



## Introduction à la physique du laser

C. Rouyer

► **To cite this version:**

C. Rouyer. Introduction à la physique du laser. École thématique. Ecole Joliot Curie "Noyau, champ et cortège", Maubuisson, (France), du 13-18 septembre 1999 : 18ème session, 1999. <cel-00653890>

**HAL Id: cel-00653890**

**<https://cel.archives-ouvertes.fr/cel-00653890>**

Submitted on 20 Dec 2011

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# INTRODUCTION A LA PHYSIQUE DU LASER

Claude ROUYER  
CEA/CESTA/Bordeaux

## 1 Généralités

### 1.1 Les dimensions importantes

Les expérimentateurs de la physique nucléaire et de la physique des plasmas utilisent le laser comme source d'énergie. Le faisceau laser engendré est focalisé au niveau d'une cible sur laquelle l'interaction laser matière a lieu. Plusieurs grandeurs physiques caractérisent l'interaction et donc le laser.

#### 1.1.1 L'intensité laser

La première des grandeurs physiques importantes est l'intensité laser incidente à la cible. Ce terme, largement usité dans le milieu des utilisateurs des lasers et des laséristes, est en réalité un terme impropre. Il désigne un éclairage ou une densité de puissance optique par unité de surface. Il est dans la plupart des cas exprimé en watts par centimètre carré [W/cm<sup>2</sup>]. Cette grandeur  $I$  est « dimensionnante » pour l'expérience car elle est directement reliée à l'amplitude  $E$  du champ électromagnétique.

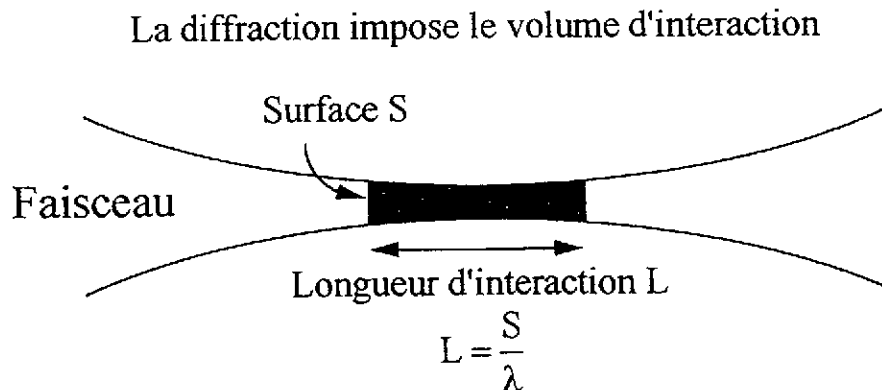
$$I = \frac{\epsilon_0 c}{2} E^2$$

$\epsilon_0$  est ici la permittivité diélectrique dans le vide et  $c$  la célérité de la lumière.

Pour fixer les idées, une intensité laser de  $10^{19}$  W/cm<sup>2</sup> correspond à une amplitude du champ électromagnétique de l'ordre de  $10^{13}$  V/cm. Pour mémoire, le champ coulombien dans l'atome d'hydrogène est  $5 \cdot 10^{11}$  V/cm.

#### 1.1.2 La puissance

L'intensité produite par un laser n'est pas la grandeur suffisante pour le caractériser. L'interaction entre le laser et la matière a lieu parfois en volume. Il est alors intéressant de définir le volume dans lequel l'interaction souhaitée doit être constante. Or la propagation d'un faisceau est régie par la diffraction et on peut montrer que la surface du faisceau est sensiblement constante sur une longueur d'interaction proportionnelle à la surface du faisceau.



Il vient naturellement que pour une intensité donnée, le volume d'interaction est directement relié à la puissance.

$$\left| \begin{array}{l} \text{Intensité} = \frac{\text{Puissance}}{\text{Surface}} \\ \text{Volume} = L \cdot S \end{array} \right. \Rightarrow \text{Volume} = \frac{P^2}{I^2 \lambda}$$

#### 1.1.3 L'énergie

Enfin, une fois l'intensité laser et la puissance fixées, la cinétique du mécanisme engendré fixera la durée de l'impulsion lumineuse et ainsi l'énergie produite par le laser.

$$\text{Puissance} = \frac{\text{Energie}}{\text{Durée}}$$

## **1.2 Les grandes gammes de lasers utilisés pour l'interaction**

Plus généralement, les lasers sont classés en trois grandes gammes qui ne sont pas obligatoirement exclusives entre elles.

### **1.2.1 Les lasers de puissance ou d'énergie**

Les lasers qui délivrent des impulsions de très fortes énergies sont souvent appelés lasers d'énergie et de façon impropre parfois, lasers de puissance. Pour fixer les idées, cette gamme de lasers délivrent des impulsions de plusieurs kilojoules jusqu'au mégajoule. En effet, une énergie aussi importante à délivrer par impulsion est dimensionnante pour l'installation. (Nous le verrons dans le chapitre §2.2.). La longueur d'onde, le matériau et le volume même de l'installation en dépendent directement.

### **1.2.2 Les lasers à U.H.I. (Ultra Hautes Intensités)**

Les lasers à Ultra Hautes Intensités (U.H.I.) se caractérisent par la production d'intensités lumineuses sur cible supérieures à  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> et pouvant aller jusqu'à  $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup>. Ils ont la particularité d'utiliser la technique (CPA) de l'amplification à dérive de fréquence que nous verrons dans le chapitre §2.3. ainsi que de déposer l'énergie sur cible sur une surface très petite et proche de la limite de la diffraction.

### **1.2.3 Les lasers à fortes puissance moyenne**

Enfin, les lasers à fortes puissances moyennes délivrent des puissances crêtes et des énergies modestes mais à un taux de répétition élevé. Les puissances moyennes alors atteintes sont de l'ordre du watt et peuvent aller jusqu'à quelques dizaines de watts. Ces installations sont généralement plus petites en encombrement, plus modeste dans leur financement et ainsi plus simples d'utilisation. Par ailleurs, leur fort taux de répétition qui peut aller jusqu'au kilohertz permet d'améliorer considérablement le rapport signal à bruit en considérant des mesures et des calculs statistiques. Ainsi, le faible signal inhérent à l'énergie modeste de l'impulsion lumineuse est compensée par la proximité des diagnostics et au traitement statistique du signal.

## **1.3 L'histoire**

Les lasers sont des outils qui font appel à une technologie et à une physique découvertes au début de ce siècle.

### **1.3.1 Le rayonnement du corps noir (Planck)**

En 1900, Max Planck (Prix Nobel en 1918) fait l'hypothèse que la lumière possède une nature particulière et introduit une quantification des radiations électromagnétiques : les photons. Son étude sur le rayonnement du corps noir aboutit à une contradiction avec la thermodynamique et les travaux de Boltzmann.

### **1.3.2 L'émission induite (Einstein)**

En 1917, Albert Einstein (Prix Nobel en 1921) introduit la notion d'émission stimulée et retrouve ainsi un accord avec la thermodynamique.

### **1.3.3 Le pompage optique (Kastler)**

En 1949 Alfred Kastler (Prix Nobel en 1966) montre que la technique du pompage optique permet d'obtenir une inversion de population : l'effet L.A.S.E.R. devient possible.

