage. Cet endommagement thermique se limite généralement à une région qui entoure l'impact du faisceau lumineux, mais qui peut s'étendre progressivement du fait de la conduction thermique des tissus, si la durée d'illumination est suffisamment longue. Si cet impact lumineux est de courte durée mais de grande puissance crête, l'énergie est alors fournie très rapidement au milieu biologique et peut induire un éclaircissement énergétique local intense ; la montée en température du milieu est alors si rapide que ses composants liquides s'évaporent et font éclater ses cellules.

Les mécanismes de lésion oculaire sous l'effet de rayonnements optiques sont similaires à ceux des autres systèmes biologiques en général, et dépendent de paramètres de sources tels que la longueur d'onde, la durée d'illumination, la dimension de l'image ou de l'impact lumineux, l'éclairement et l'exposition énergétique.

Pour des expositions qui dépassent le seuil de lésion, les effets dépendent pour beaucoup de la durée du phénomène :

- en dessous de la nanoseconde, ce sont les effets acoustiques transitoires qui prédominent ;
- pour des durées de quelques millisecondes à quelques secondes, ce sont les effets thermiques qui l'emportent ;
- pour des durées importantes (au-dessus de 100 s), ce sont les effets photochimiques.

De plus, même pour des niveaux d'illumination faibles, il existe certains tissus, tels que la peau, le cristallin et la rétine, pour lesquels une exposition prolongée à la lumière peut entraîner des modifications irréversibles, résultats de réactions photochimiques dues à l'absorption des photons par le tissu.

Le tableau 7 résume les principaux effets pathologiques associés à une exposition excessive à la lumière de certains tissus, tels que la peau ou l'œil. Si l'on considère plus particulièrement le cas de l'œil, ses caractéristiques en transmission spectrale sont présentées sur la figure 42. Il ressort de cette courbe que les lasers qui émettent dans l'ultraviolet et dans l'infrarouge lointain présentent un danger essentiellement pour la cornée, puisque les milieux aqueux sont opaques dans ces domaines de longueurs d'onde, tandis que les rayonnements de lasers dans le visible et le proche infrarouge sont transmis pratiquement sans pertes jusqu'à la rétine, qu'ils peuvent endommager s'ils sont trop intenses.

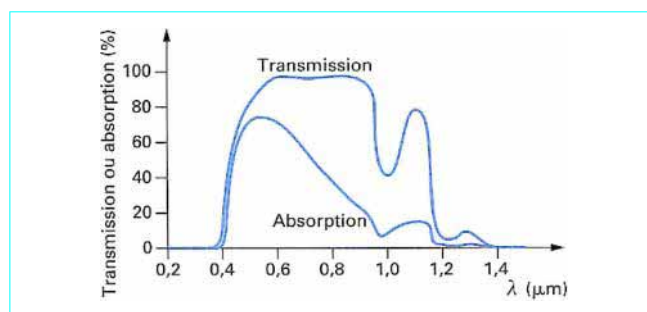


Figure 42 – Facteurs spectraux de transmission (œil humain) et d'absorption (rétine et choroïde)

Ce sont donc ces lasers, dont l'émission se situe dans le visible et le proche infrarouge, qui présentent les plus grands risques pour l'œil, parce que leur rayonnement peut être concentré sur une toute petite surface de la rétine et y engendrer des éclaircissements très violents. En effet, les lasers se différencient des autres rayonnements (incandescence, luminescence) par la directivité de leur émission, et leurs luminances peuvent être très importantes, même pour des puissances ou énergies émises modestes.

Exemple : si l'on compare la luminance globale du soleil avec celle d'un laser hélium-néon, même de faible puissance ($P_e = 1 mW$ par exemple), on aboutit, pour le soleil, à la luminance suivante :

$$L_{\text{soleil}} = K_3 T_s^4 = 1,8 \times 10^{-8} (5900)^4 = 2,2 \times 10^7 W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}$$

et pour le laser hélium-néon au résultat :

$$L_{\text{He-Ne}} = P_e / \lambda^2 = 2 \times 10^9 W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}$$

si λ est la longueur d'onde d'émission d'un tel laser ($\lambda = 6328 nm$).

