

Numéro d'ordre 4037

THÈSE

Présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE.

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR

Spécialité : Sciences des Matériaux

Par Nicolas Gallé



Propriétés optiques et électro-optiques de cellules de cristaux liquides ferroélectriques en configuration torsadée.

Soutenue le 30 Octobre 2007

Après avis de :

MM. Christian Legrand
Kristiaan Neyts

Rapporteur
Rapporteur

Devant la commission d'examen formée de :

MM	Jean-Marc Buisine	Professeur à l'Université de Lille 1	Président, Examineur
	Christian Legrand	Professeur à l'Université du Littoral Côte d'Opale	Rapporteur
	Kristiaan Neyts	Professeur à l'Université de Gent, Belgium	Rapporteur
	Jiri Pavel	Maître de Conférences à l'Université de Picardie	Examineur
	Gilles Joly	Professeur à l'Université de Lille 1	Directeur de thèse
	Mimoun Ismaili	Maître de Conférences à l'Université de Lille 1	Directeur de thèse

*A mes parents,
mes sœurs,
et mon frangin...*

Ce travail a été effectué à l'Université des Sciences et Technologies de Lille I, dans le Laboratoire de Dynamique et Structure des Matériaux Moléculaires. Je remercie ses directeurs successifs, Messieurs Marc Descamp et Jean-Marc Buisine, de m'avoir accueilli dans ce laboratoire.

Durant cette thèse l'équipe des stases anisotropes a été dirigée successivement par les Professeurs Noel Isaert et Gilles Joly. Je les remercie de m'avoir permis de m'insérer dans leur groupe de recherche.

Je remercie mes directeurs de thèse Mimoun Ismaïli et Gilles Joly d'avoir accepté de superviser mes recherches.

Je remercie Gilles Joly pour sa disponibilité et ses multiples conseils.

Je tiens en particulier à remercier Mimoun Ismaïli qui m'a tout d'abord encadré durant mon stage de DEA puis durant ma thèse. Il m'a formé au métier de scientifique et a tout fait pour mon épanouissement dans le laboratoire, je lui en suis extrêmement reconnaissant. Sa grande disponibilité, ainsi que l'intérêt qu'il a toujours porté à mon travail, m'ont aidé à le mener à bien.

Je voudrais exprimer toute ma gratitude envers Noel Isaert dont l'apport scientifique a été prépondérant. Sa grande expérience des cristaux liquides a éclairé nombre de mes problèmes.

J'exprime toute ma reconnaissance à Messieurs Christian Legrand et Kristaan Neyts pour avoir accepté de juger ce travail.

Merci à Messieurs à Messieurs Jiri Pavel et Jean-Marc Buisine pour leur participation au jury.

Je remercie toutes les personnes que j'ai croisées durant ces années et qui ont participé à rendre agréable mon séjour dans le laboratoire. Je pense notamment à Abdelkkader, Corinne, Yahia, Jean-Marc et Fatiha.

Je tiens aussi à remercier les différents stagiaires de Master que j'ai eu l'occasion de co-encadrer. Cette expérience m'a apporté beaucoup.

Merci aussi à Francois Mihelic, dont la thèse s'est faite au même rythme que la mienne, et avec qui j'ai partagé nombre de problèmes scientifiques.

Table des matières

INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
1 GÉNÉRALITÉS SUR LES CRISTAUX LIQUIDES	7
1.1 États de la matière et définition des états mésomorphes	8
1.2 Les mésophases composées de molécules non chirales	9
1.2.1 La phase Nématique (N)	9
1.2.2 Les phases smectiques	11
1.2.2.1 La phase Smectique A (SmA)	11
1.2.2.2 La phase Smectique C (SmC)	12
1.3 Les mésophases composées de molécules chirales	13
1.3.1 La phase nématique chirale ou cholestérique (N^*)	13
1.3.2 La phase smectique C chirale (SmC^*)	14
1.3.3 Les mésophases anti-ferroélectriques	15
1.3.4 Les phases TGB (Twist Grain Boundary)	17
1.4 Le confinement des cristaux liquides en cellules minces	18
1.4.1 Cellule de cristal liquide - Présentation	18
1.4.2 Effets des surfaces	22
1.4.3 Le dispositif nématique torsadé (TN)	23
1.4.4 Le dispositif SSFLC	25
1.4.4.1 Propriétés générales du dispositif SSFLC	26
1.4.4.2 Caractéristiques électro-optiques du dispositif SSFLC	27
2 LE DISPOSITIF À SMECTIQUE C CHIRAL TORSADÉ	37
2.1 INTRODUCTION	38
2.2 Modèle théorique	42
2.2.1 Expression de l'énergie libre et équations d'Euler-Lagrange	42

2.2.2	Expression du champ électrique	46
2.3	Distribution de l'angle azimuthal dans la cellule	49
2.3.1	Résolution numérique	49
2.3.2	Effets de la polarisation spontanée et de l'élasticité du matériau	50
2.3.2.1	Cas des faibles polarisations	50
2.3.2.2	Cas des fortes polarisations	54
2.4	Transmission de la lumière par les cellules <i>TSC*</i>	59
2.4.1	Méthode des vibrations favorisées	59
2.4.2	Méthode numérique de calcul de l'intensité transmise	65
2.4.3	Effets de la polarisation spontanée et de l'épaisseur de cellule	66
2.4.4	Effet des couches d'alignement	71
2.5	Conclusion	73
3	Études expérimentales des cellules de <i>SmC*</i> en configuration torsadée	81
3.1	Dispositif expérimental	82
3.2	Le cristal liquide étudié	82
3.3	Résultats expérimentaux	86
3.3.1	Étude de la cellule d'épaisseur $d = 4.39 \mu m$	86
3.3.1.1	Tension triangulaire d'amplitude $V_{max} = 5 Volts$	86
3.3.1.2	Tension triangulaire d'amplitude $V_{max} = 20 Volts$	88
3.3.2	Étude de la cellule d'épaisseur $d = 5.4 \mu m$	93
3.4	Discussion et conclusion	100
3.4.1	Cellule d'épaisseur $d = 4.39 \mu m$	104
3.4.2	Cellule d'épaisseur $d = 5.4 \mu m$	105
4	Influences des charges ioniques sur le comportement électro-optique des cellules de <i>SmC*</i> en configuration torsadée	115
4.1	Introduction	116
4.2	Expression du champ électrique de cellule	117
4.3	Dynamique des charges ioniques dans la cellule	118
4.4	Effet du champ ionique sur l'état d'équilibre de la cellule	119
4.4.1	Sans tension appliquée (cellule au repos)	119
4.4.2	Avec une tension appliquée à la cellule	122

4.4.2.1	Effet du champ ionique aux fréquences élevées ($F > 10$ Hertz)	122
4.4.2.2	Effet du champ ionique aux basses fréquences ($F < 10$ Hertz)	139
4.4.3	Discussion	153
4.4.3.1	Analyse des résultats pour l'épaisseur $d = 4.39 \mu m$	155
4.4.3.2	Analyse des résultats pour la cellule d'épaisseur $d = 5.4 \mu m$	162
4.4.3.3	Discussion - Effet de l'ancrage	165
CONCLUSION GÉNÉRALE		173

INTRODUCTION GÉNÉRALE

La formidable aventure des cristaux liquides a commencé, il y a un peu plus d'un siècle, lorsque le botaniste F. Reinitzer a découvert, en 1888, un nouvel état de la matière. Il avait remarqué qu'en chauffant un ester de cholestérol, il présentait un état intermédiaire entre le solide et le liquide. Ce nouvel état de la matière est fluide comme un liquide et présente les propriétés de biréfringence comme un cristal. Il fut naturellement nommé un peu plus tard "cristal liquide". En 1922, G. Friedel leva la confusion engendrée par le terme cristal liquide en le remplaçant par celui d'état mésomorphe. Ce dernier indique qu'il s'agit bien de véritables états de la matière ayant des structures intermédiaires (mésomorphes) entre celles des cristaux et des liquides ordinaires. Friedel distingua deux types d'états mésomorphes en les désignant par les termes Nématiques et Smectiques. Le premier mot Nématique venant du grec *Nematos* signifiant fil est inspiré par l'observation de fils au microscope optique. Le second mot Smectique venant du grec *Smèktikos* signifiant savon par référence à leurs structures en couches (car dans les solutions aqueuses de savon, les molécules s'organisent fréquemment en couche).

L'intérêt de ces matériaux resta longtemps académique, jusqu'au jour où des applications technologiques ont relancé les travaux de recherche. En effet, vers la fin des années 60 plusieurs laboratoires se sont intéressés aux études des propriétés physico-chimiques de ces matériaux. Les premiers afficheurs à base de cristaux liquides nématiques ont un temps de réponse de l'ordre de la milliseconde. Cette "relative lenteur" des nématiques a poussé certaines équipes de recherche à se tourner vers l'étude des phases smectiques. Malgré la découverte de nombreuses phases smectiques, les recherches concernant ces matériaux n'ont connu un réel démarrage que depuis que Meyer et ses collaborateurs ont mis en évidence, en 1975, l'existence de la ferroélectricité dans les phases smectiques composées de molécules chirales inclinées. Cinq ans plus tard, Clark et Lagerwall inventèrent le dispositif SSFLC

(Surface Stabilized Ferroelectric Liquid Crystal) qui permet de tirer profit des propriétés ferroélectriques de ces phases. En effet, stabilisées par les surfaces, ces phases présentent un effet électro-optique bistable avec de faibles temps de commutation entre les deux états stables (temps de réponse de l'ordre de quelques microsecondes). Ces deux découvertes ont déclenché un essor considérable tant technologique (réalisation d'afficheurs) que fondamental (synthèse de nouveaux composés). Plusieurs modèles d'afficheurs basés sur les cristaux liquides ferroélectriques ont été proposés. Pour une utilisation binaire (allumé-éteint), le cristal liquide smectique C ferroélectriques (SmC^*) se révèle un bon candidat, cependant, de nombreuses applications nécessitent l'utilisation d'un modulateur spatial à niveaux de gris continus. L'obtention des niveaux de gris avec des afficheurs à phase SmC^* reste un problème majeur. L'une des solutions proposées et qui permettrait d'obtenir des niveaux de gris serait l'utilisation du cristal liquide ferroélectrique (SmC^*) en configuration torsadée (TSC^*). Cette configuration, proposée initialement par Patel dès l'année 1991, a été inspirée par celle des nématiques en configuration torsadée qui sont à la base des afficheurs les plus populaires. Les premiers résultats tant expérimentaux que théoriques obtenus par Patel et al. montrèrent que la réponse électro-optique des cellules de cristaux liquides SmC^* en configuration torsadée avait une forme en "V" permettant ainsi la réalisation d'afficheurs à niveaux de gris. Bien que ses résultats théoriques expliquent la forme en "V" de l'intensité transmise par la cellule, ils n'expliquent pas les différences observées avec les résultats expérimentaux. En effet, le contraste électro-optique observé expérimentalement par Patel et al. était supérieur à celui trouvé théoriquement. En plus, les courbes expérimentales et théoriques de l'intensité transmise n'avaient pas la même largeur à mi-hauteur. De nombreuses équipes de recherches se sont penchées sur le sujet afin d'expliquer ces phénomènes. Guena et al. et Ismaïli et al. montrèrent alors que l'effet des divergences de la polarisation spontanée était fondamental dans l'étude de ces systèmes. En effet, Ismaïli et al. montrèrent que les charges de polarisations créées par les divergences du vecteur polarisation \vec{P}_s (i.e. dûes à la structure torsadée) modifiaient la structure torsadée des molécules et par conséquent influençaient profondément la réponse électro-optique de ces systèmes. Le modèle développé a permis de comprendre le fonctionnement des cellules TSC^* , néanmoins plusieurs points restaient sans réponse. En effet, les études expérimentales montrèrent une forte dépendance de la forme en "V" de la réponse électro-optique en fonction de la fréquence de la tension appliquée à la cellule. En plus de l'élargissement du "V",

un hystérésis est souvent observé expérimentalement. Des déformations, qui dégradent la réponse électro-optique en "V", sont également observées aux basses fréquences; la réponse électro-optique se transforme parfois d'une forme en "V" à une forme en "W".

Dans les cellules SSFLC, la dépendance de la réponse électro-optique en fonction de la fréquence a été largement étudiée; il a été montré que la contamination de la cellule par des impuretés ioniques crée des champs électriques capables de modifier la répartition des molécules au sein de la cellule. Aux faibles fréquences, les temps caractéristiques de ces impuretés ioniques sont comparables à la durée de la période du signal appliqué. Le champ appliqué fait alors migrer les différentes espèces ioniques provoquant ainsi l'apparition d'un champ ionique qui tend à s'opposer au champ appliqué, ce qui modifie la répartition des molécules au sein de la cellule. Dans le cas des cellules TSC^* , la situation est plus complexe. La structure torsadée des cellules TSC^* provoque, comme nous l'avons précisé précédemment, l'apparition de charges de polarisation qui se traduisent par l'apparition du champ de polarisation. Ce dernier influence la répartition des charges ioniques même en l'absence de champ appliqué, les deux champs peuvent parfois se compenser. Lorsqu'on applique un champ électrique à la cellule, le champ qui agit sur les molécules est la somme des champ appliqué, de polarisation et ionique.

L'un des résultats du travail a été d'identifier les différentes contributions au champ interne des cellules TSC^* . Le modèle théorique développé précédemment a été amélioré afin de prendre en compte l'aspect dynamique du système et en particulier la migration des impuretés ioniques sous l'effet des charges de polarisation. La répartition des molécules au sein des cellules TSC^* a été analysée compte tenu de ce champ ionique. Cette première étude a permis de mettre en évidence les différents mécanismes dûs au couplage entre les champs de polarisation et ionique. Cette étude a montré également l'importance de certains paramètres tels que la concentration en espèces ioniques et la valeur de la polarisation spontanée P_s . Les études ont été réalisées pour différentes fréquences. Ce qui permis l'identification et la mise en évidence de plusieurs régimes de fonctionnement des cellules TSC^* . Ces derniers ont été observés expérimentalement, même si certains comportements montrent la nécessité de prendre en compte d'autres paramètres.

Le premier chapitre de cette thèse sera consacré à une description succincte des phases cristallines liquides les plus connues. L'accent sera mis sur la phase SmC^* . Il sera montré comment la chiralité provoque la présence d'un dipôle permanent sur les molécules de cette phase. Une analyse des conditions de symétrie nous permettra de voir que cette phase est

héli-électrique et non strictement ferroélectrique. Le confinement des cristaux liquides en cellules minces sera traité dans une seconde partie de ce chapitre. Une description détaillée des cellules permettra de voir comment le traitement des surfaces permet de contraindre le directeur des molécules à adopter une direction unique en surface. Il sera ensuite montré comment ce phénomène est mis à profit pour réaliser des dispositifs électro-optiques. Les caractéristiques de quelques dispositifs électro-optiques seront détaillés.

Le second chapitre sera consacré à l'étude des comportements électro-optiques, aussi bien théorique (numérique) qu'expérimental, de cellules de cristaux liquides ferroélectriques en configuration torsadée. Le modèle théorique développé par Ismaili et al. sera revisité. Nous verrons comment la minimisation de l'énergie libre permet de trouver les équations d'Euler-Lagrange dont les solutions décrivent la dynamique des molécules dans le dispositif en configuration torsadé. Ce modèle est généralisé en prenant en compte les couches d'alignement. On verra comment l'angle azimutal se répartit dans la cellule lorsqu'une tension est appliquée et que la connaissance de la distribution de cet angle dans la cellule permet de remonter à l'intensité transmise, calculée à l'aide des vibrations favorisées, lorsque la cellule est placée entre deux polariseurs. Les effets de la polarisation spontanée, de la constante élastique, de l'épaisseur de cellule et de l'épaisseur des couches d'alignement seront analysés.

Nos études numériques montrent clairement que la grandeur de la polarisation spontanée influence fortement le comportement électro-optique de ces cellules. Un choix judicieux de l'épaisseur de cellule permet alors d'améliorer le contraste. L'influence de l'épaisseur des couches d'alignement est clairement mise en évidence; elles jouent un rôle prépondérant sur le profil de la réponse électro-optique et en particulier sur sa largeur. Nos études montrent clairement que l'élargissement de la réponse électro-optique, souvent observé expérimentalement, est directement liée à l'épaisseur des couches d'alignement. Les résultats obtenus expliquent de manière satisfaisante les résultats expérimentaux obtenus par Patel et al.

Le troisième chapitre sera consacré aux études expérimentales. Deux épaisseurs de cellules du composé Chisso CS2005 ont été étudiées et seront présentées. Dans chaque cas, une étude systématique en fonction la fréquence a été réalisée. Les caractéristiques fondamentales des cellules TSC^* -à-d la forme en "V" et le contraste élevé de la réponse électro-optique ont été vérifiées et présentent un accord assez satisfaisant avec notre modèle. Les études en fonction de la fréquence font apparaître un hystérésis et une assymétrie avec un "V" régulier aux fréquences

importantes et un V qui se transforme en " W " à plus basses fréquences. Le modèle théorique développé précédemment a été complété pour tenir compte de la viscosité du cristal liquide et ainsi étudié le comportement dynamique des cellules TSC^* . Les résultats expérimentaux et théoriques montrent un accord satisfaisant aux fréquences élevées. Les différences observées aux basses fréquences, entre les résultats expérimentaux et numériques, sont attribuées à la contribution du champ ionique au champ total de la cellule.

En conséquence, le quatrième et dernier chapitre sera consacré à l'étude de l'influence des charges ioniques sur la distribution de l'angle azimutal et de la réponse électro-optique des cellules TSC^* . Le modèle développé précédemment a été complété pour tenir compte des mouvements de ces charges et du champ ionique qui en résulte. Nous montrerons que, dans certains cas, le champ ionique modifie profondément la répartition de l'angle azimutal même lorsque la cellule est au repos (pas de champ extérieur appliqué). L'effet couplé des charges ioniques et des charges de polarisation est analysé. Une étude systématique en fonction de la viscosité, de la densité volumique des espèces ioniques positives et négatives et de leurs mobilités permet de comprendre l'effet de ces paramètres sur la réponse électro-optique. Les différents comportements observés expérimentalement dans le chapitre précédent seront analysés et expliqués.