### **1.3.4 Le principe du laser (Townes, Basov, Prokhorov)**

En 1950 Charles Townes (Prix Nobel en 1964) décrit le Maser avec les molécules d'ammoniaque (M comme Microonde). En URSS, Nikolai Basov et Alexandr Prokhorov (Prix Nobel en 1964) mènent des études identiques. En 1954, Townes réalise le premier Maser.

### **1.3.5 Le laser à Rubis (Maiman)**

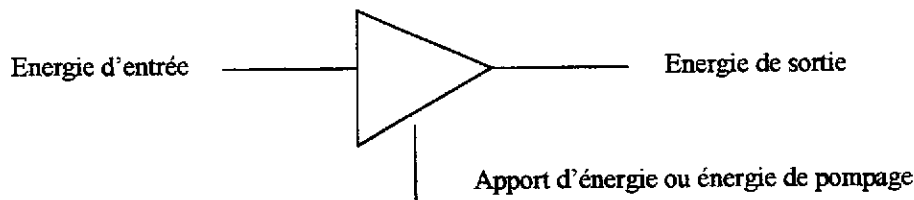
En 1960, Maiman, sur une idée de Townes et Schalow (Nobel en 1981), réalise le premier laser à Rubis.

## 2 Principes et dimensionnements

### 2.1 Rappels des principes mis en œuvre

#### 2.1.1 Principe d'un amplificateur d'impulsions lumineuses

Le principe d'un amplificateur optique est fondé sur deux mécanismes de transfert d'énergie. Le premier consiste à stocker une énergie dans une matière, le second, à restituer cette énergie par un processus d'interaction de la lumière avec cette matière.

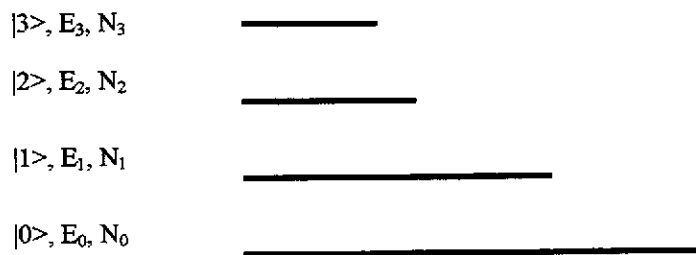


#### 2.1.2 Le stockage de l'énergie

A chaque particule de matière, on peut associer une énergie. L'énergie de la particule dépend de la disposition finale des électrons par rapport au noyau. La mécanique quantique montre que les configurations stables d'énergie sont "quantifiées". Ce sont les états d'énergie de la particule.

Les différentes densités de population de chaque état d'énergie des particules constituant la matière, sont régies à l'équilibre thermodynamique, par l'équation de Boltzmann. On montre qu'à l'équilibre thermodynamique, les niveaux de faible énergie sont les plus peuplés. L'état d'énergie minimale est appelé l'état fondamental.

Le processus de pompage consiste à transférer de l'énergie à la matière en excitant les particules à des niveaux de forte énergie. Le retour à l'état d'équilibre thermodynamique n'est pas instantané. L'énergie utilisée à peupler les niveaux de plus forte énergie est donc temporairement stockée par les particules.



De nombreuses méthodes sont utilisées pour exciter la matière. Les principales sont les suivantes :

- La décharge électronique dans les gaz (le pompage a lieu directement par excitation électronique ou par étapes après collisions moléculaires),
- Le pompage optique par lampes, par arcs, par diodes laser, par d'autres laser, directement par le soleil,...
- Les réactions chimiques incluant les mélanges chimiques, les photolyses, les actions directes d'un laser dans les flammes, ...
- Le pompage électrique direct incluant les faisceaux d'électrons dans les gaz ou le courant injecté dans les semi-conducteurs,
- Le pompage nucléaire,
- L'expansion super sonique de gaz,
- Le pompage plasma dans les plasmas denses,
- ....

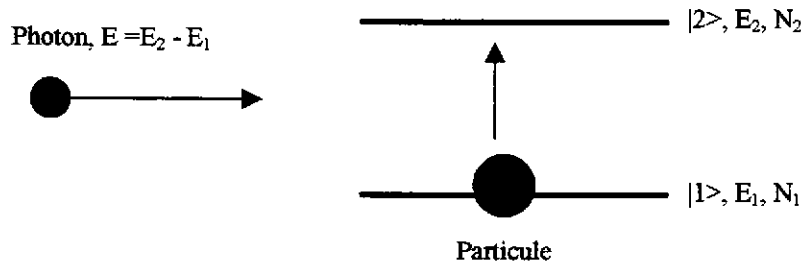
### 2.1.3 Le transfert d'énergie

Il existe trois processus d'interaction entre la lumière et la matière qui mettent en jeu un échange d'énergie : l'absorption, l'émission spontanée et l'émission stimulée (ou induite).

#### L'absorption :

Considérons deux états d'énergie  $|1\rangle$  et  $|2\rangle$ , d'énergie respective  $E_1$  et  $E_2$ , de densité de population  $N_1$  et  $N_2$ . Par ailleurs, représentons la lumière par des photons d'énergie  $E = E_2 - E_1$ .

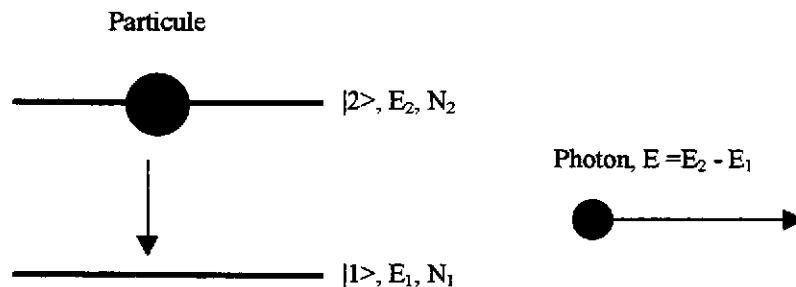
Dans le processus d'absorption, le photon donne son énergie à une particule. Après l'interaction, le photon n'existe plus et la particule est excitée.



On peut montrer que la probabilité pour que le processus ait lieu, est proportionnelle d'une part au nombre de photons et d'autre part au nombre de particules  $N_1$  dans l'état  $|1\rangle$ .

#### L'émission spontanée :

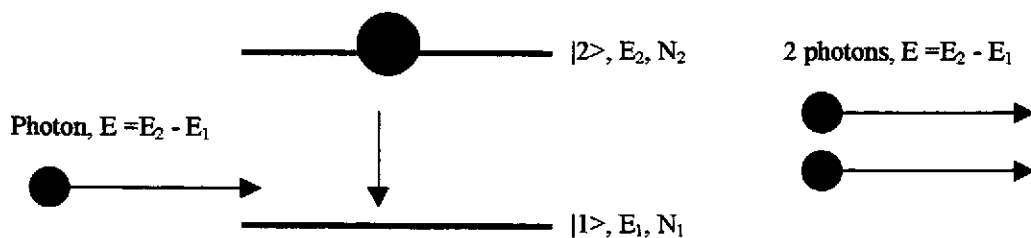
Dans le processus d'émission spontanée, une particule située dans un état d'énergie supérieure "retombe" ou se désexcite dans un état moins énergétique par transition radiative, c'est à dire en émettant un photon. L'énergie perdue par la matière est alors restituée au photon dont l'énergie devient  $E = E_2 - E_1$ . Avant l'interaction, le photon n'existait pas.