On rappelle que l'éclairement au foyer d'un système optique, tel que l'œil, est proportionnel à la luminance du rayonnement incident, et peut donc atteindre, avec un laser, des valeurs beaucoup plus importantes au niveau de la rétine qu'avec d'autres sources lumineuses ; dans certains cas, ces valeurs peuvent être suffisamment élevées pour entraîner des dommages irréversibles. En se focalisant à l'intérieur de l'œil, un faisceau laser initialement collimaté concentre son énergie sur une zone très réduite de la rétine : le gain en éclairement entre la cornée et la rétine est approximativement égal au rapport de la surface de la pupille à l'aire de l'image rétinienne. Si l'on prend pour la pupille un diamètre de l'ordre de $10 \mu m$, on constate facilement que l'éclairement de la rétine au point de focalisation du faisceau (visible ou proche infrarouge) est de quelques 10^5 fois plus élevé que celui de la cornée.

5.2 Normes de sécurité laser

5.2.1 Notion d'exposition maximale permmissible

Les problèmes concernant la sécurité laser se comprennent donc bien si l'on se réfère aux considérations précédentes et à l'expérience personnelle que chacun peut avoir des effets de sources telles que le soleil sur la peau, qui vont du simple bronzage à la brûlure sévère, après une exposition plus ou moins longue. Focalisé au moyen d'une loupe, le rayonnement solaire peut provoquer quasi instantanément des brûlures graves et, enfin, il faut rappeler qu'à chaque éclairement de soleil, trop de personnes perdent la vue momentanément et définitivement après avoir fixé directement le soleil.

Les dangers potentiels des rayonnements laser ont conduit les organismes de normalisation à édicter des spécifications sur la sécurité d'emploi de ces sources, étant donné que leur utilisation

Tableau 7 – Effets pathologiques associés à une exposition excessive à la lumière

Région du spectre CIE*	Œil	Peau
Ultraviolet C..... (180 nm à 280 nm) Ultraviolet B..... (280 nm à 315 nm)	} photokératite	{ érythème (coup de soleil) accélération du processus de vieillissement de la peau augmentation de la pigmentation
Ultraviolet A..... (315 nm à 400 nm)		
Visible..... (400 nm à 780 nm)	cataracte photochimique	{ brunissement du pigment réactions photosensitives
Infrarouge A..... (780 nm à 1 400 nm)	lésion photochimique et thermique de la rétine cataracte, brûlure de la rétine	
Infrarouge B..... (1,4 µm à 3,0 µm)	inflammation aqueuse, cataracte, brûlure de la cornée	} brûlure de la peau
Infrarouge C..... (3,0 µm à 4 µm)	brûlure de la cornée seulement	

s'étend à un nombre grandissant de domaines, dans l'industrie, le commerce, le spectacle, la recherche, l'enseignement, la médecine.

Les normes de sécurité qui en résultent ont été établies à partir d'expérimentations effectuées sur différents types de tissus représentatifs du comportement de l'œil et de la peau face à diverses formes d'éclairements par lasers. Elles se présentent sous forme de tableaux indiquant les valeurs d'**exposition maximale permise** (EMP), c'est-à-dire les niveaux en énergie (ou en puissance) maximaux auxquels l'œil ou la peau peuvent être exposés sans subir de dommage à court ou à long terme. Pour un type donné de tissu, ces niveaux de seuil dépendent essentiellement de la longueur d'onde du laser, de la durée des impulsions émises ou du temps d'exposition, et de la cadence de répétition. En ce qui concerne plus particulièrement la sécurité oculaire, et pour des lasers émettant dans le domaine spectral compris entre 400 nm et 1 400 nm, il faut de plus tenir compte de la dimension de l'image rétinienne, c'est-à-dire distinguer le cas de la vision en direct du faisceau de celui de l'observation après réflexion sur un diffuseur, pour un diamètre donné de pupille, généralement pris égal à 7 mm. Le tableau 8 présente l'ensemble des résultats concernant les valeurs d'**exposition maximale permise** correspondant à une vision en direct d'un faisceau laser.

