

50376
1993
268

50376
1993
268

N° d'ordre : 1170

THESE

PRESENTEE A

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET
TECHNOLOGIES DE LILLE

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

SPECIALITE : SCIENCES DES MATERIAUX

par

Mimoun ISMAILI



EFFET FREDERIKS OPTIQUE DANS LES NEMATQUES :

CONTRIBUTIONS THERMIQUE ET DIELECTRIQUE A LA

PHOTOREFRACTIVITE

Soutenue le 20 Octobre 1993 devant la Commission d'Examen :

P. NIAY :	<i>Professeur à l'Université de Lille 1.</i>	Président
M. BRUNET :	<i>Maître de Conférence à l'Université des Sciences et Technologies du Languedoc.</i>	Rapporteur
P. BAROIS :	<i>Chargé de recherche C.N.R.S. au Centre P. PASCAL (Talence-Bordeaux).</i>	Rapporteur
N. ISAERT :	<i>Professeur à l'Université de Lille 1.</i>	Membre
N.V. TABIRYAN :	<i>Professeur associé à "Institute of Applied Optics". Darmstadt - ALLEMAGNE.</i>	Membre
M. WARENGHEM :	<i>Professeur à l'Université d'ARTOIS (Directeur de thèse).</i>	Membre

*A mes parents
A mes frères et soeurs
A Dominique
Bref, à ma famille.*

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué à l'Unité de Formation et de Recherche de Physique de l'Université des Sciences et Technologies de Lille dans l'équipe de Physique des Stases Anisotropes dirigée par Monsieur le Professeur Noël ISAERT, au sein du Laboratoire de Dynamique et Structure des Matériaux Moléculaires (L.D.S.M.M), Unité de Recherche Associée au C.N.R.S (U.R.A. 801) dirigée par Monsieur le Professeur Jacques LEFEBVRF.

Cette étude a été réalisée sous la direction de Monsieur le Professeur Marc WARENGHEM. Je lui suis infiniment reconnaissant de la formation scientifique, pédagogique et de ces innombrables interventions et conseils qui m'ont permis de mener à terme ce travail.

Mes chaleureux remerciements vont également à Madame Monique BRUNET, Maître de conférence à l'Université des Sciences et Technologies du Languedoc, qui me fait l'honneur d'avoir accepté d'être rapporteur de ma thèse.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Monsieur Philippe BAROIS, chargé de recherche C.N.R.S au Centre P. PASCAL (Talence - Bordeaux), d'avoir voulu juger mon travail.

Je suis également très sensible à l'honneur que me fait Monsieur le Professeur N. ISAERT, directeur du laboratoire des Stases Anisotropes, de m'avoir accepté dans son équipe de recherche et d'avoir bien voulu apporter sa caution scientifique à ce travail en se joignant au jury.

Je suis également très honoré de compter Monsieur le Professeur P. NIAY, de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, parmi les membres du jury de cette thèse. Qu'il me soit permis de lui exprimer toute ma gratitude.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur N. V. TABIRYAN, de "Institute of Applied Optics" DARMSTADT- ALLEMAGNE, d'avoir accepté de se joindre au jury.

Je tiens à témoigner de la bonne ambiance amicale qui règne entre tous les membres de l'équipe de Physique des Stases Anisotropes. Ils ont tous contribué à des degrés divers et chacun à sa manière à l'accomplissement de ce travail, je les remercie vivement de leur aide. J'adresse un remerciement particulier à Monsieur Jean Marc DESLANDES pour sa disponibilité et son aide efficace.

Je tiens à témoigner toute ma reconnaissance, à l'ensemble du personnel, des enseignants, des membres du laboratoire et des services techniques de l'Unité de Formation et de Recherche de Physique qui ont participé directement ou indirectement à l'élaboration, jusqu'à sa version définitive du présent mémoire.

J'exprime toute ma gratitude à Serge Fauquemberge qui s'est chargé du tirage et de la confection de ce mémoire.

SOMMAIRE

INTRODUCTION 1

CHAPITRE PRELIMINAIRE 5

1- Introduction 7

2- Description des principales mésophases 7

3- Phase nématique 10

SECTION I

CHAPITRE 1 : OUTILS EXPERIMENTAUX

I- INTRODUCTION	19
II- REFRACTOMETRE DE PULFRICH A DOUBLE BRAS	20
II-1- Description du montage	20
II-2- Courbes de réflectivité et détermination des indices	23
II-3- Réglages et précision des mesures	27
III- REFRACTOMETRE DE TALBOT-RAYLEIGH	31
III-1- Description	32
III-2- Principe de mesure	33
III-3- Etalonnage et réglages du spectroscope	35

CHAPITRE 2 : INTERPRETATION DES COURBES DE REFLECTIVITE

I- INTRODUCTION	39
II- MODELE	40
II-1- Onde ordinaire	42
II-2- Onde extraordinaire	43
III- PROCEDURE D'EXPLOITATION DES COURBES DE REFLECTIVITE	51
III-1- Onde ordinaire	51
III-2- Onde extraordinaire	53
IV- CONCLUSION	54

SECTION II

CHAPITRE 1 : GENERALITES SUR L'OPTIQUE NON LINEAIRE DES CRISTAUX LIQUIDES NEMATIQUES

I- INTRODUCTION	59
II- PHOTOREFRACTIVITE	60
II-1- Définition	60
II-2- Effets observables	63
II-2-a- Autofocalisation	64
II-2-b- Diffraction	66
III- EFFET FREDERIKS	68
III-1- Effet Frederiks Statique	68
III-2- Effet Frederiks Optique	71
III-3- Calcul de réorientation moléculaire	71
IV- CONTRIBUTION THERMIQUE	81
IV-1- Dépendance des indices de réfraction des nématiques avec la température	81
V- COMPETITION ENTRE LES CONTRIBUTIONS DIELECTRIQUE ET THERMIQUE	86
VI- SYNTHESE BIBLIOGRAPHIQUE	88

CHAPITRE 2 : ADAPTATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET CARACTERISTIQUES DES FAISCEAUX

I- INTRODUCTION	93
II- DISPOSITIF EXPERIMENTAL	94
III- CARACTERISTIQUES DES FAISCEAUX	102

CHAPITRE 3 : RESULTATS EXPERIMENTAUX

I- RESULTATS EXPERIMENTAUX	107
I-1- Variation des indices de réfraction avec la température	107
I-2- Etude expérimentale de l'effet Frederiks optique	109
II- EXPLOITATION ET INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX	115
II-1- Homogénéité et épaisseur des films étudiés	115
II-2-Exploitation et interprétation des résultats	120
II-2-a- Onde ordinaire	120
II-2-b- Onde extraordinaire	128
III- ETUDE DE L'EVOLUTION DE LA FIGURE DE DIFFRACTION	135
III-1- Observations	135
III-2- Interprétation	137
CONCLUSION GENERALE	143

ANNEXES

- ANNEXE 1 :	151
Vérification expérimentale du modèle utilisé pour le décryptage des courbes de réflectivité.	

- ANNEXE 2 :	161
Variation des indices de réfraction principaux du 5CB en fonction de la température.	

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	165
--	-----

INTRODUCTION

Le travail présenté ici a été réalisé au Laboratoire de Dynamique et Structure des Matériaux Moléculaires (L.D.S.M.M), unité de recherche associée au C.N.R.S (U.R.A. 801), dans l'équipe des Stases Anisotropes.

Cette équipe est spécialisée dans l'étude des propriétés optiques et thermodynamiques des cristaux liquides. Récemment, cette équipe a développé de nouveaux thèmes de recherche, en particulier, l'étude des propriétés optiques non linéaires des cristaux liquides. Le travail qui est présenté ici concerne ce thème de recherche.

La non linéarité optique dans les cristaux liquides est liée à l'effet du champ électrique de l'onde lumineuse : les molécules du cristal liquide initialement orientées perpendiculairement à ce champ tendent à s'aligner parallèlement à celui-ci [1]. Macroscopiquement, ceci se manifeste par une dépendance des indices de réfraction avec l'intensité de l'onde lumineuse qui traverse le cristal liquide : c'est un matériau photoréfractif [2]. En plus de cette contribution diélectrique, il y a une contribution thermique : une partie de l'énergie lumineuse qui traverse le film de cristal liquide est absorbée et comme les indices de réfraction dépendent de la température, il y a aussi une variation de ces indices liée à l'intensité par l'intermédiaire de l'échauffement [3].

Les premières études de la non linéarité optique dans les cristaux liquides remontent à peu près à une quinzaine d'années [4]. L'examen de la bibliographie consacrée à ce sujet montre l'abondance des études théorique et expérimentale consacrées à la réorientation moléculaire et à la contribution thermique [5-6]. Cependant, la plupart de ces études ont été réalisées, soit avec des sources lasers pulsées, soit avec des sources lasers continues de faibles puissances pour éviter la contribution thermique, soit avec des films nématiques de faibles épaisseurs pour éviter la contribution diélectrique c'est à dire la réorientation moléculaire. Ces études sont plus qualitatives que quantitatives [5-6].

Notre but est d'aborder le problème sous l'aspect quantitatif et d'essayer de mesurer la réorientation moléculaire en surface et dans le volume ainsi que l'augmentation de température au coeur du faisceau de pompe.

Nous avons en partie réussi ces mesures par des techniques purement optiques de réflectométrie, réfractométrie et interférométrie. En effet, partant du fait que l'indice ordinaire d'un cristal liquide ne dépend que de la température et que l'indice extraordinaire dépend à la fois des indices de réfraction principaux (donc de la température) et de l'angle de tilt du directeur, une mesure, in situ, de ces deux indices nous renseigne sur la température locale et l'angle d'inclinaison local du directeur. Parmi les différentes techniques de mesure d'indices, nous avons opté pour une version améliorée de la réflexion totale.

Dans ce mémoire, après un chapitre préliminaire dans lequel nous rappelons quelques généralités et définitions sur les cristaux liquides, nous décrivons dans une première partie le dispositif expérimental de réflectométrie, ce que l'on peut en tirer comme information et comment le faire. Dans une deuxième partie, nous appliquons ces méthodes à l'effet Frederiks optique (réorientation moléculaire induite par le champ électrique de l'onde électromagnétique d'un faisceau laser) : nous mesurons entre autre le profil de température dans le faisceau laser, la réorientation aux alentours de l'interface cristal liquide-verre et sa distribution en volume. Les valeurs d'angle de tilt obtenues sont très importantes et sont telles que les approximations usuellement employées pour résoudre le problème théorique ne sont pas justifiées dans cette configuration.

CHAPITRE PRELIMINAIRE

1- Introduction

Il est bien connu que la matière existe principalement sous trois formes : solide, liquide et gazeuse. Les solides peuvent être soit cristallins, soit amorphes [7]. Dans les solides cristallins, les molécules sont disposées de façon ordonnée dans l'espace. Quand un solide cristallin est chauffé, au point de fusion, il se transforme en liquide isotrope qui ne possède pas d'ordre à longue distance dans l'espace. Inversement, lors du refroidissement d'un liquide isotrope, celui-ci se transforme en solide cristallin. Cependant, il existe certaines substances qui ne passent pas directement de la forme solide-cristallin à la forme liquide isotrope lors d'un réchauffement et vice versa. Ces substances passent d'abord par des structures intermédiaires qui coulent comme des liquides et qui possèdent des propriétés optiques similaires à celles des solides cristallins [8-10]. Ces phases intermédiaires sont appelées phases cristallines liquides, mésophases ou encore phases mésomorphes et par extension les matériaux qui présentent ces phases sont appelés cristaux liquides ou mésomorphes. Ces états de la matière peuvent être obtenus soit par mélange (cristaux liquides lyotropes), soit par réchauffement ou par refroidissement de certaines substances (cristaux liquides thermotropes). Dans la suite, nous nous intéresserons aux mésophases thermotropes. De plus, si les premières phases ont été observées avec des matériaux dont les molécules sont de formes allongées (calamitiques), d'autres formes (discoïdes, pyramidiques ..etc..) ont été synthétisées [11,12]. Nous ne nous intéressons qu'aux calamitiques.

2- Description des principales mésophases

Ces mésophases calamitiques peuvent être classées en trois catégories selon leurs arrangements moléculaires : Nématique, Smectique et Cholestérique.

Dans l'état nématique (N), les molécules peuvent se déplacer et tourner librement autour de leur grand axe moléculaire. La direction moyenne d'orientation des axes moléculaires est appelée le directeur et est représentée souvent par un champ de vecteur \vec{n}

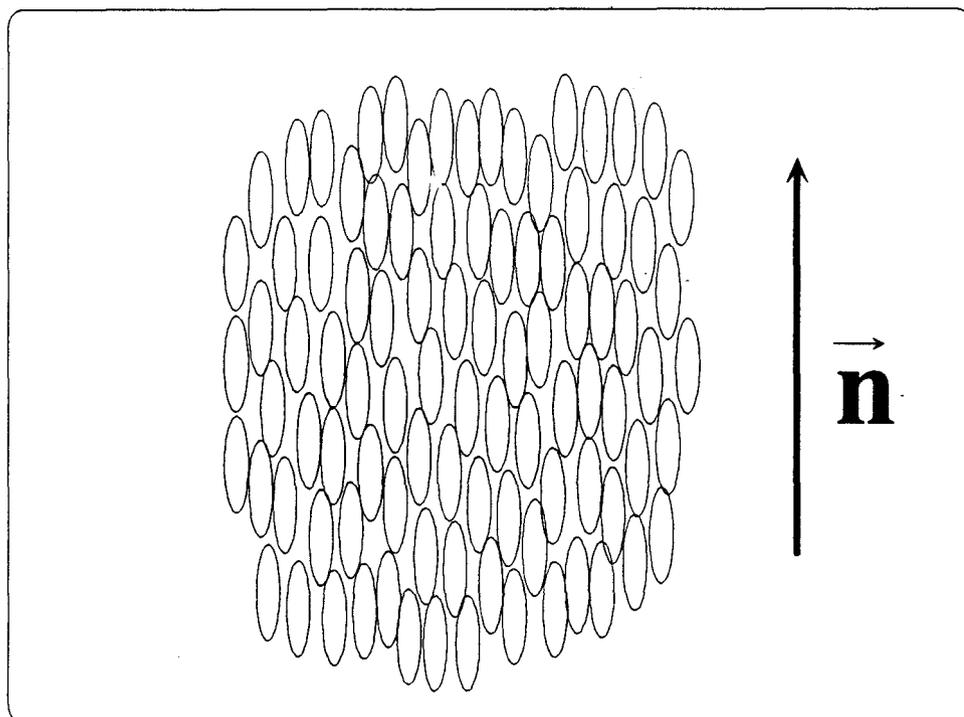


Fig. 1 : Structure de la phase nématique (N)

(fig. 1). Dans la pratique, les cristaux liquides nématiques sont les plus utilisés, en particulier dans le domaine de l'affichage.

Dans la phase smectique (S_m), la distribution des centres de gravité des molécules n'est pas aléatoire comme dans le cas des nématiques mais elle est modulée le long du directeur, ce qui confère aux smectiques une structure périodique en couches parallèles. La particularité la plus importante des mésophases smectiques est l'existence d'un polymorphisme cristallin. Les phases les plus courantes sont les phases S_{mA} et S_{mC} . Dans la première, l'orientation moyenne des axes moléculaires est parallèle à la normale aux couches alors que dans la seconde, elle est inclinée d'un certain angle (θ) par rapport à celle-ci (fig. 2).

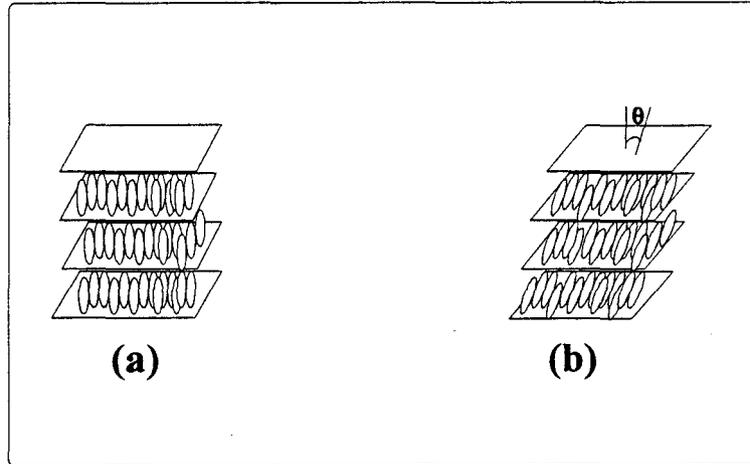


Fig. 2 : (a) : Structure de la phase smectique A (S_{mA})

(b) : Structure de la phase smectique C (S_{mC})

Les mésophases cholestériques sont caractérisées par la présence d'une torsion naturelle le long d'un axe privilégié, appelé axe de l'hélice. Le directeur a la même direction dans des plans perpendiculaires à cet axe. D'un plan à l'autre, le directeur tourne d'un angle donné. La distance correspondant à une rotation de 2π du directeur le long de l'axe hélicoïdal est appelée le pas (p) de l'hélice du cholestérique (fig. 3). De ce fait, les nématiques sont des cholestériques avec un pas hélicoïdal infini.

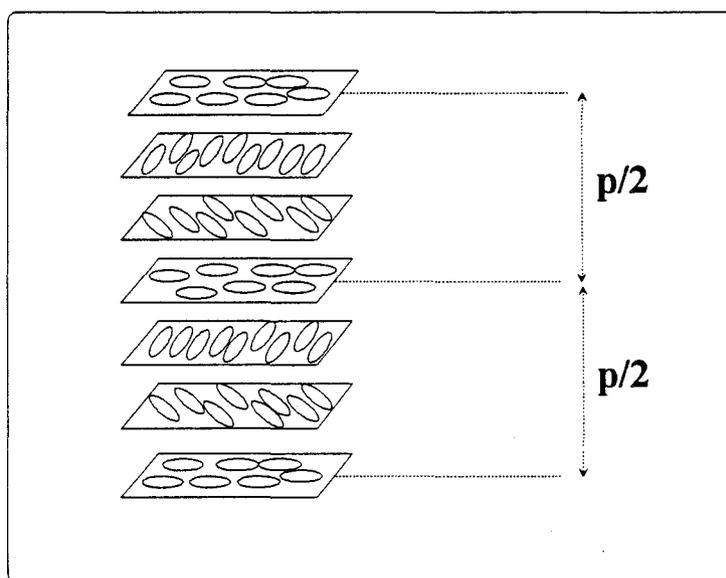


Fig. 3 : Structure de la phase cholestérique (N^*)

3- Phase nématique

De par sa structure cette mésophase est localement uniaxe, la direction de l'axe de symétrie est confondue localement avec celle du directeur et les propriétés volumiques peuvent être ainsi exprimées par deux éléments d'un tenseur, l'un correspond à la direction parallèle ($//$) et l'autre à la direction perpendiculaire (\perp) au directeur. Cette uniaxialité concerne la plupart des propriétés physiques (viscosité, élasticité, propagation de la lumière etc.) [8-10]. De plus les directions $+\vec{n}$ et $-\vec{n}$ sont équivalentes : cette phase est donc centrosymétrique.

Le cristal liquide sous étude est généralement déposé entre deux substrats. On peut imposer une orientation à une interface par différentes techniques : soit par l'utilisation de surfactants tels que le n-HTAB (n-HexadecylTriméthylAmmoniumBromide) [13] pour réaliser l'orientation dite homéotrope pour laquelle les molécules sont perpendiculaires à l'interface (fig. 4), soit tout simplement en frottant le substrat avec de la pâte de diamant ou avec un tissu [14-15] pour obtenir l'orientation dite planaire pour laquelle les molécules sont parallèles à l'interface (fig. 5). Parfois, on est amené à traiter ces substrats par le PVA (PolyVinylAlcool) [16] avant leurs traitements par les produits chimiques cités précédemment. Signalons enfin que l'orientation des molécules peut être obtenue aussi par l'application d'un champ électrique ou magnétique [17,18]. De plus, si l'orientation est identique sur les deux interfaces, le film de cristal liquide est dit homogène sinon il est dit hybride (fig. 6). D'autre part, le degré d'orientation et les corrélations entre les molécules est décrit macroscopiquement, à l'agitation thermique près, par le paramètre d'ordre S , défini par [19] :

$$S = \frac{1}{2} \langle 3 \cos^2 \varphi - 1 \rangle \quad (1)$$

où φ est l'angle que fait l'axe moléculaire avec le directeur.

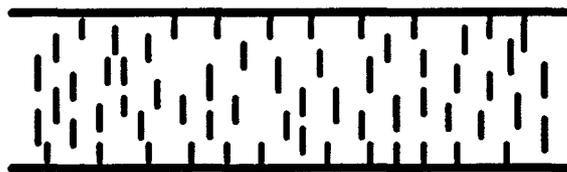


Fig. 4 : Film homéotrope

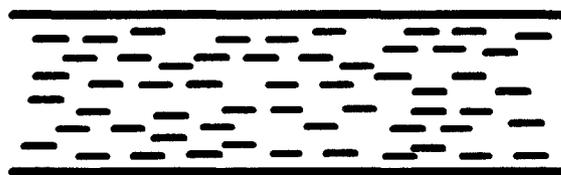
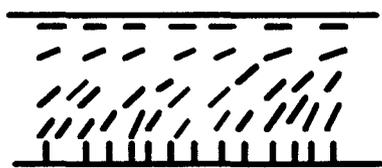
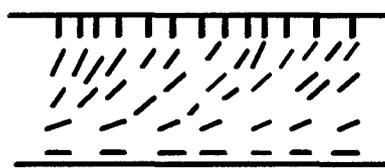


Fig. 5 : Film planaire



(a)



(b)

Fig. 6 : Films hybrides

(a) Homéotrope-Planaire

(b) Planaire-Homéotrope

Ce paramètre d'ordre varie généralement entre 0.3 et 0.8 dans la phase nématique [5], il est nul dans la phase isotrope et il est égal à l'unité dans la phase cristalline. Il dépend uniquement de la température et de la composition [10].

D'une manière générale, les propriétés optiques de tout matériau anisotrope sont déterminées par la connaissance de ses indices principaux de réfraction. Pour exploiter une manipulation d'optique en milieu anisotrope, il est donc nécessaire de connaître les indices principaux du matériau étudié. En particulier pour les nématiques, on sait que ces indices principaux dépendent de la température. Cette dépendance est représentée sur la figure 7.

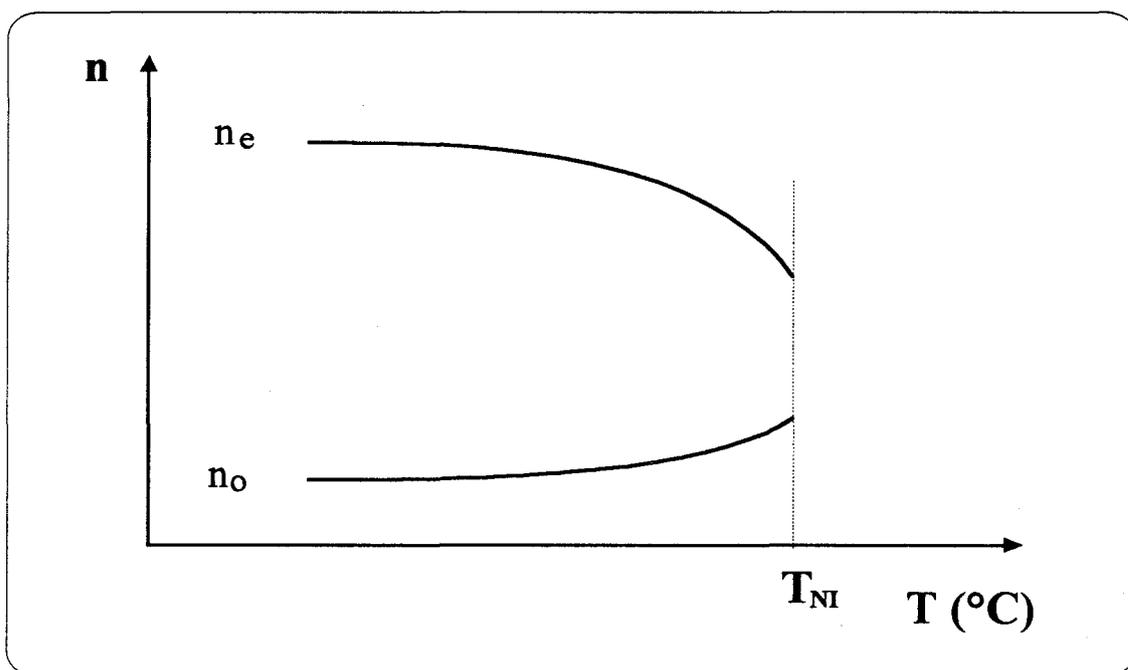


Fig. 7 : Allure de la variation des indices de réfraction principaux des nématiques en fonction de la température.

D'autre part, on sait aussi que l'indice extraordinaire est donné par l'expression suivante [20] :

$$n = \frac{n_e(T)n_o(T)}{\sqrt{n_e^2(T)\cos^2(\Psi) + n_o^2(T)\sin^2(\Psi)}} \quad (2)$$

dans laquelle ψ est l'angle entre le directeur (axe optique local) et la direction de propagation de la phase.

Autrement dit, lorsqu'un faisceau lumineux se propage dans un milieu nématique, l'onde ordinaire (polarisation TE, voir figure 8) se propage avec une vitesse $\frac{c}{n_o}$ qui ne dépend que de la température (et de la longueur d'onde) alors que l'onde extraordinaire (polarisation TM, voir figure 8) a une vitesse de propagation qui dépend aussi de l'angle ψ et donc de l'angle de tilt du directeur. Ainsi pour pouvoir, par une mesure d'indice, remonter à la température et l'angle ψ , il faut bien connaître les indices principaux.

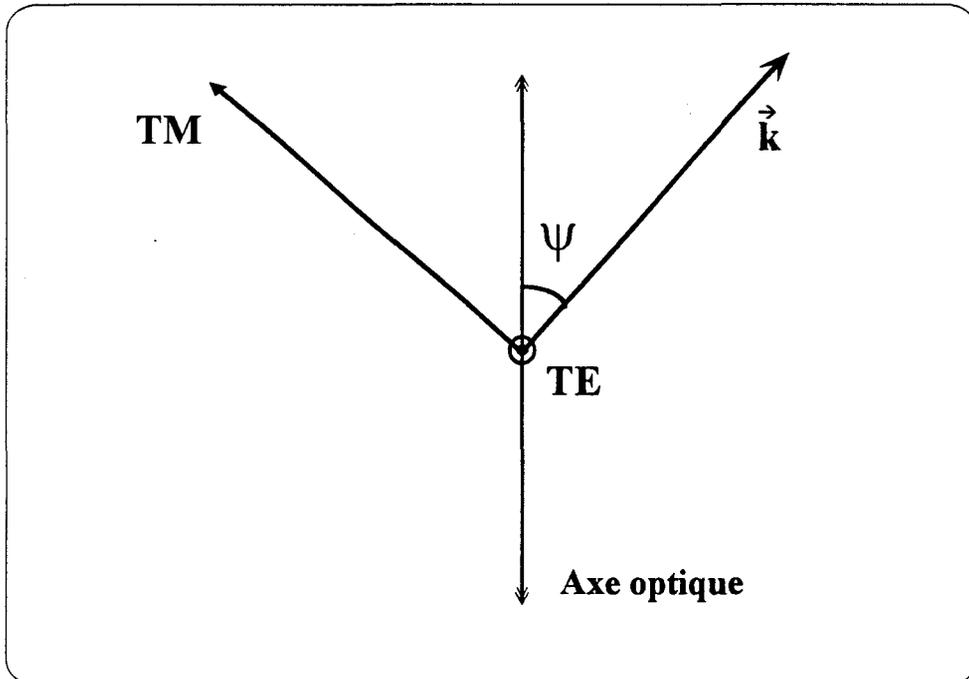


Fig. 8 : Propagation dans un milieu optiquement uniaxe : la direction de propagation \vec{k} de l'onde fait un angle ψ avec l'axe optique.

Nous décrivons maintenant les dispositifs expérimentaux utilisés pour mesurer ces indices.

SECTION I

CHAPITRE 1

OUTILS EXPERIMENTAUX

I- INTRODUCTION

Parmi les différentes techniques optiques utilisées pour l'étude des cristaux liquides près d'une interface [21-25], la réflexion totale interne atténuée s'est révélée très adaptée à la mesure des indices de réfraction principaux des nématiques [24,25]. Elle permet également de déterminer l'angle d'inclinaison du directeur et l'énergie d'ancrage sur une interface [24-29]. En conséquence, elle peut être aussi appliquée à la mesure de la déformation maximale des cristaux liquides sous l'effet d'un champ électrique ou magnétique qu'il soit statique ou non [30-32].

Cette technique a été utilisée pour la première fois en 1934 par Frederiks et Zwetkoff pour l'étude des cristaux liquides [33]. Oubliée pendant un certain nombre de décennies, son intérêt n'a cessé de grandir depuis l'apparition de nouvelles applications basées sur le principe de la réflexion totale interne atténuée comme les guides d'ondes optiques [34,35]. Rivière [36] a été le premier à l'utiliser pour l'étude des films nématiques homogènes (homéotrope, planaire et incliné). Il a mesuré les indices de réfraction et le degré d'orientation des molécules du cristal liquide nématique (6CB) près de l'interface. C'est encore lui qui a discuté un certain nombre de questions très importantes telles que la précision de la méthode, la variation des indices de réfraction avec la température et la divergence du faisceau laser incident. Avec ces collaborateurs, il a déterminé les indices de réfraction d'un nématique avec une précision de 10^{-3} , l'angle d'inclinaison du directeur près d'une interface [24,25] et l'énergie d'ancrage des molécules à l'interface verre-nématique [29]. Les valeurs obtenues par cette technique sont une moyenne sur la profondeur de pénétration de l'onde incidente qui est généralement de l'ordre de quelques longueurs d'ondes (quelques microns).

Nous allons utiliser et adapter cette méthode pour étudier la réponse en température et en angle de tilt des cristaux liquides nématiques lorsqu'ils sont soumis à l'action d'un champ électrique d'une onde lumineuse émise en continu (section II).

Comme il a été dit dans le chapitre préliminaire, nous avons besoin de connaître la variation des indices principaux avec la température.

Pour mener à bien tout ce travail, nous disposons de deux réfractomètres : le premier est le réfractomètre de PULFRICH et le second est le réfractomètre de TALBOT-RAYLEIGH. A l'aide du réfractomètre de PULFRICH, nous mesurons (pour une température et une longueur d'onde données) les indices principaux du nématique utilisé ainsi que l'angle de tilt du directeur et avec le réfractomètre de TALBOT-RAYLEIGH, la variation de ces indices avec la température.

L'objectif de ce chapitre est la description et la caractérisation de ce matériel. Nous commençons par la description du dispositif expérimental de PULFRICH, son utilisation pour déterminer les indices de réfraction, la précision des mesures et nous discuterons de l'influence de certains paramètres extérieurs sur cette précision. Ensuite, nous présenterons brièvement le réfractomètre de TALBOT-RAYLEIGH.

II- REFRACTOMETRE DE PULFRICH A DOUBLE BRAS

II-1- Description du montage

Le montage expérimental est représenté sur la figure I-1. Le faisceau de lecture (Laser HeNe, $\lambda=0.6328\mu\text{m}$) est séparé en deux faisceaux orthogonaux se propageant respectivement suivant les directions x et y (faisceau x et faisceau y). Ces deux faisceaux sont déviés par les miroirs MG. (fig. I-1) et envoyés sur le prisme *, réfléchis par la face supérieure du prisme sur laquelle est déposé le matériau, puis déviés par d'autres miroirs pour arriver enfin dans les capteurs photosensibles (diodes silicium).

* Verre Schot SF59 ou Corning.

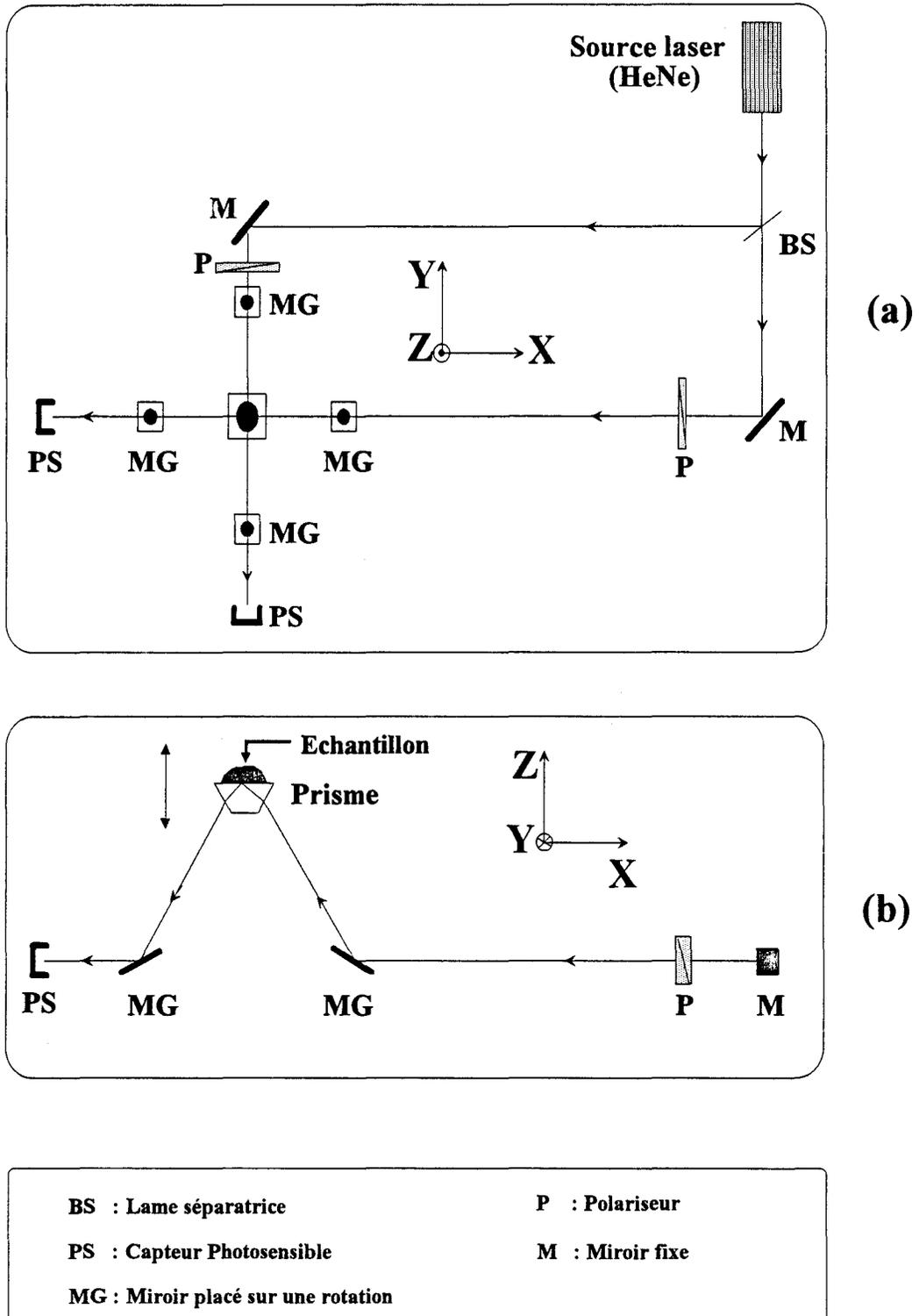


Fig. I-1 : Dispositif expérimental de PULFRICH à double bras

(a) Vue de dessus

(b) Vue de face

Ces derniers enregistrent ainsi l'intensité réfléchie par l'interface prisme-matériau en fonction de l'angle d'incidence i à cette interface (fig. I-2), cet angle d'incidence pouvant être modifié par une rotation des miroirs MG (fig. I-1). Le prisme est monté sur une translation dont le déplacement, parallèle à la direction z , est calculé de manière à ce que les deux faisceaux atteignent le même point de l'échantillon quelque soit l'angle d'incidence.

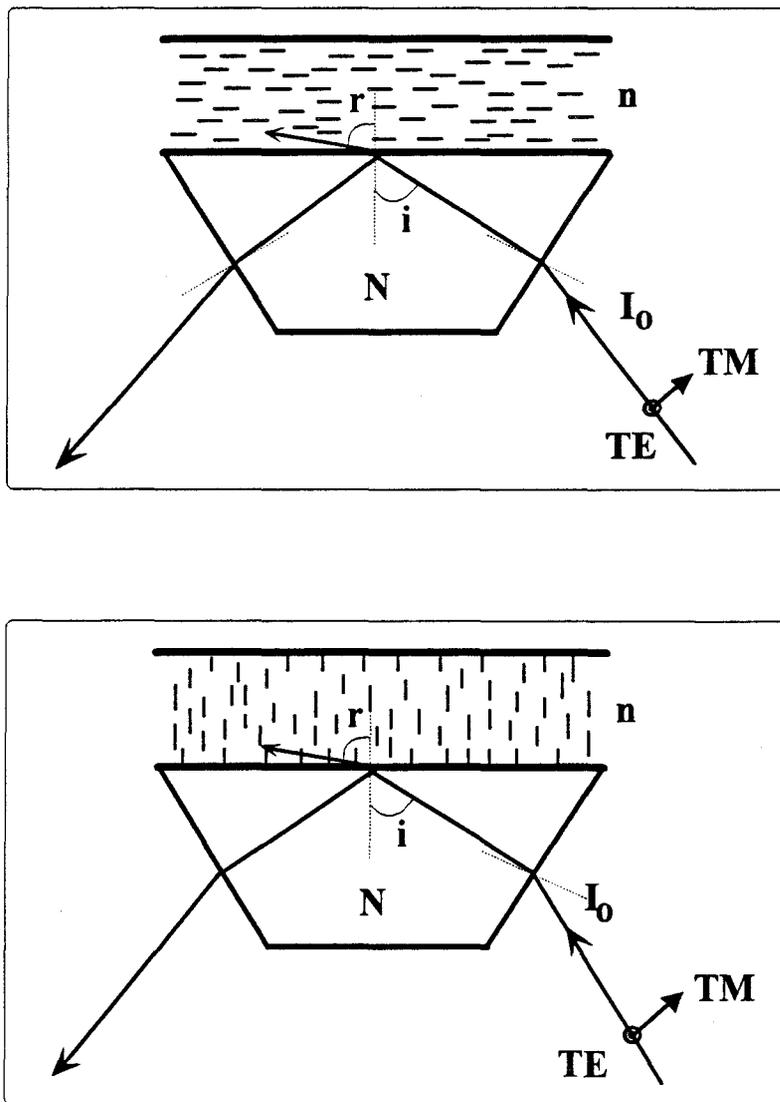


Fig. I-2 : Détermination des indices de réfraction principaux :
orientation planaire et homéotrope

L'ensemble du montage est automatisé. Les miroirs MG (fig. I-1) sont montés sur des berceaux goniométriques dont la plus petite rotation autorisée est de un centième de degré. le prisme quant à lui est monté sur une translation dont le plus petit déplacement est de un dixième de micron.

II-2- Courbes de réflectivité et détermination des indices

Deux polariseurs sont insérés dans les deux directions de propagation x et y permettant pour chacune d'elles d'avoir soit la polarisation parallèle au plan d'incidence ($//$, mode TM), soit la polarisation perpendiculaire au plan d'incidence (\perp , mode TE). Par conséquent le montage expérimental permet d'enregistrer les quatre courbes de réflectivité suivantes :

$$R_{x//} = f(i) ; R_{x\perp} = f(i) ; R_{y//} = f(i) ; R_{y\perp} = f(i) \quad (1)$$

Théoriquement, ces courbes représentent les coefficients de réflexion de FRESNEL [20,37] et dans le cas où le matériau étudié d'indice n est moins réfringent que le prisme ($n < N$), les courbes de réflectivité présentent un point anguleux (fig. I-3) indiquant la limite entre les régimes de transmission et de réflexion totale interne. L'abscisse de ce point anguleux, appelé l'angle limite i_1 , permet de déduire l'indice n du matériau étudié par la relation de Snell-Descartes [20,37] :

$$n = N \sin i_1 \quad (2)$$

où N est l'indice du prisme.

C'est le principe du réfractomètre de PULFRICH ou d'ABBE pour déterminer les indices de réfraction.

Dans le cas d'un matériau isotrope, les quatre courbes de réflectivité (1) donnent la même information. Par contre, dans le cas d'un matériau anisotrope, différentes

situations sont à considérer. Elles dépendent de la direction de propagation de l'onde et de sa polarisation par rapport à l'axe optique.

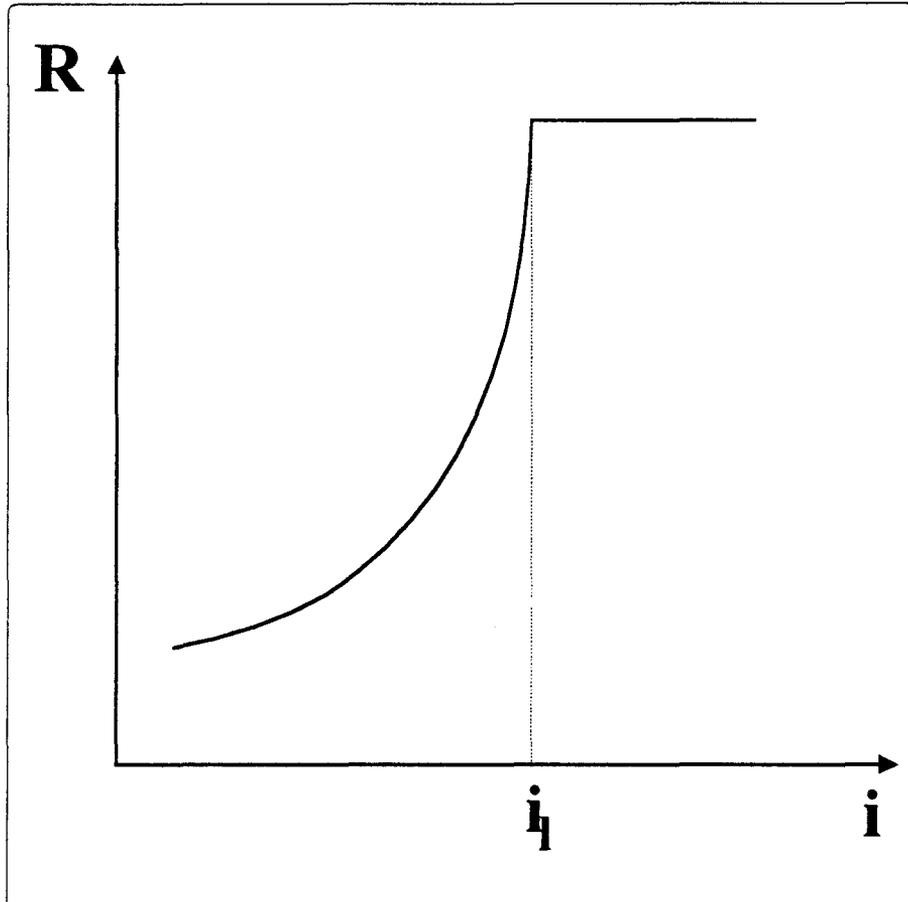


Fig. I-3 : Aspect typique d'une *courbe de réflectivité*,
 i_l est l'*angle limite*.

Supposons, qu'il s'agisse d'un matériau uniaxe dont l'axe optique est parallèle à l'une des directions principales x , y ou z . A la limite des régimes de transmission et de réflexion totale, le faisceau transmis se propage parallèlement au plan de l'interface xy pour les deux modes de polarisations TE et TM, les ondes transmises sont polarisées linéairement et se propagent avec des vitesses différentes [20,37]. Autrement dit, les quatre courbes de réflectivité (1) présentent des points anguleux à des angles d'incidences différents. Les indices de réfraction mesurés dans ce cas sont les indices

principaux ordinaire (n_o) et extraordinaire (n_e). Les différentes situations possibles sont résumées dans le tableau 1 ci-dessous :

Direction de l'axe optique // à l'axe	Polarisation de l'onde incidente	Faisceau x (Bras 0)		Faisceau y (Bras 1)	
x	TM	$R_{//} = f(i)$	n_o	$R_{//} = f(i)$	n_o
	TE	$R_{\perp} = f(i)$	n_o	$R_{\perp} = f(i)$	n_e
y	TM	$R_{//} = f(i)$	n_o	$R_{//} = f(i)$	n_o
	TE	$R_{\perp} = f(i)$	n_e	$R_{\perp} = f(i)$	n_o
z	TM	$R_{//} = f(i)$	n_e	$R_{//} = f(i)$	n_e
	TE	$R_{\perp} = f(i)$	n_o	$R_{\perp} = f(i)$	n_o

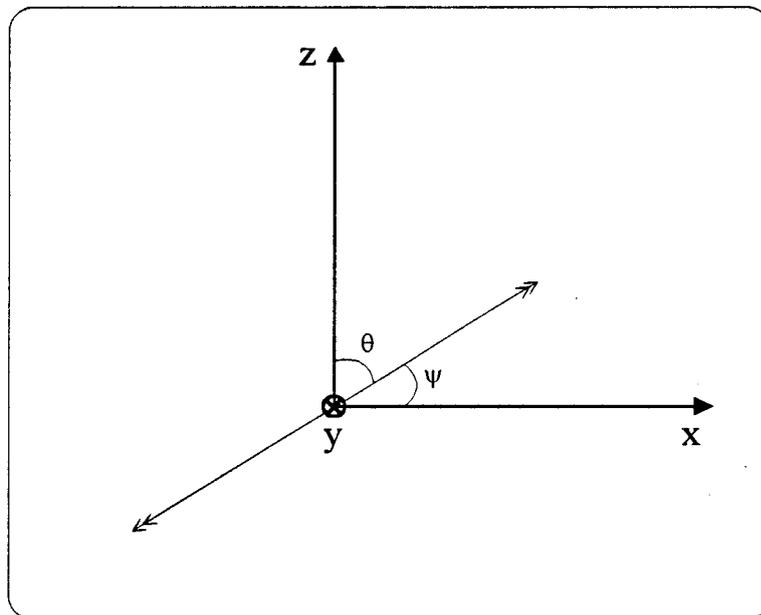
Tableau 1: Indices mesurés avec les deux bras suivant les directions de la polarisation et de l'axe optique des nématiques.

Supposons maintenant que l'axe optique soit dans le plan xz et fasse un angle θ avec l'axe z (fig. I-4). Intéressons-nous tout d'abord à la propagation de l'onde le long de l'axe des x : l'onde reste polarisée linéairement dans le milieu anisotrope. La courbe de réflectivité qui correspond au mode TE donne l'indice ordinaire n_o , alors que la courbe qui correspond au mode TM donne une valeur d'indice n intermédiaire entre les indices principaux ordinaire et extraordinaire et dépendant de l'angle d'inclinaison θ de l'axe optique selon la relation suivante :

$$n = \frac{n_e n_o}{\sqrt{n_e^2 \sin^2 \theta + n_o^2 \cos^2 \theta}} \quad (3)$$

qui est la relation donnée au chapitre préliminaire dans laquelle la notation a été adaptée ($\theta = \pi/2 - \Psi$) (fig. I-4) mais dans ce cas, il y a lieu de distinguer entre la propagation de l'énergie et de la phase, nous y reviendrons plus loin.

C'est la méthode utilisée par Rivière et col.[25,26] pour déterminer l'angle d'inclinaison θ du directeur près de l'interface.



