

## Chapitre 4.1 - Photonique et applications

### 4.1.1. PROPAGATION DE FAISCEAUX LASER DANS LES MATÉRIAUX.

#### 4.1.1.1. PARAMÈTRES DE L'INTERACTION LASER-MATIÈRE.

L'interaction se fait :

- à la surface
- dans la masse
- par l'intermédiaire de l'environnement

Les paramètres de l'interaction :

-> Le rayonnement laser:

Caractéristiques spectrales :

- longueur d'onde au centre du spectre (ou fréquence, ou énergie photonique)
- la forme du spectre
- la largeur du spectre

Caractéristiques temporelles :

- émission continue ou impulsionnelle

En régime impulsionnel :

- largeur d'impulsions
- l'énergie et la fluence ( $J/cm^2$ )

Caractéristiques spatiales :

- le diamètre du faisceau et la divergence
- la répartition spatiale de l'énergie
- le degré de cohérence
- l'état de polarisation.

Les paramètres du matériau.

- coefficient de réflexion
- conductivité thermique ( $\sigma_{th}$  en W/m.K)
- chaleur spécifique ( $C_{th}$  en J/kg.K)
- diffusivité thermique ( $D_{th} = \frac{\sigma_{th}}{\rho C_{th}}$  en  $m^2/s$ )
- émissivité de la surface
- chaleur latente de changement d'état (L en J/kg)

-> L'environnement

L'environnement intervient dans l'interaction par:

- son influence sur la propagation du rayonnement (absorption du rayonnement, réflexion par les ions dans le cas d'un plasma )
- son interaction chimique sur la surface
- sa température

#### 4.1.1.2. - LE COUPLAGE DE L'ÉNERGIE DU RAYONNEMENT LASER DANS LE MATÉRIAU. ABSORPTION

Un matériau qui absorbe un rayonnement est caractérisé par un indice de réfraction complexe;  $n = n + i \gamma_e$

$\gamma_e$  est le coefficient d'extinction et caractérise l'absorption.

La réflectivité de la surface donnée par

$$(6.1) \quad R = \frac{(n-1)^2 + \gamma_e^2}{(n+1)^2 + \gamma_e^2}$$

L'absorptivité est donnée par :

$$A = 1 - R$$

L'intensité du rayonnement dans le matériau est varié suivant

$$(6.2) \quad I = I_{\text{surface}} \exp(-\alpha z)$$

où  $\alpha$  est le coefficient d'absorption en volume défini par :

$$(6.3) \quad \alpha = 2 \gamma_e \frac{\omega}{c} = \frac{4\pi \gamma_e}{\lambda}$$

L'absorptivité du matériau dépend de la température comme d'ailleurs toutes les caractéristiques thermodynamiques du matériau.

Le rayonnement pénètre sur une profondeur caractéristique  $d$  telle que:

$$(6.4) \quad d = \frac{1}{\alpha} .$$

Pour les métaux courants la profondeur de pénétration est d'environ 10 nm pour la longueur d'onde de 10  $\mu\text{m}$ . Le coefficient de réflexion à la température ordinaire est proche de 1.

