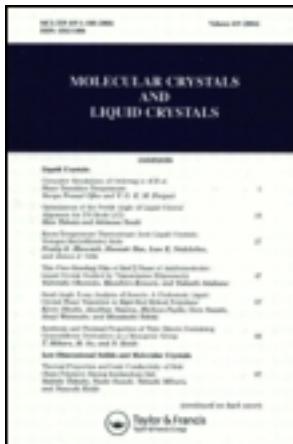


This article was downloaded by: [Tomsk State University of Control Systems and Radio]  
On: 23 February 2013, At: 07:54  
Publisher: Taylor & Francis  
Informa Ltd Registered in England and Wales Registered Number: 1072954  
Registered office: Mortimer House, 37-41 Mortimer Street, London W1T 3JH,  
UK



## Molecular Crystals and Liquid Crystals

Publication details, including instructions for authors and subscription information:  
<http://www.tandfonline.com/loi/gmcl16>

### Effet du Champ Electrique sur la Biréfringence de Cristaux Liquides Nématiques

M. Hareng <sup>a</sup>, E. Leiba <sup>a</sup> & G. Assouline <sup>a</sup>

<sup>a</sup> Thomson-CSF/LC-DRI Domaine de Corbeville, 91, Orsay, France

Version of record first published: 21 Mar 2007.

To cite this article: M. Hareng , E. Leiba & G. Assouline (1972): Effet du Champ Electrique sur la Biréfringence de Cristaux Liquides Nématiques, Molecular Crystals and Liquid Crystals, 17:3, 361-368

To link to this article: <http://dx.doi.org/10.1080/15421407208083180>

PLEASE SCROLL DOWN FOR ARTICLE

Full terms and conditions of use: <http://www.tandfonline.com/page/terms-and-conditions>

This article may be used for research, teaching, and private study purposes. Any substantial or systematic reproduction, redistribution, reselling, loan, sub-licensing, systematic supply, or distribution in any form to anyone is expressly forbidden.

The publisher does not give any warranty express or implied or make any representation that the contents will be complete or accurate or up to date. The accuracy of any instructions, formulae, and drug doses should be independently verified with primary sources. The publisher shall not be liable for any loss, actions, claims, proceedings, demand, or costs or damages

whatsoever or howsoever caused arising directly or indirectly in connection with or arising out of the use of this material.

*Molecular Crystals and Liquid Crystals.* 1972. Vol. 17, pp. 361-368  
Copyright © 1972 Gordon and Breach Science Publishers  
Printed in Great Britain

# Effet du Champ Electrique sur la Biréfringence de Cristaux Liquides Nématiques

M. HARENG, E. LEIBA et G. ASSOULINE

Thomson-CSF/LC-DRI  
Domaine de Corbeville  
91-Orsay, France

Received August 11, 1971; in revised form October 1, 1971

**Abstract**—The effects of electric field on the molecular alignment in a nematic crystal are shown by the measurement of the optical retardation. The cell is a thin film of MBBA-EBBA liquid crystal mixture. The structure of this film is first homeotropic. When an AC voltage of about 4 volts is applied the optical axis lies perpendicular to the electric field ( $\epsilon_a < 0$ ). An optical retardation is induced which increases with the applied voltage. Saturation occurs at about 20 volts. The temperature dependence on this retardation is measured.

These results are explained in terms of Frank energy.

Il est bien connu que les cristaux liquides nématiques sont fortement biréfringents<sup>(1)</sup>: ils se comportent optiquement comme des cristaux uniaxes, la direction préférentielle d'alignement des molécules  $\Delta$  étant l'axe optique.

Nous avons fait tourner l'axe  $\Delta$  par application d'un champ électrique  $E$  et nous avons suivi cette rotation en mesurant les variations de biréfringence  $n_e(E) - n_0$  qu'elle entraîne.

Une étude analogue a été réalisée avec un champ magnétique.<sup>(2)</sup>

Le cristal liquide utilisé est un mélange équimoléculaire de Methoxybenzilidene-*n*-butylaniline (MBBA) et d'ethoxybenzilidene-*n*-butylaniline (EBBA).† La cellule est constituée par deux plaques de verre recouvertes d'un dépôt conducteur transparent d'oxyde d'étain dont l'écartement est fixé à  $5\mu$  environ par deux cales de polystyrène. Divers dopants ont été utilisés pour rendre homéotrope le mélange utilisé. Le surfactant utilisé ici est une Versamide. L'anisotropie diélectrique  $\epsilon_a$  du mélange est négative.