Chapitre 1

GÉNÉRALITÉS SUR LES CRISTAUX LIQUIDES

Sommaire

1.1	États de la matière et définition des états mésomorphes	8
1.2	Les mésophases composées de molécules non chirales	9
1.2.1	La phase Nématique (N)	9
1.2.2	Les phases smectiques	11
1.3	Les mésophases composées de molécules chirales	13
1.3.1	La phase nématique chirale ou cholestérique (N^*)	13
1.3.2	La phase smectique C chirale (SmC^*)	14
1.3.3	Les mésophases anti-ferroélectriques	15
1.3.4	Les phases TGB (Twist Grain Boundary)	17
1.4	Le confinement des cristaux liquides en cellules minces	18
1.4.1	Cellule de cristal liquide - Présentation	18
1.4.2	Effets des surfaces	22
1.4.3	Le dispositif nématique torsadé (TN)	23
1.4.4	Le dispositif SSFLC	25

Le but de ce chapitre est de présenter une idée générale sur la structure des cristaux liquides et de montrer leur utilité pour la réalisation de systèmes electro-optiques. Après avoir donné une définition de l'état cristal liquide (ou mésomorphe), les mésophases les plus connues seront décrites. Une distinction sera faite entre les mésophases composées de molécules chirales de celle composées de molécules non-chirales¹ ; nous verrons comment la présence de telles molécules modifie la symétrie des mésophases, et comment elle permet d'obtenir des mésophases ferroélectriques. Nous donnerons ensuite un aperçu sur l'effet des surfaces sur l'orientation des cristaux liquides. La fin de ce chapitre sera consacrée naturellement à la présentation de divers dispositifs utilisant les cristaux liquides, cela permettra de donner les notions nécessaires à la compréhension du fonctionnement de ces systèmes électro-optiques.

1.1 États de la matière et définition des états mésomorphes

La classification des divers états de la matière se fait en mettant en jeu la notion de *symétrie brisée*. Dans un espace isotrope et homogène le hamiltonien d'un système de particules en interaction doit être invariant par rapport aux éléments du groupe de symétrie G [1] :

$$G = t \times SO_3^{(L)}, \quad (1.1)$$

où t est le groupe des translations tridimensionnelles infinitésimales : $\vec{t} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}$ et x , y , et z sont des réels ; $SO_3^{(L)}$ représente le groupe des rotations de l'espace, ses éléments sont des matrices orthogonales ($R \cdot R^T = R^T \cdot R = I$) et telles que, $\det(R) = \pm 1$.

Chaque état de la matière se caractérise par un groupe de symétrie. Les différentes propriétés physiques de cet état de la matière sont invariantes lorsqu'on effectue une opération de symétrie appartenant aux éléments de symétrie de ce groupe. Lorsqu'un groupe de symétrie caractérisant un état de la matière a une symétrie plus basse que celle du groupe de symétrie d'un espace isotrope et homogène, on parle de brisure de symétrie. Par exemple, dans le cas d'un solide cristallin, les états du système ont une symétrie plus basse que celle du groupe G ; la périodicité du réseau cristallin brise les symétries translationnelles infinitésimales et rotationnelles, la densité de masse $\rho(r)$ n'est plus invariante par toute rotation et translation mais n'est invariante que par rapport à l'un des groupes de symétrie caractéristique des réseaux cristallins (notamment, les translations faisant partie de ces groupes ne sont pas infinitésimales mais elles

¹Un objet est dit chiral lorsqu'il n'est pas superposable à son image dans un miroir.

sont discrètes).

Les phases cristallines liquides ou plus exactement les mésophases se définissent alors comme ayant une brisure de symétrie plus faible que celles des phases cristallines, on parle donc de *phases intermédiaires* entre les phases isotropes et les phases cristallines. On distingue généralement les mésophases de molécules chirales de celles de molécules non chirales.

1.2 Les mésophases composées de molécules non chirales

1.2.1 La phase Nématique (N)

Généralement, la première mésophase observée en abaissant la température à partir du liquide isotrope est la phase nématique. Lors de cette transition, la symétrie brisée est celle d'orientation. D'une symétrie sphérique le système passe dans ce cas à une symétrie cylindrique et le groupe représentant la symétrie du système passe de G à $D_{\infty h}$. Le groupe $D_{\infty h}$ contient une symétrie cylindrique par rapport à l'axe Oz et une symétrie miroir par rapport au plan perpendiculaire à l'axe Oz (*cf.* figure 1.1).

Ainsi, dans la phase nématique, la symétrie de translation caractéristique des liquides et gaz est conservée, il n'y a pas d'ordre de position, les centres de masse des molécules sont distribués au hasard dans le milieu. Mais la symétrie cylindrique fait apparaître un ordre orientationnel à longue portée et le grand axe moléculaire (porté par le vecteur \vec{m}) tend à s'aligner en moyenne suivant l'axe Oz , le vecteur formant cet axe est traditionnellement appelé le *directeur* et représenté par une direction moyenne d'orientation noté \vec{n} (*cf.* figure 1.1). Du fait de la symétrie miroir, les deux directions du directeur \vec{n} et $-\vec{n}$ sont équivalentes. L'ordre orientationnel se reflète dans les propriétés macroscopiques de la phase nématique, le milieu est optiquement uniaxe et l'axe optique est parallèle à la direction \vec{n} .

L'ordre orientationnel dans la phase nématique n'est pas parfait (et plus généralement dans tous les types de mésophases), le vecteur \vec{m} n'est pas parallèle au directeur \vec{n} mais il fluctue autour de cette direction moyenne. Ces fluctuations orientationnelles sont définies par les variations de l'angle β formées par le directeur \vec{n} et l'axe moléculaire \vec{m} . La moyenne $\langle \beta \rangle$ de cet angle nous permet donc de décrire le degré d'ordre orientationnel dans la phase nématique. Toutefois ce paramètre d'ordre devant être nul dans le cas d'un désordre total (phase isotrope) et égal à l'unité dans le cas d'un ordre parfait, il est alors préférable d'utiliser la moyenne de la projection du grand axe des molécules sur le directeur (direction \vec{n}) c'est à dire $\langle \cos \beta \rangle$ qui

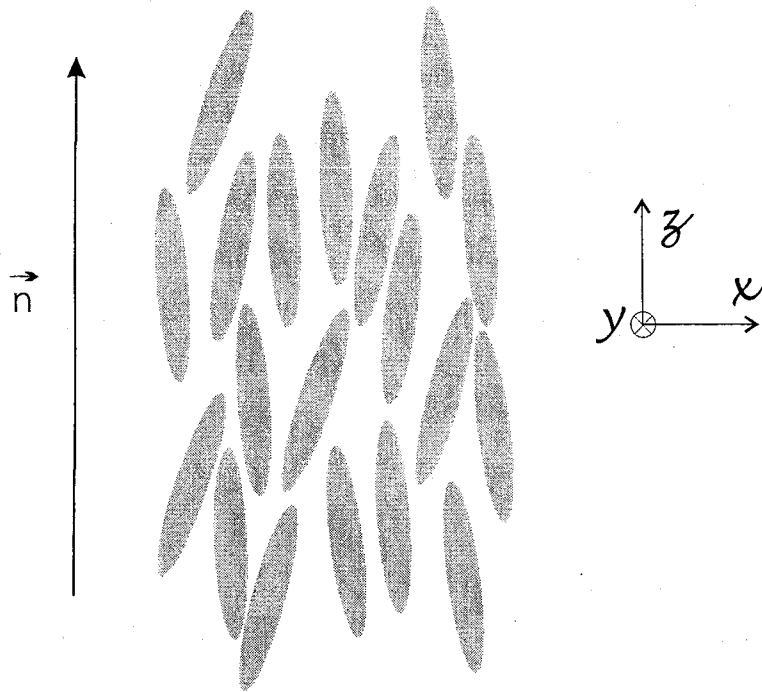


FIG. 1.1 – Dans la phase nématique les molécules sont en moyenne orientée dans la même direction. Cette direction est représentée par un vecteur \vec{n} appelé le directeur.

est bien maximal quand \vec{m} est parallèle à \vec{n} . De plus, afin de prendre en compte l'équivalence entre les directions \vec{n} et $-\vec{n}$, on prend plutôt la moyenne du carré de $\cos \beta$, soit $\langle \cos^2 \beta \rangle$, qu'il faut ensuite normaliser. Finalement on obtient l'expression suivante pour le paramètre d'ordre orientationnel [2] :

$$S = \frac{1}{2} \langle 3 \cos^2 \beta - 1 \rangle \quad (1.2)$$

Dans l'équation 1.2 nous avons bien $S = 0$ lorsque toutes les directions des axes moléculaires sont équiprobables (symétrie sphérique correspondant à la phase isotrope $\langle \cos^2 \beta \rangle = \frac{1}{3}$), et $S = 1$ lorsque les fluctuations orientationnelles autour du directeur sont nulles². Les mesures du paramètre d'ordre S de la phase nématique peuvent se faire par des mesures de biréfringence [3] ou par des expériences de diffusion des Rayons X [4], ces dernières montrent une légère divergence de S au voisinage de la transition $I \rightarrow N$ révélant ainsi la nature du premier ordre de cette transition (cf. figure 1.2).

²Typiquement, le paramètre d'ordre orientationnel des cristaux liquides varie de 0.4 à 0.7

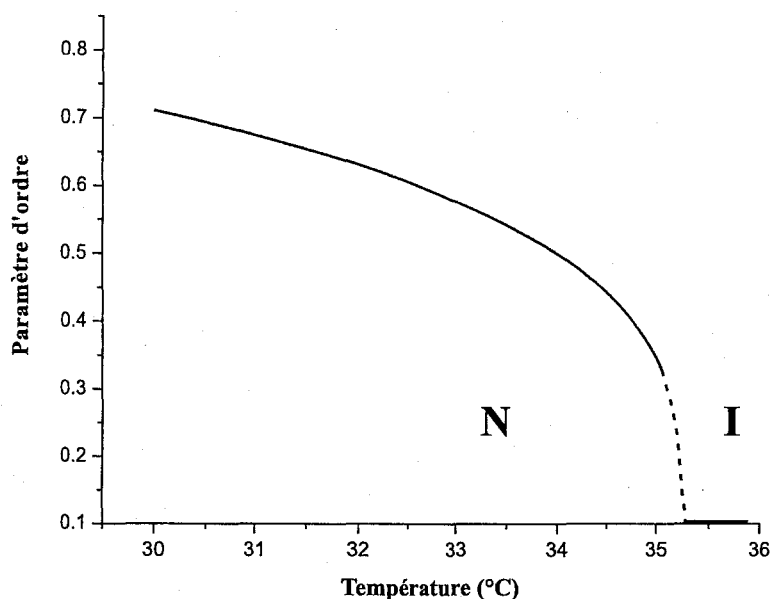


FIG. 1.2 – Évolution du paramètre d'ordre en fonction de la température à la transition nématique-isotrope.

1.2.2 Les phases smectiques

Lorsque l'on continue de diminuer la température, un ordre translationnel à une dimension s'ajoute à l'ordre orientationnel ; les molécules s'organisent en couches (dont l'épaisseur peut varier d'une à deux tailles moléculaires) au sein desquelles il n'existe pas d'ordre de translation. Ces phases, appelées phases smectiques, peuvent alors être vues comme des liquides à deux dimensions. Les différentes phases smectiques se distinguent les unes des autres par des arrangements différents des molécules, dans les couches et dans la direction orthogonale à ces couches [2,5]. Nous allons présenter dans ce paragraphe, les phases smectiques les plus connues à savoir la phase smectique A (SmA) et la phase smectique C (SmC).

1.2.2.1 La phase Smectique A (SmA)

Dans la phase smectique A le directeur des molécules est perpendiculaire aux couches smectiques (*cf.* figure 1.3). Comme dans la phase nématique, le milieu est optiquement biréfringent uniaxe. La phase smectique A présente donc des propriétés d'anisotropie optique, l'axe optique étant perpendiculaire aux couches ; ceci peut-être révélé grâce aux expériences de diffraction X dont les figures montrent une totale symétrie de rotation autour de l'axe Oz [6]. Le groupe de symétrie de la phase SmA est le groupe D_{∞} dont les éléments de symétrie sont :

- un axe d'ordre infini confondu avec l'axe principal des molécules (la normale aux couches)

- une infinité de plans de symétrie contenant l'axe Oz .
- une infinité d'axes d'ordre 2 perpendiculaires à la direction Oz
- un centre d'inversion.

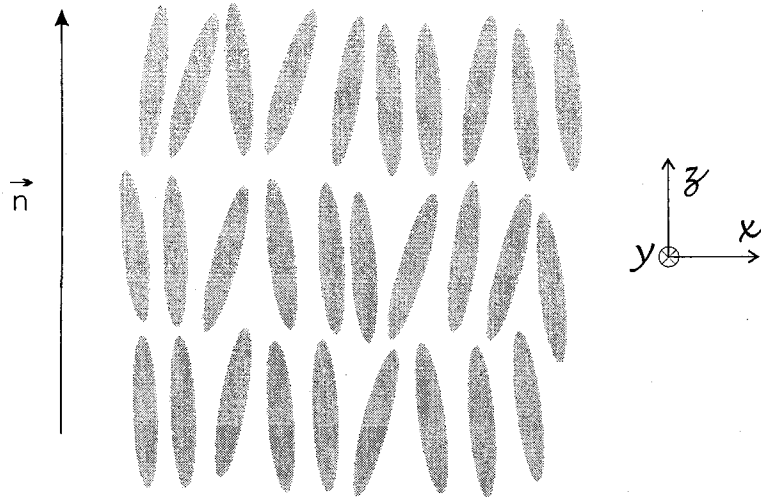


FIG. 1.3 – La première phase généralement obtenue en abaissant la température à partir de la phase nématique est la phase smectique A. Dans les phases smectiques, un ordre lamellaire vient s'ajouter à l'ordre orientationnel ; les molécules sont alors organisées en couches appelées couches smectiques

1.2.2.2 La phase Smectique C (SmC)

Dans la phase smectique C (observée à plus basse température par rapport à la phase SmA), les molécules sont aussi organisées en couches, mais la symétrie cylindrique est brisée, les molécules ne sont alors plus libres de tourner autour de leur grand axe et le directeur est incliné d'un angle appelé angle d'inclinaison (θ) par rapport à la normale aux couches, le milieu devient alors optiquement biréfringent biaxe. La symétrie de la phase smectique C est monoclinique (groupe C_{2h}), les différents éléments de symétrie de ce groupe sont :

- une symétrie miroir contenant le plan π de la figure,
- un centre d'inversion
- une rotation d'axe C2 perpendiculaire au plan π .

L'amplitude de l'angle d'inclinaison ne suffit pas seul à décrire la géométrie de cette mésophase, il faut aussi en indiquer la direction ; cette direction est représentée par l'angle ϕ (cf. figure 1.4) appelé angle azimuthal ou encore angle de phase. Une autre façon de décrire cette géométrie consiste à introduire un vecteur noté \vec{c} et appelé le *c-directeur* ; ce dernier

représente la projection du directeur \vec{n} sur le plan des couches smectiques (cf. figure 1.4).

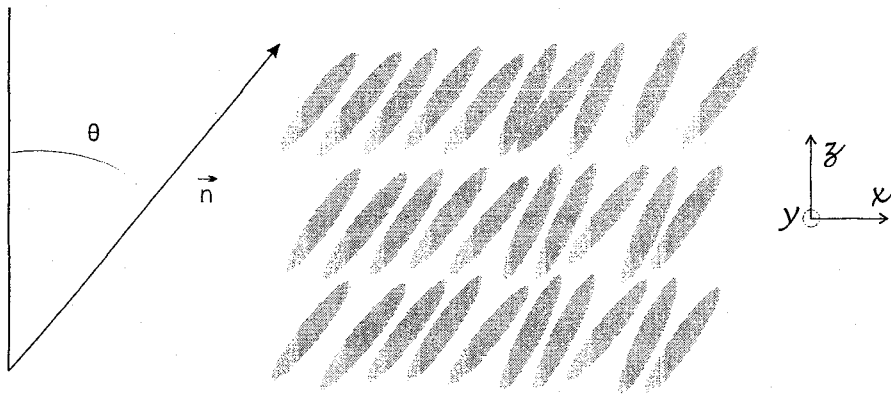


FIG. 1.4 – Dans la phase smectique C, le directeur des molécules est incliné d'un angle θ par rapport à la normale aux couches. La description de cette phase nécessite la définition de l'angle azimuthal φ ou celle du vecteur \vec{c} (c-directeur) qui représente la projection du directeur sur le plan des couches smectiques.

1.3 Les mésophases composées de molécules chirales

1.3.1 La phase nématique chirale ou cholestérique (N^*)

Lorsqu'un composé chiral (composé non superposable à son image dans un miroir) est dissout dans une phase nématique, la phase adopte spontanément une structure hélicoïdale. Historiquement, le nom *cholestérique* donné à ces phases trouve son origine dans l'ester de cholestérol qui présentait les mêmes distorsions [2]. Localement, un cholestérique (noté N^*) est similaire à un nématique, les centres de masse des molécules sont distribués au hasard et le grand axe des molécules prend une orientation privilégiée (le directeur \vec{n}). Toutefois, ce directeur n'est pas constant et il adopte une structure en hélice [2]. Si nous appelons l'axe Oz , axe de l'hélice, la structure est périodique selon Oz et la période spatiale est égale au demi-pas hélicoïdal car comme pour la phase nématique, les directions \vec{n} et $-\vec{n}$ sont équivalentes (cf. figure 1.5). Cette structure hélicoïdale donne une réflexion de Bragg un peu particulière que l'on appelle réflexion sélective. Ce phénomène tout d'abord étudié dans le cas des mésophases cholestériques fut expliqué en 1951 par De Vries qui le généralisa au cas de toutes les mésophases torsadées [7–9].