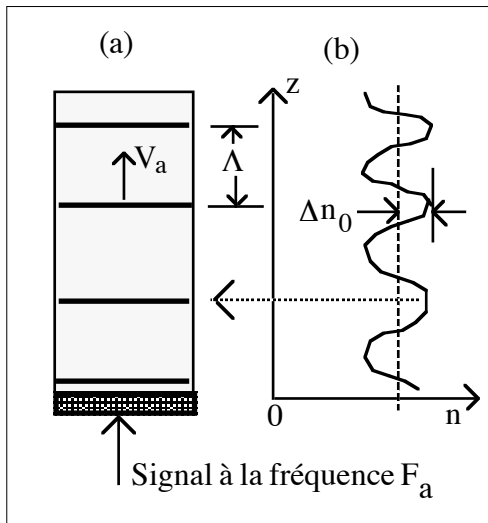
### 4.1.2. - INTERACTION LASER-MATIERE. QUELQUES EFFETS UTILES

#### 4.1.2.1. EFFET ACOUSTO-OPTIQUE.

Une onde acoustique se propageant dans un matériau, crée dans celui-ci, une variation périodique de pression qui se déplace à la vitesse de l'onde. Cette onde de pression se traduit par une variation de la densité locale de la matière. Dans le cas d'un matériau transparent à un rayonnement optique, l'onde de pression se traduit par une variation périodique de l'indice de réfraction. Pour une onde acoustique se propageant le long d'un axe  $z$ , la variation  $\Delta n(z,t)$  de l'indice de réfraction est donnée par :

$$(6.5) \quad \Delta n(z,t) = \Delta n_0 \sin(\Omega_a t - K_a z) .$$

$\Omega_a (= 2\pi F_a)$  est la fréquence radiale de l'onde acoustique.  $K_a = 2\pi/\Lambda$  est le nombre d'onde.  $\Lambda$ , la longueur d'onde est reliée à la fréquence  $F_a$  et la vitesse  $V_a$  par la relation  $\Lambda = \frac{V_a}{F_a}$ .



**Fig. 4.1-1 : Propagation d'une onde acoustique à travers un matériau.**

(a) Un signal acoustique à la fréquence  $F_a$  est appliqué à un cristal piezoélectrique collé sur un matériau optique. Le piezo transforme le signal électrique en onde de pression qui se propage à la vitesse  $V_a$  dans le matériau.  $\Lambda$  est la période de l'onde acoustique dans le matériau.

L'onde acoustique crée dans le matériau une modulation de l'indice de réfraction.

Considérons un rayonnement incident sur un milieu traversé par une onde acoustique (figure). Les variations d'indice causées par l'onde acoustique perturbent la propagation de l'onde optique. L'interaction entre l'onde acoustique et le rayonnement offre un moyen efficace de moduler en intensité un faisceau laser, de modifier sa fréquence ou sa direction de propagation [Lekavitch.86, Yariv.76]

Suivant la longueur d'interaction  $L$  (voir figure) entre l'onde acoustique et le rayonnement, par rapport au quotient  $\frac{\Lambda^2}{\lambda}$ , où  $\lambda$  est la longueur d'onde du rayonnement, on distingue deux régimes d'interaction :

Régime de Debye-Sears ( ou Raman-Nath) défini par  $L < \frac{\Lambda^2}{\lambda}$ .

Dans ce régime, le milieu d'interaction se comporte comme un réseau de diffraction mince; le rayonnement est diffracté suivant plusieurs ordres dont les amplitudes sont décrites par des fonctions de Bessel. Les ordres de diffraction sont séparés par des angles  $\theta$  petits (dizaines de milliradians) tels

$$\text{que } \sin \theta \approx \theta \approx \frac{\lambda}{\Lambda}$$

Régime de Bragg ( $L > \frac{\Lambda^2}{\lambda}$ )

La situation la plus intéressante se présente lorsque les conditions suivantes sont vérifiées

$$L > \frac{\Lambda^2}{\lambda} \text{ et } \Lambda \approx \lambda$$

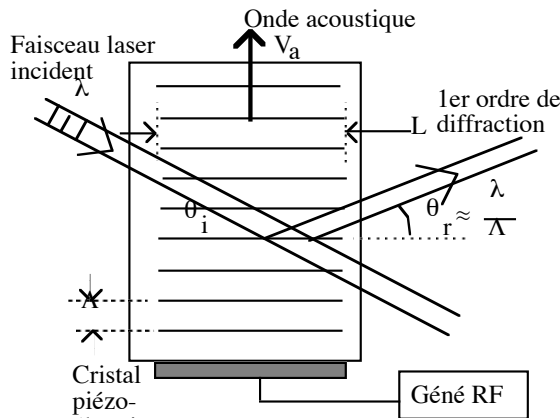
La condition  $\Lambda \approx \lambda$  est en général vérifiée lorsque la fréquence de l'onde considérée se situe entre  $10^8$  et  $10^9$  Hz. Dans le régime de Bragg, la plus grande partie de l'énergie du rayonnement est diffractée suivant le premier ordre défini par la relation