† Produits fournis par la Société Varilight.

La cellule est placée dans une enceinte thermostatée qui permet de connaître la température avec une erreur inférieure au degré.

Le dispositif de mesure de la biréfringence induite par le film de cristal liquide comprend (Fig. 1) :

- un laser He Ne
- un polariseur  $P$
- la cellule à cristal liquide dans l'enceinte thermostatée
- un compensateur de Babinet
- un analyseur  $A$  croisé avec  $P$
- un photoélément.

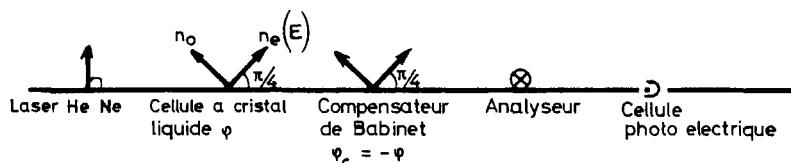


Figure 1. Dispositif expérimental.

La cellule à nématische et le compensateur ont leurs lignes neutres à  $45^\circ$  de la direction de polarisation de la lumière.

En l'absence de champ électrique, la différence de marche  $\delta$  (ou le déphasage  $\Delta\phi = 2\pi\delta/\lambda$ ) introduit par le cristal liquide est nulle. En augmentant la tension appliquée à la cellule on observe, à partir d'un certain seuil  $V_c$ , une augmentation du déphasage puis un phénomène de saturation pour des tensions élevées (Fig. 3). Le seuil semble être un seuil en tension car il est indépendant de l'épaisseur : nous n'avons pas trouvé de variation sensible de  $V_c$  pour des épaisseurs  $e$  comprises entre 5 et  $10 \mu\text{m}$ . Une plus large variation de  $e$  n'a pas été possible car, au-delà de  $10 \mu$  il est très difficile d'obtenir la structure homéotrope ; la réalisation de cellules homogènes d'épaisseur inférieure à  $5 \mu\text{m}$  pose de nombreux problèmes technologiques. Par contre la valeur à saturation de  $\Delta\phi$  est proportionnelle à l'épaisseur.

Ces résultats sont obtenus avec une tension sinusoïdale de fréquence 5000 Hz (les tensions indiquées sont les tensions efficaces), pour s'affranchir des effets electrohydrodynamiques basse fréquence. Le déphasage  $\Delta\phi$  est indépendant de la fréquence au moins sur un

intervalle 500 Hz–15000 Hz. La limite inférieure correspond à la mise en mouvement du liquide sous l'effet des ions : la résistivité du cristal liquide étant de  $2 \cdot 10^7 \Omega \text{m}$ , la fréquence de relaxation des charges est  $f = 1/2\pi\epsilon e = 200 \text{ Hz}$ . Pour des fréquences inférieures à 200 Hz on observe encore un effet d'alignement des molécules jusqu'à la tension de seuil de la diffusion dynamique (au lieu comme on aurait pu supposer de la tension de mise en mouvement du liquide), mais le phénomène est beaucoup moins "pur" qu'en tension haute fréquence.

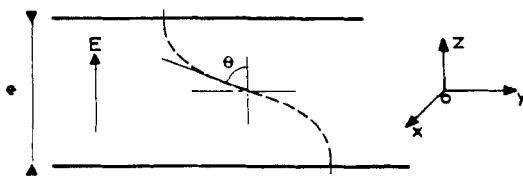


Figure 2. Notations.

Si on appelle  $\theta$  l'angle fait par l'axe optique  $A$  et une perpendiculaire au plan des lames de la cellule on sait que le déphasage est

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{-e/2}^{e/2} \left( \frac{n_e}{\sqrt{1 + (\Delta^2 n / n_0^2) \cos^2 \theta}} - n_0 \right) dz$$

(Fig. 2) où  $n_e$  et  $n_0$  sont les indices extraordinaire et ordinaire du cristal

$$\Delta^2 n = n_e^2 - n_0^2$$

$e$  l'épaisseur du cristal.