Considérons une onde lumineuse éclairant sous incidence normale une cellule à face parallèle remplie d'un cholestérique en orientation planaire; l'onde lumineuse se propage donc

parallèlement à l'axe de torsion de la mésophase. Dans ces conditions, la mésophase réfléchit sélectivement les vibrations incidentes de polarisation circulaire de longueurs d'onde λ comprise entre $(n - \frac{\Delta n}{2}) |p|$ et $(n + \frac{\Delta n}{2}) |p|$. Δn désigne la birefringence du milieu supposé sans torsion, c'est à dire la différence entre les indices principaux extraordinaire et ordinaire. Contrairement à la réflexion par un miroir, la lumière ainsi réfléchie reste polarisée circulairement dans le sens de torsion de l'hélice formée par la structure hélicoïdale. Sa longueur d'onde est proche de celle de la période spatiale de l'hélice. Dans ce même domaine de longueur d'onde, les vibrations circulaires de sens opposé à celui du sens de torsion de la mésophase ne subissent pas de réflexion et sont totalement transmises [9].

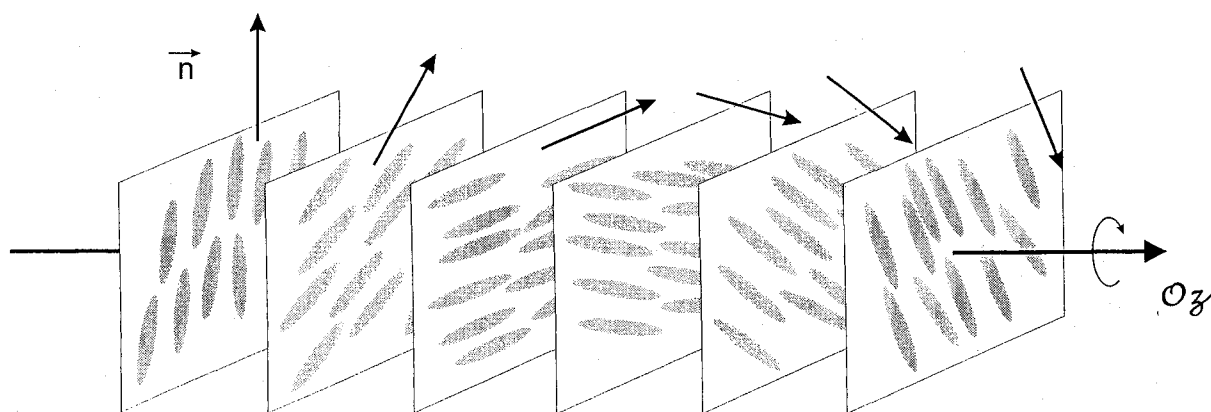


FIG. 1.5 – Organisation des molécules dans la mésophase cholestérique (N^*). Localement, cette phase peut être vue comme une phase nématique classique ; les molécules sont toutes orientées en moyenne selon une même direction portée par le directeur \vec{n} . D'une position à l'autre, le directeur subit une rotation régulière autour de l'axe (Oz) et décrit ainsi une hélice dont la période correspond au pas hélicoïdal p de la structure.

1.3.2 La phase smectique C chirale (SmC^*)

Selon Meyer [10], l'absence de polarisation spontanée dans la phase nématique se justifie par des considérations de symétrie. Alors que les molécules mésogène, prises individuellement, peuvent présenter un dipôle électrique dû aux forts moments dipolaires de certains groupes (tels que $-C \equiv N$, $-CH = N-$, etc...), certains éléments de symétrie de la phase nématique annulent ce moment dipolaire au niveau macroscopique. En effet, selon le principe de Curie, les éléments de symétrie d'un matériau doivent se refléter dans les propriétés macroscopiques, ainsi dans la phase nématique toute opération de symétrie du groupe $D_{\infty h}$ sur l'une des propriétés macroscopiques de cette phase doit laisser inchangée la mésophase. Dans ce cas, comme l'inversion de symétrie transforme la polarisation \vec{P} en $-\vec{P}$, il faut que \vec{P} soit égale à $-\vec{P}$, il est

donc nécessaire que la polarisation macroscopique soit nulle. C'est à partir de ce constat que Meyer chercha à trouver une mésophase présentant les différentes caractéristiques susceptibles de présenter de la ferroélectricité; c'est à dire une phase ayant une symétrie autorisant la polarisation spontanée et composée de molécules porteuse de dipôles permanents. Son attention s'est portée sur la phase smectique C dont les éléments de symétrie sont ceux du groupe C_{2h} c'est à dire un reflet dans un plan π passant par la normale aux couches, une rotation par rapport à un axe C_2 perpendiculaire au plan π et une inversion composée des deux opérations précédentes. Meyer et al. ont eu l'idée de fabriquer une mésophase SmC composée de molécules chirales qui permettent de supprimer la symétrie miroir, et dont les molécules sont porteuses d'un dipôle permanent. Ses collaborateurs réussissent pour la première fois à synthétiser un tel composé en 1975, ce composé est connu sous le nom de DOBAMBC [11]. Ce mésogène présente un carbone asymétrique qui le rend chiral et un groupe $C = O$ qui assure la présence d'un dipôle permanent transverse.

Dans cette nouvelle phase smectique (notée SmC^*), il existe donc une polarisation spontanée \vec{P} parallèle à l'axe C_2 . La présence de la chiralité fait que les molécules précèdent d'une couche à l'autre en décrivant une hélice (cf. figure 1.6). La polarisation de la phase SmC^* n'existe donc qu'au niveau microscopique et il est nécessaire de supprimer cette hélice pour révéler cette polarisation au niveau macroscopique; la phase SmC^* est donc héliélectrique et non ferroélectrique. Une rotation du vecteur polarisation spontanée d'un angle égale à 2π autour de l'axe hélicoïdal Oz correspond au pas hélicoïdal de la structure. L'angle azimuthal qui permet de décrire les rotations autour de l'axe Oz du vecteur polarisation spontanée s'exprime en fonction de la coordonnée z et du pas hélicoïdal p :

$$\varphi = 2\pi \frac{z}{p} \quad (1.3)$$

1.3.3 Les mésophases anti-ferroélectriques

Certaines phases smectiques peuvent présenter un ordre antiferroélectrique [12]. Ces phases sont des sous-phases de la phase SmC^* , elles sont notées SmC_A^* . Dans ces mésophases, les molécules basculent d'une couche à l'autre autour du cône smectique et les azimuts des directeurs de deux couches consécutives sont décalés de π [12-15]. On obtient donc deux hélices décalées de π l'une par rapport à l'autre (cf. figure 1.7).

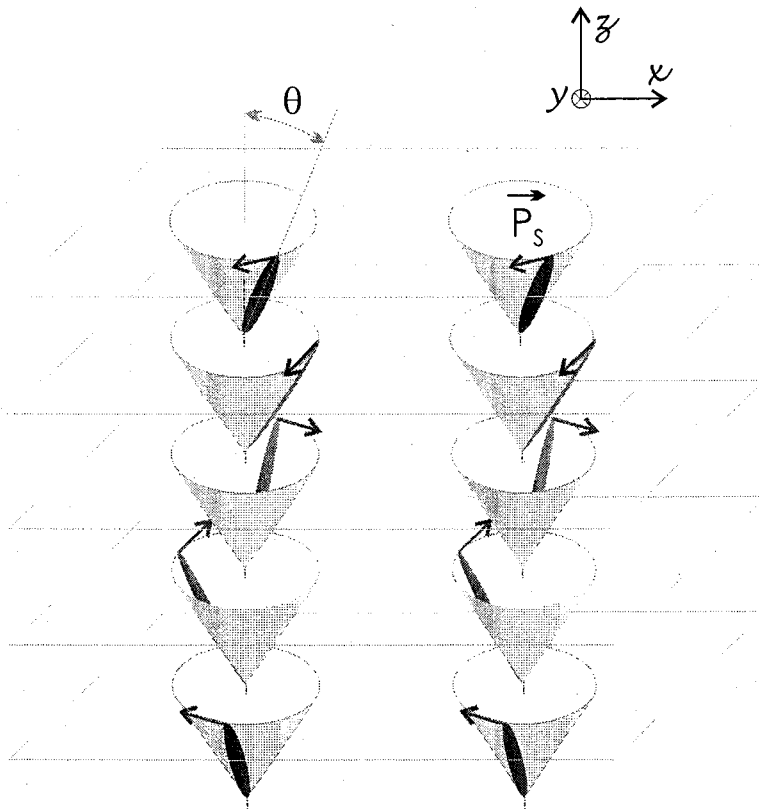


FIG. 1.6 – Dans la phase smectique C composée de molécules chirales, les molécules sont astreintes à rester sur le cône smectique mais tournent autour d'un axe perpendiculaire aux plans des couches smectiques. Les conditions, particulières, de symétrie de la phase SmC^* font apparaître, localement c-à-d dans chaque couche smectique, une polarisation spontanée dans la direction perpendiculaire au plan d'inclinaison des molécules. Macroscopiquement cette polarisation est nulle, la mésophase SmC^* est donc héliélectrique.

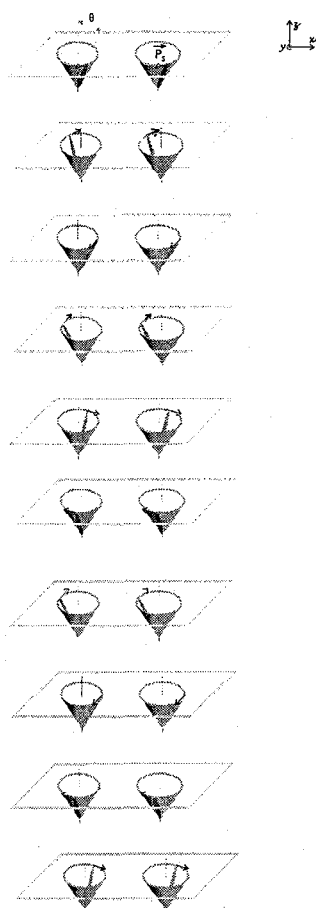


FIG. 1.7 – Dans les mésophases antiferroélectriques la polarisation spontanée n'évolue plus de façon continue d'une couche à l'autre. Dans la phase SmC_A^* on retrouve le même axe hélicoïdal que dans la phase SmC^* mais deux mouvements hélicoïdaux coexistent. Les deux hélices sont décalées entre elles d'une couche smectique et la polarisation spontanée bascule de 180° d'une couche à l'autre.

1.3.4 Les phases TGB (Twist Grain Boundary)

Outre les phases présentées précédemment, la transition $N^* \rightarrow SmC^*$ donne lieu à un polymorphisme très riche et de nombreuses autres mésophases ont été mises en évidence. Notamment les mésophases TGB_A et TGB_C qui présentent des torsions par joints de grain [16–18]. Dans ces mésophases, les couches smectiques ne s'étendent plus sur de grandes distances, elles sont limitées par des parois constituées de dislocations vis (*cf.* figure 1.8). Ces dernières assurent la continuité des torsions des blocs TGB, les couches smectiques tournent alors d'un angle donné entre deux dislocations vis [16].

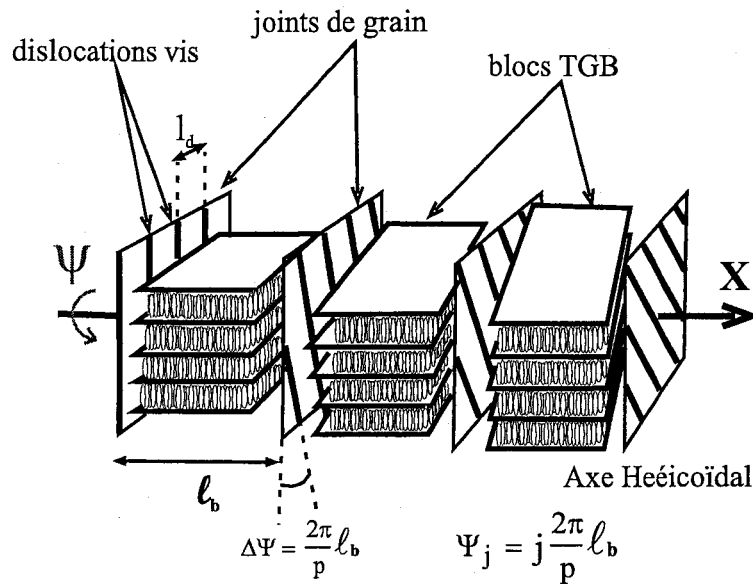


FIG. 1.8 – Structure de la phase TGBA. Dans les phases TGB, les couches smectiques ne s'étendent plus sur de grandes distances, elles sont limitées par des parois constituées de dislocations vis. l est la largeur d'un bloc et p le pas hélicoïdal.

1.4 Le confinement des cristaux liquides en cellules minces

1.4.1 Cellule de cristal liquide - Présentation

Une cellule de cristal liquide (cf. figure 1.9) est composée de deux plaques (ou lames) de verre séparées l'une de l'autre d'une distance d (appelée épaisseur de cellule). Les deux plaques de verre sont généralement séparées l'une à l'autre à l'aide d'espaceurs puis collées. La cellule est généralement remplie de cristal liquide par capillarité (en phase isotrope). Les deux lames de verre sont souvent recouvertes d'une part de couches minces (quelques centaines d'angström) conductrices d'Oxyde d'Indium et d'Étain (Indium Tin Oxyde ou ITO) permettant l'application d'une tension électrique à la cellule et d'autre part, de surfactant permettant d'orienter les molécules du cristal liquide. On distingue généralement deux types d'orientation des cristaux liquides : il s'agit de l'orientation planaire (les molécules du cristal liquide sont alignées parallèlement aux plaques de verre) et de l'orientation homéotrope (les molécules du cristal liquide sont alignées perpendiculairement aux plaques de verre).

Dans le cas de l'orientation planaire, le surfactant est un polymère³ (cf. figure 1.10) qui permet d'orienter les molécules du cristal liquide à l'interface cristal liquide / polymère parallèlement à la surface si la couche de polymère est brossée unidirectionnellement à l'aide d'un

³les polymères utilisés sont généralement du P.V.A (Polyvinyle Alcool) ou du PI (Polyimide), selon les auteurs l'épaisseur de la couche varie d'une dizaine de nanomètres à une centaine de nanomètres.

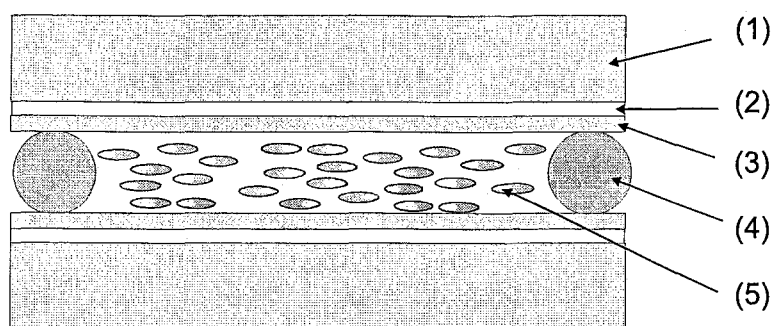


FIG. 1.9 – Cellule de cristal liquide. (1) Lames de verre transparentes, (2) Electrode transparente, (3) Couche d'alignement, (4) espaceur pour fixer l'épaisseur de la cellule, (5) cristal liquide introduit généralement par capillarité en phase haute température.

feutre. Lors de ce brossage, les conditions de température et de pression font transiter la surface du polymère en phase liquide et les molécules en surface s'orientent parallèlement à la direction de frottement [20, 21]. C'est cette anisotropie d'orientation des molécules de surface qui permet d'aligner les molécules du cristal liquide. En effet, lorsque la température est diminuée très lentement près d'une transition de phases, les premières couches de molécules à transiter, vers la phase basse température, sont les molécules présentes près des surfaces (les variations de température du four se font d'abord ressentir sur les surfaces de la cellule). La nouvelle phase cristalline liquide se forme ainsi par croissance en épitaxie et les caractéristiques d'anisotropie de la surface du polymère se répercutent sur l'orientation des molécules du cristal liquide [21, 22]. C'est la raison pour laquelle la couche de polymère est généralement appelée "couche d'alignement".

Dans le cas de l'orientation homéotrope, les deux surfaces sont traitées à l'aide d'un produit chimique qui permet d'orienter les molécules de cristal liquide perpendiculairement aux surfaces. L'une des techniques les plus utilisées consiste tout d'abord à traiter les surfaces avec SiO_2 à température élevée, la surface présente alors des groupes siloxanes (*cf.* figure 1.11 figure de gauche). Ensuite les groupes siloxane sont ouverts grâce à un traitement aux hydroxydes alcalins qui donnent des groupes silicate (*cf.* figure 1.11 figure de droite). Sur une telle surface les extrémités des molécules du cristal liquide qui possèdent des groupes polaires s'orientent perpendiculairement à la surface, le couplage étant due aux liaisons hydrogène. Ainsi, lorsque que les deux surfaces d'une cellule sont traitées de cette façon le directeur des molécules s'aligne partout perpendiculairement aux surfaces (*cf.* figure 1.12). Une autre technique, beaucoup plus simple et souvent utilisée au laboratoire, consiste à imbiber la surface à traiter avec une solution

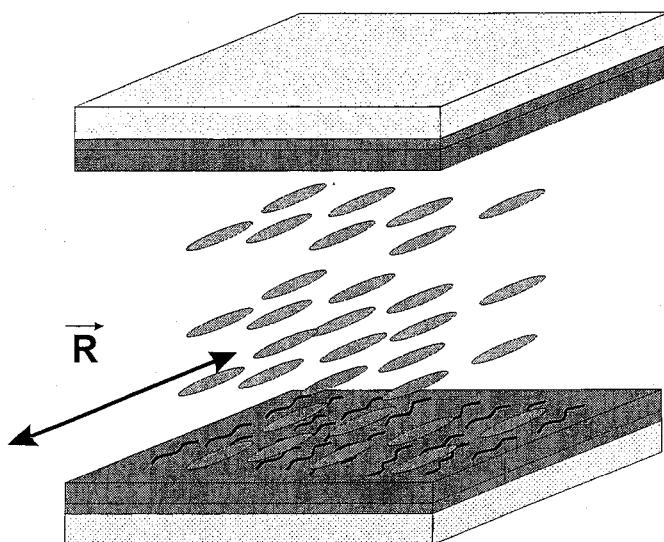


FIG. 1.10 – Description d'une cellule de cristal liquide en configuration planaire. Dans ce type de cellule, les surfaces sont recouvertes d'une couche de polymère (PVA ou Polyimide); cette couche est brossée de façon à rendre anisotrope les caractéristiques de sa surface. De cette façon le directeur des molécules de cristal liquide s'aligne avec la direction de frottement et les molécules sont en moyenne toutes orientées dans la même direction partout dans la cellule.

contenant une faible quantité de HTAB diluée dans de l'alcool.