$$\theta_i = \theta_r = \theta$$

Le faisceau incident et le faisceau diffracté sont symétriques par rapport à la direction de propagation de l'onde acoustique; l'angle  $\theta$  est donné par la relation suivante appelée condition de Bragg :

$$(6.6) \quad \sin \theta = \frac{1}{2} \frac{\lambda}{\Lambda}$$

En faisant varier un paramètre de l'onde acoustique (fréquence, énergie), il est possible de contrôler la direction de propagation ou l'intensité d'un faisceau laser. Notons que la fréquence dans l'onde diffractée est différente de celle de l'onde incidente.



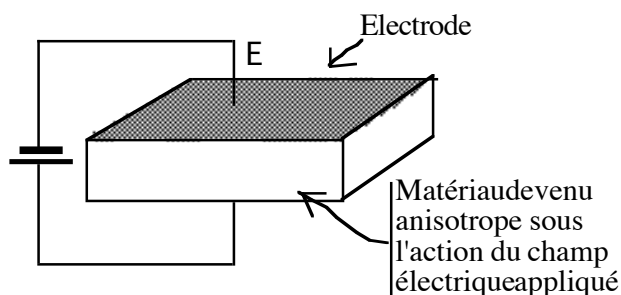
**Fig. 4.1-2 : Interaction onde acoustique - rayonnement laser**

Le rayonnement laser est diffracté par la structure périodique créée dans le matériau par l'onde acoustique. Les plans parallèles de période  $\Lambda$  correspondent aux maxima de pression (et d'indice) accompagnant l'onde acoustique.

#### 4.1.2.2. EFFET ÉLECTRO-OPTIQUE (EO)

L'effet électro-optique se manifeste par une biréfringence induite par un champ électrique constant appliqué à un cristal. Cette modification vient du changement de positions, d'orientation ou de formes des molécules constituant le matériau. Il en résulte une modification des effets du matériau sur une lumière polarisée. Dans certains cas le changement d'indice de réfraction est proportionnel à l'amplitude du champ électrique appliqué, c'est l'**effet Pockels**; dans d'autres cas le changement d'indice est proportionnel au carré du champ électrique, c'est l'effet quadratique ou **effet Kerr**.

L'effet électro-optique est faible mais sur une distance de propagation de l'onde grande par rapport à  $\lambda$ , l'effet est remarquable. En pratique l'effet EO peut être utilisé pour faire des modulateurs ou des déflecteurs.



**Fig. 4.1-3 : Effet électro-optique.**

Certains matériaux deviennent anisotropes sous l'action d'un champ électrique extérieur.

#### 4.2.2.1. Propagation de la lumière dans les milieux anisotropes

Un milieu diélectrique est anisotrope si ses propriétés optiques macroscopiques varient d'une direction de l'espace à l'autre. L'anisotropie observée dans certains matériaux vient de la forme et de l'orientation des molécules, de la distribution spatiale des atomes d'un cristal.

- Si les molécules sont orientées et distribuées de façon totalement aléatoire comme dans un gaz, un liquide ou un solide amorphe, le matériau est isotrope.

- Si les molécules sont distribuées suivant une structure périodique et orientées dans une même direction, le matériau est le plus souvent anisotrope.
- Si les molécules sont anisotropes mais distribuées de façon pas entièrement aléatoire, le matériau est anisotrope. C'est le cas des cristaux liquides.

#### 4.2.2.2. Les indices de réfraction

Dans un milieu diélectrique anisotrope répondant linéairement à l'excitation d'un champ électrique, chaque composante du vecteur déplacement  $\vec{D}$  (déplacement électrique ou induction électrique)  $D$  est une combinaison linéaire des 3 composantes du champ électrique :  $D_i = \sum_j \epsilon_{ij} E_{ij}$ ,  $i$  et  $j$  correspondant aux 3 directions de l'espace  $x$ ,  $y$  et  $z$ .

