

Aspects théoriques du TP laser Nd :YAG en impulsion

I) Caractéristiques de l'émission laser

1) Caractérisation temporelle

L'aspect temporel de l'émission laser est caractérisé par deux grandeurs :

- la durée de l'impulsion (exprimée en seconde et qui correspond généralement à sa largeur à mi-hauteur).
- le taux de répétition (exprimé en Hz). C'est l'inverse du temps séparant deux impulsions.

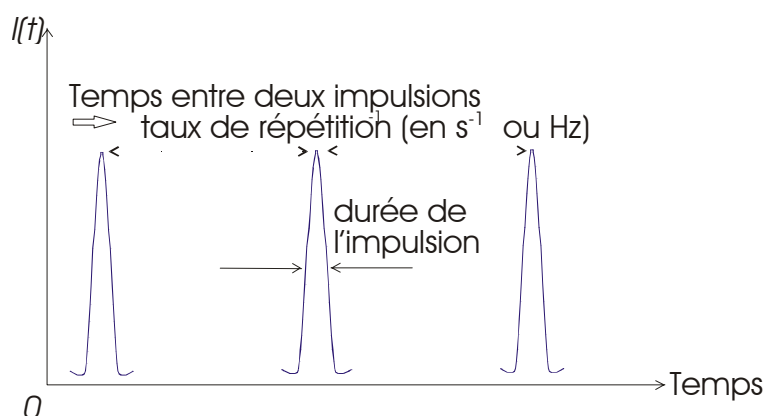


Figure 1. Caractérisation temporelle de l'impulsion

2) Caractérisation en puissance et énergie

On fixe les notations :

P_{moy} : puissance moyenne (en W)

P_{crete} : puissance instantanée ou puissance crête (en W)

E : énergie de l'impulsion (en J)

τ : durée de l'impulsion (en s)

Δt : inverse du taux de répétition (en s)

On a alors les relations suivantes entre les différentes grandeurs :

$$E = P_{moy} \times \Delta t$$

$$E = P_{crete} \times \tau$$

$$P_{crete} = P_{moy} \times \frac{\Delta t}{\tau}$$

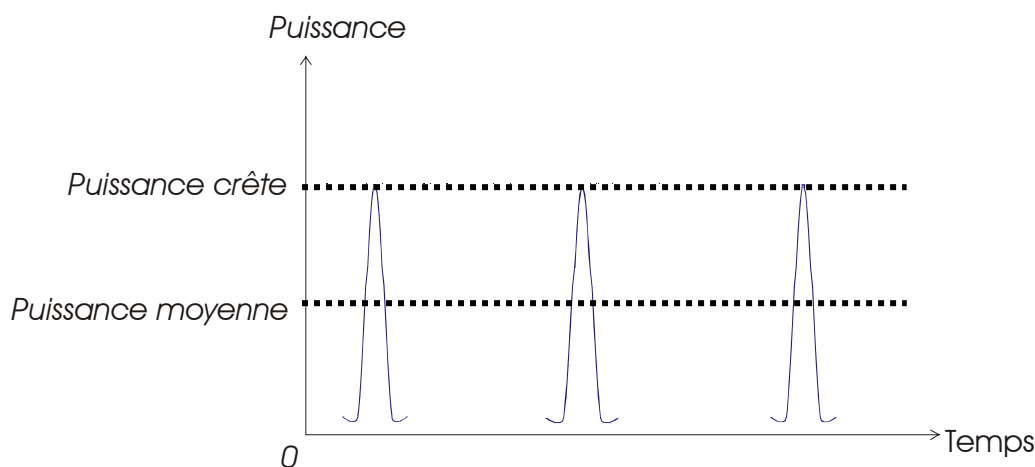


Figure 2. Caractérisation en puissance de l'impulsion

3) Intensité lumineuse

L'intensité lumineuse est la puissance par unité de surface du faisceau. Elle s'exprime en W/m^2 (ou W/cm^2). Si on appelle w , le rayon du faisceau défini comme la largeur de gaussienne représentant la distribution d'intensité dans le plan transverse en I_0/e^2 (où I_0 est l'intensité maximale dans le plan transverse), ou, ce qui revient au même, à la dimension du faisceau pour laquelle l'intensité est égale à 86% de l'intensité maximale, on a :