Il faut signaler que dans le cas de lasers émettant des trains d'impulsions, l'exposition maximale permise à chaque impulsion individuelle est encore plus faible que si le laser n'émettait qu'une impulsion unique, à cause de l'additivité des effets thermiques due à la succession des impulsions dans le temps. Le terme correcteur à prendre en compte pour passer d'une seule impulsion à une succession d'impulsions est le suivant :

$$EMP_{train} = EMP_{unique} N^{-1/4}$$

où *N* représente le nombre total d'impulsions subies pendant le temps d'exposition au laser.

5.2.2 Classification des lasers

À cause de la diversité des lasers en longueurs d'onde, niveaux énergétiques, durées d'impulsions, etc., les risques causés par leur utilisation sont très variables, et les lasers ont été classés en plusieurs groupes, correspondant à des conditions de sécurité différentes. Les lasers et les appareils qui les emploient sont ainsi regroupés en quatre classes générales (classes 1, 2, 3A et B, et 4), avec, pour chacune, des spécifications sur les **limites d'émission accessible** (LEA).

■ Les lasers de la classe 1 ne représentent aucun danger pour l'utilisateur, soit intrinsèquement (le niveau d'exposition maximale permise ne peut en aucun cas être dépassé), soit en raison de leur conception technique (système de protection).

■ Les lasers de la classe 2 comprennent les lasers de faible puissance, dont le rayonnement se situe dans le domaine visible (entre 400 nm et 7 nm), et à émission aussi bien continue qu'impulsionnelle. La puissance ou l'énergie émise par ces systèmes est limitée aux LEA de la classe 1 pour des durées d'exposition inférieures à 0,25 s. Pour les lasers continus, la limite est de 1 mW. Ces lasers ne sont pas intrinsèquement sans danger, mais la protection de l'œil est assurée par ses réflexes de défense (mouvement des paupières).

■ Les lasers de la classe 3A peuvent avoir une puissance de sortie jusqu'à 5 mW (en émission continue) et jusqu'à 5 fois la limite de la classe 2 pour les lasers à impulsions répétitives dans la région comprise entre 400 nm et 700 nm. Pour les autres domaines spectraux, le rayonnement laser ne doit pas dépasser 5 fois les LEA et la classe 1. La vision directe du faisceau d'un laser de classe 3A à l'aide d'instruments d'optique (jumelles par exemple) peut être dangereuse. Pour les lasers émettant dans le visible, la protection de l'œil nu est assurée par le réflexe de défense de l'œil.

■ Les lasers de la classe 3B ne doivent pas dépasser une puissance de 0,5 W en émission continue et ne pas provoquer d'expositions énergétiques supérieures à 10⁵ J · m⁻² en émission impulsionnelle. La vision directe dans le faisceau près de ces dispositifs est toujours dangereuse. L'observation de faisceaux laser non focalisés, par réflexion diffuse, n'est pas dangereuse et, sous certaines conditions, des faisceaux laser continus peuvent être observés sans danger grâce à un diffuseur.

■ Les lasers de la classe 4 sont des dispositifs de haute puissance, qui sont capables de produire des réflexions diffuses dangereuses. Ils peuvent causer des lésions cutanées et aussi constituer un danger d'incendie. Leur utilisation requiert d'extrêmes précautions.

5.3 Exemples de calculs sur la sécurité laser

■ Calcul d'exposition maximale permise pour une vision en direct du faisceau

Calculons l'EMP pour la vision en direct d'un laser à l'arséniure de gallium, émettant à λ = 905 nm, une impulsion de durée 100 ns. Le tableau 8 donne pour EMP la valeur de 5 × 10⁻³ × C₄ J · m⁻². La valeur de C₄ peut se trouver à partir de la formulation donnée au bas du tableau 8 soit : C₄ = 10^{(λ - 700)/500} = 2,5 d'où la valeur suivante pour l'EMP :

$$EMP = 2,5 \times 5 \times 10^{-3} \text{ J} \cdot \text{m}^{-2} = 12,5 \times 10^{-3} \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$$

