

This article was downloaded by: [Tomsk State University of Control Systems and Radio]

On: 23 February 2013, At: 07:03

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>

### Comportement d'un Cristal Liquide Nematique sous l'Action du Champ Electrique

P. H. Bolomey<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Laboratoire de Physique Experimentale, Ecole Polytechnique Fédérale, Lausanne 33 avenue de Cour, 1007, Lausanne, Suisse

Version of record first published: 21 Mar 2007.

To cite this article: P. H. Bolomey (1974): Comportement d'un Cristal Liquide Nematique sous l'Action du Champ Electrique, Molecular Crystals and Liquid Crystals, 29:1, 103-115

To link to this article: <http://dx.doi.org/10.1080/15421407408083190>

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.

# Comportement d'un Cristal Liquide Nématique sous l'Action du Champ Electrique

P. H. BOLOMEY

*Laboratoire de Physique Expérimentale, Ecole Polytechnique Fédérale, Lausanne  
33 avenue de Cour, 1007 Lausanne, Suisse*

(Received July 2, 1974)

Une couche de MBBA soumise à l'action d'un champ électrique perpendiculaire à la direction de l'orientation préalable des molécules, forme des domaines dont l'origine et le comportement sont différents selon l'intensité du champ et la géométrie des cellules.

Pour  $E \approx 1,5 \cdot 10^3 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ , en dehors des domaines déjà existants en champ faible et dont la formation est prévue par le modèle des instabilités électrohydrodynamiques, nous avons mis en évidence un second type de domaines dont l'origine est due à des variations périodiques de l'alignement des molécules dans un plan perpendiculaire à  $E$ .

Une étude des différences que présentent les domaines pour des directions du champ parallèles et perpendiculaires à la couche du nématique et de leur persistance après suppression du champ a été faite.

MBBA layers were submitted to an electric field the orientation of which was perpendicular to the direction of the initial orientation. Domains have been observed whose origin and behaviour depend on the intensity of the field and the geometry of the cells.

For  $E \approx 1,5 \cdot 10^3 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ , a new type of domain has been observed, outside the domains already existing in weak field and the formation of which is predicted by the model of electrohydrodynamical instabilities. The origin of these new domains is due to periodical variations in the alignment of the molecules and in a plane perpendicular to the direction of the field.

Variation in the domains and their persistency after suppression of the field has been studied in the case of directions of the field perpendicular and parallel to the nematic layer.

## INTRODUCTION

Une couche de cristal liquide nématique (C.L.N.) soumise à un champ électrique présente, suivant les conditions expérimentales, une série d'effets électro-optiques<sup>1-6</sup> dont la compréhension n'est pas encore complète. Dans ce travail, nous présentons quelques nouveaux aspects concernant la

réorientation d'un C.L.N. en fonction de l'intensité du champ électrique appliqué et un modèle expliquant les différences observées quant au comportement des "domaines de Williams"<sup>1</sup> formés par un champ électrique parallèle ( $E_{\parallel}$ ) ou perpendiculaire ( $E_{\perp}$ ) à la couche du C.L.N.

## DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le cristal liquide étudié est le méthoxy-benzaldehyde-p-n-butylaniline (M.B.B.A.) de VARI-LIGHT CORP. La totalité de nos observations ont été effectuées sur un microscope polarisant. Pour améliorer la qualité des figures de diffraction, nous avons modifié le système d'éclairage du microscope de manière telle que le faisceau incident provenant d'une fente, soit collimaté. L'étalonnage de ce dispositif s'effectue en observant les spectres de diffraction donnés par des réseaux optiques de constante connue. La fréquence du champ appliqué était de 50 Hz.

Nous avons réalisé deux types de cellules :

Dans les premières, généralement utilisées par les expérimentateurs, le C.L.N. se trouve entre deux plaques de verre recouvertes d'un dépôt conducteur transparent. L'écartement de ces plaques ( $d = 10$  à  $100 \mu$ ) est fixé par des cales isolantes (Figure 1). Cette géométrie impose un champ électrique perpendiculaire à la couche du nématique.