$$I = \frac{2P_{\text{crête}}}{\pi w^2}$$

L'intensité est égale au module du champ électromagnétique au carré :

$$I = \frac{\varepsilon_0 c}{2} |E|^2 \text{ avec } \varepsilon_0 = \frac{1}{4\pi \times 9 \cdot 10^9} \text{ en unités SI}$$

II) Polarisation du faisceau

1) Rappels sur les lames biréfringentes

Ces lames ont deux axes, appelés lignes neutres, d'indices n_l (axe lent) et n_r (axe rapide), suivant lesquels la lumière se propage à des vitesses différentes (si $n_l > n_r$, alors $v_l < v_r$).

Les lames biréfringentes les plus utilisées sont les lames demi onde ($\lambda/2$) et les lames quart d'onde ($\lambda/4$).

a) *Lame demi onde*

Une lame demi onde est telle que, pour une longueur d'onde donnée, sa traversée induit une différence de marche entre les deux composantes du champ électromagnétique suivant les deux lignes neutres égale à $\delta = (n_l - n_r)e = \lambda/2$ où e est l'épaisseur de la lame. Le déphasage correspondant est égal à $\phi = k\delta = \pi$ (où k est la norme du vecteur d'onde dans le vide $k = 2\pi/\lambda$).

Une lame demi onde transforme une onde polarisée rectilignement, faisant un angle α avec l'une des lignes neutres, en une onde polarisée rectilignement et dont la polarisation a tourné de 2α .

Si $\alpha=45^\circ$, la polarisation émergente est symétrique par rapport aux lignes neutres.

b) *Lame quart d'onde*

Une lame quart d'onde est telle que, pour une longueur d'onde donnée, sa traversée induit une différence de marche entre les deux composantes du champ électromagnétique suivant les deux lignes neutres égale à $\delta=(n_r-n_t)e=\lambda/4$ où e est l'épaisseur de la lame. Le déphasage correspondant est égal à $\phi=k\delta=\pi/2$ (où k est la norme du vecteur d'onde dans le vide $k=2\pi/\lambda$).

Dans le cas général, une lame quart d'onde transforme une onde polarisée rectilignement en une onde polarisée elliptiquement.

Si la polarisation incidente est à 45° des lignes neutres, l'onde émergente est polarisée circulairement.

La combinaison de deux lames quart d'onde telles leurs lignes neutres rapide et lente coïncident respectivement est équivalente à une lame demi onde.

2) Le polariseur de Glan-Taylor

Le polariseur permet de séparer spatialement les deux composantes de polarisation du faisceau. C'est un milieu anisotrope, uniaxe, d'indices n_e et n_o . Dans le cas du calcite, la biréfringence est négative : $n_e < n_o$. Le cristal est taillé de façon à ce que n_e corresponde à la polarisation horizontale et n_o à la polarisation verticale. L'axe optique est parallèle à l'arête des prismes.

La condition de réflexion totale à l'interface d'un milieu d'indice n et de l'air ($n > 1$) est :

$$n \sin i_M = 1 \text{ soit } i_M = \text{Arc sin } \frac{1}{n}$$

où i_M est l'angle de réflexion totale. Tout rayon arrivant sur l'interface avec un angle d'incidence $i > i_M$ est donc totalement réfléchi. Pour $n_e < n_o$, $\sin \frac{1}{n_e} > \sin \frac{1}{n_o}$ et donc $i_M^e > i_M^o$.

Si $i_M^e > i > i_M^o$, la polarisation suivant e (c'est-à-dire horizontale) est transmise, celle suivant o (c'est-à-dire verticale) est réfléchie.