*Fig. I-4 : Propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu uniaxe
l'axe optique est incliné d'un angle θ dans le plan (xz) par rapport
à l'axe z .*

Le comportement de l'onde qui se propage dans la direction y est tout à fait différent puisque, ni l'onde polarisée parallèlement au plan d'incidence (yz) ni l'onde polarisée perpendiculairement à ce plan n'est linéairement polarisée dans le matériau anisotrope étudié : le champ électrique de l'onde doit être projeté en deux composantes, l'une parallèle et l'autre perpendiculaire au directeur (axe optique). Il en résulte deux ondes qui se propagent dans le matériau anisotrope avec évidemment deux vitesses

différentes et qui sont donc associées à deux angles limites différents : le premier est associé à l'indice ordinaire, le second à l'indice extraordinaire. La courbe de réflectivité obtenue est donc la moyenne de deux courbes et ne présente plus de point anguleux net. Nous reviendrons plus loin sur ce point et nous verrons qu'on peut l'utiliser comme un critère de contrôle de la déformation des films.

La précision sur la détermination de l'indice de réfraction n du matériau étudié dépend en grande partie de la netteté du point anguleux de la courbe de réflectivité et des réglages préliminaires qu'il faut réaliser avant chaque expérience. Nous verrons dans la suite que des facteurs autres qu'une mauvaise orientation du film étudié sont aussi à l'origine de l'élargissement du point anguleux.

II-3- Réglages et précision des mesures

II-3- a- Réglages préliminaires

Au cours d'une expérience, à chaque angle d'incidence des miroirs MG (fig. I-1) correspond une position de la translation (porte-échantillon). Pour chacune de ces positions, le faisceau de lecture doit toujours arriver au même endroit sur l'échantillon, il faut donc que les déplacements de la translation soient parallèles à la direction perpendiculaire à l'axe optique du montage. D'autre part, les angles d'incidence i à l'interface verre-nématique sont calculés à partir des angles des miroirs MG, il faut donc, d'une part que ces derniers soient connus avec une grande précision, et d'autre part que les hypothèses utilisées dans le calcul de l'angle i en fonction de celui du miroir soient respectées pour minimiser l'erreur sur la détermination des indices de réfraction.

Ces réglages doivent être réalisés pour les deux bras du réfractomètre, ils se font en trois étapes successives que nous décrivons maintenant :

La première étape consiste à aligner le faisceau incident (HeNe) qui représente l'axe de référence optique du montage. La seconde étape consiste donc à réaliser le

parallélisme de la face supérieure du prisme avec l'axe de référence du montage puisque le calcul de l'angle d'incidence i sur l'interface prisme-échantillon à partir de l'angle du miroir α et le déplacement de la translation (porte-prisme) suppose que le dioptre (prisme-échantillon) soit parallèle à l'axe de référence. Expérimentalement, ce réglage se fait par autocollimation à l'aide d'une équerre optique.

Enfin à la mise sous tension des moteurs des miroirs, l'origine des angles est aléatoire, il faut donc une valeur de référence fiable dont la précision est meilleure qu'un centième de degré qui est la résolution des miroirs. Cette référence sera obtenue par le réglage de l'incidence normale du faisceau sur la face d'entrée du prisme.

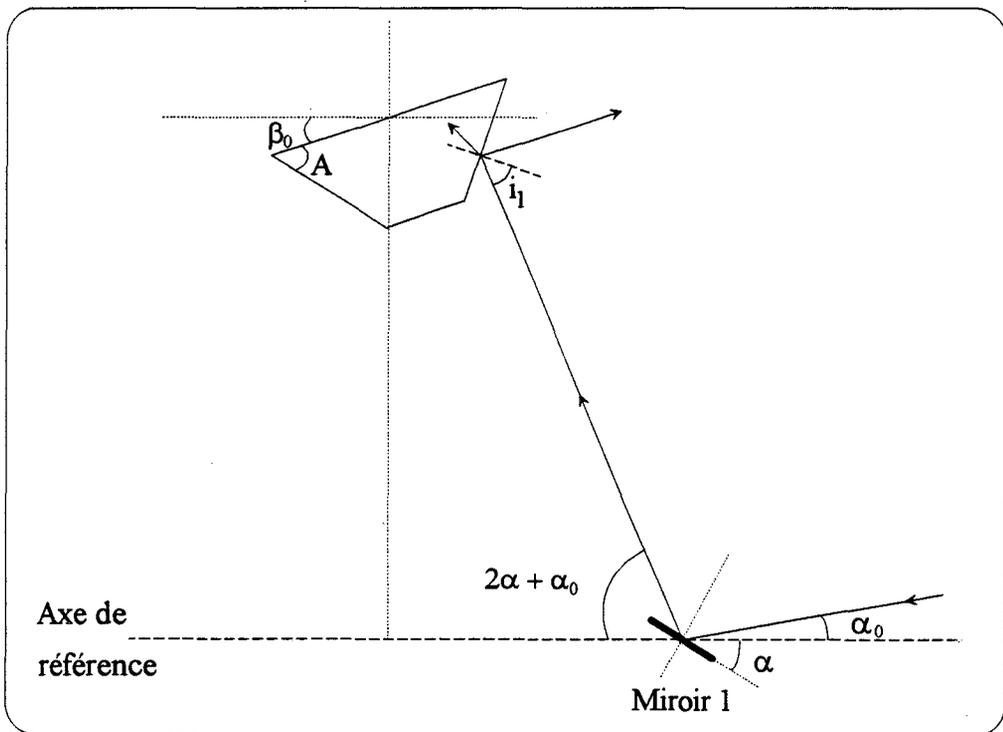


Fig. I-5 : Choix de la référence des angles d'incidences.

En effet, supposons que la face supérieure du prisme fasse un angle β_0 avec la parallèle à l'axe de référence du bras 0 (axe des x) et le faisceau incident un angle α_0 avec ce même axe (fig. I-5). Dans ces conditions, les angles α du miroir 1, A du prisme, i_1 d'incidence sur la face d'entrée dans le prisme et les angles β_0 et α_0 sont reliés par la relation suivante:

$$2\alpha = i_1 - A + \frac{\pi}{2} + (\beta_0 - \alpha_0) \quad (4)$$

Sous l'incidence normale sur la face d'entrée dans le prisme l'angle i_1 vaut zéro. De plus, sachant que l'angle A du prisme vaut 60 degrés, si l'angle $(\beta_0 - 2\alpha_0)$ est nul alors l'angle α du miroir vaut 15 degrés. Nous réalisons alors par autocollimation l'incidence normale sur la face d'entrée du prisme. A cette position des angles du miroir, nous imposons au boîtier de commande la valeur 15 degrés comme étant l'angle des miroirs. Dans ces conditions, l'angle d'incidence i à l'interface prisme-nématique est relié à l'angle α du miroir lu sur le boîtier de commande par les relations suivantes :

$$\begin{cases} i = A - r \\ N \sin(r) = \sin(i_1) \\ i_1 = 2\alpha + A - \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (5)$$

Cette technique est telle que la précision sur cet angle et donc sur la relation (5) entre l'angle du miroir et l'angle d'incidence à l'interface est optimale (un centième de degré). Nous discutons maintenant des autres paramètres qui peuvent influencer la précision des mesures.

II-3-b- Discussion sur la précision des mesures

Plusieurs techniques ont été utilisées pour déterminer les indices de réfraction des cristaux liquides [21-25]. La technique de la réflexion totale a été adoptée en particulier pour la précision avec laquelle sont obtenus les indices de réfraction. Cette précision dépend essentiellement de la résolution du matériel utilisé et bien évidemment comme dans toute technique expérimentale optique des réglages préliminaires décrits précédemment et qui sont nécessaires avant chaque expérience.

Les angles des miroirs sont incrémentés d'un centième de degré, l'abscisse du point anguleux est alors mesurée au mieux avec une précision de deux centièmes de degré et l'indice de réfraction en est déduit avec une déviation maximale de $\pm 2.10^{-4}$ [38]. Naturellement, ceci suppose que l'angle limite séparant les deux régimes de transmission et de réflexion totale soit net, ce qui n'est pas toujours le cas. Un point anguleux "arrondi", diminue la précision sur la détermination de l'angle limite i_1 et par conséquent sur celle de l'indice de réfraction.

Le point anguleux peut être "arrondi" pour les raisons suivantes: un faisceau laser de lecture convergent ou divergent, une grande ouverture du capteur photosensible, un matériau hétérogène dans la zone étudiée ou enfin un faisceau dépolarisé. Les deux premières sont purement techniques : elles peuvent être et ont été minimisées. Les hétérogénéités optiques du matériau étudié dépendent évidemment du matériau lui même, ce qui ne peut pas toujours être dominé. Disons tout simplement que la taille du faisceau au point de travail est de l'ordre de 5 mm^2 et par conséquent le matériau doit être homogène au moins sur une telle surface. Lorsque l'axe optique est en dehors du plan d'incidence, le faisceau transmis est dépolarisé et l'onde résultante est la superposition de deux ondes se propageant à des vitesses différentes. Comme il a été évoqué plus haut, la courbe obtenue est une superposition de deux courbes et ne présente qu'un point anguleux très arrondi.

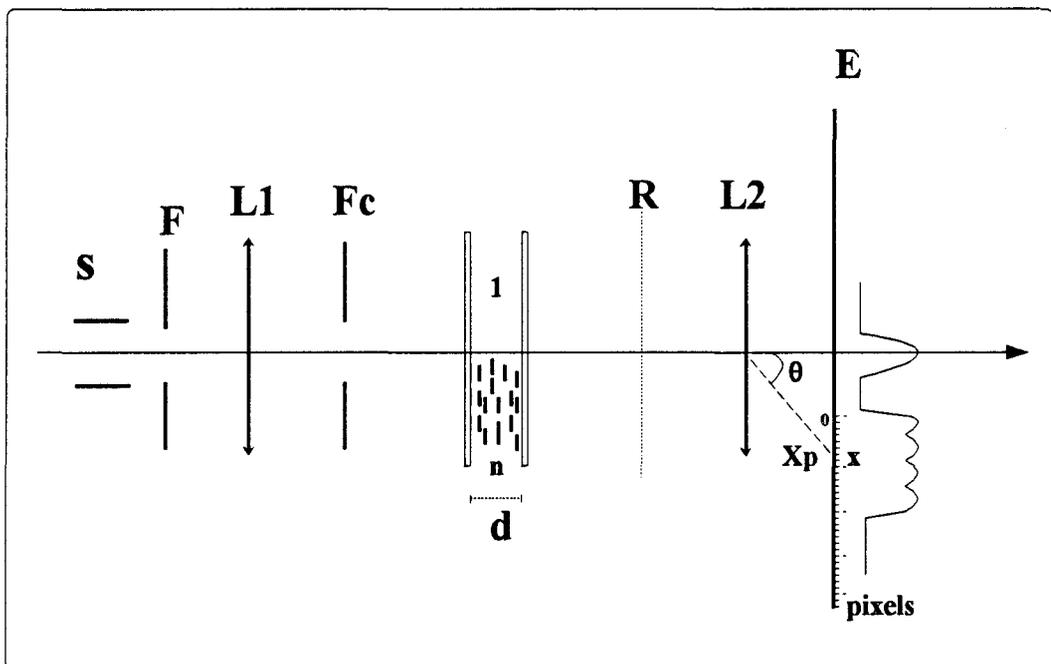
En conclusion, des courbes de réflectivité avec un point anguleux "arrondi", montrent que soit le matériau est hétérogène, soit l'axe optique est incliné en dehors du plan d'incidence. En réalité, la distinction entre les deux situations est la plupart du temps assez facile surtout dans le cas des cristaux liquides nématiques qui sont généralement des matériaux de grande biréfringence. En effet, dans le premier cas, la courbe de réflectivité obtenue expérimentalement est une intégration sur un gradient d'indice δn . Dans le cas où l'axe optique est incliné par rapport au plan d'incidence, il s'agit d'une somme de deux courbes associées respectivement aux indices de réfraction principaux n_o et n_e . En général ces deux indices étant très différents, la courbe résultante ne présente quasiment plus de point anguleux alors que dans le cas d'hétérogénéité, le faisceau de lecture est assez fin et le domaine d'intégration (δn) est en général petit : la courbe de réflectivité est alors arrondie dans un petit domaine d'angle d'incidence.

III- REFRACTOMETRE DE TALBOT-RAYLEIGH

Ce dispositif expérimental permet de déterminer la variation des indices de réfraction en fonction de la température et de la longueur d'onde, de tout matériau transparent isotrope ou anisotrope [39]. Ce réfractomètre est basé sur le principe suivant : une lame de phase transparente est partiellement insérée dans le champ optique d'un spectroscopie éclairé avec une source de lumière blanche. Des bandes sombres apparaissent dans les ordres de diffraction du même côté que la lame de phase. Ces bandes, ressemblant à un spectre cannelé, ont pour origine un phénomène d'interférence entre la partie supérieure d'indice de réfraction 1 (air) et la partie inférieure d'indice n (lame de phase). Leurs positions dans le spectre de la source sont directement liées au retard optique introduit par la lame de phase et donc à son indice de réfraction. L'étude de ce spectre permet d'obtenir la dispersion du matériau constituant la lame de phase [39,40].

III-1- Description du dispositif expérimental

Le montage expérimental est représenté sur la figure I-6. La lame de phase d'indice n , peut être un liquide ou un solide transparent. Cette lame de phase (matériau étudié) est insérée dans la partie inférieure du spectroscopie. Le réseau est utilisé comme élément dispersif du spectroscopie. La visibilité des bandes est optimale lorsque la lame de phase couvre la moitié du champ optique du réseau et que le nombre de traits utile du réseau est adapté d'où la présence de la fente collimatrice. L'enregistrement de l'intensité se fait par une caméra CCD.



S : Source	L1, L2 : Lentille
F : Fente	R : Réseau
Fc : Fente collimatrice	E : Ecran
d : Epaisseur de la lame	

Fig. I-6 : Dispositif expérimental de TALBOT-RAYLEIGH

III-2- Principe de mesure

Lorsque les vibrations qui émergent de la lame de phase et de l'air sont en opposition de phase, il y a interférence destructive et la longueur d'onde associée "disparaît" du spectre, d'où l'apparition d'un spectre cannelé. Cette différence de phase est donnée par la relation suivante :

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} (n(\lambda) - 1)d$$

et lorsqu'elle vaut $2\pi (m + \frac{1}{2})$, on observe une bande sombre.

D'autre part, chaque longueur d'onde λ , diffractée par le réseau sous un angle θ , est donnée par la relation suivante [39] :

$$p(\sin\theta - \sin\theta_0) = k\lambda$$

où θ est l'abscisse angulaire de la longueur d'onde diffractée.

θ_0 est l'angle d'incidence sur le réseau

p est le pas du réseau

k est l'ordre d'interférence

Dans le cas où l'incidence sur le réseau est normale, l'angle θ_0 est nul et la relation précédente devient (fig. I-6) :

$$\frac{p x}{\sqrt{x^2 + f^2}} = k\lambda$$

où f est la distance focale de la lentille

x est la position du pic d'intensité correspondant à la longueur d'onde diffractée

La distribution de l'intensité lumineuse dans le plan focal de la lentille est mesurée par une caméra CCD. Les positions sont mesurées en pixels x_p avec une origine x_{op} différente de celle des abscisses x . Exprimée en pixels la relation précédente devient :

$$\frac{(x_p + x_{op})}{\sqrt{(x_p + x_{op})^2 + f^2}} = \frac{k\lambda}{p}$$

L'enregistrement de la courbe $I = f(x_p)$ et la détermination de la position des minimums permettent à une température constante de déterminer la courbe de dispersion $n = f(\lambda)$ du matériau étudié en utilisant les relations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{2\pi}{\lambda} (n(\lambda) - 1) d = 2\pi \left(m + \frac{1}{2}\right) \\ \frac{(x_p + x_{op})}{\sqrt{(x_p + x_{op})^2 + f^2}} = \frac{k\lambda}{p} \end{array} \right.$$

où d est l'épaisseur de la lame de phase.

m est l'ordre d'interférence.

p est le pas du réseau.

x_p est une position en pixels.

Si nous savons que d'une bande à sa voisine, l'ordre d'interférence varie d'une unité, nous ne connaissons pas sa valeur absolue. L'ordre d'interférence m de référence (de départ) sera déterminé si on connaît l'indice de réfraction de référence (n_{ref}) à la longueur d'onde (λ_{ref}) et l'épaisseur de la lame de phase (d_{ref}) de référence. L'indice de réfraction de référence est déterminé à l'aide du réfractomètre de PULFRICH, pour une longueur d'onde de référence, à une température donnée.

III-3- Etalonnage et réglages du spectroscopie

L'étalonnage du spectroscopie consiste à déterminer la relation $\lambda = f(x_p)$, ce qui nécessite la connaissance des valeurs des paramètres p , f et x_{op} . Le pas du réseau (p) a été mesuré indépendamment de f et de x_{op} , soit :

$$p = 10 \pm 10^{-3} \text{ } \mu\text{m.}$$

Les paramètres f et x_{op} sont déterminés en utilisant la raie bleue du laser Argon ($\lambda_0 = 4879.86 \text{ } \text{\AA}$). Nous mesurons les positions x_{1p} et x_{2p} de cette raie au premier et au second ordre de diffraction ($k=1$ et $k=2$) puis nous résolvons le système de deux équations à deux variables x_{op} et f :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{(x_{1p} + x_{op})}{\sqrt{(x_{1p} + x_{op})^2 + f^2}} = \lambda_0 \\ \frac{(x_{2p} + x_{op})}{\sqrt{(x_{2p} + x_{op})^2 + f^2}} = 2\lambda_0 \end{array} \right.$$

L'acquisition et le stockage des résultats se font par micro-ordinateur dans un intervalle de temps inférieur à la seconde, ce qui permet de mesurer tout phénomène variant lentement dans le temps. En particulier, on obtiendra la variation de l'indice de réfraction du matériau étudié avec la température en faisant varier lentement celle-ci dans le temps. En conclusion, ce réfractomètre permet de déterminer les variations des indices de réfraction en fonction de la longueur d'onde et de la température.

Dans ce chapitre, nous avons décrit en détail les deux dispositifs expérimentaux qui seront utilisés dans la suite. Si les variations des indices de réfraction avec la température peuvent être déterminées à l'aide du réfractomètre de TALBOT-RAYLEIGH, le réfractomètre de PULFRICH ne permet de mesurer les indices de

réfraction et donc l'angle d'orientation moléculaire que sur un interface alors que la réorientation moléculaire peut avoir lieu dans le volume et en surface. Les courbes de réflectivités contiennent en fait beaucoup plus d'informations. C'est ce que nous allons voir maintenant.

CHAPITRE 2

INTERPRETATION DES COURBES DE REFLECTIVITE

I- INTRODUCTION

L'angle limite i_1 dont il a été question au chapitre précédent sépare un régime réflexion totale et un régime transmission. Dans la partie "transmission" ($i < i_1$), la courbe de réflectivité présente une figure d'interférence (fig. I-7). Ce phénomène a été récemment étudié théoriquement par BLOISI et col. [41] et expérimentalement et théoriquement par EIDNER et Col [42,43]. Ces derniers se sont limités à l'étude des films nématiques homogènes.

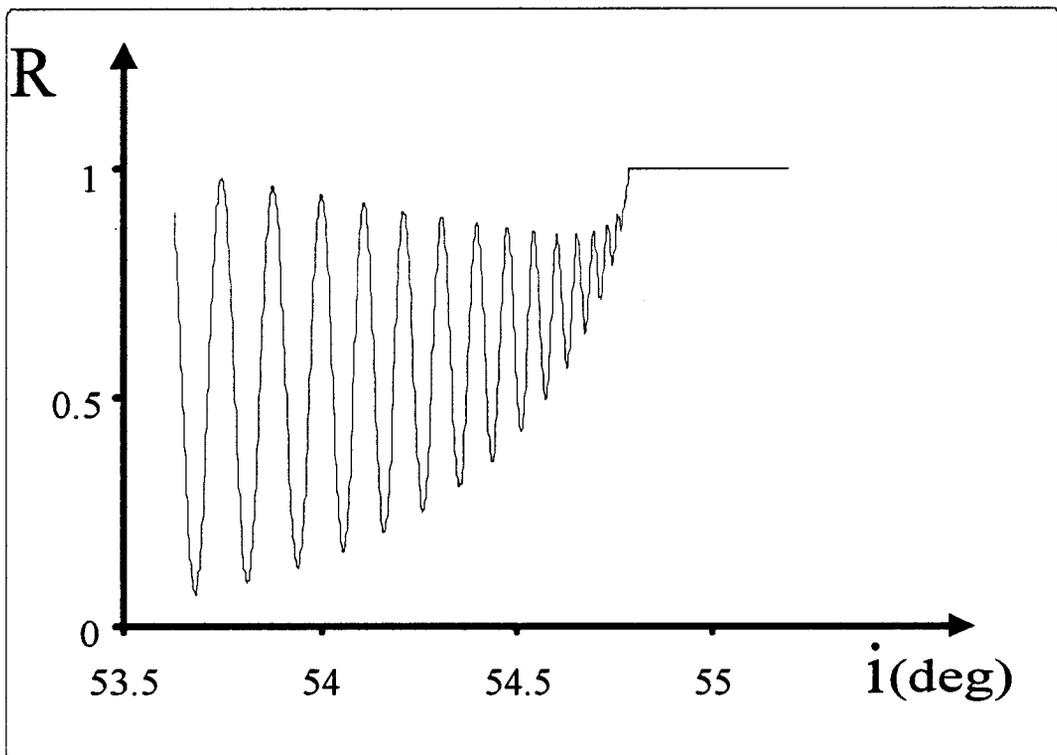


Fig. I-7 : Courbe de réflectivité présentant des oscillations dans le régime de transmission.

A partir d'un modèle basé sur l'optique géométrique, nous proposons une méthode pour exploiter ces courbes. Elle permet d'une part de savoir si le film nématique étudié est homogène ou hybride et d'autre part de mesurer l'épaisseur du film et dans le cas

d'un film hybride le gradient d'indice [44]. De plus, une étude numérique plus poussée permet de remonter à la distribution angulaire du directeur dans le volume du nématique [45].

II- MODELE

Les deux faisceaux qui interfèrent sont les faisceaux réfléchis par le premier et le second interface dans le cas d'un film homogène (fig. I-8) et le faisceau réfléchi par le premier interface et celui réfléchi à l'intérieur du film nématique dans le cas d'un film hybride (fig. I-9). Cette étude sera limitée au cas de l'approximation de l'optique géométrique [46]. Cette approximation est justifiée par les faibles gradients d'indices dans le volume du nématique [47]. La différence de phase ϕ entre les faisceaux réfléchis par les deux interfaces d'un film de nématique s'écrit alors [48] :

$$\frac{\phi}{2\pi} = \frac{1}{\lambda} \int_0^e n(\theta, r) \cos r \, dz + \frac{1}{\lambda} \int_e^0 n(\theta', r') \cos r' \, dz \quad (1)$$

La borne de l'intégrale e représente soit l'épaisseur totale du film nématique dans le cas d'un film homogène (fig. I-8), soit une épaisseur limite déterminée par la condition de la réflexion totale à l'intérieur du film de nématique si celui-ci est hybride (fig. I-9).

Le calcul de l'intégrale (1) nécessite la distinction entre deux cas de figures. On s'intéressera dans un premier temps au cas où l'onde incidente est une onde ordinaire ensuite, sera étudié celui de l'onde extraordinaire. On étudiera, bien évidemment, dans les deux cas, les films homogènes et hybrides. Seuls seront exclus les films pour lesquels les molécules sont inclinées hors du plan d'incidence et les films hybrides planaire sur le premier interface et homéotrope sur le second. Ce dernier cas présente en effet moins d'intérêts puisqu'il n'y a pas de réflexion totale dans le volume.

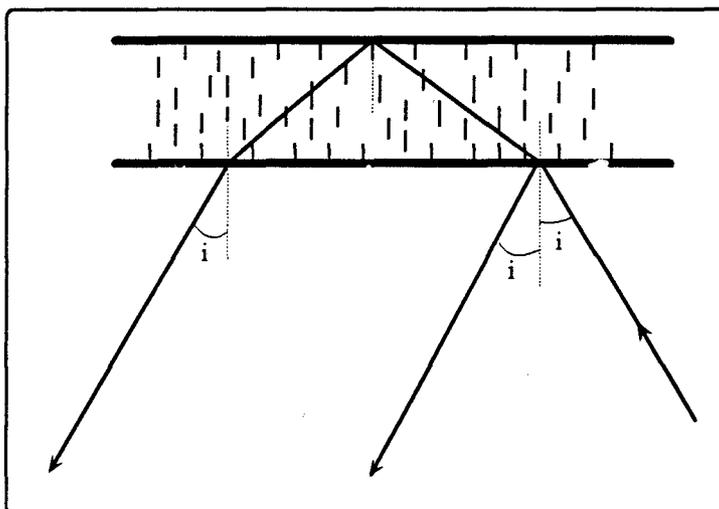


Fig. I-8 : Film nématique homogène homéotrope : les faisceaux sont réfléchis sur le premier et le second interface.

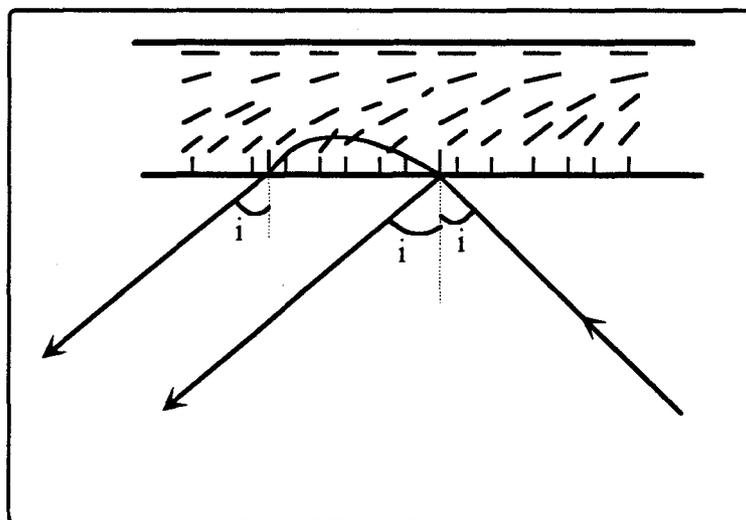


fig. I-9 : Film nématique hybride : les faisceaux sont réfléchis sur le premier interface et à l'intérieur du film nématique.

II-1- Onde ordinaire

Cette onde se rapporte au mode de propagation transverse électrique (mode TE) et aux géométries homogène et hybride, l'indice de réfraction mesuré est l'indice ordinaire (n_o). Le faisceau transmis se comporte de la même manière que dans un milieu isotrope homogène et traverse tout le film nématique jusqu'au second interface (fig. I-8). La borne de l'intégrale (1) représente dans ce cas l'épaisseur du film nématique. Par conséquent, la différence de phase entre les faisceaux réfléchis par le premier et le second interface, donnée par l'intégrale (1), devient :

$$\frac{\phi}{2\pi} = \frac{2.e}{\lambda} n_o \cos(r) \quad (2)$$

où λ est la longueur d'onde et r l'angle de réfraction dans le nématique.

Pour des raisons de commodité, introduisons les notations utilisées par EIDNER et col. [42,43], soit :

$$k = N \sin i \quad (3)$$

$$X^2 = N^2 (\sin^2 i_1 - \sin^2 i) \quad (4)$$

où i_1 est l'angle limite de réflexion totale.

En utilisant, la relation de Descartes à l'interface verre-nématique : $N \sin i = n_o \sin r$ et en remplaçant les expressions (3) et (4) dans l'expression (2), on obtient:

$$\frac{\phi}{2\pi} = \frac{2.e}{\lambda} X \quad (5)$$

Cette expression (5) montre que la différence de phase ϕ entre les faisceaux réfléchis par les deux interfaces, varie linéairement en fonction de la variable X. Il faut noter que ce résultat est valable quelque soit la nature (homogène ou hybride) du film pour l'onde ordinaire.

II-2- Onde extraordinaire

Ce type d'onde correspond au mode de propagation transverse magnétique (mode TM). Dans ce cas, les bornes de l'intégrale (1) dépendent de la géométrie considérée (homogène ou hybride). Nous déterminons d'abord l'intégrand dans le cas général. Pour cela, supposons qu'une onde extraordinaire se propage dans un milieu biréfringent uniaxe. La direction de propagation de la normale à l'onde à l'intérieur de ce milieu fait un angle r avec l'axe de référence (axe z) et l'axe optique est incliné d'un angle θ par rapport à cet axe (fig. I-10). L'indice de réfraction n pour cette onde dépend à la fois des angles θ et r et des indices de réfraction principaux ordinaire et extraordinaire (n_o et n_e). Cet indice est donné par l'expression suivante :

$$n(\theta, r) = \frac{n_e n_o}{\sqrt{n_e^2 \cos^2(\theta+r) + n_o^2 \sin^2(\theta+r)}} \quad (6)$$

cette relation est celle donnée dans le chapitre préliminaire dans laquelle nous avons adapté les notations à notre géométrie ($\theta+r = \pi/2 - \Psi$).

La relation précédente (6) peut s'écrire sous la forme suivante :

$$n^2(\theta, r) \left[n_e^2 \cos^2(\theta+r) + n_o^2 \sin^2(\theta+r) \right] = n_e^2 n_o^2 \quad (7)$$

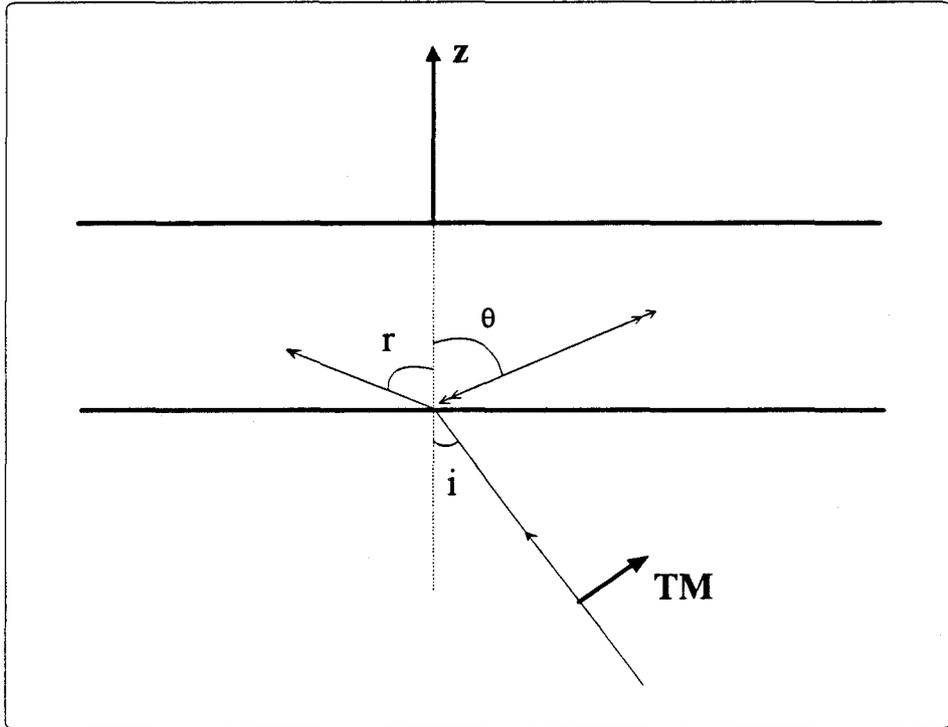


Fig. I-10 : Onde incidente dans un milieu uniaxe : l'axe optique est incliné d'un angle θ par rapport à l'axe z de référence.

Le développement du cosinus et du sinus dans cette expression (7) conduit à :

$$\begin{aligned}
 & [n_e^2 \cos^2 \theta + n_o^2 \sin^2 \theta] [n(\theta, r) \cos \theta]^2 - [(n_e^2 - n_o^2) \sin 2\theta \ n(\theta, r) \sin r] [n(\theta, r) \cos \theta] + \\
 & + [n_e^2 \sin^2 \theta + n_o^2 \cos^2 \theta] [n(\theta, r) \sin \theta]^2 - n_e^2 n_o^2 = 0
 \end{aligned} \tag{8}$$

Dans ce qui suit, on pose :

$$g^2(\theta) = n_e^2 \cos^2 \theta + n_o^2 \sin^2 \theta \tag{8a}$$

d'où

$$n_e^2 \sin^2 \theta + n_o^2 \cos^2 \theta = (n_e^2 + n_o^2) - g^2(\theta) \tag{8b}$$

De plus, en tenant compte de la relation de Descartes qui lie l'angle d'incidence i et l'angle de réfraction r à l'interface d'entrée dans le film ($N \sin i = n(\theta, r) \sin r$) et en remplaçant (8a) et (8b) dans (8), on obtient une équation du second degré en $n(\theta, r) \cos r$, soit :

$$g^2(\theta) [n(\theta, r) \cos r]^2 - [(n_e^2 - n_o^2) \sin 2\theta N \sin i] [n(\theta, r) \cos r] + N^2 [(n_e^2 + n_o^2) - g^2(\theta)] \sin^2 i - n_e^2 n_o^2 = 0 \quad (9)$$

Les deux solutions possibles sont données par :

$$n(\theta, r) \cos r = \frac{1}{g^2(\theta)} \left[(n_e^2 - n_o^2) \sin \theta \cos \theta N \sin i \pm n_e n_o \sqrt{g^2(\theta) - N^2 \sin^2 i} \right] \quad (10)$$

où

$$g^2(\theta) = n_e^2 \cos^2 \theta + n_o^2 \sin^2 \theta$$

Puisque la différence de phase doit toujours être positive, on ne retient que la solution positive qui représente une solution physique, soit :

$$n(\theta, r) \cos r = \frac{1}{g^2(\theta)} \left[(n_e^2 - n_o^2) \sin \theta \cos \theta N \sin i + n_e n_o \sqrt{g^2(\theta) - N^2 \sin^2 i} \right] \quad (11)$$

En ce qui concerne, la deuxième partie de l'intégrale (1), un calcul identique conduit à la solution suivante :

$$n'(\theta', r') \cos r' = \frac{1}{g^2(\theta)} \left[(n_e^2 - n_o^2) \sin \theta \cos \theta N \sin i - n_e n_o \sqrt{g^2(\theta) - N^2 \sin^2 i} \right] \quad (12)$$

Finalement, en remplaçant les solutions (11) et (12) dans l'intégrale (1), on obtient l'expression suivante pour la différence de phase entre les faisceaux qui interfèrent :

$$\frac{\phi}{2\pi} = \frac{2n_e n_o}{\lambda} \int_0^e \frac{1}{g^2(\theta)} \sqrt{g^2(\theta) - N^2 \sin^2 i} dz \quad (13)$$

avec $g^2(\theta) = n_e^2 \cos^2 \theta + n_o^2 \sin^2 \theta$

Cette expression du déphasage, obtenue dans le cas où l'onde incidente est une onde extraordinaire reste valable quelle que soit la nature du film nématique étudié, qu'il soit homogène (θ indépendant de z) ou hybride (θ dépendant de z). La condition de la réflexion totale pour l'énergie est dans ce cas exprimée par la relation suivante :

$$g^2(\theta) - N^2 \sin^2 i_t = 0 \quad (14)$$

où i_t est l'angle limite de la réflexion totale.

Pour aller plus loin, il nous faut distinguer le cas des films homogènes (homéotrope, planaire ou incliné) du cas des films hybrides (homéotrope-planaire).

II-2-a- Films homogènes

Dans ce cas, l'orientation est identique dans tout le film nématique et par conséquent l'angle θ est indépendant de la direction z et la borne de l'intégrale (1) est l'épaisseur totale du film, il s'ensuit que:

$$\frac{\phi}{2\pi} = \frac{2n_e n_o e}{\lambda g^2(\theta)} \sqrt{g^2(\theta) - N^2 \sin^2 i} = \frac{2e}{\lambda} \frac{n_e n_o}{g^2(\theta)} X \quad (15)$$

où e est l'épaisseur du film nématique

et la condition de la réflexion totale s'exprime par : $g^2(\theta) = N^2 \sin^2 i_t$.

Si on reprend les notations précédentes, la variable X définie précédemment s'écrit dans ce cas :

$$X = \sqrt{g^2(\theta) - N^2 \sin^2 i}$$

et l'ordre d'interférence (15) devient alors :

$$\frac{\phi}{2\pi} = \frac{2e}{\lambda} \frac{n_e n_o}{g^2(\theta)} X \quad (15')$$

Dans le cas d'un film nématique homéotrope, l'angle θ est nul, l'expression précédente devient :

$$\frac{\phi}{2\pi} = \frac{2e}{\lambda} \frac{n_o}{n_e} \sqrt{n_e - N^2 \sin^2 i} = \frac{2e}{\lambda} \frac{n_o}{n_e} X \quad (16)$$

Alors que dans le cas d'un film nématique planaire, l'angle θ vaut $\frac{\pi}{2}$ et l'expression (15) conduit à :

$$\frac{\phi}{2\pi} = \frac{2e}{\lambda} \frac{n_e}{n_o} \sqrt{n_o - N^2 \sin^2 i} = \frac{2e}{\lambda} \frac{n_e}{n_o} X \quad (17)$$

En conclusion, les expressions (15), (16) et (17) montrent que dans le cas d'un film nématique homogène, l'ordre d'interférence varie linéairement en fonction de la variable X pour l'onde extraordinaire.

II-2-b- Films hybrides

Plusieurs types de films nématiques peuvent être classés dans cette catégorie. Par exemple, les films nématiques planaires sur le premier interface et homéotropes sur le second et les films homéotropes sur le premier interface et planaires sur l'autre. Les cristaux liquides étudiés sont uniaxes positifs ($n_e > n_o$) et la condition de la réflexion totale à

l'intérieur du film nématique ne sera réalisée que si l'indice de réfraction sur le premier interface est supérieur à l'indice ordinaire principal c'est à dire que l'indice de réfraction décroît lorsque z croît (fig. I-9 et I-10). Nous avons choisi de limiter notre étude à la seconde catégorie de films. De plus, nous avons déjà signalé que cette étude se limite seulement au cas où les molécules ne sortent pas du plan d'incidence : c'est à dire que l'angle θ ne dépend que de la direction z . Pour pouvoir aller plus loin, il faut connaître la relation entre θ et z . En d'autres termes, il faut faire appel à un modèle théorique qui nous donne la déformation du cristal liquide sous contrainte externe.

Expérimentalement, la gamme d'angles d'incidence balayée est telle que la réflexion totale à l'intérieur du volume du nématique a toujours lieu près du premier interface. En conséquence, on peut utiliser comme relation entre θ et z un développement limité au premier ordre, soit :

$$\theta(z) = \theta_0 + \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} \right)_{z=0} z + \dots$$

Compte tenu des conditions d'ancrages $\theta(0) = \theta_0 = 0$, il vient :

$$\theta = \alpha z, \quad \alpha = \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} \right)_{z=0} \quad (18)$$

Il est à noter qu'un calcul de minimisation de l'énergie élastique du film dans l'approximation à une constante élastique (*) donnerait le même résultat [49].

Dans ces conditions, la fonction $g^2(\theta)$ (8a) s'écrit :

$$g^2(\theta) \cong n_e^2 - (n_e^2 - n_o^2) \theta^2 \quad (18-a)$$

* Voir § III, Chapitre I, Section II.

et la condition de la réflexion totale est exprimée par la relation suivante:

$$N^2 \sin^2 i_1 = n_e^2 - (n_e^2 - n_o^2) \theta_1^2 \quad (18-b)$$

compte tenu, des relations (18), (18-a) et (18-b), l'intégrale (13) devient :

$$\frac{\phi}{2\pi} = \frac{2n_e n_o}{\alpha \lambda} \int_0^{\theta_1} \frac{\sqrt{n_e^2 - n_e^2} \sqrt{\theta_1^2 - \theta^2}}{n_e^2 - (n_e^2 - n_o^2) \theta^2} d\theta \quad (19)$$

Mis à part quelques changements de variables, cette intégrale ne présente aucune difficulté, néanmoins on la trouve sous une autre forme dans [50]. Tous calculs faits, l'ordre d'interférence dans le cas d'un film nématique hybride (homéotrope-planaire) est donné par :

$$\frac{\phi}{2\pi} = \frac{1}{\alpha \lambda} \frac{\pi}{2} \frac{2n_e n_o}{\sqrt{n_e^2 - n_o^2}} \left(1 - \frac{k}{n_e}\right) \quad (20)$$

$$\text{où } k^2 = n_e^2 - X^2$$

$$X^2 = g^2(\theta) - N^2 \sin^2 i$$

Expérimentalement, X est toujours petit devant l'unité, on peut donc développer l'expression (20) et au premier ordre elle devient :

$$\frac{\phi}{2\pi} = \frac{\pi}{2\alpha \lambda} \frac{n_o}{n_e \sqrt{n_e^2 - n_o^2}} X^2 \quad (21)$$

Finalement, l'ordre d'interférence est une fonction parabolique de la variable X dans le cas d'un film nématique hybride. Il est à noter que le coefficient du second ordre de (21) contient la constante α .

II-2-c- Conclusion

Nous avons calculé la différence de phase ϕ entre les faisceaux réfléchis par le premier interface d'un film nématique et le faisceau réfléchi, soit sur le second interface, soit à l'intérieur même du film nématique si celui-ci est hybride. Les résultats obtenus (tableau 2) montrent que dans le cas d'une onde incidente polarisée perpendiculairement au plan d'incidence (mode TE), l'ordre d'interférence $\frac{\phi}{2\pi}$ varie linéairement en fonction de la variable X quelque soit la nature du film nématique à condition que les molécules ne sortent pas du plan d'incidence. Par contre, dans le cas d'une onde incidente polarisée parallèlement au plan d'incidence (mode TM), cette variation de $\frac{\phi}{2\pi}$ est linéaire dans le cas d'un film homogène et parabolique dans le cas où celui-ci est hybride. Nous présentons maintenant la méthode d'exploitation des courbes de réflectivité utilisant ce résultat.

	Homéotrope	Planaire	Incliné	Hybride
TE	$\frac{\phi}{2\pi} = \frac{2e}{\lambda} X$	$\frac{\phi}{2\pi} = \frac{2e}{\lambda} X$	$\frac{\phi}{2\pi} = \frac{2e}{\lambda} X$	$\frac{\phi}{2\pi} = \frac{2e}{\lambda} X$
TM	$\frac{\phi}{2\pi} = \frac{2e n_o}{\lambda n_e} X$	$\frac{\phi}{2\pi} = \frac{2e n_e}{\lambda n_o} X$	$\frac{\phi}{2\pi} = \frac{2e n_o n_e}{\lambda (n_e^2 \cos^2 \theta + n_o^2 \sin^2 \theta)} X$	$\frac{\phi}{2\pi} = \frac{\pi}{2\alpha\lambda} \frac{n_o}{n_e \sqrt{n_e^2 - n_o^2}} X^2$

Tableau 2 : Expression de l'ordre d'interférence pour différents types de films et de polarisations de l'onde incidente.

III- PROCEDURE D'EXPLOITATION DES COURBES DE REFLECTIVITE

Partant des courbes de réflectivité expérimentales, nous cherchons à tracer l'ordre d'interférence en fonction de la variable X c'est à dire les courbes $\frac{\phi}{2\pi} = f(X)$.

Sachant qu'un maximum d'intensité correspond à un ordre d'interférence entier et un minimum à un ordre d'interférence demi-entier et que deux extrema successifs correspondent à une variation d'une unité de l'ordre d'interférence, la première étape consiste à pointer l'abscisse i_j du point anguleux. Ensuite, on pointe dans l'ordre les minima d'intensité et pour chacun d'eux on calcule X ; on associe arbitrairement au premier minimum l'ordre d'interférence 1, au second 2, etc... . La courbe $\frac{\phi}{2\pi} = f(X)$ est obtenue en plaçant en ordonnée l'ordre d'interférence k et en abscisse la variable X_k qui lui correspond (fig. I-11).

Un fit sur la courbe obtenue montre son caractère linéaire ou parabolique et d'après le tableau 2, on en déduit la nature du film et son épaisseur etc... .

III-1- Onde ordinaire

Dans le cas où les molécules ne sortent pas du plan d'incidence et quelque soit la nature des films, homogènes ou hybrides, la courbe $\frac{\phi}{2\pi} = f(x)$ est une droite dont l'équation est donnée par (5). Cette droite a une pente égale à $\frac{2e}{\lambda}$. Le calcul de cette pente permet de déterminer l'épaisseur e du film nématique étudié. D'autre part, si la courbe $\frac{\phi}{2\pi} = f(X)$ n'est pas linéaire cela signifie que les molécules sont inclinées hors du plan d'incidence et par conséquent, nous ne sommes plus dans les conditions fixées pour le développement du calcul précédent : ces films sont ignorés.