En l'absence de champ,  $\langle \theta \rangle = 0$  dans toute la cellule et on retrouve  $\Delta\phi = 0$ . En présence de champ,  $\theta$  est donné en minimisant l'énergie  $\mathcal{F}$  du système, soit, en ne tenant compte que de l'énergie élastique et de l'énergie électrique<sup>(3)</sup>

$$\mathcal{F} = \int_{-e/2}^{+e/2} F dz$$

avec

$$F = \frac{1}{2} [K_{11}(\operatorname{div} \mathbf{n})^2 + K_{22}(\mathbf{n} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{n})^2 + K_{33}(\mathbf{n} \wedge \operatorname{rot} \mathbf{n})^2] - \frac{1}{2} \epsilon_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{E})^2$$

où  $\mathbf{n}$  est le Directeur soit, en prenant les notations réduites<sup>(4)</sup>

$$\eta = \frac{K_{11} - K_{33}}{K_{33}} \quad \xi = \frac{1}{E} \sqrt{\frac{K_{33}}{|\epsilon_a|}}$$

$$\mathcal{F} = \frac{1}{2} K_{33} \int_{-e/2}^{e/2} \left[ (1 + \eta \sin^2 \theta) \left( \frac{\partial \theta}{\partial z} \right)^2 + \frac{1}{\xi^2} \cos^2 \theta \right] dz$$

Cette énergie  $\mathcal{F}$  est minimum pour  $\theta$  solution de

$$(1 + \eta \sin^2 \theta) \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \eta \cos \theta \sin \theta \left( \frac{\partial \theta}{\partial z} \right)^2 + \frac{1}{\xi^2} \sin \theta \cos \theta = 0$$

l'intégrale première est

$$\frac{d\theta}{dz} = \frac{1}{k\xi} \sqrt{\frac{1 - k^2 \sin^2 \theta}{1 + \eta \sin^2 \theta}}$$

avec

$$k = \frac{1}{\sin \theta_M}$$

où  $\theta_M$  est la valeur de  $\theta$  au milieu de la couche.

Dans le cas où  $\eta \ll 1$ , la solution de cette équation est

$$\left( 1 + \frac{\eta}{2k^2} \right) F(\theta, k) - \frac{\eta}{2k^2} E(\theta, k) = \frac{1}{k\xi} \times \left( \frac{l}{2} - z \right)$$

où  $F(\theta, k)$  et  $E(\theta, k)$  sont les intégrales elliptiques de 1° et 2° espèce.

Cette solution n'est possible que si  $e > \pi\xi$  soit

$$V_c = \pi \sqrt{\frac{K_{33}}{\epsilon_a}}$$

On retrouve donc l'existence d'une tension seuil. En prenant pour  $K_{33} \sim 1, 7 \cdot 10^{-11} N$ ;  $\epsilon_{\text{arel}} \sim 0,7$  (valeurs pour MBBA)<sup>(5,6)</sup> on calcule:  $V_c \sim 5,6 V$  ce qui est un bon accord avec les valeurs expérimentales qui sont de l'ordre de 4 volts. En fait, on trouve une dépendance entre la tension de seuil  $V_c$  et le surfactant utilisé qui laisse supposer que celui-ci n'impose pas rigoureusement la condition  $\theta = 0$  aux limites. Le meilleur dopant est certainement celui qui donne la plus forte tension de seuil. En admettant que la saturation du déphasage  $\Delta\phi$  est atteinte quand  $2\xi \sim e/10$  (la zone perturbée est le dixième de l'épaisseur de la cellule) la tension électrique correspondante est  $V = 20\sqrt{K_{33}/\epsilon_a}$  soit  $V \sim 25$  volts (cf. Fig. 2).