FIG. 1.11 – Traitement pour réaliser l'orientation homéotrope. La surface est tout d'abord traitée au SiO_2 à température élevée, des groupes siloxane sont alors présent sur cette surface (figure de gauche). Ces groupes siloxane sont ensuite ouverts grâce à un traitement aux hydroxides alcalins qui donnent des groupes silicate (figure de droite). Les groupes hydroxydes permettent par le biais d'interaction de type polaire d'ancrer les extrémités des molécules du cristal liquide sur les surfaces

Lorsque l'une des deux surfaces de la cellule est traitée pour réaliser l'orientation planaire et la seconde surface est traitée pour réaliser l'orientation homéotrope, on parle d'alignement hybride (cf. figure 1.13). Ce type d'alignement est utilisé dans certains afficheurs. Lorsqu'une telle cellule est remplie d'un cristal liquide en phase nématique, par exemple, les molécules effectuent une rotation continue de 90° d'une surface à l'autre.

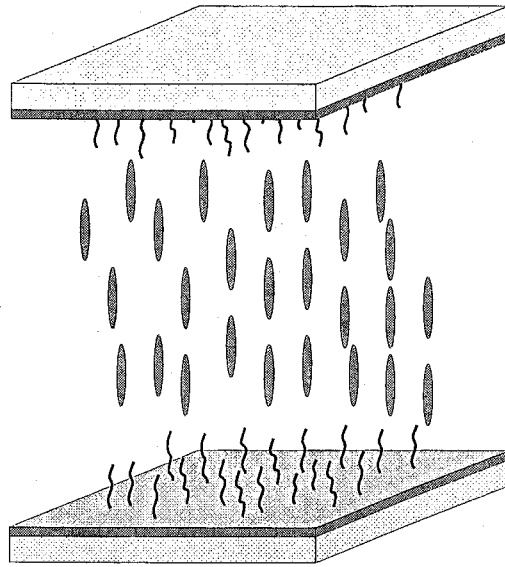


FIG. 1.12 – Dans les cellules en configuration homéotrope chaque surface est traitée de manière à orienter le directeur des molécules perpendiculairement aux surfaces (*cf.* figure 1.11). Dans ce cas le directeur des molécules n'évolue en moyenne pas d'une surface à l'autre.

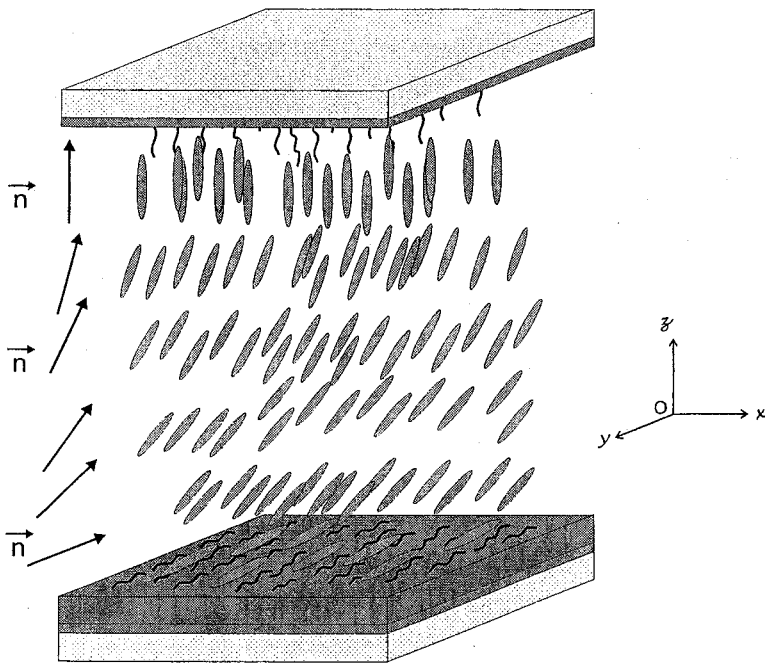


FIG. 1.13 – Cellule de cristal liquide en configuration hybride. Dans cette configuration, si la première surface est traitée de manière à réaliser l'orientation homéotrope alors la seconde surface est traitée de façon à réaliser l'orientation planaire. Le directeur effectue alors une rotation continue de 90° d'une surface à l'autre.

1.4.2 Effets des surfaces

Il est bien connu que dans une cellule de cristaux liquides, plusieurs états d'orientations sont possibles (états uniformes ou torsadés). Quatre états d'orientations en configuration torsadée ont été rapportés dans la littérature pour les cristaux liquides SmC^* [23]². Les deux premiers états correspondent au cas où les vecteurs polarisation spontanée pointent, en surface, vers l'intérieur de la cellule et les deux autres états au cas où ces vecteurs pointent vers l'extérieur de la cellule (*cf.* figure 1.14). Contrairement au cas des dispositifs à cristaux liquides nématiques où l'orientation est uniquement contrôlée par le brossage des surfaces (surfaces apolaires), la ferroélectricité peut rendre les caractéristiques polaires des surfaces prépondérantes [26]. L'énergie libre d'interaction surfacique entre le cristal liquide et les couches d'alignement est alors la somme des deux contributions et s'écrit de la manière suivante [18, 28] :

$$f_{S_{o,d}} = +\gamma_p (\vec{P}_s \cdot \vec{S}_{o,d}) + \gamma_{np} (\vec{P}_s \cdot \vec{S}_{o,d})^2, \quad (1.4)$$

où $\vec{S}_{0,d}$ sont les normales, dirigées vers l'intérieur des surfaces. Les états stables des deux surfaces s'obtiennent par les relations suivantes :

$$\left(A \frac{d\phi}{dz} = \frac{\partial f_{S1}}{\partial \phi} \right)_{z=0} \quad (1.5)$$

$$\left(A \frac{d\phi}{dz} = -\frac{\partial f_{S2}}{\partial \phi} \right)_{z=d} \quad (1.6)$$

où $A = K \sin^2 \theta$, dans l'approximation à une constante élastique.

Les équations précédentes conduisent à :

$$A \left(\frac{d\phi}{dz} \right)_{0,d} = \mp \gamma_{np} \sin 2\phi_{0,d} - \gamma_p \sin \phi_{0,d}, \quad (1.7)$$

La figure 1.15 montre que lorsque les surfaces sont purement apolaires (courbes avec le symbole \blacklozenge), une cellule peut avoir l'ensemble des états décrits dans la figure 1.14. En effet, une surface apolaire interagira avec le directeur des molécules de manière à le maintenir aligné sur les surfaces, il n'y aura aucune interaction avec la polarisation spontanée. La polarisation spontanée peut alors pointer indifféremment vers l'intérieur ou l'extérieur de la cellule et donner ainsi naissance aux différents états de la figure 1.15.

²il existe deux chemins possibles pour aller d'une extrémité à l'autre d'un cône

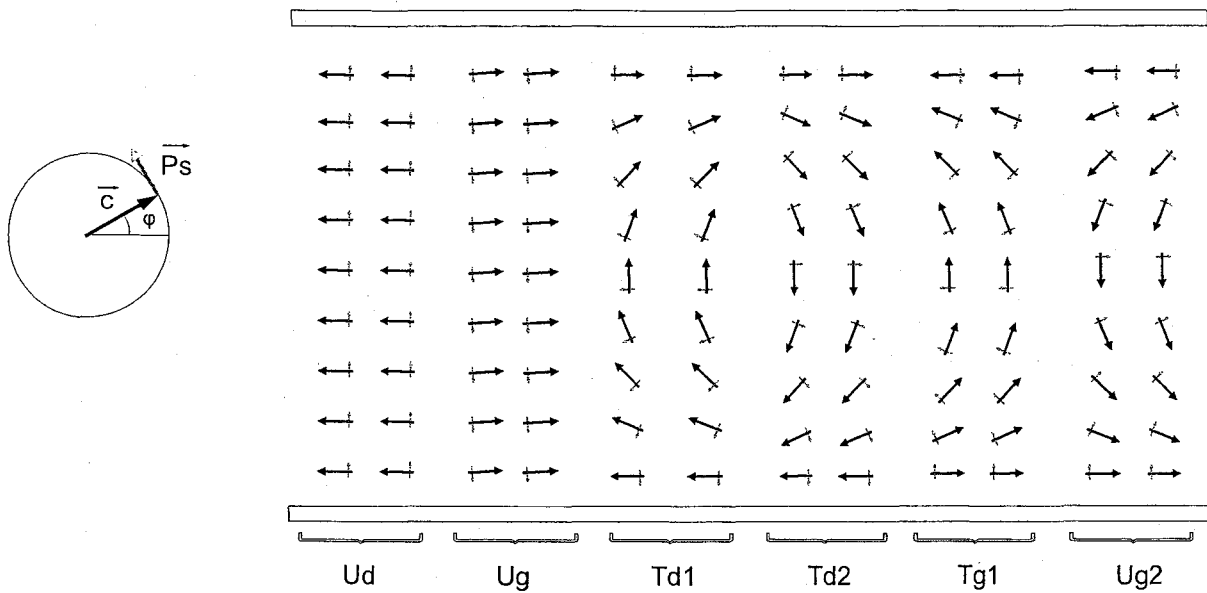


FIG. 1.14 – Les différents états d'orientations possibles dans une cellule de SmC^* . Uniformes droit et gauche et torsadés (Le sens de rotation de la projection du directeur de la surface supérieure vers la surface inférieure se fait dans le sens trigonométrique ou dans le sens opposé).

Lorsque les surfaces sont purement polaires (courbes avec le symbole \blacksquare), elles ont tendance à faire pointer la polarisation spontanée vers l'intérieur ou l'extérieur de la cellule. Dans ce cas, lorsque les deux surfaces sont identiques, les états torsadés sont privilégiés. Si la surface est purement polaire la configuration uniforme est interdite et la cellule adoptera un des quatre états torsadés décrit dans la figure 1.14. Le cas intermédiaire (courbes avec le symbole \bullet) qui correspond au cas expérimental, montre lui que lorsque les deux termes sont équivalents il y a une possibilité de transition d'un état torsadé vers un état uniforme.

De façon à sélectionner une seule configuration pour l'ensemble du dispositif, un traitement sous champ électrique est appliqué lors de la transition de la phase haute température vers la phase smectique C^* . Ce traitement consiste généralement à appliquer un champ électrique alternatif d'une certaine fréquence et d'amplitude suffisante, additionné d'une faible tension continue permettant de sélectionner un des deux états possibles avec une seule direction pour les couches smectiques.

1.4.3 Le dispositif nématique torsadé (TN)

La plupart des écrans à cristaux liquides produits de nos jours utilisent le dispositif à Nématique torsadé plus connu sous le nom de "Twisted Nematic" (TN). Dans ce dispositif, l'épaisseur de la cellule varie généralement entre 4 et $8\mu m$ (c-à-d $0.35\mu m \lesssim \Delta n \cdot d \lesssim 0.7\mu m$); les deux

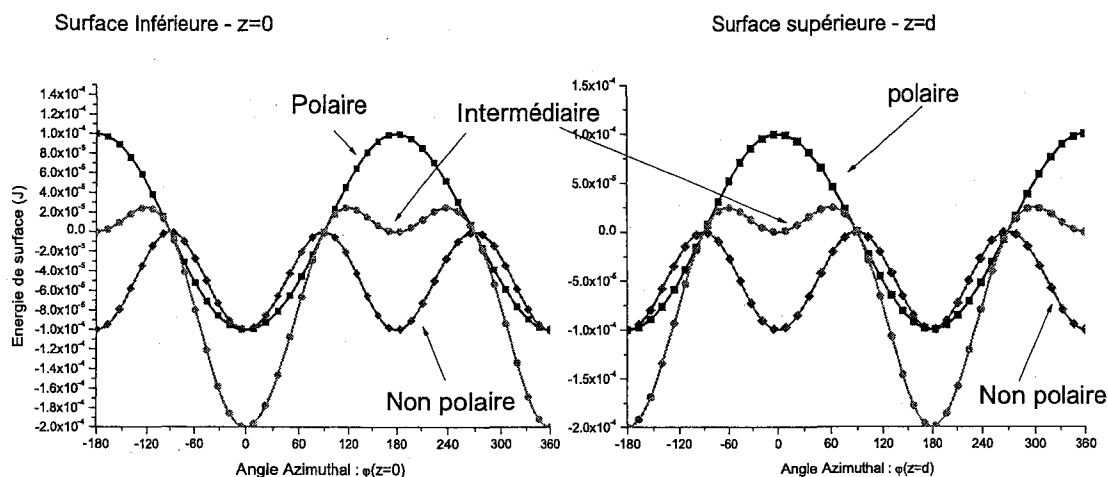


FIG. 1.15 – État d'énergie des deux surfaces. Les courbes avec le symbole ■ correspondent au cas où les surfaces sont purement polaires, les courbes avec le symbole ◆ correspondent au cas où les surfaces sont purement apolaires.

surfaces sont traitées pour réaliser l'orientation planaire dans deux directions perpendiculaires l'une par rapport à l'autre. Dans l'état inactivé (c-à-d lorsqu'aucun champ n'est appliqué), l'axe optique (le directeur) subit une rotation (torsion) de 90° entre les deux substrats (cf. figure 1.16). Une feuille polarisante est collée de chaque côté du dispositif. L'axe de transmission de chaque polariseur est parallèle la direction de frottement de chacun des deux substrats. La lumière polarisée linéairement provenant du premier polariseur se propage à travers la première couche d'alignement et voit son plan de polarisation tourner avec la direction de l'axe optique du cristal liquide. De cette manière, la polarisation de la lumière à la sortie de la seconde surface est parallèle à l'axe de transmission du second polariseur (c-à-d de l'analyseur) et l'intensité transmise est maximale.

L'application d'une tension électrique (champ électrique) aux bornes du dispositif entraîne une polarisation des molécules du cristal liquide. Le couplage entre cette polarisation et le champ électrique permet donc la réorientation des molécules du cristal liquide :

$$\Gamma^{Elec} = \epsilon_0 \Delta\epsilon \left(\vec{n} \times \vec{E} \right) \left(\vec{n} \cdot \vec{E} \right) \quad (1.8)$$

où $\Delta\epsilon = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$ est l'anisotropie diélectrique du cristal liquide nématique. C'est cette anisotropie diélectrique qui assure le couplage entre le champ électrique et le directeur et qui permet l'alignement des dipôles dans la cellule. L'anisotropie diélectrique est donc à l'origine du

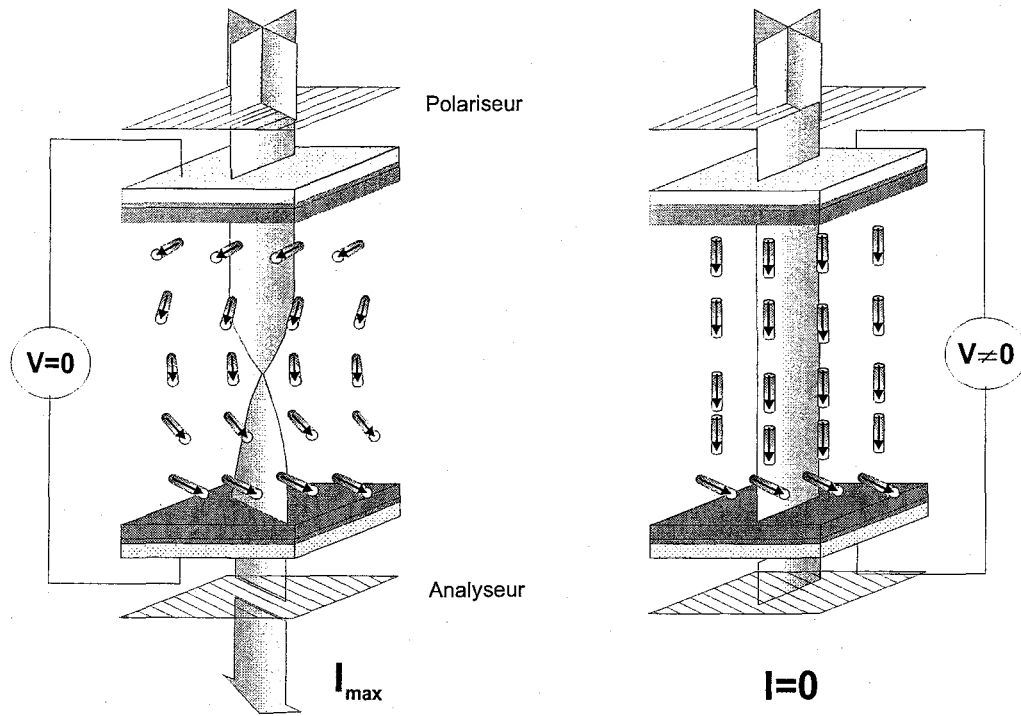


FIG. 1.16 – Description du dispositif à cristaux liquides Nématiques en configuration torsadé (Twisted Nematic ou TN). Dans ce type de dispositif, les deux couches d'alignement sont brossées perpendiculairement l'une par rapport à l'autre de manière à réaliser une structure torsadée. Entre polariseur et analyseur croisés la lumière est transmise (état allumé) si aucune tension n'est appliquée. Lorsqu'une tension est appliquée, les molécules se réorientent de manière quasi-homogène et la lumière n'est plus transmise (état éteint).

basculement des molécules. Les molécules du cristal liquide s'alignent parallèlement au champ électrique si l'anisotropie diélectrique est positive ($\Delta\epsilon > 0$) et perpendiculairement au champ électrique si l'anisotropie diélectrique est négative ($\Delta\epsilon < 0$). A l'exception d'une zone très fine proche des surfaces, les molécules du cristal liquide s'alignent sous l'effet d'un champ électrique appliqué (suffisant) dans la même direction dans la cellule. La direction de l'axe optique est donc en moyenne constante au sein de la cellule, qui se comporte comme un milieu homogène. La direction de polarisation de la lumière est pratiquement la même à l'entrée et la sortie du dispositif; l'intensité lumineuse transmise par le second polariseur (l'analyseur) croisé avec le premier est donc nulle.