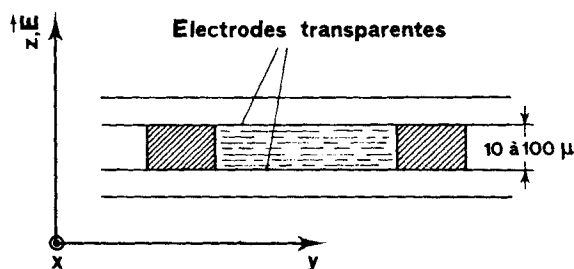
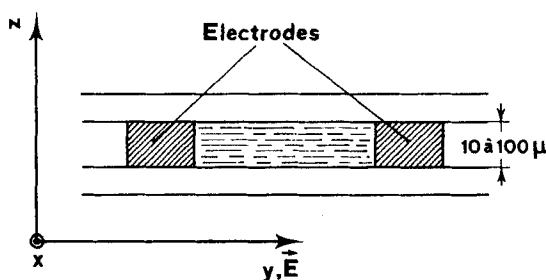


FIGURE 1 Cellule pour le cas  $E_{\perp}$ .

Dans les cellules du deuxième type, les cales sont conductrices et jouent le rôle des électrodes (Figure 2). Le champ appliqué est alors, sous certaines conditions,<sup>7</sup> parallèle à la couche du C.L.N.

Pour toutes les expériences, aucun moyen (frottement des plaques de verre ou application d'un champ magnétique) n'a été utilisé pour orienter l'échantillon; toutefois, l'écoulement du nématique entre les deux plaques lors du remplissage des cellules provoque une orientation préalable (S) selon la direction de l'écoulement.<sup>7,8</sup> Ce fait se vérifie aisément par l'observation des cellules entre polariseurs croisés.

FIGURE 2 Cellule pour le cas  $E_{\parallel}$ .

## RESULTATS OBTENUS

Quand le champ appliqué atteint une certaine valeur (de l'ordre de  $10^3 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ ), le C.L.N. présente une structure typique en domaines réticulaires. Nous pouvons distinguer les cas suivants:

### a $E_{\parallel}$ faible ( $\approx 7 \cdot 10^2 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ )

Les domaines se présentent sous la forme d'un réseau de bandes claires et sombres (Figure 3a). Si l'on établit un système de coordonnées orthogonales  $x, y, z$  avec  $x$  représentant la direction de l'orientation préalable (S) du C.L.N.,  $xy$  définissant le plan de la couche du nématique (avec  $E \parallel y$ ) et  $z$  la direction d'observation, les bandes sont toujours parallèles au champ appliqué. Cette structure en domaines a été étudiée directement dans la couche du nématique et par l'intermédiaire de sa figure de diffraction (Figure 4). En lumière naturelle, les domaines ne sont pas visibles, mais la figure de diffraction constituée de spectres d'ordre 0 et 1 apparaît nette.

Si l'on utilise seulement un polariseur et pour toutes les directions de la vibration polarisée incidente, les domaines sont toujours invisibles tandis que la figure de diffraction subsiste et ne subit pas de modifications importantes.

Les domaines n'apparaissent avec un bon contraste que pour des observations entre polariseur ( $P$ ) et analyseur ( $A$ ) croisés.

La Figure 5 représente la position de  $P$  et de  $A$  par rapport au champ électrique  $E$  dans le système de coordonnées choisi. Les  $P$  et  $A$  sont tournés dans le sens indiqué. Nous avons mesuré l'équidistance  $L$  des lignes obscures, pour différentes valeurs de  $\alpha = \angle(y, P)$  en utilisant un micromètre oculaire. Un étalonnage préalable à l'aide de réseaux connus nous permet de déterminer la même équidistance  $L_{\text{diff}}$  en partant des figures de diffraction. Les résultats obtenus sont donnés dans le tableau I.