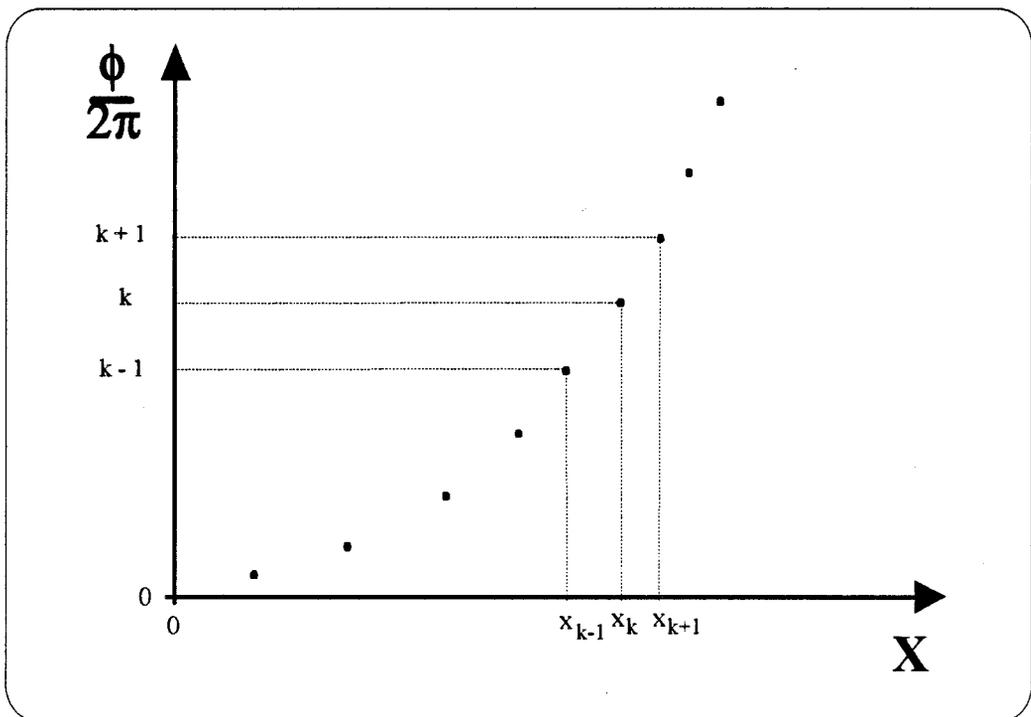
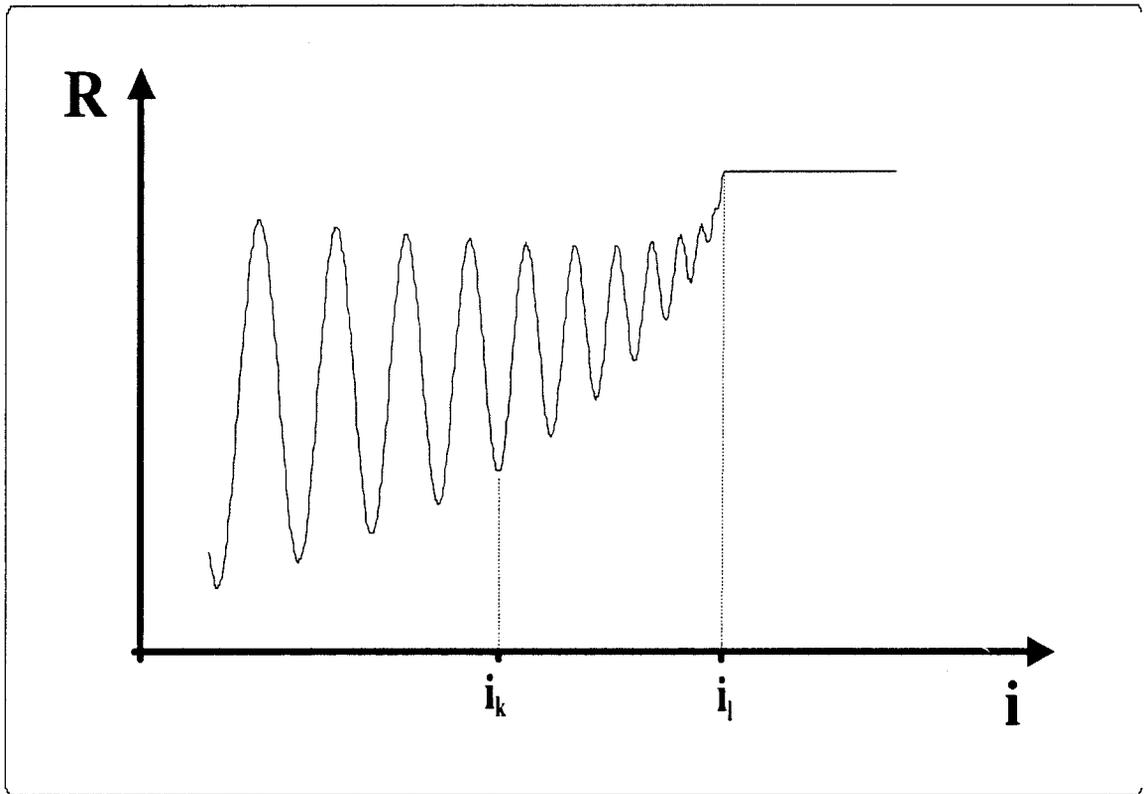


Fig. I-11 : Exploitation de l'interférence que présente les courbes de réflectivité.

$$X_k = \sqrt{N^2 \sin^2 i_l - N^2 \sin^2 i_k}$$

III-2- Onde extraordinaire

Dans ce cas, l'allure des courbes $\frac{\phi}{2\pi} = f(X)$ dépend de la nature des films étudiés (Tableau 2). Si le film nématique est hybride, la courbe $\frac{\phi}{2\pi} = f(X)$ est une parabole dont l'équation est donnée par (21), soit :

$$\frac{\phi}{2\pi} = \frac{\pi}{2\alpha\lambda} \frac{n_o}{n_e \sqrt{n_e^2 - n_o^2}} X^2 = \beta X^2$$

La détermination du coefficient β et la connaissance des indices principaux n_o et n_e permettent de remonter à la constante α et par la suite à la distribution angulaire $\theta(z)$ du directeur dans le volume du nématique près de l'interface en utilisant l'équation (18). L'épaisseur "testée" z_{test} dans le volume du nématique peut être déterminée par les relations suivantes:

$$g^2(\theta(z_{test})) = N^2 \sin^2 i_{test}$$

et

$$\theta_{test}(z_{test}) = \alpha z_{test}$$

L'angle i_{test} est le plus petit angle d'incidence que l'on peut pointer sur la courbe de réflectivité et z_{test} désigne l'épaisseur correspondante. La combinaison des deux relations précédentes conduit à l'expression suivante pour z_{test} , soit :

$$z_{test} = \frac{\theta_{test}(z_{test})}{\alpha} = \frac{1}{\alpha} \text{Arc sin} \left(\sqrt{\frac{n_e^2 - N^2 \sin^2 i_{test}}{n_e^2 - n_o^2}} \right) = \frac{1}{\alpha} \text{Arc sin} \left(\frac{X_{test}}{\sqrt{n_e^2 - n_o^2}} \right) \quad (22)$$

Une vérification expérimentale du modèle présenté a été effectuée sur le cristal liquide 5CB. Les résultats obtenus sur des films homogène (homéotrope) et hybride sont

présentés en annexe 1. Ces résultats montrent la validité de la méthode que l'on vient de présenter.

IV- CONCLUSION

Nous avons présenté une méthode d'analyse des courbes de réflectivité expérimentales qui permet d'obtenir des renseignements sur l'épaisseur des films nématiques et sur la distribution angulaire du directeur au voisinage de l'interface. Nous pouvons ainsi savoir si un film est homogène ou hétérogène, connaître son épaisseur et le gradient d'orientation. La technique de la réflexion totale, conçue à l'origine pour la mesure des indices de réfraction, a déjà été utilisée pour mesurer l'orientation des films nématiques sur un interface [36]. Le modèle théorique présenté précédemment et la routine d'exploitation des courbes de réflectivité expérimentales montrent qu'en plus, cette technique est très bien adaptée pour détecter toute variation d'indice de réfraction et donc d'orientation du directeur en surface et dans le volume du nématique.

L'orientation d'un film nématique initialement homogène peut être modifiée par l'application d'un champ électrique ou magnétique, statique ou haute fréquence. Nous utilisons la technique que nous venons de présenter pour mesurer cette réorientation.

SECTION II

CHAPITRE 1

Généralités sur l'optique non linéaire des cristaux liquides

I- INTRODUCTION

A cause de l'importance de l'anisotropie des cristaux liquides nématiques, ces matériaux présentent d'énormes effets électro-optique, magnéto-optique [47,9] et en optique non linéaire [5,6]. Leur degré d'orientation moléculaire, comme leur direction moyenne d'orientation (directeur), peut être facilement changé par une perturbation extérieure telle qu'un champ électrique ou magnétique, statique ou haute fréquence (du domaine optique ou infrarouge) [9,51-53].

Les cristaux liquides nématiques, comme on l'a vu précédemment, ne diffèrent des liquides ordinaires que par leur arrangement moléculaire. Par conséquent, on s'attend à ce que la contribution électronique aux phénomènes de non linéarité dans les cristaux liquides, ne diffère pas de celle des liquides ordinaires. D'autre part, la centrosymétrie que présentent les nématiques se traduit par l'absence des processus non linéaire d'ordre pair, les phénomènes de non linéarité sont donc d'ordre trois dans ces matériaux [54]. Parmi ceux étudiés citons : l'autofocalisation [55-56], l'auto-modulation de phase [57-58], le mélange d'ondes [59-61], la conjugaison de phase et la bistabilité optique [62-63], etc... . Tous ces phénomènes peuvent avoir pour origine la réorientation moléculaire induite par le champ électrique d'une onde électromagnétique : c'est l'effet Frederiks. La présence de corrélations moléculaires très fortes dans les mésophases laisse supposer que cette réorientation moléculaire est très importante dans ces matériaux. C'est ce que l'on constate expérimentalement par exemple en mesurant la variation de l'indice extraordinaire liée à cette réorientation collective : elle peut aller jusqu'à 0.1 [5]. Dans le cas d'une onde électromagnétique, ces variations d'indices de réfraction peuvent aussi avoir pour origine une variation de température qui résulte de l'absorption résiduelle d'une certaine quantité d'énergie de l'onde lumineuse [5]. Dans les deux cas, les variations des indices de réfraction sont liées à l'intensité de l'onde électromagnétique [5-6]. Le cristal liquide nématique est donc typiquement un matériau photoréfractif et étant donné l'importance des variations d'indices, c'est un très bon candidat pour l'étude de cette propriété.

Signalons enfin, bien que nous ne nous y intéresserons pas directement dans ce mémoire, qu'étant donné la nature du phénomène qui fait intervenir les corrélations moléculaires dans les mésophases, le temps de réponse à une excitation extérieure est généralement très lent ce qui permet l'étude des phénomènes transitoires [64] : dans la phase nématique, il est de l'ordre de la milliseconde pour les effets thermiques et de la seconde pour la réorientation moléculaire [5].

L'objet de ce chapitre est la description de l'origine de la non linéarité optique dans les cristaux liquides nématiques ainsi que les différentes études qui lui ont été consacrées. Nous commençons par rappeler ce qu'est un matériau photoréfractif ensuite nous décrivons l'effet d'un champ électrique sur un cristal liquide (effet Frederiks statique et optique). Nous montrons comment il est possible de relier l'indice non linéaire et l'angle de réorientation. Nous poursuivons par une discussion sur la compétition entre les contributions diélectrique et thermique et enfin nous ferons une synthèse bibliographique sur le sujet.

II- PHOTOREFRACTIVITE

II-1- Définition

Lorsqu'une onde électromagnétique traverse un matériau, microscopiquement des moments dipolaires sont induits, ce qui se traduit macroscopiquement par l'apparition d'une polarisation électrique \vec{P} dans le matériau. Cette polarisation est liée au champ électrique par une relation non linéaire dont on ne conserve que les premiers termes de la série [65]. De plus, dans les milieux non linéaires cubiques, les tenseurs de susceptibilité d'ordre pair sont identiquement nuls. La $i^{\text{ème}}$ composante du vecteur de polarisation s'écrit dans ce cas sous la forme suivante [65,2] :

$$\begin{aligned}
 P_i &= \epsilon_o \chi_{ij}^{(1)} E_j + \epsilon_o \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots \\
 &= P_i^L + P_i^{NL}
 \end{aligned}
 \tag{II-1-1}$$

où ϵ_0 désigne la constante diélectrique du vide, $\chi^{(1)}$ et $\chi^{(3)}$ représentent respectivement les tenseurs de susceptibilités linéaire et cubique, ce sont des tenseurs d'ordre deux et quatre. P_i^L et P_i^{NL} représentent respectivement les polarisations linéaire et non linéaire.

La polarisation non linéaire d'ordre trois est ainsi décrite par un tenseur de susceptibilité de rang quatre dont les éléments peuvent être calculés par la méthode des perturbations [66,2]. A la fréquence combinée $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$, la $i^{\text{ème}}$ composante de la polarisation non linéaire d'ordre trois peut être écrite sous la forme suivante [67] :

$$P_i^{NL}(\omega_4) = \epsilon_0 \chi_{ijkl}^{(3)}(\omega_4, \omega_1, \omega_2, \omega_3) E_j(\omega_1) E_k(\omega_2) E_l(\omega_3) \quad (\text{II-1-2})$$

La non linéarité d'ordre trois est donc, en général, prévue pour le couplage entre quatre ondes électromagnétiques. Ce couplage a pour conséquence l'apparition d'une large variété de phénomènes physiques non linéaires. Ces phénomènes dépendent essentiellement de la nature des éléments du tenseur de susceptibilité (imaginaire ou réel) et des fréquences des ondes utilisées (fréquences identiques ou non) [67].

Parmi ces phénomènes physiques non linéaires, on peut citer la génération de la troisième harmonique, la dépendance de l'indice de réfraction à l'intensité de l'onde, l'effet Raman stimulé, la modulation de l'indice de réfraction, l'absorption à deux photons et l'absorption saturéeetc... [2,67]. Dans notre étude, nous utilisons un seul faisceau de pompe de lumière monochromatique, ce qui offre la possibilité de voir apparaître deux types de phénomènes non linéaires : il s'agit de la variation de l'indice de réfraction avec l'intensité de l'onde et de la génération de la troisième harmonique [2]. L'apparition du dernier phénomène nécessite un accord de phase qui est difficile à réaliser dans la plupart des milieux matériels. Dans la suite, nous étudions les phénomènes non linéaires à la fréquence de l'onde.

Dans ce cas, les fréquences sont identiques ($\omega_4 = |\omega_1| = |\omega_2| = |\omega_3|$). La polarisation non linéaire qui résulte de l'interaction onde-matière s'écrit sous la forme suivante :

$$P^{NL}(\omega) = \varepsilon_0 \chi^{(3)}(\omega, -\omega, \omega, \omega) E |E|^2 \quad (\text{II-1-3})$$

avec $E = A e^{(i\omega t - kr)}$

La relation entre les indices de réfraction et l'intensité de l'onde s'obtient en écrivant les relations qui relient d'une part le champ électrique et d'autre part le champ et la polarisation électrique au vecteur d'induction électrique. Si on néglige le caractère tensoriel du tenseur de susceptibilité et du tenseur diélectrique ε , les composantes du vecteur induction électrique \vec{D} s'écrivent sous la forme suivante:

$$D_i = \varepsilon_0 \varepsilon E_i = \varepsilon_0 E_i + P_i \quad (\text{II-1-4})$$

soit :

$$\varepsilon_0 \varepsilon E_i = \varepsilon_0 (1 + \chi^{(1)}) E_i + \varepsilon_0 \chi^{(3)} |E|^2 E_i$$

ou encore :

$$\varepsilon = \varepsilon^0 + \varepsilon_2 I \quad (\text{II-1-4-a})$$

ε désigne la constante diélectrique effective du matériau sous l'effet de l'onde électromagnétique, ε^0 est la constante diélectrique du milieu lorsque l'intensité de l'onde est nulle et $\varepsilon_2 I$ est la constante diélectrique non linéaire.

Aux fréquences optiques, l'indice de réfraction du milieu est relié à la constante diélectrique par [8,68] :

$$\varepsilon = n^2, \quad (\text{II-1-5})$$

soit encore:

$$n = (\varepsilon^0 + \varepsilon_2 I)^{\frac{1}{2}}$$

au premier ordre du développement, on obtient:

$$n = n^o + \frac{1}{2} n_2 I \quad (\text{II-1-6})$$

où n_2 est appelé coefficient de non linéarité d'ordre trois (m^2/W).

C'est la relation de définition d'un matériau photoréfractif.

Dans le cas des cristaux liquides, il est possible de retrouver cette relation par une autre voie et ainsi de relier le coefficient de non linéarité n_2 aux caractéristiques physiques du cristal liquide (constantes élastiques, optiques etc...) et à la réorientation moléculaire induite. Ceci sera abordé plus loin (*cf* III), nous présentons maintenant les phénomènes qui apparaissent suite à la réponse du matériau à une excitation extérieure.

II-2- Effets observables

Le passage d'un faisceau laser à travers un milieu optiquement non linéaire est inévitablement accompagné d'un changement de phase dû aux déformations du front d'onde qui résultent d'une part, des dimensions finies du faisceau et d'autre part, de la dépendance des indices de réfraction du milieu avec l'intensité de l'onde. Ces distorsions du front d'onde sont responsables de l'apparition d'un certain nombre de phénomènes tels que : l'autofocalisation, la défocalisation, formation d'anneaux de diffraction, formation de filaments, etc...[69-70]. D'une manière générale, lorsqu'un faisceau laser traverse un milieu non linéaire, l'amplitude de l'onde se trouve aussi affectée par cette traversée. Dans la suite nous discuterons seulement des effets observables lorsque le faisceau laser traverse un film de nématique. Dans ce cas, les films utilisés sont généralement de faibles épaisseurs (de l'ordre de quelques dizaines de microns), les changements d'amplitude qui en résultent sont faibles et donc négligeables [2]. Par contre, le front d'onde subit de fortes déformations.

II-2-a- Autofocalisation

Les déformations que subit le front d'onde ont pour origine la non homogénéité de l'intensité lumineuse dans le faisceau de pompe. Ces faisceaux ont généralement une distribution d'intensité en forme de gaussienne dans le mode principal [71] : l'intensité est donc plus importante au centre que sur les bords du faisceau. D'autre part, nous avons vu que la réponse d'un milieu photorefractif est proportionnelle à l'intensité lumineuse de l'onde, par conséquent, la non linéarité optique est plus importante au centre que sur les bords du faisceau. Il en résulte des gradients radiaux d'indices de réfraction [72]. L'indice de réfraction peut être croissant ou décroissant du centre vers les bords du faisceau ; ceci dépend évidemment du signe du coefficient de la non linéarité.

II-2-a- α - Milieu positif : focalisation

Considérons le cas d'un milieu non linéaire positif ($n_2 > 0$). Les rayons lumineux issus de la partie centrale du faisceau se propagent dans ce milieu avec un indice de réfraction supérieur à celui avec lequel se propagent les rayons issus des bords du faisceau. Il en résulte une propagation de l'onde plus lente au centre que sur les bords du faisceau et donc une différence de phase entre les rayons issus du centre du faisceau et ceux issus des bords de celui-ci. Au fur et à mesure de la propagation de l'onde dans le milieu non linéaire, son front d'onde devient de plus en plus déformé. Ces déformations sont liées à l'intensité de l'onde, au coefficient de non linéarité (n_2) de l'onde, à l'épaisseur du milieu non linéaire et à la largeur du faisceau laser [73]. Les distorsions que subit le front d'onde lorsque l'onde traverse un milieu non linéaire positif sont semblables à celles que lui infligerait une lentille convergente. En effet, les vecteurs d'ondes étant à chaque instant perpendiculaires au front d'onde et compte tenu des déformations qu'il subit, le faisceau aura tendance à converger (fig. II-1) : c'est ce qu'on appelle l'autofocalisation [70]. D'autre part, un faisceau limité a une tendance naturelle à diffracter. Bien évidemment, il y a une compétition entre l'autofocalisation et la diffraction. L'autofocalisation tend, comme on vient de le voir, à réduire la taille du faisceau alors que la diffraction tend à l'élargir et selon les cas, c'est l'un ou l'autre qui va l'emporter. La diffraction l'emportera sur l'autofocalisation lorsque la

différence entre les indices au centre et aux bords du faisceau devient assez importante. On peut donc s'attendre à ce que l'autofocalisation l'emporte aux faibles puissances de pompe et la diffraction aux puissances les plus importantes (pour lesquelles, la différence entre les indices au centre et aux bords du faisceau est plus importante).

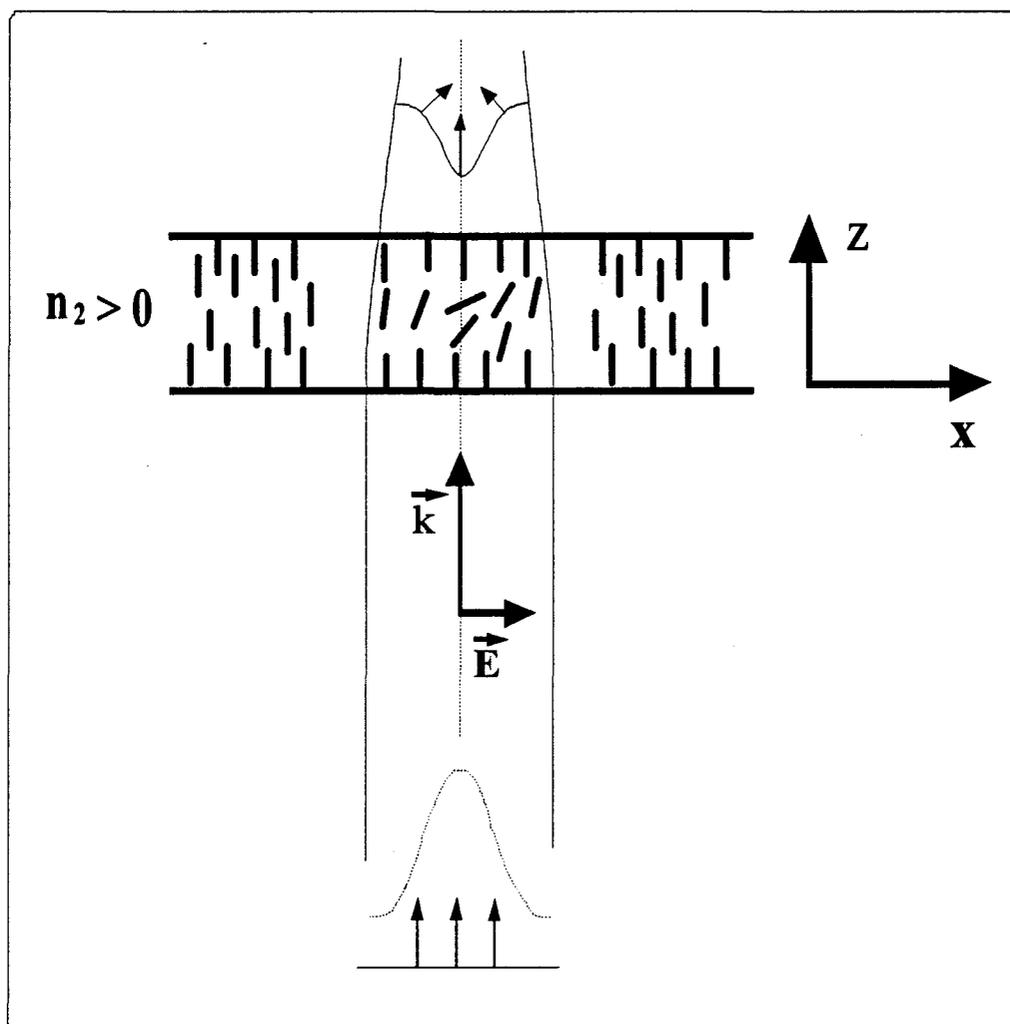


Fig. II-1 : Focalisation d'un faisceau laser lorsqu'il traverse un film de nématique ($n_2 > 0$)

II-2-a-β- Milieu négatif : Défocalisation

Supposons maintenant que le milieu non linéaire soit négatif ($n_2 < 0$), l'indice de réfraction est alors plus faible au centre du faisceau où l'intensité lumineuse est plus importante et plus grand sur les bords où l'intensité est plus faible. L'onde traverse le milieu non linéaire avec des vitesses plus grandes au centre du faisceau et plus lentes sur les bords. À la sortie du milieu non linéaire, son front d'onde a subi des distorsions inverses au cas précédent, le faisceau a tendance à diverger : c'est ce qu'on appelle la défocalisation (élargissement du faisceau). La défocalisation est identique dans son principe à l'effet d'une lentille divergente [2].

II-2-b- Diffraction

L'apparition des anneaux de diffraction lorsqu'un faisceau laser traverse un film nématique a été observée pour la première fois en 1974 par Volterra et col [74,75]. Ces auteurs ont attribué l'apparition de ces anneaux aux gradients thermiques dans le film de nématique. Dans leur interprétation, il n'ont pas tenu compte de la réorientation qui n'a été introduite qu'en 1980 [76]. La première interprétation tenant compte de la réorientation a été donnée en 1981 par Durbin et col [77]. Ces auteurs ont attribué l'apparition des anneaux de diffraction aux gradients radiaux des indices de réfraction dans le film de nématique. Des études plus détaillées de ce phénomène de diffraction ont été entreprises par Khoo et col [78], et Bloisi et col [79]. Dans ces études, une expression rigoureuse de la distribution de l'intensité a été donnée et une attention particulière a été prêtée à l'étude de l'influence du rayon de courbure du faisceau sur l'apparition des anneaux de diffraction. Supposons que l'onde incidente soit plane : il suffit pour cela de placer le film de nématique étudié au point d'étranglement du faisceau (Waist), le faisceau laser traverse le film de nématique initialement homéotrope, si on suppose que la réponse élastique du nématique est isotrope, le changement de phase que subit l'onde lors de sa traversée peut être estimé par [77] :

$$\Delta\phi = \Delta\phi_0 e^{-\frac{2r^2}{w_0^2}} \quad (\text{II-1-7})$$

où $\Delta\phi_0$ est le changement de phase subit par l'onde au centre de faisceau et $(2w_0)$ est le diamètre du faisceau laser au point d'étranglement (waist).

La courbe $\Delta\phi$ en fonction de la coordonnée radiale r (fig. II-2) montre que pour chaque position radiale r_1 , il existe une deuxième position r_2 telle que les pentes de la courbe

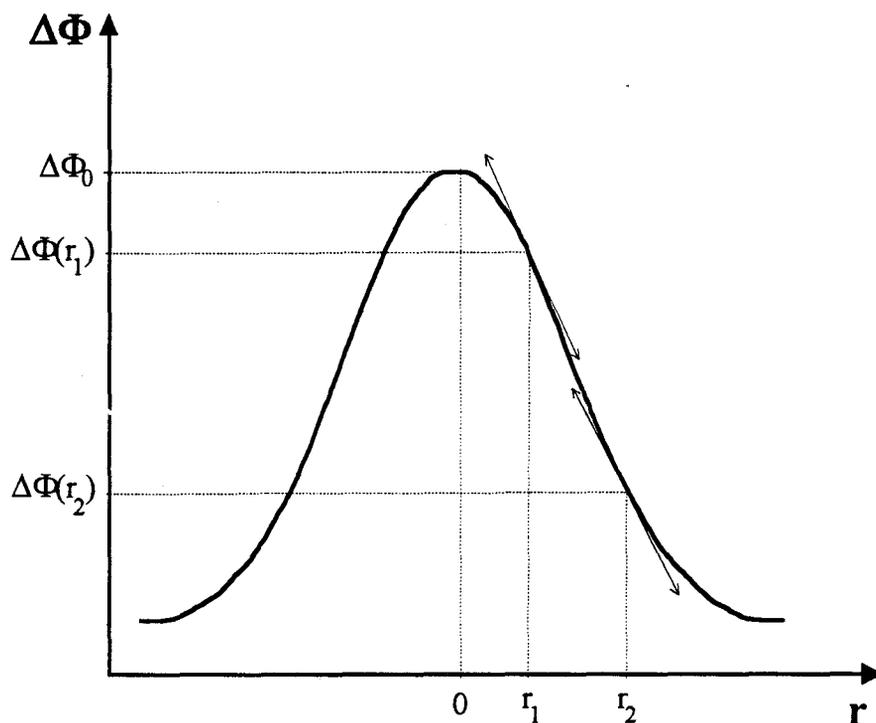


Fig. II-2 : Profil de changement de phase de l'onde après sa traversée d'un milieu non linéaire [77].

$\Delta\phi(r)$ en ces points soient égales. La pente de cette courbe n'est autre que le vecteur de propagation radial $k_{\perp} = \frac{d(\Delta\phi)}{dr}$. Les radiations issues de la région voisine des points r_1 et r_2 ont donc le même vecteur d'onde et par conséquent, elles peuvent interférer entre elles [77]. L'interférence entre les rayons issus de ces points (r_1 et r_2) est constructive ou destructive selon que la différence de phase entre les radiations qui proviennent de ces points est un multiple entier pair ou impair de π c'est à dire lorsque $\phi(r_1) - \phi(r_2) = m\pi$. Dans ces conditions, si le changement de phase au centre du faisceau par rapport à son bord

est très grand devant 2π ($\Delta\phi \gg 2\pi$) alors plusieurs anneaux de diffraction apparaissent ; leur nombre N peut être estimé par la relation suivante [77] :

$$N \cong \frac{\Delta\phi_0}{2\pi} \quad (\text{II-1- 8})$$

Cette relation a été vérifiée expérimentalement par Durbin et Col [77]. Un accord satisfaisant a été trouvé entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus par cette relation.

On peut également dire que :

$$N = \frac{\Delta\phi(r=0) - \Delta\phi(r \text{ grand})}{2\pi}$$

avec $\Delta\phi(r) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^d n(r) dz = \frac{2\pi}{\lambda} \bar{n}(r)d$ ou $\bar{n}(r)$ est un indice moyen sur l'épaisseur du milieu à la distance r du centre du faisceau laser. D'où :

$$N = \frac{d}{\lambda} \left[\bar{n}(r=0) - \bar{n}(r \text{ grand}) \right]$$

Après avoir parlé des aspects généraux de la photoréfractivité, nous considérons le cas des cristaux liquides en décrivant le phénomène électrooptique principal qui intervient dans ces matériaux.

III- EFFET FREDERIKS

III-1- Effet Frederiks Statique

La propriété de symétrie des cristaux liquides nématiques interdit la présence de moments dipolaires permanents. Lorsqu'on applique un champ électrique ou magnétique sur ces matériaux, au niveau moléculaire leur réponse se traduit par l'apparition de moments dipolaires induits qui ne sont pas identiques dans les directions parallèle et perpendiculaire à

l'allongement des molécules. Chaque moment dipolaire résultant est par conséquent incliné par rapport au grand axe de la molécule. Ces moments dipolaires (donc les molécules) sont soumis à un couple tendant à les aligner parallèlement au champ électrique mais il existe aussi un couple élastique qui tend à maintenir l'ensemble des molécules dans leur alignement initial. Si le champ électrique est assez intense pour que le couple électrique l'emporte sur le couple élastique, l'ensemble des molécules est réaligné dans une direction imposée par celle du champ électrique [80]. C'est ce qu'on appelle la réorientation moléculaire sous l'effet du champ électrique. Ce phénomène est appelé aussi effet Frederiks par analogie avec l'effet découvert et étudié par Frederiks et Zolina dès 1930 [81-82]. Ces auteurs ont montré expérimentalement qu'un film nématique initialement homéotrope tend à s'aligner parallèlement à la direction du champ magnétique auquel il est soumis. Ils ont aussi constaté que cette réorientation n'a lieu qu'à partir d'une certaine valeur de ce champ appelée champ du seuil de l'effet Frederiks (B_c). En plus, ces études ont montré que ce champ de seuil est inversement proportionnel à l'épaisseur des films étudiés. Les premières études théoriques consacrées à ce phénomène ont été réalisées par Zocker [83] et Saupe [84]. Différents aspects de ce phénomène, y compris son analogue sous l'effet du champ électrique, ont été étudiés par différentes équipes de recherche au début des années soixante dix [85-88]. L'abondance de ces études s'explique par son aspect pratique : ce phénomène est en effet à la base de l'affichage à cristal liquide.

Dans le domaine des basses fréquences, l'anisotropie de la permittivité diélectrique des nématiques ($\Delta\epsilon = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$) peut être positive ou négative ($\Delta\epsilon > 0$ ou $\Delta\epsilon < 0$) [10]. La figure II-3 montre les trois géométries possibles pour observer l'effet Frederiks statique. Dans les trois cas, la réorientation n'a lieu que pour un champ électrique supérieur à un champ de seuil (E_c) qui est aussi inversement proportionnel à l'épaisseur des films (*). Ce phénomène est largement commenté dans la littérature [9-10]. Le même phénomène se produit lorsque le champ appliqué est celui d'une onde électromagnétique, il est appelé effet Frederiks optique [5-6] et c'est celui qui nous intéresse dans ce travail.

* Ces géométries ne sont pas les seules et dans certains cas il n'y a pas de seuil.

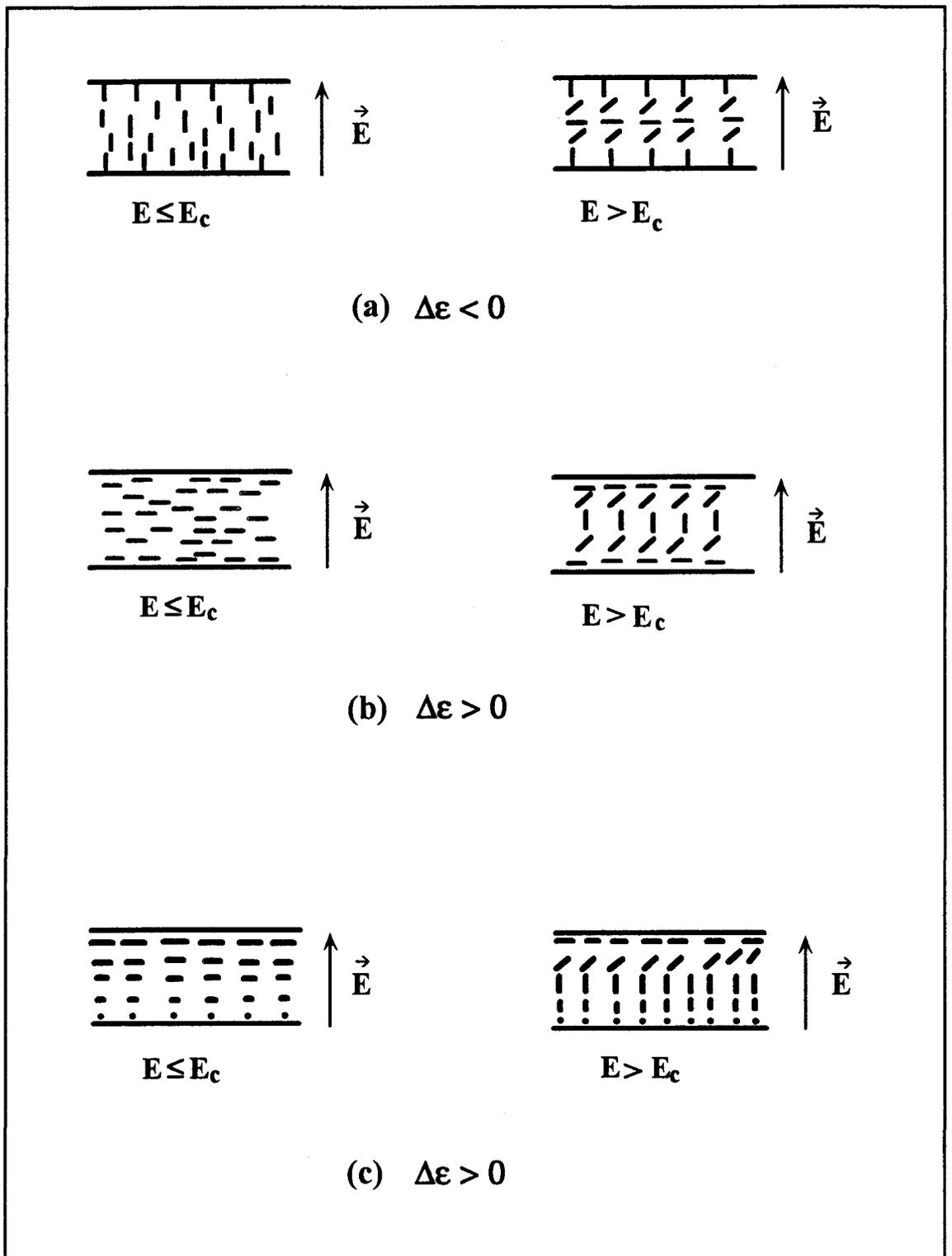


Fig. II-3: Effet Frederiks statique : les molécules tendent à s'aligner

* parallèlement au champ électrique si $\Delta\epsilon > 0$

* perpendiculairement au champ électrique si $\Delta\epsilon < 0$.

III-2- Effet Frederiks optique

Du point de vue énergétique, le processus de réorientation optique est identique à celui dont l'origine est un champ statique. En effet, même si le champ électrique de l'onde électromagnétique oscille trop rapidement, l'interaction diélectrique crée un moment de torsion non oscillant : l'énergie électromagnétique est proportionnelle au carré du champ appliqué, c'est à dire à $\frac{E_0^2}{2} + \frac{E_0^2}{2} \cos(2\alpha r)$ et c'est le premier terme -statique- qui agit aux fréquences optiques [89].

Il faut cependant garder en mémoire que l'anisotropie de la permittivité diélectrique diffère dans ces deux cas en grandeur et parfois en signe : elle est en effet toujours positive aux fréquences optiques ($\Delta\epsilon > 0$). D'autre part, dans le cas des ondes électromagnétiques, il faut tenir compte de la dispersion c'est à dire de la dépendance en fréquence de l'anisotropie diélectrique [5]. Une autre différence entre l'effet Frederiks statique et optique est l'absorption inhomogène d'une certaine quantité d'énergie de l'onde lumineuse lorsqu'elle traverse un film de cristal liquide. Cette dernière se manifeste par une augmentation de la température, également inhomogène, dans la zone traversée. Même faible, cette élévation de température peut provoquer d'énormes changements des constantes diélectriques et donc des indices de réfraction du nématique, en particulier près de la transition nématique-isotrope [90].

Nous présentons maintenant le calcul de la réorientation induite et le lien avec l'indice non linéaire.

III-3- CALCUL DE LA REORIENTATION MOLECULAIRE

A la différence d'un champ statique où le champ appliqué est uniforme dans toute la cellule du nématique (la zone soumise au champ est donc très grande devant l'épaisseur des films étudiés), l'effet Frederiks optique apparaît avec l'utilisation de faisceaux lasers limités ou de petites dimensions. Les molécules hors du faisceau, ainsi que l'ancrage imposé aux

interfaces exercent des couples sur les molécules à l'intérieur du faisceau laser. C'est pour cette raison que le mécanisme de la réorientation induite par le champ d'une onde électromagnétique a été séparé en deux limites [5]. Dans le premier cas, la taille du faisceau est très grande devant l'épaisseur du film étudié, c'est ce qu'on appelle l'approximation de l'onde plane [73,77]. Dans le second cas, la taille du faisceau est plus petite ou comparable à l'épaisseur du film étudié [5]. D'une manière générale, l'équation d'équilibre du système étudié est obtenue en minimisant l'énergie libre associée aux déformations induites par les énergies élastique et électromagnétique. Les calculs peuvent être simplifiés si l'on considère que l'angle de réorientation reste toujours faible [89,91]. La théorie la plus utilisée et qui donne de bons résultats pour décrire la réponse des nématiques à un champ externe est la théorie continue [9]. A une température donnée, l'ordre local de l'alignement moléculaire moyen dans la phase nématique est décrit par un champ de vecteur $\vec{n}(r)$. L'énergie libre totale du système est donnée par la somme des énergies élastique et électromagnétique et un état stable du système est obtenu en minimisant cette énergie.

III-3-a- Energie élastique

Pour un nématique la densité d'énergie de déformation élastique F_d est la somme des trois déformations de base : les déformations de divergence (Splay), de torsion (Twist) et de flexion (bend) [9,92]. Les densités d'énergie libre correspondant à chacune d'entre elles s'écrivent respectivement :

$$F_1 = \frac{1}{2} K_1 (\vec{\nabla} \cdot \vec{n})^2$$

$$F_2 = \frac{1}{2} K_2 (\vec{n} \cdot \vec{\nabla} \wedge \vec{n})^2 \quad (\text{II-1-10})$$

$$F_3 = \frac{1}{2} K_3 (\vec{n} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{n}))^2$$

$$F_d = F_1 + F_2 + F_3$$

où K_1 , K_2 et K_3 sont les constantes élastiques de Franck.

En général, les constantes élastiques sont différentes. Cependant, elles sont toutes de l'ordre de 10^{-11} N pour le cristal liquide nématique 5CB (fig. II-4) [102]. Ces constantes dépendent essentiellement de la température, elles décroissent rapidement à l'approche de la transition (NI). Pour des géométries données et dans le cas où les déformations sont petites, il est possible de réduire le problème en supposant que les trois constantes élastiques sont égales ; cette approximation est connue sous le nom de l'approximation à une constante.

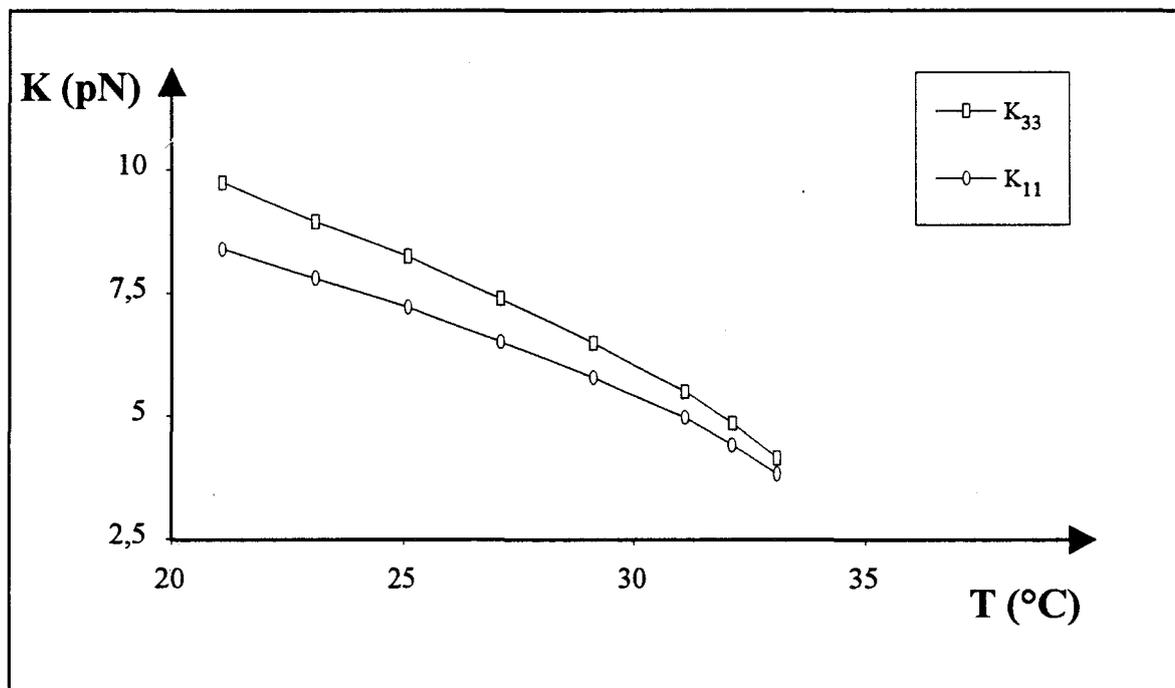


Fig. II-4 : Constantes élastiques du 5CB [102]

De plus, lors de l'étude des déformations dans le volume du nématique, il faut tenir compte des couples élastiques de rappel en surface : c'est la notion d'énergie d'ancrage. Dans la pratique, on distingue deux types d'ancrages: l'ancrage fort où les molécules sont rigidement attachées en surface et l'ancrage faible. Dans le cas d'ancrage fort le directeur est supposé

avoir une direction fixe aux interfaces et ceci intervient dans le calcul de minimisation de l'énergie du système comme une condition aux limites. Par contre dans le cas d'un ancrage faible, il faut ajouter dans la densité d'énergie des termes de surfaces [87,93]. Dans notre étude on supposera que les ancrages sont forts.

III-3-b- Energie d'interaction électromagnétique

L'étude de l'action d'un champ électromagnétique dans un film de nématique est compliquée par le fait que le champ se propage dans un milieu anisotrope et non homogène: le tenseur des constantes diélectriques dépend à la fois de la position dans le film de nématique et de l'intensité du champ électromagnétique. Par conséquent, le champ électromagnétique et le vecteur de poynting varient dans l'espace [83]. D'autre part, la réorientation moléculaire dépend non seulement de l'énergie électrique mais, également de l'énergie magnétique de l'onde. Leurs contributions à la densité de l'énergie électromagnétique totale sont égales même si la réorientation du directeur est due entièrement aux déformations induites par le champ électrique [83].

La densité de l'énergie d'interaction électromagnétique totale moyennée dans le temps s'écrit :

$$F_{\text{elect}} = -\frac{1}{2} \vec{E} \cdot \vec{D} \quad (\text{II-1-11})$$

où \vec{E} est le champ électrique

\vec{D} est le champ d'excitation ou d'induction électrique.

Compte tenu de la relation bien connue entre ces deux champs, il vient :

$$F_{\text{elect}} = -\frac{1}{2} \epsilon \vec{E} \cdot \vec{E}$$

Le calcul général étant très compliqué, nous nous plaçons directement dans la géométrie qui nous intéresse : c'est le cas d'un film nématique initialement homéotrope traversé par un faisceau laser sous l'incidence normale, l'onde incidente est polarisée linéairement parallèlement à l'axe des x (fig. II-5).

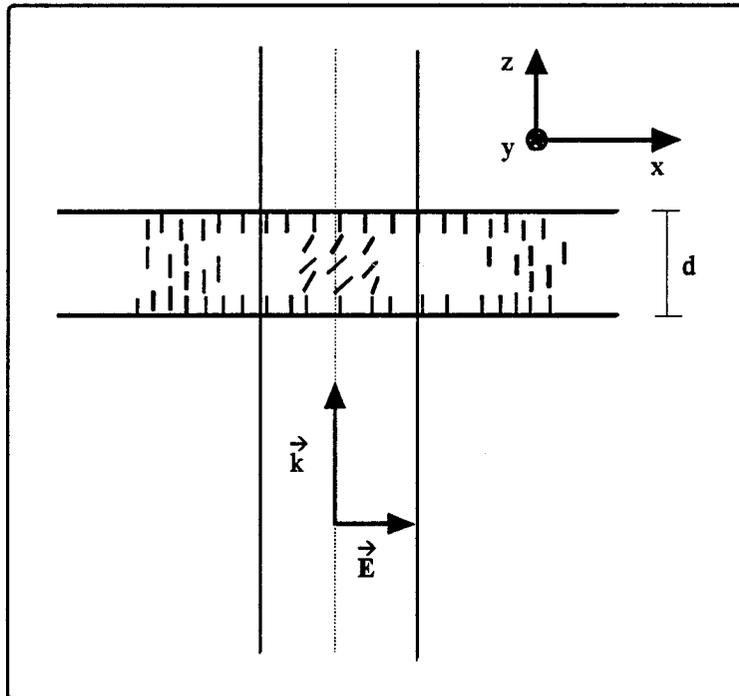


Fig. II-5 : Géométrie de l'expérience.

Si on note θ l'angle du directeur avec l'axe z (fig. II-5), les composantes du directeur suivant les directions x , y et z sont données par :

$$\vec{n} = \begin{cases} n_x = \sin \theta \\ n_y = 0 \\ n_z = \cos \theta \end{cases} \quad (\text{II-1-12})$$

Dans ce cas, les éléments du tenseur des constantes diélectriques sont donnés par la relation suivante :

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{\perp} \delta_{ij} + \Delta\epsilon n_i n_j \quad (\text{II-1-13})$$

Sachant que seuls les termes de l'énergie électromagnétique contenant la biréfringence diélectrique $\Delta\epsilon$ contribuent à la réorientation moléculaire [9-10], le développement du calcul conduit à l'expression suivante pour la contribution à la densité de l'énergie d'interaction électromagnétique [94] :

$$F_{\text{elect}} = - \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 \epsilon_{\perp} \Delta\epsilon \sin^2 \theta}{\epsilon_{\perp} + \Delta\epsilon \cos^2 \theta} E_x^2 \quad (\text{II-1-14})$$

Cette densité d'énergie dépend donc de la biréfringence, des constantes diélectriques, de l'angle de réorientation θ et du carré de l'amplitude du champ électrique.

L'angle de réorientation du directeur et le seuil de l'effet Frederiks sont déterminés par la minimisation de l'énergie libre totale.

III-3-c- Minimisation de l'énergie libre totale

Compte tenu, des densités d'énergies élastique et électromagnétique calculées précédemment, l'énergie libre totale par unité de surface ($dx dy$), est la somme des contributions élastique et électromagnétique. Dans les conditions particulières de cette étude (fig. II-5), les seules déformations élastiques possibles sont du type de divergence (K_1) et de flexion (K_3). L'énergie libre totale s'écrit alors sous la forme suivante :

$$F = \frac{1}{2} \int_0^d \left[K_1 (\nabla \vec{n})^2 + K_3 (\vec{n} \wedge (\nabla \wedge \vec{n}))^2 - \frac{\epsilon_0 \epsilon_{\perp} \Delta\epsilon \sin^2 \theta}{\epsilon_{\perp} + \Delta\epsilon \cos^2 \theta} E_x^2 \right] dz \quad (\text{II-1-15})$$

où d représente l'épaisseur du film considéré.