Le déplacement électrique est le champ électrique résultant dans le milieu du champ électrique appliqué et de la polarisation électrique induite soit  $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}_e = \epsilon \vec{E}$  avec  $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$  et  $\epsilon_r = 1 + \chi = n^2$  ;

$\epsilon$  est la permittivité du milieu;  $n$  est l'indice de réfraction.

Un matériau quelconque est donc caractérisé par un tenseur de permittivité électrique 3x3. Dans les cristaux présentant certaines symétries, certains éléments de la matrice s'annulent. Il est donc possible de trouver 3 axes pour lesquels les éléments non diagonaux s'annulent ; le déplacement électrique est alors donné par :

$$(6.7) \quad D_1 = \epsilon_{11} E_1 = \epsilon_1 E_1 ; D_2 = \epsilon_2 E_2 ; D_3 = \epsilon_3 E_3$$

Les axes ainsi choisis sont appelés axes principaux du cristal. Suivant ces directions particulières  $\vec{E}$  et  $\vec{D}$  sont parallèles. Les indices de réfraction principaux correspondant sont :

$$(6.8) \quad n_1 = \sqrt{\epsilon_1 / \epsilon_0} ; n_2 = \sqrt{\epsilon_2 / \epsilon_0} \text{ et } n_3 = \sqrt{\epsilon_3 / \epsilon_0} .$$

Les propriétés de propagation d'une onde lumineuse dans un milieu anisotrope sont donc définies par un tenseur diélectrique  $\begin{bmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{bmatrix}$  dans le repère des axes principaux.

La représentation géométrique utile d'un tenseur de second ordre est une surface quadratique (ellipsoïde) définie par :  $\sum_{ij} \epsilon_{ij} x_i x_j = 1$ . Cette telle représentation quadratique est indépendante du système de coordonnées. Si le système de coordonnées est diagonal (axes principaux définis ci-dessus), l'ellipsoïde est décrite par l'équation :

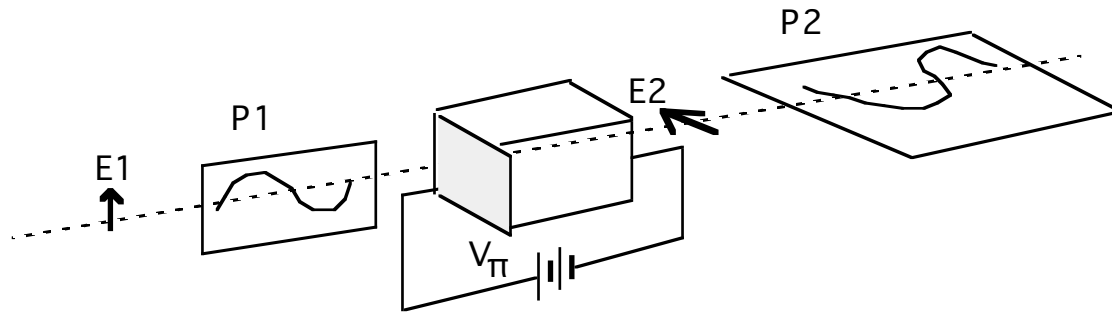
$$(6.9) \quad \epsilon_1 x_1^2 + \epsilon_2 x_2^2 + \epsilon_3 x_3^2 = 1 .$$

La forme habituellement utilisée est celle de l'**ellipsoïde d'indices** qui est la représentation quadratique du tenseur d'imperméabilités diélectrique :

$$(6.10) \quad \frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} = 1 .$$

Certains cristaux sont uniaxiaux (deux des indices – suivant  $x$  et  $y$  - sont identiques) ; pour des raisons historiques on appelle les deux indices identiques, l'**indice ordinaire** ( $n_1 = n_2 = n_o$ ) et le troisième indice, l'indice **extraordinaire**. Le cristal est dit positif si  $n_e > n_o$ , négatif dans le cas contraire. L'axe  $z$  d'un cristal uniaxe est appelé **axe optique**. Il existe également des matériaux qui présentent 3 axes principaux distincts ; ces matériaux sont dits biaxiaux.