On trouve, dans le cas du calcite : $i_M^e = 42,28^\circ$ et $i_M^o = 37,08^\circ$. Si l'angle au sommet des prismes est égal à 40° , l'angle d'incidence à l'interface calcite – air est égal à 40° . Le rayon ordinaire subit donc une réflexion totale tandis que le rayon extraordinaire est transmis. La présence du second prisme permet de corriger la réfraction entre le calcite et l'air et donc d'obtenir un faisceau transmis parallèle au faisceau incident.

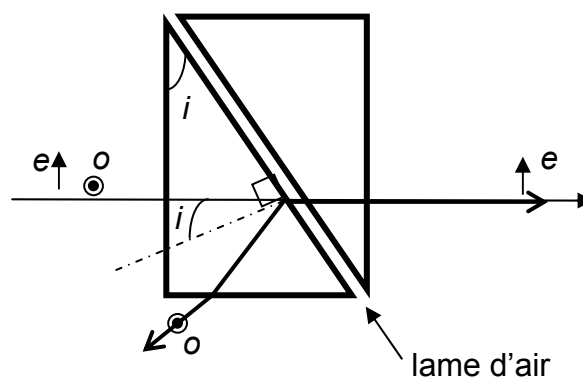


Figure 3. Principe du polariseur de Glan (vue du dessus)

3) Fonctionnement déclenché : Q-switch actif

On va à présent contrôler l'instant où la cavité laser peut osciller en jouant sur la polarisation de l'onde intracavité au moyen du modulateur électro-optique. Celui-ci joue le rôle d'une porte contrôlée en tension en permettant de commuter les pertes de la cavité optique d'une valeur haute à une valeur basse. Durant l'intervalle de temps où les pertes sont élevées, le laser ne peut pas osciller mais le pompage du milieu amplificateur est assuré et de l'énergie est stockée dans la cavité. Dès que les pertes sont commutées à la valeur basse, le laser peut émettre et l'énergie préalablement stockée dans la cavité est libérée d'un seul coup sous la forme d'une impulsion plus courte, et donc de puissance crête plus importante qu'en mode relaxé.

a) Le cristal électro-optique utilisé comme lame à retard

Ce type de cristal a la propriété suivante : ses indices de réfraction ordinaire et extraordinaire sont modifiés en présence d'une champ électrique, proportionnellement à l'amplitude de ce champ. Cet effet n'existe que pour les cristaux ne possédant pas de symétrie d'inversion.

En écrivant l'équation de l'ellipsoïde des indices en présence d'un champ électrique, on trouve, dans le cas d'un cristal de symétrie $\bar{4}2m$ comme le KDP, d'axes x , y et z , pour un champ électrique appliqué suivant z [1] :

$$\begin{aligned}n_{x'} &= n_o + \frac{n_o^3}{2} r_{63} E_z \\n_{y'} &= n_o - \frac{n_o^3}{2} r_{63} E_z \\n_z &= n_e\end{aligned}$$

où $n_{x'}$ et $n_{y'}$ sont les indices des axes modifiés par la présence du champ électrique, n_o et n_e , les indices ordinaire et extraordinaire et r_{63} le coefficient électro-optique du cristal.

L'amplitude complexe de la composante du champ électromagnétique selon x' s'écrit :

$$E_{x'} = A \exp i(\omega t - \phi_{x'}) = A \exp i(\omega t - \frac{\omega}{c} n_{x'} z) \quad \text{où } n_{x'} \text{ a l'expression ci-dessus, } A \text{ est}$$

l'amplitude du champ et ω la pulsation du champ dans le vide.

$$\text{De même, } E_{y'} = A \exp i(\omega t - \phi_{y'}) = A \exp i(\omega t - \frac{\omega}{c} n_{y'} z).$$

Le déphasage entre ces deux composantes, en $z=l$ à la sortie du cristal, est donc égal à

$$\Gamma = \phi_{x'} - \phi_{y'} = \frac{\omega n_o^3 r_{63} E_z l}{c} = \frac{\pi V}{V_\pi}$$

où $V=E_z l$ est la tension appliquée au cristal et $V_\pi = \frac{\pi c}{\omega n_o^3 r_{63}}$ est la tension à appliquer pour

réaliser un déphasage de π .