D'autre part, le champ électrique du faisceau laser s'écrit :

$$E_x = E_0 e^{-\frac{r^2}{w_0^2}} \quad (\text{II-1-16})$$

où w_0 est le rayon du faisceau au point d'étranglement (waist) et r est une coordonnée radiale.

Etant donnée la distribution du champ électrique, l'angle de réorientation dépend à la fois d'une coordonnée longitudinale z et d'une coordonnée radiale r , soit $\theta = \theta(r,z)$. La minimisation de l'énergie (II-1-15) conduit à une équation différentielle compliquée que nous n'allons pas résoudre mais nous présentons les solutions obtenues par Csillag et col [94]. Ils ont utilisé l'approximation à une constante élastique et supposé que l'angle de réorientation était faible. Dans ces conditions, l'équation donnant les minimums de l'énergie libre totale s'écrit, en coordonnées cylindriques, sous la forme suivante :

$$\frac{\partial^2 \theta(r,z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta(r,z)}{\partial r} + \frac{\partial^2 \theta(r,z)}{\partial z^2} + \frac{\epsilon_0 \epsilon_{\perp} \Delta \epsilon \theta}{K \epsilon_{\parallel}} E_0^2 e^{-\frac{2r^2}{w_0^2}} = 0 \quad (\text{II-1-17})$$

avec les conditions aux limites (ancrage fort) :

$$\theta(r,0) = 0 \quad \text{et} \quad \theta(r,d) = 0 \quad (\text{II-1-18})$$

Il cherche une solution de la forme :

$$\theta(r,z) = \theta_0(r) \sin\left(\frac{\pi z}{d}\right) \quad (\text{II-1-19})$$

qui réponds aux conditions aux limites (II-1-18) imposées par les interfaces. En remplaçant cette solution dans l'équation différentielle précédente, il vient :

$$\frac{\partial^2 \theta_0(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta_0(r)}{\partial r} + \left[\frac{\epsilon_0 \epsilon_{\perp} \Delta \epsilon}{K \epsilon_{//}} E^2(r) - \left(\frac{\pi}{d} \right)^2 \right] \theta_0(r) = 0 \quad (\text{II-1-20})$$

Cette équation différentielle admet une solution triviale $\theta_0(r) = 0$ quelque soit r . Des solutions différentes de zéro n'existent que si :

$$\frac{\epsilon_0 \epsilon_{\perp} \Delta \epsilon}{K \epsilon_{//}} E^2(r) - \left(\frac{\pi}{d} \right)^2 > 0$$

Ce qui donne immédiatement le champ seuil de l'effet Frederiks optique E_c (au centre du faisceau de pompe) :

$$E_c^2 = \frac{K \epsilon_{//}}{\epsilon_0 \epsilon_{\perp} \Delta \epsilon} \left(\frac{\pi}{d} \right)^2 \quad (\text{II-1-21})$$

Ce champ seuil (E_c) dépend des constantes élastiques, de la biréfringence et des constantes diélectriques et surtout il est inversement proportionnel à l'épaisseur des films nématiques comme dans le cas de l'effet Frederiks statique. Si l'on désigne par w_0 le rayon du faisceau laser en son point d'étranglement, la puissance du seuil de l'effet Frederiks s'écrit sous la forme :

$$P_c = \frac{1}{2} \frac{c \pi^3 K}{n_o \left(1 - \frac{n_o^2}{n_e^2} \right)} \left(\frac{w_0}{d} \right)^2 \quad (\text{II-1-22})$$

Cette puissance est proportionnelle au carré du rapport du rayon du faisceau et de l'épaisseur du film nématique. La constante c désigne la vitesse de propagation de la lumière dans le vide et n_o , n_e les indices ordinaire et extraordinaire principaux.

Les solutions de l'équation différentielle précédente ont été obtenues par Csillag et col [94] dans le cas particulier d'une dépendance radiale du champ électrique de forme rectangulaire, c'est à dire :

$$E^2(r) = \begin{cases} E_0^2 & \text{si } r < w \\ 0 & \text{si } r \geq w \end{cases}$$

Dans ces conditions, les solutions obtenues sont des fonctions de Bessel modifiées d'ordre zéro, soit :

$$\theta_0(r) = \begin{cases} J_0(\lambda r) & \text{si } r \leq w_0 \\ aK_0(\mu r) & \text{si } r > w_0 \end{cases} \quad (\text{II-1-23})$$

$$\text{où } \lambda^2 = E_0^2 \frac{\epsilon_0 \epsilon_{\perp} \Delta \epsilon}{K \epsilon_{\parallel}} - \left(\frac{\pi}{d}\right)^2, \quad \mu = \frac{\pi}{d} \quad \text{et } a \text{ est une constante.}$$

Dans le cas d'une dépendance radiale gaussienne pour le champ électrique, une étude numérique a été publiée par Khoo et Col [95]. Il semblerait que les résultats obtenus présentent des anomalies : présence d'une discontinuité à l'origine.

Les solutions $\theta_0(r)$ et la puissance critique de l'effet Frederiks P_c dépendent, bien évidemment, de la température à travers les constantes diélectriques et élastiques. Avant de nous intéresser aux effets thermiques dans les cristaux liquides nématiques, nous allons montrer comment l'angle de réorientation du directeur est lié à l'indice non linéaire.

III-3-d- Relation entre l'angle de réorientation et l'indice non linéaire

Dans le cas de la géométrie représentée sur la figure II-5, l'indice de réfraction détecté par l'onde qui traverse le film de nématique peut être écrit sous la forme suivante :

$$n(\theta, \lambda) = \frac{n_o}{\sqrt{1 - \frac{n_e^2 - n_o^2}{n_e^2} \sin^2 \theta}}$$

où les indices de réfraction principaux (n_o et n_e) sont fonction de la température et θ désigne l'angle de réorientation.

Dans l'expression précédente $\frac{n_e^2 - n_o^2}{n_e^2} \ll 1$, on peut donc faire un développement limité. Si en plus, on suppose que l'angle de réorientation reste faible, il vient :

$$n = n_o + \frac{n_o \Delta \epsilon}{2n_e^2} \theta^2$$

L'angle θ peut être obtenu à partir de la solution de l'équation différentielle II-1-20.

Si l'on admet certaines approximations - qui restent à justifier - on arrive à montrer que θ^2 est proportionnel à l'intensité du faisceau de pompe. L'expression ci-dessus est alors analogue à celle de la définition d'un matériau photoréfractif et par comparaison des deux expressions, on peut exprimer l'indice non linéaire en fonction des différentes caractéristiques physique du système. Si ce calcul est relativement simple dans le cas d'un faisceau de pompe éclairant le film sous l'incidence oblique, il est beaucoup plus délicat dans le cas de l'incidence normale. Disons simplement que l'indice non linéaire dépend de la température à travers les constantes physiques du nématique. Nous allons maintenant nous intéresser à la contribution thermique à l'effet Frederiks optique.

IV- CONTRIBUTION THERMIQUE

IV-1- Dépendance des indices de réfraction des nématiques avec la température

La photoréfraction dans les cristaux liquides nématiques serait à peu près simple à étudier si elle était uniquement due à la réorientation moléculaire. Dans ces matériaux, un second mécanisme contribue à cet effet d'une manière importante : il s'agit de l'élévation de température dans le nématique lorsqu'il est traversé par un faisceau laser [96-97]. Dans la phase nématique, les indices de réfraction varient fortement avec la température. L'indice ordinaire croît avec la température, tandis que l'indice extraordinaire décroît avec celle-ci. Les variations de l'indice extraordinaire sont plus importantes que celles de l'indice ordinaire par conséquent, la biréfringence optique décroît lorsque la température augmente. Dans le cristal liquide nématique 5CB, elle est de l'ordre de 0.2 à la température ambiante et décroît rapidement à l'approche de la transition nématique isotrope ($\Delta\epsilon \cong 0.1$) (fig. II-6). Les variations des indices de réfraction avec la température ont pour origine essentiellement une variation de la densité ρ et une variation du paramètre d'ordre S [8]. Cette dernière variation est propre aux cristaux liquides. Aux fréquences optiques, les constantes diélectriques principales $\epsilon_{//} = n_{//}^2$ et $\epsilon_{\perp} = n_{\perp}^2$ sont données par les expressions suivantes [8] :

$$\begin{cases} \epsilon_{//} = \epsilon_l(T) + \frac{2}{3}\Delta\epsilon(T) & \text{(II-1- 24)} \\ \epsilon_{\perp} = \epsilon_l(T) - \frac{1}{3}\Delta\epsilon(T) & \text{(II-1- 25)} \end{cases}$$

où $\epsilon_l(T)$ est la constante diélectrique lorsque le paramètre d'ordre est nul ($S = 0$) c'est à dire la constante diélectrique moyenne, dont l'expression est :

$$\epsilon_l = 1 + \frac{N\rho}{3\epsilon_0 M}(\alpha_l K_l + 2\alpha_T K_T) \quad \text{(II-1- 26)}$$

où ρ est la densité volumique du nématique, α_l et α_T représentent respectivement les composantes longitudinale et transversale du tenseur de polarisabilité et K_l et K_T les composantes longitudinale et transversale du tenseur K introduit par De Jeu [98] pour tenir

compte de la variation linéaire du champ interne en fonction du champ appliqué. M est la masse molaire et N le nombre d'Avogadro.

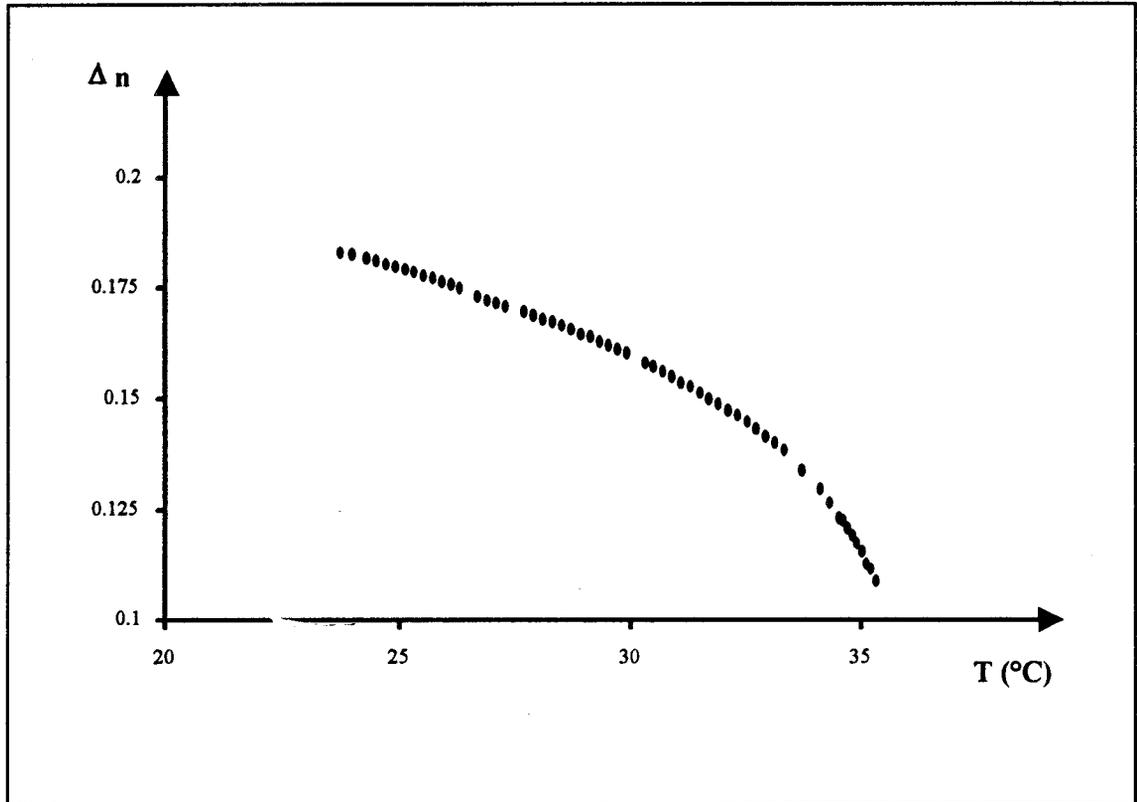


Fig. II-6 : Variation de la biréfringence optique du nématique 5CB en fonction de la température ($\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$).

L'anisotropie de la permittivité diélectrique $\Delta\epsilon$ est obtenue à partir des relations (II-1-24) et (II-1-25), soit :

$$\Delta\epsilon = \frac{N\rho}{\epsilon_0 M} (\alpha_l K_l - \alpha_T K_T) \quad (\text{II-1-27})$$

D'autre part, il a été montré par De Jeu [98] que la quantité $(\alpha_l K_l - \alpha_T K_T)$ est proportionnelle au paramètre d'ordre S . Dans la plupart des nématiques, le paramètre d'ordre vérifie très bien l'expression suivante [8,96,99] :

$$S = \left(1 - 0.98 \frac{TV^2}{T_{NI} V_{NI}^2}\right)^{0.22} \quad (\text{II-1-28})$$

où T_{NI} est la température de transition nématique isotrope et V est le volume molaire à la température T .

D'une manière générale, l'étude de la variation des indices de réfraction avec la température est compliquée par le nombre de paramètres qui intervient. En effet, en plus de la densité et du paramètre d'ordre, le volume et la chaleur spécifique C_p , etc..., peuvent jouer un rôle important dans la variation des indices de réfraction avec la température en particulier, au voisinage de la température de transition nématique-isotrope [100,101]. Compte tenu des relations (II-1-26) et (II-1-27), la constante diélectrique ϵ_i et la biréfringence diélectrique $\Delta\epsilon$, peuvent s'écrire sous la forme suivante [8,99] :

$$\begin{cases} \epsilon_i = 1 + C_1 \rho & (\text{II-1-29}) \\ \Delta\epsilon = C_2 \rho S & (\text{II-1-30}) \end{cases}$$

En utilisant les relations (II-1-24), (II-1-25), (II-1-29), (II-1-30), $\epsilon_{//} = n_{//}^2$ et $\epsilon_{\perp} = n_{\perp}^2$, on obtient :

$$\left\{ \frac{dn_{//}}{dT} = \frac{1}{2n_{//}} \left[\left(C_1 + \frac{2}{3} C_2 S \right) \frac{d\rho}{dT} + \frac{2}{3} C_2 \rho \left(\frac{dS}{dT} \right) \right] \right. \quad (\text{II-1-31})$$

$$\left. \frac{dn_{\perp}}{dT} = \frac{1}{2n_{\perp}} \left[\left(C_1 + \frac{1}{3} C_2 S \right) \frac{d\rho}{dT} - \frac{1}{3} C_2 \rho \left(\frac{dS}{dT} \right) \right] \right. \quad (\text{II-1-32})$$

où C_1 et C_2 sont des constantes que l'on peut déduire des relations (II-1-26) et (II-1-27).

Par exemple, dans le cas du nématique 5CB et à la température ambiante, compte tenu des valeurs numériques de la densité, du paramètre d'ordre, de l'anisotropie diélectrique $\Delta\epsilon$ et des constantes diélectriques ϵ_{\perp} et $\epsilon_{//}$ aux fréquences optiques, les

constantes C_1 et C_2 ont été calculées à la température ambiante par Khoo [99], elles sont toutes les deux du même ordre de grandeur, soit : $C_1 \cong 1.33$ et $C_2 \cong 1.12$. D'autre part, les variations avec la température de la densité ρ et du paramètre d'ordre orientationnel S du cristal liquide 5CB sont représentées respectivement sur les figures II-7 et II-8 [99,102]. Ces courbes montrent que ρ et S décroissent lorsque la température augmente, les variations du paramètre d'ordre sont cependant plus importantes que celles de la densité en particulier à l'approche de la transition nématique-isotrope. Il s'ensuit que les gradients d'indices $\frac{dn_{//}}{dT}$ et $\frac{dn_{\perp}}{dT}$ sont différents en grandeurs et en signes. Signalons enfin que, dans le cas d'un nématique éclairé par un faisceau laser, la densité volumique peut aussi varier non pas à cause des variations de la température mais à cause d'une redistribution de la densité du milieu à l'intérieur du faisceau laser par électrostriction [2].

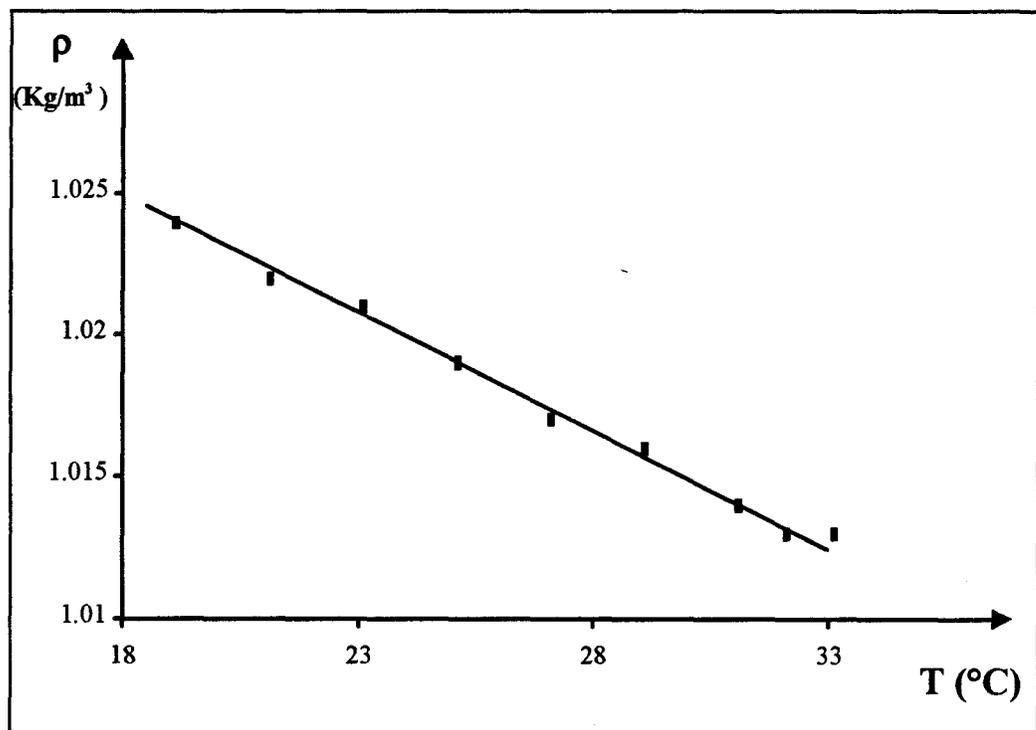


Fig. II-7 : Variation de la densité volumique, du nématique 5CB, en fonction de la température.

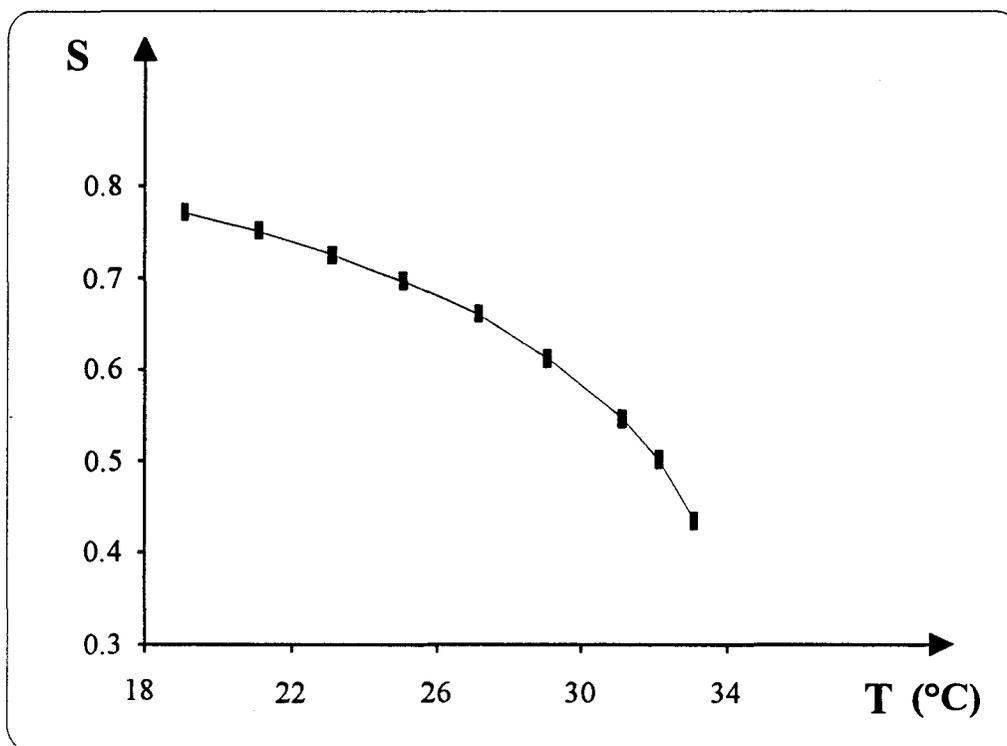


Fig. II-8 : Variation du paramètre d'ordre, dans la phase nématique, en fonction de la température.

Dans ce qui précède, nous avons vu que dans le cas général, la photoréfractivité dans les cristaux liquides nématiques est induite par deux contributions, l'une thermique et l'autre diélectrique. Selon la nature des films étudiés, l'état de polarisation de l'onde incidente, sa puissance et l'angle d'incidence, la réponse du nématique sera soit purement d'origine thermique ou diélectrique soit due aux deux contributions. Dans ce dernier cas, il peut y avoir une certaine compétition entre les deux contributions et le cristal liquide peut se comporter comme un matériau photoréfractif positif ou négatif. Nous étudions cet aspect dans le cas d'un film homéotrope, éclairé sous l'incidence normale.

V- Compétition entre les contributions diélectrique et thermique

Deux cas sont à distinguer suivant que la puissance de pompe est inférieure ou supérieure à la puissance de seuil (P_c).

Si la puissance de pompe est inférieure à la puissance critique (P_c), le film reste homéotrope et le faisceau de pompe se propage avec l'indice ordinaire : seuls les effets thermiques sont présents. La température au centre du faisceau étant à l'évidence plus importante que sur les bords, l'indice est plus grand au centre que sur les bords et l'indice non linéaire est positif.

Lorsque la puissance de pompe est supérieure à celle du seuil, le film n'est plus homéotrope et le faisceau de pompe se propage avec un indice moyen (sur l'épaisseur du film) donné par :

$$\bar{n}(r, T) = \frac{1}{d} \int_0^d n(\theta, T) dz = \frac{1}{d} \int_0^d \frac{n_e(T) n_o(T)}{\sqrt{n_e^2(T) \cos^2 \theta(r, z) + n_o^2(T) \sin^2 \theta(r, z)}} dz \quad (\text{II-1-33})$$

où $n_e(T)$ et $n_o(T)$ sont les indices principaux et $\theta(r, z)$ est la solution de l'équation différentielle (II-1-17).

L'intégrand peut être représenté par un point sur un réseau de courbes $n(\theta, T)$. La moyenne sera alors représentée par un point intermédiaire entre le point représentatif de l'intégrand en $z=0$ et en $z=d/2$ où la réorientation est maximum (fig. II-9).

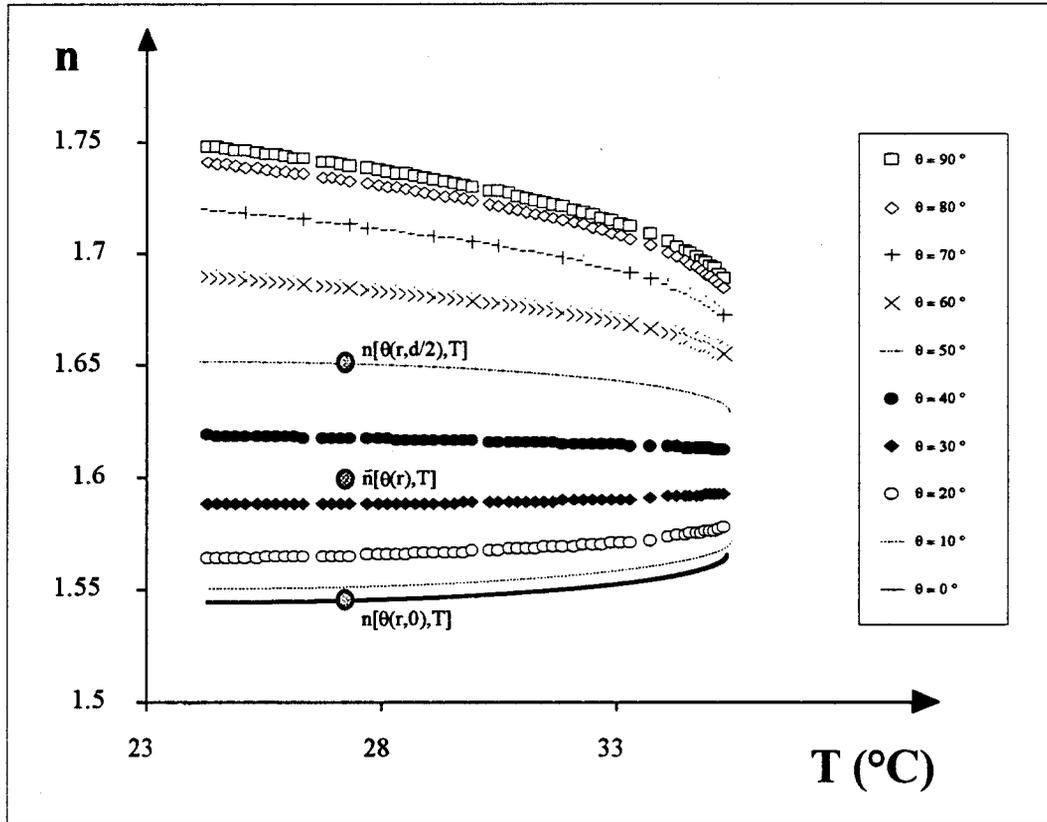


Fig. II-9 : Variation des indices de réfraction du cristal liquide nématique en fonction de la température pour différents angles de réorientation. L'indice de réfraction vu par le faisceau de pompe est un indice moyen sur l'épaisseur du film.

On peut ainsi déterminer un point représentatif de l'indice moyen vu par le faisceau de pompe au centre du faisceau et sur les bords de ce dernier. Si l'indice du bord est inférieur à celui du centre le milieu sera photoréfractif positif et à l'inverse, si le bord a un indice moyen supérieur à celui du centre, il sera photoréfractif négatif. Les deux situations peuvent se présenter dans la géométrie étudiée, en effet pour des puissances voisines mais supérieures à la puissance de seuil, seule la partie centrale du film est réorientée et a une température supérieure à celle des bords qui reste pratiquement homéotrope : l'indice moyen au centre est alors supérieur à celui des bords et le milieu est photoréfractif positif (fig. II-10).

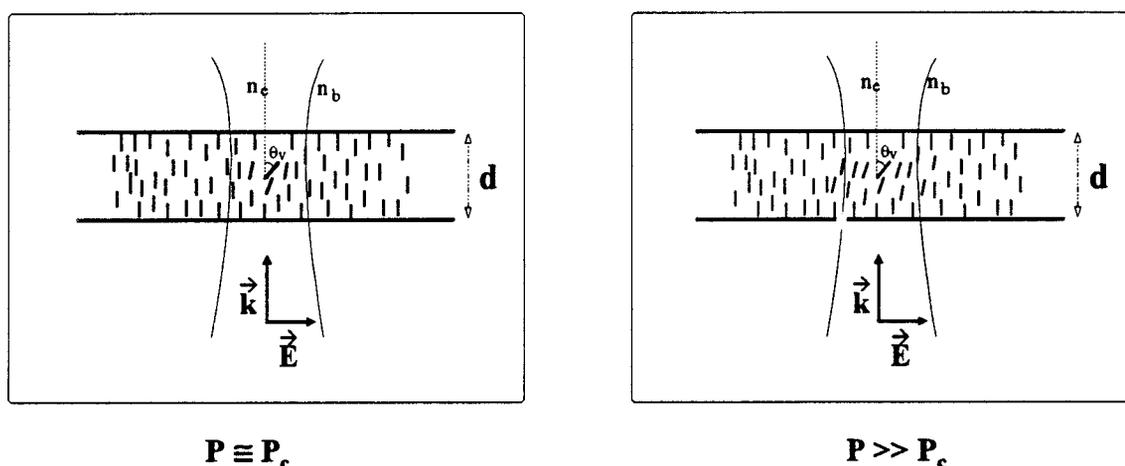


Fig. II-10 : Lorsque la puissance de pompe n'est pas très grande devant

la puissance de seuil, seule la partie centrale du film est réorientée.

Si on augmente la puissance de pompe, la température sur les bords du faisceau augmente et la réorientation également. Le point représentatif de l'indice moyen aux bords du faisceau (n_b) peut évoluer notablement alors que celui au centre (n_c) évoluera peu. On peut alors obtenir un milieu photoréfractif négatif si l'indice n_b dépasse n_c : ceci suppose des réorientations très importantes (fig. II-9). Nous verrons dans la partie expérimentale que nous avons effectivement observé cette inversion ce qui à notre connaissance est la première observation de ce phénomène. Avant d'aborder l'étude expérimentale, nous faisons une petite revue bibliographique sur les travaux réalisés dans le domaine de l'optique non linéaire des cristaux liquides.

VI- SYNTHÈSE BIBLIOGRAPHIQUE

La non linéarité optique d'origine orientationnelle dans la phase isotrope "effet Keer optique", qui est l'analogie de l'effet Frederiks optique dans les mésophases, a été étudiée par Wong et col. [103] et Narasimha et col. [104-105] ; ces études ont permis de déterminer une constante de non linéarité ϵ_2 de l'ordre de $2 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{erg}$ et un temps de

relaxation qui croît rapidement à l'approche de la transition nématique isotrope, il est de l'ordre de 80 ns loin de la transition et devient supérieur à 800 ns au voisinage de celle-ci. Zolot'ko et col. [76] ont été les premiers à étudier un film de nématique initialement homéotrope (OCBP ou 8CB). Ces auteurs ont observé expérimentalement l'existence d'un effet de seuil à la réorientation du directeur lorsqu'un faisceau laser de puissance P de l'ordre de 100 mW arrive sous l'incidence normale sur le film de nématique. Ces mêmes auteurs ont observé la formation d'anneaux de diffraction dont l'origine a été attribuée aux gradients radiaux d'orientation [106] et se sont intéressés au temps qui s'écoule entre l'illumination du film nématique et l'établissement de ces anneaux de diffraction. Des anneaux de diffraction identiques ont été observés pour la première fois par Volterra et col. [74] et ont été attribués aux gradients thermiques dans le film nématique étudié. Zeldovich et col. [107] ont été les premiers à constater expérimentalement l'existence de la non linéarité optique dans les cristaux liquides nématiques dans le cas où le champ est incliné par rapport au directeur. D'autre part, Tabiryan et col [108-110] ont été les premiers à discuter et à montrer l'importance de la non linéarité optique dans les mésophases cholestériques et smectiques. Pilipetski et col. [111] ont étudié la réorientation moléculaire et l'autofocallisation provoquées par un faisceau laser HeNe lorsqu'il traverse un film de nématique et ont déterminé expérimentalement une constante de non linéarité $\varepsilon_2 = 0.07 \text{ cm}^3/\text{erg}$ qui est neuf fois plus grande que celle du CS_2 . Khoo [112] a estimé l'indice non linéaire d'un film nématique à 10^{-2} par l'étude du mélange d'ondes. Zolot'ko et col. [113] et Khoo et col. [114] ont étudié expérimentalement l'autofocalisation : les résultats expérimentaux ont été confrontés aux études théoriques et ils ont discuté de l'influence de certains paramètres tels que l'épaisseur des films sur l'apparition des anneaux de diffraction. DURBIN et col. [77,115] ont montré ensuite que ces anneaux de diffraction sont la conséquence de l'auto-modulation de phase dont l'origine est l'effet Frederiks optique. Ils ont étudié le comportement du nombre d'anneaux de diffraction en fonction de l'intensité de l'onde. Khoo [97] a étudié l'influence de la température sur le passage du régime de réflexion totale au régime de transmission sous l'effet de l'intensité d'un faisceau laser. Csillag [94] quant à lui, a étudié expérimentalement l'influence de la température sur le seuil de l'effet Frederiks

optique et la variation de la puissance de seuil en fonction de la largeur du faisceau et de l'épaisseur des films nématiques (MBBA). Ces mêmes auteurs ont étudié expérimentalement l'influence de l'épaisseur des films nématiques (OCBP) sur l'apparition des anneaux de diffraction et ont mis en évidence expérimentalement une saturation du nombre d'anneaux et donc une saturation d'orientation pour les grandes intensités [55]. Umeton et col. [116] et Bloisi et col. [117] ont étudié des films hybrides et sont arrivés à la même conclusion (saturation d'orientation) pour expliquer la diminution de l'angle d'ouverture des anneaux de diffraction lorsque la puissance de pompe augmente. Khoo et col. [99,118] ont étudié la dynamique du mélange à quatre ondes dans un film nématique ; un laser pulsé (Nano-seconde) a été utilisé pour générer les gradients d'indices. Ces mêmes auteurs ont déterminé les contributions de la densité et de température à la variation des indices de réfraction sous l'effet d'un faisceau laser. Valdez et col. [119] ont utilisé une onde évanescente pour étudier le comportement non linéaire au voisinage d'une interface verre-nématique. Khoo et col. [95] ont vérifié théoriquement et expérimentalement le caractère non local de la réorientation moléculaire des nématiques lorsqu'ils sont soumis à l'action d'un faisceau laser émis en continu et dont la distribution de l'intensité est une gaussienne. Leurs études ont montré que la largeur à mi-hauteur (ω_0) du profil de réorientation est toujours supérieure à celle du profil de l'intensité du faisceau de pompe (ω_0) dans le cas où l'incidence est oblique sur le film de nématique étudié. Par contre, dans le cas de l'incidence normale, ils ont vérifié théoriquement et expérimentalement que ω_0 peut être supérieure ou inférieure à ω_0 et que ce comportement dépend essentiellement de la largeur du faisceau et de l'épaisseur des films étudiés. Actuellement les différents auteurs s'intéressent à l'étude des effets thermiques et leur influence sur l'effet Frederiks optique [120-121] parfois, les films nématiques étudiés ont été dopés pour accroître l'importance des effets thermiques.

Toutes les études, citées ci-dessus, montrent le manque notable de résultats quantitatifs concernant la réorientation moléculaire, les effets thermiques et surtout l'influence de l'un sur l'autre. En particulier, le profil de température n'a jamais été déterminé expérimentalement.

CHAPITRE 2

ADAPTATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET CARACTERISTIQUES DES FAISCEAUX

I- INTRODUCTION

Nous voulons adapter le réfractomètre de PULFRICH à l'étude de l'effet Frederiks optique. La figure II-11 représente le schéma de principe du dispositif expérimental qu'il faut réaliser. Le faisceau de lecture de diamètre $2w_{02}$ arrive sur l'interface prisme-échantillon sous un angle d'incidence i . Le faisceau de pompe de diamètre $2w_{02p}$ arrive quant à lui sous l'incidence normale sur le même interface. Pour réaliser un dispositif expérimental opérationnel, certaines conditions doivent être nécessairement respectées, elles se résument en quatre points :

- 1- Le faisceau de pompe doit toujours rester superposé au faisceau de lecture.
- 2- La projection de la section du faisceau de lecture sur l'interface verre-nématique doit être plus petit que la largeur du faisceau de pompe.
- 3- Les dimensions du faisceau de pompe ne doivent pas être trop grandes devant l'épaisseur des films nématiques étudiés.
- 4- la quantité d'énergie électromagnétique incidente sur le film de nématique doit rester constante au cours d'une expérience (enregistrement d'une courbe de réflectivité).

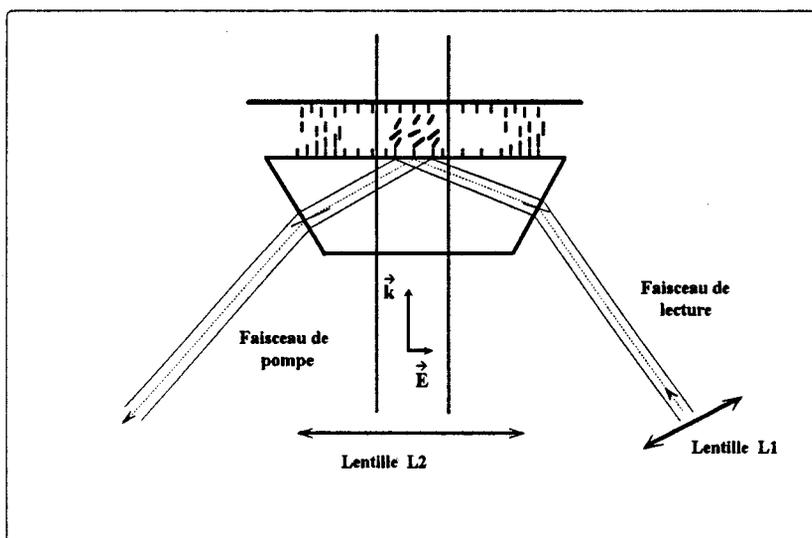


Fig. II-11 : Schéma de principe du dispositif expérimental qu'il faut réaliser pour étudier l'effet Frederiks optique.

Le premier point nécessite la mise au point d'une procédure de réglages très précise, sur laquelle nous reviendrons ultérieurement. Quant au second point, il est rendu nécessaire puisque d'une part, les courbes de réflectivité expérimentales représentent l'intégrale des coefficients de Fresnel sur le diamètre du faisceau de lecture et d'autre part, parce que les variations d'indices de réfraction du matériau à l'intérieur du faisceau de pompe dépendent de son intensité qui n'est pas homogène (dépendance radiale). Les dimensions du faisceau de lecture seront réduites de manière à ce qu'elles soient les plus petites possibles par rapport à celles du faisceau de pompe. Le troisième point tient son importance du fait que pour la géométrie choisie il existe un effet de seuil qui dépend à la fois de l'épaisseur des films étudiés et des dimensions du faisceau. Pour adapter la taille des faisceaux de pompe et de lecture, nous avons utilisé des lentilles convergentes. Le dernier point a été résolu en plaçant la lentille (L2) sur une translation dont le déplacement est identique à celui de l'échantillon.

La première partie de ce chapitre sera consacrée à la description des modifications apportées au réfractomètre de PULFRICH. Dans la seconde partie de ce chapitre, nous donnerons les caractéristiques des faisceaux que nous avons choisi pour réaliser notre étude.

II- DISPOSITIF EXPERIMENTAL

II-1- Description

Le dispositif expérimental est représenté sur la figure II-12. Ce dispositif expérimental est composé de deux parties. La première permet l'enregistrement des courbes de réflectivité. A part, l'insertion d'une lentille convergente L1 dans le chemin optique du faisceau de lecture (HeNe) pour adapter sa taille à notre étude, cette partie du montage n'a subi aucune autre modification par rapport au dispositif présenté au premier chapitre de la première section. Nous n'allons donc pas revenir sur cette description. En ce qui concerne le

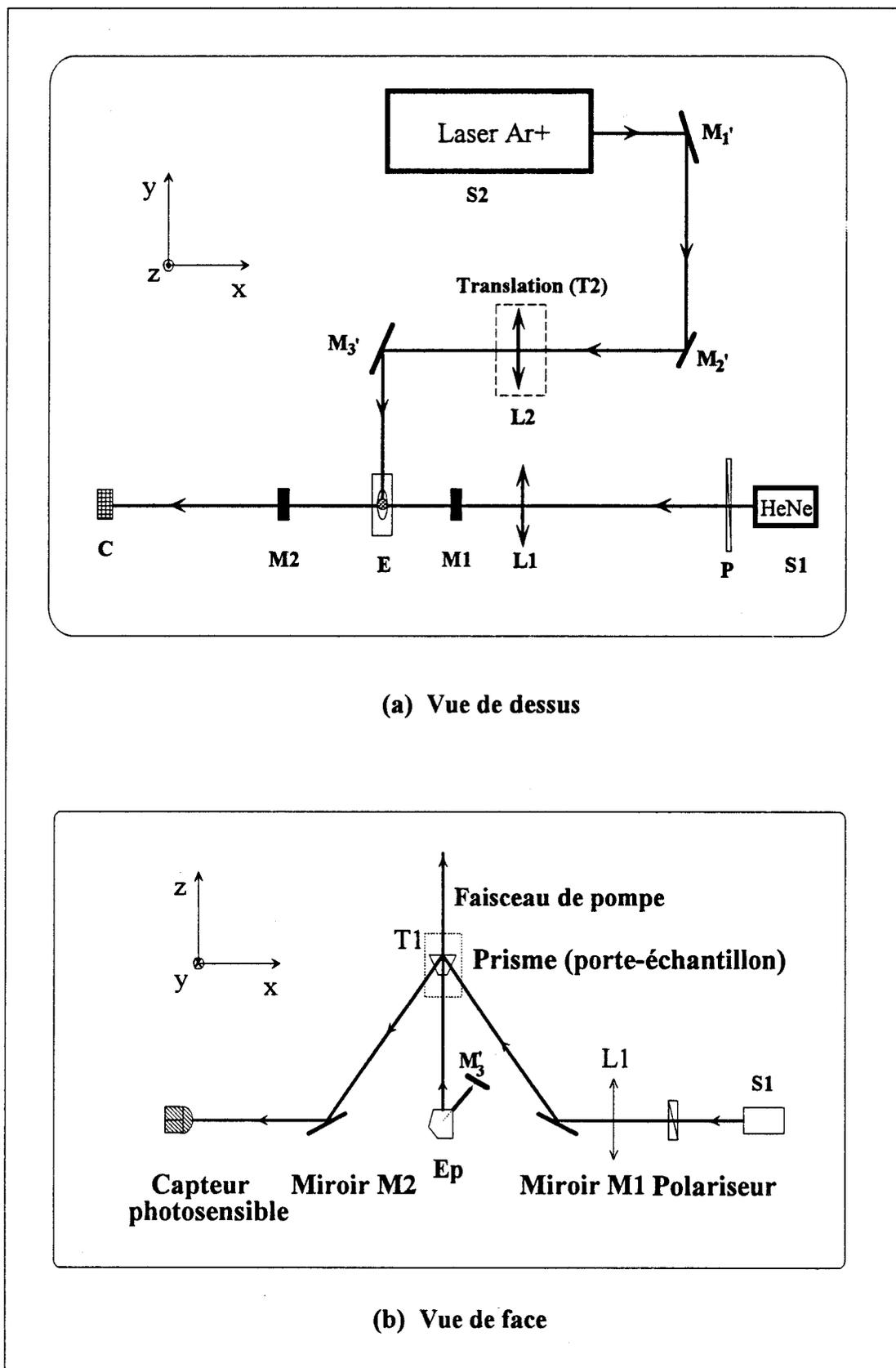


Fig. II-12 : Dispositif expérimental de Pulfrich modifié pour l'adapter à l'étude de l'effet Frederiks

faisceau de pompe (Ar^+), il a été amené sur l'échantillon à l'aide d'un ensemble de miroirs M'_1 , M'_2 et M'_3 (fig. II-12-a) et d'une équerre optique (Ep) (fig. II-12-b). A sa sortie de la source laser s_2 (Ar^+), le faisceau de pompe est polarisé linéairement parallèlement à l'axe z, après avoir subi les différentes réflexions, il se trouve polarisé linéairement parallèlement à l'axe des x et arrive finalement sous l'incidence normale sur le prisme porte-échantillon. La lentille L2, introduite dans le chemin optique du faisceau de pompe pour adapter ses dimensions, est placée sur une translation T2 dont le déplacement est identique à celui de la translation T1 porte-échantillon (fig. II-12) de manière à maintenir constante la position de l'échantillon par rapport au waist et par voie de conséquence la densité d'énergie. Les deux faisceaux de pompe et de lecture doivent être parfaitement superposés, ce qui nécessite la mise au point d'une routine de réglage que nous allons décrire.

II-2- Réglages

Lorsqu'on introduit la lentille L_1 dans le chemin optique du faisceau de lecture, il suffit de placer celle-ci de manière à retrouver les réglages initiaux réalisés en l'absence de cette lentille (voir chapitre 1 de la première section). Un système de deux translations a été prévu à cet effet. Les réglages du faisceau de pompe sont d'abord réalisés en l'absence de la lentille L_2 . L'alignement du faisceau est obtenu de la même manière que le faisceau de lecture. Les deux faisceaux sont initialement à la même hauteur. L'incidence normale sur le film de nématique est réalisée par autocollimation. L'étape suivante consiste à superposer les deux faisceaux de lecture et de pompe. Ce réglage est facilité en plaçant le miroir M'_3 sur une translation horizontale et l'équerre optique sur une translation verticale. Une vérification rapide de ces réglages consiste à regarder si les deux faisceaux restent superposés lors d'un déplacement de la translation et d'un changement de l'angle d'incidence du faisceau de lecture. La dernière étape consiste à introduire la lentille L2 dans le chemin optique du faisceau de pompe. Cette lentille est placée sur la translation T_2 permettant son déplacement parallèlement au faisceau (fig. II-12-a). L'ensemble lentille L2 - translation T_2 est placé sur une rotation et deux translations, l'une verticale et l'autre horizontale. La rotation permet de régler l'incidence normale sur la lentille L2 et les translations de retrouver les réglages

réalisés précédemment. Si ces réglages sont correctement faits, le faisceau de pompe arrivera sous l'incidence normale sur le prisme et les deux faisceaux resteront parfaitement superposés au cours d'une expérience. Les caractéristiques des deux faisceaux n'étant pas connues au point de leur rencontre sur l'interface prisme-échantillon, il faut donc les calculer à partir des données des constructeurs des lasers.

II-3- Transformation d'un faisceau laser par une lentille

Nous travaillons sur le mode transverse fondamental TEM_{00} : la distribution du champ est donnée par [71] :

$$E(r, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{r^2}{w^2(z)}} = Ae^{-\frac{r^2}{w^2(z)}} \quad (1)$$

Le paramètre $w(z)$ représente le rayon effectif du faisceau à une distance z du point d'étranglement (waist) c'est à dire le rayon du faisceau à la hauteur A/e . Dans l'approximation des rayons paraxiaux, ce paramètre est donnée par :

$$w^2(z) = w_0^2 \left(1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right) \quad (2)$$

$$\text{avec} \quad z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (3)$$

z_0 représente la longueur de diffraction du faisceau et λ la longueur d'onde.

Le rayon de courbure du front d'onde est donné au point z par :

$$R(z) = z \left(1 + \frac{z_0^2}{z^2}\right) \quad (4)$$

La connaissance de $w(z)$ en $z = 0$ et la longueur d'onde λ permet de caractériser complètement le faisceau gaussien dans sa propagation.

