

Composants actifs

A. Carenco

CNET/Laboratoire de Bagneux, 196 Avenue H. Ravera, F-92220 Bagneux, France

1 - EFFETS ELECTRO-OPTIQUES

1- A - GENERALITES

Nous allons discuter dans ce paragraphe de la propagation de la lumière à travers un milieu soumis à un champ électrique externe.

De façon générale, quand un champ électromagnétique est appliqué à un milieu, il en perturbe les propriétés diélectriques. Dans un milieu isotrope, une biréfringence est induite; dans un milieu anisotrope, la biréfringence est altérée.

* Si la modification d'indice de réfraction est proportionnelle au champ appliqué, on parle d'**effet électrooptique linéaire** ou d'**effet Pockels**.

* Si elle est proportionnelle au carré du champ, il s'agit alors de l'**effet électro optique quadratique** ou **effet Kerr**. Cet effet est normalement négligé quand l'effet linéaire est présent.

En effet, lorsqu'un matériau est soumis à un champ électromagnétique \vec{E} , il répond par une polarisation \vec{P} que l'on peut écrire sous la forme d'un développement limité:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \left(\sum_i \chi^1 \vec{E}_i + \sum_{(i,j)} \chi^2 \vec{E}_i \vec{E}_j + \sum_{(i,j,k)} \chi^3 \vec{E}_i \vec{E}_j \vec{E}_k + \dots \right)$$

où ϵ_0 est la constante diélectrique du vide, où les \vec{E}_i sont les différentes composantes du champ \vec{E} et les χ^i les tenseurs caractéristiques du matériau.

Le tenseur χ_1 est le tenseur diélectrique qui représente la réponse linéaire usuelle (réfraction et absorption); les termes d'ordre supérieur sont les termes non linéaires qui ne deviennent importants que lorsque les champs électromagnétiques sont forts. Le terme en χ^2 permet de rendre compte des interactions de deux champs électromagnétiques, soit optique et électrique (effet Pockels), soit optiques (interactions paramétriques à deux ondes: génération d'harmonique, somme ou différence de fréquence, amplification paramétrique,...).

1 - B - Effet POCKELS

L'effet Pockels est observé uniquement dans les cristaux qui ne présentent pas de centre de symétrie cristalline. Il correspond à un changement des indices de réfraction proportionnel au champ électrique appliqué

Dans un cristal ce changement d'indice induit par le champ électrique peut être décrit par la modification de l'ellipsoïde des indices:

$$(1/n^2)_1 x^2 + (1/n^2)_2 y^2 + (1/n^2)_3 z^2 + 2(1/n^2)_4 yz + 2(1/n^2)_5 xz + 2(1/n^2)_6 xy = 1$$

si x, y, z sont choisis parallèles aux axes principaux du cristal et si n_1, n_2, n_3 sont les valeurs des indices principaux associés.

La perturbation linéaire des coefficients due au champ électrique \vec{E} de composantes E_j se traduit par:

$$\Delta(1/n^2)_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j$$

où $i=1,2,3,4,5,6$ et où $j=1,2,3$ sont associés à x,y,z respectivement.

Par convention est adoptée la notation contractée suivante:

- 11 \rightarrow 1
- 22 \rightarrow 2
- 33 \rightarrow 3
- 23,32 \rightarrow 4
- 13,31 \rightarrow 5
- 12,21 \rightarrow 6

Elle tient compte de la symétrie de permutation $r_{ijk} = r_{jik}$ qui réduit le nombre de coefficients du tenseur $[r_{ij}]$ de 27 à 18 éléments. $[r_{ij}]$ de taille 6×3 est appelée le tenseur électro-optique.

L'équation peut s'écrire sous forme matricielle,

$$\begin{pmatrix} \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix}$$

Pour la plupart des classes cristallines non centro-symétriques, il n'existe qu'un petit nombre de coefficients électro-optiques non nuls. Comme l'indique le tableau I, ils ont pour valeur typique quelques pm/V. Par ailleurs, il apparaît que l'effet électro-optique dépend des orientations du champ électrique et de la polarisation de la lumière par rapport à la coupe du cristal. Par exemple l'usage du coefficient r_{13} oblige à appliquer le champ suivant l'axe z et à faire propager selon l'axe y une lumière polarisée linéairement suivant x; le changement d'indice est alors induit selon l'axe x.

En général, les axes principaux de l'ellipsoïde des indices perturbé ne coïncident pas avec les axes à champ nul; il s'agit donc de chercher à partir de l'équation de l'ellipsoïde des indices les nouveaux axes et les valeurs des indices de réfraction associés.