La probabilité pour que ce processus ait lieu, est indépendante du nombre de photons ambiants et est proportionnelle au nombre  $N_2$  de particules dans l'état excité et inversement proportionnelle à un temps caractéristique qui est la durée d'émission spontanée.

#### L'émission induite ou stimulée.

Einstein, en 1917, reprend les travaux de Planck sur l'émission du corps noir et ceux de Boltzmann sur la loi qui régit les populations des états d'énergie à l'équilibre thermodynamique. Il montre une incohérence qui se lève dès lors qu'on imagine un autre processus d'émission de lumière. C'est l'émission induite qui est le processus totalement inverse de l'absorption. Un photon incident à la matière peut engendrer une transition d'un niveau d'énergie supérieure à un niveau d'énergie moindre et ce en créant un photon.



Le photon créé a les mêmes caractéristiques que le photon incident ; même phase, même énergie, même longueur d'onde, même direction de propagation, même polarisation. On dit que le photon créé est cohérent avec le photon qui a induit ou stimulé le processus.

On peut montrer que la probabilité pour que le processus ait lieu, est proportionnelle d'une part au nombre de photons et d'autre part au nombre de particules  $N_2$  dans l'état  $|2\rangle$ . Ce processus qui est à l'origine de l'amplification laser montre que l'énergie amplifiée est proportionnelle à l'énergie d'entrée.

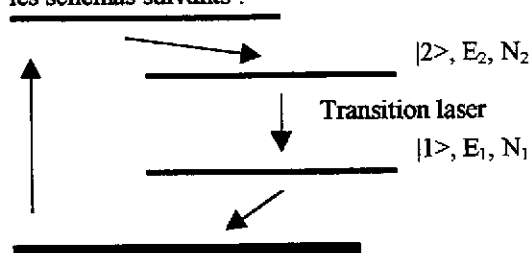
### 2.1.3.1 L'inversion de population

Un photon incident à la matière peut engendrer deux processus ; un qui l'absorbera, un qui émettra un photon. La probabilité pour que macroscopiquement les photons soient plutôt absorbés ou plutôt amplifiés est directement proportionnelle à la différence des populations  $N_2 - N_1$ . A l'équilibre thermodynamique, cette différence est négative et l'absorption est prépondérante. C'est pourquoi pendant des siècles personne n'avait mis en évidence le phénomène d'amplification.

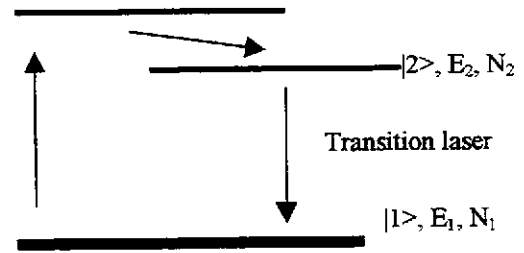
Il est clair aussi que la façon de stocker l'énergie dans la matière en excitant les particules engendre cette inversion de population qui rend l'amplification possible.

### 2.1.3.2 Les systèmes à 3 et 4 niveaux

Pour décrire les processus de pompage, il existe deux modélisations qui rendent assez bien compte de la réalité : le système de pompage à trois niveaux et le système de pompage à quatre niveaux. Ces deux processus sont décrits sur les schémas suivants :



Le schéma à quatre niveaux



Le schéma à trois niveaux

La différence essentielle est que dans les systèmes à trois niveaux, le niveau bas de la transition laser, est confondu avec le niveau fondamental. Pour atteindre une inversion de population dans le système à quatre niveaux, il suffit de porter des particules dans l'état supérieur de la transition laser. Dans le cas du système à trois niveaux, il faut aussi vider de façon conséquente le niveau fondamental. Les rendements de pompage et de stockage sont donc bien meilleurs pour les systèmes de pompage à quatre niveaux.

### 2.1.3.3 Les différents états de la matière

On peut imaginer tous les états de la matière pour constituer un matériau amplificateur :

- Les solides (cristallins ou amorphes)
- Les liquides
- Les gaz
- Les semi-conducteurs

Il existe des exemples de laser pour chaque état :

Les cristaux	=>	laser Saphir dopé Titane
Les verres	=>	Laser Phosphate dopé Nd
Les liquides	=>	Laser colorant (rhodamine)
Les gaz	=>	Laser Argon ou CO <sub>2</sub>
Les semi-conducteurs	=>	Diode laser

### 2.1.4 Les paramètres caractéristiques du matériau amplificateur

Le matériau amplificateur sera choisi en fonction de différents critères comme l'énergie à amplifier, le facteur d'amplification, le taux de récurrence, la longueur d'onde d'émission, la durée des impulsions...

Nous reportons ici quelques paramètres caractéristiques de la matière qui peuvent être prépondérants dans le choix du matériau amplificateur. Ces paramètres sont parfois couplés.

### 2.1.4.1 *La tenue au flux laser et le comportement thermique*

Les matériaux doivent pouvoir tenir au flux laser sans détérioration de structure. Ce paramètre met en jeu différents mécanismes de physique ou chimique comme la brûlure des composés organiques ou des impuretés, la dislocation des particules, les effets non - linéaires, l'ablation de la matière... Il est encore déterminé expérimentalement et s'exprime en  $J/cm^2$  pour une durée d'impulsion donnée. Pour des durées d'impulsions supérieures à la picoseconde, ce paramètre est approximativement proportionnel à la racine carrée de la durée de l'impulsion.

Le matériau subit une élévation de la température au cours du pompage. Toute l'énergie déposée dans la matière ne contribue pas à l'inversion de population. Au cours de l'échauffement, les indices de réfraction évoluent, la dilatation déforme la matière et par conséquent la surface d'onde, la matière est contrainte ce qui engendre la dépolarisation de la lumière.

### 2.1.4.2 *Le volume disponible et la densité d'énergie "stockable"*

La quantité d'énergie transférée à l'impulsion au cours de l'amplification est directement proportionnelle au nombre de photons créés par émission induite. Elle est donc égale au produit de l'énergie d'un photon par le nombre de particules désexcitées.

Ce nombre de particules est le produit de la densité de particules par unité de volume (c'est ce qu'on appelle le dopage pour les matériaux dopés), par le volume du matériau.

Tous les matériaux ne peuvent pas être fortement dopés ou être fabriqués en grand volume. Cette considération est essentielle dans le choix des matériaux pour les laser à haute énergie.

### 2.1.4.3 *L'indice non-linéaire*

Le faisceau qui doit être amplifié se propage dans les matériaux amplificateurs et les différents composants de la chaîne. La propagation de la lumière dans la matière est caractérisée par l'indice de réfraction. Ce paramètre définit la réponse de la matière. Pour des flux laser importants, cette réponse n'est plus linéaire. L'indice de réfraction n'est alors plus constant, il dépend de l'intensité lumineuse. Ce phénomène est la cause de détériorations de la qualité du front d'onde, d'autofocalisation, de filamentation, ou d'automodulation de phase. C'est un facteur très limitatif dans l'extraction d'énergie.