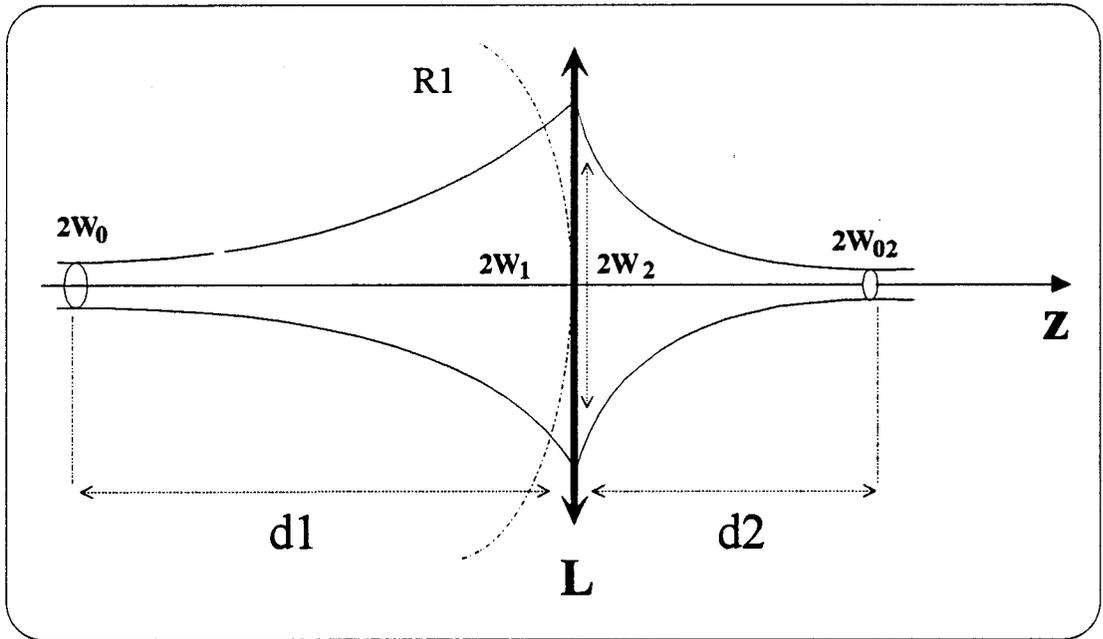


Fig. II-13 : Transformation d'un faisceau gaussien par une lentille L de distance focale f .

Supposons que le faisceau gaussien se propage du plan P1 au plan P2 en traversant sur son chemin optique une lentille de distance focale f (fig. II-13). Si on désigne par d_1 la distance entre le plan P1 et la lentille et w_{01} le rayon du faisceau au plan P1, alors les paramètres caractéristiques du faisceau (après la traversée de la lentille) sont donnés au plan P2 par les relations suivantes :

$$w_{02}^2 = \frac{w_{01}^2 \left(1 + \frac{d_1^2}{z_{01}^2}\right)}{1 + z_{01}^2 \left(1 + \frac{d_1^2}{z_{01}^2}\right) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{f}\right)^2} \quad (5)$$

$$d_2 = \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{f}\right) \frac{z_{01}^2 \left(1 + \frac{d_1^2}{z_{01}^2}\right)}{1 + z_{01}^2 \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{f}\right)^2 \left(1 + \frac{d_1^2}{z_{01}^2}\right)^2} \quad (6)$$

où R_1 et R_2 sont respectivement les rayons de courbures du front d'onde juste avant et après la traversée de la lentille.

Ce sont les relations que nous utilisons pour calculer la taille du faisceau et la position du plan d'étranglement où sera placé l'échantillon. Bien sur, ces paramètres (et donc la lentille) doivent être choisis pour que la densité de l'énergie électromagnétique soit suffisante pour déclencher le phénomène.

II-4- Compromis entre les dimensions du faisceau et l'épaisseur des films nématiques

Dans le cas d'un film nématique homéotrope d'épaisseur d , sur lequel arrive sous l'incidence normale un faisceau laser de diamètre $2w_{02}$, polarisé linéairement perpendiculairement à l'axe optique, nous avons vu au chapitre précédent qu'il existe un effet à seuil. Dans le cas de l'approximation à une constante élastique, la puissance du seuil de l'effet Frederiks est donnée par la relation II-1-22 :

$$P_c = \frac{1}{2} \frac{p^3 c K}{n_o \left(1 - \frac{n_o^2}{n_e^2}\right)} \left(\frac{w_{02}}{d}\right)^2$$

n_o et n_e désignent les indices ordinaire et extraordinaire principaux du nématique, c désigne la vitesse de la lumière et K , la constante élastique.

La puissance critique de l'effet Frederiks, comme le montre l'expression ci-dessus, est proportionnelle au carré du rayon du faisceau de pompe et elle est inversement proportionnel au carré de l'épaisseur du film nématique. En dessous de cette puissance, la réponse du nématique est purement thermique. La figure II-14 représente les variations de cette puissance P_c en fonction du rayon du faisceau laser w_{02} par rapport à l'épaisseur d du



film nématique (5CB). Les dimensions du faisceau de pompe (lentille L2) seront donc choisis de manière à ce que la puissance P_c ne soit pas trop élevée ($P < 500 \text{ mW}$).

D'autre part, à sa sortie du laser, le faisceau de pompe est ramené sur le film de nématique étudié par un ensemble de composants optiques sur lesquels il subit des pertes essentiellement par réflexion (Fig. II-12). La puissance maximale qui agit effectivement sur le film de nématique est ainsi plus faible que celle délivrée par le laser. Nous avons réalisé un étalonnage de la puissance qui agit effectivement dans les films nématiques (P_{eff}) en fonction de la puissance délivrée par le laser (P_{laser}) ; il est représenté sur la figure II-15.

On constate que la puissance effective varie linéairement en fonction de la puissance délivrée par le laser (Ar+). Dans la suite, le terme puissance désignera la puissance effective.

Deux types d'études peuvent être réalisées dans le cas des films homéotropes suivant que l'épaisseur des films nématiques est supérieure ou inférieure au rayon du faisceau de pompe. Si les dimensions du faisceau de pompe sont faibles par rapport à l'épaisseur des films ou du même ordre de grandeur ($w_0/d \cong 1$) (fig. II-14), la puissance du seuil de l'effet Frederiks peut être facilement atteinte ; les deux effets thermique et de réorientation peuvent être étudiés. Par contre, si la taille du faisceau est très grande par rapport à l'épaisseur du film nématique ($w_0/d \gg 1$), l'étude de la réorientation moléculaire nécessite des puissances laser importantes. Dans les deux cas, les dimensions du faisceau de lecture doivent être plus petites que celles du faisceau de pompe pour pouvoir détecter d'éventuels changements d'indices de réfraction ; cette dernière remarque, nous impose de fixer les dimensions du faisceau de pompe par rapport à ceux du faisceau de lecture et de changer l'épaisseur des films étudiés. Cette épaisseur ne doit cependant pas dépasser une centaine de microns puisque l'orientation des films nématiques devient délicate pour des épaisseurs supérieures. Pour cette raison, les films qui seront étudiés doivent avoir des épaisseurs inférieures ou de l'ordre de $100 \mu\text{m}$. Nous donnons maintenant les caractéristiques des faisceaux que nous utilisons.

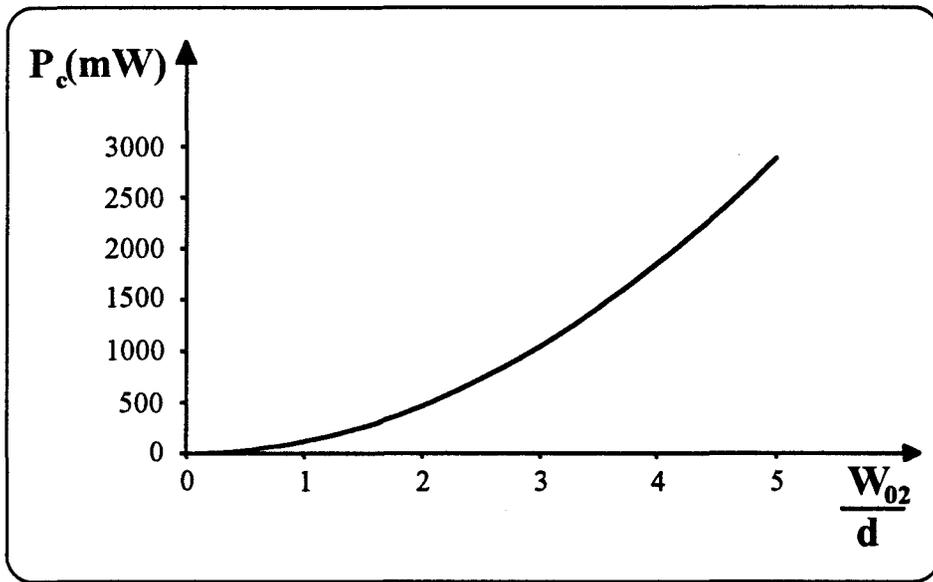


Fig. II-14 : Variation de la puissance du seuil de l'effet Frederiks
en fonction du rayon du faisceau et de l'épaisseur des films.

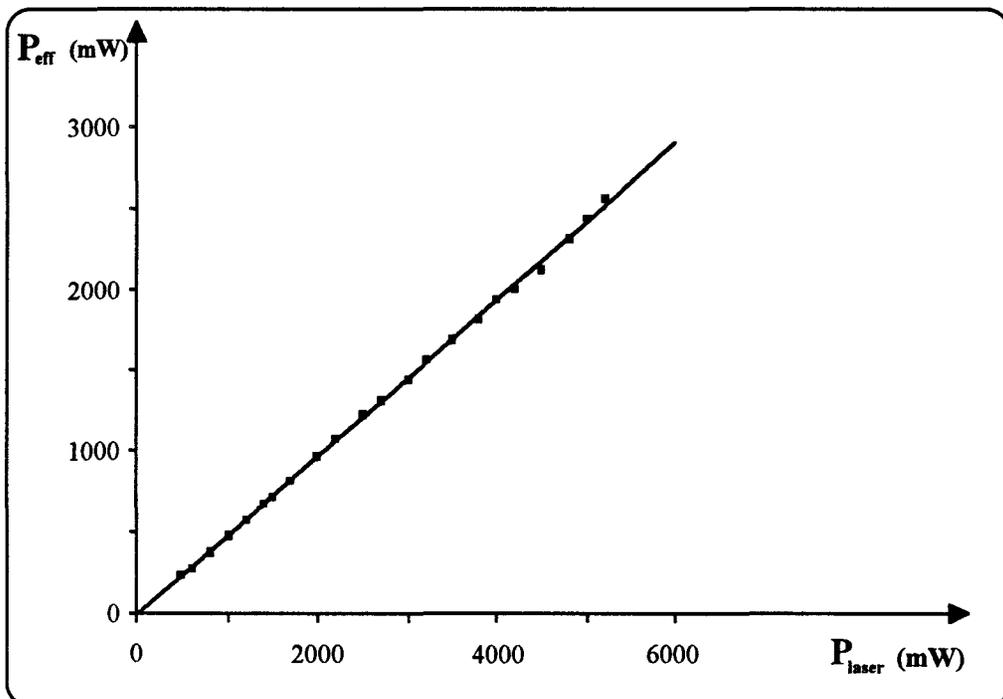


Fig. II-15: Puissance effective qui arrive sur le film de nématique étudié
en fonction de la puissance de sortie du laser de pompe

$$P_{eff} \cong 0.485 P_{Laser}$$

III- CARACTERISTIQUES DES FAISCEAUX

III-1- Faisceau de lecture

La source s_1 est un laser HeNe de puissance maximale 5 mW, la longueur d'onde de la radiation émise est $\lambda_e = 0.6328 \mu\text{m}$. Le diamètre du faisceau, à sa sortie du laser (plan P1, fig. II-13), est $2w_{01e} = 0,8 \text{ mm}$. La lentille L_1 de distance focale f_1 est placée à la distance d_{1e} du laser HeNe, cette distance est égale à 9,3 m. Lorsque ce faisceau traverse la lentille L_1 , ses caractéristiques ne seront pas données directement par les relations (5) et (6). En effet, ce faisceau s'élargit lors de son entrée dans le prisme porte-échantillon et de sa rencontre avec l'interface prisme-échantillon. Si l'on désigne par w'_{02e} le rayon du faisceau au plan d'étranglement (P_2) après la traversée de la lentille L_1 et compte tenu de l'élargissement de ce faisceau dans le prisme, le rayon effectif (w_{02e}) de ce faisceau à l'interface prisme-échantillon est relié à l'angle d'incidence (i) et à w'_{02e} par la relation suivante :

$$w_{02e} = \frac{w'_{02e} \cos r}{\cos i_1 \cos i}$$

$$\sin i_1 = N \sin r$$

$$\text{où } r = A - i$$

A est l'angle du prisme ($A=60^\circ$), N est son indice de réfraction ($N = 1.87268$, $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$).

Le rayon w'_{02e} est calculé numériquement à partir de la relation (5), soit : $w'_{02e} \cong 22,6 \mu\text{m}$ pour une lentille L_1 de distance focale $f_1=50 \text{ cm}$. Compte tenu de ces valeurs, des angles d'incidences utilisés et des relations (5) et (6), les valeurs caractéristiques du faisceau de lecture sont :

$$w_{02e} \cong 45 \mu\text{m}$$

$$d_{2e} \cong -0.528 \text{ m}$$

$$z_{02e} = 0.254 \text{ cm}$$

Enfin, lorsque l'on place l'échantillon à la distance d_z de la lentille L_1 , il ne faut pas oublier de tenir compte du chemin optique du faisceau de lecture dans le prisme.

III-2- Faisceau de pompe

Ce faisceau est issu d'un laser à ions argon (Ar^+), la radiation utilisée dans cette étude à une longueur d'onde $\lambda_p = 0.5145 \mu m$. Le diamètre $2w_{01p}$ donné par le constructeur au plan d'étranglement (P1) du faisceau est $2w_{01p} = 1.65 \text{ mm}$ (fig. II-13). Ce plan d'étranglement est situé à une distance $d_{1p} = 4.6 \text{ m}$ de la lentille L_2 . La distance focale de cette lentille est $f_2 = 80 \text{ cm}$. Compte tenu de ces valeurs et des relations (5) et (6), le faisceau de pompe a les caractéristiques suivantes au plan d'étranglement P2, c'est à dire à l'interface prisme-échantillon :

$$\begin{aligned} w_{02p} &= 130 \mu m \\ d_{2p} &= -0.872 m \\ z_{02p} &= 10.36 cm \end{aligned}$$

Les deux lentilles sont placées de manière à ce que les deux faisceaux se rencontrent aux points de leur étranglement respectifs c'est à dire au point où leur diamètre est minimum sur l'interface prisme-échantillon. Le rayon du faisceau de pompe est environ trois fois supérieur à celui du faisceau de lecture. La distance z_{02p} est très grande par rapport à la distance z_{02r} . Nous présentons maintenant les résultats expérimentaux.

CHAPITRE 3

RESULTATS EXPERIMENTAUX

EXPLOITATION ET INTERPRETATION

I- RESULTATS EXPERIMENTAUX

Le cristal liquide utilisé dans cette étude est le 5CB. Nous présentons d'abord les mesures des indices principaux de ce produit en fonction de la température.

I-1- Variation des indices de réfraction avec la température

Nous avons utilisé le réfractomètre de TALBOT-RAYLEIGH (section I, chapitre1). Le film étudié a une épaisseur e de l'ordre de 50 μm . Le cristal liquide est introduit par capillarité dans la moitié inférieure de la cellule. Cette cellule est formée par deux lames de verre ordinaire séparées par deux cales de mylar de même épaisseur ; les deux ont été traitées auparavant pour réaliser l'orientation planaire. L'homogénéité d'orientation est contrôlée entre un analyseur et un polariseur croisés. L'axe optique est fixé dans la direction perpendiculaire à la direction de propagation de la lumière. Un polariseur est inséré dans le chemin optique de la lumière incidente pour fixer la direction de polarisation par rapport à l'axe optique (polarisation parallèle ou perpendiculaire). Dans ces conditions, l'onde sonde, transverse électrique (TE) donne l'indice ordinaire et la transverse magnétique (TM) donne l'indice extraordinaire. La température est mesurée à l'aide d'un thermocouple fixé sur la cellule. Quatre résistances chauffantes sont placées sur la cellule pour assurer un chauffage homogène.

Seuls les résultats concernant les radiations qui nous intéressent dans cette étude sont donnés. Les valeurs numériques des indices de réfraction principaux en fonction de la température sont données en annexe 2 et les courbes correspondant sont représentées sur la figure II-16. La température de transition de la phase nématique à la phase isotrope est $T_{NI} = 35.3 \text{ }^\circ\text{C}$. En phase isotrope, l'indice de réfraction varie linéairement en décroissant avec la température, cette variation est donnée pour les deux radiations par :

$$\frac{\Delta n}{\Delta T} \cong -7.10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$$

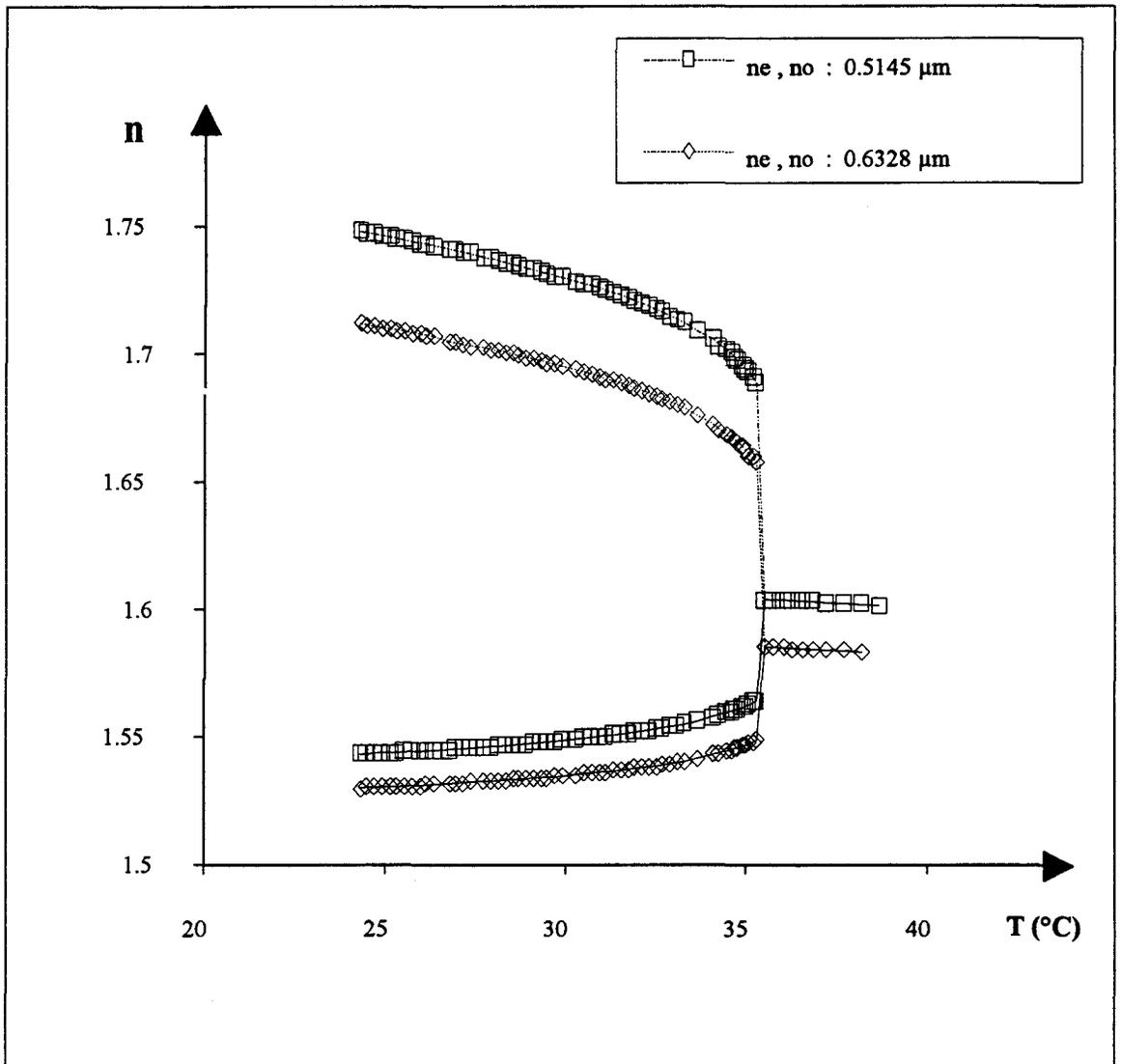


Fig. II-16 : variation des indices de réfraction principaux du 5CB en fonction de la température

Nous présentons maintenant les résultats expérimentaux obtenus sur deux films nématique initialement homéotropes. Ces films ont des épaisseurs légèrement différentes et seront désignés dans la suite par film 1 et film 2.

I-2- Etude expérimentale de l'effet Frederiks optique

Le cristal liquide est introduit par capillarité entre le prisme (Corning) et une lame de verre ordinaire. La variation de l'indice du prisme avec la température a été mesurée expérimentalement, elle est de l'ordre $10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ [38] et elle sera négligée dans cette étude. Les deux substrats (prisme et lame de verre) sont traités avec du n-HTAB pour réaliser l'orientation homéotrope. L'axe optique est parallèle à la direction z. Le faisceau de pompe se propage parallèlement à cette direction, il est polarisé linéairement parallèlement à l'axe des x et arrive sous l'incidence normale sur le film de nématique étudié (fig. II-17).

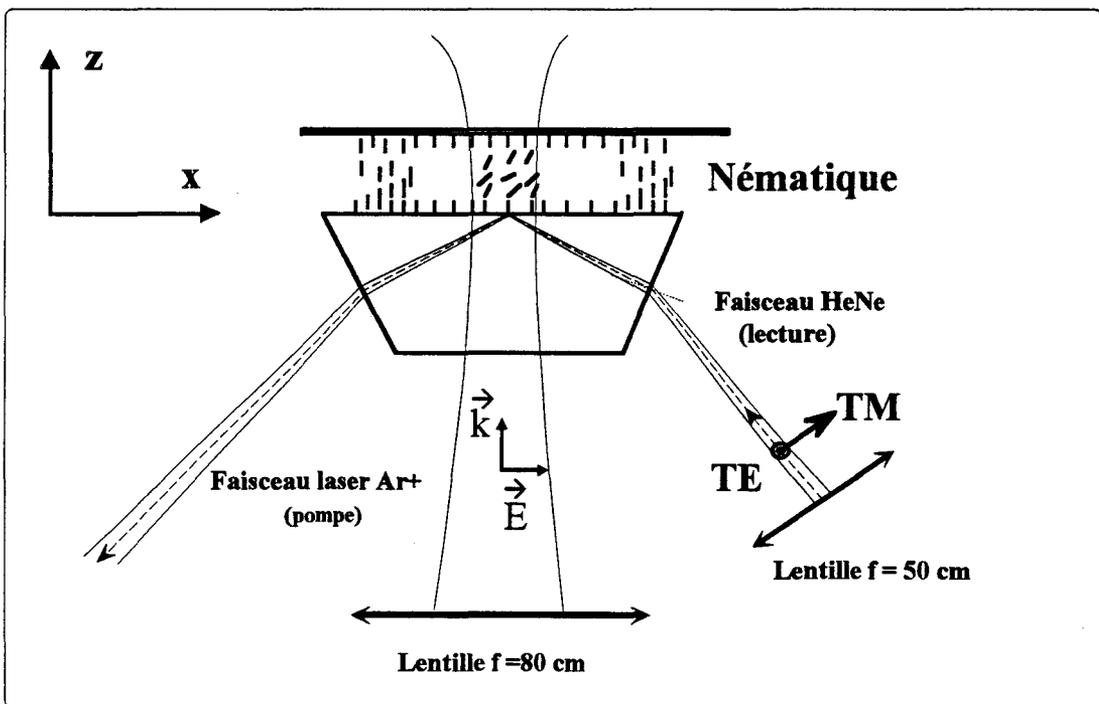


Fig. II-17 : Conditions expérimentales de l'étude de l'effet Frederiks optique.

Pour le film 1, nous avons enregistré un ensemble de courbes de réflectivité pour différentes puissances de pompes. Chacune de ces courbes a été enregistrée pour les ondes ordinaire (TE) (fig. II-18) et extraordinaire (TM) (fig. II-19). Ces courbes montrent que l'angle limite croît avec la puissance de pompe pour l'onde ordinaire et décroît dans le cas de l'onde extraordinaire. En plus, pour l'onde extraordinaire, les courbes de réflectivité présentent des oscillations et une amplification de l'intensité réfléchie lorsque la puissance est supérieure 2100 mW.

Pour le film 2, nous avons enregistré, pour chaque puissance de pompe, un réseau de courbes de réflectivité. Chaque courbe correspond à une position donnée du faisceau de lecture par rapport au centre du faisceau de pompe. Le déplacement du faisceau de lecture est parallèle à la direction de l'axe des x (fig. II-17). Nous réalisons ainsi un balayage ou une cartographie du faisceau de pompe. La position initiale du faisceau de lecture est arbitraire. Cependant, sachant que l'intensité est plus importante au centre que sur les bords du faisceau de pompe et que les variations des indices de réfraction dépendent de cette intensité : nous avons fait correspondre la plus grande variation d'indice ou d'angle limite à la position zéro qui correspond au centre du faisceau de pompe. Les enregistrements des courbes de réflectivité ont été réalisés pour les ondes ordinaire et extraordinaire. Sur les figures II-20 et II-21, nous avons représenté les courbes de réflectivité obtenues pour la puissance $P = 963$ mW. Ces courbes montrent que loin du centre du faisceau, les variations de l'angle limite et donc de l'indice de réfraction sont faibles par contre, au voisinage de celui-ci l'angle limite varie fortement. Il croît des bords vers le centre du faisceau dans le cas de l'onde ordinaire (fig. II-20) et décroît lorsqu'il s'agit de l'onde extraordinaire (fig. II-21).

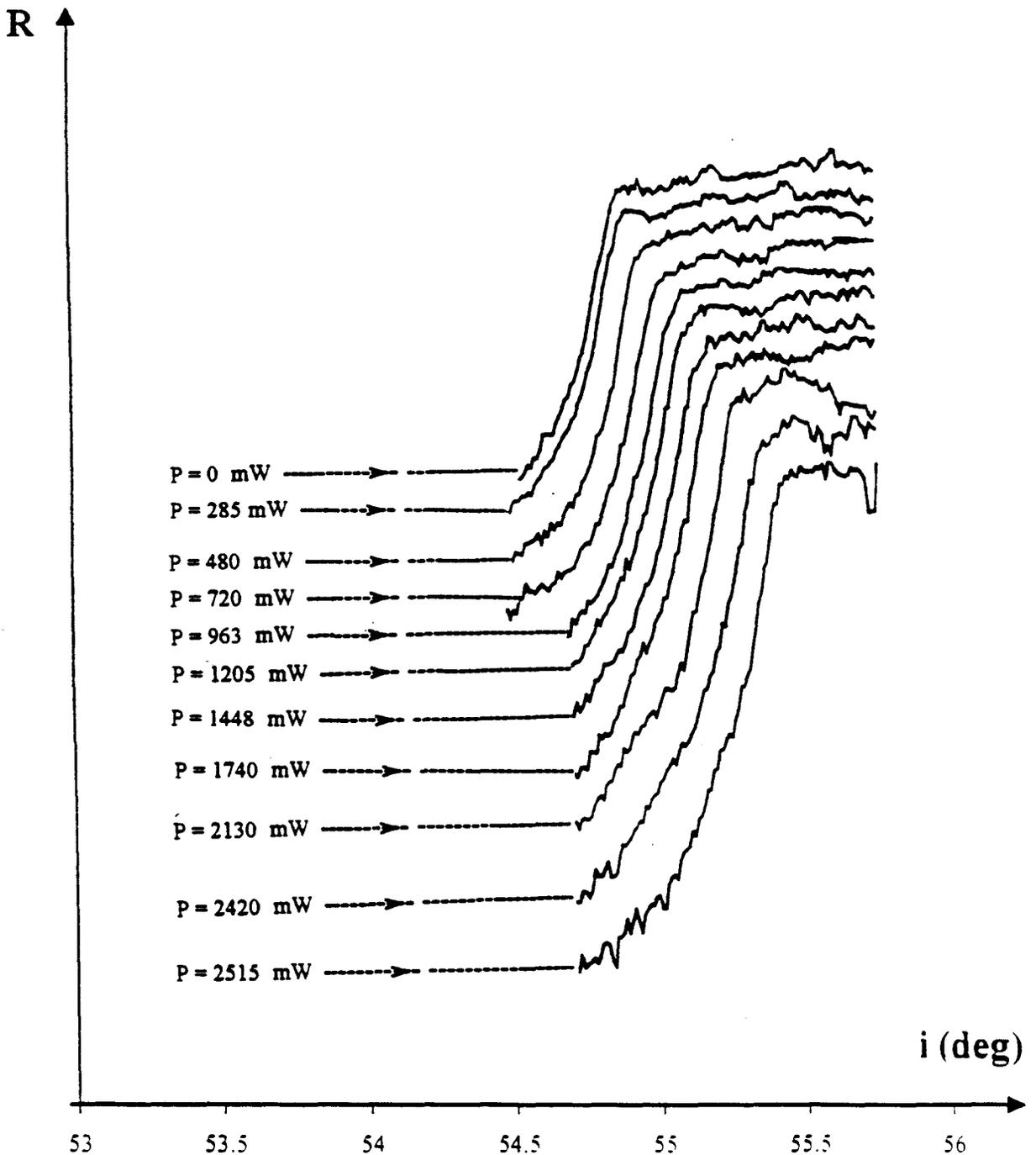


Fig. II-18 : Film 1 : onde ordinaire : courbes de réflectivité obtenues pour différentes puissances de pompe, l'angle limite croît avec la puissance. Les courbes de réflectivité ont été traduites arbitrairement parallèlement à l'axe des ordonnées.

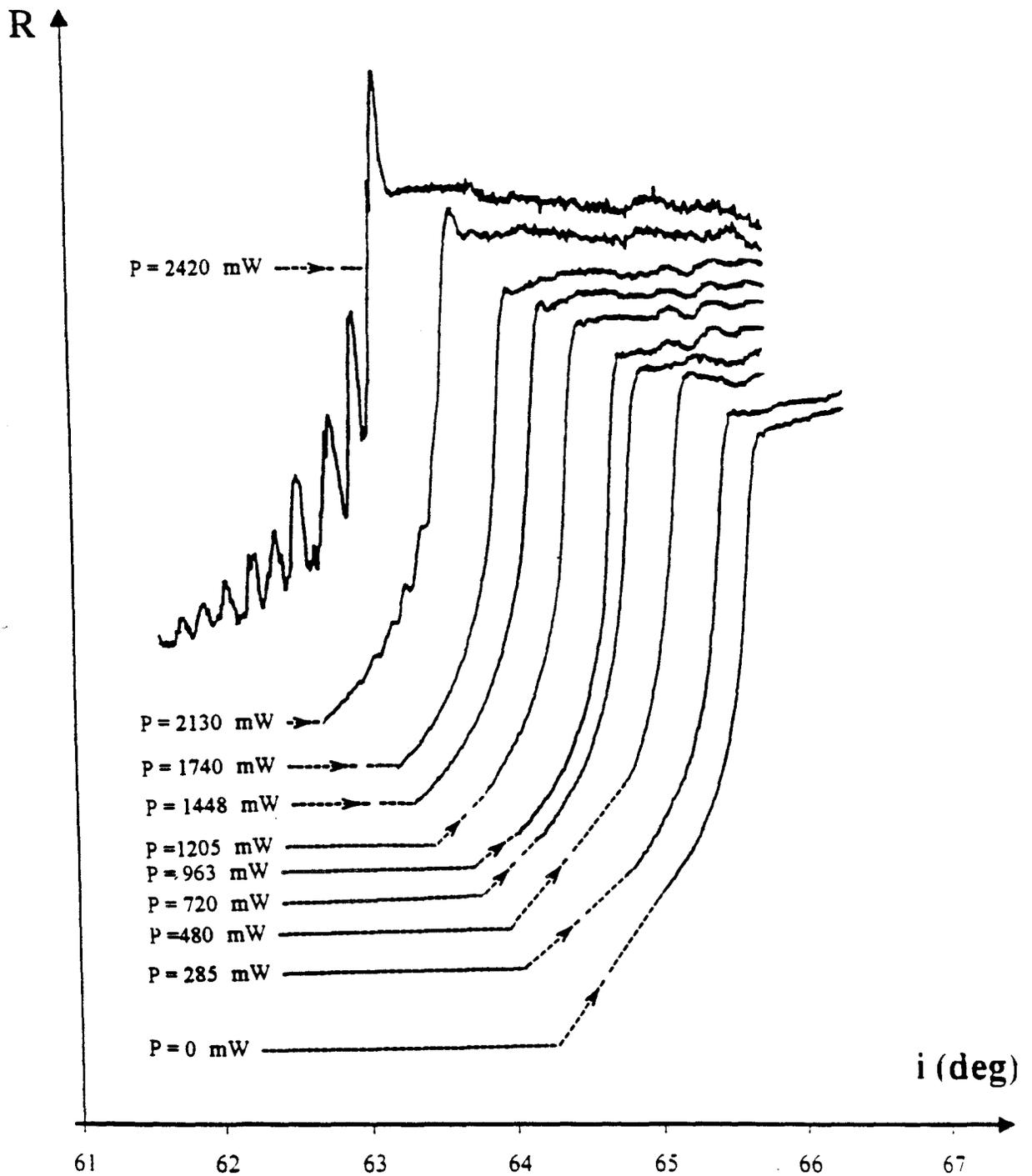


Fig. II-19 : Film 1 : onde extraordinaire : courbes de réflectivité obtenues pour différentes puissances de pompe, l'angle limite décroît lorsque la puissance augmente. Les courbes de réflectivité ont été traduites arbitrairement parallèlement à l'axe des ordonnées.

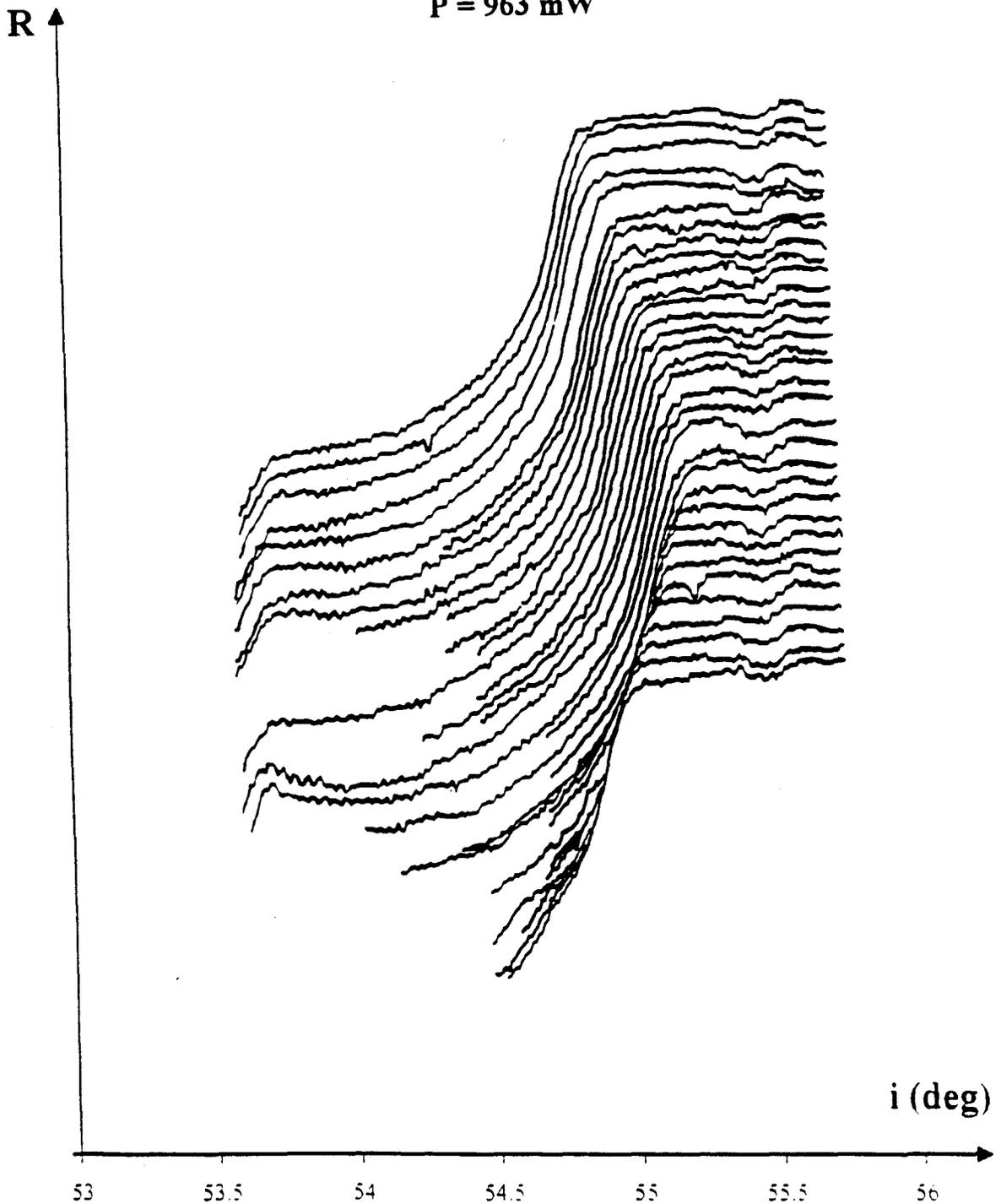
$P = 963 \text{ mW}$ 

Fig. II-20 : Film 2 : onde ordinaire : courbes de réflectivité obtenues pour différentes positions du faisceau de lecture par rapport au centre du faisceau de pompe, l'angle limite est maximum au centre du faisceau de pompe ($P = 963 \text{ mW}$). Les courbes de réflectivité ont été translatées arbitrairement parallèlement à l'axe des ordonnées.

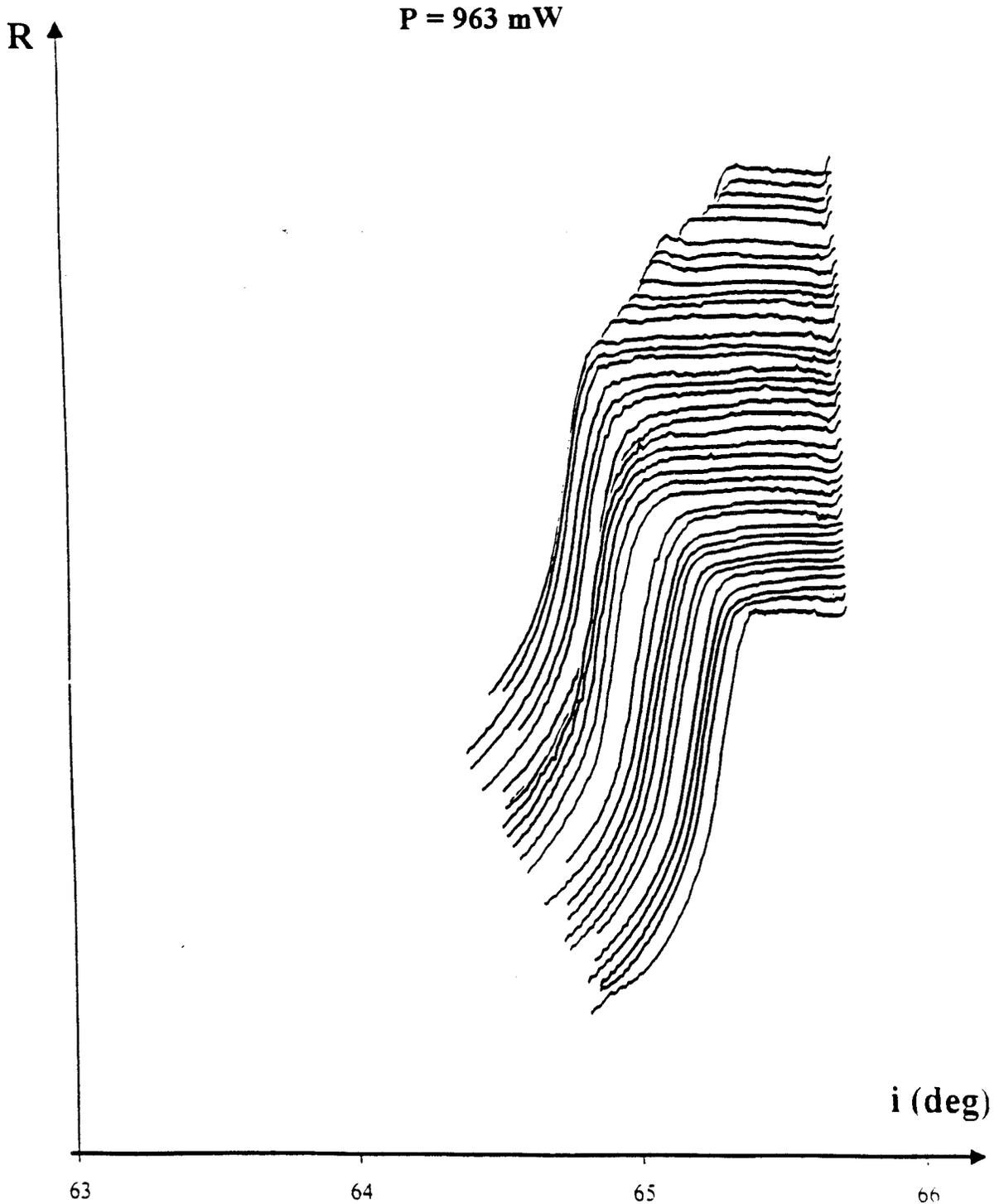


Fig. II-21 : Film 2 : onde extraordinaire : courbes de réflectivité obtenues pour différentes positions du faisceau de lecture par rapport au centre du faisceau de pompe, l'angle limite est minimum au centre du faisceau de pompe ($P = 963 \text{ mW}$). Les courbes de réflectivité ont été traduites arbitrairement parallèlement à l'axe des ordonnées.

II- EXPLOITATION ET INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

II-1- Homogénéité et épaisseur des films étudiés

La première étape consiste à vérifier l'homogénéité des films étudiés et à déterminer leur épaisseur. Nous utilisons pour cela le modèle présenté au deuxième chapitre de la première section. Les courbes de réflectivité utilisées sont celles obtenues pour la puissance de pompe $P = 0$ mW et en l'absence de la lentille L1.

II-1-a- Film 1

Les courbes de réflectivité obtenues pour les deux ondes ordinaire et extraordinaire sont représentées sur les figures II-22 et II-23. L'enregistrement des deux courbes a été réalisé à la température $T = 26$ °C. Les indices de réfraction déterminés à partir de ces courbes sont $n_o = 1.53039$ et $n_e = 1.70911$.

L'exploitation du phénomène d'interférence conduit aux courbes représentant l'ordre d'interférence en fonction de la variable X ($\frac{\phi}{2\pi} = f(X)$). Ces courbes sont représentées sur les figures II-22 et II-23. Ce sont des droites de pente $\frac{2e}{\lambda} = 277.02$ pour l'onde ordinaire et $\frac{2e}{\lambda} \frac{n_o}{n_e} = 243.9$ pour l'onde extraordinaire. La première conduit à l'épaisseur du film étudié, soit $e = 87.65$ μm et la seconde permet d'affirmer que ce film est homogène homéotrope.

II-1-b- Film 2

Les courbes de réflectivité ainsi que celles de l'ordre d'interférence en fonction de la variable X sont représentées sur les figures II-24 et II-25. Les deux dernières sont des droites de pente $\frac{2e}{\lambda} = 242.63$ et $\frac{2e}{\lambda} \frac{n_o}{n_e} = 223.2$. Il en résulte que ce film est homogène homéotrope d'épaisseur $e = 76.77$ μm .

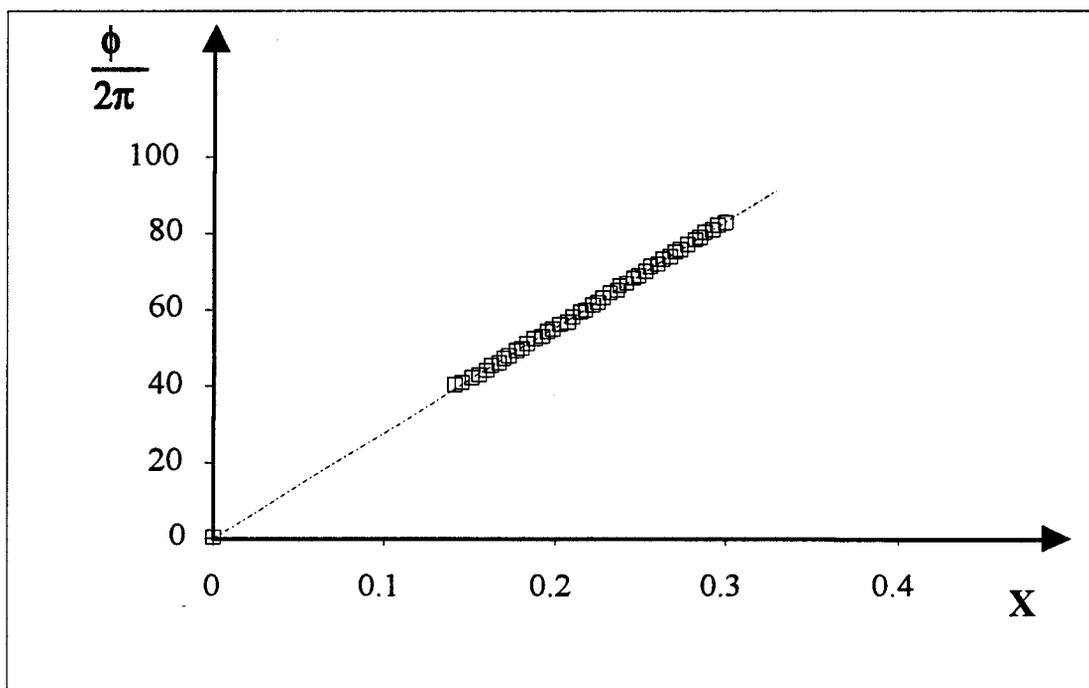
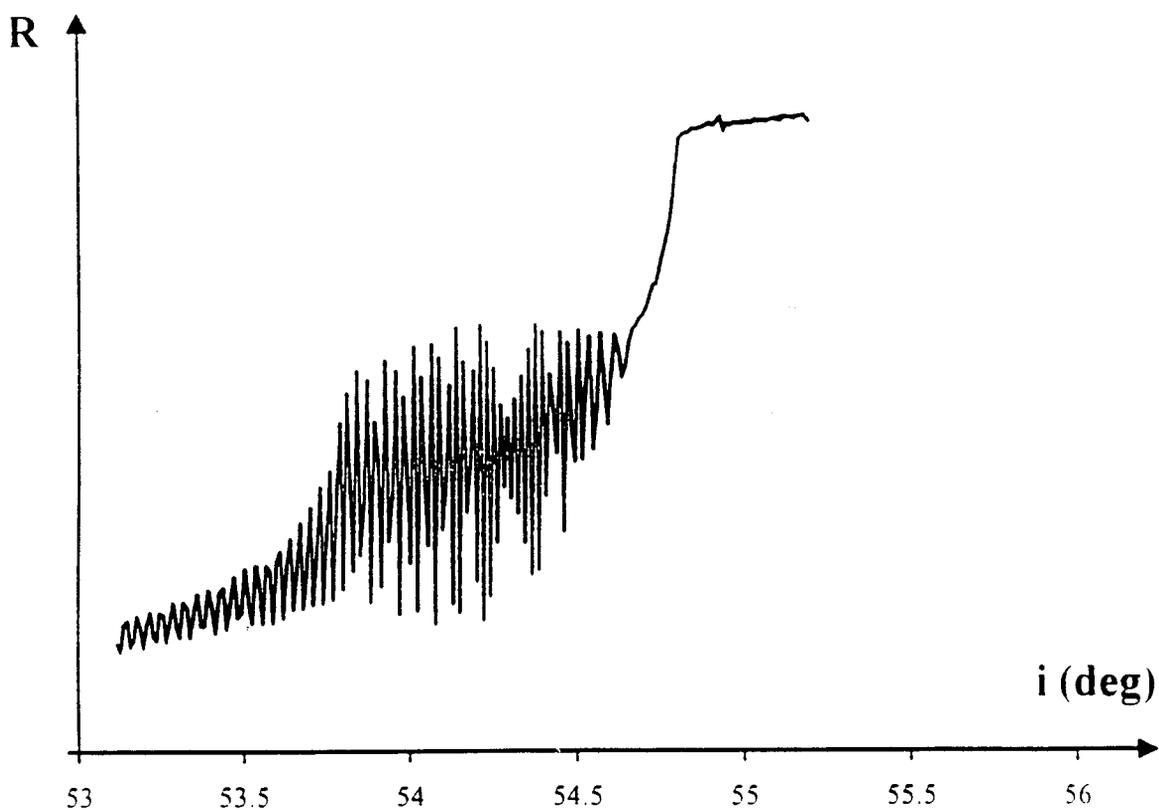


Fig. II-22 : Film 1 : courbe de réflectivité et de l'ordre d'interférence en fonction de X , obtenues pour l'onde ordinaire, l'épaisseur de ce film est $e = 87.65 \mu\text{m}$.