L'ellipsoïde d'indice de certains matériaux peut être modifié par un champ électrique. En orientant convenablement le champ électrique par rapport aux axes cristallins du matériau et en ajustant l'amplitude du champ appliqué, il est possible d'obtenir une lame quart-d'onde ou demi-onde. L'état de polarisation d'un faisceau laser peut ainsi être modifié par propagation dans le cristal électro-optique soumis à un champ électrique.



**Fig. 4.1-4 : Effet électro-optique.**

Un faisceau laser polarisé linéairement est introduit dans un cristal électro-optique. A l'entrée du cristal, le champ électrique  $E_1$  de l'onde oscille dans le plan  $P_1$ . Le cristal est rendu biréfringent par l'application d'un champ électrique. Si le champ électrique  $E_1$  du faisceau à l'entrée du cristal est à  $45^\circ$  des axes du cristal, le faisceau est décomposé en 2 ondes qui se propagent à des vitesses différentes dans le cristal. Il est possible d'ajuster la tension appliquée à une valeur particulière  $V_\pi$  telle que le déphasage entre les 2 composantes de l'onde sera égal à  $\pi$ . Le cristal se comporte alors comme une lame demi-onde. En sortie du cristal, l'onde résultante a alors une polarisation linéaire à  $90^\circ$  de la direction de polarisation de l'onde incidente. Le champ électrique  $E_2$  oscille dans le plan  $P_2$  perpendiculaire au plan  $P_1$ .

#### 4.2.2.3. Effet électro-optique

L'effet électro-optique se manifeste dans certains corps solides (effet Pockels) et dans certains liquides (effet Kerr). L'indice de réfraction est fonction du champ électrique appliqué. En faisant un développement limité :

$$(6.11) \quad n(\mathbf{E}) = n + a_1 E + \frac{1}{2} a_2 E^2 + \dots$$

$$\text{avec } n = n(\mathbf{E}=0), \quad a_1 = \left. \frac{dn(\mathbf{E})}{dE} \right|_{E=0}, \quad a_2 = \left. \frac{d^2n(\mathbf{E})}{dE^2} \right|_{E=0}$$

Pour des raisons pratiques il est judicieux de représenter l'effet EO sous la forme :

$$(6.12) \quad \delta \left( \frac{1}{n^2(\mathbf{E})} \right)_{ij} - \delta \left( \frac{1}{n^2(0)} \right)_{ij} = r_{ij,k} E_k + R_{ij,kl} E_k E_l$$

$r_{ij,k}$  (m/V) est le coefficient EO dans le cas linéaire (Pockels) ;  $R_{ij,kl}$  (m<sup>2</sup>/V<sup>2</sup>) est le coefficient EO quadratique (Kerr).

### 4.1.2.3. MATÉRIAUX ÉLECTRO-OPTIQUES EFFET POCKELS (DANS LES SOLIDES)

#### 4.2.3.1. Effet Pockels

Niobate de lithium  $\text{LiNbO}_3$  - tantalate de lithium  $\text{LiTaO}_3$

Phosphate dihydrogéné de potassium ( $\text{KDP} = \text{KH}_2\text{PO}_4$ ) ou d'ammonium ( $\text{ADP} = \text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ )

Applications : Commutateur, Déflecteur, Modulateur

#### 4.2.3.2. Effet Kerr

Titanate de baryum ( $\text{BaTiO}_3$ )

Céramique PLZT ( $\text{PbLaZrTi}$ )

### 4.1.3. - MODULATION ET DEFLEXION DE FAISCEAUX LASER

#### 4.1.3.1. INTRODUCTION

Il est possible d'agir sur les conditions de propagation d'une onde électromagnétique à travers un matériau afin de modifier l'un des quatre paramètres suivants : l'amplitude, la fréquence, la phase et la direction de propagation. La modulation consiste à agir sur l'un des trois premiers paramètres; la déflection consiste à agir sur la direction de propagation. La modulation est utilisée dans le domaine des communications; la déflection est utilisée pour inscrire ou lire des supports de stockage d'information ou pour le micro usinage et le marquage par laser.