1.4.4 Le dispositif SSFLC

La présence d'une polarisation permanente à l'échelle moléculaire poussa Meyer et ses collaborateurs à appeler la phase smectique C formée de molécules chirales une phase ferroélectrique (FLC) [11]. Toutefois, le terme ferroélectrique est normalement utilisé pour les

états de la matière présentant une polarisation macroscopique, la polarisation macroscopique de la phase SmC^* est elle annulée par la structure hélicoïdale, cette phase est donc plutôt une phase héliélectrique.

Quelques années après la découverte de la phases SmC^* , Clark et Lagerwall inventèrent un dispositif capable de révéler au niveau macroscopique la polarisation microscopique et donc de rendre le matériau ferroélectrique. Ce dispositif dit "SSFLC" (Surface-Stabilized-Ferroelectric-Liquid-Crystal) [29] permet par le biais de fortes actions des surfaces de supprimer l'hélice naturelle de la phase SmC^* et donc d'aligner les molécules dans une même direction donnée. En effet, dans une cellule en configuration planaire, lorsque le pas de l'hélice de la phase SmC^* est grand devant l'épaisseur de la cellule, l'hélice se déroule, les molécules sont toutes alignées suivant des directions imposées par les frottements des surfaces et la distribution du vecteur polarisation spontanée \vec{P}_s au sein de la cellule est homogène⁴, les surfaces stabilisent le cristal liquide dans un état ferroélectrique. Naturellement, dans une cellule SSFLC les couches smectiques se positionnent perpendiculairement aux surfaces de la cellule et forment ainsi une structure en forme d'étagère de livres, ce type de configuration est donc appelé une géométrie de type "Bookshelf".

1.4.4.1 Propriétés générales du dispositif SSFLC

Les applications potentielles de ce dispositif [24] sont à l'origine du formidable essor des cristaux liquides ferroélectriques. Le dispositif SSFLC est un très bon exemple de l'influence de l'ancrage sur les propriétés volumiques des cristaux liquides [25]. Ce dispositif est bistable, les parois permettent aux molécules de surface de s'orienter selon deux directions par rapport à la normale aux couches smectiques ($+\theta$ ou $-\theta$). Il est alors possible par le biais d'un champ électrique de basculer d'un état à l'autre [30]. L'application d'un champ électrique provoque le retournement de dipôles sur le cône smectique, si l'ancrage des molécules est faible alors les molécules passent d'un état stable à l'autre (*cf.* figure 1.17). Ainsi lorsque la cellule est placée entre un polariseur et un analyseur croisés, il suffit d'aligner l'un des deux états possibles selon l'axe de transmission du polariseur pour obtenir un état sombre. L'application du champ électrique fait basculer les molécules d'un angle égal à 2θ et donnera l'état brillant. On utilise préférentiellement des matériaux à angles d'inclinaison θ proche 22.5° pour que le second état

⁴la distribution de l'angle azimuthal est constante dans toute la cellule

se trouve approximativement à 45° du polariseur (l'intensité transmise est alors maximale) [31].

Cette bistabilité a suscité de grands intérêts au niveau industriel; la réorientation des molécules par le biais d'un champ électrique permet en effet de réaliser des commutateurs électro-optiques. Comparé aux afficheurs à base de cristaux liquides nématiques, le principal intérêt du dispositif SSFLC est de présenter des temps de réponses très courts. La dynamique de basculement des dipôles ferroélectriques peut être décrite par l'équation dite équation des couples [10, 33] :

$$\gamma \frac{d\phi}{dt} = -P_s E(t) \sin \phi(t) \quad (1.9)$$

dont les solutions sont de la forme :

$$\phi(t) = 2 \arctan\left(\tan \frac{\phi_0}{2} e^{-t/\tau}\right) \quad (1.10)$$

ϕ_0 étant l'angle formé par les vecteurs \vec{E} et \vec{P}_s à $t = 0$. τ étant le temps caractéristique de la réponse électrique de la cellule SSFLC :

$$\tau = \frac{\gamma \phi}{P_s E}$$

Cette relation montre que τ est proportionnel à l'inverse du champ électrique et de la polarisation spontanée⁵.

L'utilité des cellules SSFLC n'est pas uniquement industriel, elles permettent aussi de mesurer les paramètres physiques de la phase SmC^* , tels que la polarisation spontanée, la viscosité rotationnelle ou encore la concentration en impuretés ioniques [4, 10, 12, 13, 36, 37].

1.4.4.2 Caractéristiques électro-optiques du dispositif SSFLC

Dans le cas des dispositifs utilisant les cristaux liquides ferroélectriques en configuration SSFLC, l'axe optique du matériaux est réorienté électriquement par rapport aux polariseurs de manière à produire une modulation optique de l'intensité lumineuse. La cellule est placée entre analyseur et polariseur croisés. Le champ électrique aligne l'axe optique soit parallèlement

⁵le temps de réponse des cellule ferroélectriques SSFLC est de l'ordre de quelques dizaines de microsecondes alors que celui des nématiques est de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes.

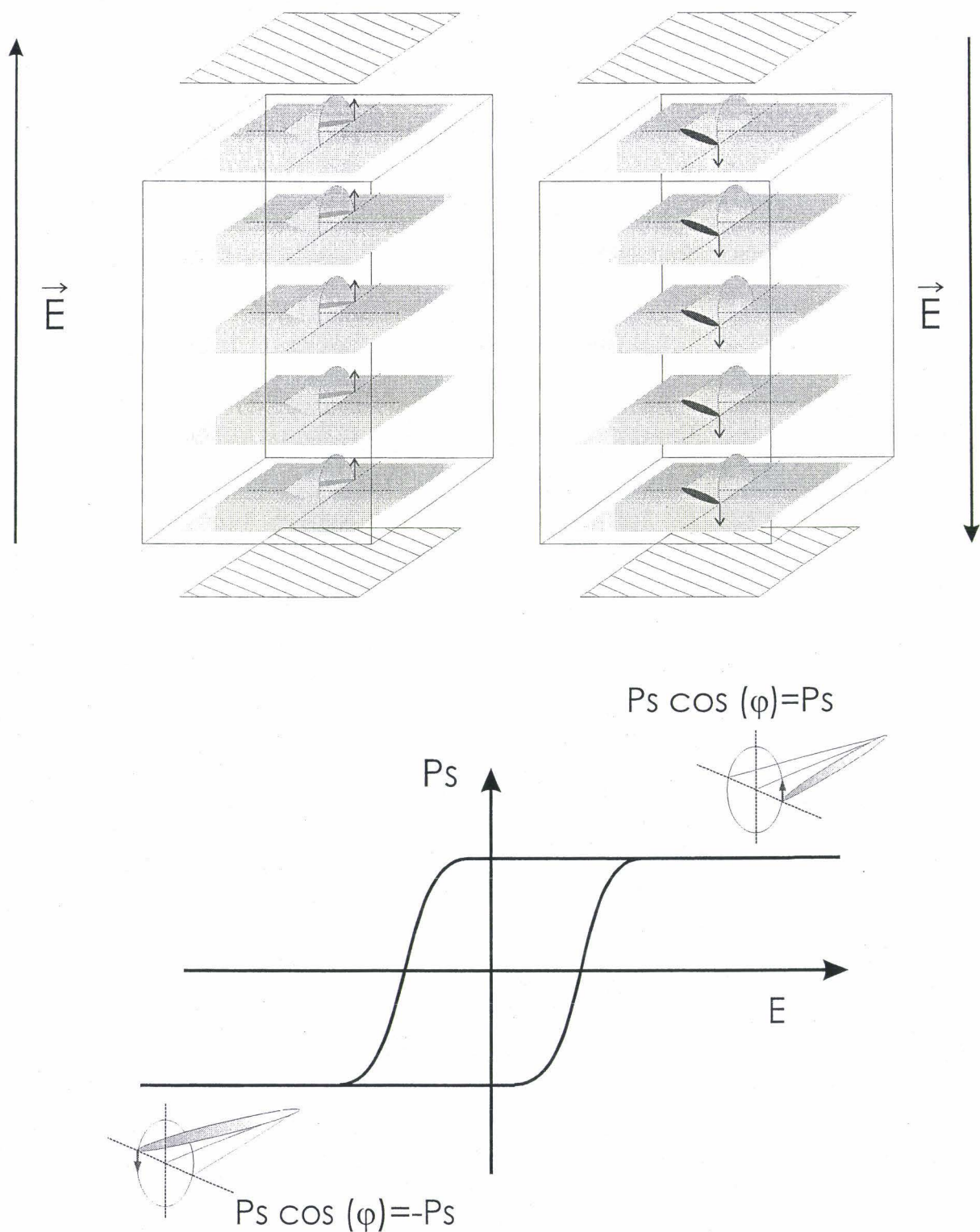


FIG. 1.17 – Principe de fonctionnement du dispositif SSFLC. Dans ce type de dispositif l'épaisseur de la cellule est bien inférieure au pas hélicoïdal de la phase SmC^* de façon à dérouler complètement l'hélice. Deux états stables avec un vecteur polarisation perpendiculaire aux surfaces existent. Le passage d'un état à l'autre se faisant en appliquant un champ électrique suffisant.

au polariseur (état éteint) soit en formant un angle avec ce dernier (état allumé). Dans ce cas l'intensité transmise dépend de l'angle formé par les directions du polariseur et de l'axe optique. L'état éteint est alors obtenu lorsque les lignes neutres du matériaux sont parallèles au polariseur. Lorsqu'un champ électrique est appliquée, les lignes neutres se réorientent et l'état du système est allumé. L'intensité transmise dépend de la biréfringence Δn , de la longueur d'onde λ de la lumière utilisée et de l'épaisseur d du dispositif [40], soit :

$$I = I_0 \cdot \sin^2(2\alpha) \cdot \sin^2\left(\frac{\pi \Delta n d}{\lambda}\right), \quad (1.11)$$

α étant l'angle entre les directions du polariseur et des lignes neutres. Le dispositif n'est optimal que dans un domaine restreint de longueur d'onde satisfaisant à la relation $\lambda \simeq 2\Delta n d$.

L'un des avantages principaux des dispositifs SSFLC repose sur les temps de réponse extrêmement courts comparés à ceux des dispositifs utilisant des matériaux non-ferroélectriques. De plus, contrairement aux autres dispositifs, un retournement du champ électrique appliqué commute l'axe optique symétriquement entre deux états équivalents "allumés" et "éteints". Ceci rend possible la commutation du dispositif grâce à des pulses. Après l'application d'un premier pulse, l'axe optique se réoriente et reste dans sa position tant qu'un autre pulse ne lui a pas été appliqué³. Il est donc possible de conserver un pixel dans son état sans consommation d'énergie.

Malheureusement la qualité de ce dispositif est souvent dégradée par la formation d'une structure en zigzag appelée "chevron". Le phénomène de chevron a été abondamment étudié tant de point de vue expérimentale que théorique [16, 41–45]. Le chevron résulte d'une diminution de l'épaisseur des couches smectiques lors de la transition $SmA - SmC^*$ (passage d'une phase droite à une phase inclinée) avec un ancrage aux interfaces qui ne change pas (*cf.* figure 1.18); il peut aussi survenir spontanément lors d'un choc. De ce fait, il est très difficile de réaliser de larges surfaces avec un alignement homogène. De plus si les ancrages des molécules sont trop forts, la cassure de l'ancrage se réalise par déplacement de défauts sur les deux parois

³Contrairement aux dispositifs à cristaux liquides nématiques où le passage état allumé-état éteint est dû au couple diélectrique et où le retour à l'état allumé se fait par un processus de relaxation dû au couple élastique exercé par les surfaces sur les molécules. Dans ce cas les temps de réponses sont premièrement, beaucoup plus long que dans le cas du dispositif SSFLC et deuxièmement, les temps associés aux deux mécanismes de commutation sont très différents (d'origines différentes).

et multiplie le temps de commutation par 10 ou 100 [?].

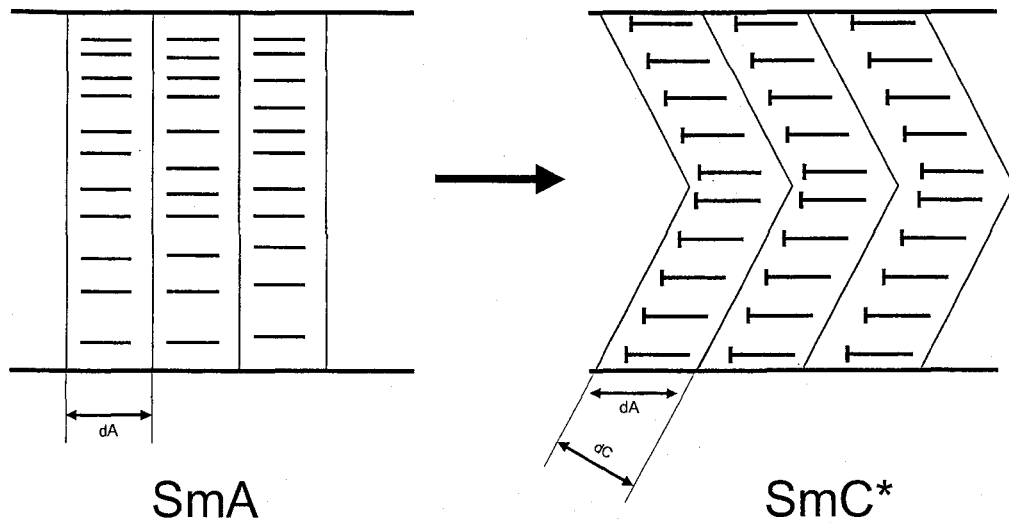


FIG. 1.18 – L'inclinaison des couches à la transition $SmA - SmC^*$ compense la diminution de l'épaisseur de couche due à l'inclinaison du directeur. Les molécules sont schématisées par des clous, la tête indique l'endroit où le plan du papier est percé [46]

L'autre inconvénient majeur du dispositif SSFLC est qu'il ne présente pas de manière inhérente de niveau de gris contrairement aux dispositifs à cristaux liquides nématiques. En effet, dans ces derniers, le passage de l'état éteint à l'état allumé se fait de manière progressive en fonction du champ électrique appliqué. Ces dispositifs permettent donc de sélectionner une intensité lumineuse directement grâce au champ appliqué. La nature bistable du dispositif SSFLC ne permet donc pas de réaliser des niveaux de gris ni l'affichage couleur ; seuls deux états peuvent donc être atteints.

Néanmoins, le passage d'un état à l'autre ne se fait pas de manière homogène dans une cellule. Les couches d'alignement sont imparfaites et les forces de surfaces responsables de l'alignement des molécules varient d'un point à l'autre. Ceci se traduit par l'apparition de microdomaines lorsqu'on observe les textures au microscope polarisant ; l'intensité lumineuse moyenne transmise par la cellule (pixel) varie de manière continue. A partir de ce constat l'idée fut d'essayer de contrôler le nombre de domaines par l'intensité du champ électrique appliqué. Malgré la faisabilité expérimentale de ce processus (aussi appelé *spatial dithering*) [47-49], la mauvaise reproductibilité de ce processus n'a pas permis de réaliser industriellement des afficheurs.

Une autre solution fut d'essayer de contrôler activement le pixel. Dans ce cas un transistor contrôle la charge délivrée par le pixel (due au retournement des dipôles). A un certain

pourcentage de surface commutée correspond donc une certaine réduction du potentiel et donc une certaine charge. Grâce au contrôle de la charge délivrée, la reproductibilité est fortement augmentée [50].

Une autre façon de réaliser une échelle de niveau de gris est de diviser chaque pixel en sous parties (individuellement contrôlées), ce qui permet d'obtenir plusieurs niveaux d'intensité lumineuse pour chaque pixel [51]. Le problème de cette technique (aussi appelée "sub-pixelisation") est que d'une part, elle diminue de manière drastique la résolution des écrans et d'autre part, elle nécessite un alourdissement de l'appareillage électronique permettant d'alimenter chaque pixel.

Une autre méthode qui permet de réaliser une échelle de niveaux de gris consiste à commuter plusieurs fois le même pixel (*temporal dithering*). Lorsque le temps de commutation est inférieur au temps de persistance rétinienne, l'oeil humain fait une moyenne de l'intensité lumineuse et percevra des niveaux de gris [52]. L'avantage de cette technique est qu'elle ne nécessite pas d'appareillage électronique supplémentaire, par contre le dispositif consomme plus d'énergie. En 1991, Patel propose un dispositif à cristaux liquides ferroélectriques qui permet de réaliser des niveaux de gris. Ce dispositif est basé sur le modèle du nématique torsadé utilisant le guidage de l'onde lumineuse pour moduler l'intensité transmise et qui a l'avantage d'être quasiment insensible à la longueur d'onde utilisée. L'idée de Patel était donc de concevoir un dispositif à cristaux liquides smectiques ferroélectriques torsadés tout en préservant cette qualité et en profitant de la rapidité de commutation des cristaux liquides ferroélectriques. Ce dispositif permet d'obtenir une variation continue de la transmission lumineuse en fonction de la tension appliquée, c'est donc un modulateur électro-optique à niveau de gris. Ce dispositif sera étudié dans le chapitre suivant.