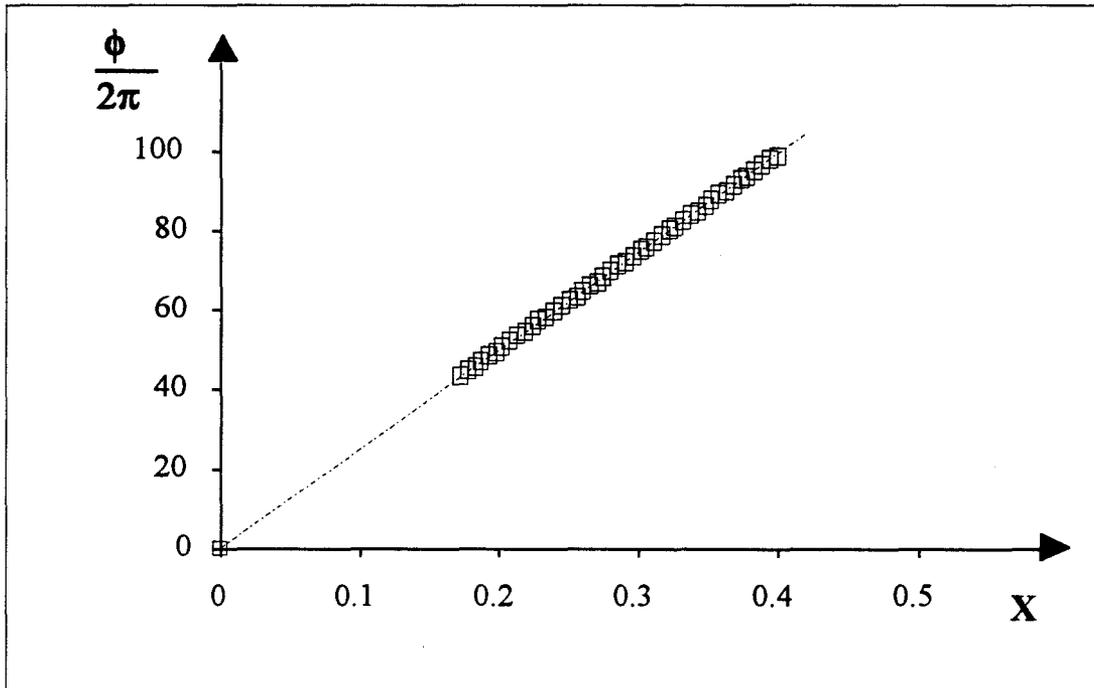
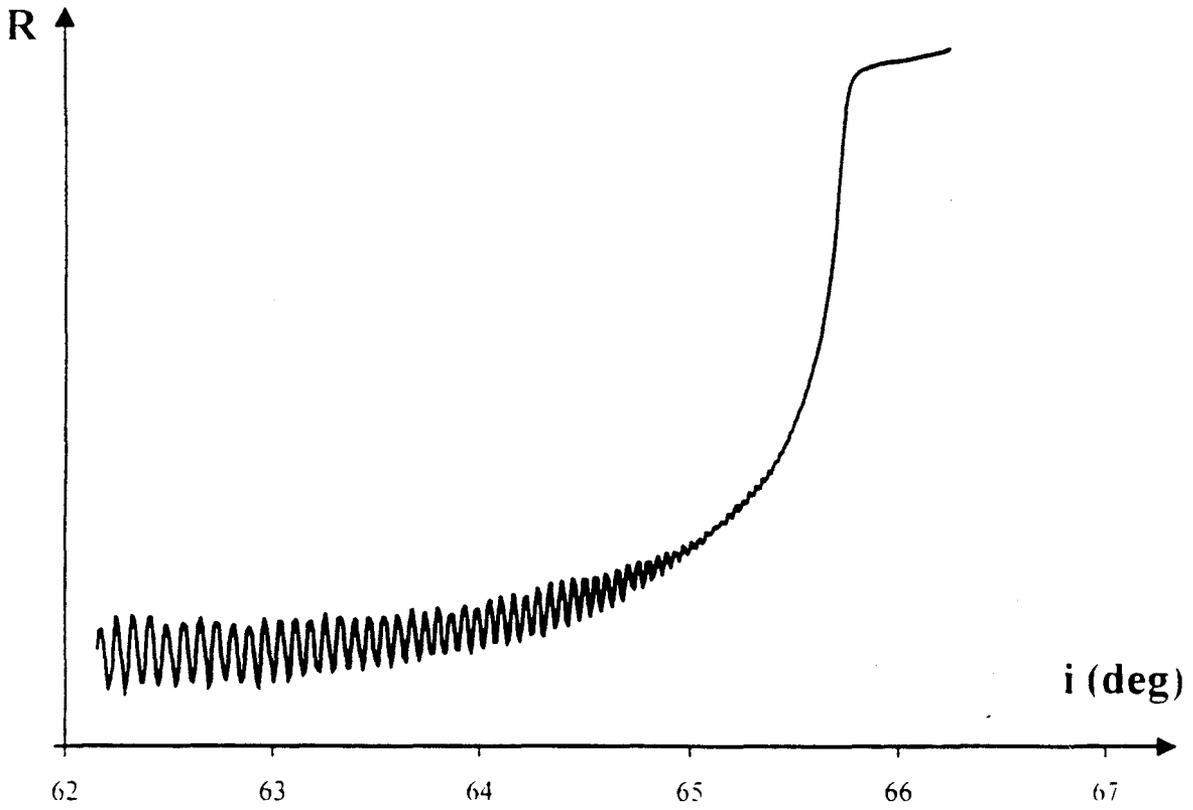


Fig. II-23 : Film 1 : courbe de réflectivité et de l'ordre d'interférence en fonction de X , obtenues pour l'onde extraordinaire, ce film est homogène homéotrope.

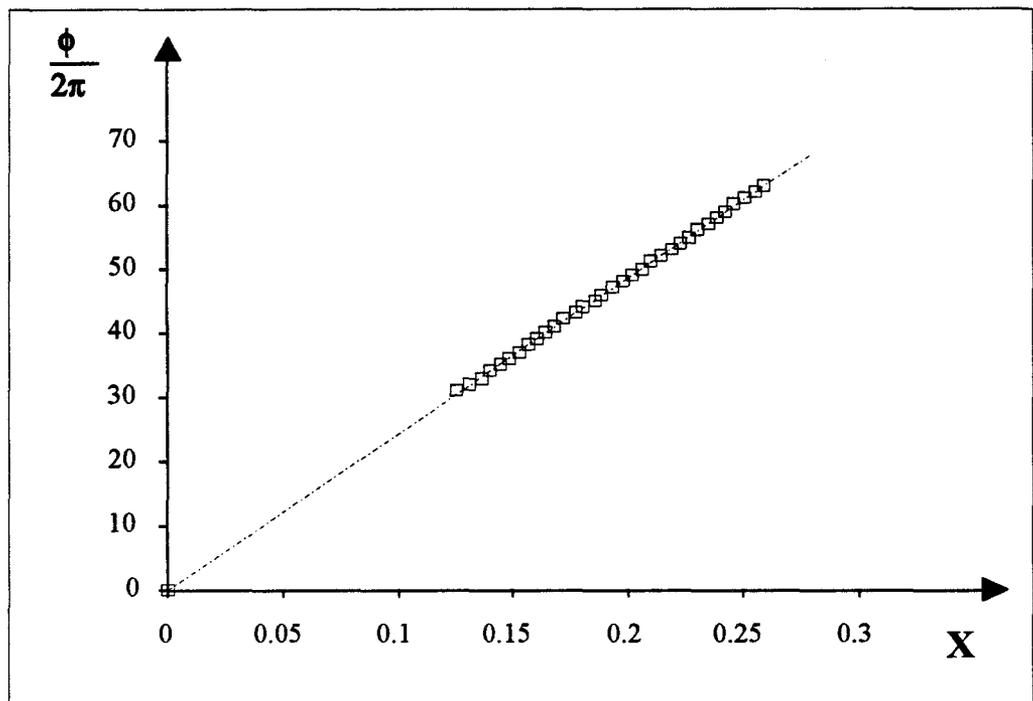
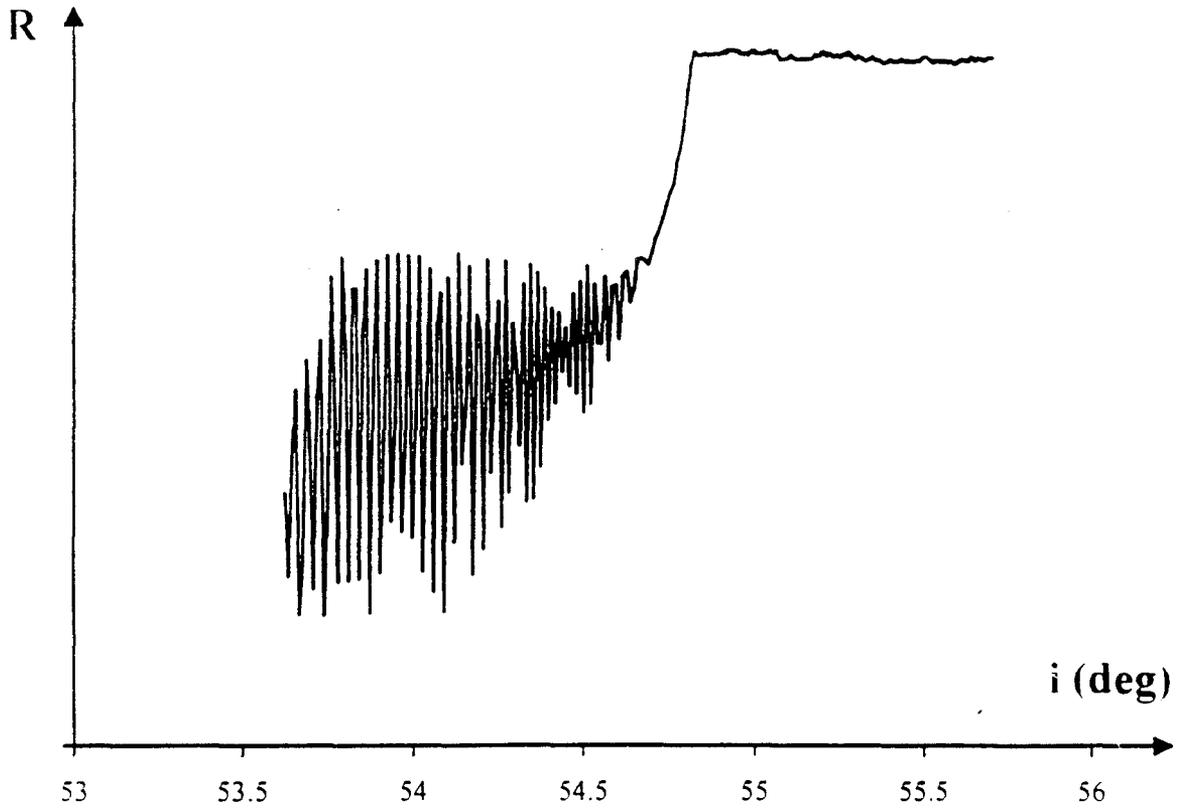


Fig. II-24 : Film 2 : courbe de réflectivité et de l'ordre d'interférence en fonction de X , obtenues pour l'onde ordinaire, l'épaisseur de ce film est $e = 76.77 \mu m$

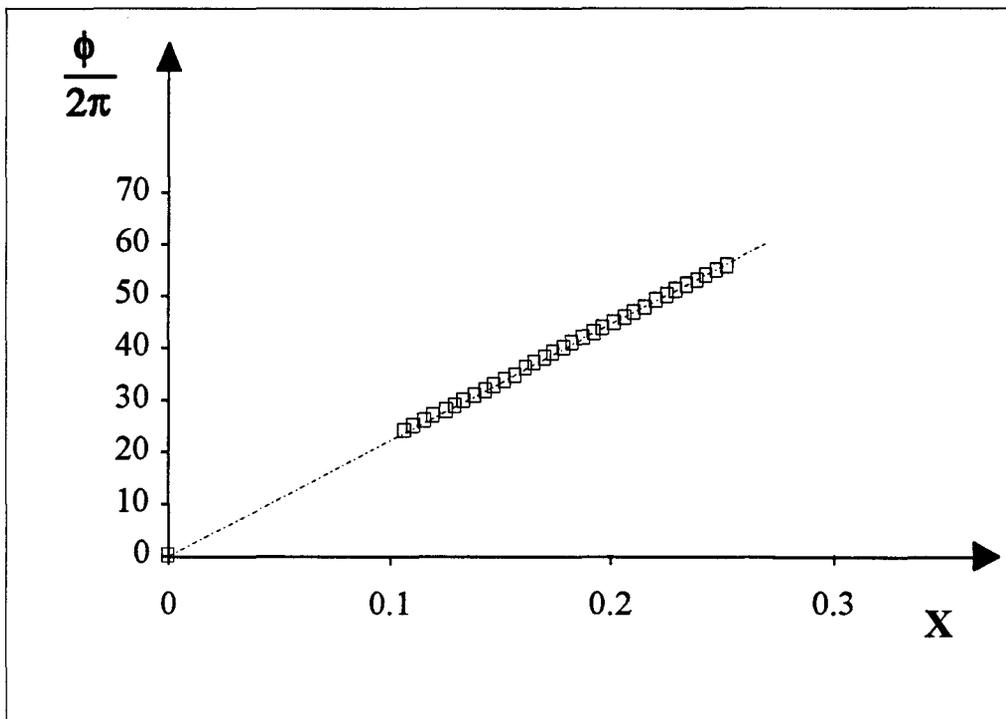
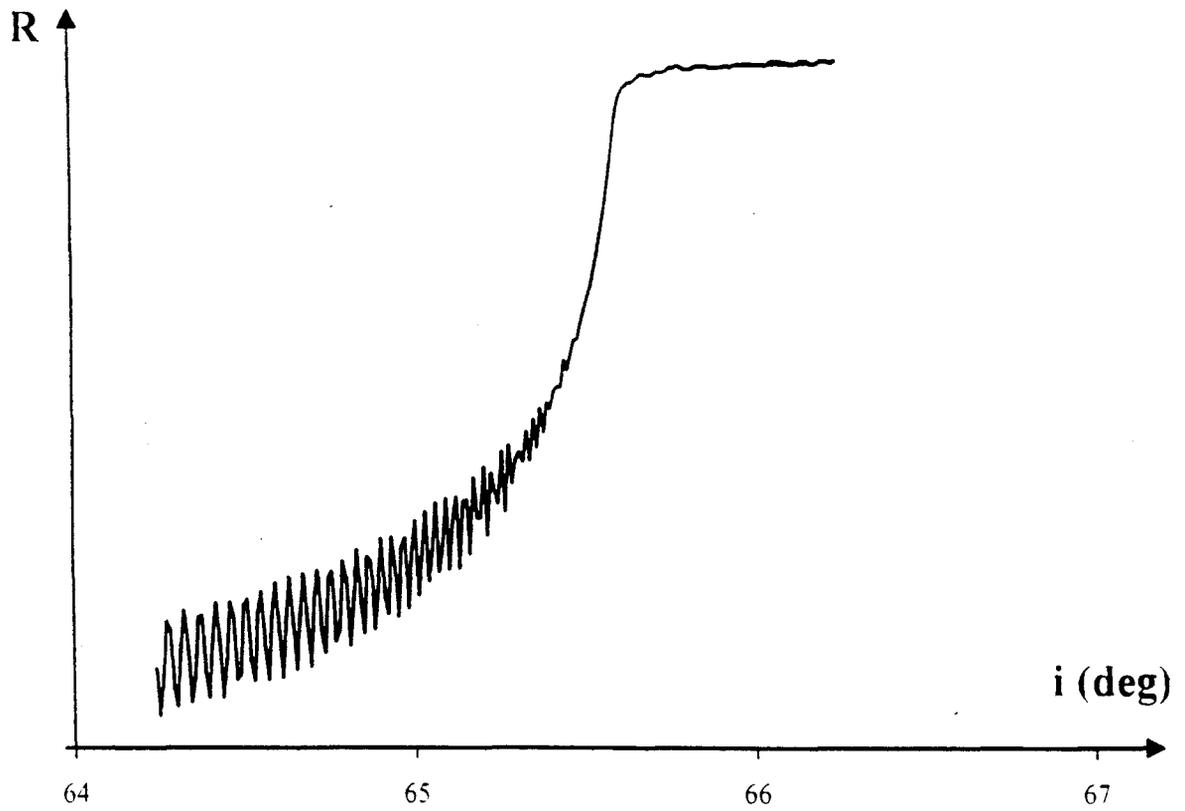


Fig. II-25 : **Film 2** : courbe de réflectivité et l'ordre d'interférence en fonction de X , obtenues pour l'onde extraordinaire, ce film est homogène homéotrope.

Les deux films étudiés sont donc initialement homogènes homéotropes.

II-2-Exploitation et interprétation des résultats

Dans le cas de la géométrie étudiée (fig. II-17), la réorientation moléculaire n'a lieu que dans le plan xz. Un faisceau de lecture polarisé perpendiculaire au plan d'incidence (TE) excite l'onde ordinaire et ne détecte que les variations d'indices résultants de la variation de l'indice ordinaire donc celles de la température. Par contre, la polarisation parallèle au plan d'incidence (onde extraordinaire TM) détecte les variations d'indices de réfraction résultant, soit de la variation de température, soit à la fois des variations de l'angle de réorientation du directeur et de la température.

II-2-a- Onde ordinaire

Pour chaque courbe de réflectivité, nous mesurons l'angle limite duquel nous déduisons l'indice ordinaire (*cf.* page 23). Par comparaison avec les résultats expérimentaux obtenus à l'aide du réfractomètre de TALBOT-RAYLEIGH ($n_o = f(T)$), nous déduisons la température au point de mesure. Nous avons ainsi la température pour chaque puissance de pompe et chaque position du faisceau de lecture dans le faisceau de pompe.

Nous pouvons tracer à partir de ces données un certain nombre de courbes comme le profil de température pour une puissance donnée, la température maximale en fonction de la puissance de pompe etc... Nous présentons maintenant ces courbes.

II-2-a-i- Film 1

La variation maximale de la température du nématique en fonction de la puissance de pompe est représenté sur la figure II-26. La température initiale est de 26°C. Cette courbe présente trois régimes. Pour les puissances de pompe inférieures à $P \cong 1000$ mW, la température croît rapidement. L'accroissement de température par rapport à la puissance est

$\frac{\Delta T}{\Delta P} = 4.47 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}/\text{mW}$. Les variations de la température deviennent ensuite plus faibles dans l'intervalle de puissance [1300 , 1930]. L'augmentation de la température par rapport à la puissance est égale à $\frac{\Delta T}{\Delta P} = 1.49 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}/\text{mW}$. Enfin, pour des puissances supérieures à $P = 1933 \text{ mW}$, la température recommence à croître assez vite avec la puissance. L'interprétation de ces trois régimes est donnée par la suite.

II-2-a-ii- Film 2

Pour chaque puissance de pompe, nous avons représenté le profil de l'indice ordinaire obtenu à partir des courbes de réflectivité c'est à dire la variation de l'indice ordinaire en fonction de la position radiale (r) par rapport au centre du faisceau de pompe (fig. II-27). Ces courbes montre que l'indice ordinaire croît du bord vers le centre du faisceau. Ce comportement était attendu puisque dans ce cas, seul les effets thermiques sont responsables de la variation des indices de réfraction avec la puissance du faisceau de pompe ou avec son intensité. A partir de ces courbes et de la même manière que précédemment, nous avons déterminé pour chaque indice de réfraction la température correspondante. Les courbes représentant les variations de la température (ΔT) en fonction de la position radiale (r) par rapport au centre du faisceau de pompe sont représentées sur la figure II-28. Pour chaque puissance, la température croît effectivement du bord vers le centre du faisceau. Ces courbes sont bien fittées par des gaussiennes pour les faibles puissances et des lorentziennes pour des puissances plus élevées. Leur largeur à mi-hauteur est beaucoup plus importante que celle de la courbe de l'intensité du faisceau de pompe. Elle varie linéairement en fonction de celle-ci pour les puissances de pompe inférieures à 1200 mW (fig. II-29). La pente de cette portion de courbe est $\frac{\Delta L}{\Delta P} = 0.761 \text{ } \mu\text{m}/\text{mW}$. Pour des puissances plus grandes, la figure II-29 montre un élargissement brutal du profil de la température. La pente de la seconde portion de cette courbe est égale à $0.256 \text{ } \mu\text{m}/\text{mW}$, elle est plus faible que celle de la première. Nous nous sommes ensuite intéressés à l'amplitude des courbes représentant le profil radial de température c'est à dire à la variation de la température au centre du faisceau de pompe. La courbe correspondante ($\Delta T = f(P)$)

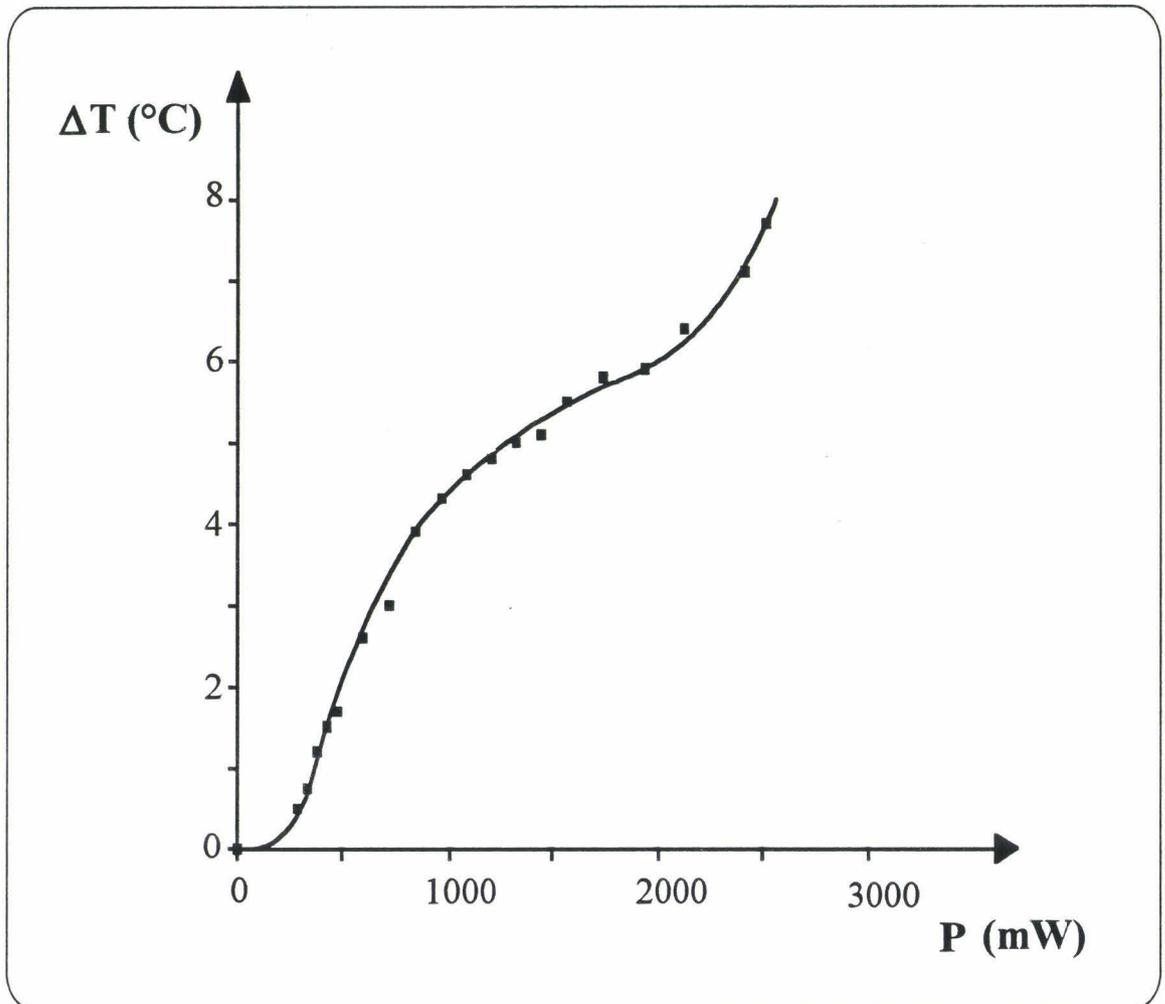


Fig. II-26 : Film 1 : Variation de la température du nématique 5CB en fonction de la puissance de pompe. $\Delta T=0$ correspond à la température ambiante $T = 26$ °C.

$$(\Delta T)_{NI} = 9.3 \text{ °C}$$

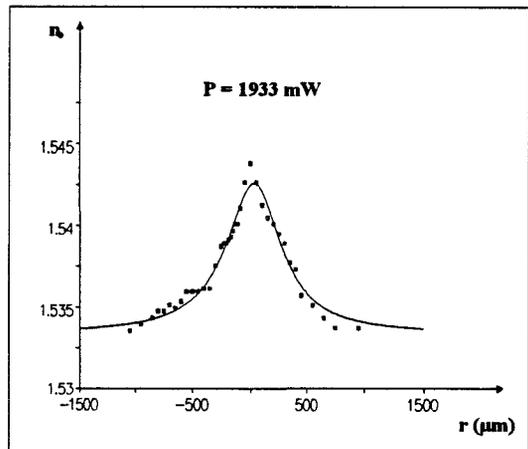
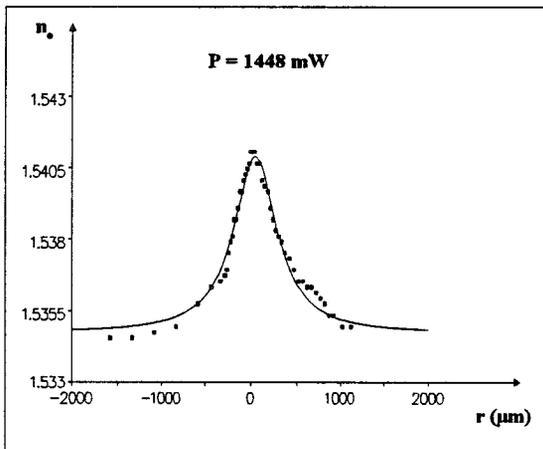
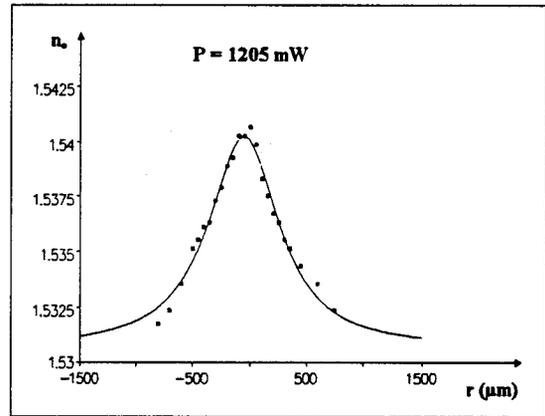
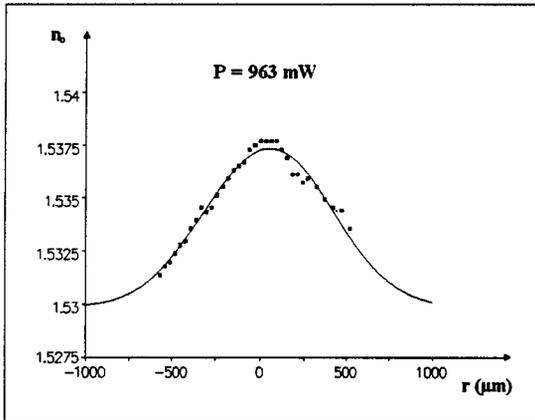
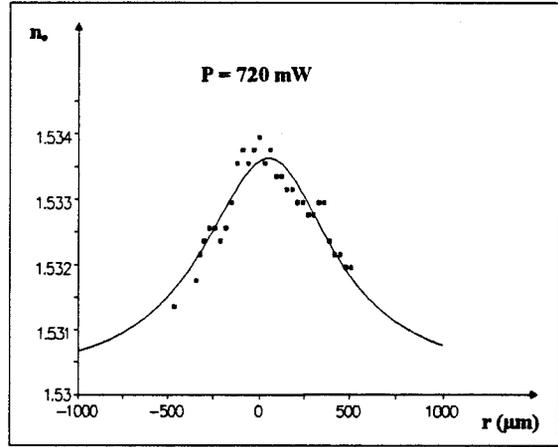
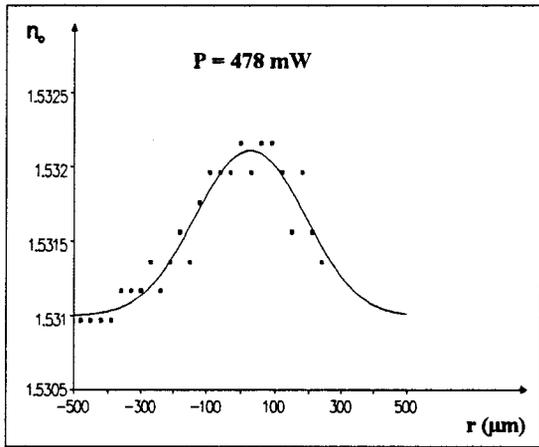


Fig. II-27 : Film 2: profil de l'indice ordinaire du 5CB obtenu pour différentes puissances de pompe. L'indice ordinaire est maximum au centre du faisceau.

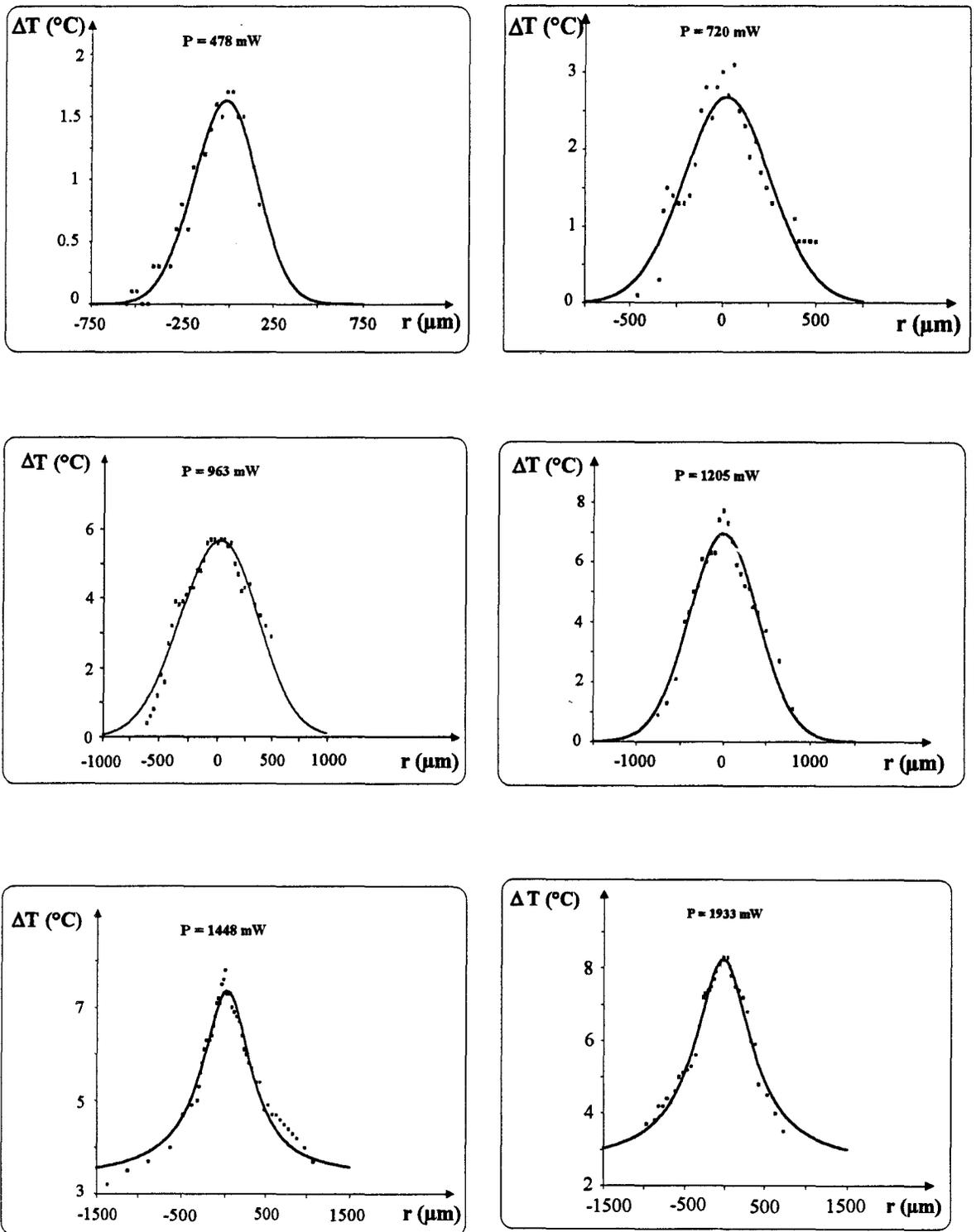


Fig. II-28 : Film 2 : profil de variation de la température dans le 5CB pour différentes puissances de pompe.

est représentée sur la figure II-30, elle présente un comportement sigmoïdal. En effet, pour les faibles puissances ($P \leq 1000$ mW), la température au centre du faisceau varie fortement en fonction de la puissance de pompe. Cette variation devient moins importante pour des puissances plus grandes. Ce comportement est semblable à celui obtenu pour le film 1. Nous allons maintenant voir comment on peut l'expliquer.

II-2-a-iii- Interprétation du comportement de la température en fonction de la puissance de pompe

Le profil de la variation de la température en fonction de la puissance de pompe peut être expliqué en considérant la diffusion de la chaleur dans le cristal liquide nématique. En effet, pour les faibles puissances, le film nématique est homogène homéotrope et le transfert de chaleur est assuré par le coefficient de conductibilité thermique perpendiculaire (K_{\perp}). Lorsque la puissance de pompe augmente et devient assez importante, la réorientation intervient dans le volume et en surface. Globalement, le directeur est plutôt planaire et le transfert de chaleur est dans ce cas assuré en partie par le coefficient de conductibilité thermique parallèle ($K_{//}$) qui est plus important que le coefficient K_{\perp} . Par conséquent, le transfert de chaleur dans la direction parallèle à l'interface se fait d'une manière plus facile et le film nématique s'échauffe dans son ensemble, ce qui explique à la fois la ligne de base observée dans les profils haute puissance et une pente plus faible liée à une meilleure diffusion thermique dans la masse nématique (fig. II-30, II-26). Puisque cette variation de température a pour origine l'absorption, le dichroïsme joue certainement un rôle important dans ce processus. Pour des puissances encore plus élevées, la courbe obtenue par l'étude du Film 1 (fig. II-26) présente un troisième régime où la température recommence à croître d'une manière plus importante. Ceci peut être expliqué par le début de la transition (NI) au centre du faisceau de pompe où l'intensité lumineuse est plus importante. Le faisceau de lecture ayant un diamètre environ trois fois inférieur à celui du faisceau de pompe, les valeurs mesurées sont alors une moyenne sur le diamètre du faisceau de lecture.

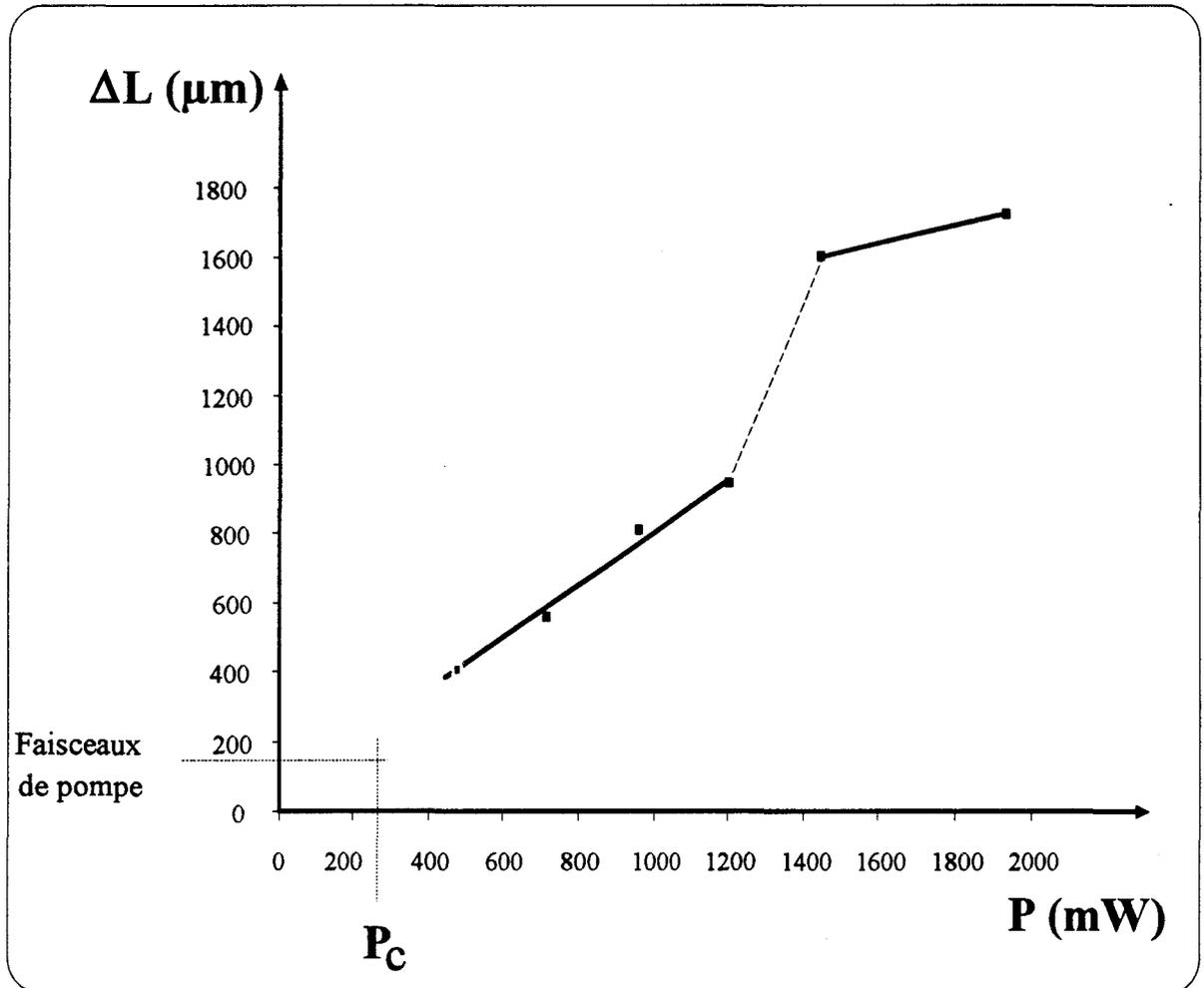


Fig. II-29 : Film 2 : largeur à mi-hauteur du profil de température en fonction de la puissance de pompe.

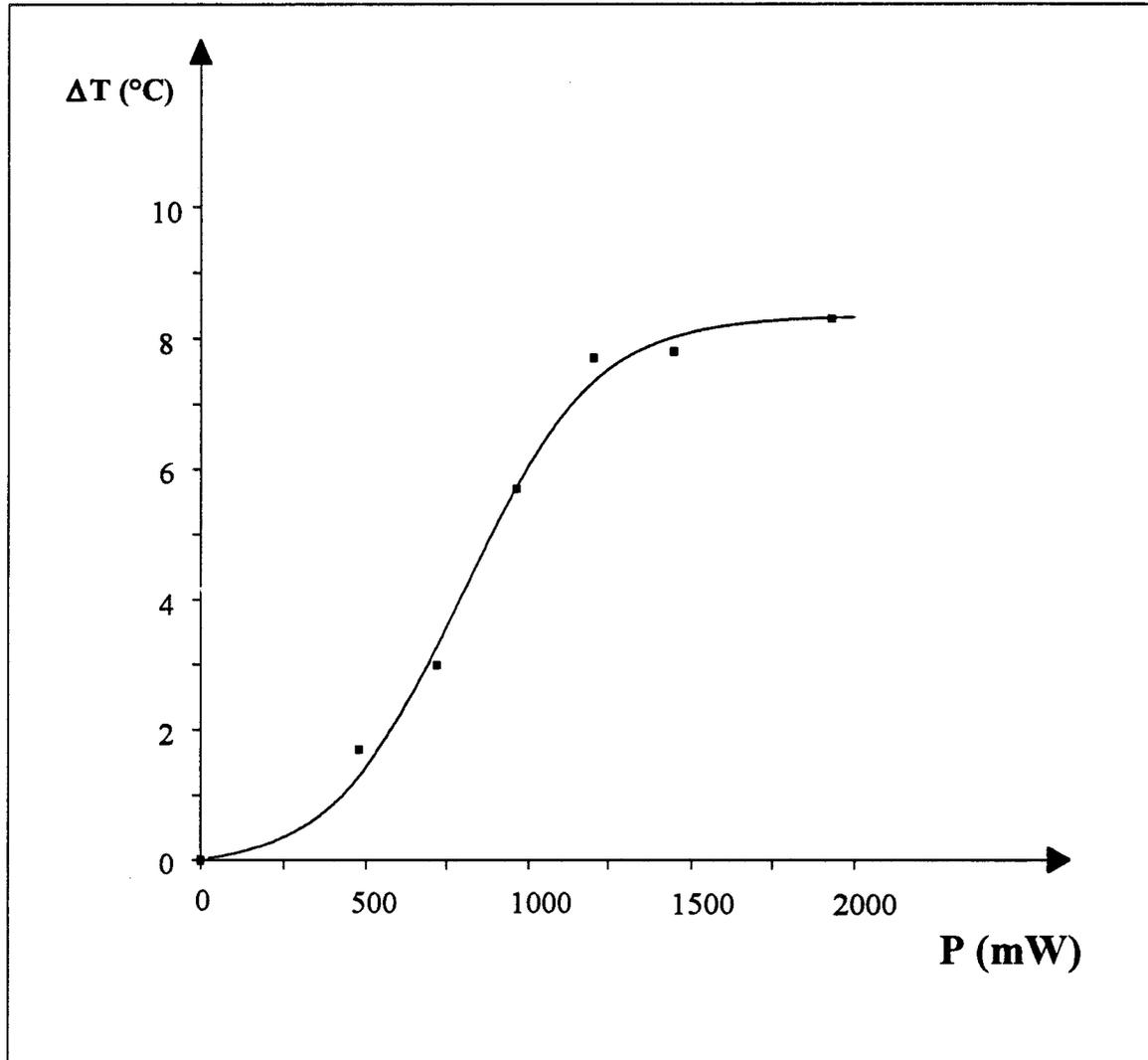


Fig. II-30 : Film 2 : variation de la température du 5CB, au centre du faisceau de pompe, en fonction de la puissance de pompe.

$\Delta T = 0$ °C correspond à la température ambiante $T \cong 25.5$ °C.

$(\Delta T)_{NI} \cong 9.8$ °C.

II-2-b- Onde extraordinaire

Tant que la puissance de pompe est inférieure à la puissance du seuil de l'effet Frederiks P_c , l'indice déterminé à partir de l'angle limite est l'indice extraordinaire principal n_e ; seuls les effets thermiques sont mis en jeu dans ce cas. Par contre, lorsque la puissance appliquée est supérieure à P_c , l'indice extraordinaire déterminé à partir des courbes de réflectivité ne peut plus être l'indice principal si la réorientation a lieu aussi en surface. Si le directeur est maintenant incliné d'un angle θ par rapport à la normale à l'interface, la condition de reflexion totale en energie (page 39) est :

$$g^2(\theta) = N^2 \sin^2 i_1$$

Nous avons déterminé, expérimentalement, cet angle θ en fonction de la puissance de pompe de la manière suivante :

- De chaque courbe de réflectivité extraordinaire, nous tirons l'angle limite puis l'indice extraordinaire $n(P)$ au coeur du faisceau de pompe.

- Des résultats acquis avec l'onde ordinaire ($T = f(P)$) on déduit la température associée et donc les indices de réfraction principaux $n_e(T)$ et $n_o(T)$ par TALBOT-RAYLEIGH (annexe 2).

- De l'inversion de la relation précédente on déduit l'angle de réorientation en surface θ :

$$\cos^2(\theta) = \frac{N^2 \sin^2 i_1 - n_o^2(T)}{n_e^2(T) - n_o^2(T)}$$

On peut également pour chaque puissance de pompe reporter sur un graphique l'indice extraordinaire mesuré $n(T)$ et le comparer à l'indice extraordinaire principal.

Pour déterminer l'angle de réorientation dans le volume du nématique, nous utilisons la technique introduite au chapitre 2 de la première section.

II-2-b-i-Film 1

Sur la figure II-31, nous avons représenté l'indice extraordinaire obtenu à partir des courbes de réflectivité et l'indice extraordinaire principal en fonction de la température. Pour des températures inférieures à 29.9 °C, les deux courbes sont parfaitement superposées, elles se séparent ensuite. L'indice mesuré à l'interface verre-nématique est alors inférieur à l'indice extraordinaire principal. Ce comportement ne peut être expliqué que par une réorientation moléculaire sur l'interface prisme-nématique.

Nous avons calculé cet angle à l'aide de la technique décrite ci-dessus pour chacune des puissances et tracé la courbe de cette réorientation en fonction de la puissance de pompe (fig. II-32). Sur cette courbe on constate deux régimes : il semblerait en effet que pour des puissances inférieures à $P = 840$ mW, il n'y ait pas de réorientation en surface alors que pour des puissances supérieures on constate une augmentation quasi linéaire de l'angle de réorientation en surface avec la puissance de pompe. Cet effet de réorientation en surface apparaîtrait pour une puissance de seuil différente de la puissance de seuil en volume. Tout ceci est mis au conditionnel, en effet il faudrait améliorer la précision des mesures pour être certain d'être en présence d'un effet à seuil et d'autre part, les équations différentielles dans le cas d'ancrages non infiniment fort sont encore à résoudre (en général, l'effet de seuil disparaît avec l'ancrage faible).