Tableau 8 – Exposition maximale permise (EMP) au niveau de la cornée pour l'exposition oculaire directe au rayonnement laser (vision directe dans le faisceau)

Longueur d'onde λ (nm)	Durée d'exposition t (s)									
	< 10 ⁻⁹	10 ⁻⁹ à 10 ⁻⁷	10 ⁻⁷ à 10 ⁻⁶	10 ⁻⁶ à 1,8 × 10 ⁻⁵	1,8 × 10 ⁻⁵ à 5 × 10 ⁻³	5 × 10 ⁻³ à 10	10 à 10 ³	10 ³ à 10 ⁴	10 ⁴ à 3 × 10 ⁴	
180 à 302,5	3 × 10 ¹¹ W · m ⁻²	30 J · m ⁻²								
302,5 à 315		C ₁ J · m ⁻² si t < T ₁ C ₂ J · m ⁻² si t > T ₁						C ₂ J · m ⁻²		
315 à 400		C ₁ J · m ⁻²						10 ² J · m ⁻²	10 W · m ⁻²	
400 à 550	5 × 10 ⁶ W · m ⁻²	5 × 10 ⁻³ J · m ⁻²				18 t ^{0,75} J · m ⁻²	100 J · m ⁻²		10 ⁻² W · m ⁻²	
550 à 700							18 t ^{0,75} J · m ⁻² si t < T ₂ C ₃ × 10 ² J · m ⁻² si t > T ₂		C ₃ × 10 ⁻² W · m ⁻²	
700 à 1 050	5 × C ₄ × 10 ⁶ W · m ⁻²	5 × 10 ⁻³ × C ₄ J · m ⁻²				18 × C ₄ t ^{0,75} J · m ⁻²			3,2 × C ₄ W · m ⁻²	
1 050 à 1 400	5 × 10 ² W · m ⁻²	5 × 10 ⁻² J · m ⁻²					90 × t ^{0,75} J · m ⁻²		16 W · m ⁻²	
1 400 à 1 530	10 ¹¹ W · m ⁻²	100 J · m ⁻²	5 600 × t ^{0,25} J · m ⁻²					1 000 W · m ⁻²		
1 530 à 1 550		10 ⁴ J · m ⁻²		5 600 × t ^{0,25} J · m ⁻²						
1 550 à 10 ⁶		100 J · m ⁻²	5 600 × t ^{0,25} J · m ⁻²							
avec	C ₁ = 5,6 × 10 ³ t ^{0,25} C ₂ = 10 ^{0,2 (λ - 295)}		C ₃ = 10 ^{0,015 (λ - 550)} C ₄ = 10 ^{(λ - 700)/500}				T ₁ = 10 ^{0,8 (λ - 295)} × 10 ⁻¹⁵ s T ₂ = 10 × 10 ^{0,02 (λ - 550)} s			

■ Calcul d'EMP pour des systèmes à impulsions répétitives

Calculons l'exposition maximale permise pour la vision directe dans le faisceau d'un laser à argon ($\lambda = 488 \text{ nm}$) émettant des impulsions de durée 10^{-8} s à une cadence, ou **fréquence de répétition des impulsions** (FRI), de 1 MHz. Puisque le laser émet dans la partie visible du spectre, on peut considérer que la durée d'exposition sera limitée à 0,25 s par le réflexe de protection de l'œil (mouvement des paupières), et le nombre total d'impulsions reçues par l'œil pendant ce temps sera de $N = 2,5 \times 10^5$.