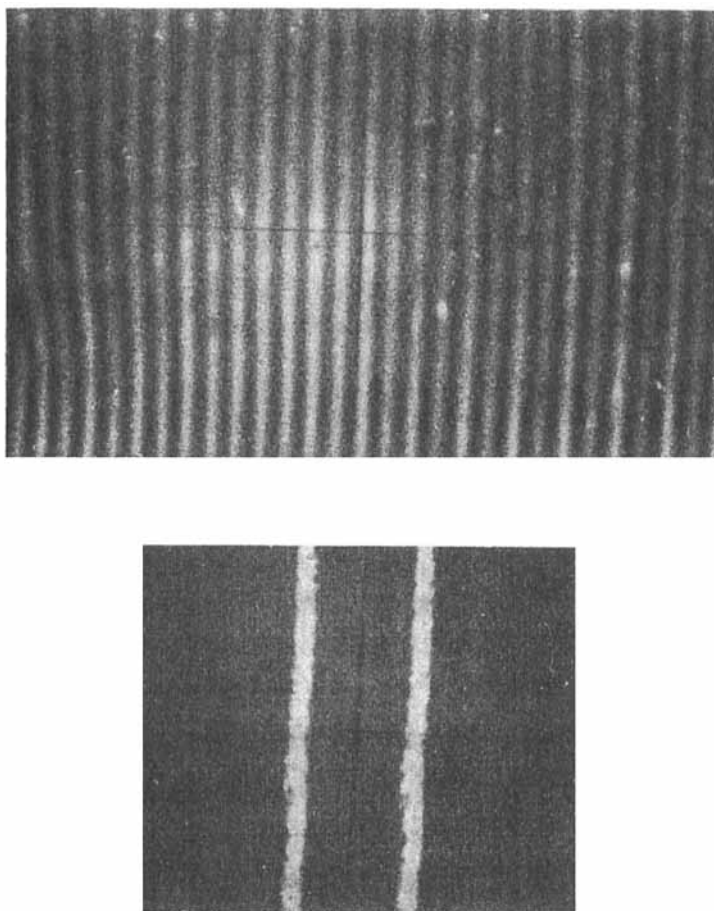


FIGURE 3 (a) Domaines et (b) figure de diffraction obtenus pour  $E_{\parallel}$  faible ( $\alpha = 0^\circ$ ).

Pour  $\alpha = 0^\circ$  et  $\alpha = 90^\circ$ , nous observons la même structure de domaines, avec un bon contraste (Figure 3). Pour ces mêmes valeurs d'angle  $\alpha$ , le spectre de diffraction d'ordre 0 est éteint; nous distinguons seulement les spectres d'ordre impair  $\pm 1$  (Figure 3b).

Pour  $\alpha = 45^\circ$ , les domaines ressemblent à ceux du cas précédent avec la différence que les lignes claires et obscures sont permutées et le contraste est très faible. La figure de diffraction est à peine observable.

Pour les autres valeurs de l'angle  $\alpha$ , l'équidistance  $L$  des lignes change; pour les positions symétriques par rapport à  $\alpha = 45^\circ$ , les structures des domaines se ressemblent, mais il y a toujours permutation des lignes claires

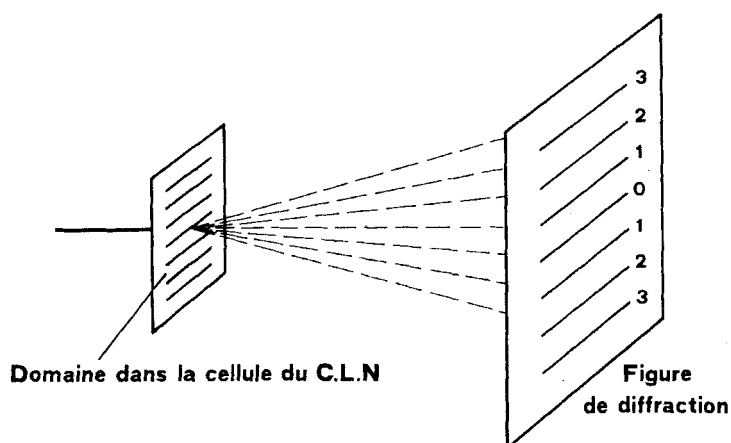


FIGURE 4 Figure de diffraction due au reseau des domaines.

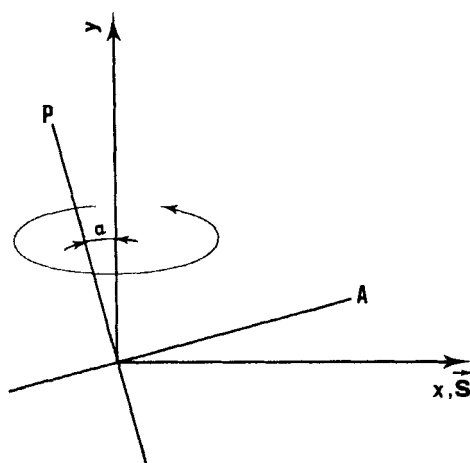


FIGURE 5 Position de P et A dans le système des coordonnées.

TABLE I

conditions d'observ	$L(\mu)$ par observ. directe	$L_{diff}(\mu)$ par fig. de diffraction
$\alpha = 0^\circ$	$18,4 \pm 0,5$	$18,6 \pm 1$
$\alpha = 22,5^\circ$	$37,4 \pm 0,5$	$37,7 \pm 1$
$\alpha = 45^\circ$	contraste trop faible	
$\alpha = 67,5^\circ$	$37,5 \pm 0,5$	$38 \pm 1$
$\alpha = 90^\circ$	$18,6 \pm 0,5$	$18,5 \pm 1$

et obscures (Figure 6a, b). Les images de diffraction contiennent les spectres d'ordre 0 et 1 (Figure 7), leur intensité varie en fonction de  $\alpha$  gardant la même valeur pour des positions symétriques par rapport à  $\alpha = 45^\circ$ .