### 2.1.4.4 *La fluence de saturation et la section efficace d'émission*

Nous avons vu que l'amplification est fondée sur le processus d'émission induite de la matière. L'énergie de sortie d'un amplificateur est donc proportionnelle à l'énergie d'entrée.

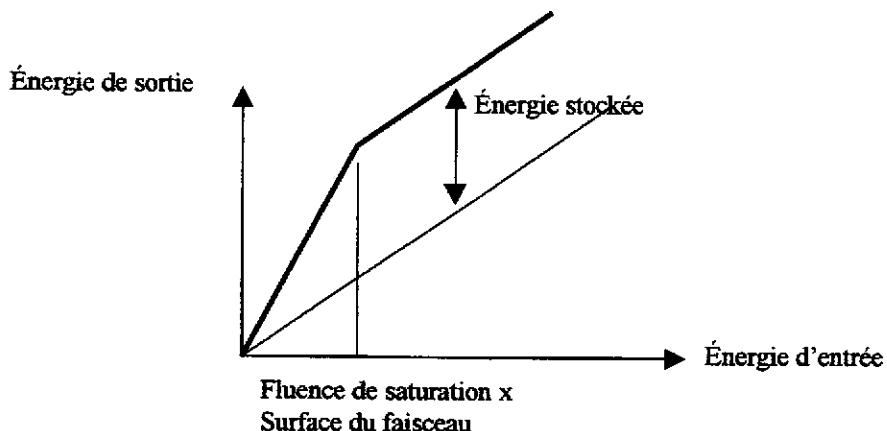
$$E_{\text{sortie}} = \text{Gain} \cdot E_{\text{entrée}}$$

Ceci n'est vrai que pour des signaux faibles, le principe de conservation de la lumière impose que l'énergie de sortie soit inférieure à la somme de l'énergie d'entrée et de l'énergie stockée dans la matière.

$$E_{\text{sortie}} \leq E_{\text{entrée}} + E_{\text{stockée}}$$

Cette limitation est la cause de la saturation de l'amplification ou du facteur  $G$  de gain. On montre qu'elle apparaît pour une densité d'énergie proche d'une densité d'énergie propre au matériau qu'on appelle fluence de saturation (exprimée en  $J/cm^2$ ). La fluence de saturation ( $F_{\text{sat}}$ ) est inversement proportionnelle à une autre grandeur caractéristique ; la section efficace d'émission  $\sigma$ .

La caractéristique de l'énergie de sortie en fonction de l'énergie d'entrée peut alors se représenter en première approximation par deux portions de droite. La première est une droite passant par l'origine de pente  $G_0$  (le gain petit signal). La seconde est une droite parallèle à la première bissectrice et décalée d'une valeur égale à l'énergie stockée.



Remarques :

- Si l'énergie stockée croît, le gain croît.
- Si la fluence de saturation décroît (ou la section efficace croît), le gain croît.

Le phénomène de saturation de l'amplification est gênant parce qu'il déforme les impulsions. En effet, si l'amplification est saturée, le début de l'impulsion est plus amplifié que sa fin qui voit une énergie stockée moindre. C'est l'aspect négatif de la saturation.

En revanche un point de fonctionnement proche de la saturation améliore le rendement du transfert d'énergie. Si l'amplification est saturée, par définition, une grande partie de l'énergie stockée est transmise à l'onde lumineuse.

#### 2.1.4.5 *Le temps de fluorescence*

Le mécanisme de pompage consiste à stocker de l'énergie en créant une inversion de population. Or, nous avons vu que le processus d'émission spontanée, phénomène parasite à l'amplification laser, dépeuple le niveau supérieur laser. Il est caractérisé par une durée qu'on peut en première approximation assimiler au temps de fluorescence.

Le temps de fluorescence est donc le paramètre qui définit la durée du pompage. En effet, il est inutile de continuer à pomper le matériau si le niveau supérieur se dépeuple.

#### 2.1.4.6 *La largeur spectrale d'émission et la longueur d'onde d'émission*

La longueur d'onde d'émission est définie par la différence d'énergie entre les niveaux concernés par la transition laser. En effet, le photon créé par émission stimulée a une énergie égale à cette différence. Or l'énergie d'un photon est égale à :

$E = h.c / \lambda$  où  $h$  est la constante de Planck,  $c$  la vitesse de la lumière et  $\lambda$  la longueur d'onde.

Les niveaux d'énergie concernés par la transition laser peuvent être dégénérés, être légèrement différents d'une particule à l'autre, dépendre de la vitesse des particules ou de la température du matériau. La longueur d'onde d'émission, ou susceptible d'être amplifiée, peut donc se trouver à l'intérieur d'un spectre qu'on appelle le spectre d'émission ou de fluorescence.

La largeur de ce spectre est importante quand une chaîne laser est composée de matériaux amplificateurs différents. La longueur d'onde d'émission devra se trouver dans une partie du spectre commune à chaque matériau.

Ce paramètre est aussi important quand le spectre du faisceau à amplifier est large. En effet, pour amplifier des impulsions courtes ou "lissées", il faut pouvoir conserver au cours de l'amplification les caractéristiques spectrales de l'impulsion.

#### 2.1.4.7 *Le spectre d'absorption*

Dans le cas d'un pompage optique, le mécanisme consiste à peupler des états énergétiques élevés qui se désexciteront dans l'état supérieur de la transition laser. Ces états sont discrets et donc constituent un spectre d'absorption. Le rendement de pompage sera directement défini par le couplage du spectre d'émission de la source de pompage et le spectre d'absorption du matériau amplificateur.

Par ailleurs, au cours de la phase de pompage, pour une particule placée dans l'état supérieur laser  $|2\rangle$ , un photon pompe est absorbé. L'énergie stockée est donc une fonction du nombre de photons absorbés et non de l'énergie du photon pompe. En conséquence, il est préférable de choisir une énergie du photon pompe la plus faible possible, le rendement est proportionnel à la longueur d'onde de pompage.

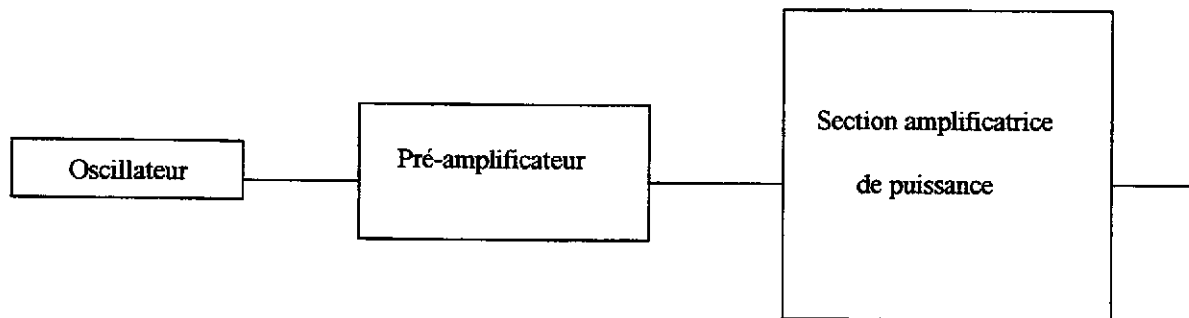
### 2.1.5 Paramètres caractéristiques des sources de pompage

Les critères de choix qui définissent la source de pompage la mieux adaptée à chaque matériau sont très liés, comme nous venons de le voir dans le chapitre précédent, aux paramètres caractéristiques des matériaux ; La longueur d'onde de pompage, le spectre d'émission, la durée de pompage, le taux de répétition... Il faut cependant ajouter le coût, le rendement de pompage, le taux de répétition, l'encombrement, les servitudes nécessaires (eau de refroidissement par exemple).