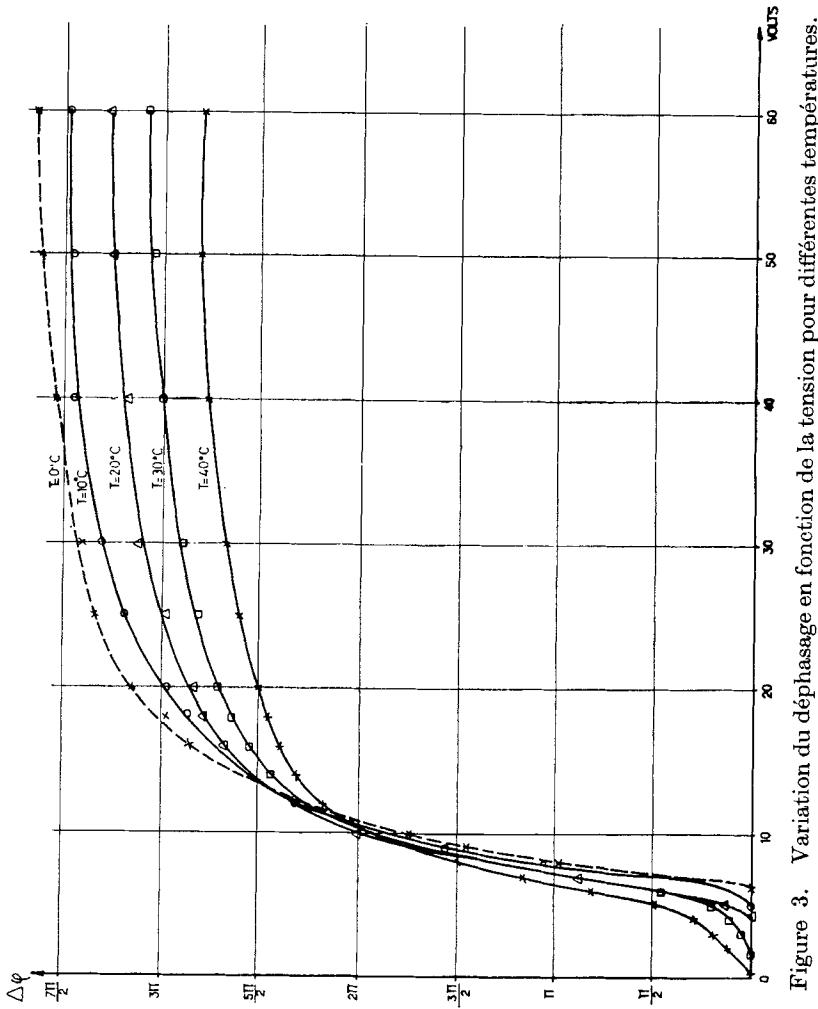


Figure 3. Variation du déphasage en fonction de la tension pour différentes températures.