**b  $E_{\parallel}$  fort ( $\approx 1,5 \cdot 10^3$  V.  $\text{cm}^{-1}$ )**

Une augmentation progressive de la valeur du champ  $E_{\parallel}$  apporte une amélioration du contraste des domaines et de la figure de diffraction qui en résulte, les bandes claires s'élargissant au détriment des bandes obscures.

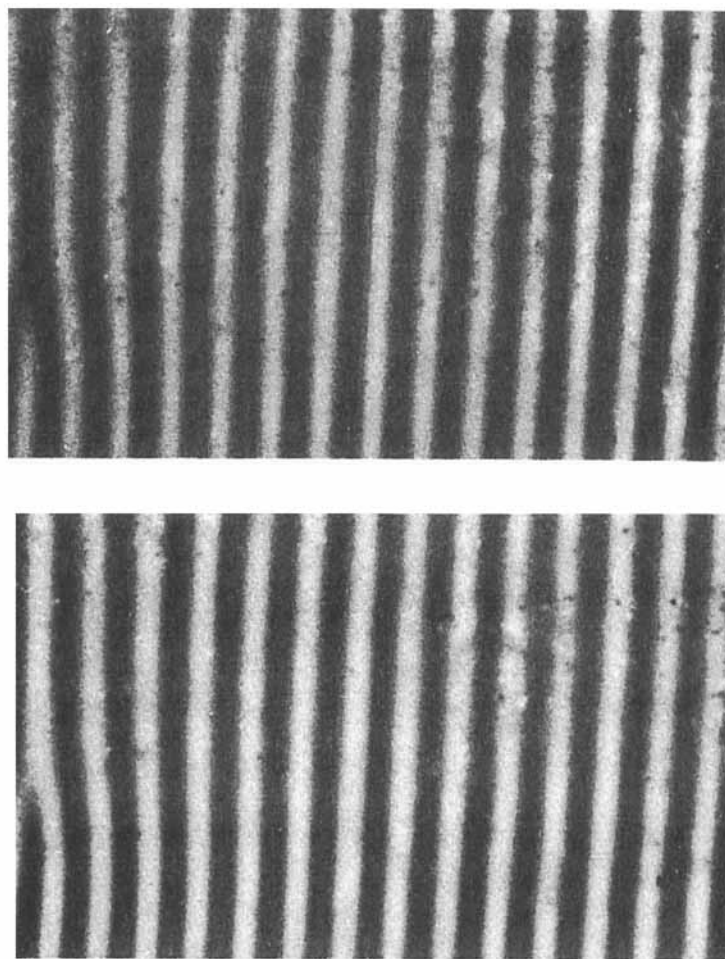


FIGURE 6 Domaines obtenus pour  $E_{\parallel}$  faible: (a)  $\alpha = 22,5^\circ$ ; (b)  $\alpha = 67,5^\circ$ . Nous observons la permutation des lignes claires et obscures.



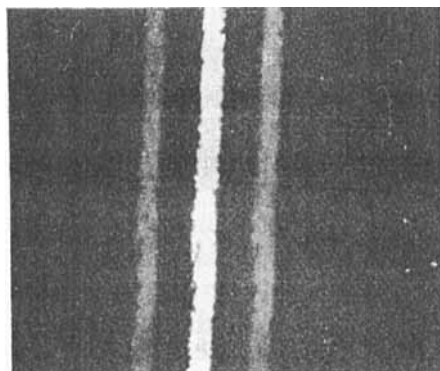


FIGURE 7 Figure de diffraction pour  $E_{\parallel}$  faible ( $\alpha = 22,5^{\circ}$ ).

Pour  $E \simeq 1,5 \cdot 10^3 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ , nous constatons l'apparition d'un autre type de structure de domaines se superposant à la précédente. Cette nouvelle structure accompagnée d'un mouvement dans la masse du C.L.N. est constituée d'un réseau de lignes brillantes sur un fond plus sombre et contrairement à l'antérieure, elle est bien visible en lumière naturelle, les lignes étant parallèles à  $y$ . Dans ce cas, la figure diffraction comporte les spectres d'ordre 0 à 4.