## 2.2 Le dimensionnement d'un laser de puissance

L'architecture d'une chaîne laser de puissance peut se définir en trois blocs fonctionnels.



L'oscillateur a pour fonction de créer les photons. L'énergie de l'impulsion en sortie de l'oscillateur est généralement de l'ordre du nanojoule pour un oscillateur fonctionnant en régime "continu" d'émission d'impulsions (modes-bloqués), et de l'ordre du millijoule pour un régime déclenché.

Le système de préamplification doit porter l'énergie de l'impulsion issue de l'oscillateur à un niveau compatible avec la chaîne amplificatrice. Par ailleurs, c'est l'endroit qui est choisi pour mettre en forme spatialement, temporellement, et spectralement l'impulsion. Le facteur d'amplification peut y être énorme (par exemple élever l'énergie de 1 nJ à 1 J, comme c'est le cas dans les futurs laser à haute énergie).

Enfin, la section amplificatrice ou chaîne de puissance, est la partie la plus volumineuse. Elle doit porter l'énergie de l'impulsion à des valeurs élevées (100 J à 10 kJ).

La plus forte contrainte se trouve au niveau de la section amplificatrice. Le matériau amplificateur doit avoir la capacité de stocker énormément d'énergie, de tenir des flux élevés, de ne pas saturer trop l'impulsion mise en forme au cours de la phase de pré-amplification. Le meilleur choix est le verre dopé au néodyme (Nd) que l'on sait faire en large volume avec une qualité optique compatible avec le transport du faisceau. De plus, sa fluence de saturation permet de repousser les problèmes de déformations de la forme temporelle. Ce matériau émet dans une bande spectrale proche du micromètre (1050 nm à 1070 nm).

Le verre étant choisi par les considérations précédentes, il faut le pomper. La quantité d'énergie à déposer est de plusieurs gigajoules. Aussi, pour des problèmes de coûts, de durée de fluorescence du verre dopé au Nd, du faible taux de répétition demandé, le pompage est réalisé par des lampes flashes au Xénon.

La préamplification est beaucoup moins volumineuse. Elle peut déformer l'impulsion puisque la mise en forme temporelle se trouve au niveau de cet étage. Elle doit amplifier dans un rapport conséquent ( $10^7$  à  $10^9$ ) et peut nécessiter un fonctionnement à haut taux de répétition pour des besoins d'alignement ou d'expériences annexes à bas flux. Enfin, elle doit être compatible avec la bande spectrale d'émission du verre choisi dans la section amplificatrice. Le meilleur candidat est le cristal (YAG ou YLF) dopé au Nd qui a une fluence de saturation plus faible, un meilleur comportement thermique et qu'on sait réaliser qu'en petit volume. Ce choix n'est pas exclusif. Des considérations, prenant en compte le "lissage optique" ou un fonctionnement en impulsions courtes, excluent ces matériaux pour des cristaux à spectre d'émission large comme le saphir dopé au Titane ou simplement les verres dopés au Nd. Le facteur d'amplification est suffisamment grand pour que cet étage d'amplification soit découpé en plusieurs étages dans lesquels différents matériaux peuvent être choisis. Par rapport à la section amplificatrice, cet étage est peu volumineux et relativement à faible coût. Dans la vie d'un laser haute énergie qui vit des dizaines d'années, il est souvent modifié pour s'adapter aux besoins des utilisateurs.

Le pompage des différents étages de la pré-amplification est réalisé de plus en plus par diodes laser. Cette méthode de pompage permet d'augmenter considérablement les rendements de pompage, la durée de vie des composants de pompage, les taux de répétition et de réduire l'encombrement. Le spectre d'émission des diodes laser étant très fin, il peut être adapté parfaitement à une raie d'absorption du milieu amplificateur. L'énergie déposée contribue directement à l'inversion de population sans chauffer inutilement le milieu amplificateur. Les diodes restent encore très chères et on limite, pour quelques années encore, leur utilisation à des niveaux de quelques joules de pompe.

Enfin, reste l'oscillateur. Le principal paramètre d'ordre général qui entre en compte dans le choix est la longueur d'onde d'émission. Les paramètres essentiels sont plutôt liés à l'exploitation de la machine (simplicité de réglage et d'alignement, disponibilité de la machine, ...), et à ses différentes phases de fonctionnement (génération d'impulsions courtes, d'impulsions "lissées" par fibre optique ou par modulation de phase avec réseaux de dispersion, ...). Cet élément est encore plus "interchangeable" que ceux de la préamplification. On

trouvera donc comme matériaux, des fibres dopés Ytterbium ou Erbium, des microlaser à YLF ou YAG dopés Nd, des oscillateurs incohérents à verre dopé au Nd ou encore des sources impulsions courtes au saphir dopé au titane. Ces différentes solutions peuvent, d'ailleurs, coexister en parallèle sur une même installation pour les différentes campagnes expérimentales.

### 2.2.1 Les matériaux amplificateurs

Comme nous venons de le voir, les matériaux amplificateurs utilisés pour construire une chaîne laser sont multiples. Cependant, ils sont tous solides et émettent dans le proche infrarouge. Nous détaillerons, dans les chapitres suivants, le néodyme qui dope la plupart de ces matériaux, les verres et enfin les fibres.

### 2.2.2 Le néodyme

Le néodyme est une terre rare qui appartient, dans la classification périodique des éléments, à la famille des lanthanides. Ces éléments sont chimiquement très proches. On y retrouve par exemple le lanthane La, l'erbium Er, l'ytterbium Yb, ou enfin le néodyme Nd.

Leur dernière couche non-remplie est la  $4f^{14}$  qui est dégénérée 364 fois et est entourée des couches pleines 5s et 5p. Ils ont donc la particularité d'être stables et peu perturbés par le champ cristallin.

Pour l'ion néodyme  $Nd^{3+}$ , les niveaux d'énergie qui seront concernés par le pompage et la transition laser, sont les sous-niveaux du niveau dégénéré  $4f^{14}$  et sont donc électroniques. Les niveaux de la transition laser aux alentours de  $1\ \mu m$  sont les niveaux  ${}^4F_{3/2}$  et  ${}^4I_{11/2}$ . Plus généralement, le  $Nd^{3+}$  peut émettre à  $880\ nm$  ( ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ ),  $1,3\ \mu m$  ( ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ ), et  $1,8\ \mu m$  ( ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ ).

Son spectre d'absorption est dans le visible avec des raies marquées autour  $580\ nm$ ,  $750\ nm$ , et  $800\ nm$ . Le spectre d'absorption dépend bien sûr légèrement de la maille cristalline ou du milieu amorphe qui contient le Nd. Le temps de fluorescence dépend de la concentration du  $Nd^{3+}$  dans le milieu amplificateur et du milieu lui-même. Il est environ de quelques centaines de microsecondes.