#### 4.1.3.2. - MODULATION D'AMPLITUDE

##### 4.3.2.1. - Modulation à la source

Le rayonnement émis par une source peut être modulé par action directe sur le pompage. Dans le cas d'une diode électroluminescente ou d'une diode laser, il est ainsi possible d'agir sur le courant d'excitation. La modulation à très haute fréquence n'est pas toujours possible, en particulier dans le cas des lasers à gaz, l'excitation se faisant alors par décharge sous tension élevée. Il est alors nécessaire d'utiliser un modulateur externe basé sur l'effet électro-optique ou acousto-optique.

##### 4.3.2.2. - Modulation électro-optique de l'intensité d'un faisceau laser

Le schéma de principe d'un modulateur électro-optique de l'intensité d'un faisceau laser est présenté ci-après [Golst.85], [Yariv.76].

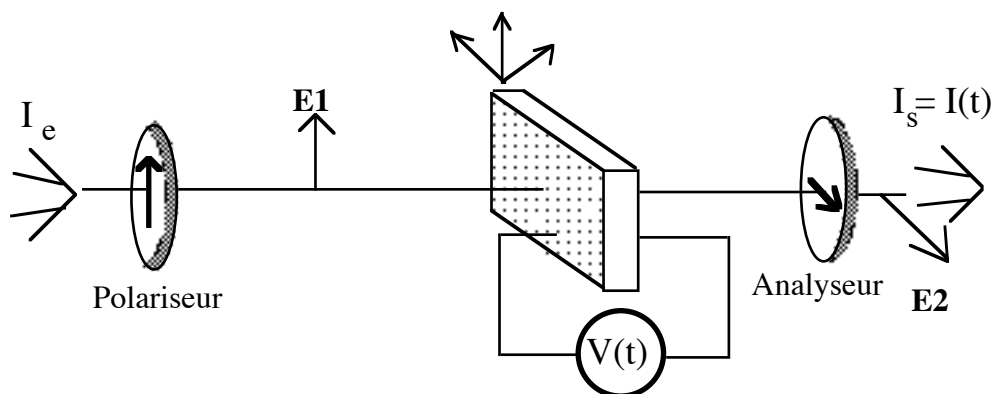
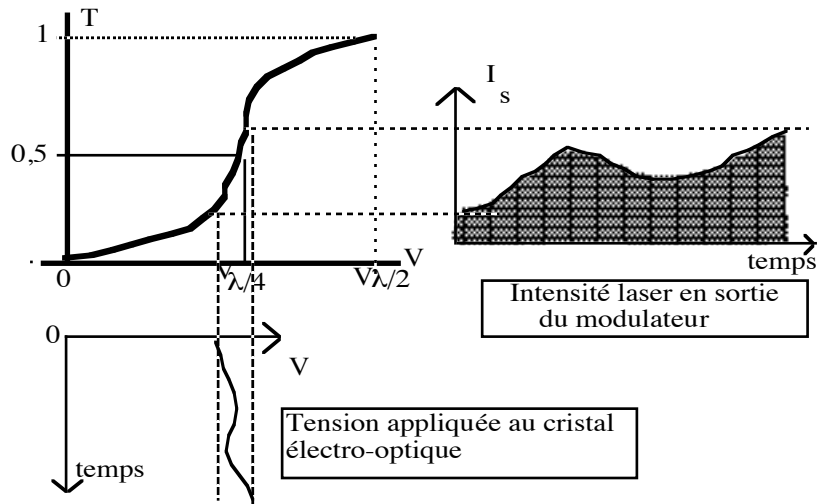


Fig. 4.1-5 : Modulateur électro-optique de l'intensité d'un faisceau laser.