En présence du polariseur  $P$ , le contraste entre les lignes brillantes et le fond se modifie en fonction de la direction de polarisation; il est maximum pour une vibration parallèle à  $x$  et nul pour une vibration parallèle à  $y$ . En dehors de cette variation de contraste, le fait de tourner le polariseur n'apporte pas d'autres modifications, l'équidistance entre les lignes brillantes et leur position restant inchangées.

Dans la figure de diffraction, les spectres d'ordre 2, 3 et 4 présentent une perte sensible d'intensité quand  $P$  passe de la position  $P \parallel x$  à  $P \parallel y$ , avec un minimum pour  $P$  parallèle à  $y$ .

Entre polariseurs croisés, la nouvelle structure mentionnée plus haut n'est observable que pour les valeurs de l'angle  $\alpha$  voisines de  $45^{\circ}$ . Pour les autres valeurs de cet angle, elle est masquée par la structure en domaines apparaissant en champ faible.

En augmentant encore la valeur du champ appliqué, le mouvement dans la masse du C.L.N. devient désordonné; on se trouve alors dans le régime de diffusion dynamique.<sup>2</sup>

Si nous laissons l'échantillon pendant plusieurs heures sous l'action d'un champ  $E_{\parallel}$  et fort, la suppression de ce champ amène l'effacement des lignes brillantes dans un temps d'environ 0,1 s, tandis que les bandes claires et obscures persistent, et d'autant plus que les cellules sont minces.

**c  $E_{\perp}$  faible ( $\simeq 7.10^2 \text{ V. cm}^{-1}$ )**

Dans ce cas, le C.L.N. présente comme auparavant une structure en domaines, formant dans deux plans parallèles hors de la couche du nématique un réseau de lignes brillantes (Figure 8a), parallèles à  $y$ . Cette structure, ainsi que la figure de diffraction qui en résulte (Figure 8b) sont bien visibles en lumière naturelle.

En présence du polariseur  $P$ , le contraste entre lignes brillantes et fond se modifie en fonction de la direction de la vibration lumineuse, étant maximum pour  $P \parallel x$  et nul pour  $P \parallel y$ , position pour laquelle la figure de diffraction n'est plus observable. Par contre, l'équidistance et l'emplacement des lignes brillantes sont indépendantes de la direction de  $P$ .

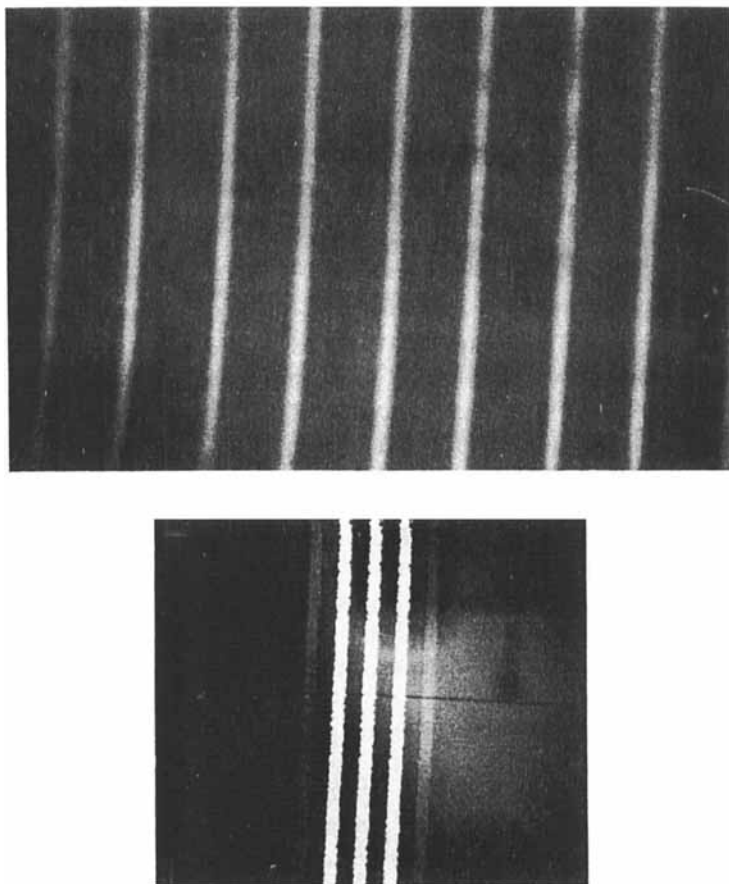


FIGURE 8 (a) Domaines et (b) figure de diffraction obtenus pour  $E_{\perp}$  faible.