● Une première évaluation d'EMP consiste à appliquer un facteur de correction au niveau d'EMP correspondant à l'émission d'une impulsion unique, soit :

$$\text{EMP}_{\text{train}} = N^{-1/4} \text{EMP}_{\text{unique}}$$

où la valeur d'EMP_{unique} est tirée du tableau 8 :

$$\text{EMP}_{\text{unique}} = 5 \times 10^{-3} \text{ J} \cdot \text{m}^{-2} \text{ pour le laser considéré}$$

Par cette méthode, on aboutit au résultat suivant :

$$\text{EMP}_{\text{train}} = 0,0447 \times 5 \times 10^{-3} = 2,24 \times 10^{-4} \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$$

● Une deuxième méthode consiste à extraire du tableau 8 la valeur de l'EMP pour une durée d'observation de 0,25 s. Il vient :

$$H(t = 0,25 \text{ s}) = 18 t^{0,75} \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$$

soit un **éclairage énergétique moyen** égal à :

$$E_{\text{moy}} = 6,36/0,25 = 25,5 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$$

Cet éclairage énergétique moyen limite peut être rattaché à l'éclairage énergétique dû à une impulsion par la relation :

$$E_{\text{moy}} = Et \times \text{FRI}$$

$$\text{d'où} \quad E = 2,55 \times 10^3 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$$

$$\text{soit} \quad H = 2,55 \times 10^{-5} \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$$

La **valeur de l'exposition énergétique par impulsion**, basée sur l'éclairage énergétique moyen limite, est plus restrictive (d'un facteur 10 environ) que l'EMP trouvée dans le premier cas et, par conséquent, c'est cette seconde valeur qui sera choisie, soit $2,55 \times 10^{-5} \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ par impulsion.

■ Calcul de distance nominale de risque oculaire (DNRO)

Un télémètre à laser au néodyme-YAG ($\lambda = 1 060 \text{ nm}$), déclenché, a les caractéristiques suivantes :

- puissance crête de l'impulsion $P_0 = 1,5 \text{ MW}$;
- énergie par impulsion $Q = 45 \text{ mJ}$;
- fréquence de répétition des impulsions FRI = 12 min⁻¹ ;
- diamètre de la pupille de sortie du faisceau 10 mm ;
- angle de divergence totale du faisceau $\theta_E = 1 \text{ mrad}$.

Calculons la DNRO, sur la base du seuil pour une impulsion unique ; pour une exposition de l'œil nu et pour une observation du faisceau au moyen de jumelles 8×50. On négligera les effets d'atténuation du faisceau dus à la transmission atmosphérique.

La durée d'impulsion de ce laser est égale à :

$$t = 45 \times 10^{-3} / 1,5 \times 10^6 = 30 \text{ ns}$$

(soit comprise entre 10^{-9} s et 10^{-5} s). La fréquence de répétition des impulsions :

$$\text{FRI} < 1 \text{ Hz et } 1 050 \text{ nm} < \lambda < 1 400 \text{ nm}$$

● À partir du tableau 8 d'EMP pour une **vision en direct du faisceau laser**, la valeur d'EMP pour l'exposition à une impulsion unique de ce laser est $5 \times 10^{-2} \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$. Aucune correction d'EMP n'étant nécessaire pour des impulsions de cadence inférieure à 1 Hz, l'éclairage maximal permissible est de :

$$\text{EMP} = 5 \times 10^{-2} / 30 \times 10^{-9} = 1,67 \text{ MW} \cdot \text{m}^{-2}$$

La **surface de la tache laser**, à une distance D de l'émetteur laser, est approximativement égale à :

$$A_{\text{laser}} = \pi (a + D\theta_E)^2/4$$

Si l'on ne tient pas compte des pertes dues à la transmission atmosphérique, et si l'on suppose que l'éclairement à l'intérieur du lobe laser est constant sur un plan de front (c'est-à-dire perpendiculaire aux rayons) situé à la distance D du laser, cet éclairement est égal à :

$$E(D) = P_0/\pi (a + D\theta_E)^2$$

La distance pour laquelle la valeur de l'éclairement énergétique est égale à celle de l'éclairement maximal permis est telle que :

$$D = \frac{2\sqrt{P_0/\pi EMP} - a}{\theta_E}, \text{ soit } DNRO_1 = 1,06 \text{ km}$$