Le cristal et le générateur de tension forment une cellule de Pockels

Un modulateur électro-optique d'intensité se compose d'un polariseur, d'un cristal électro-optique soumis à un champ électrique variable ( ou **cellule de Pockels**) et d'un analyseur. La tension variable  $V(t)$  provoque dans le cristal un retard variable entre les 2 composantes de l'onde ém. A la sortie du cristal, l'onde est polarisée elliptiquement. L'analyseur transmet uniquement la composante de l'onde polarisée suivant son axe. Le champ  $E_2$  en sortie est polarisé perpendiculairement par rapport à la direction de polarisation  $E_1$  de l'entrée.



**Fig. 4.1-6 : Modulation électro-optique d'intensité.**

La tension appliquée au cristal varie dans le temps. Cette variation temporelle de la tension se traduit par une variation du décalage de phase introduit par le cristal, et en conséquence de l'intensité de l'onde transmise par l'analyseur placé après le cristal.  $T$  est le coefficient de transmission du modulateur.  $V \lambda / 2$  (ou  $V\pi$ ) est la tension nécessaire pour décaler de  $\pi$  les deux composantes de l'onde dans le cristal, ce qui revient à faire tourner le plan de polarisation de  $90^\circ$ ; dans ce cas la transmission est totale. La tension  $V \lambda / 4$  correspond à un décalage de  $\pi/2$ ; la transmission est alors de 50 %. En l'absence de tension appliquée, aucun signal n'est transmis.

La figure 7.2 montre la variation des différents paramètres d'un modulateur électro-optique d'intensité : coefficient de transmission en fonction de la tension appliquée, variation temporelle de la tension, variation temporelle du signal laser en sortie.

Le coefficient de transmission d'un modulateur électro-optique varie avec la tension  $V$  appliquée au cristal suivant la relation

$$T(V) = \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \frac{V}{V_\pi}\right)$$

En pratique, on utilise la partie linéaire de la réponse sans chercher une modulation de 100 %; l'intensité du signal varie alors autour d'une valeur moyenne. Il est possible d'introduire une lame présentant une biréfringence naturelle qui introduit un déphasage qui s'ajoute à celui de la cellule de Pockels; le but est alors de modifier la valeur de la tension  $V_\pi$  pour laquelle le déphasage total est égal à  $\pi$ . Une modulation dont la bande passante peut aller jusqu'à 500 MHz peut ainsi être obtenue ; il existe en effet des générateurs capables de fournir une tension crête-à-crête de 50 à 100 V variant à des fréquences de plusieurs centaines de MHz. La limite pour les fréquences élevées (GHz) vient des circuits de commande.

La courbe de transmission présentée sur la figure 7.2, correspond à un modulateur dans lequel la cellule de Pockels se trouve entre deux polariseurs croisés. Il est possible d'orienter les axes des

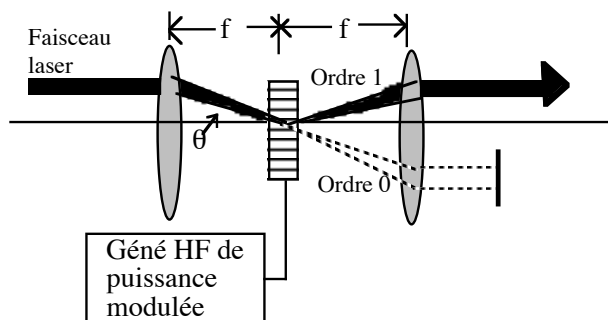


deux polariseurs suivant une même direction. Dans ce cas, le maximum de transmission est obtenu lorsque la tension appliquée au cristal est nulle.

Matériaux électro-optiques courants : ADP, KDP, LiTaO<sub>3</sub>.