Entre polariseurs croisés, la structure décrite plus haut est bien observable seulement pour les valeurs de l'angle  $\alpha$  autour de  $45^\circ$ .

**d  $E_\perp$  fort ( $\simeq 1,5 \cdot 10^3$  V. cm $^{-1}$ )**

En augmentant continuellement la valeur du champ appliqué, mais toujours en dessous de la limite d'apparition de la diffusion dynamique, nous constatons une modification de l'aspect des domaines et de leurs figures de diffraction: les lignes brillantes deviennent plus fines et le contraste s'améliore (Figure 9a); dans les figures de diffraction, les spectres d'ordre supérieur apparaissent et l'intensité relative de ces spectres se modifie (Figure 9b).

En présence d'un polariseur  $P$  ou entre polariseurs croisés, nous avons

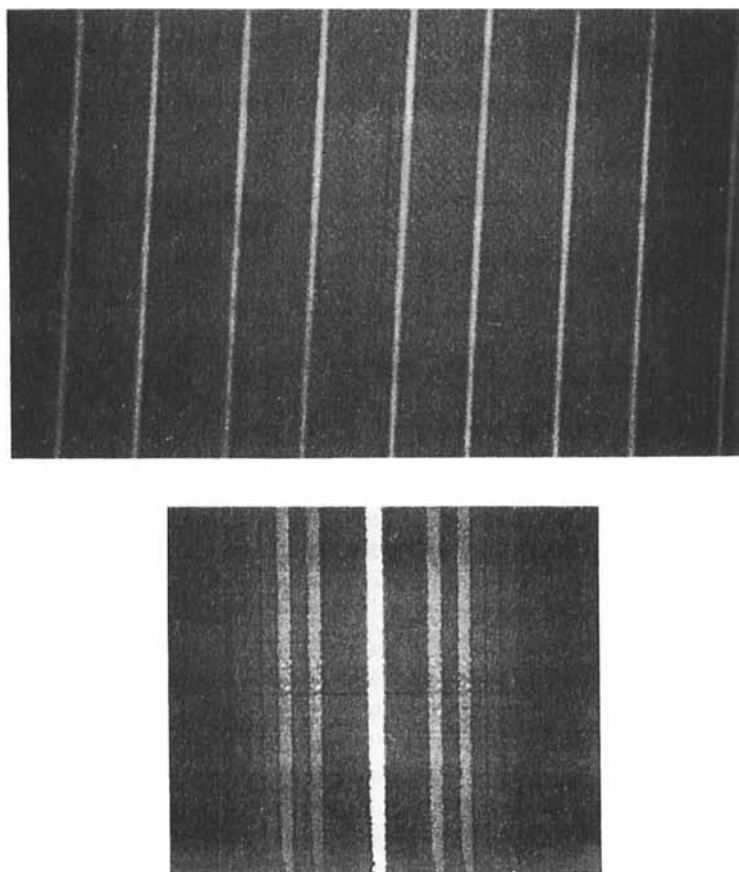


FIGURE 9 (a) Domaines et (b) figure de diffraction obtenus pour  $E_\perp$  fort.

un comportement analogue à celui exposé pour le cas  $E_{\perp}$  faible, avec la différence que pour des valeurs de  $\alpha$  éloignées de  $45^{\circ}$  et entre polariseurs croisés, on constate en plus l'existence des domaines constitués de bandes claires et obscures. La position et l'équidistance de ces bandes dépendent de  $\alpha$ , le contraste est très faible et leur observation est fortement gênée par l'existence simultanée des lignes brillantes. La coexistence de ces deux systèmes de domaines ne permet pas non plus leur étude par les figures de diffraction.

Comme dans le cas  $E_{\parallel}$  fort, la suppression du champ appliqué provoque l'effacement des lignes brillantes après 0, 1 s, tandis que les bandes claires et obscures persistent.

## DISCUSSION DES RESULTATS

Nous avons vu que pour des valeurs du champ  $E$  appliqué comprises entre deux limites, c'est-à-dire entre  $E_c$  valeur minimum nécessaire et  $E_{\max}$  limite de stabilité, il y a apparition de deux systèmes de domaines, coexistants ou pas, selon les conditions expérimentales.

Les résultats énumérés nous conduisent à considérer deux cas selon la valeur de  $E$ , le processus de formation des domaines dans ces deux cas ne pouvant pas être le même.