Bibliographie

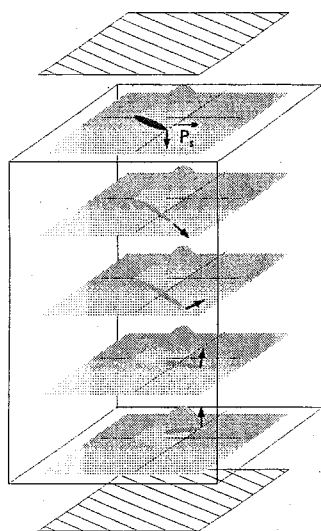
- [1] P. Oswald, P. Pieranski : LES CRISTAUX LIQUIDES. Concept et propriétés physiques illustrés par des expériences. Tome 1. Gordon and Breach Science Publishers.
- [2] P.G. De Gennes and J. Prost, The physics of Liquid Crystals., Ed. Oxford Science Publications, Second Edition, 1998.
- [3] K. R. Purdy, Z. Dogic, S. Fraden, A. Rühm, L. Lurio and S. G. J. Mochrie, Phys. Rev. E 2003, **67**, 031708
- [4] P. Davidson, D. Petermann and A. M. Levelut, J. Phys. II France 1995 ; **5** 113-131
- [5] S. T. Lagerwall, Ferroelectric and antiferroelectric liquid crystals, Ed. Wiley-VCH, first edition, 1999
- [6] Urban Stanisaw, Przedmojski Jan and Czub Joanna Liq. Cryst., **32(N°5)**, 619-624, (2005)
- [7] G. Friedel, Ann. Phys. 1922 ; **9** 273.
- [8] Hl. De Vries, Acta Cryst. 1951 ; **4** : 219
- [9] N. Isaert. These. 1980 ; Contribution à l'étude de quelques propriétés optiques de mésophases
- [10] R. B. Meyer. Phys. Rev. Lett. 1969 ; **22** : 918
- [11] R.B. Meyer, L. Liebert, L. Strzelecki and P. Keller ; J.Phys.Lett.,**36**,3,pp.L69-71 (1975)
- [12] A.D.L. Chandani, E. Gorecka, Y. Ouchi, H. Takezoe, and A. Fukuda, Jpn. J. Appl. Phys, **28**, L1265-L1268 (1989)
- [13] G. Heppke, P. Kleinberg and D. Löttsch, Liquid Crystals, **14**, 67-71 (1993)

- [14] Y. Takanishi, H. Takezoe, M. Johno, T. Yui and A. Fukuda, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **32**, 4605-4610 (1993)
- [15] P.E. Cladis and H.R. Brand, *Liquid Crystals*, **14**, 1327 (1993)
- [16] S. R. Renn and T. C. Lubensky, *Phys. Rev. A* **38**, 2132 (1988).
- [17] J. W. Goodby, M.A. Waugh, S.M. Stein, E. Chin, R. Pindak and J.S. Patel, *Nature (London)* **337**, 449, (1989).
- [18] H. T. Nguyen, A. Bouchta, L. Navailles, P. Barois, N. Isaert, R. J. Twieg, A. Maaroufi and C. Destrade., *J. de Phys. II. France* **2**, 1889, (1992).
- [19] K.W. Lee, S.H. Paek, A. Lien, C. Durning and H. Fukuro. *Macromolécules*. 1196 ; Vol. 29, pp. 8894-8899
- [20] M.F. Toney, T.P. Russell, J.A. Logan, H. Kikuchi, J.M. Sands and S.K. Kumar. *Nature*; 1995, Vol. 374, pp. 709-711
- [21] N.A. J. M. van Aerle, M. Barmentlo and R.W.J. Hollering. *J. Appl. Phys.* Vol. 74 (5). pp. 3111-3120
- [22] A. Adamski, H. Pauwels, K. Neyts, *SID proceedings, IDRC 03*, 240 (2003)
- [23] M. Maeda, M. Miyamori and I. Suzuki, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **366**, 703 (2001)
- [24] N.A. Clark, S.T. Lagerwall, *Ferroelectrics*, **59**, 25 (1984)
- [25] N. Vaupotic and M. Copic, *Phys. Rev E*, **68**, 061705 (2003)
- [26] M. A. Handschy, N.A. Clark and S.T. Lagerwall, *Phys. Rev. Lett*, **51** 6, 471 (1983)
- [27] A. Adamski, H. Pauwels, K. Neyts, C. Desimpel, G. Stojmenovik, S. Vermael, *EURODISPLAY 2002*
- [28] T. Anabuki, T. Sakonjuh, M. Kimura and T. Akahane, *ferroelectrics*, **149**, 21 (1993)
- [29] N.A. Clark and S.T. Lagerwall; *Appl.Phys.Lett.*, **36**, 11, pp 899-901 (1980)
- [30] J. S. Patel, *APP. Phys. Lett.*, **47** 12, 1277 (1985)
- [31] S.T. Lagerwall and I. Dahl. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **114** 151 (1984)
- [32] C. Reynaerts and A. de Vos. *Ferroelectrics*. 1991 ; **113**, pp. 439-452.

- [33] D. Coleman, D. Mueller, N.A. Clark, J.E. MacLennan, R.F. Shao and S. Bardon, *Phys. Rev. Lett.*, **91** 17, 175505-1 (2003)
- [34] I. Dahl, S.T. Lagerwall, and K. Skarp. *Phys. Rev A*. **36**(9), 4380 (1987)
- [35] C. Escher, T. Geelhaar and E. Böhm. *Liquid Crystals.*, **3**(4), pp. 469-484 (1988)
- [36] B. Maximus, E. De Ley, A. De Meyere, H. J. Pauwels, *Ferroelectrics.*, **121**, 103-11 (1991)
- [37] K. Neyts, F. Beunis, *Ferroelectrics*, **344**, 255 - 266 (2006)
- [38] J.P. Marcerou, C. Leon and C. Destrade., *Ferroelectrics.*, **113**, 387-393 (1991)
- [39] Ph. Martinot-Lagarde. EURODISPLAY. NICE - Acropolis, 2002.
- [40] M. Ismaili, G. Joly, N. Isaert and A. Annakkar. *Liq. Cryst.*, **28** (2), 253-258 (2001)
- [41] N.A. Clark, T.P. Riecker, *Phys Rev. A*, **37**, 1053 (1988)
- [42] N.A. Clark, T.P. Riecker, J.E. MacLennan, *Ferroelectrics*, **85**, 79 (1988)
- [43] T.P. Riecker, N.A. Clark, G.S. Smith, D.S. Parmar, E.B. Sirota, C.R. Safinya, *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 2648 (1987)
- [44] J.E. MacLennan, M. A. Handschy, M. R. Meadows, *Liq. Cryst*, **7**, 753 (1990)
- [45] J.E. MacLennan, M. A. Handschy, N.A. Clark, *Liq. Cryst*, **7**, 787 (1990)
- [46] Y. Bouligand, M. Kléman, *J. Phys.*, **31**, 1041 (1971)
- [47] A. Yasuda, H. Takanashi, K. Nito, E. Natsui, *Jap. J. App. Phys.*, **36**, p.228. 1997
- [48] M. Kimura, H. Maeda, C. M. Gomes, M. Yoshida, B. Y. Zhang, H. Sekine and S. Kobayashi, *Proc SID*, **31**, 139 (1990)
- [49] S. J. Elston and E. A. Coleman, *Liq. Cryst*, **23** 6, 897-901 (1997)
- [50] W.J. Hartmann, *Proc. IDRC*, 1988, p.191.
- [51] C. Reynaert, J. Van-Canpenhout, and F. Cuypers, *Ferroelectrics*, **113**, 419 (1991)
- [52] J. Dijon, *Liquid crystals, application and uses*, edited by Bahadur, **1**, 305 (1991)

Chapitre 2

LE DISPOSITIF À SMECTIQUE C CHIRAL TORSADÉ



Sommaire

2.1	INTRODUCTION	38
2.2	Modèle théorique	42
2.2.1	Expression de l'énergie libre et équations d'Euler-Lagrange	42
2.2.2	Expression du champ électrique	46
2.3	Distribution de l'angle azimuthal dans la cellule	49
2.3.1	Résolution numérique	49
2.3.2	Effets de la polarisation spontanée et de l'élasticité du matériau	50
2.4	Transmission de la lumière par les cellules <i>TSC*</i>	59
2.4.1	Méthode des vibrations favorisées	59
2.4.2	Méthode numérique de calcul de l'intensité transmise	65
2.4.3	Effets de la polarisation spontanée et de l'épaisseur de cellule	66
2.4.4	Effet des couches d'alignement	71
2.5	Conclusion	73

2.1 INTRODUCTION

Il est bien connu depuis longtemps que les dispositifs à cristaux liquides nématiques torsadés (Twisted Nematics ou TN) permettent de réaliser des niveaux de gris. Ce type de dispositif consiste à produire un guide d'onde en utilisant les caractéristiques élastiques de la phase nématique. En effet, lorsque celle-ci est confinée dans une cellule mince planaire avec des directions d'ancrages des molécules aux surfaces perpendiculaires entre elles, une torsion du milieu est obtenue ; l'axe optique tourne d'un angle de 90° d'une surface à l'autre. De cette façon, lorsqu'une onde lumineuse monochromatique traverse un tel dispositif, placé entre polariseur et analyseur croisés et parallèles à l'axe optique à l'entrée et à la sortie du dispositif, la vibration lumineuse transmise subit une rotation de 90° . L'intensité transmise à travers l'analyseur est alors maximale. L'application d'une tension électrique (ou d'un champ électrique) variable détruit progressivement la torsion et l'intensité lumineuse diminue. A chaque valeur de la tension appliquée correspond une valeur de l'intensité transmise (niveau de gris). Concernant les cristaux liquides ferroélectriques (FLC), Fukuda et ses collaborateurs découvrirent en 1995 une mixture produisant un passage linéaire entre les deux états de polarisation opposés [1,2]. Contrairement au cas des SSFLC où seuls deux niveaux d'intensité sont accessibles (bistabilité) cette mixture a donc l'avantage de montrer une courbe de transmission en forme de "V". Rapidement, plusieurs dispositifs furent fabriqués [3]. L'avantage de ces dispositifs comparés au cas des nématiques était de présenter un angle de vue très large et une grande rapidité. Par la suite, de nombreuses équipes travaillèrent dans le but comprendre l'origine de cette forme en "V" [4,5]. Rudquist et al. ont montré que cette forme en "V" pouvait provenir d'une structure torsadée de la phase SmC^* stabilisée par les caractéristiques polaires des surfaces. L'idée de fabriquer une cellule à structure torsadée avec un matériau en phase SmC^* avait été initialement introduite par Patel en 1991 [6]. L'idée maîtresse de Patel était de concevoir un dispositif à smectique ferroélectrique torsadé afin de préserver la qualité de guidage des dispositifs à cristaux liquides nématiques torsadés tout en profitant de la rapidité (ou des faibles temps de réponse) caractéristiques des matériaux ferroélectriques¹. Les cellules étudiées sont formées de deux électrodes transparentes constituées par deux lames de verres ordinaires sur lesquelles a été déposé une couche très fine d'ITO (oxyde d'indium d'étain). Les deux électrodes sont traitées pour réaliser une orientation

¹Dans le cas des matériaux ferroélectriques, la réorientation des molécules due à l'application d'un champ électrique vient d'une interaction champ-dipôle, alors que dans le cas des nématiques l'interaction est de type quadrupolaire

planaire. Les directions d'orientations sont tournées de 90° l'une par rapport à l'autre.

Les modifications principales apportées par l'utilisation de ce type de cellules torsadées sont nombreuses. Tout d'abord, la phase SmC^* présente une hélice naturelle dont la direction de l'axe hélicoïdal ne coïncide pas avec les directions d'ancrage de la cellule (qui font 90° entre les deux surfaces). En effet, comme les directions de frottement des deux surfaces sont perpendiculaires entre elles, l'hélice caractéristique de la phase SmC^* se développe parallèlement aux surfaces où de nombreux défauts existent. Pour éviter la formation de ces défauts, il faut prévenir la formation de l'hélice dans le plan de la cellule; le cristal liquide utilisé dans ce type de cellules torsadées doit donc avoir un pas hélicoïdal naturel supérieur à l'épaisseur de la cellule.

D'autre part, lors des traitements nécessaires à l'alignement de la cellule, les couches smectiques peuvent se développer de plusieurs façons différentes. Selon la direction de frottement des lames, de nombreux défauts et domaines d'orientations peuvent être observés. Afin de remédier à ces problèmes, Patel a eu l'idée d'utiliser un matériau ayant un angle d'inclinaison proche de 45° . Dans ce cas, les couches smectiques font avec les directions de frottement un angle identique ($\simeq 45^\circ$). En résumé, les molécules du cristal liquide, d'angle d'inclinaison proche de 45° , sont orientées suivant deux directions différentes sur les deux électrodes et tournent de façon continue d'une surface à l'autre (voir figure 2.1). Le contrôle de l'intensité transmise, par ce dispositif, se fait par l'application d'une tension aux bornes des deux électrodes. Il en résulte une réorientation progressive des molécules du SmC^* dans la cellule. La cellule de cristal liquide ferroélectrique SmC^* en configuration torsadée est donc un bon candidat pour la réalisation de dispositifs électro-optiques à niveaux de gris [6, 7].

Les composés cristaux liquides qui présentent une phase SmC^* avec un angle d'inclinaison proche de 45° ont la particularité de présenter la transition de phase du premier ordre $SmC^* - N^*$ [8]. L'absence de la phase smectique A dans la séquence de phase permet d'éviter la formation de chevron [9–12]. De plus, l'angle d'inclinaison et la polarisation spontanée de ce genre de matériaux sont quasiment indépendants de la température, ce qui rend le dispositif stable sur l'ensemble du domaine d'existence de la phase SmC^* . Par contre, ces composés sont réputés comme étant particulièrement difficiles à aligner; les surfaces interagissent fortement avec le milieu et plusieurs domaines peuvent se former.

Dans la cellule de smectique chiral en configuration torsadée, le directeur de la phase SmC^* subit une rotation de 90° et la polarisation spontanée tourne de façon continue autour du

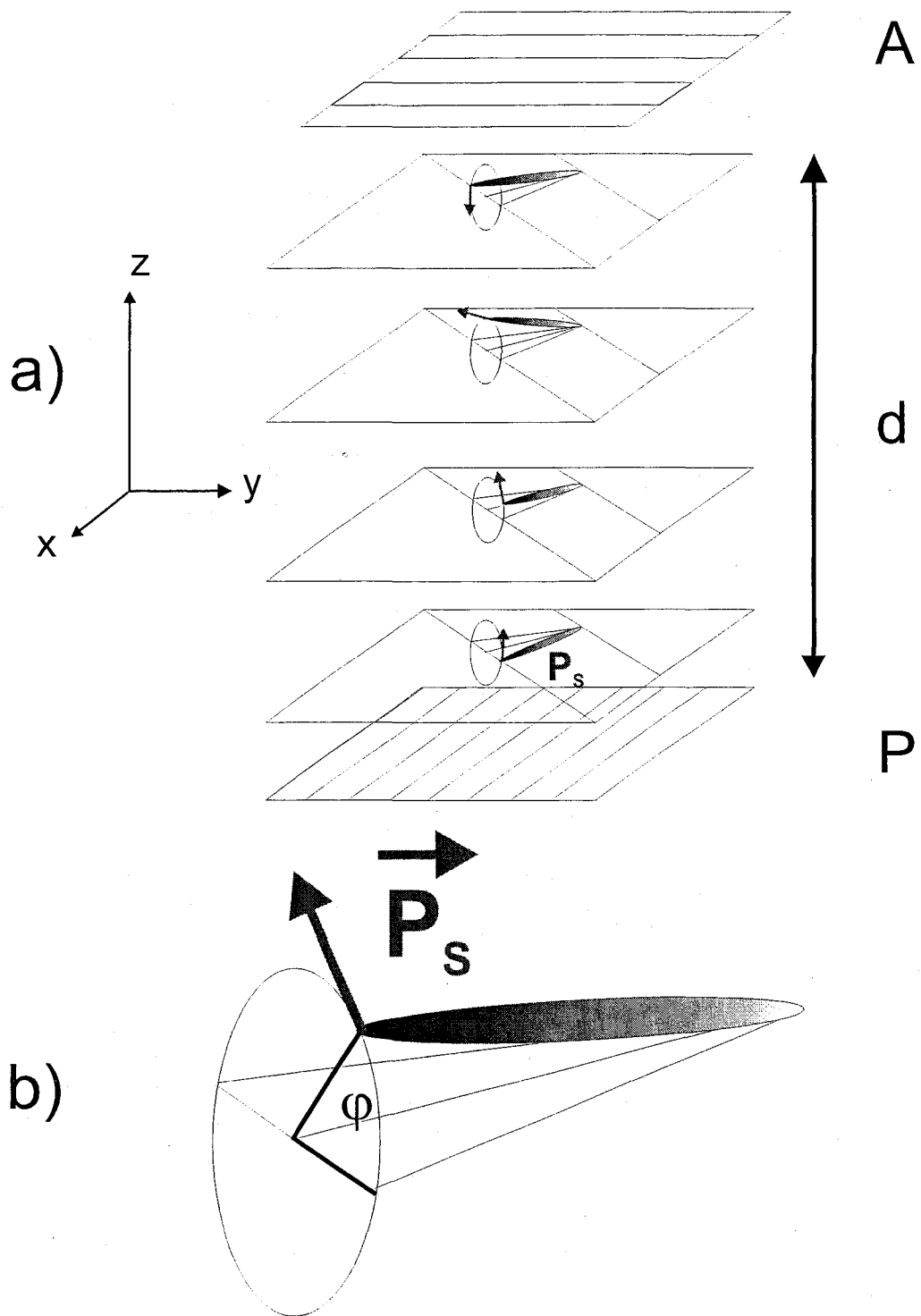


FIG. 2.1 – (a) Cellule de cristal liquide SmC* en configuration torsadée placée entre polariseur et analyseur croisés. (b) La position d'une molécule sur le cône smectique est repérée par l'angle azimuthal $\phi(z)$. L'angle θ représente l'angle d'inclinaison et P_s la polarisation spontanée.