Tableau I : COEFFICIENTS ELECTROOPTIQUES LINEAIRES DE QUELQUES MATERIAUX

CRISTAL	SYMETRIE	TRANSMISSION OPTIQUE (μm)	INDICE DE REFRACTION no ne	λ (μm)	COEFFICIENT ELECTRO-OPTIQUE (pm/V)	$n^3 r_{ij}$ max (pm/V)	ϵ_r
KDP	$\bar{4}2m$	0.25 - 1.7	1.512 1.470	0.546	$r_{41}=r_{52}=8.77$ $r_{63}=10.5$	35	45 \downarrow c 20 //c
KD*P	$\bar{4}2m$	0.19 - 2.15	1.508 1.468	0.546	$r_{41}=r_{52}=8.8$ $r_{63}=26.4$	89	50 //c
ADP	$\bar{4}2m$	0.125 - 1.7	1.526 1.481	0.546	$r_{41}=r_{52}=24.5$ $r_{63}=8.5$	83	12 //c
QUARTZ	32	0.12 - 4.5	1.544 1.553	0.589	$r_{41}=0.2$ $r_{63}=0.93$	3.5	4.3
LiNbO3	3m	0.4 - 5.	2.297 2.208	0.633	$r_{33}=30.8$ $r_{13}=8.6$ $r_{51}=28$ $r_{22}=3.4$	328	28 //c 43 \downarrow c
LiTaO3	3m	0.45 - 5.	2.183 2.188	0.60	$r_{33}=33$ $r_{13}=8$ $r_{51}=20$ $r_{22}=1$	342	50
GaAs	$\bar{4}3m$	1.0 - 15	3.42	1.15	$r_{41}=1.4$	56	12
InP	$\bar{4}3m$	1.0 - 12	3.2	1.15	$r_{41}=1.6$	52	10
ZnS	$\bar{4}3m$	0.35 -	2.364	0.6	$r_{41}=2.1$	28	12

Exemples d'effet Pockels :**LES CRISTAUX DE KDP:**

Le KDP (KH_2PO_4) fait partie avec le KD^*P et l'ADP, des cristaux électro-optiques les plus employés de part leur bonne tenue mécanique, leur transparence dans le visible et leur disponibilité en grande dimension. Le cristal est de symétrie $\bar{4}2m$ et son tenseur électro-optique prend la forme suivante:

$$\begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{vmatrix}$$

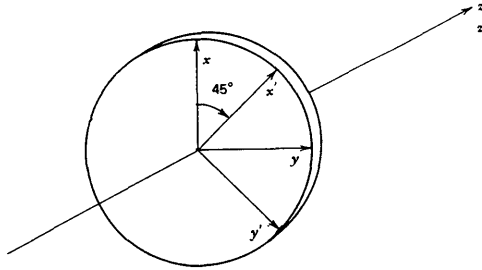
Les cristaux sont naturellement uniaxes (indices n_e et n_o). Ils deviennent biaxes en présence d'un champ électrique \vec{E} de composantes E_x, E_y, E_z .

D'après ce qui précède, le nouvel ellipsoïde des indices s'écrit:

$$(x^2 + y^2)/n_o^2 + z^2/n_e^2 + 2r_{41}E_x yz + 2r_{41}E_y xz + 2r_{63}E_z xy = 1$$

Quand \vec{E} est parallèle à Oz , l'équation de l'ellipsoïde des indices se réduit à:

$$(x^2 + y^2)/n_o^2 + z^2/n_e^2 + 2r_{63}E_z xy = 1$$



Oz reste l'un des axes principaux de l'ellipsoïde des indices. La section par le plan $z=0$ devient une ellipse dont les axes Ox' et Oy' sont à 45° des axes cristallographiques Ox et Oy . En rapportant l'équation de l'ellipsoïde aux axes Ox', Oy' et Oz , on obtient les indices principaux $n_{x'}$ et $n_{y'}$ relatifs à Ox' et Oy' :

$$1/n_x^2 = 1/n_o^2 + r_{63}E_z$$

$$1/n_y^2 = 1/n_o^2 - r_{63}E_z$$

soit approximativement puisque $r_{63}E_z \ll n_o^{-2}$:

$$n_x = n_o - \Delta n$$

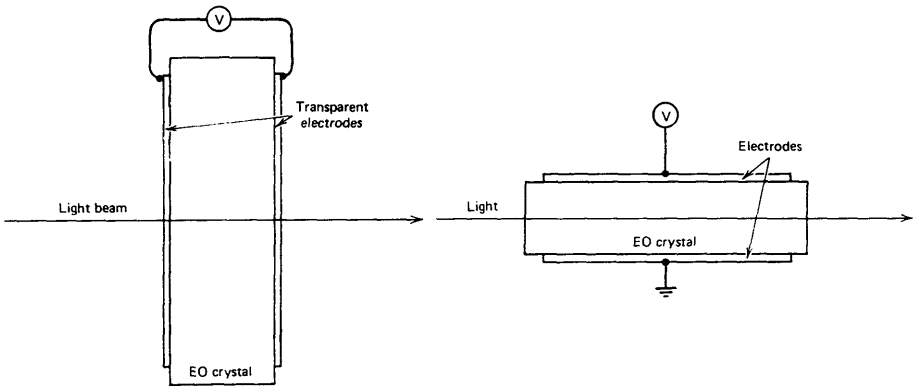
$$n_y = n_o + \Delta n$$

avec $\Delta n = \frac{1}{2}n_o^3 r_{63}E_z$,

alors que $n_z = n_e$.

En pratique, avec le champ \vec{E} parallèle à l'axe optique Oz, le cristal peut être utilisé suivant deux coupes:

- * en **configuration longitudinale** pour laquelle le champ électrique est appliqué parallèlement à la direction de propagation du faisceau,
- * en **configuration transverse** pour laquelle le champ est appliqué perpendiculairement à la direction de propagation.