A notre connaissance tous les auteurs cités au premier chapitre de cette section ont négligé la réorientation moléculaire en surface. En effet, dans leurs études, ils ont toujours supposé que l'ancrage était fort et de ce fait, ils ont écarté la présence éventuelle d'une réorientation moléculaire en surface même si la plupart d'entre eux ont utilisé le n-HTAB comme surfactant pour réaliser l'orientation homéotrope. Ces auteurs se sont surtout intéressés à la réorientation moléculaire dans le volume essentiellement sous son aspect théorique.

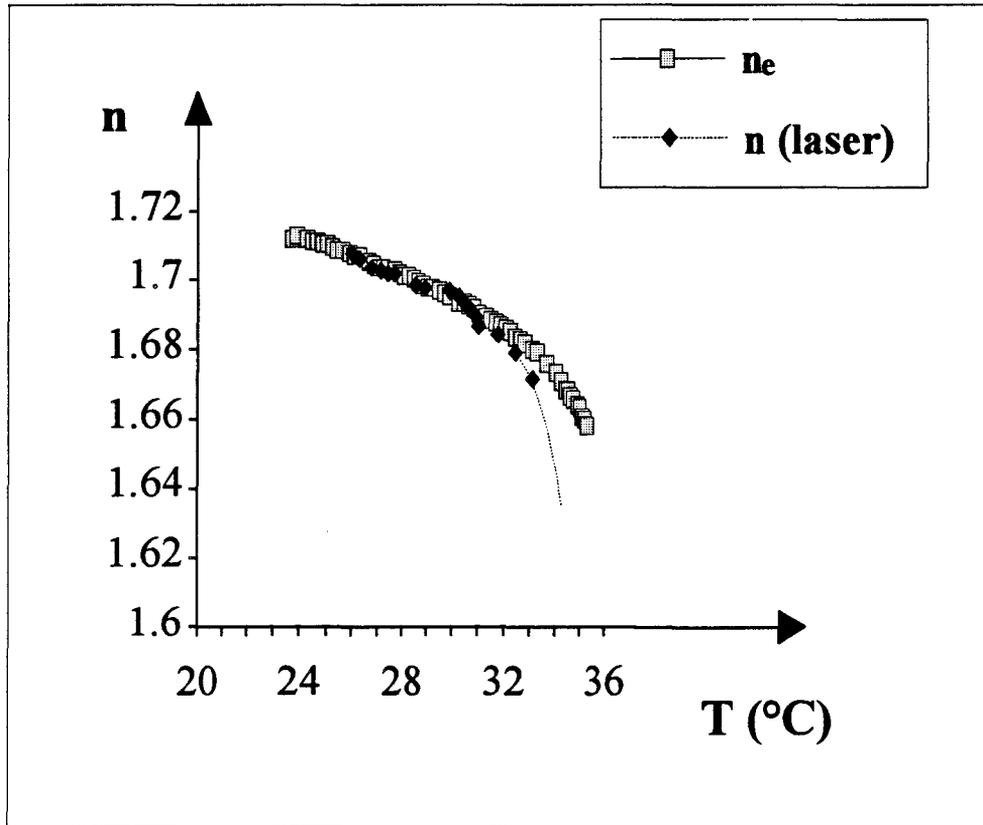


Fig. II-31 : Film 1 : variation de l'indice extraordinaire du 5CB en fonction de la température lorsqu'il est soumis à l'action du faisceau de pompe.

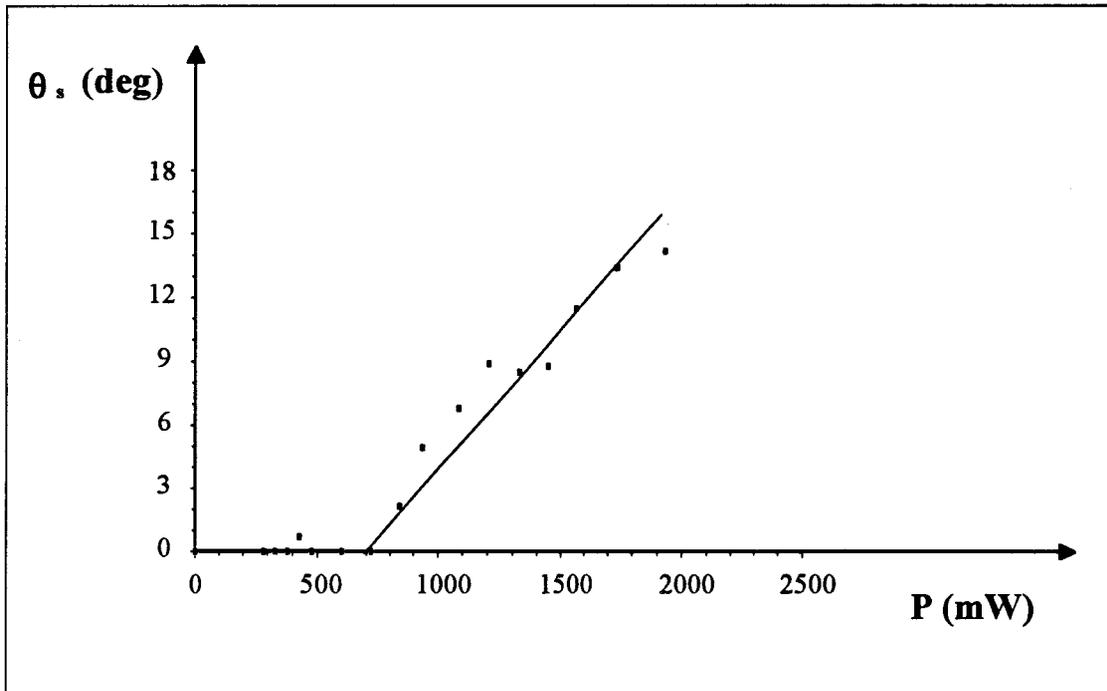


Fig.II-32: Film 1 : Angle de réorientation sur l'interface verre-nématique en fonction de la puissance de pompe.

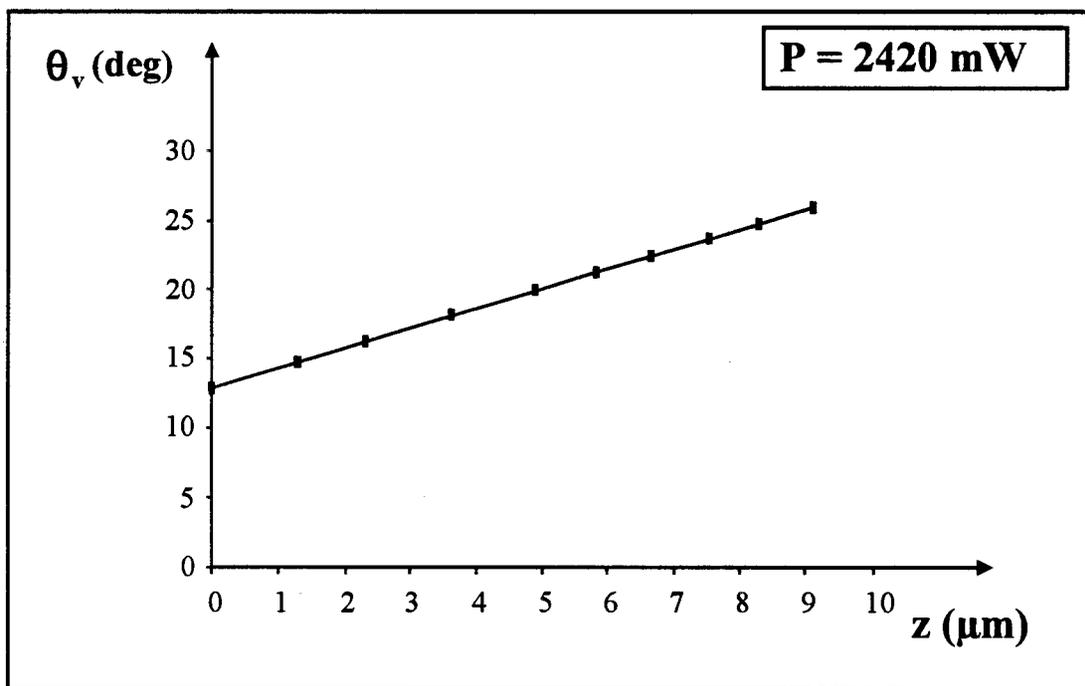


Fig. II-33: Film 1 : Angle de réorientation du directeur dans le volume nématique en fonction de l'épaisseur de pénétration.

Comme il l'a été présenté dans la première partie de ce mémoire (deuxième chapitre de la première section), partant des courbes de réflectivité nous pouvons donner une estimation de la réorientation moléculaire dans le volume.

Le pointage de la position des minimums sur la courbe de réflectivité obtenue pour la puissance de pompe $P = 2420 \text{ mW}$ (fig. II-19) conduit à une courbe $\phi/2\pi = f(X)$ de type parabolique montrant que le film nématique est devenu hétérogène. Le coefficient de second ordre de cette courbe donne le gradient $\frac{d\theta}{dz}$ près de l'interface. On trouve $\frac{d\theta}{dz} \cong 1.44 \text{ deg}/\mu\text{m}$. Ainsi, au premier ordre, on peut considérer que la variation de l'angle de réorientation est représentée par la courbe (fig. II-33) avec un angle de réorientation de l'ordre de 13 deg en surface et de 26 deg dans le volume pour une épaisseur voisine de 9 μm .

II-2-b-ii-Film 2

Les courbes représentant les variations de l'indice extraordinaire en fonction de la position radiale (r) sont représentées sur la figure II-34. Pour toutes les puissances de pompe, l'indice extraordinaire décroît du bord vers le centre du faisceau où il est minimum. Nous avons représenté ce dernier (c'est à dire l'indice au centre du faisceau) en fonction de la puissance de pompe (fig. II-35). Il apparaît un comportement quasi linéaire de pente :

$$\frac{\Delta n}{\Delta P} = -1.1842 \cdot 10^{-5} \text{ mW}^{-1}$$

En utilisant les valeurs de la variation de la température en fonction de la puissance obtenues précédemment (fig. II-30), nous avons déterminé l'angle de réorientation au centre du faisceau à l'interface prisme-nématique pour chacune des puissances. La courbe obtenue (fig. II-36) montre que l'angle de réorientation à l'interface est différent de zéro pour toutes

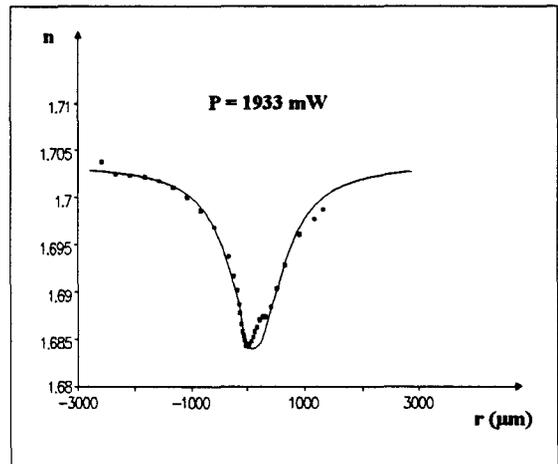
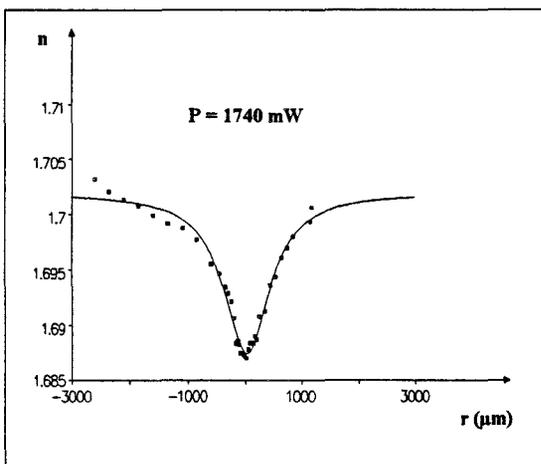
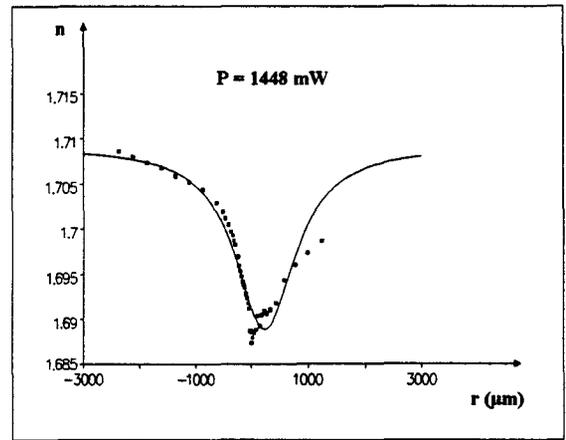
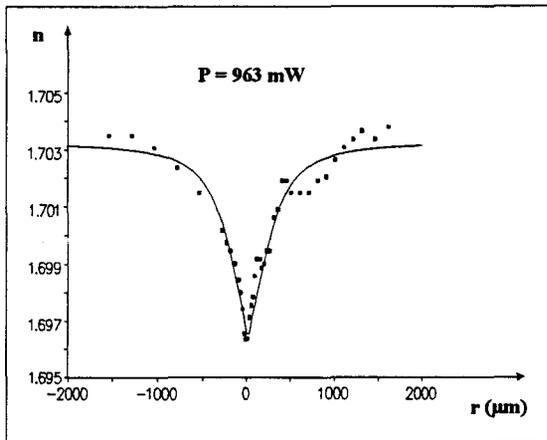
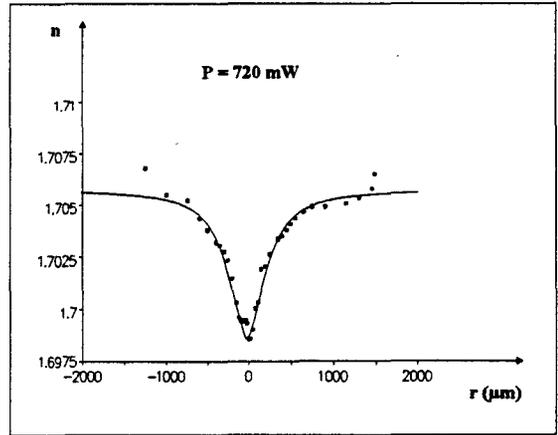
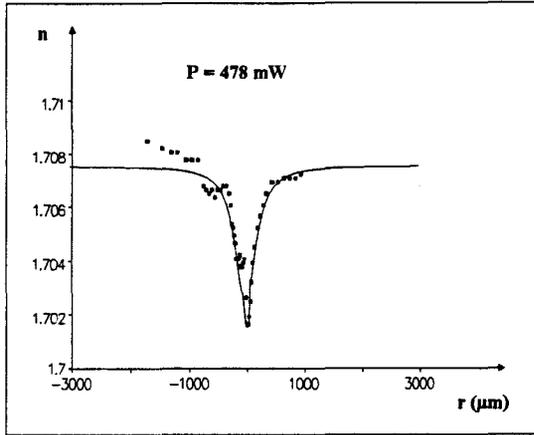


Fig. II-34 : Film 2 : profil de l'indice extraordinaire du 5CB obtenu pour différentes puissances de pompe.

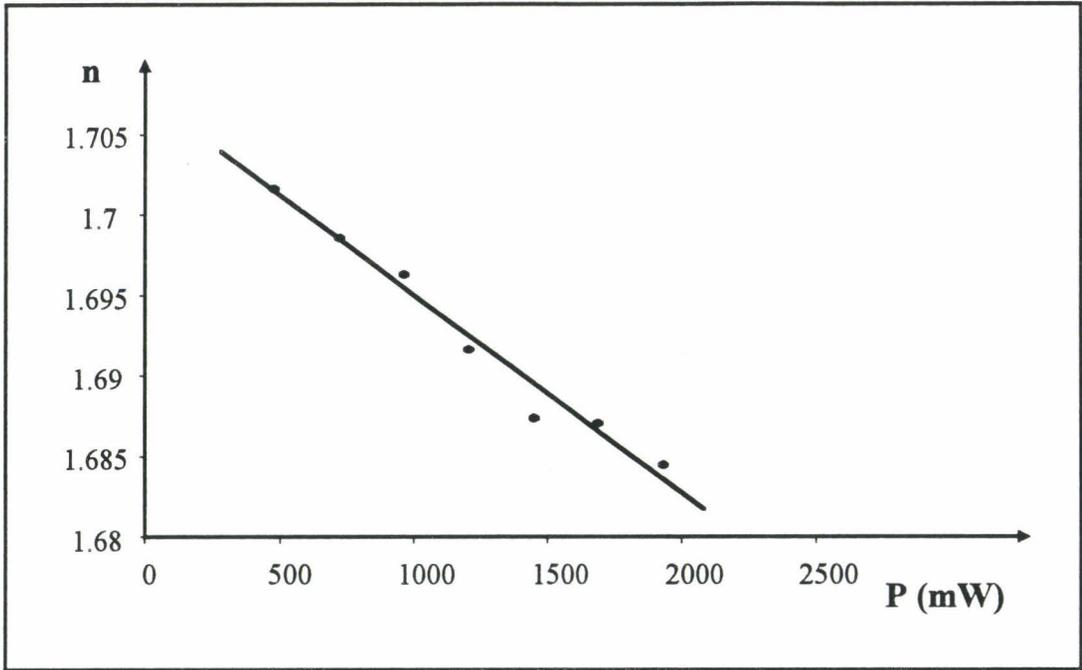


Fig. II-35 : Film 2 : variation de l'indice extraordinaire, au centre du faisceau, en fonction de la puissance de pompe.

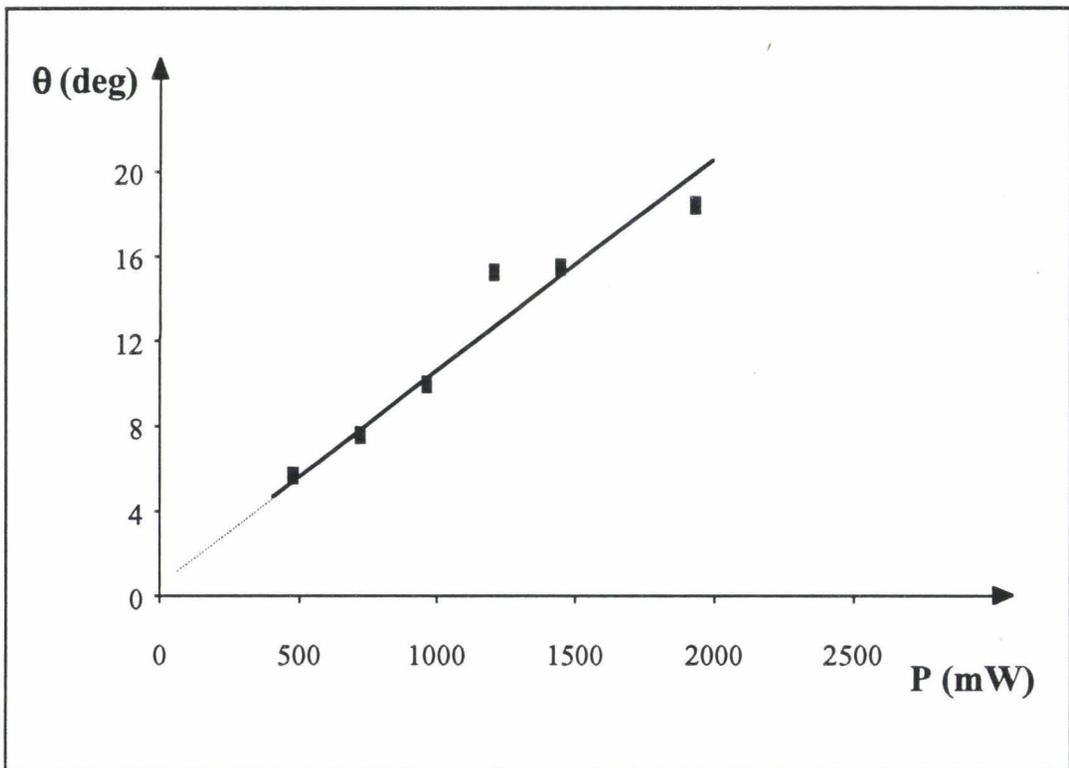


Fig. II-36 : Film 2 : Angle de réorientation sur l'interface verre-nématique en fonction de la puissance de pompe.

les puissances de pompe : l'angle de réorientation maximum est de l'ordre de 20 deg. Ce comportement linéaire est analogue à celui observé pour le film 1 avec deux nuances. Premièrement les mesures sont plus précises car elles correspondent plus sûrement au centre du faisceau de pompe et deuxièmement la réorientation en surface apparaît pour toutes les puissance de pompe, ce qui est déjà plus raisonnable d'un point de vue théorique. Cette différence avec la courbe obtenue par l'étude du film 1 peut être expliquée par les conditions d'ancrages imposées aux interfaces. Pour ce film, nous n'avons pas observé d'oscillations sur les courbes de réflectivité et il n'a malheureusement pas été possible d'en déduire la réorientation en volume.

Pour les deux films, si l'on compare les courbes des angles de réorientation en surface en fonction de la puissance, on constate que pour une puissance de l'ordre de 1200 mW, il y a une rupture de pente. De même sur la courbe de la largeur à mi-hauteur du profil d'augmentation de température en fonction de la puissance de pompe (fig. II-29), on constate à cette même puissance également une rupture. Enfin, sur la courbe de l'augmentation de température au centre du faisceau (fig. II-30), on constate le début d'une saturation à cette même puissance. Nous allons voir maintenant qu'il se passe également un changement de comportement à cette puissance lorsqu'on observe la figure de diffraction du faisceau de pompe.

III- ETUDE DE L'EVOLUTION DE LA FIGURE DE DIFFRACTION

III-1- Observations

Pour chacune des puissances de pompe, nous avons noté le nombre d'anneaux de la figure de diffraction présentée par le faisceau de pompe à une distance d'environ deux mètres du film photoréfractif (nématique). Les valeurs obtenues pour le film 1 sont reportées sur le tableau 3. Nous avons tracé la courbe représentant le nombre d'anneau N en fonction de la puissance de pompe (fig. II-37). Cette courbe présente quatre parties : entre 0

et 300 mW, il n'y a pas de diffraction. Le premier anneau apparaît pour une puissance de pompe légèrement supérieure à 300 mW, leur nombre continu ensuite d'augmenter jusqu'à une puissance égale à 600 mW. A partir de 700 mW, le nombre d'anneaux décroît rapidement et fini par disparaître pour les puissances supérieures à 1100 mW.

P_{cr} (mW)	N
0	0
285	0
332	1
381	2
429	5
478	7
600	8
720	8
841	6
963	2
1084	0
1205	0
1327	0
1448	0
1690	0
1933	0

Tableau 3 : Nombre d'anneaux de diffraction observés en fonction de la puissance de pompe

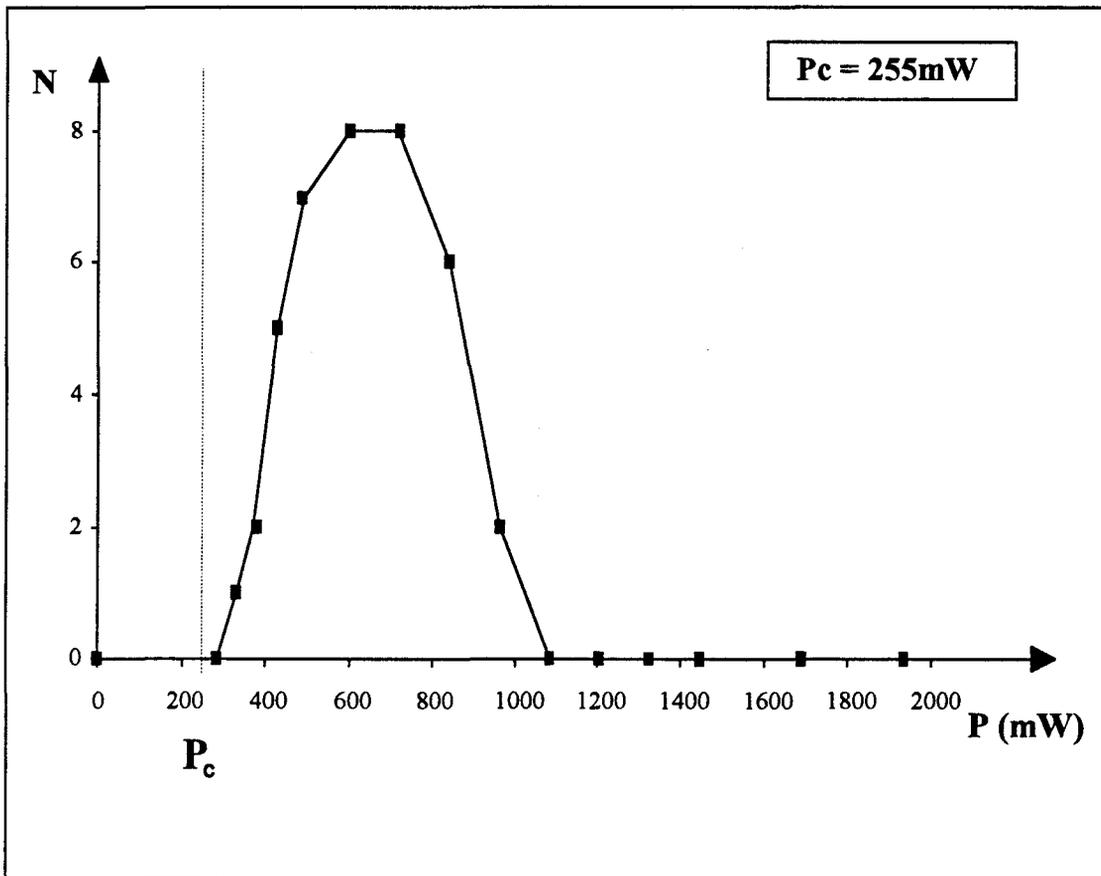


Fig. II-37 : Film 1 : nombre d'anneaux de diffraction observé en fonction de la puissance du faisceau de pompe.

III-2- Interprétation

Nous interprétons ces différentes parties de cette courbe à l'aide de la discussion graphique ébauchée au premier chapitre de cette section. Rappelons que le nombre d'anneaux est grossièrement donné par la relation suivante (cf. page 59) :

$$N = \frac{d}{\lambda} (\bar{n}_c - \bar{n}_b)$$

où \bar{n}_c et \bar{n}_b sont respectivement les indices moyens (sur l'épaisseur du film) au centre et sur les bords du faisceau de pompe.

Compte tenu de la longueur d'onde ($\lambda = 0.5145 \mu\text{m}$) et de l'épaisseur du film 1 ($d = 87.65 \mu\text{m}$), on ne verra apparaître un anneau de diffraction que si la différence ($\bar{n}_c - \bar{n}_b$) est supérieure à 0.006.

Considérons maintenant le film initialement homéotrope et un faisceau de pompe de faible puissance (inférieure à 300 mW, première partie de la courbe $N = f(P)$ (fig. II-37)). D'après les résultats obtenus précédemment, l'augmentation de température au centre du faisceau est de l'ordre du degré : cette seule contribution thermique donne une variation d'indice ($\bar{n}_c - \bar{n}_b$) de l'ordre de 0.001 (fig. II-38-a) et l'on n'observe pas de diffraction, ce qui ne signifie pas qu'il n'y a pas autofocalisation. On commence à observer un anneau de diffraction pour une puissance de l'ordre de 300 mW : pour cette puissance le gradient thermique est faible et ne peut à lui seul expliquer l'apparition de la diffraction. Il faut donc supposer que déjà pour cette puissance il existe une réorientation en volume, ce qui signifie que le seuil réel d'apparition de l'effet Frederiks optique est beaucoup plus faible que sa valeur théorique ($P_c \cong 255 \text{ mW}$). Il ne faut peut être pas s'étonner de cette grande différence compte tenu des approximations utilisées pour calculer la puissance de seuil (cf. Chapitre 1 de cette section).

L'apparition des anneaux de diffraction pour des puissances supérieures à 300 mW signifie que la différence entre les indices moyens au centre et sur les bords du faisceau est maintenant supérieure à 0.006. Considérons la puissance qui donne le maximum d'anneau de diffraction (600 mW), l'augmentation de température correspondant est de l'ordre de 3°C (fig. II-30) et la différence d'indice ($\bar{n}_c - \bar{n}_b$) doit être de l'ordre de 0.05 (8×0.006). Supposons qu'aux bords du faisceau il n'y ait pas de réorientation, le point représentatif de l'indice au bord du faisceau sur le graphique $n(\theta, T)$ se situe en A sur la courbe $\theta = 0 \text{ deg}$ (fig. II-38-b). Pour obtenir une différence d'indice entre le centre et le bord du faisceau de l'ordre de 0.05 et une différence de température d'environ 3°C , il faut que la réorientation au centre du faisceau soit de l'ordre de 40 deg (fig. II-38-b).

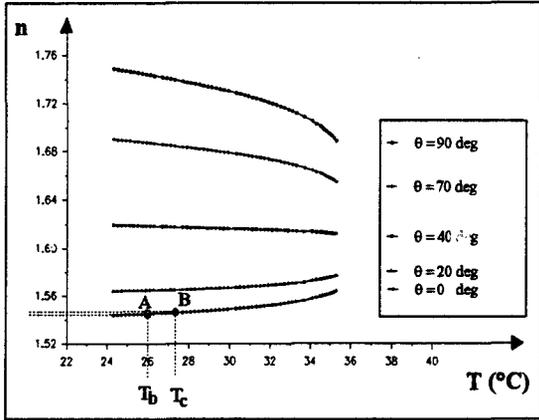


Fig. II-38-a : Lorsque $\bar{n}_c - \bar{n}_b < 0.006$, il n'y a pas de diffraction ($0 < P < 300 \text{ mW}$).

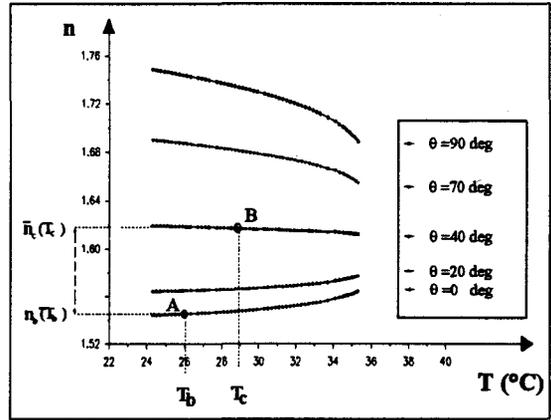


Fig. II-38-b : $\bar{n}_c - \bar{n}_b > 0.006$, tant que $\bar{n}_c - \bar{n}_b$ augmente le nombre d'anneaux augmente aussi ($300 < P \leq 600 \text{ mW}$).

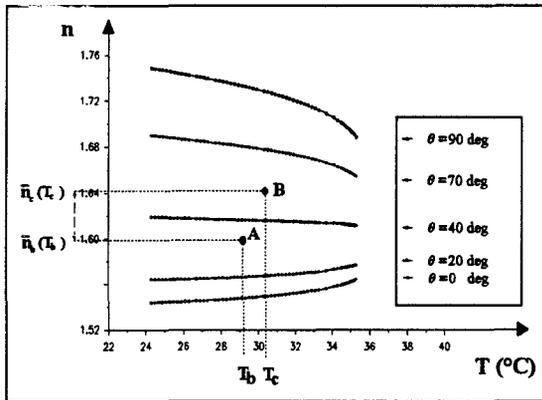


Fig. II-38-c : Lorsque la différence entre les deux indices moyens commence à diminuer, le nombre d'anneaux diminue aussi ($700 < P < 1100 \text{ mW}$).

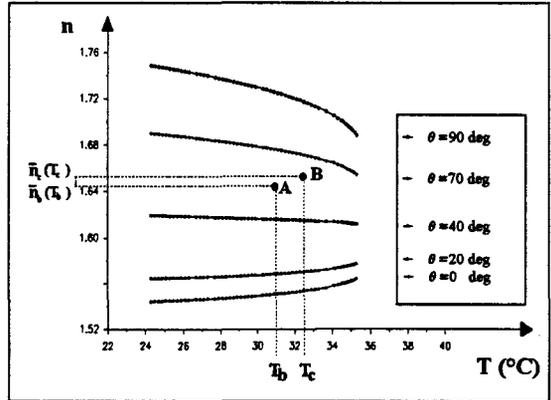


Fig. II-38-d : Lorsque $\bar{n}_c - \bar{n}_b$ est à nouveau inférieure à 0.006, les anneaux de diffraction disparaissent ($P > 1100 \text{ mW}$).

Fig. II-38 : Discussion graphique de la focalisation, de la diffraction et de la défocalisation.

\bar{n}_b , T_b désignent l'indice moyen et la température moyenne sur les bords du faisceau de pompe.

et \bar{n}_c , T_c l'indice moyen et la température au centre du faisceau de pompe.

Lorsque l'on augmente encore la puissance, on constate que le nombre d'anneaux diminue : il faut donc que la différence entre les indices moyens au centre et sur les bords du faisceau diminue alors que la température au centre augmente encore mais le profil de température est déjà beaucoup plus large que celui de l'intensité du faisceau de pompe, c'est à dire qu'on peut considérer la température pratiquement constante dans le faisceau de pompe ($\Delta T < 1^\circ\text{C}$). Ceci ne peut se réaliser que si le point représentatif de l'indice moyen au bords du faisceau (A) monte en ordonnées (fig. II-38-c) c'est à dire que la réorientation existe maintenant sur les bords du faisceau, en d'autres termes que le profil de réorientation soit plus large que celui du faisceau de pompe.

Enfin, avant leur disparition, les anneaux commencent à se déformer : ces déformations ont vraisemblablement pour origine la présence de convections thermiques [123]. Lorsque les anneaux disparaissent, à partir d'une puissance d'environ 1100 mW, le profil de température est beaucoup plus large que celui du faisceau de pompe et l'on peut considérer la température comme étant constante dans le faisceau de pompe. La disparition des anneaux de diffraction signifie que le point représentatif (A) de l'indice moyen au bord du faisceau est maintenant très proche du point B qui représente l'indice moyen au centre du faisceau (fig. II-38-d) et ainsi le profil de réorientation est beaucoup plus large que celui de l'intensité du faisceau de pompe. S'il n'y a plus de diffraction, il peut encore y avoir de la focalisation ou de la défocalisation : c'est cette dernière qui a été constaté. Cela signifie que la différence ($\bar{n}_c - \bar{n}_b$) est maintenant négative alors que $T_c - T_b$ est toujours positive (mais faible), et qu'il y a vraisemblablement saturation d'orientation (les angles de réorientation au centre et sur les bords du faisceau sont alors pratiquement identiques). D'après le graphique (fig. II-38-d), on ne peut avoir la défocalisation que si la réorientation est supérieure à 40 deg. Elle a pour origine essentiellement les effets thermiques.

En résumé, on déduit de cette interprétation que le profil de réorientation doit être plus étroit que le profil du faisceau de pompe pour des puissances inférieures à environ 700 mW et plus large pour les puissances supérieures : ce qui n'est pas tout à fait en accord avec

l'étude réalisée par KHOO et Col. [95]. En effet, ces derniers affirment que le profil de réorientation est toujours inférieur à celui de l'intensité du faisceau de pompe dans des conditions expérimentales semblables aux nôtres.

D'autre part, pour des puissances faibles ce raisonnement montre que l'indice moyen au centre est plus important que celui sur les bords du faisceau et ainsi le milieu est photoréfractif positif (contributions diélectrique et thermique) alors que pour les puissances importantes (>1200 mW), il a été constaté un élargissement du faisceau : le milieu est alors photoréfractif négatif, la contribution thermique agit pratiquement seule dans ce dernier cas.

CONCLUSION GENERALE

Dans ce mémoire, nous avons montré que la technique de la réflexion totale était très bien adaptée à l'étude de la non linéarité optique dans les cristaux liquides. Cette étude a nécessité d'une part, l'adaptation du dispositif expérimental et la mise au point d'une technique d'exploitation des courbes de réflectivité. La fiabilité de la méthode a été démontrée expérimentalement sur des films de nématique "test" (annexe 1). Nous avons utilisé cette méthode pour étudier l'effet Frederiks optique.

La contribution thermique à l'effet Frederiks optique est complètement contenue dans l'onde ordinaire (faisceau de lecture) alors que l'onde extraordinaire contient en plus des informations sur la réorientation du directeur en surface et dans le volume.

Nous avons présenté les résultats obtenus sur deux films de cristal liquide nématique 5CB.

Cette étude nous a permis de mettre en évidence une réorientation moléculaire assez importante aussi bien sur l'interface verre-nématique que dans le volume nématique (près de l'interface). S'il est établi qu'il existe un effet à seuil pour la réorientation en volume, les résultats expérimentaux obtenus laissent supposer qu'il en est de même pour la réorientation en surface. Il faut reprendre des expériences pour être sûr de l'existence d'un seuil pour la réorientation en surface et parallèlement entreprendre la résolution des équations différentielles dans le cas d'ancrage faible. Ceci conduira peut être à une nouvelle méthode pour accéder aux mesures d'énergie d'ancrage. Nous avons ensuite déterminé la variation de la température dans le cristal liquide nématique en fonction de la puissance de pompe. Au centre du faisceau, cette variation de température peut aller jusqu'à 8 °C et plus pour un gradient de puissance de pompe voisin de 2000 mW.

De plus, nous avons déterminé grâce aux profils des indices de réfraction ceux de la température du nématique dans le faisceau de pompe. Les résultats obtenus montrent que le profil de température est toujours plus large que celui de l'intensité du faisceau de pompe et

qu'un élargissement brutal du profil de température se produit pour des puissances élevées (de l'ordre de 1450 mW et supérieures).

Nous nous sommes ensuite intéressés au phénomène de diffraction qui apparaît lorsque le faisceau de pompe traverse le film de nématique étudié. Lorsque l'on augmente la puissance, ces anneaux apparaissent puis disparaissent pour des puissances plus élevées. A notre connaissance, bien que des auteurs aient constaté et essayé d'expliquer la diminution du nombre d'anneaux de diffraction, pour de fortes puissances, aucun d'entre eux ne fait allusion à leur disparition. Nous avons attribué cette disparition d'anneaux à la compétition entre les contributions diélectrique et thermique à l'effet Frederiks et à l'élargissement des profils et de température et d'orientation.

L'observation du comportement des anneaux de diffraction donne des renseignements précis sur le profil de réorientation : il est plus étroit que celui de l'intensité du faisceau de pompe pour les faibles puissances et plus large pour les grandes puissances. D'ailleurs, le profil de réorientation en surface $\theta_s(r)$ peut être déterminé à partir des résultats expérimentaux dont nous disposons.

Les résultats expérimentaux présentés dans ce mémoire montrent que la réorientation moléculaire (en surface et dans le volume) et la variation de la température du cristal liquide sous l'effet d'un faisceau laser sont très importantes. Les approximations usuellement utilisées pour résoudre les problèmes théoriques ne sont donc plus justifiées.

Dans notre étude, nous nous sommes intéressés aux films nématiques dont l'épaisseur est voisine de 80 μm dans le but de rendre compte de la compétition entre les effets thermiques et de réorientation. Nous pouvons faire les mêmes études sur des films de faibles épaisseurs si nous voulons étudier uniquement les effets thermiques.

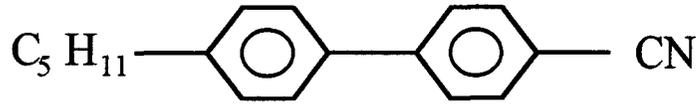
Maintenant que nous disposons des premiers résultats expérimentaux, il faut penser à développer un modèle théorique pour rendre compte des échanges de chaleur entre la source (faisceau de pompe) et le cristal liquide étudié. Nous envisageons également d'améliorer le mode d'acquisition des mesures et d'étendre ces études à d'autres mésophases.

ANNEXES

ANNEXE 1

**Vérification expérimentale du modèle
utilisé pour le décryptage des
courbes de réflectivité**

Les études expérimentales ont été effectuées sur le cristal liquide 5CB, de formule chimique :



Ce composé présente la séquence de phase suivante :

K 22.5 N 35.2 I

Le choix de ce composé a été dicté par l'existence de la phase nématique à des températures pas trop élevées.

Plusieurs types de films nématiques ont été étudiés. Nous présentons ici les résultats obtenus sur deux d'entre eux, il s'agit des films homéotropes et les films hybrides. Le cristal liquide en phase nématique est introduit par capillarité entre le prisme et la lame de verre. Les deux substrats sont séparés par deux cales de mylar de même épaisseur. L'orientation des films homéotropes est réalisée par le traitement des deux substrats par du n-HTAB ; celle des films hybrides par le traitement du prisme par du n-HTAB et la lame de verre avec de la pâte de diamant dont les grains sont de diamètre 0.25 μm . Le prisme utilisé est du type Corning d'indice de réfraction $N = 1.87268$ pour la longueur d'onde $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$. La lame quant à elle est une lame de verre ordinaire d'indice de réfraction $n \cong 1.5$.

1- Films homéotropes

1-a- Onde ordinaire

La courbe de réflectivité est représentée sur la figure A1-1. L'indice de réfraction obtenue à partir de cette courbe est $n_o = 1.53022$. Le traitement des minimums de cette courbe conduit à la courbe $\frac{\phi}{2\pi} = f(X)$, représentée sur la figure A1-2. Comme il

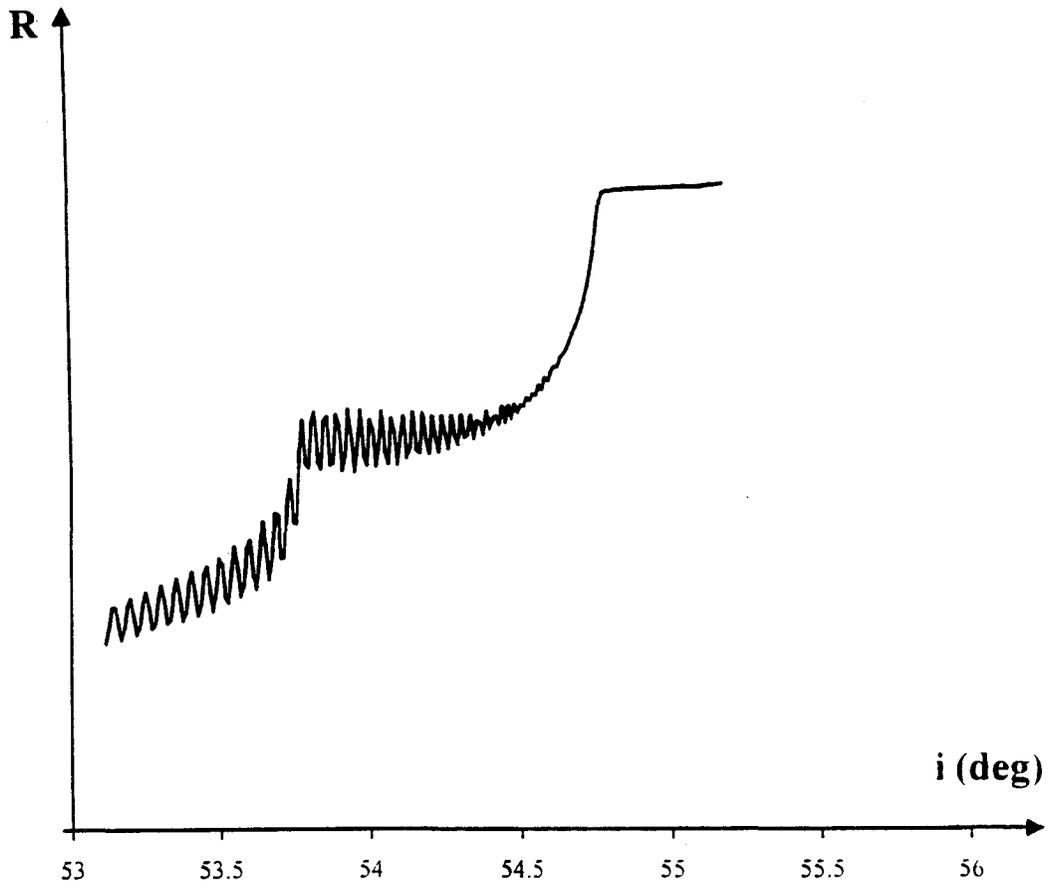


Fig. A1-1 : Film homéotrope : courbe de réflectivité obtenue lorsque l'onde incidente est ordinaire.

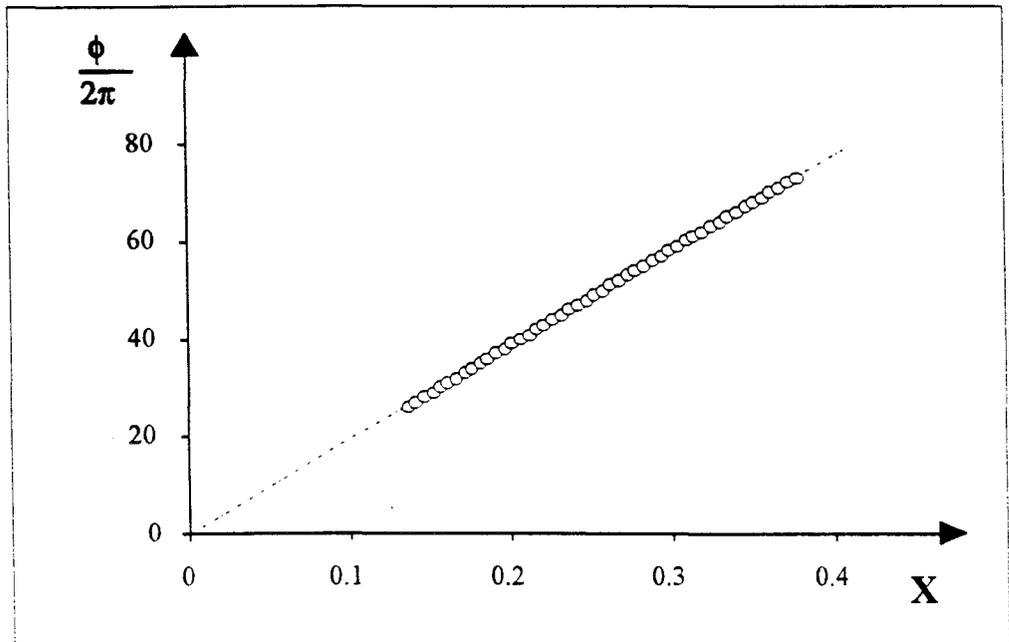


Fig. A1-2 : Film homéotrope, onde ordinaire : l'ordre d'interférence varie linéairement en fonction de X

a été prévu par le calcul, cette courbe est une droite de pente $p = 193.871$. Théoriquement cette pente est donnée par : $p = \frac{2e}{\lambda}$, λ désigne la longueur d'onde ($\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$). La valeur numérique et l'expression littérale de cette pente conduisent à une épaisseur $e = 61.34 \mu\text{m}$ du film nématique étudié.