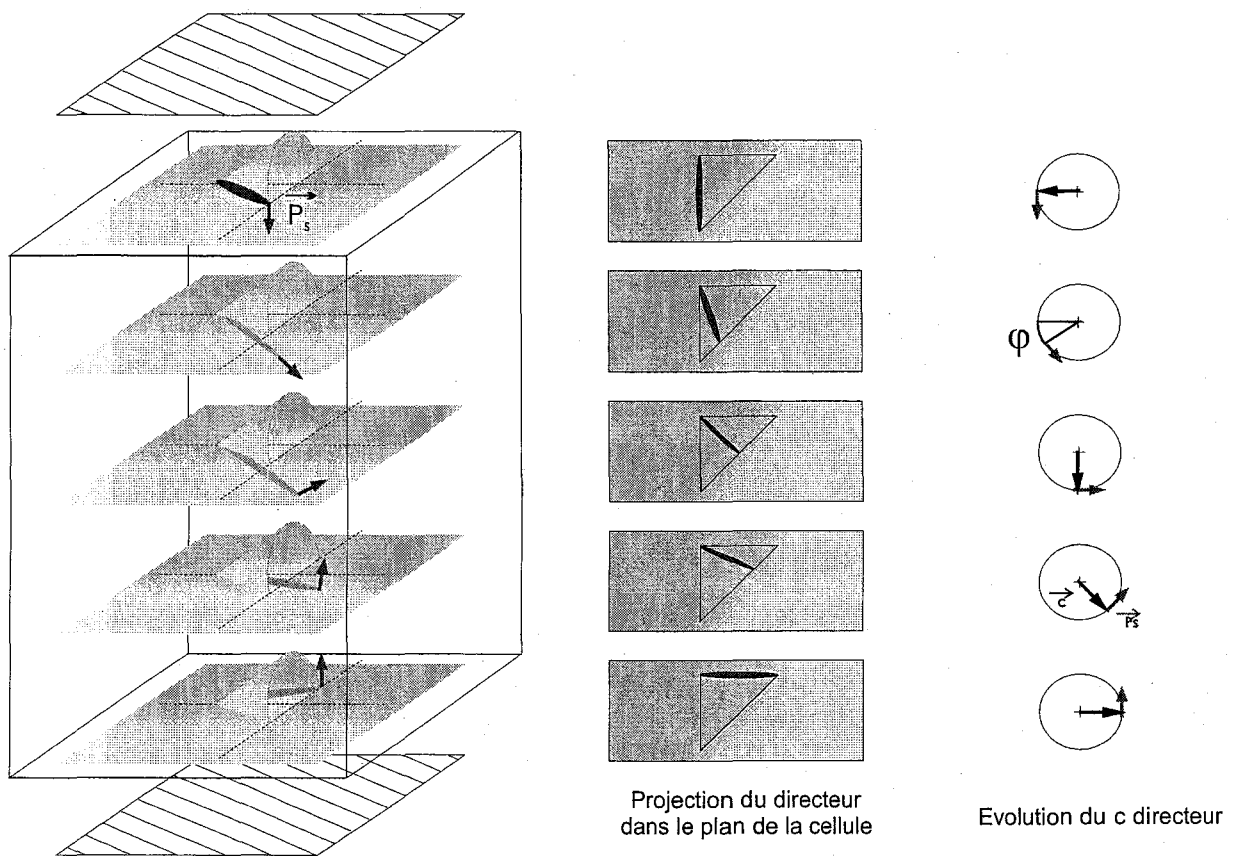


FIG. 2.2 – Représentation schématique d'une cellule de cristal liquide SmC^* en configuration torsadée. Les couches smectiques sont orientées à 45° des deux directions d'ancrage - Par rotation autour du cône smectique, le vecteur polarisation spontanée et le c directeur effectuent une rotation de 180° au travers de la cellule. La projection du directeur dans le plan de la cellule effectue une rotation d'un angle $2\theta = 90^\circ$

cône smectique d'une surface à l'autre de la cellule. Le c-directeur et la polarisation spontanée effectuent alors une rotation de 180° (cf. figure 2.1 et 2.2). Le pas de la structure torsadée est donc égale à $4d$ (où d est l'épaisseur de la cellule). Comme pour les nématiques torsadés, les modes propres de la cellule sont polarisés rectilignement lorsque $\Delta n d \gg \lambda$, la polarisation de la lumière suit la structure hélicoïdale et reste polarisée rectilignement à la sortie de la cellule. L'intensité transmise est alors maximale entre polariseur et analyseur croisés (état allumé). En présence d'un champ électrique fort, la polarisation spontanée s'aligne avec le champ électrique appliqué et le mécanisme de guidage de l'onde lumineuse à travers la cellule est détruit, l'intensité transmise est alors minimale entre polariseur et analyseur croisés (état éteint). Ces deux états sont des cas limites. En appliquant des champs électriques intermédiaires, l'hélice se déroule progressivement avec le champ. Dans ces cas intermédiaires, les vibrations lumineuses sont polarisées elliptiquement à la sortie de la cellule, seule la composante parallèle à l'analyseur est transmise. L'intensité lumineuse transmise par la cellule est alors comprise entre le maximum (état allumé) et le minimum (état éteint). Ce qui permet d'obtenir une variation continue de la transmission lumineuse en fonction de la tension appliquée (ou champ électrique appliqué). Ce dispositif est donc un modulateur électro-optique à niveau de gris. D'autre part, les rotations continues du vecteur polarisation spontanée entre les deux surfaces de la cellule torsadée se manifestent par la présence de charges de polarisation dans la cellule et donc d'un champ électrique interne (de dépolarisation) qui existe même lorsqu'aucune tension n'est appliquée à la cellule.

Dans ce chapitre, nous présentons le modèle théorique que nous avons développé. Ce modèle permet de rendre compte du comportement électro-optique de la cellule TSC^* . Nous rappellerons les bases théoriques du modèle utilisé pour calculer la distribution de l'angle azimuthal et l'intensité transmise. Nous montrerons en particulier que plusieurs paramètres tels que l'épaisseur de cellule, la polarisation spontanée et l'épaisseur des couches d'alignement influencent fortement la réponse électro-optique.

2.2 Modèle théorique

2.2.1 Expression de l'énergie libre et équations d'Euler-Lagrange

Le calcul de la transmission de la lumière par une cellule de SmC^* en configuration torsadée nécessite la connaissance de la distribution de l'angle azimuthal au sein de la cellule. Pour ce

faire il est nécessaire de connaître l'expression de l'énergie libre afin de déterminer les équations d'Euler-Lagrange. La symétrie du système suggère que le problème soit ramené à une dimension. L'équation de l'énergie libre ne dépendant donc que de la variable spatiale z , l'axe (Oz) étant perpendiculaire aux surfaces de la cellule. Dans ce chapitre nous ne considérons que les contributions à l'énergie libre du système qui sont dues aux interactions diélectriques, élastiques et au couplage entre la polarisation spontanée et le champ électrique [13]. L'énergie élastique d'un cristal liquide en phase smectique C^* s'écrit de la manière suivante [3, 4, 16] :

$$f_{elast} = \frac{K_1}{2} (\vec{\nabla} \cdot \vec{n})^2 + \frac{K_2}{2} (\vec{n} \cdot \vec{\nabla} \times \vec{n} + q_{\parallel})^2 + \frac{K_3}{2} (\vec{n} \times \vec{\nabla} \times \vec{n})^2 \quad (2.1)$$

Où K_1 , K_2 et K_3 sont les constantes élastiques pour les déformations en éventail, en torsion et en flexion respectivement, q_{\parallel} est le nombre d'onde inhérent aux déformations par torsion. Comme mentionné précédemment, l'hélice naturelle du SmC^* est complètement déroulée, le pas hélicoïdal naturel tend alors vers l'infini ($p \rightarrow \infty$) et $q_{\parallel} = \frac{2\pi}{p} \rightarrow 0$. De plus, dans la suite on se placera le cadre de l'approximation à une constante élastique ($K_1 = K_2 = K_3 = K$). En considérant le système de coordonnées cartésiennes (x, y, z) où z est suivant la normale à la cellule et le plan (x, y) se confond avec le plan de la cellule (voir figure 2.2), les composantes du directeur sont données par :

$$\vec{n} = (\cos\theta, \cos\varphi \sin\theta, \sin\varphi \sin\theta), \quad (2.2)$$

où θ est l'angle d'inclinaison de la phase SmC^* et φ est l'angle azimuthal formé par l'axe Oy et le \vec{c} directeur. La géométrie du problème laisse supposer que l'angle azimuthal ne dépend que de z , l'angle d'inclinaison étant constant au sein de la cellule. Dans ce cas l'équation 2.1 développée à l'aide de l'équation 2.2 devient [13] :

$$f_{Elast} = \frac{A}{2} \left(\frac{d\varphi}{dz} \right)^2, \quad (2.3)$$

où $A = K \sin^2\theta$ est la constante élastique effective.

Dans la suite de ce chapitre, nous considérons le cas idéal d'un ancrage fort, c'est à dire le cas où les molécules de surfaces ne dévient pas de leur positions d'équilibre imposées par les contraintes de surfaces, soit :

$$\varphi(z = 0) = 0 \text{ et } \varphi(z = d) = \pi$$

Ces conditions d'ancrage montrent bien que la structure est torsadée, le passage d'une surface de la cellule à l'autre nécessite le retournement de 180° du vecteur polarisation spontanée. D'après les équations de Maxwell, c'est le vecteur déplacement électrique \vec{D} qui permet de caractériser le milieu matériel et non pas le vecteur champ électrique \vec{E} [17]. La forme locale du théorème de Gauss s'exprime en un point par :

$$\text{div} \vec{D} = \rho_{lib}$$

où ρ_{lib} désigne la densité volumique de charges libres et $\vec{D} = \epsilon \vec{E} + \vec{P}_s$.

Ainsi, les divergences du vecteur polarisation spontanée se traduisent par la présence, dans le volume du matériau, de charges "fictives" appelées charges volumiques de polarisation de densité volumique ρ_P [13, 26] :

$$\rho_P = -\text{div} \vec{P}_s = P_s \left(\frac{d\varphi}{dz} \right) \sin \varphi > 0. \quad (2.4)$$

Ces charges volumiques positives de polarisation sont compensées par des charges surfaciques négative localisées près des couches d'alignement de la cellule, soit :

$$\sigma_P = \vec{P}_s \cdot \vec{k} = -P_s < 0 \quad (2.5)$$

où \vec{k} est un vecteur unitaire normal à la surface de la cellule et dirigé, par convention, vers l'extérieur de la cellule. Ainsi, la structure torsadée d'une cellule de cristal liquide ferroélectrique fait apparaître des charges de polarisation négatives en surfaces et positives dans le volume de la cellule. Il en résulte un champ électrique interne à la cellule et qui existe même si aucun champ n'est appliqué à la cellule. Ce champ est appelé "champ de dépolarisation" et il est lié à la répartition de la polarisation spontanée dans la cellule. Il est donc nécessaire de tenir compte de ce champ lors du calcul de l'énergie d'interaction entre le champ électrique total et les molécules du cristal liquide de la phase SmC^* . La densité d'énergie d'interaction diélectrique s'écrit [8, 18] :

$$f_{diel} = -\frac{1}{2} \epsilon(\varphi) \vec{E} \cdot \vec{E} = -\frac{1}{2} \epsilon(\varphi) \left(\frac{dV}{dz} \right)^2 \quad (2.6)$$

où V est le potentiel de cellule ($\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}}(V)$) et $\epsilon(\varphi)$ la permittivité diélectrique du milieu et qui est donnée par :

$$\epsilon(\varphi) = \epsilon_{\perp} \cos^2 \varphi + (\epsilon_{\parallel} \sin^2 \theta + \epsilon_{\perp} \cos^2 \theta) \sin^2 \varphi, \quad (2.7)$$

où ϵ_{\parallel} et ϵ_{\perp} sont les permittivités diélectriques suivant les directions parallèle et perpendiculaire du directeur de la phase SmC^* . Pour simplifier les calculs, nous négligerons dans la suite l'anisotropie diélectrique ($\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$) de sorte que l'équation 2.7 devient [13] :

$$f_{diel} = -\frac{\epsilon}{2} \left(\frac{dV}{dz} \right)^2 \quad (2.8)$$

Il convient ensuite d'ajouter l'énergie d'interaction entre le champ électrique et la polarisation spontanée qui est donnée par [20] :

$$f_{pol} = -\vec{P}_s \cdot \vec{E} = P_s \cos\phi(z) \left(\frac{dV}{dz} \right), \quad (2.9)$$

La densité d'énergie libre totale du système s'écrit donc :

$$F = \int_0^d \left[\frac{A}{2} \left(\frac{d\varphi}{dz} \right)^2 - \frac{\epsilon}{2} \left(\frac{dV}{dz} \right)^2 + P_s \cos\phi(z) \left(\frac{dV}{dz} \right) \right] \cdot dz \quad (2.10)$$

La minimisation de cette énergie libre permet de trouver les états d'énergie stables du système. Comme cette énergie libre est une fonctionnelle dépendant de l'angle azimuthal $\varphi(z)$ et du potentiel électrique $V(z)$, sa minimisation s'écrit :

$$-\gamma \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\delta F}{\delta \varphi}, \quad (2.11)$$

$$\frac{\delta F}{\delta V} = 0 \quad (2.12)$$

Les équations précédentes sont connus sous le nom d'équations de couples et de poisson. Le coefficient γ désigne le coefficient de viscosité rotationnelle [6]. Dans ce chapitre, nous nous intéresserons essentiellement à l'analyse des effets de la polarisation spontanée, de l'épaisseur de cellule et de celles des couches d'alignement sur la structure torsadée de la cellule lorsqu'une tension statique est appliquée, les effets dynamiques ne seront pas considérés dans ce chapitre. Dans ce cas, nous pouvons poser $\gamma \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0$. L'équation 2.11 devient dans ce cas :

$$\frac{\delta F}{\delta \varphi} = 0, \quad (2.13)$$

La densité totale d'énergie libre étant une fonction des variables $\varphi(z)$ et $V(z)$, la résolution des équations (2.12) et (2.13) s'obtient en écrivant pour chaque variable :

$$\frac{\partial f}{\partial x} - \frac{d}{dz} \left(\frac{\partial f}{\partial x'} \right) = 0, \quad (2.14)$$

où $x' = \frac{\partial x}{\partial z}$. La variable x est à substituer aux variables $\varphi(z)$ et $V(z)$,

Les équations (2.12) et (2.13) développées à l'aide de l'équation (2.14) donnent le système d'équations d'Euler-Lagrange :

$$P_s \left(\frac{dV}{dz} \right) \sin \varphi(z) + A \left(\frac{d^2 \varphi}{dz^2} \right) = 0 \quad (2.15)$$

$$\epsilon \left(\frac{d^2 V}{dz^2} \right) + P_s \sin \varphi(z) \left(\frac{d\varphi}{dz} \right) = 0 \quad (2.16)$$

Ces deux équations sont respectivement l'équation des couples et l'équation de poisson.

L'équation des couples (2.15) montre que la distribution des molécules dans la cellule résulte d'un équilibre entre le couple élastique exercé sur les molécules (terme de droite) et le couple résultant de l'interaction entre le champ électrique et le vecteur polarisation spontanée (terme de gauche). L'équation de poisson (2.16) montre que même en l'absence d'un champ électrique appliqué, la répartition des charges de polarisation crée un champ électrique dans la cellule.

2.2.2 Expression du champ électrique

Pour calculer le champ électrique interne à la cellule, nous développons l'équation de Poisson de la même façon que l'ont fait Scalerandi et al. dans le cas d'un cristal liquide nématique [7] (voir aussi [8]). En remplaçant la dérivée du potentiel électrique par le champ électrique, i.e $E(z, t) = -\frac{\partial V}{\partial z}$, l'équation de Poisson (2.16) devient :

$$-\epsilon \frac{d}{dz} E(z) = -P_s \sin \varphi \left(\frac{d\varphi}{dz} \right) \quad (2.17)$$

l'intégration de l'équation (2.17) entre 0 et une position z ($0 < z < d$) donne l'expression du champ électrique au point z de la cellule :

$$E(z) = E(0) + \frac{P_s}{\epsilon} (\cos \varphi(0) - \cos \varphi(z)), \quad (2.18)$$

De manière à trouver le champ électrique au point $z = 0$, on écrit l'équation de continuité de la composante normale du vecteur déplacement électrique à l'interface cristal liquide-couches d'alignement (voir figure 2.3) :

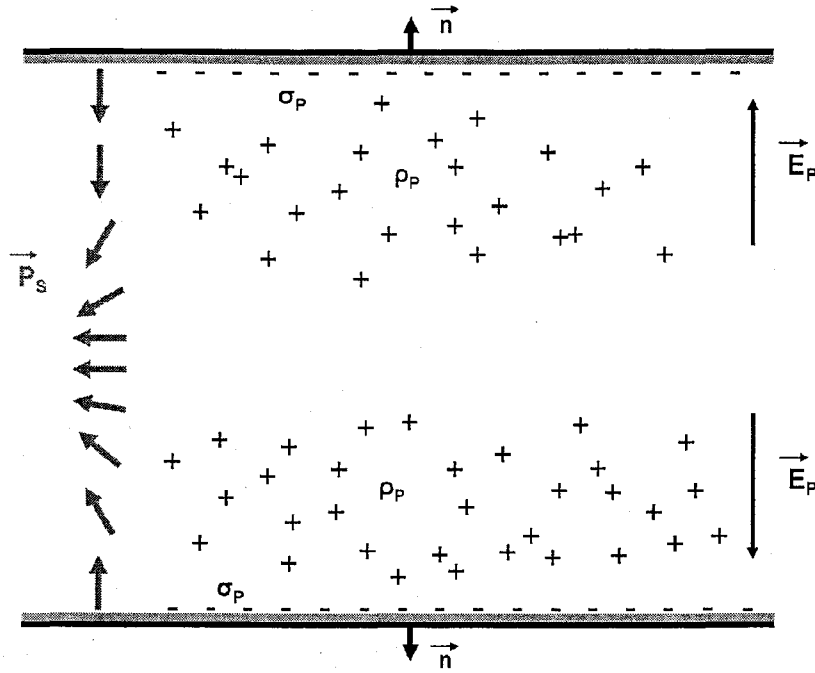


FIG. 2.3 – Cellule de cristal liquide SmC* en configuration torsadée. Les divergences de P_s se traduisent par la présence de charges "fictives" de polarisation (positives dans le volume et négatives près des surfaces). Il en résulte un champ électrique de dépoliarisation.

$$E(z=0) = -\frac{q}{\epsilon} \Sigma(t) - \frac{P_s}{\epsilon} \cos \varphi(z=0) \quad (2.19)$$

où q est la charge en valeur absolue de l'électron, ϵ_{al} est la constante diélectrique relative de la couche d'alignement et $\Sigma(t)$ est la densité surfacique de charges apportée sur les électrodes par l'alimentation.