Son approvisionnement en quantité est à considérer avec soin. Pour construire, le laser Megajoule, il faudrait 80 tonnes de matière première à quelques kF le kilogramme !! Les mines les plus importantes se trouvent en Chine et il est raffiné en France par Rhône-Poulenc.

### 2.2.3 Les verres dopés au Néodyme

Les verres sont des milieux amorphes. Les plus courants sont le silicate et le phosphate et dans une moindre mesure le fluorophosphate. Il en existe une quantité importante. Ils diffèrent de par leur composition. Les fournisseurs mondiaux sont Hoya au Japon, Schott et Kiger en Allemagne. Hoya et Schott ont leur usine de forte production aux U.S.A. Kiger est un plus petit fournisseur.

Les amplificateurs sont sous la forme de barreaux pour les petites dimensions et sous la forme de disques (ou plaques) pour les faisceaux supérieurs à  $120\ mm$ . Le choix du dopage permet d'ajuster la profondeur d'absorption du faisceau de pompage à la dimension du barreau ou de la plaque. Les dopages varient entre 0,8% en atome pour les amplificateurs de grandes dimensions à 3% pour les amplificateurs de petites tailles.

Depuis une quinzaine d'années, les chaînes de puissance se construisent avec le verre Nd:phosphate car il possède un indice non-linéaire plus faible que celui du silicate ;  $n_{2\text{silicate}} \approx 4 \cdot 10^{-16}\ cm^2/W$  et  $n_{2\text{phosphate}} \approx 3 \cdot 10^{-16}\ cm^2/W$ . Il émet à  $1054\ nm$  avec une largeur spectrale d'émission d'environ  $18\ nm$ .

Il est couramment associé au cristal d'YLF dopé au  $Nd^{3+}$  qui émet à  $1053\ nm$ . Les verres les plus employés sont le LG750 de Schott ou le LHG8 d'HOYA.

Le silicate, pratiquement abandonné, "lase" à  $1060\ nm$ . Sa largeur spectrale d'émission est de  $23\ nm$ . Il est associé au cristal de YAG dopé au  $Nd^{3+}$ . On l'utilise maintenant dans l'amplification des impulsions courtes, en l'alternant au verre phosphate pour augmenter artificiellement la largeur spectrale d'émission.

Les verriers maîtrisent maintenant bien les coulées et garantissent des plaques amplificatrices sans inclusion de platine. Ces inclusions étaient, dans le passé, une limitation à la tenue au flux laser. Ils étudient de nouveaux verres pour adapter leurs caractéristiques laser aux chaînes Megajoule américaines (NIF) et françaises (LMJ) ; la section efficace optimale et le dopage optimal, l'indice non-linéaire le plus faible ou encore pour augmenter la largeur spectrale d'absorption et faciliter ainsi le pompage par diodes laser. Ces verres sont limités en dimension par le phénomène d'ASE (Amplification de l'Émission Spontanée). Aujourd'hui, les dimensions transverses restent inférieures à quelques dizaines de centimètres ( $40\ cm$  pour le futur laser Mégajoule).

### 2.2.4 Les cristaux dopés au Néodyme

Comme nous venons de le voir les cristaux sont mieux adaptés pour les amplificateurs à fort gain, les oscillateurs, et les fonctionnements récurrents. Leur section efficace d'émission est plus importante que celle des verres, (leur fluence de saturation plus faible). Leurs propriétés thermiques et mécaniques sont aussi bien meilleures. En revanche, leur largeur spectrale d'émission est limitée à quelques angströms.

Les cristaux les plus utilisés dans les chaînes de puissance, sont le Nd:YAG et le Nd:YLF. Plus marginalement, le Nd:LNA est parfois placé dans les oscillateurs. Enfin, le saphir dopé au titane est le meilleur candidat pour créer et pré-amplifier des impulsions courtes (inférieures à la picoseconde).

Le Nd:YAG est un cristal cubique dont la composition chimique est  $Y_3Al_5O_{12}$ . Le néodyme se substitue en partie à l'atome d'yttrium. Les dopages les plus courants sont environ de 1% en atome. C'est le laser solide le plus répandu depuis les années 70. Il a vite remplacé le laser à rubis (premier laser au début des années 1960), qui fonctionnait avec un schéma de pompage à trois niveaux. Les propriétés de ce cristal et la maîtrise de sa fabrication sont très bien connues et en font un produit peu cher. Les applications de ce type de laser dépassent largement les chaînes à haute énergie. On le trouve dans les laser médicaux (ophtalmologie, microchirurgie,...), les laser scientifiques, militaires et dans l'industrie. Sur sa raie principale, il émet à 1064 nm et est donc associé dans son utilisation au verre silicate dopé au néodyme. Il est ainsi de plus en plus abandonné comme source de chaîne laser de puissance.

Le Nd:YLF est un cristal tétragonal dont la composition chimique est  $YLiF_4$ . Le néodyme se substitue aussi à l'atome d'yttrium. Il se dope au maximum à 1,5 % en atome mais en général il est concentré à 1%. Il a la particularité d'être anisotrope et de présenter une biréfringence naturelle. Il émet à 1047 nm pour sa raie la plus puissante (raie dite  $\pi$ ) et à 1053 nm pour la raie  $\sigma$  d'émission. La raie  $\sigma$  couvre l'émission spectrale du verre phosphate auquel il est associé dans les chaînes à haute énergie. La sélection de la longueur d'onde d'émission se fait en polarisant le faisceau. Ce cristal est maintenant le plus répandu comme matériau amplificateur dans les oscillateurs des chaînes de puissance. En revanche, il reste un produit marginal car ses caractéristiques en font un cristal moins performant que le YAG. Sa section efficace d'émission est deux fois plus faible que celle du YAG. Il ne le supplante donc pas dans les autres applications. Il se prête bien au pompage par diodes laser. Sa raie d'absorption se trouve à 792 nm et donc proche de celle du YAG (808 nm) pour lequel la technologie des diodes laser est déjà développée.

Le Nd:LNA est un cristal français réalisé pour la première fois au début des années 1980. Sa composition chimique est  $LaMgAl_{11}O_{19}$ . Le néodyme se substitue au lanthane. Il émet aussi à 1054 nm et peut donc être utilisé avec des chaînes équipées en phosphate. Sa largeur spectrale d'absorption en fait un très bon candidat pour le pompage par diodes laser. Son étendue spectrale d'émission lui permet d'amplifier des spectres relativement larges. Cependant, sa section efficace d'émission est plus faible que celle du YLF.

Ces cristaux sont fabriqués par la méthode de croissance Czochralski. Ce procédé consiste à maintenir le cristal en croissance dans une solution en fusion dont la composition est la même que celle du cristal. (composés à fusion congruente). Une nouvelle méthode est déjà mise au point pour le YAG et est à l'étude pour le YLF. Elle consiste à faire croître le cristal par un procédé d'épitaxie en phase liquide. Les volumes réalisés sont faibles mais conviennent bien au microlaser. L'avantage est de pouvoir augmenter considérablement le dopage à des valeurs inaccessibles par la méthode de Czochralski.