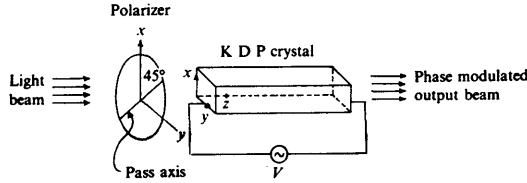


Effet electrooptique longitudinal:

Le retard optique introduit par le champ E à la traversée du cristal de longueur L est proportionnel à la différence des indices n_x et n_y et vaut:

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} E_z L = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} V$$

où V est la tension appliquée aux électrodes pour créer le champ électrique longitudinal.
On a donc obtenu un déphasage proportionnel à V.



Entre polariseur et analyseur croisés, la modulation de phase induite par le champ électrique se traduit par une modulation d'intensité donnée par :

$$I_T = I_o \sin^2 \frac{\Gamma}{2} = \sin^2 \frac{\pi V}{2 V_\pi}$$

On note V_π la tension qu'il faut appliquer au cristal pour obtenir une lame 1/2 onde ($\Gamma = \pi$).

$$V_\pi = \lambda / (2n_o^3 r_{63})$$

qui est indépendant de L.

Effet électrooptique transverse

C'est la configuration la plus utilisée. Pour une onde polarisée linéairement, le retard optique prend la forme suivante:

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} L \left\{ (n_e - n_o) - \frac{1}{2} n_o^3 r_{63} E_z \right\}$$

Il apparait une biréfringence naturelle et une biréfringence électrique. La biréfringence naturelle peut être compensée en choisissant une longueur L de cristal telle que $2\pi/\lambda L(n_e - n_o)$ soit un multiple de 2π . Entre polariseurs croisés, l'intensité transmise s'écrit alors:

$$I_T = I_o \sin^2 \left\{ \frac{\pi V}{2 V_\pi} \right\}$$

où $V = E_z d$.

$$V_\pi = \frac{\lambda}{n_o^3 r_{63} L} d$$

- ... Cette configuration transverse fait intervenir un facteur de forme d/L dont on peut tirer parti par rapport à la configuration longitudinale précédente. On verra plus loin comment l'optique guidée tire complètement profit de ce facteur géométrique pour réduire considérablement la tension de commande.

LES CRISTAUX DE LiNbO_3 et de LiTaO_3

Ces cristaux de symétrie 3 m ont une grande importance, en particulier le niobate de lithium. L'effet électro-optique y est plus fort que dans KDP ou ADP. Leur tenseur électro-optique (symétrie 3m) comprend les éléments suivants:

$$[r] = \begin{vmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{vmatrix}$$

L'application d'un champ électrique selon Oz (axe optique) modifie l'ellipsoïde des indices de ces cristaux uniaxes (n_o et n_e):

$$(x^2 + y^2)/n_o^2 + z^2/n_e^2 + r_{13}E_z x^2 + r_{13}E_z y^2 + r_{33}E_z z^2 = 1$$

Il apparaît que les axes principaux sont inchangés et que les nouveaux indices valent:

$$n_x = n_o - 1/2n_o^3 r_{13} E_z$$

$$n_y = n_o - 1/2n_o^3 r_{13} E_z$$

$$n_z = n_e - 1/2n_e^3 r_{33} E_z$$

Configuration longitudinale

Une lumière se propageant suivant z verra le même changement de phase quelle que soit sa polarisation puisque $n_x = n_y$. On peut donc faire un modulateur de phase indépendant de la polarisation de la lumière.

$$V_{\pi} = \frac{\lambda}{n_o^3 r_{13}}$$

Par contre on ne pourra pas induire de modulation d'amplitude .

Configuration transverse

* Si une lumière polarisée à 45° de l'axe z dans le plan xz se propage selon l'axe y, alors le retard après le parcours d'une distance L depuis l'entrée sera égal à :

$$\Gamma = 2\pi/\lambda(n_z - n_x)L = 2\pi/\lambda(n_e - n_o)L - 2\pi/\lambda(n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13})/2 \frac{L}{d} V$$

où d est la distance séparant les électrodes.

On en déduit la valeur de V_{π} :

$$V_{\pi} = \frac{\lambda}{n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}} \frac{d}{L}$$

* Si maintenant la lumière est polarisée selon z, alors l'application d'un champ électrique également suivant z conduira à une modulation de phase où le déphasage sera égal à :

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} n_e L - \frac{\pi}{\lambda} n_e^3 r_{33} \frac{L}{d} V$$

$$\text{et } V_{\pi} = \frac{\lambda}{n_e^3 r_{33}} \frac{d}{L}$$

ce qui est plus efficace que dans la situation précédente puisque r_{33} et r_{13} ont le même signe.

1 - C - EFFET KERR

L'effet Kerr à la différence de l'effet Pockels existe quelle que soit la symétrie du milieu. L'équation de l'ellipsoïde des indices s'écrit:

$$x^2 \left\{ \frac{1}{n_1^2} + s_{11}E_x^2 + s_{12}E_y^2 + \dots + 2s_{16}E_xE_y \right\} + y^2 \left\{ \frac{1}{n_2^2} + s_{21}E_x^2 + \dots + 2s_{26}E_xE_y \right\} + z^2 \left\{ \frac{1}{n_3^2} + s_{31}E_x^2 + \dots + 2s_{36}E_xE_y \right\} + 2yz \{s_{41}E_x^2 + \dots + 2s_{46}E_xE_y\} + 2zx \{s_{51}E_x^2 + \dots + 2s_{56}E_xE_y\} + 2xy \{s_{61}E_x^2 + \dots + 2s_{66}E_xE_y\} = 1$$

où les éléments s_{ij} de la matrice 6x6 sont les coefficients Kerr dans les axes principaux du milieu. On peut montrer que la biréfringence induite est de la forme:

$$\Delta n = \frac{1}{2} n^3 s_{ij} E^2$$

que l'on écrit:

$$\Delta n = K \lambda E^2$$

K est appelé la constante de Kerr:

$$s_{ij} = -\frac{K \lambda}{n^3}$$

Le tableau II donne les valeurs des coefficients Kerr de quelques matériaux.