### a $E$ faible ( $E \simeq E_c$ )

Les phénomènes observés pour  $E \simeq E_c$  peuvent être discutés sur la base du modèle proposé par Helfrich.<sup>9</sup> Selon ce modèle, la formation des domaines dans une couche orientée de C.L.N. présentant une anisotropie diélectrique négative et soumise à un champ  $E$  perpendiculaire à la direction de l'orientation  $S$ , est attribuée à des effets électrohydrodynamiques. Ces derniers effets, conséquence d'une anisotropie de conductibilité de l'échantillon, provoquent une variation périodique de l'alignement du C.L.N. dans le plan ( $E$ ,  $S$ ).

Les différences notées quant à l'aspect et le comportement des domaines quand  $E$  est parallèle ou perpendiculaire à la couche du nématique peuvent être expliquées de la manière suivante:

Pour  $E_{\perp}$ , cas le plus souvent traité par les auteurs, les variations de l'alignement ont lieu dans un plan contenant la direction d'observation et provoquent un gradient de l'indice de réfraction. Ceci est équivalent à la formation d'un réseau de lentilles cylindriques convergentes et divergentes; on observe alors les images réelles et virtuelles de la source données par ce système de lentilles.<sup>10</sup> Les variations d'alignement ne se produisant que

dans le plan  $(x, z)$ , l'aspect des domaines est indépendant de l'état de polarisation de la lumière, pour autant qu'il existe une composante parallèle à  $x$ , ces domaines n'étant plus visibles pour une polarisation selon  $y$ .

Pour  $E_{\parallel}$ , l'observation est faite perpendiculairement au plan  $(x, y)$  dans lequel les variations de l'alignement ont lieu. Selon cette direction d'observation, il n'y a plus formation d'un système de lentilles. Les domaines observés entre polariseurs croisés résultent des variations des effets de biréfringence provoquées par l'orientation périodique de l'alignement du cristal liquide. Dans la couche du C.L.N. se forme alors un réseau de phase qui n'est pas observable en lumière naturelle, mais qui produit une figure de diffraction.

Entre polariseurs croisés, le réseau apparaît bien contrasté, les régions où la direction de l'alignement du nématique est parallèle et perpendiculaire respectivement à chacun des polariseurs formant les bandes obscures. Nous comprenons donc aisément les modifications de l'aspect des domaines et des figures de diffraction se produisant quand nous faisons tourner le système  $P + A$ . Les variations périodiques de l'alignement ont été mises en évidence en augmentant le grossissement du microscope (Figure 10).

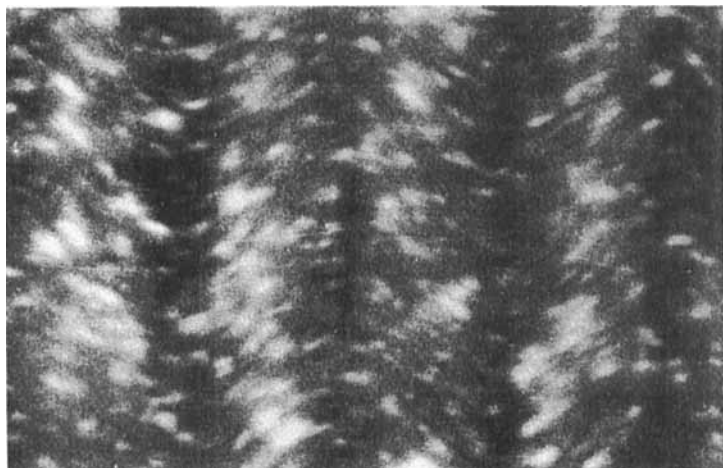


FIGURE 10 Domaines pour  $E$  faible. Nous observons les variations périodiques dans l'alignement ( $G = 400 \times$ ).

#### **b $E$ fort ( $E \simeq E_{\max}$ )**

Pour  $E \simeq E_{\max}$ , nous constatons la coexistence de deux types de domaines : le premier est celui déjà décrit pour  $E$  faible et dont la formation a été attribuée à l'existence de variations périodiques d'alignement dans un plan comprenant  $E$ .

L'étude du second type de domaines nous conduit à la conclusion qu'ils résultent des variations périodiques d'alignement se produisant dans un plan perpendiculaire à la direction de  $\mathbf{E}$ . En effet, dans le cas  $\mathbf{E}_\perp$  fort, ces derniers domaines sont observables seulement en lumière polarisée entre polariseurs croisés, leur équidistance dépend de la position du système  $P + A$ , la figure de diffraction qui en résulte est visible en lumière naturelle ou polarisée pour toute direction de polarisation et ils persistent longtemps après la suppression du champ  $\mathbf{E}$ . Ce comportement nous oblige d'admettre que des déformations d'alignement se produisent dans le plan  $(x, y)$ .