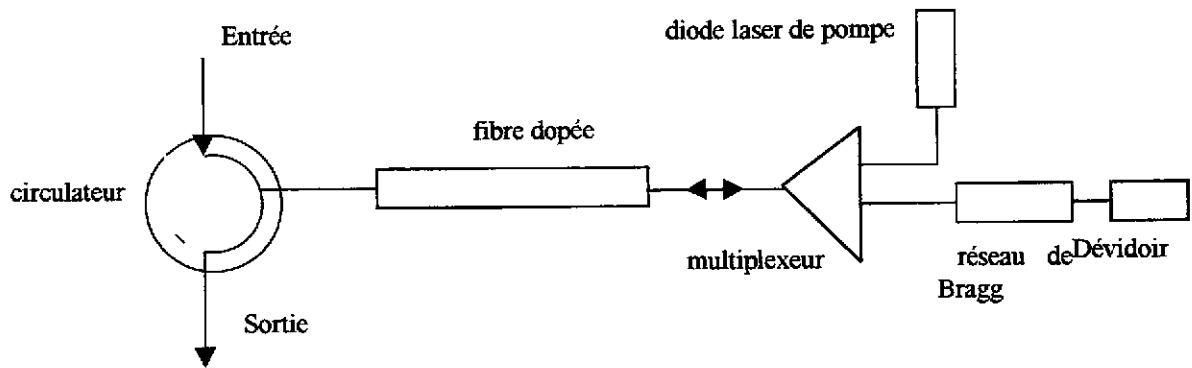
Les principaux fabricants sont en France la société Crismatec. Le développement du YLF a été réalisé à l'université du Mans et ceux du LNA au LETI à Grenoble. Les études sur l'épitaxie en phase liquide sont menées aussi au LETI.

## 2.2.5 Les fibres

Le développement des fibres comme matériau amplificateur est corrélé au développement du marché des télécommunications. La fibre optique est bien adaptée au transport de l'information. Pour des problèmes de débit d'informations et de sécurité oculaires les longueurs d'émission pour les télécommunications sont 1,3  $\mu\text{m}$  ou 1,5  $\mu\text{m}$ . Pour les chaînes laser à haute énergie, la fibre optique peut être une source ou un amplificateur intéressant. D'une part, par définition, elle n'est pas soumise au désalignement. D'autre part, elle autorise des longueurs d'amplification très grandes. Enfin le transport jusqu'aux étages de préamplification est largement simplifié et les techniques intégrées de modulation de phase ou d'amplitude sont à disposition. La dimension de l'ensemble de ces composants s'en trouve considérablement réduite.

Les fibres utilisées comme matériaux amplificateurs sont pour la plupart, des fibres en silice, monomodes et pompées par diodes laser. Les dopants sont aussi des terres rares. On retrouve le néodyme, l'erbium, et l'ytterbium. Pour un fonctionnement aux environs de 1055 nm, l'Ytterbium est le mieux adapté.

Les gains obtenus sont limités par les phénomènes d'ASE (Amplification de l'Émission Spontanée). De façon courante, ils atteignent jusqu'à 30 dB. Le couplage de la diode de pompe se réalise à l'aide d'un multiplexeur. Enfin, il est nécessaire de placer des isolateurs pour éviter les phénomènes d'accrochage ou de détérioration des éléments amonts. Le schéma le plus couramment utilisé est le suivant :



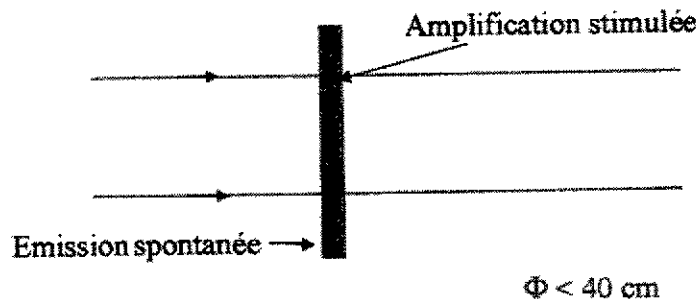
L'amplificateur travaille en double passage. Le circulateur sert d'aiguillage pour éviter que le faisceau prenne le chemin du faisceau incident. Le multiplexeur insère le faisceau pompe à l'intérieur de la fibre. Enfin, le réseau de Bragg joue le rôle de miroir très sélectif spectralement. Ainsi le phénomène d'ASE est considérablement limité. Seule la contribution du second passage subsiste.

Des développements sont en cours pour créer des fibres à double cœur ; Un pour la pompe et un pour le faisceau à amplifier. La puissance de pompe pourrait augmenter.

### 2.2.6 Choix du nombre de faisceaux

Le facteur le plus limitatif dans le choix de la dimension transverse des faisceaux est le mécanisme de l'Amplification de l'Émission Stimulée (l'ASE). Ce mécanisme parasite est illustré sur la figure ci dessous.

#### L'Amplification de l'Émission Spontanée



Avant que l'onde lumineuse à amplifier n'arrive sur le matériau amplificateur, celui-ci est pompé. Le matériau se désexcite donc par émission spontanée et émet dans les  $4\pi$  stéradians des photons. En particulier, certains photons émis se propagent dans la direction transverse du faisceau. Ils subissent alors dans le matériau dans lequel l'inversion de population est engendrée, une amplification par émission stimulée au même titre que les photons de l'onde à amplifier. Il est assez simple de montrer que cet effet croît exponentiellement avec la longueur d'interaction soit la dimension transverse.

Ce mécanisme est nuisible à deux points de vue. D'une part, il contribue à diminuer l'énergie stockée, d'autre part il peut engendrer des dommages si les flux transverses sont trop importants.

Pour des verres dopés au néodyme, la longueur à ne pas dépasser est de l'ordre du demi mètre. Il est alors facile d'estimer, pour une énergie souhaitée en sortie de l'installation, le nombre de faisceaux. Il s'évalue par le quotient de l'énergie de l'installation par la fluence de saturation et par la surface limitée par l'ASE :

$$\text{nombre de faisceaux} = \frac{\text{énergie}}{\text{Fluence}_{\text{saturation}} \cdot \text{Surface}_{\text{ASE}}}$$

Par exemple, pour le laser LMJ, le matériau amplificateur est du verre phosphate dopé au néodyme, la fluence de saturation est  $4 \text{ J/cm}^2$  et l'énergie de sortie est  $1,8 \text{ MJ}$ . Le nombre de faisceaux est ainsi 240.

## 2.2.7 La conversion de fréquence

L'optimisation du transfert de l'énergie lors de l'expérience d'interaction laser matière impose une longueur d'onde courte. Or, le verre dopé au néodyme émet dans le proche infrarouge ( $\lambda = 1055 \text{ nm}$ ). Il faut donc changer la longueur d'onde de l'impulsion par le processus de conversion de fréquence.

Ce processus fait appel à la réponse non linéaire lors de la propagation de l'onde lumineuse dans un matériau non centro symétrique. Cette réponse est quantifiée par le tenseur d'ordre trois de la susceptibilité noté  $\chi_2$ .

Pour les laser de puissance, une fois de plus le critère de choix du cristal choisi est fondé sur les dimensions réalisables par la technologie. Pour l'instant le seul candidat est le cristal de KDP ( $\text{KH}_2\text{PO}_4$  : dihydrogénate de potassium).