TABLEAU II: Constantes Kerr de quelques matériaux

LIQUIDES	λ (μm)	K (x 10-14 m/V ²)
Eau	0.59	5.1
Sulfure de carbone	0.63	3.2
Nitrotoluène	0.59	137
Nitrobenzène	0.59	244
BaTiO ₃	0.63	0.22
PLZT	0.55	2.6
KDP	0.55	3.1 x 10 ⁻³

L'effet électro-optique quadratique est observé dans la plupart des **liquides** (eau, CS₂,...). La biréfringence qui est créée s'explique par l'orientation des molécules sous l'effet du champ électrique appliqué E.

Une cellule de Kerr est constituée d'un condensateur immergé dans le liquide. Les tensions demi-onde typiques de ces cellules sont de quelques 10 kV/cm. Comme les constantes de temps d'établissement des phénomènes sont extrêmement courtes (<ps), les limitations de bande passante proviennent de l'électronique de commande. C'est la raison pour laquelle les cellules de Pockels sont préférées à ces cellules liquides.

Parmi les matériaux **solides**, les céramiques PLZT (matériaux polycristallins composés de Pb, La, Zr, Ti) présentent un effet Kerr important ainsi qu'une grande souplesse d'utilisation, car la biréfringence induite par le champ électrique appliqué peut être ajusté par la composition du polycristal: Pb 1-x La x Zr 0,65 Ti 0,35.

Ces composés sont transparents de 0,4 à 5 μm. En outre leur tension d'ouverture est relativement faible, de l'ordre de 100 à 200 V pour une bande passante de quelques MHz. Ils trouvent des applications intéressantes comme obturateurs, notamment de faisceaux de grande dimension (10 à 15 cm de diamètre).

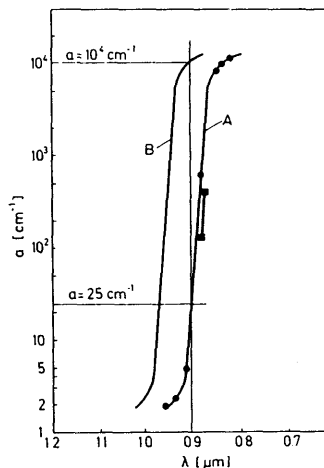
Caractéristiques d'un obturateur commercial:

- * Diamètre de la céramique = 50 mm
- * Tension de commande = 500 V
- * Transmission état ouvert = 30 %
- * Transmission état fermé < 10⁻²

1 - D - ELECTRO-ABSORPTION DANS LES MATERIAUX SEMI-CONDUCTEURS

Effet FRANZ KELDYSH

En présence d'un fort champ électrique, le bord d'absorption d'un matériau semiconducteurs est déplacé vers les grandes longueurs d'onde comme illustré sur la figure dans le cas de GaAs soumis à un champ de $1,3 \times 10^5$ V/cm. Dans les matériaux à bande interdite directe comme les semiconducteurs III V (GaAs, InP..) le bord de bande étant très abrupt, de grandes variations de l'absorption peuvent être ainsi créées; à la longueur d'onde de 9000 Å le coefficient d'absorption passe de 25 cm^{-1} à 10^4 cm^{-1} quand le champ électrique est appliqué.



Franz-Keldysh shift of the absorption edge of GaAs. Curve A is the zero field absorption curve for GaAs. (Circular dots represent experimental data points for n-type material with carrier concentration $n = 3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. For the square dots $n = 5.3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.) Curve B shows the shifted absorption edge for a field of $1.3 \times 10^5 \text{ V/cm}$

Un modulateur Franz-Keldysh typique est constitué d'une diode Schottky ou d'une jonction pn que l'on polarise en inverse afin de créer un champ électrique intense dans la zone de charge d'espace. Ces dispositifs peuvent être utilisés avec propagation de la lumière perpendiculairement au substrat (quand il est transparent), mais ils deviennent particulièrement efficaces dans le cas des ondes guidées dans le plan des couches.

La longueur du modulateur est choisie à partir de courbes telles que celles de la figure afin d'établir le compromis entre perte d'insertion minimum au repos et profondeur de modulation maximum à la longueur d'onde de travail.

1 - E - APPLICATIONS : MODULATEURS

L'effet électro optique trouve un grand domaine d'applications: modulation de phase ou d'amplitude de la lumière, Q-switching ou mode-locking des lasers,...

1 - E - a - Modulateur de phase ou d'amplitude

Nous avons vu à travers l'étude de l'effet Pockels que l'application d'un champ électrique sur un cristal se traduisant par des variations de phase peut être exploitée pour moduler directement en phase la lumière.

La polarisation incidente est rendue parallèle à l'une des directions principales du cristal. Le champ électrique appliqué module linéairement la phase de l'onde incidente traversant le cristal. On obtient en sortie du cristal un spectre d'ondes comportant les composantes spectrales $\omega_0 \pm n\Omega$, ω_0 étant la fréquence du laser et Ω la fréquence de modulation. L'amplitude de l'onde à la fréquence $\omega_0 \pm n\Omega$ est proportionnelle à la fonction de Bessel d'ordre n : $J_n(2\pi/\lambda L \Delta n)$.