● Si des jumelles 8×50 sont utilisées pour une observation à l'intérieur du faisceau laser, tout le flux laser entrant dans la pupille d'entrée de ces jumelles pénètre dans l'œil car la pupille de sortie de cet instrument a un diamètre de 6,2 mm (50/8) qui est inférieur à 7 mm (cette valeur de 7 mm correspond au diamètre de la pupille de l'œil généralement pris en compte dans les normes de sécurité laser). Dans ce cas, et compte non tenu de la transmission atmosphérique, la nouvelle distance nominale de risque oculaire est égale au produit de sa valeur précédente, dans le cas d'observation à l'œil nu, par le rapport du diamètre de pupille de l'instrument à celui de la pupille de l'œil (50/7), ce qui donne :

$$DNRO_2 = 1,06 \times \frac{50}{7} = 7,5 \text{ km}$$

GAGNEZ DU TEMPS ET SÉCURISEZ VOS PROJETS EN UTILISANT UNE SOURCE ACTUALISÉE ET FIABLE

Techniques de l'Ingénieur propose la plus importante collection documentaire technique et scientifique en français !

Grâce à vos droits d'accès, retrouvez l'ensemble des **articles et fiches pratiques de votre offre**, **leurs compléments et mises à jour**, et bénéficiez des **services inclus**.



RÉDIGÉE ET VALIDÉE
PAR DES EXPERTS



MISE À JOUR
PERMANENTE



100 % COMPATIBLE
SUR TOUS SUPPORTS
NUMÉRIQUES



SERVICES INCLUS
DANS CHAQUE OFFRE

- + de 350 000 utilisateurs
- + de 10 000 articles de référence
- + de 80 offres
- 15 domaines d'expertise

- | | |
|---|---|
| <input type="radio"/> Automatique - Robotique | <input type="radio"/> Innovation |
| <input type="radio"/> Biomédical - Pharma | <input type="radio"/> Matériaux |
| <input type="radio"/> Construction et travaux publics | <input type="radio"/> Mécanique |
| <input type="radio"/> Électronique - Photonique | <input type="radio"/> Mesures - Analyses |
| <input type="radio"/> Énergies | <input type="radio"/> Procédés chimie - Bio - Agro |
| <input type="radio"/> Environnement - Sécurité | <input type="radio"/> Sciences fondamentales |
| <input type="radio"/> Génie industriel | <input type="radio"/> Technologies de l'information |
| <input type="radio"/> Ingénierie des transports | |

**Pour des offres toujours plus adaptées à votre métier,
découvrez les offres dédiées à votre secteur d'activité**

Depuis plus de 70 ans, Techniques de l'Ingénieur est la source d'informations de référence des bureaux d'études, de la R&D et de l'innovation.

www.techniques-ingenieur.fr

CONTACT : Tél. : + 33 (0)1 53 35 20 20 - Fax : +33 (0)1 53 26 79 18 - E-mail : infos.clients@teching.com

LES AVANTAGES ET SERVICES compris dans les offres Techniques de l'Ingénieur

ACCÈS



Accès illimité aux articles en HTML

Enrichis et mis à jour pendant toute la durée de la souscription



Téléchargement des articles au format PDF

Pour un usage en toute liberté



Consultation sur tous les supports numériques

Des contenus optimisés pour ordinateurs, tablettes et mobiles

SERVICES ET OUTILS PRATIQUES



Questions aux experts*

Les meilleurs experts techniques et scientifiques vous répondent



Articles Découverte

La possibilité de consulter des articles en dehors de votre offre



Dictionnaire technique multilingue

45 000 termes en français, anglais, espagnol et allemand



Archives

Technologies anciennes et versions antérieures des articles



Impression à la demande

Commandez les éditions papier de vos ressources documentaires



Alertes actualisations

Recevez par email toutes les nouveautés de vos ressources documentaires

*Questions aux experts est un service réservé aux entreprises, non proposé dans les offres écoles, universités ou pour tout autre organisme de formation.

ILS NOUS FONT CONFIANCE



www.techniques-ingenieur.fr

CONTACT : Tél. : + 33 (0)1 53 35 20 20 - Fax : +33 (0)1 53 26 79 18 - E-mail : infos.clients@teching.com