## 2.3 Le dimensionnement d'un laser U.H.I.

Les lasers à ultra hautes intensités produisent pour atteindre leurs performances des impulsions lumineuses de très courtes durées (de quelques dizaines à quelques centaines de femtosecondes). Or la durée optimale des impulsions d'une chaîne laser est la conséquence de deux considérations :

D'une part, la fluence, comme nous l'avons vu, doit être de l'ordre de la fluence de saturation pour à la fois extraire correctement l'énergie stockée, sans trop modifier la forme temporelle de l'impulsion.

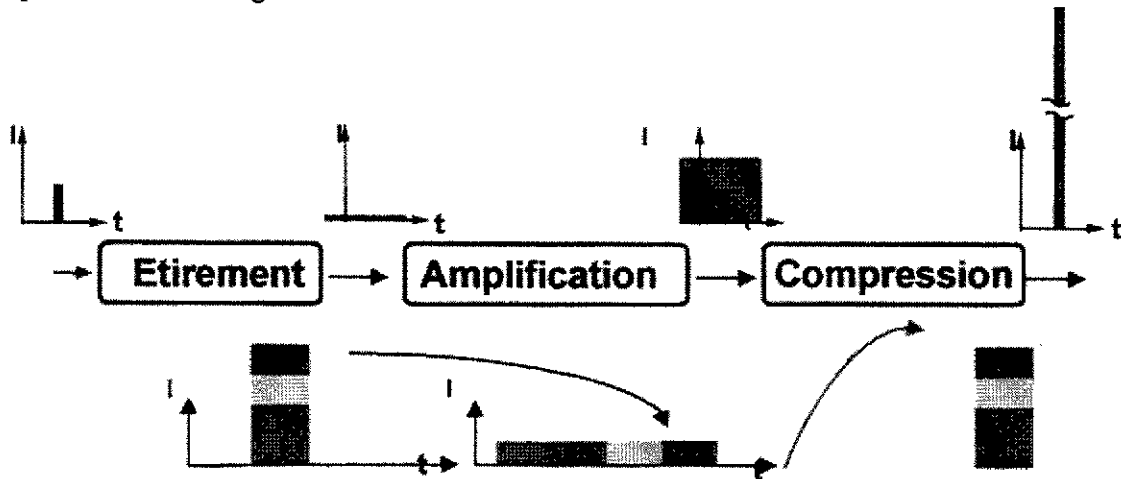
Par ailleurs, l'intensité de l'onde au cours de la propagation dans la chaîne, ne doit pas excéder une valeur seuil au delà de laquelle les effets non linéaires (effet Kerr) sont dommageables.

Il vient naturellement une durée d'impulsion optimale pour chacune des chaînes laser, qui s'écrit comme le quotient de la fluence de saturation par l'intensité seuil non linéaire.

$$\text{Durée d'impulsion optimale} = \frac{\text{Fluence}_{\text{saturation}}}{\text{Intensité}_{\text{seuil N.L.}}}$$

Pour fixer les idées, dans les chaînes laser à verre la fluence de saturation est de 3 à 5  $\text{J}/\text{cm}^2$  et l'intensité seuil est de l'ordre de 1 à 5  $\text{GW}/\text{cm}^2$ . La durée optimale de ce type de chaîne est donc de l'ordre de la nanoseconde.

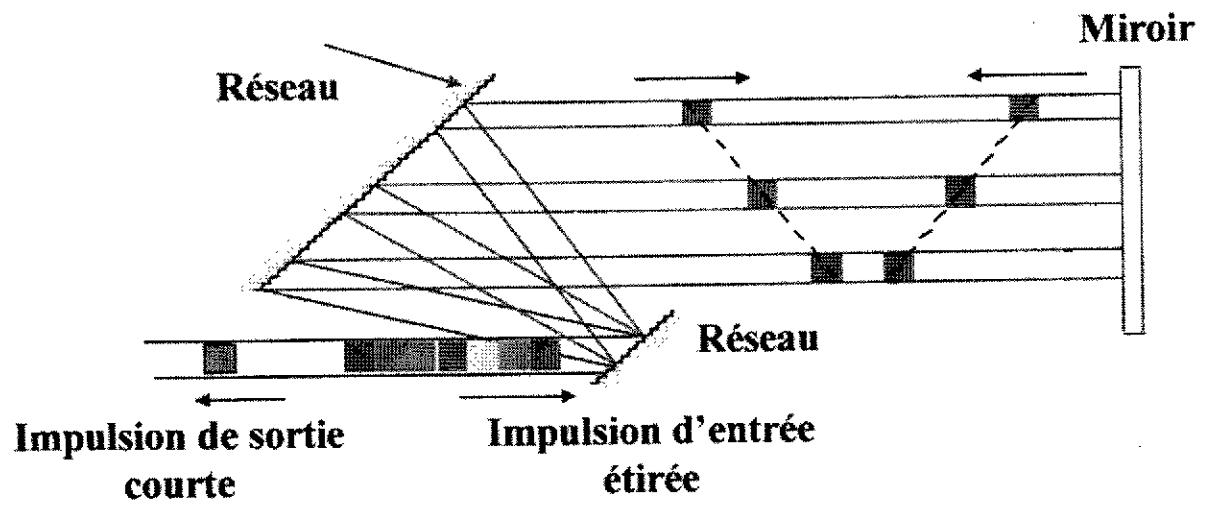
Pour produire une impulsion nettement plus courte que la nanoseconde (sub picoseconde) à des énergies qui nécessitent une amplification dans une chaîne laser, il faut utiliser le principe de l'amplification à dérive de fréquence (CPA : Chirped Pulse Amplification) utilisé dans le domaine des radars depuis le début des années 60. Ce principe est illustré sur la figure ci dessous.



Il consiste à utiliser le caractère poly chromatique d'une impulsion courte. Chaque impulsion courte possède un ensemble de composantes spectrales qu'il suffit de « coder » dans le temps à l'aide d'un système dispersif. L'impulsion est alors allongée à une durée compatible avec la chaîne d'amplification. Une fois l'amplification réalisée, il faut effectuer un codage inverse, avec un système dispersif conjugué, pour replacer les différentes composantes spectrales de façon synchrone.

Les systèmes dispersifs utilisés se fondent sur l'aspect dispersif de la diffraction des ondes lumineuses sur un réseau de diffraction plan.

Comme il est montré sur la figure ci dessous, une impulsion allongée et dont les différentes composantes spectrales sont codées dans le temps, est incidente sur un réseau de diffraction qui disperse angulairement les longueurs d'onde. Un second réseau arrête cette dispersion et collimate le faisceau. Il apparaît que le faisceau rouge parcourt un chemin plus long que le faisceau bleu et « rattrape » ainsi le retard qu'il avait dans l'impulsion initiale. Cependant, les différents faisceaux chromatiques ne sont pas confondus spatialement. Il suffit de refaire le même chemin en sens inverse à l'aide d'un miroir plan pour que toutes les composantes spectrales se trouvent en un même temps et dans le même espace.



On peut montrer que le retard temporel est directement proportionnel à la distance entre les réseaux. Pour construire un système conjugué à celui présenté ci dessus, afin d'allonger les impulsions, il faut réaliser un système pour lequel la distance entre les réseaux est négative. Cela se fait en optique par imagerie, à l'aide d'un télescope.