Dans certaines configurations, le champ électrique agit différemment sur les deux polarisations linéaires passant à travers le cristal et de ce fait il peut induire un retard entre les deux polarisations qui dépend du champ électrique. Ceci permet de moduler l'amplitude de la lumière.

KDP en mode longitudinal:

On a vu qu'une onde polarisée linéairement selon x' se propageant suivant z dans un cristal soumis à un champ parallèlement à z par l'intermédiaire d'électrodes polarisées à la tension V , subissait une modulation de phase.

Si maintenant la lumière est polarisée selon y , on peut la décomposer en deux ondes de polarisation linéaire selon x' et y' ayant même amplitude et même phase. La traversée du cristal les déphase l'une par rapport à l'autre d'une valeur proportionnelle à V , mais indépendante de la longueur:

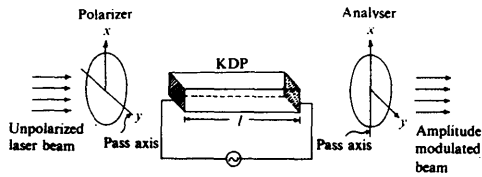
$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} V$$

Quand ce déphasage relatif est égal à π , ($V = V_\pi$), l'onde sort avec un état de polarisation linéaire. Si l'on fait passer cette onde à travers un analyseur par exemple croisé avec le polariseur d'entrée, alors l'amplitude de l'onde sera modulée.

$$I_T = I_0 \sin^2 \frac{\Gamma}{2} = \sin^2 \frac{\pi}{2} \frac{V}{V_\pi}$$

$$\text{avec } V_\pi = \lambda / (2n_o^3 r_{63})$$

Vers $0,6 \mu\text{m}$, V_π vaut environ 10 kV .



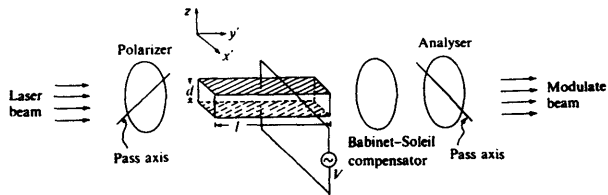
KDP en mode transverse :

Il n'y a plus besoin d'électrodes transparentes comme dans la configuration longitudinale; le retard est cette fois fonction du rapport de la largeur sur la longueur du cristal. Ceci permet de réduire la tension demi-onde.

Considérons la propagation selon y' d'une onde polarisée linéairement à 45° de x' dans un cristal où le champ est appliqué selon z . Il apparaît un déphasage constant lié à la biréfringence intrinsèque du cristal (que l'on compense avec un Babinet-Soleil par exemple) et un déphasage Γ proportionnel à V :

$$\Gamma = \frac{\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} \frac{L}{d} V$$

$$V_{\pi} = \frac{\lambda}{n_o^3 r_{63}} \left(\frac{d}{L} \right)$$



Un tel dispositif en configuration transverse requiert une tension de commande moindre. exemple : KD*P à $0,6 \mu\text{m}$ avec un rapport d/L de $0,1$ a un $V_{\pi} < 700 \text{ V}$.

LiNbO3 en mode transverse :

Si la polarisation linéaire de l'onde se propageant suivant y est parallèle à z ainsi que le champ électrique, on peut alors obtenir de la modulation de phase qui se superpose à un déphasage intrinsèque au cristal.

$$V_{\kappa} = \frac{\lambda}{n_e^3 r_{33}} \frac{d}{L}$$

qui est inférieure à 50 V avec $d = 0,25$ mm et $L = 9,5$ mm à $0,6 \mu\text{m}$.

1 - E - b - Considérations sur la conception d'un modulateur

Choix de la configuration:

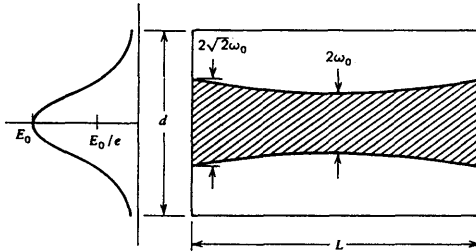
Il faut noter que dans la configuration longitudinale la tension de commande est indépendante de la longueur du cristal; la configuration transverse permet d'abaisser de façon importante cette tension,

$$V_{\kappa}^{TRANSVERSE} \approx \frac{d}{L} V_{\kappa}^{LONGITUDINAL}$$

mais il est nécessaire de compenser la biréfringence intrinsèque au cristal en fonction de la température.

Facteur géométrique:

En configuration transverse, la tension demi-onde est proportionnelle à d/L . En pratique d et L ne sont pas indépendants. Sauf avec un faisceau optique guidée, la valeur minimale permise pour d est déterminée par la diffraction.



Si on considère un faisceau gaussien de rayon w_0 , on peut montrer que:

$$d_{optimum} = 2S \sqrt{\frac{\lambda L}{n \pi}}$$

avec S =coefficient de sécurité compris typiquement entre 3 et 6.