Pour  $\mathbf{E}_\parallel$  fort, les domaines du second type sont visibles en lumière naturelle ou en présence de  $P$  seul, nous trouvons une position  $P \perp S$  pour laquelle ces domaines et leur figure de diffraction ne sont plus observables, l'équidistance ne se modifie pas en fonction de la position de  $P$ , ils disparaissent après environ 0,1 s de la suppression du champ  $\mathbf{E}$ . Ces faits nous indiquent que des déformations périodiques d'alignement ont lieu dans le plan  $(xz)$ .

La persistance des domaines ayant comme origine des variations périodiques d'alignement dans le plan  $(x, y)$  (plan de la couche du nématique) est un fait inattendu. Nous sommes tentés d'expliquer ce phénomène par l'influence que les parois des cellules exercent sur l'échantillon. Cet "effet de parois" est connu, mais la mécanique exacte y intervenant n'est pas encore suffisamment éclaircie. Il semblerait que dans les cas que nous avons étudiés, les molécules de MBBA ont tendance à garder des directions parallèles aux plans des parois et ceci en l'absence de toute autre force orientatrice. Cette hypothèse est appuyée par le fait que pour des cellules minces ( $d \leq 15\mu$ ), les domaines ne "relaxent" pratiquement plus après suppression du champ. Notons encore que si ensuite on chauffe une telle cellule au-dessus de la température de transition nématique-liquide, puis on la refroidit en-dessous de cette température, les domaines réapparaissent.

## CONCLUSION

Nous avons montré que le processus de réalignement d'une couche de MBBA soumise à un champ électrique alternatif de 50 Hz est différent suivant l'intensité de ce champ.

Pour  $\mathbf{E} \simeq \mathbf{E}_c$ , les déformations conduisant à la formation des domaines se produisent dans un plan contenant  $\mathbf{E}$  et peuvent être expliquées par le modèle d'Helfrich. Les différences observées dans les cas  $\mathbf{E}_\parallel$  et  $\mathbf{E}_\perp$  sont dues au fait que la direction d'observation est respectivement perpendiculaire ou parallèle au champ  $\mathbf{E}$ .

Nous pensons donc que la géométrie imposant un champ parallèle est mieux adaptée à une étude du changement périodique de l'alignement du C.L.N., puisqu'elle met directement en évidence ce changement.

Pour  $E \simeq E_{\max}$  en dehors des déformations décrites plus haut, des perturbations périodiques de l'alignement dans un plan perpendiculaire à  $E$  ont été mises en évidence.

Ces perturbations ne sont pas prévues par le modèle d'instabilité électrohydrodynamiques d'Helfrich. Elles sont probablement dues à l'effet d'orientation du champ total subi par la molécule et à son anisotropie diélectrique. Le fait que les domaines dûs aux déformations dans le plan du nématique persistent après suppression du champ  $E$  et ceci pour des cellules à parois non traitées est important pour la compréhension de l'influence des parois sur l'orientation du C.L.N. et de la "relaxation" de cette orientation. Néanmoins, nous ne pouvons pas pour l'instant donner une explication satisfaisante à cet effet.

### Remerciements

Nous remercions le Professeur R. Mercier pour ses conseils et l'intérêt qu'il a porté à ce travail, et le Dr. C. Dimitropoulos pour plusieurs discussions et sa collaboration constante.

### Bibliographie

1. R. Williams, *J. Chem. Phys.*, **39**, 384 (1963).
2. G. H. Heilmeyer, L. A. Zannoni, et L. A. Barton, *Proc. IEEE*, **56**, 1162 (1968).
3. G. H. Heilmeyer et L. A. Zannoni, *Appl. Phys. Lett.*, **13**, 155 (1969).
4. G. H. Heilmeyer et W. Helfrich, *Appl. Phys. Lett.*, **16**, 155 (1969).
5. M. Schadt et W. Helfrich, *Appl. Phys. Lett.*, **18**, 127 (1971).
6. M. F. Schickel et K. Fahrenschon, *Appl. Phys. Lett.*, **19**, 391 (1971).
7. R. Williams, *J. Chem. Phys.*, **56**, 147 (1972).
8. W. Helfrich, *J. Chem. Phys.*, **50**, 100 (1969).
9. W. Helfrich, *J. Chem. Phys.*, **51**, 4092 (1969).
10. P. A. Penz, *Phys. Rev. Lett.*, **24**, 1405 (1970).