On peut donc utiliser le modulateur électro-optique comme une lame quart d'onde en lui appliquant une tension V telle que $\Gamma=\pi/2$ (voir figure 4). Lorsque la tension est ramenée à zéro, il n'a plus d'effet sur la polarisation de l'onde.

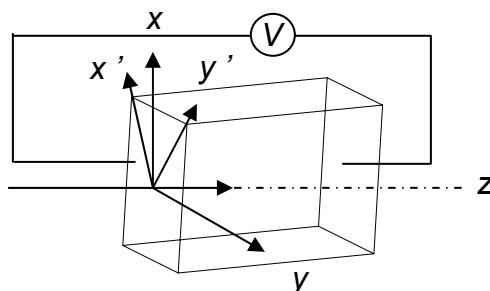


Figure 4. Cristal électro-optique comme lame à retard

b) Q-switch de la cavité laser

On ne s'occupera pas dans la suite de la lame quart d'onde dont le rôle est de permettre à une fraction de la lumière de sortir de la cavité. Sur la figure 5, la cavité laser n'est représentée que jusqu'au barreau de Nd:YAG.

α) Le modulateur électro-optique n'est pas alimenté

Le modulateur électro-optique n'est pas alimenté et on oriente les lignes neutres de la lame quart d'onde de façon à éliminer l'impulsion relaxée. Ce réglage revient à placer les lignes neutres de la $\lambda/4$ à 45° des directions verticale et horizontale (voir figure 5 (a)).

En effet, la polarisation incidente sur la $\lambda/4$ est horizontale. Si les lignes neutres de la lame sont à 45° de l'horizontale, la polarisation émergente est circulaire. Après réflexion sur le miroir, l'ellipticité change de sens et la polarisation après le second passage dans la lame devient verticale (le double passage à travers la lame quart d'onde équivaut au passage d'une lame demi onde avec une rotation de la polarisation de 90°). La polarisation incidente sur le polariseur de Glan étant verticale, est réfléchiée et l'onde ne peut pas reboucler dans la cavité.

β) Le modulateur électro-optique est alimenté

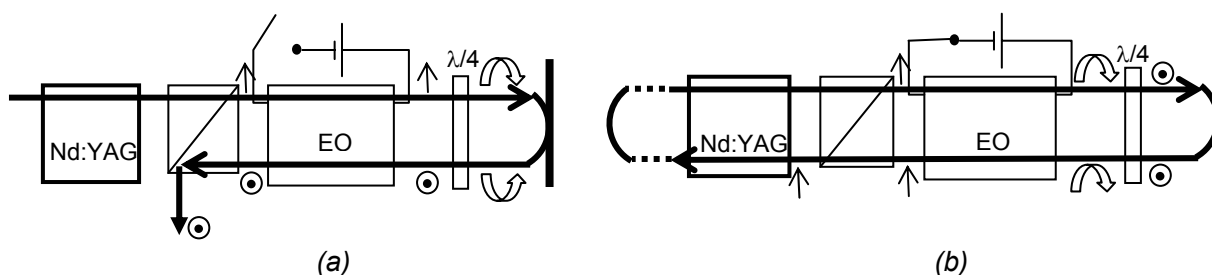


Figure 5. Rôle du modulateur électro-optique : (a) cavité laser ouverte, (b) cavité laser fermée

La tension appliquée est telle que le déphasage entre les deux composantes $E_{x'}$ et $E_{y'}$ du champ électromagnétique est égal à $\pi/2$. Le cristal électro-optique se comporte alors comme une lame quart d'onde dont les lignes neutres sont à 45° des directions verticale et horizontale.