Exemple: LiTaO_3 : $L = 9,5 \text{ mm}$, $n_o \sim n_e = 2,19$

à $0,6 \text{ }\mu\text{m}$, $d_{\text{min}} = 60 \text{ }\mu\text{m}$

pour $S=4$, $d=0,25 \text{ mm}$

On en déduit que $V_\pi = 70 \text{ V}$ en configuration de modulation d'amplitude et 50 V en modulation de phase.

Aspect électrique

Le modulateur peut se représenter électriquement par une capacité, la résistance série et la self étant a priori négligeables. Sa bande passante est donc limitée par la constante de temps RC , où R est l'impédance de la charge d'adaptation au circuit de commande que l'on place en parallèle sur les électrodes du modulateur et qui vaut généralement $50 \text{ }\Omega$.

On définit la puissance de commande par unité de bande passante électrique: $P/\Delta f \text{ mW/MHz}$.

La puissance étant dissipée en majeure partie sur la charge R d'adaptation:

$$P = \frac{V_m^2}{2R}$$

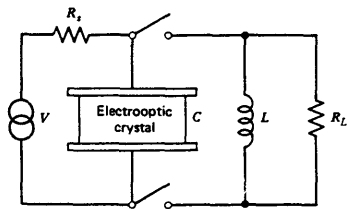
$$\Delta f = 1/(2\pi RC)$$

$$P/\Delta f = \pi C V_m^2$$

Avec la structure transverse, on peut calculer que:

$$(P/\Delta f)_{\text{KDP}} = 24S^2 \text{ mW/MHz}$$

$$(P/\Delta f)_{\text{LiNbO}_3} = 0,54S^2 \text{ mW/MHz}$$



ce qui montre la supériorité du LiNbO_3 par rapport au KDP. Mais le seuil de dommage est plus faible et il présente des effets photoréfractifs dans le visible.

L'introduction d'une self L dans le circuit de commande du modulateur peut en faire un circuit résonant autour de la fréquence $\frac{1}{\sqrt{LC}}$ et ainsi diminuer la consommation du dispositif.

Facteur de mérite

De façon générale on a vu que la tension demi-onde dépendait du terme $n^3 r_{ij}$; c'est le facteur de mérite qui est le plus souvent employé pour classer les matériaux présentant de l'effet

Pockels (cf Tableau I). Il ne faut cependant pas perdre de vue que la constante diélectrique du matériau $\epsilon_0\epsilon_r$, intervient également dans l'expression de la puissance dissipée par l'intermédiaire de C.

Limitation de la bande passante par le temps de transit de l'onde optique:

Pour des fonctionnements à haute fréquence, le champ électrique peut varier de façon significative pendant le temps $\tau = nL/c$ mis par la lumière pour traverser le cristal. Cette limitation peut être largement levée avec les modulateurs à ondes progressives: dans ces derniers l'onde hyperfréquence et l'onde optique se propagent codirectivement à l'intérieur du cristal. Les électrodes doivent alors constituer une ligne adaptée. L'onde optique verra donc toujours la même valeur du champ électrique (aux pertes de propagation près) si les ondes se propagent à la même vitesse. La limitation ultime résulte du désaccord de phase possible entre les deux ondes:

$$f_{\max} = \frac{c}{2L(n - n_{\text{microonde}})}$$

où les n désignent les indices des ondes optique et microonde.

1 - E - c - Caractéristiques importantes d'un modulateur

** Profondeur de modulation :*

- dans le cas d'un mod d'amplitude, $\eta = |I(0) - I(V)| / I(0)$

- dans le cas d'un mod de phase on peut prendre la même définition en se ramenant à une modulation d'intensité; alors $\eta = \sin^2(\Gamma/2)$

** Diaphotie ou taux d'extinction optique*

s'exprime en dB par: $= 10 \log(I_{\text{TRANSMIS}}^{\text{MIN}} / I_{\text{TRANSMIS}}^{\text{MAX}})$

** Bande passante:*

Quand elle est définie comme la différence de fréquence pour laquelle la profondeur de modulation chute de moitié, on parle de bande à 3 dB optique. Mais on définit souvent la bande passante à 3 dB électrique (profondeur de modulation réduite à 71 % de sa valeur).

Dans le cas d'un commutateur on définit usuellement le temps de commutation qui est relié à la bande passante par l'expression

$$T = 2\pi/\Delta f.$$

* *Perte d'insertion*

donnée habituellement en decibels (dB). $L_i = 10 \log_{10}(I_{Transmis}/I_{Incident})$

2 - EFFETS ACOUSTO-OPTIQUES

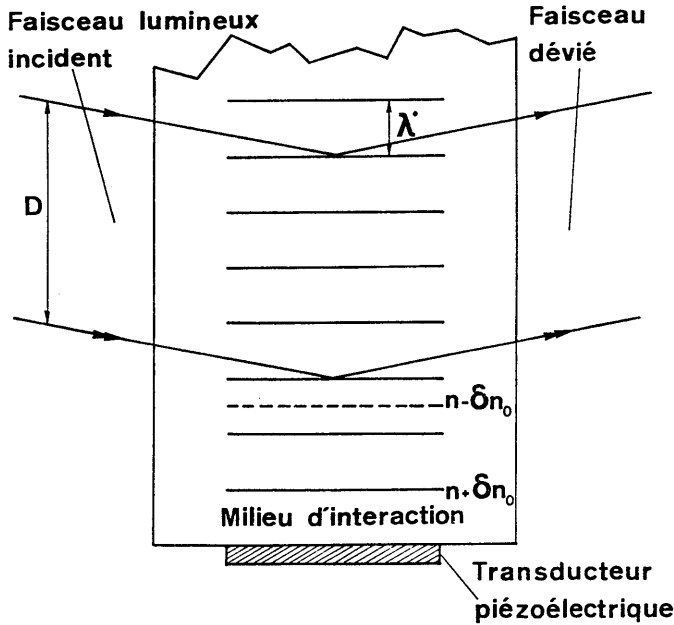
2 - A - GENERALITES

Les contraintes mécaniques produites par une onde acoustique se propageant dans un milieu génèrent du fait de l'effet photoélastique une modification de l'indice de réfraction. Une onde acoustique variant périodiquement va produire un réseau d'indice de réfraction de même période. Une onde optique interagissant avec ce réseau va être diffractée

