

Biréfringence artificielle

Certains milieux isotropes peuvent devenir anisotropes uniaxes sous l'effet de contraintes extérieures (pression mécanique, champ électrique ou magnétique). Il y a également des milieux anisotropes uniaxes dont les indices ordinaire et extraordinaire varient lorsqu'un champ électrique extérieur leur est appliqué (effet Pockels): cela permet d'obtenir des lames à retard ajustables.

1 Biréfringence mécanique

Lorsqu'on applique une contrainte mécanique suivant une certaine direction, un matériau isotrope devient anisotrope uniaxe, l'axe optique étant selon la direction des contraintes exercées. Lorsqu'on place un tel matériau contraint entre polariseur et analyseur croisés, on observe des franges lumineuses là où les contraintes sont le plus mal réparties. On peut ainsi travailler sur des maquettes en plexiglas d'un objet qui aura à subir des contraintes (un pont par exemple) et visualiser les points qui risquent d'être fragiles.

2 Biréfringence magnétique

Lorsqu'on applique un champ magnétique, par exemple avec un électro-aimant, sur un corps isotrope, celui-ci devient anisotrope uniaxe, l'axe étant selon la direction du champ magnétique. La lumière se propageant perpendiculairement au champ magnétique voit deux indices ordinaire et extraordinaire dont la différence est proportionnelle au carré du champ magnétique : $n_E - n_O = M\lambda B^2$ où M est une constante positive ou négative et λ la longueur d'onde. Cet effet est très faible (pour le sulfure de carbone, présentant fortement cet effet, un champ de 2 T et une épaisseur parcourue par la lumière de 10 cm provoquent une différence de marche de $\lambda/100$ entre les ondes ordinaire et extraordinaire). Cet effet est appelé effet Cotton-Mouton. Nous verrons au chapitre suivant pourquoi il est nécessaire de considérer la lumière se propageant perpendiculairement au champ magnétique : ce dernier à un autre effet que la biréfringence induite et qui est dominant si la lumière n'est pas orthogonale au champ magnétique.

3 Biréfringence provoquée par un champ électrique

On distingue deux effets : l'un se manifeste dans les milieux isotropes et est analogue à l'effet Cotton-Mouton. L'autre se manifeste dans les milieux qui sont déjà anisotropes et modifie les valeurs de n_E et n_O .

3.1 Effet Kerr

Cet effet se manifeste dans les milieux isotropes. En appliquant un champ électrique (en pratique deux électrodes planes parallèles entre lesquelles il y a une distance d et une tension V forment un champ électrique $E = V/d$), le milieu devient uniaxe d'axe la direction du champ électrique (perpendiculaire aux électrodes). La configuration la plus courante est celle où la lumière se propage perpendiculairement au champ électrique. On a alors $n_E - n_O = K\lambda E^2$ où K est la constante de Kerr du milieu. Toujours pour le sulfure de carbone, une tension de 30 kV entre des électrodes distantes de 5 mm, provoque pour une épaisseur traversée par la lumière de 10 cm une différence de marche de $0,15\lambda$. L'effet Kerr est ici 15 fois plus important que l'effet Cotton-Mouton.

3.2 Effet Pockels

Cet effet ne se manifeste que dans certains milieux anisotropes (LiNbO₃ ou KDP par exemple). En appliquant un champ électrique, on modifie la valeur d'au moins un des deux indices ordinaire et/ou extraordinaire. Contrairement à l'effet Kerr, l'effet Pockels est linéaire. On a $n_E(V) - n_O(V) = n_E - n_O + P\lambda E = n_E - n_O + P\lambda V/d$.

3.2.1 Effet Pockels longitudinal

Les électrodes sont perpendiculaires à la direction de propagation de la lumière, et doivent être transparentes pour la laisser passer. L'épaisseur traversée par la lumière est égale à la distance d entre les électrodes. On a alors une différence de phase entre les ondes ordinaire et extraordinaire :

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_E(V) - n_O(V))d = \phi_0 + \pi \frac{V}{V_\pi}$$

où ϕ_0 est la différence de phase naturelle en l'absence de champ et $V_\pi = 1/(2P)$ est la tension demi-onde de la cellule de Pockels (ainsi nommée car pour $V = V_\pi$, il y a une différence de phase supplémentaire de π , soit une différence de marche supplémentaire de $\lambda/2$).

3.2.2 Effet Pockels transversal

On se place dans la géométrie de l'effet Kerr : les électrodes sont horizontales et distantes de d . La lumière se propage horizontalement dans le milieu d'épaisseur e . La différence de phase des ondes sortantes est :

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_E(V) - n_O(V))e = \phi_0 + \pi \frac{V}{V_\pi} \frac{e}{d}$$

où V_π est le même que dans l'effet Pockels longitudinal. On voit que pour l'effet transversal, un déphasage supplémentaire de π est atteint pour une tension $V_\pi d/e$.

L'effet Pockels est utilisé pour moduler l'intensité d'un faisceau laser (voir TP d'AMOS). Il y a quelques décennies, on utilisait l'effet Kerr pour moduler l'intensité d'un faisceau lumineux (à l'époque où les lasers n'étaient pas encore répandus). L'effet Kerr nécessite cependant de travailler avec de plus hautes tensions et avec des produits nocifs.