La polarisation de la lumière se propageant vers le cristal électro-optique, après le polariseur de Glan est rectiligne horizontale. Après la traversée de l'électro-optique, elle devient circulaire. Cette polarisation circulaire est transformée en une polarisation rectiligne verticale (ou horizontale) par la lame quart d'onde préalablement orientée à 45° des directions verticale et horizontale. Elle redevient circulaire avec la même ellipticité que précédemment au deuxième passage de la $\lambda/4$, puis rectiligne horizontale après le second passage dans le cristal électro-optique. Elle peut donc être transmise par le polariseur de Glan et ainsi osciller dans la cavité.

On peut voir de façon plus rapide que la traversée en double passage de l'ensemble électro-optique et lame quart d'onde, équivaut au passage de 4 lames quart d'onde, soit une lame d'onde. La polarisation de la lumière transmise par cet ensemble est donc la même que la polarisation incidente sur l'électro-optique.

III) Doublage de fréquence : l'accord de phase

Pour que la génération de second harmonique soit efficace, il est nécessaire que la condition d'accord de phase soit respectée.

$$\Delta k = k^{(2\omega)} - 2k^{(\omega)} = 0$$

En utilisant la relation $k^{(\omega)} = \frac{\omega n^{(\omega)}}{c}$, la condition d'accord de phase s'écrit :

$$n^{(2\omega)} = n^{(\omega)}$$

La valeur de l'indice de réfraction ordinaire ou extraordinaire augmentant avec ω , cette condition n'est pas réalisable si les ondes à ω et 2ω sont de même type, c'est-à-dire toutes deux ordinaires ou extraordinaires.

Si elles sont de types différents, on peut dans certains cas satisfaire cette condition.

La dépendance de l'indice de l'onde extraordinaire dans un cristal uniaxe s'écrit :

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2}$$

où θ est l'angle entre la direction de propagation de l'onde et l'axe optique du cristal.

Si, par exemple, $n_e^{(\omega)} > n_o^{(\omega)}$, il existe un angle θ_m tel que $n_e^{(\omega)}(\theta_m) = n_o^{(2\omega)}$. L'angle θ_m est déterminé par l'intersection entre la sphère correspondant à la surface d'indice de l'onde ordinaire à 2ω et la surface d'indice de l'onde extraordinaire à ω .

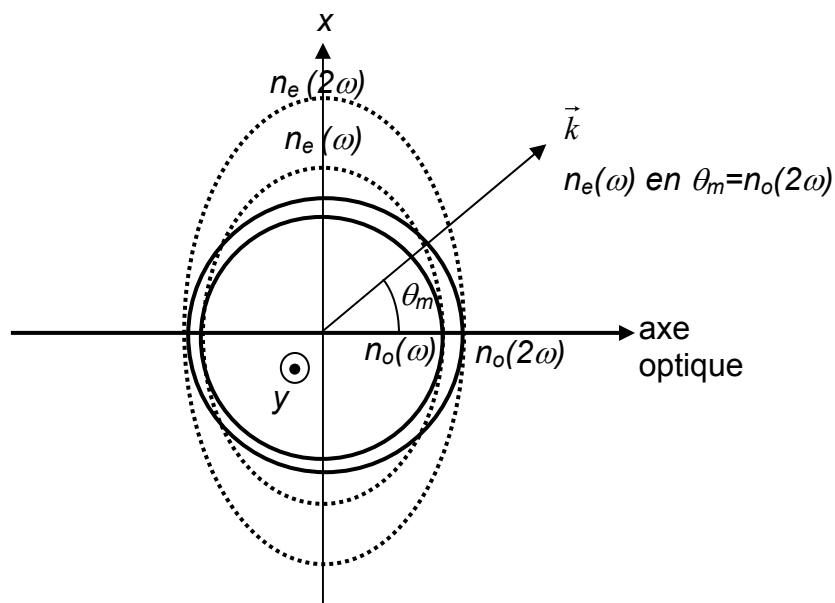


Figure 6. Angle d'accord de phase

[1] A. Yariv, Optical Electronics