- * soit suivant plusieurs ordres, c'est le **régime Raman-Nath**,
- * soit suivant un seul ordre, c'est le **régime de Bragg**.

Ces interactions acousto-optiques ont une grande importance pratique; elles sont à la base de nombreux dispositifs de modulation ou de déflexion utilisés pour l'hétérodynage, l'analyse de spectre, le Q-switching ou le mode-locking des lasers.

Ce phénomène peut être décrit à partir du tenseur photoélastique du matériau. De même qu'avec l'effet électro-optique, l'effet d'une contrainte sur les propriétés optiques d'un milieu (solide ou liquide) va se traduire par une modification de l'ellipsoïde des indices.



- Cellule élémentaire de diffraction acoustooptique

Si l'ellipsoïde des indices est rapporté dans ces axes principaux (x, y, z), il peut s'écrire:

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} = 1$$

où n_1, n_2, n_3 sont les indices principaux de réfraction.

En employant la notation contractée qui résulte des symétries de permutation et qui permet de simplifier l'écriture des tenseurs, c'est par le tenseur photoélastique $[p_{ij}]$ qu'on relie la contrainte S et l'indice de réfraction:

$$\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_i = p_{ij} S_j, \quad i, j = 1, 2, \dots, 6$$

où les S_j sont les composantes de la contrainte.

$$S_1 = S_{xx} \qquad S_2 = S_{yy} \qquad S_3 = S_{zz}$$

$$S_4 = S_{yz} \qquad S_5 = S_{zx} \qquad S_6 = S_{xy}$$

L'équation de l'ellipsoïde des indices devient donc:

$$x^2 \left\{ \frac{1}{n_1^2} + \sum_{j=1}^6 p_{1j} S_j \right\} + y^2 \left\{ \frac{1}{n_2^2} + \sum_{j=1}^6 p_{2j} S_j \right\} + z^2 \left\{ \frac{1}{n_3^2} + \sum_{j=1}^6 p_{3j} S_j \right\} + 2yz \left\{ \sum_{j=1}^6 p_{4j} S_j \right\} + 2zx \left\{ \sum_{j=1}^6 p_{5j} S_j \right\} + 2xy \left\{ \sum_{j=1}^6 p_{6j} S_j \right\} = 1$$

Les contraintes de façon générale modifient les dimensions et la forme de l'ellipsoïde des indices. Ce sont les symétries qui dictent les relations entre les 36 coefficients du tenseur p_{ij} . Dans les solides monocristallins les interactions acousto-optiques dépendent donc de l'orientation par le fait de $[p]$.

Par exemple pour un milieu isotrope (eau) $[p]$ ne possède que 2 coefficients indépendants p_{11} et p_{12} ($= 0,31$ à $0,6 \mu\text{m}$).

Considérons la propagation d'une onde acoustique longitudinale suivant l'axe z . le champ de contraintes associé à cette onde sonore est donc:

$$S_3 = S \sin(\Omega t - Kz)$$

où K est le nombre d'onde.

L'ellipsoïde des indices s'écrit:

$$x^2 \left\{ \frac{1}{n^2} + p_{12} S \sin(\Omega t - Kz) \right\} + y^2 \left\{ \frac{1}{n^2} + p_{12} S \sin(\Omega t - Kz) \right\} + z^2 \left\{ \frac{1}{n^2} + p_{11} S \sin(\Omega t - Kz) \right\} = 1$$

où n est l'indice de réfraction de l'eau.

Puisqu'il n'y a pas de termes croisés les axes principaux restent inchangés et les nouveaux indices de réfraction sont donnés par:

$$n_x = n - \frac{1}{2} n^3 p_{12} S \sin(\Omega t - Kz)$$

$$n_y = n - \frac{1}{2} n^3 p_{12} S \sin(\Omega t - Kz)$$

$$n_z = n - \frac{1}{2} n^3 p_{11} S \sin(\Omega t - Kz)$$

On peut noter qu'en présence de l'onde sonore l'eau devient un milieu périodique qui est équivalent à un réseau de volume avec une période de réseau égale à $2\pi/K = \Lambda$.

Dans le cas du LiNbO_3 , du LiTaO_3 ou du quartz qui appartiennent à la classe cristalline $3m$, le tenseur possède 8 coefficients photoélastiques indépendants.

On montrerait que de même une onde de cisaillement produit un réseau de volume.