En plus, du point anguleux correspondant à la limite entre les régimes de réflexion totale et de transmission sur l'interface prisme-échantillon, la courbe de réflectivité (fig. A1-1) présente un deuxième point anguleux. Celui-ci correspond à la limite entre les deux régimes de réflexion totale et de transmission sur le second interface échantillon-lame de verre.

1-b- Onde extraordinaire

La courbe de réflectivité obtenue est représentée sur la figure A1-3. L'angle limite i_1 est égal à 65.6230 deg : la relation de Snell-Descartes donne l'indice extraordinaire $n_e = 1.70884$. Le traitement de cette courbe de réflectivité conduit à la courbe $\frac{\phi}{2\pi} = f(X)$ représentée sur la figure A1-4. Cette courbe est une droite de pente $p = 173.357$ dont l'expression littérale est $\frac{2e}{\lambda} \frac{n_o}{n_e}$. L'épaisseur du film a été calculée précédemment, on peut donc comparer les valeurs du rapport $\frac{n_o}{n_e}$ obtenue à partir de la pente de la droite (fig. A1-4) et celle obtenue à partir des valeurs des indices ordinaire et extraordinaire donnés par les courbes de réflectivité, soit :

$$\left(\frac{n_o}{n_e}\right)_{ref} = 0.8955 \quad \text{et} \quad \frac{n_o}{n_e} = 0.8942$$

l'indice ref désigne la valeur obtenue à partir des courbes de réflectivité. Les deux valeurs de $\frac{n_o}{n_e}$ sont pratiquement identiques.

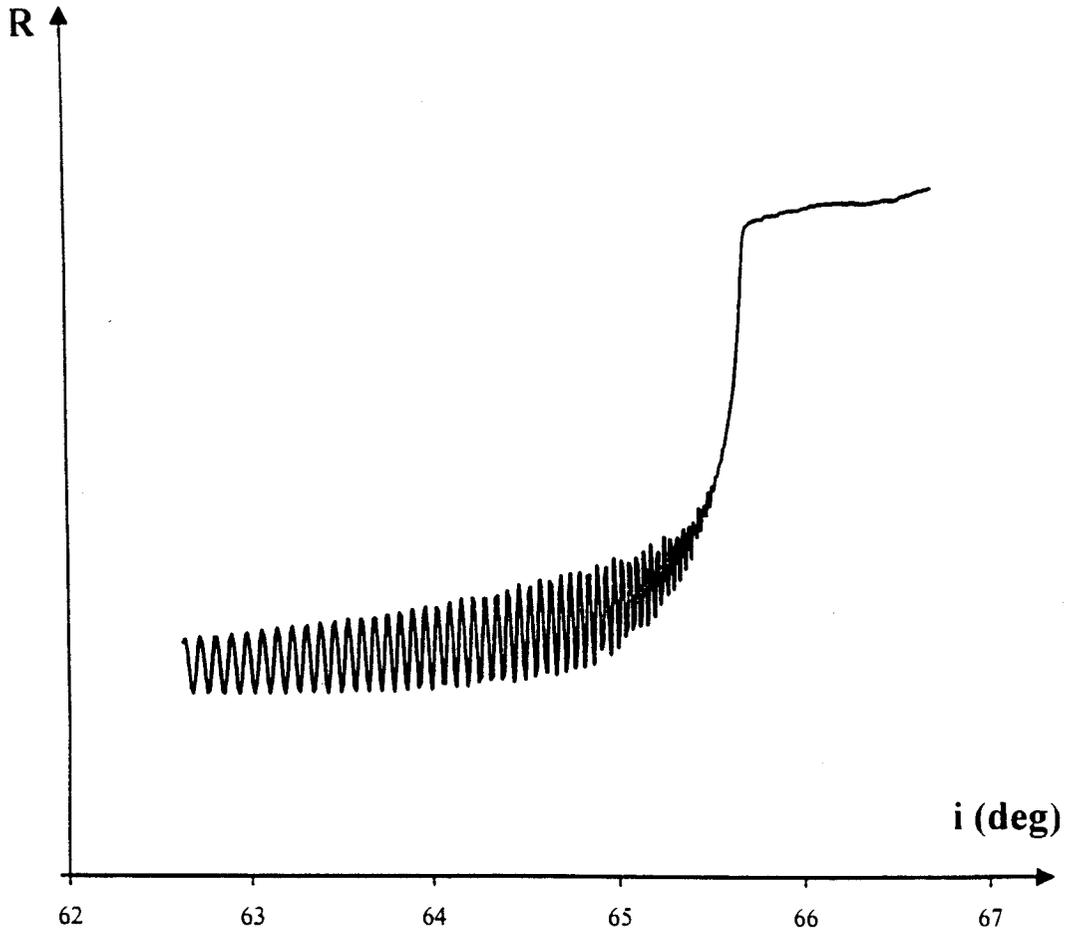


Fig. A1-3 : Film homéotrope : courbe de réflectivité obtenue lorsque l'onde incidente est extraordinaire.

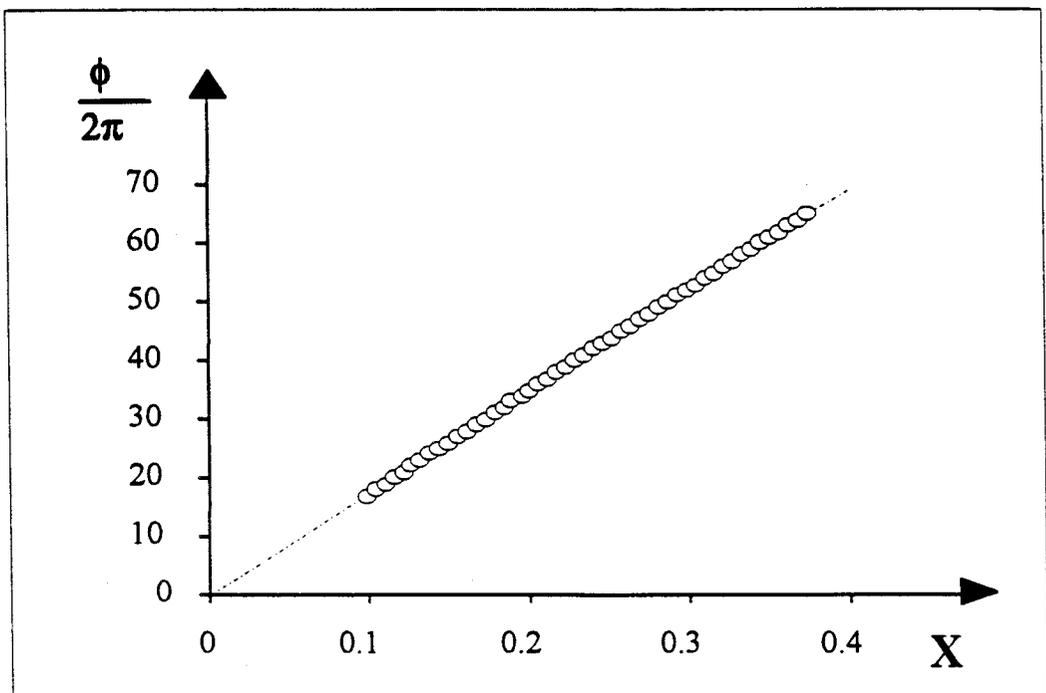


Fig. A1-4 : film homéotrope, onde extraordinaire : l'ordre d'interférence varie linéairement en fonction de X.

2- Films hybrides

Les films hybrides étudiés sont homéotrope sur le premier interface et planaire sur le second.

2-a- Onde ordinaire

Le traitement de la courbe de réflectivité (fig. A1-5) conduit à la courbe (fig. A1-6) représentant l'ordre d'interférence en fonction de la variable X. La courbe de réflectivité (fig. A1-5) présente aussi deux points anguleux. L'abscisse du premier est angle limite $i_1 = 54.8249$ deg. L'indice de réfraction correspondant est égal à 1.53072. La courbe $\frac{\phi}{2\pi} = f(X)$ est une droite de pente $p = 223.72$. L'épaisseur de ce film est égale à 70.55 μm .

2-b- Onde extraordinaire

La courbe de réflectivité obtenue pour l'onde extraordinaire est représentée sur la figure A1-7. L'indice extraordinaire principal obtenu à partir de cette courbe est $n_e = 1,70643$. La courbe représentant l'ordre d'interférence en fonction de la variable X (fig. A1-8) est une parabole d'équation :

$$\frac{\phi}{2\pi} = 151.213X^2 - 3.121X + 0.0584$$

Le coefficient du second ordre de cette équation est donc $\beta = 151.213$. La connaissance de ce coefficient permet de déterminer le gradient d'orientation α (voir chapitre 2 de la première section), soit $\alpha = 1.124$ deg/ μm . Rappelons que ce coefficient (α) représente l'angle de rotation, par unité de longueur, du directeur dans le volume du nématique. A une distance z du premier interface, le directeur est incliné d'un angle $\theta(z)$ donné par :

$$\theta(z) = \alpha z$$

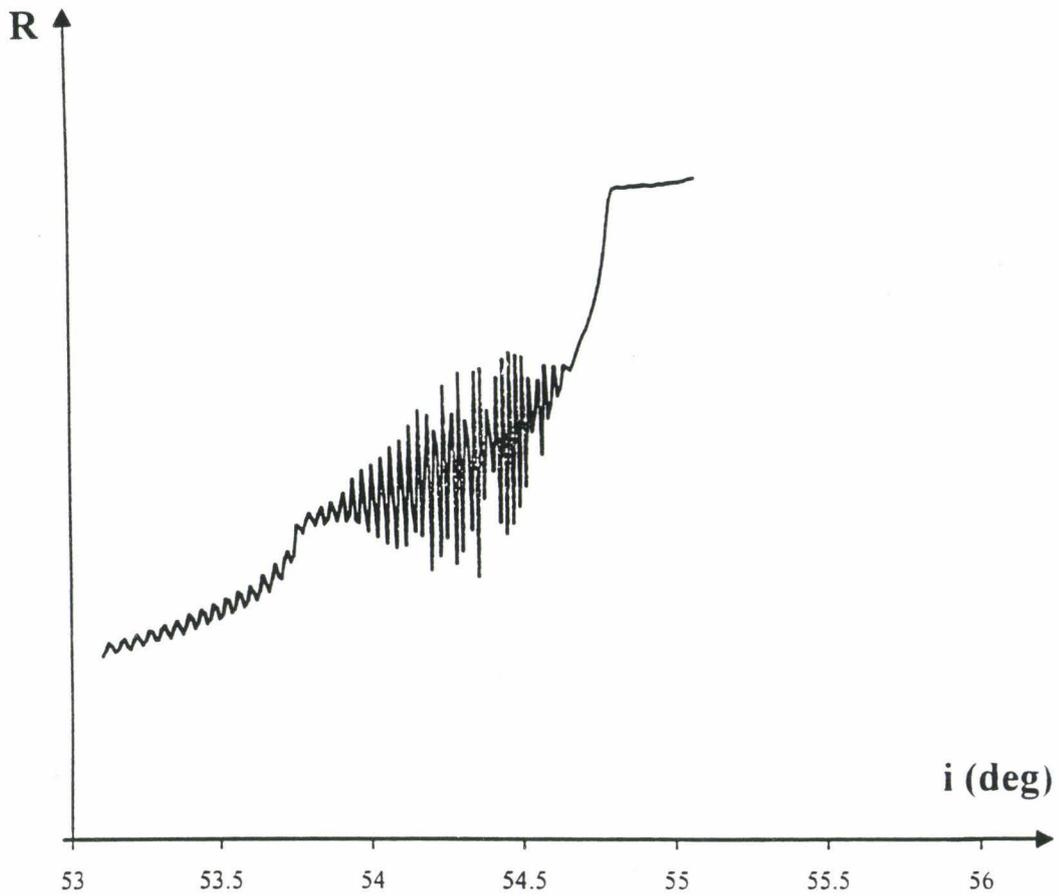


Fig. A1-5 : Film hybride (homéotrope-planaire): courbe de réflectivité obtenue lorsque l'onde incidente est ordinaire.

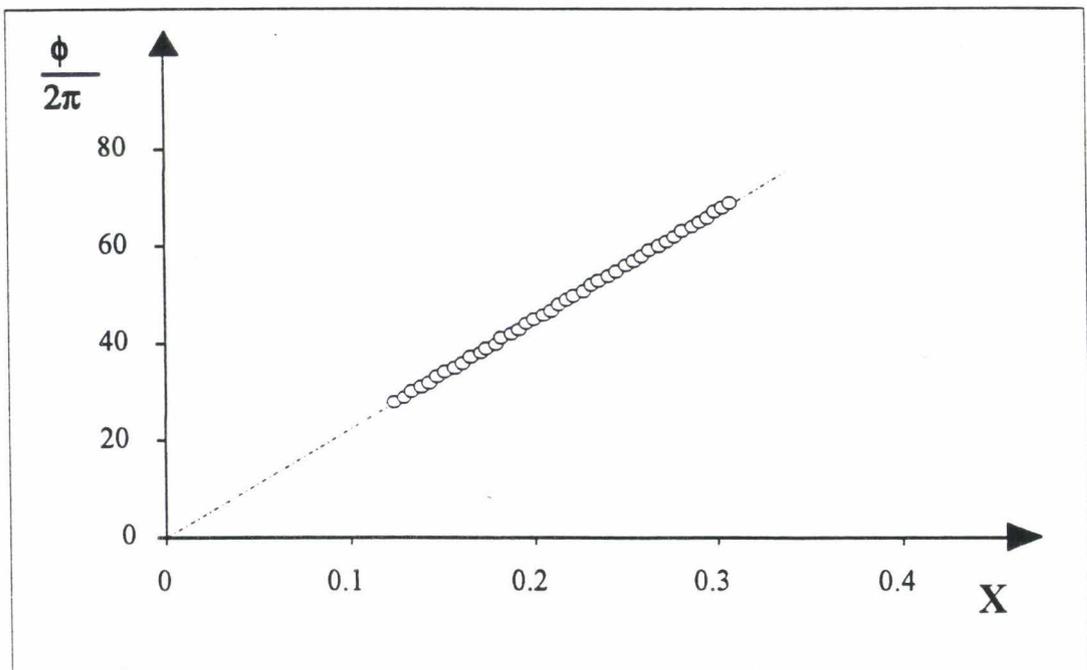


Fig. A1-6 : Film hybride (homéotrope-planaire), onde ordinaire : l'ordre d'interférence varie linéairement en fonction de X .

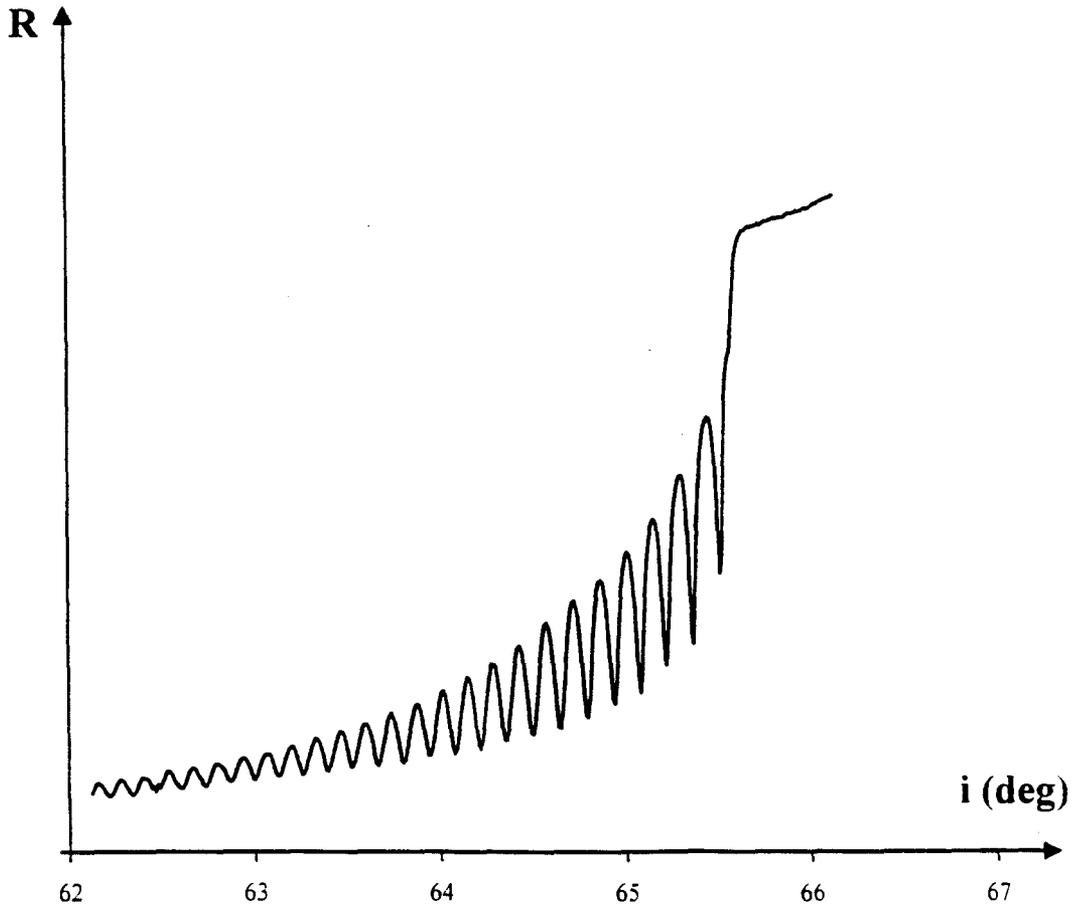


Fig. A1-7 : Film hybride (homéotrope-planaire): courbe de réflectivité obtenue lorsque l'onde incidente est extraordinaire.

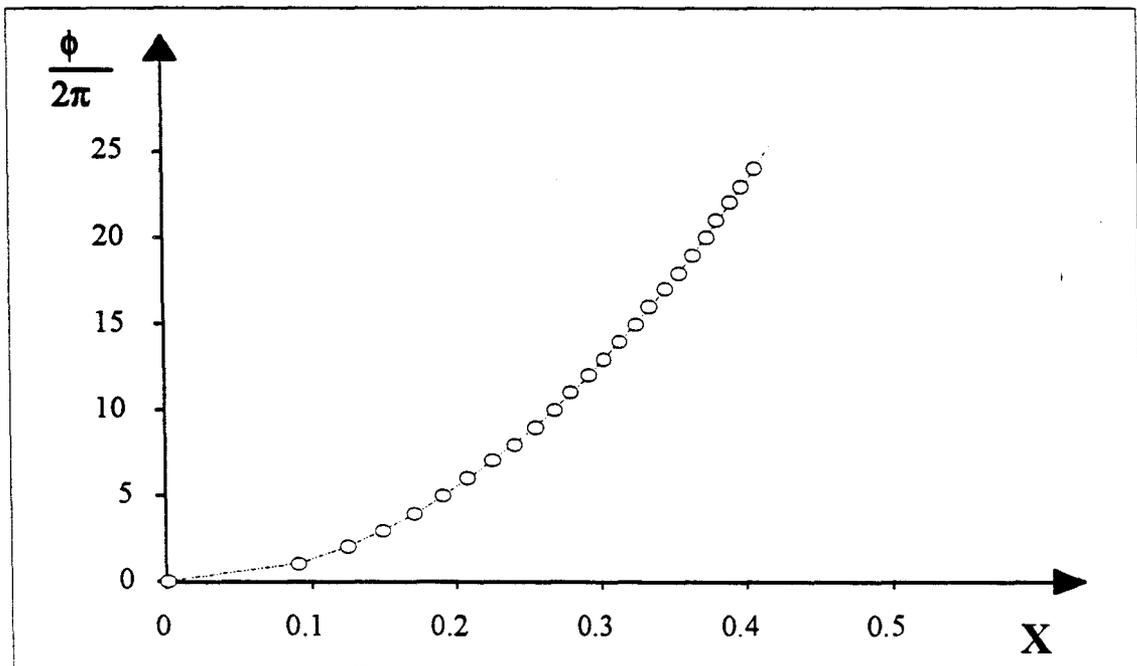


Fig. A1-8 : Film hybride (homéotrope-planaire), onde extraordinaire : l'ordre d'interférence en fonction de X est une parabole.

d'autre part, l'épaisseur testée dans le volume du nématique peut être calculée pour chaque angle d'incidence i . En particulier, on peut déterminer l'épaisseur limite (z_{lim}) de pénétration par :

$$z_{\text{lim}} = \frac{1}{\alpha} \text{Arc sin} \left[\frac{X_{\text{lim}}}{\sqrt{n_e^2 - n_o^2}} \right]$$

$$X_{\text{lim}} = \sqrt{n_e^2 - N^2 \sin^2 i_{\text{lim}}}$$

Les résultats précédents conduisent à la valeur suivante pour le film étudié : $z_{\text{lim}} = 29.14 \mu\text{m}$. Cette épaisseur z_{lim} représente l'épaisseur où a lieu la dernière réflexion totale dans le volume nématique.

Connaissant l'épaisseur limite, on peut calculer l'angle d'orientation du directeur dans le volume pour chaque épaisseur z comprise entre 0 et z_{lim} .

En conclusion, ces résultats expérimentaux montrent que lorsque l'onde incidente est ordinaire, l'ordre d'interférence varie linéairement en fonction de la variable X et ceci quelque soit la nature du film nématique (homogène ou hybride). La pente de la droite permet de déterminer l'épaisseur du film étudié. Par contre, lorsque l'onde incidente est extraordinaire, nous avons obtenu deux comportements : parabolique dans le cas des films hybrides et linéaire dans le cas des films homogènes. Ces comportements peuvent donc être utilisés pour savoir si le film étudié est homogène ou hybride. De plus, dans le cas des films hybride, on peut calculer la distribution angulaire $\theta(z)$ du directeur dans le volume (près de l'interface). Signalons enfin que ce travail a fait l'objet d'une publication [44].

ANNEXE 2

**VARIATION DES INDICES DE REFRACTION
PRINCIPAUX DU 5CB EN FONCTION
DE LA TEMPERATURE**

5CB	$\lambda = 0.5145 \mu\text{m}$		$\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$	
	ne	no	ne	no
T (°C)				
24.3	1.7483	1.54337	1.71196	1.53024
24.5	1.74773	1.54351	1.71142	1.53035
24.7	1.74714	1.54372	1.71087	1.53047
24.9	1.74668	1.54386	1.71043	1.53061
25.1	1.74616	1.54401	1.70995	1.53076
25.3	1.74552	1.54405	1.70941	1.53083
25.5	1.74488	1.54423	1.7089	1.53101
25.7	1.74435	1.54438	1.70836	1.53118
25.9	1.74372	1.54456	1.70775	1.53131
26.1	1.74322	1.5447	1.70723	1.53141
26.3	1.74255	1.54486	1.70659	1.53159
26.7	1.7413	1.5452	1.70498	1.53191
26.9	1.74075	1.54536	1.7044	1.53211
27.1	1.74011	1.54547	1.70381	1.53225
27.3	1.73949	1.54567	1.70319	1.53248
27.7	1.73804	1.54601	1.70238	1.53284
27.9	1.73743	1.54627	1.70186	1.53299
28.1	1.73678	1.54644	1.70124	1.53314
28.3	1.73617	1.54665	1.70072	1.5333
28.5	1.73543	1.54689	1.70002	1.5335
28.7	1.7347	1.54712	1.69935	1.53365
28.9	1.73383	1.54732	1.69864	1.53389
29.1	1.73316	1.54755	1.69807	1.53407
29.3	1.73232	1.54778	1.69731	1.53426
29.5	1.73165	1.54811	1.69668	1.53455
29.7	1.73082	1.54837	1.69591	1.53474
29.9	1.73009	1.54861	1.69526	1.53494
30.3	1.72839	1.5492	1.69375	1.53547
30.5	1.72767	1.54954	1.6931	1.53589
30.7	1.72679	1.54981	1.69226	1.53602
30.9	1.72583	1.55018	1.69137	1.53635
31.1	1.72469	1.55055	1.69014	1.53662
31.3	1.72396	1.55079	1.68959	1.53683
31.5	1.72292	1.55112	1.68864	1.53713
31.7	1.72177	1.55147	1.68757	1.5375
31.9	1.72077	1.55197	1.68667	1.53785
32.1	1.71963	1.55225	1.68568	1.53815

32.3	1.71864	1.55268	1.68478	1.53839
32.5	1.71727	1.55307	1.68355	1.53874
32.7	1.71611	1.55358	1.68254	1.53916
32.9	1.71473	1.55412	1.68132	1.53964
33.1	1.71345	1.55452	1.68017	1.54003
33.3	1.71203	1.55496	1.67888	1.54052
33.7	1.70879	1.55613	1.67577	1.54184
34.1	1.70571	1.55801	1.67301	1.54335
34.3	1.70309	1.55879	1.67065	1.54406
34.5	1.70118	1.55966	1.66805	1.54474
34.6	1.70007	1.56014	1.66794	1.54521
34.7	1.69846	1.56056	1.66656	1.54557
34.8	1.69705	1.56103	1.66534	1.54598
34.9	1.69561	1.5615	1.66404	1.54651
35	1.69421	1.56215	1.66264	1.54703
35.1	1.69286	1.56263	1.66045	1.54746
35.2	1.69092	1.56337	1.65968	1.54802
35.3	1.68853	1.56433	1.65768	1.54875
35.5	1.60386	1.60386	1.58504	1.58504
35.7	1.60379	1.60379	1.58498	1.58498
36	1.60368	1.60368	1.58488	1.58488
36.2	1.60341	1.60341	1.58472	1.58472
36.5	1.60323	1.60323	1.5843	1.5843
36.8	1.60298	1.60298	1.5841	1.5841
37.2	1.60264	1.60264	1.58395	1.58395
37.7	1.60232	1.60232	1.58371	1.58371
38.2	1.60192	1.60192	1.58314	1.58314
38.7	1.60159	1.60159		

REFERENCES
BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] * R. M. HERMAN and R. J. SERINKO
Phys. Rev. A., Vol 19, p.1757,1979
- * A. S. SOLOT'KO, V. F. KITAEVA, N. KROO, N.N. SOBOLEV and L. CHILLAG
JETP. Lett., Vol. 32, p. 158, 1980
- * N. V. TABIRYAN and B. Ya ZEL'DOVICH
Mol. Cryst. Liquid Cryst., Vol. 62, p. 237, 1981
Mol. Cryst. Liquid Cryst., Vol. 69, p. 19, 1981
Mol. Cryst. Liquid Cryst., Vol. 69, p.31, 1981
- * I. C. KHOO and S. L. ZHUANG
Appl. Phys. Lett., Vol. 37, p. 3, 1980
- [2] Y. R. SHEN
The principles of Nonlinear Optics, ed. J. WILEY and SONS, 1984
- [3] H. J. HOFFMANN
IEEE. J. Quant. Elect., Vol. QE-22, p. 552, 1986
- I. C. KHOO, S. L. ZHUANG and S. SHEPARD
Appl. Phys. Lett., Vol. 39 (12), p. 937, 1981.
- [4] R. M. HERMAN and R. J. SERINKO
Phys. Rev. A., Vol 19, p.1757,1979
- A. S. ZOLOT'KO, V. F. KITAEVA, N. N. SOBOLEV and L. CHILLAG
JETP. Lett., Vol. 32 (2), p. 158, 1980.
- [5] I. C. KHOO
Prog. in Optics, Vol. XXVI, p. 105, 1988
- [6] N. V. TABIRYAN, A. V. SUKHOV and B. Ya. ZEL'DOVICH
Mol. Cryst. Liq. Cryst., Vol. 136, p. 1, 1986.
- [7] C. KITTEL
Physique de l'état solide (5^{ème} édition), ed. DUNOD
- [8] W. H. DE JEU
Physical properties of liquid cristalline materials, ed. Gordon and Breach, 1980
- [9] P. G. DE GENNES
The physics of liquid crystals, ed. CLARENDON, 1974
- [10] L. M. BLINOV
Electro-optical and magneto-optical properties of liquid crystals, ed. J. WILEY and Sons, 1983

- [11] S. CHANDRASEKHAR, B. K. SADASHIVA, K. A. SERESH
Paramana, Vol. 9, p. 471, 1977
- [12] H. ZIMMERMAN, R. POUPKO, Z. LUZ and J. BILLARD
Z.F. Naturforsch, Vol. 40 A, p. 149, 1985
- [13] J.E. PROUST, L. TER-MINASSIAN-SARAGA and E. GUYON
Sol. Stat. Comm., Vol. 11, p. 1227, 1972
- J.L. JANNING
Appl. Phys. Lett., Vol. 21, p.173, 1972
- [14] P. CHATELAIN
Bul. Soc. Franç. Mineral, Vol. 66, p. 105, 1943
- [15] U. WOLFF, W. GREUBEL and H. KRUGER
Mol. Cryst. Liq. Cryst, Vol. 23, p. 187, 1973
- [16] B. BAHADUR
Mol. Cryst. Liq. Cryst, Vol. 109, p.3, 1984
- [17] CHENMING HU and J. R. WHINNERY
IEEE. J. Quant. Elect., Vol. QE-10, p. 556, 1974
- [18] S.I. BEN-ABRAHAM
Phys. Rev. A., Vol. 14 (3), p. 1251, 1976
- [19] P. G. DE GENNES
Mol. Cryst. Liq. Cryst, Vol. 12, p. 193, 1971
- [20] M. BORN and E. WOLF
Principles of optics, ed. Pergamon press, 1959
- [21] G. J. SPROKEL, R. SANTO and J. D. SWALEN
Mol. Cryst. Liq. Cryst., Vol. 68, p. 29, 1981
- [22] K. H. YANG
J. APPL. Phys., Vol. 53 (10), p. 6742, 1982
- [23] K. L. WELFORD, J. R. SAMBLES and M. G. CLARCK
J. Mod. Opt., Vol. 36, p. 1019, 1989
- [24] S. J. ELSTON and J. R. SAMBLES
Appl. Phys. Lett., Vol. 55 (16), p. 1621, 1989
- [25] D. RIVIERE, Y. LEVY and C. IMBERT
Opt. Comm., Vol. 25 (2), p. 206, 1978
- [26] Y. LEVY, D. RIVIERE, C. IMBERT and M. BOIX
Opt. Comm., Vol. 26 (2), p. 225, 1978

- [27] H. P. HINOV and S. SAINOV
Rev. Phys. Appl., Vol. 15, p. 1307, 1980
- [28] SH. NAEMURA
Appl. Phys. Lett., Vol. 33, p. 1, 1978
- [29] D. RIVIERE, Y. LEVY and E. GUYON
J. Phys. Lett. (Paris), Vol. 40, p. L-215, 1979
- [30] MENDEZ-VALDEZ and J. A. MARTIN-PEREDA
Mol. Cryst. Liq. Cryst., Vol. 149, p. 317, 1987
- [31] G. LABRUNIE and S. VALETTE
Appl. Opt., Vol. 13 (8), p. 1802, 1974
- [32] R. A. SOREF and D. H. McMAHON
Opt. Lett., Vol. 5 (4), p. 147, 1980
- [33] V. FREEDERICKSZ and V. ZWETKOFF
Phys. Zeit. der Sowjetunion., Vol. 6, p. 490, 1934
- [34] D. J. CHANIN
Appl. Phys. Lett., Vol. 22, p. 365, 1973
- [35] J. P. SHERIDAN, J. M. SHNUR and T. C. GIALLORENZI
Appl. phys. Lett., Vol. 22, p. 561, 1973
- [36] D. RIVIERE
These, Centre Universitaire d'Orsay, Paris XI, 1978
- [37] G. BRUHAT
Cours d'optique, éd. MASSON & Cie, Paris, 1965
- [38] M. ISMAILI
Rapport de stage de DEA, Université des Sciences et Technologies de Lille, 1990
- [39] M. WARENGHEM and C. P. GROVER
Appl. Phys. Rev., Vol. 23, p. 1169-1178, 1988
- [40] M. WARENGHEM and G. JOLY
Mol. Cryst. Liq. Cryst., Vol. 207, p. 205, 1991
- [41] F. BLOISI, L.R.M. VICARI and F. SIMONI
Mol. Cryst. Liq. Cryst., Vol. 179, p. 45, 1990
- [42] K. EIDNER, G. MAYER and R. SCHUSTER
Phys. Lett. A, Vol. 118 (3), p. 149-151, 1986
- [43] K. EIDNER, G. MAYER and R. SCHUSTER
Phys. Lett. A, Vol. 118 (3), p. 152-154, 1986

- [44] M. WARENGHEM, M. ISMAILI, D. HECTOR
J. de Phys. III, Vol. 2, p. 765, 1992
- [45] F. SIMONI, F. BLOISI, L. VICARI, M. WARENGHEM, M. ISMAILI, D. HECTOR
EUROPHYS. Lett., Vol. 21 (2), p. 189, 1993
- [46] L. LANDAU and E. LIFCHITZ
Théorie des champs, ed. Mir Mouscou, 1989
- [47] L. M. BLINOV
Sov. Phys. Usp., Vol. 17 (5), p. 658, 1975
- [48] H. L. ONG and R.B. MEYER
J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 2 (2), p. 198, 1985
- [49] L. KOMITOV and A. G. PETROV
Phys. Stat. Sol. (a), Vol. 76, p. 137, 1983
- [50] I. S. GRADSHTEYN and I.M. RYSHIK
Table of integrals series and products, Acad. press, New York, 1965
- [51] G. BARLERO, F. SIMONI and P. AIELLO
J. Appl. Phys., Vol. 55 (2), p. 304, 1984
- [52] H.J. DEULING
Mol. Cryst. Liq. Cryst., Vol. 26, p. 281, 1973
- [53] S. D. DURBIN, S. M. ARAKELIAN and Y.R. SHEN
Phys. Rev. Lett., Vol. 47 (19), p.1411, 1981
- [54] S. M. ARAKELIAN, G. A. LYAKHOV and Yu. S. CHILINGRYAN
Sov. Phys. Usp., Vol. 23 (5), p.245, 1980
- [55] V. F. KITAEVA, A.S. ZOLOT'KO and N.N. SOBOLEV
Sov. Phys. Usp., Vol. 25 (10), p.758, 1982
- [56] B. Ya. ZEL'DOVICH and TABIRYAN
Sov. Phys. JETP., Vol. 52 (6), p.1210, 1980
- [57] F. BLOISI, L. VICARI, F. SIMONI, G. CIPPARRONE and C. UMETON
J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 5 (12), p. 2462, 1988
- [58] S. M. CHEN, R.P. PAN and C. L. PAN
Opt. Comm., Vol. 79 (6), p.469, 1990
- [59] I. C. KHOO
Phys. Rev. A., Vol. 25 (3), p.1636, 1982
- [60] M. M. CHEUNG, S. D. DURBIN and Y. R. SHEN
Opt. Lett., Vol. 8 (1), p. 39, 1983

- [61] I. C. KHOO and T. H. LIU
IEEE. J. Quant. Elect., Vol. QE-23 (2), p. 171, 1987
- [62] P. Y. WANG, H. J. ZHANG and J. H. DAI
Opt. Lett., Vol. 13 (6), p. 479, 1988
- [63] I. C. KHOO, P. Y. YAN, T. H. LIU, S. SHEPARD and J. Y. HOU
Phys. Rev. A., Vol. 29 (5), p.2756, 1984
- [64] I. C. KHOO, R.G. LINDQUIST, R. R. MICHAEL and ai
J. Appl. Phys., Vol. 69 (7), p. 3853, 1991
- [65] D. SIVOUKHINE,
Cours de physique générale (optique), Tome IV, 2^{ème} Partie, ed. Mir Moscou 1984
- [66] N. BLOEMBERGEN
N. Am. J. Phys., Vol. 35, p. 989, 1967
- [67] N. BLOEMBERGEN
quantum Optics (Review of nonlinear optical phenomena in condensed Matter), ed. Acad. Press, 1970
- [68] G. VERTOGEN and W. H. DE JEU
Thermotropic liquid crystals : Fundametal, Vol. 45, Springer-verlag, 1988
- [69] S. A. AKHAMANOV, A. P. SUKHRUKOV and R. V. KHOKHLOV
Sov. Phys. Usp., Vol. 10, p.609, 1968
- [70] O. SVELTO
Prog. Inoptics, Vol. 12, p. 1, 1974
- [71] H. KOGELNIK and T. LI
Appl. Opt., Vol. 5 (10), p.1550, 1966
- [72] I. C. KHOO, T. H. LIU and R. NORMANDIN
Mol. Cryst. Liq. Cryst., Vol. 131, p. 315, 1985
- [73] B. Ya. ZEL'DOVICH, N. N. TABIRYAN and Yu. S. CHILIN
Sov. Phys. JETP., Vol. 54 (1), p.32, 1981
- [74] V. VOLTERRA and E. WEINER-AVNEAR
Opt. Comm., Vol. 12 (2), p. 194, 1974
- [75] V. VOLTERRA and E. WEINER-AVNEAR
Appl. Phys., Vol. 6, p. 257, 1975
- [76] A. S. ZOLOT'KO, V. F. KITAEVA , N. KROO, N. N. SOBOLEV and L. CHILLAG
JETP. Lett., Vol. 32 (2), p. 158, 1980
- [77] S. D. DURBIN, S. M. ARAKELIAN and Y. R. SHEN
Opt. Lett., Vol. 6 (9), p. 411, 1981

- [78] I. C. KHOO, J. Y. HOU *and al*
J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 4 (6), p. 886, 1987
- [79] F. BLOISI, S. MARTELLUCCI, J. QUARTIERS *and* L. VICARI
Europhys. Lett., Vol. 4 (8), p. 905, 1987
- [80] H. GRULER *and* G. MEIER
Mol. Cryst. Liq. Cryst., Vol. 16, p. 299, 1972
- [81] V. FRIEDERICKSZ *and* V. ZOLINA
Trans. Faraday. Soc., Vol. 29, p. 919, 1933
- [82] S. A. PIKIN
Structural transformations in liquid crystals, ed. GORDON *and* Breach Sc. Pub. ,1991
- [83] H. ZOCHER
Trans. Faraday. Soc., Vol. 29, p. 945, 1933
- [84] A. SAUPE
Z. Naturforsch., Vol. A 15, p. 815, 1960
- [85] H. DEULING
Mol. Cryst. Liq. Cryst., Vol. 19, p. 123, 1972
- [86] B. MALMAISON, P. PIERANSKI *and* E. GUYON
J. Phys. Lett. (France), Vol. 35, p. L.9, 1974
- [87] J. NEHRING, A. KMETZ *and* T. J. SCHEFFER
Appl. Phys., Vol. 47 (3), p. 850, 1976
- [88] H. DEULING, A. BUKA *and* I. JANOSSY
J. Phys. Lett. (France), Vol. 37, p. 965, 1976
- [89] H. L. ONG
Phys. Rev. A., Vol. 28(4), p.2393, 1983
- [90] I. C. KHOO *and* Y. R. SHEN
Opt. Eng., Vol. 24 (4), p. 579, 1985
- [91] I. C. KHOO, T. H. LIU *and* R. NORMANDIN
Mol. Cryst. Liq. Cryst., Vol. 131, p. 315, 1985
- [92] M. KLEMAN
Points-lignes-et parois dans les fluides anisotropes et les solides cristallins, Tome I,
ed. de physique, 1977
- [93] G. RYSCHENKOW *and* M. KLEMAN
J. Chem. Phys., Vol. 64 (1), p. 404, 1976
- [94] L. SCILLAG, I. JANOSSY, V. F. KITAEVA, N. KROO *and* N. N. SOBOLEV
Mol. Cryst. Liq. Cryst., Vol. 84, p. 125, 1982

- [95] I. C. KHOO, T. H. LIU and P. Y. YAN
J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 4 (2), p.115, 1987
- [96] D. ARMITAGE and S. M. DELWART
Mol. Cryst. Liq. Cryst., Vol. 122, p. 59, 1985
- [97] I. C. KHOO
Appl. Phys. Lett., Vol. 40 (8), p. 645, 1982
- [98] W. H. DE JEU and P. BORDEWIJK
J. Chem. Phys., Vol. 68 (1), p. 109, 1978
- [99] I. C. KHOO and R. NORMANDIN
IEEE. J. Quant. Elect., Vol. QE-21(4), p. 329, 1985
- [100] B. Ya. ZEL'DOVICH and N. N. TABIRYAN
Sov. Phys. JETP., Vol. 63 (1), p.80, 1986
- [101] M. A. ANISINOV
Critical Phenomena in liquids and liquid crystals, ed. GORDON and Breach Sc. Pub., 1991
- [102] M. J. BRADSSHAW, E. P. RAYNES, J. D. BUNING and T.E. FABER
J. Phys. (France), Vol. 46, p. 1513, 1985
- [103] G. K. L. WONG and Y. R. SHEN
Phys. Rev. Lett., Vol. 30 (19), p. 895, 1973
- [104] D. V. G. L. NARASIMHARAO and al
Phys. Rev. A., Vol. 10, p. 2457, 1974
- [105] D. V. G. L. NARASIMHARAO and S. JAYARAMAN
Appl. Phys. Lett., Vol. 23(10), p.539, 1973
- [106] A. S. ZOLOT'KO, V. F. KITAEVA , N. KROO and N. N. SOBOLEV
Sov. Phys. JETP. Lett., Vol. 52 (6), p. 1210, 1980
- [107] B. Ya. ZEL'DOVICH, N. F. PILIPETSKII, A. V. SUKHOV and N. N. TABIRYAN
JETP. Lett., Vol. 31, p. 263, 1980
- [108] N. V. TABIRYAN and B. Ya. ZEL'DOVICH
Mol. Cryst. Liq. Cryst., Vol. 62, p.237, 1980
- [109] N. V. TABIRYAN and B. Ya. ZEL'DOVICH
Mol. Cryst. Liq. Cryst., Vol. 69, p. 19, 1981
- [110] N. V. TABIRYAN and B. Ya. ZEL'DOVICH
Mol. Cryst. Liq. Cryst., Vol. 69, p. 30, 1981
- [111] N. F. PILIPETSKII, A. V. SUKHOV, N.V. TABIRYAN and B.Ya. ZEL'DOVICH
Opt. Comm., Vol. 37 (4), p. 280, 1981

- [112] I. C. KHOO
Phys. Rev. A., Vol. 23 (4), p. 2077, 1981
- [113] A. S. ZOLOT'KO, V. F. KITAEVA, N. N. SOBOLEV and A. P. SUKHORUKOV
Sov. Phys. JETP. Lett., Vol. 54 (3), p. 426, 1981
- [114] I. C. KHOO, S. L. ZHUANG and S. SHEPARD
Appl. Phys. Lett., Vol. 39 (12), p. 907, 1981
- [115] S. D. DURBIN, S. M. ARAKELIAN and Y. R. SHEN
Opt. Lett., Vol. 7 (4), p. 145, 1982
- [116] C. UMETON, A. SGRO and F. SIMONI
J. Opt. Soc. Am., Vol. 4 (12), p. 1938, 1987
- [117] F. BLOISI, L. VICARI, F. SIMONI, G. CIPPARRONE and C. UMETON
J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 5 (12), p. 2462, 1988
- [118] I. C. KHOO
IEEE. J. Quant. Elect., Vol. QE-22 (8), p. 1268, 1986
- [119] P. M. VALDES and J. M. PEREDA
Mol. Cryst. Liq. Cryst., Vol. 149, p. 317, 1987
- [120] I. C. KHOO, J. Y. HOU, G. L. DIN, Y. L. HE and D. F. HOU
Phys. Rev. A., Vol. 42 (2), p. 1001, 1990
- [121] L. VICARI, F. BLOISI and F. SIMONI
Mol. Cryst. Liq. Cryst., Vol. 207, p. 251, 1991
- [122] H. HSIUNG, L. P. SHI and Y. R. SHEN
Phys. Rev. A., Vol. 30(30), p. 1453, 1984
- [123] E. GUYON, P. PIERANSKI and M. BOIX
J. Phys. (France), Vol. 39, p. 99, 1978

RESUME

Nous avons étudié l'effet Frederiks optique : lorsqu'un film de cristal liquide est traversé par un faisceau laser, les molécules initialement orientées perpendiculairement à ce champ tendent à s'aligner parallèlement à celui-ci lorsqu'il est assez intense. Macroscopiquement, cette réorientation se manifeste par une dépendance des indices de réfraction avec l'intensité de l'onde lumineuse qui traverse le film de cristal liquide : c'est un matériau photoréfractif. Si le rayonnement laser est émis en continu, en plus de cette contribution diélectrique, il y a une contribution thermique : une partie de l'énergie lumineuse qui traverse le film de cristal liquide est absorbée et comme les indices de réfraction dépendent fortement de la température, il y a aussi une variation de ces indices liée à l'intensité par l'intermédiaire de l'échauffement. Nous avons utilisé la technique de réflexion totale pour étudier ce phénomène de manière quantitative.

Après un chapitre préliminaire dans lequel nous rappelons quelques généralités et définitions sur les cristaux liquides, nous décrivons dans une première partie le dispositif expérimental de réflectométrie et le modèle utilisé pour déterminer les angles de réorientation. La fiabilité du modèle est démontrée expérimentalement sur des films "test". Dans la deuxième partie, nous décrivons dans le premier chapitre l'origine des deux contributions et l'influence de l'une sur l'autre ainsi que les effets observables (autofocalisation et diffraction). Le second chapitre est consacré à la description des modifications apportées au dispositif expérimental et les caractéristiques des faisceaux. Dans le troisième chapitre, nous donnons les résultats expérimentaux, leur exploitation et leur interprétation : nous avons déterminé les angles de réorientation sur l'interface (verre-cristal liquide) et dans le volume, le profil de température du cristal liquide dans le faisceau de pompe et la variation de température en fonction de la puissance de pompe.

Nous avons ainsi mesuré une augmentation de température au centre du faisceau de pompe de plus de 8°C avec un profil radial beaucoup plus large que celui du faisceau de pompe et une réorientation allant jusqu'à 22 deg en surface et au-delà de 40 deg dans le volume avec un profil radial également plus large que celui de pompe. Ce qui dépasse de loin toutes les prévisions.

ABSTRACT

We study the Optical Frederiks Transition (OFT) : when a laser beam is traveling through a nematic liquid crystal film, the molecules initially aligned perpendicular to the electric field tend to align parallel to the direction of this field if strong enough. Macroscopically, this reorientation can be seen through the dependence of the refractive indices of the liquid crystal with the intensity of the electromagnetic wave : this is a photorefractive material. In the case of continuous wave, in addition to the dielectric contribution, there is a thermal one : a part of the electromagnetic energy that passes through the liquid crystal film is absorbed, as a result there also is a change in the refractive indices with the intensity due to heating. We use the total internal reflection technique to study quantitatively this phenomenon.

After a preliminary chapter in which we recall some generalities and definitions on the liquid crystals properties, we describe in the first part the experimental setup and the model used to determine the reorientation angles. The reliability of the method is demonstrated experimentally on some "test" films. In the second part, we describe in a first chapter the origin of the two contributions to the OFT and the influence of one to other as well as the observable effects (autofocalisation and diffraction). In the second chapter, we describe the modified experimental setup and the beams specifications. In the third chapter, we give the experimental results, their exploitation and interpretation : we determine the reorientation angles at the interface (glass-liquid crystal) and in the bulk, the temperature profile of the liquid crystal in the pump beam and the variation of the temperature versus the pump power.

A temperature increase up to 8°C has been measured in the center of the pump beam with a radial profile wider than the pump one and a surface reorientation up to 22 deg and volume reorientation around 40 deg with also a much more wider radial profile than the pump profile. These values are greater than expected.