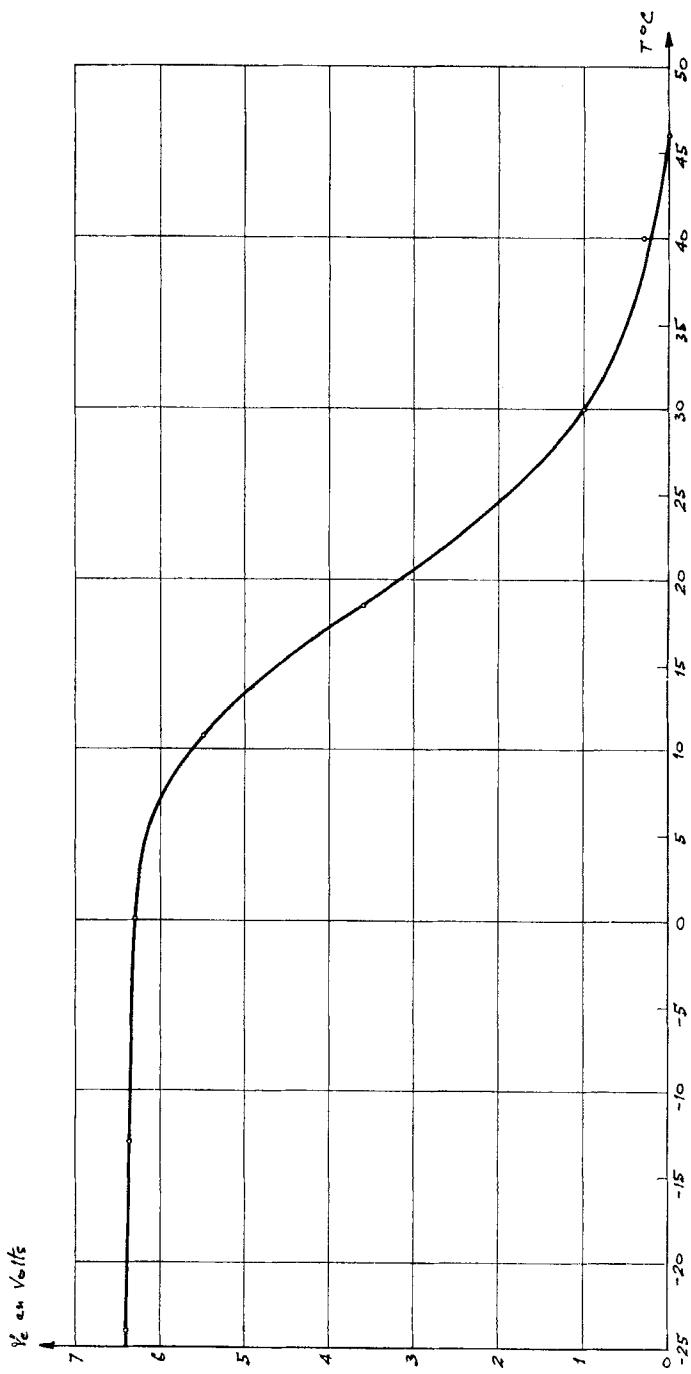


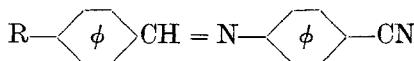
Figure 4. Variation de la tension seuil en fonction de la température.

La biréfringence du cristal liquide, calculée à partir de la valeur maximum du déphasage donne, à la température de 25 °C  $\Delta n \sim 0,2$ , valeur en bon accord avec les mesures d'indices faites avec le MBBA.<sup>(7)</sup>

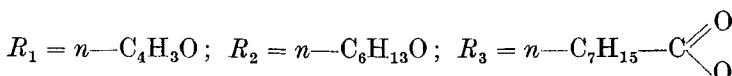
Les courbes  $\Delta\phi = f(V)$  ont été tracées pour différentes températures (Fig. 2) du domaine d'existence de la mesophase (0°–50°). On observe qu'une augmentation de la température entraîne une diminution de la tension de seuil  $V_c$  et une diminution du déphasage maximum  $\Delta\phi_M$ .

La variation de  $\Delta\phi_M = (2\pi e/\lambda)\Delta n$  est proportionnelle à la biréfringence  $\Delta n$  qui a été mesurée pour le MBBA<sup>(7,8)</sup> à différentes températures. On constate que  $\Delta n$  diminue quand la température augmente ce qui explique le comportement de  $\Delta\phi_M$  (la dilatation des cales étant négligeable). La diminution de la tension du seuil vient certainement d'une diminution de la constante élastique  $K_{33}$  et de conditions aux limites ( $\theta = 0$ ) moins bien définies (Fig. 3).

Des phénomènes semblables ont été observés avec des cristaux liquides nématisques à anisotropie diélectrique positive : la cellule de mesure est identique à celle utilisée avec le mélange MBBA–EBBA (dont l'anisotropie diélectrique est négative) mais les molécules sont couchées parallèlement à la surface des lames par frottements.<sup>(9)</sup> Ce produit utilisé est le mélange équimoléculaire<sup>(10)</sup> :



avec :



qui est nématische à la température ordinaire.

En l'absence de champ électrique la biréfringence est maximum ; elle diminue à partir d'une tension de l'ordre du Volt pour s'annuler vers 20 Volts.

#### REFERENCES

1. Gray, G. W., *Molecular Structure and the Properties of Liquid Crystals*, Academic Press (1962).
2. Saupe, A., *Z. Naturforschg.* **15a**, 815 (1960).
3. Frank, F. C., *Disc. Faraday Soc.* **25**, 1 (1958).

4. Rapini, A., Papoulier, M. and Pincus, P., *C.R. Acad. Sci. Paris, Serie B* **t267**, November 25 (1968).
5. Haller, I., Communication au Colloque "Cristaux Liquides", Pont à Mousson, 28/6-3/7/1971.
6. Diguet, D., Rondelez, F. and Durand, G., *C.R. Acad. Sci. Paris, Serie B* **t271**, November 2 (1970).
7. Brunet-Germain, M., *C.R. Acad. Sci. Paris, Serie B* **t271**, November 23 (1970).
8. Balzarini, D. A., *Phys. Rev. Letters* **25**, 14 (1970).
9. Chatelain, P., *Bull. Soc. Franc. Marechal* **60**, 300 (1937).
10. Schadt, M. and Helfrich, W., *Appl. Phys. Letters* **18**, 127 (1971).