#### 4.1.3.3. MODULATION ACOUSTO-OPTIQUE D'INTENSITÉ .

Une modulation de l'intensité d'un faisceau laser peut être aussi obtenue en utilisant l'effet acousto-optique. La figure ci-après en montre le principe. Le faisceau laser est focalisé sur le cristal acousto-optique. En modulant la puissance du signal acoustique introduit dans le cristal, on module le contraste de la modulation d'indice de réfraction et en conséquence, l'intensité du faisceau laser correspondant au 1er ordre de diffraction.



**Fig. 4.1-7 : Modulation acousto-optique de l'intensité d'un faisceau laser.**

Le faisceau est focalisé sur un cristal traversé par une onde acoustique sous l'incidence de Bragg. La puissance fournie par le générateur HF est modulée. Cette modulation se retrouve dans l'intensité de l'onde diffractée dans le 1er ordre. Une deuxième lentille remet le faisceau dans la même direction que le faisceau incident.

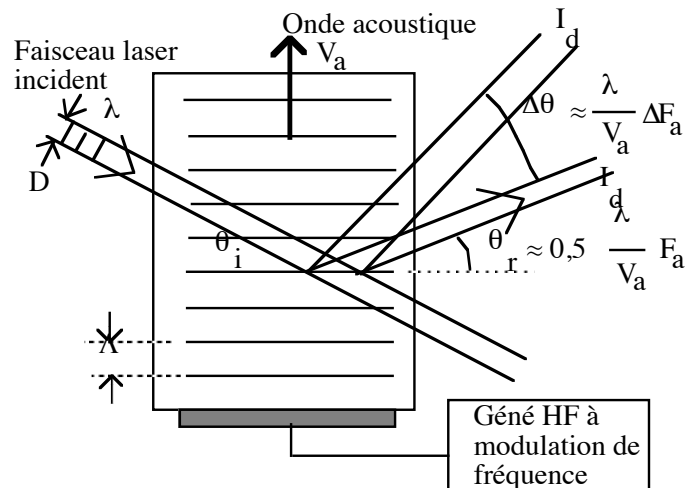
#### 4.1.4. - DEFLEXION DE FAISCEAUX LASER

La déflexion d'un faisceau laser peut être obtenue par

- un système opto mécanique (miroir polygonal tournant),
- effect électro-optique,
- effect acousto-optique.

La figure 7.4/1 montre le principe de déflexion d'un faisceau laser à l'aide d'un cristal acousto-optique.

Une caractéristique importante d'un dispositif acousto-optique de balayage est le nombre  $N$  de directions distinctes qui peuvent être adressées. On montre [Lekav.86] que  $N$  est sensiblement égal au produit  $\tau \Delta F_a$  où  $\tau$  est le temps de transit de l'onde acoustique à travers l'épaisseur de matériau occupée par le faisceau laser et  $\Delta F_a$  la largeur de bande de modulation du signal appliqué au transducteur piézo-électrique. En pratique, pour un faisceau de diamètre  $D$  égal à 40 mm,  $\tau$  est de l'ordre de  $10^{-5}$  s.  $\Delta F_a$  se chiffre en centaines de MHz.



**Fig. 4.1-8 : Déflexion acousto-optique**

Le générateur HF délivre au cristal piézo-électrique un signal de fréquence  $F_a$  variable. La direction du faisceau diffracté dans le 1er ordre change avec  $F_a$ . Ce dispositif permet de faire le balayage d'un plan par le faisceau laser. L'intensité  $I_d$  dans le faisceau diffracté est sensiblement constante.  $\Delta\theta$  est l'excursion angulaire possible avec une variation  $\Delta F_a$  de la fréquence acoustique.

#### 4.1.5. BIBLIOGRAPHIE

- [Golst.85] "Electro-optics devices", R. Golstein; Lasers Applications, Avril 85, p 67
- [Yariv.76] "Introduction to optical electronics", A.Yariv, 2nd ed., Holt, Rinehart and Winston, 1976
- [Lekav.86] 'Basic of acousto-optics', J. Lekavich; Lasers Applications, Vol. 5, N°4, p.59, Avril 1986