TABLEAU III: Propriétés photoélastiques de quelques matériaux

MATERIAU	VITESSE ACOUSTIQUE (km/s)	M ₁	FIGURE DE MERITE M ₂ (x 10 ⁻¹⁵ s ³ /kg)	M ₃
Silice	6	8	1.5	1.3
H ₂ O	1,5	4.4	160	30
TeO ₂	0,617	323	793	14
PbMoO ₄	3,75	15	24	28
LiNbO ₃	8.6	67	7	10
KDP	5.5	9	4	1.5
GaAs	5.1	925	104	180

2 - B - CONCEPT DE BASE DES INTERACTIONS AO

Une onde acoustique qui varie périodiquement produit donc un réseau d'indice de réfraction de période égale à la longueur d'onde acoustique. Les variations d'indice de réfraction autour de la valeur moyenne sont de l'ordre de 10⁻⁴. Une onde optique interagissant avec ce réseau va être diffractée

A partir de la valeur du changement de l'indice, que l'on peut écrire:

$$\Delta n = \sqrt{M_2 10^7 P_a / 2A}$$

, on définit le facteur de mérite de diffraction:

$$M_2 = \frac{n^6 p^2}{\rho v_a^3}$$

où

n est l'indice de réfraction du milieu non contraint

p est l'élément convenable du tenseur photoélastique

P_a est la puissance acoustique totale en W

ρ est la masse volumique

v_a est la vitesse sonore dans le milieu

A est la section de l'onde sonore.

Toutes les quantités sont en unités cgs, sauf P_a (en watts)

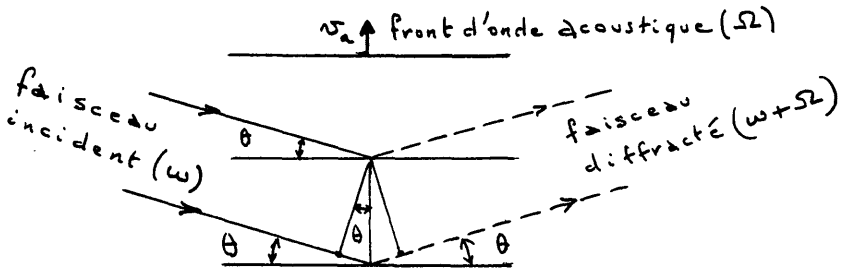
L'effet est relativement faible même pour un choix optimum de matériau et d'orientation. Par exemple, à $0,63\mu\text{m}$ M_2 vaut $1.51 \times 10^{-18} \text{ s}^3/\text{gm}$ pour la silice fondue et $6,9 \times 10^{-18}$ pour LiNbO_3 . Pour une densité de puissance acoustique de 100 W/cm^2 , Δn ne dépasse pas 10^{-4} .

Cette perturbation varie avec le temps et l'espace. S'il s'agit d'une onde progressive la perturbation va se déplacer dans le milieu à la vitesse du son v_a (typiquement quelques 10^3 m/s) c'est à dire à une vitesse de quelques 5 ordres de grandeur plus faible que celle de la lumière. Ceci veut dire que la perturbation est quasi stationnaire.

Il en résulte qu'une onde optique de vecteur d'onde $k = 2\pi n/\lambda$ interagissant avec une onde sonore de vecteur d'onde K ($K = \frac{2\pi}{\Lambda}$) sera efficacement réfléchiée dans les directions définies par

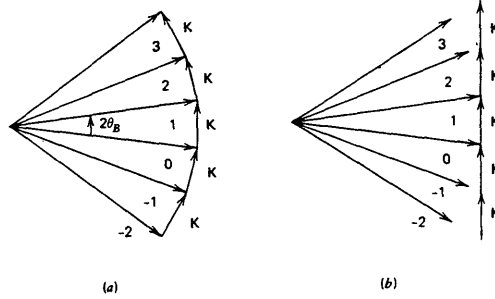
$$2k \sin \theta = mK = m \frac{2\pi}{\Lambda}$$

où m est un entier.



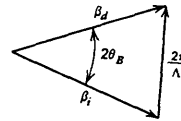
D'après le principe de conservation de l'énergie et des moments, on peut montrer que la diffraction sur plusieurs ordres (Figure a) ne peut se produire que si le milieu a une épaisseur très petite par rapport à Λ , (condition de réseau mince du régime de Raman-Nath) et que dans le cas contraire du réseau épais, cette diffraction (Figure b) se réduit à un seul ordre (cas du régime de Bragg).

Dans ce dernier cas, la relation précédente se réduit à :



$$2k \sin \theta = K$$

ou encore
$$2\Lambda \sin \theta = \frac{\lambda}{n}$$



C'est la condition de Bragg.

Par ailleurs on montre que l'onde réfléchie est déplacée en fréquence de $\pm\Omega$.

On utilise le paramètre Q :

$$Q = \frac{2\pi\lambda L}{n\Lambda^2}$$

pour distinguer les deux types fondamentaux d'interaction acousto-optique.

* Si $Q \ll 1$, ou encore si $L \ll \frac{\Lambda^2 n}{2\pi\lambda}$, l'onde incidente va diffracter suivant plusieurs ordres. C'est le régime de Raman-Nath correspondant à la diffraction par un réseau mince.

* Si $Q \gg 1$, ou encore si $L \gg \frac{\Lambda^2 n}{2\pi\lambda}$, l'onde incidente va diffracter suivant un seul ordre. C'est le régime de Bragg correspondant à la diffraction par un réseau épais.

La tranche intermédiaire correspondant à un régime composite n'a en pratique aucun intérêt. Dans tous les cas, les ondes diffractées ont une fréquence différente de la fréquence de l'onde incidente.