Pour déterminer $\Sigma(t)$, on exprime la tension appliquée à la cellule en fonction des différents champs électriques, soit :

$$V_0 = - \int_{-\lambda_1}^{d+\lambda_2} E(z) dz = - \int_{-\lambda_1}^0 E_{al}(z) dz - \int_0^d E(z) dz - \int_d^{d+\lambda_2} E_{al}(z) dz, \quad (2.20)$$

où λ_1 et λ_2 représentent les épaisseurs des couches d'alignement respectivement sur la première et la seconde surface de la cellule. d est l'épaisseur occupé par le cristal liquide dans la cellule. L'épaisseur total de la cellule est donc égale à $d + \lambda_1 + \lambda_2$ (cf. figure 2.3). $E(z)$ est le champ électrique en un point z et $E_{al}(z)$ le champ électrique dans les couches d'alignement. Le développement de l'équation (2.20) donne une formule générale pour la tension électrique V_0 appliquée aux bornes des deux électrodes, soit :

$$V_0 = qd \frac{\Sigma(t)}{\beta \epsilon} + \frac{P_s}{\epsilon} \int_0^d \cos \varphi(z) dz \quad (2.21)$$

d'où la densité de charges $\Sigma(t)$:

$$\Sigma(t) = \beta \left[\frac{V_0 \epsilon}{qd} - \frac{P_s}{q\epsilon} \int_0^d \cos \varphi(z) dz \right], \quad (2.22)$$

où $\beta = \frac{1}{1 + \frac{\epsilon}{d} \left(\frac{\lambda_1}{\epsilon_{al}} + \frac{\lambda_2}{\epsilon_{al}} \right)}$. Ce terme contient les paramètres caractéristiques des couches d'alignement (épaisseurs et constantes diélectriques); il modifie la quantité de charges libres à apporter aux électrodes pour maintenir constante la différence de potentiel V_0 . Dans la suite, nous considérons que les couches d'alignement ont la même épaisseur, soit $e_{al} = \lambda_1 = \lambda_2$. Dans ce cas, le coefficient β devient :

$$\beta = \frac{1}{1 + \frac{\epsilon \cdot e_{al}}{d \cdot \epsilon_{al}}}$$

Lorsque l'on considère des couches d'alignement d'épaisseur nulle ($e_{al} = 0$), le terme β devient égal à l'unité et les couches d'alignement n'ont aucun effet sur le système. Par contre, lorsque la permittivité diélectrique des couches est faible devant celle du cristal liquide ou bien lorsque l'épaisseur des couches d'alignement est importante (par exemple, $d = e_{cl} = 5 \mu m$, $e_{al} = 100 nm$, $\epsilon_{cl} = 13$ et $\epsilon_{al} = 2$), le terme β diminue la densité de charges $\Sigma(t)$ d'environ 20%. En substituant les équations 2.19 et 2.22 dans l'équation 2.18, on trouve une expression générale pour le champ électrique total au point z :

$$E(z) = \frac{\beta}{d} \left[-V_0 + \frac{P_s}{\epsilon} \int_0^d \cos \varphi dz \right] - \frac{P_s}{\epsilon} \cos \varphi(z) \quad (2.23)$$

L'équation 2.23 représente donc le champ électrique en un point z d'une cellule de cristal liquide SmC^* en configuration torsadée. Cette équation montre que le champ électrique interne est due à la tension appliquée et à la distribution des charges de polarisation (second terme de l'équation 2.23). L'équation 2.21 montre que cette distribution des charges de polarisation peut être vue comme une source de tension électrique. Les deux termes de l'équation 2.23 sont affectés du coefficient β qui représente l'effet des couches d'alignement. Le dernier terme de l'équation 2.23 représente le champ électrique crée en un point z par les dipôles électriques permanents dus à la polarisation spontanée des molécules en phase SmC^* .

Afin de calculer la transmission de la lumière par une cellule de cristal liquide ferroélectrique en configuration torsadée, il est nécessaire de connaître la distribution de l'angle azimuthal dans la cellule. L'équation des couples (cf. equation (2.15)) doit être résolue avec l'expression du champ électrique donnée par l'équation (2.23).

2.3 Distribution de l'angle azimuthal dans la cellule

2.3.1 Résolution numérique

L'équation des couples 2.15 couplée à l'équation 2.23 a été résolue en utilisant la méthode des différences finies [21] à l'aide du logiciel Matlab. Cette méthode permet de discrétiser les équations différentielles afin de rendre possible leur résolution numérique. Pour cela, la cellule est divisée en ni tranches d'épaisseurs dz . L'angle azimuthal est considéré comme étant constant dans chaque tranche.

Les équations (2.15) et (2.23) sont alors réécrites pour chaque tranche indexée par la variable p . L'angle azimuthal $\varphi(p)$ et le champ électrique $E(p)$ de cellule sont donnés par :

$$\varphi(p) = \frac{\varphi(p+1) + \varphi(p-1)}{2} - \frac{dz^2}{2A} P_s \cdot E(p) \cdot \sin \varphi(p) \quad (2.24)$$

$$E(p) = \frac{P_s \beta}{\epsilon d} I(z) - \frac{P_s}{\epsilon_{\perp}} \cdot \cos \varphi(p) - \frac{\beta}{d} V_0, \quad (2.25)$$

où $I(z)$ est l'intégrale du cosinus de l'angle azimuthal sur l'ensemble de la cellule. Ce terme est calculé numériquement par la relation suivante :

$$\int_0^d \cos \varphi(z) \cdot dz = \sum_{p=1}^{ni+1} \cos \varphi(p) \cdot dz \quad (2.26)$$

Dans notre cas, étant donné que nous considérons un ancrage fort des molécules aux surfaces, les équations aux limites sont :

$$\varphi(p=1) = 0 \text{ et } \varphi(p=ni+1) = \pi. \quad (2.27)$$

Le principe du calcul numérique consiste à calculer l'angle azimuthal et le champ électrique à partir des conditions aux limites définies ci-dessus. La première étape du calcul numérique consiste à construire deux matrices colonnes remplies de $ni+1$ éléments nuls sauf pour $\varphi(1)$ et

$\varphi(ni + 1)$ puis à calculer chaque élément à l'aide des équations (2.24) et (2.25). Ce calcul est répété un nombre suffisant de fois afin de stabiliser les solutions des fonctions $\varphi(z)$ et $E(z)^2$.

2.3.2 Effets de la polarisation spontanée et de l'élasticité du matériau

Les paramètres principaux gouvernants la distribution de l'angle azimuthal sont la polarisation spontanée P_s et la constante élastique $A = K \sin^2 \theta$. Nous avons résolu les équations (2.15) et (2.23) pour des valeurs typiques de ces paramètres [16, 26] : $A \in [1 - 10] \cdot 10^{-11} N$ et $P_s \in [1 - 100] nC.cm^{-2}$. Les valeurs des différents paramètres physique du cristal liquide, listés dans le tableau 2.1, ont été tirées de la littérature [27] :

Angle d'inclinaison (tilt)	$\theta = 43^\circ$
Constante diélectrique relative du cristal liquide	$\epsilon_r = 13$
Indice ordinaire	1.6
Indice extraordinaire	1.72
Constante diélectrique relative des couches d'alignement	$\epsilon_{al} = 4$
Epaisseur des couches d'alignement	$e_{al} = 50nm$
Epaisseur de la cellule	$e = 5.4\mu m$
Nombre de tranche	$ni = 100$
Longueur d'onde du faisceau laser	$\lambda = 633nm$

TAB. 2.1 – Valeurs des différents paramètres de simulation

2.3.2.1 Cas des faibles polarisations

Les figures 2.4, 2.5 et 2.6 montrent les résultats obtenus par calcul numérique pour une faible valeur de la polarisation spontanée $P_s = 5nC.cm^{-2}$ et pour une valeur de la constante élastique K^3 égale à $8.10^{-11} N$. Ces courbes représentent respectivement, les variations de l'angle azimuthal, du champ électrique interne et la distribution des charges positives de polarisation dans la cellule pour différentes tensions appliquées. La figure 2.4 montre que lorsqu'aucune tension n'est appliquée à la cellule, la distribution de l'angle azimuthal $\varphi(z)$ à travers la cellule est quasi-linéaire avec z . Ce qui signifie que pour les faibles polarisations, la torsion du milieu est quasi-homogène. Ce résultat est proche de celui obtenu par Patel et al., Pertuis et al. et Yim et al. qui ont négligé l'effet des charges de polarisation [6, 28, 29]. Lorsqu'une tension est

²Le système d'équation différentielle définie par les équations 2.15 et 2.23 admet une solution unique. Les solutions sont considérées comme exactes lorsque chaque éléments des deux matrices n'évoluent plus.

³Cette valeur de la constante élastique est celle du matériau qui sera étudié dans la partie expérimentale de cette thèse [27]

appliquée à la cellule, les dipôles permanents portés par les molécules se retournent en s'alignant suivant le champ électrique. La torsion initialement homogène dans la cellule change à cause de ces réorientations. Pour des tensions suffisantes, la torsion du milieu devient fortement inhomogène :

- si la tension appliquée est positive, la distribution de l'angle azimuthal est quasi-constante dans la partie supérieure ($z \simeq d$) de la cellule et de fortes torsions sont rejetées vers la partie inférieure (aux faibles épaisseurs) de la cellule.
- si la tension appliquée est négative, la distribution de l'angle azimuthal est quasi-constante cette fois-ci dans la partie inférieure de la cellule, de fortes torsions sont alors localisées dans la partie supérieure de la cellule.

La figure 2.5 montre l'évolution du champ électrique interne pour différentes tensions appliquées à la cellule. Les variations de ce champ sont étroitement liées à la distribution des charges de polarisation représentée sur la figure 2.6. Lorsqu'aucune tension n'est appliquée à la cellule, la distribution de l'angle azimuthal est quasi-linéaire avec z (comme on vient de le voir) et les divergences de P_s sont faibles. Les charges de polarisation sont donc distribuées de manière homogène dans pratiquement toute la cellule. Le champ électrique qui en résulte est donc quasi-constant dans toute la cellule (2.5). Lorsqu'on augmente la tension appliquée, les charges positives de polarisation se trouvent localisées dans la partie inférieure de la cellule où sont localisées les fortes torsions. Le champ électrique interne, qui est rappelons le, la somme des champs appliqué et de dépolarisation, diminue tout en restant à peu près constant dans toute la cellule sauf au voisinage de la surface inférieure. Les mêmes effets, mais inversés, sont observés lorsqu'on applique une tension négative.

Les figures 2.7, 2.8 et 2.9 montrent les résultats obtenus pour la même valeur de la polarisation spontanée ($P_s = 5nC.cm^{-2}$) et une valeur plus faible de la constante élastique $K = 2.10^{-11}N$. Comparé au cas étudié précédemment, le système est maintenant moins rigide, les forces de rappel élastique sur les molécules près des surfaces sont plus faibles. L'effet du champ électrique doit donc être ressenti de manière plus importante par ces molécules du cristal liquide. En effet, la figure 2.7 montre que la distribution de l'angle azimuthal est profondément affectée. Lorsqu'aucune tension n'est appliquée à la cellule (cf. figure 2.7, courbe avec le symbole \star), l'angle azimuthal tend à devenir constant au milieu de la cellule avec des torsions localisées près des surfaces. La courbe montre une symétrie par rapport au milieu de

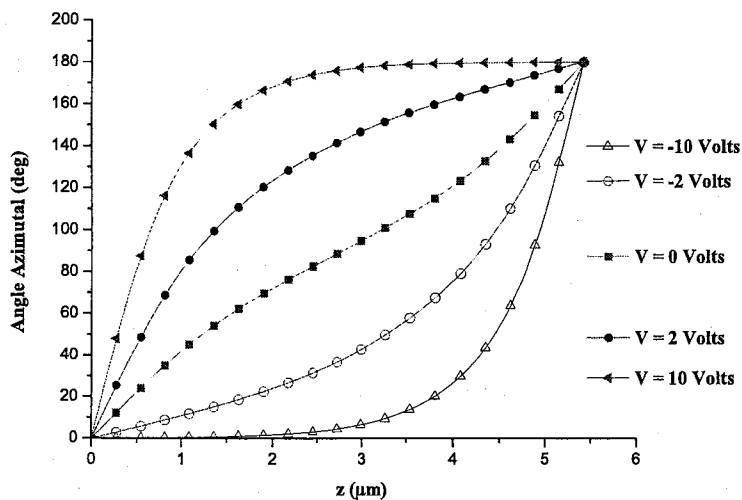


FIG. 2.4 – Distribution de l'angle azimutal pour plusieurs tensions appliquées, $P_s = 5nC.cm^{-2}$ et $K = 8 \cdot 10^{-11}N$. Les tensions appliquées provoquent la réorientation des dipôles et donc une déformation de la structure torsadée du milieu.

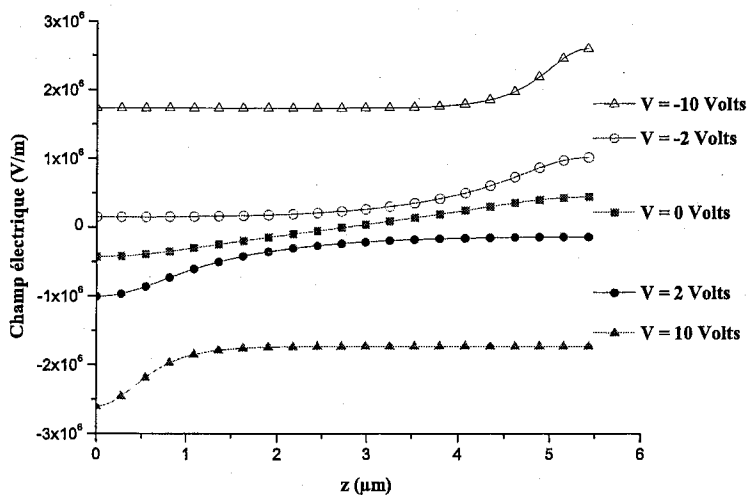


FIG. 2.5 – Champ électrique interne pour différentes tensions appliquées, $P_s = 5nC.cm^{-2}$ et $K = 8 \cdot 10^{-11}N$. Le champ électrique interne est lié aux divergences de la polarisation spontanée et existe même lorsqu'aucune tension n'est appliquée à la cellule.

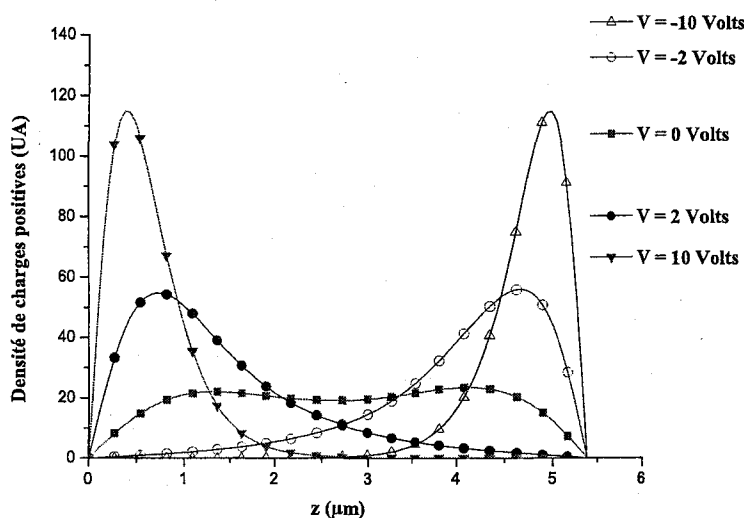


FIG. 2.6 – Évolution de la densité volumique des charges positives de polarisation pour plusieurs tensions appliquées, $P_s = 5 \text{ nC} \cdot \text{cm}^{-2}$ et $K = 8 \cdot 10^{-11} \text{ N}$. Ces charges sont directement liées aux divergences de la polarisation spontanée et aux torsions qui en résultent.

la cellule. Lorsqu'une tension positive est appliquée à cette cellule, les torsions sont rejetées comme dans le cas précédent vers la partie inférieure de la cellule et la cellule devient quasi-homogène dans l'autre partie (cf. figure 2.7, courbe avec le symbole \times). Lorsqu'une tension négative est appliquée, les torsions tendent à se déplacer vers la partie supérieure de la cellule. Les torsions tendent donc à disparaître de l'autre partie de la cellule ou l'angle azimuthal devient quasi-constant (voir figure 2.7, courbe avec le symbole \circ). En comparaison avec le cas étudié dans précédemment, ce comportement s'explique par la diminution du couple élastique exercé par les surfaces sur les molécules du cristal liquide. Les dipôles électriques parviennent alors à s'aligner facilement dans la cellule sous l'effet de la tension appliquée. Les courbes 2.4 et 2.7 montrent effectivement que des tensions plus faibles sont nécessaires pour produire les mêmes réorientations dans la cellule. L'effet de la tension appliquée est donc plus important lorsque la constante élastique du milieu est faible. Ainsi, l'interaction entre le champ électrique et la polarisation spontanée tend à homogénéiser la structure torsadée de la cellule alors que l'élasticité du matériau tend plutôt à s'opposer à cette réorientation et à favoriser cette torsion. Les courbes montrant le champ électrique interne et la distribution des charges positives de polarisation sont représentées dans les figures 2.8 et 2.9. Elles montrent comme précédemment que quelque soit la tension appliquée, le champ électrique interne reste à peu près constant dans

le volume de la cellule avec cette fois-ci des variations plus importantes localisées en particulier près des surfaces. Les charges de polarisation se retrouvent donc concentrées, en quantité un peu plus importante que précédemment, près de ces surfaces.

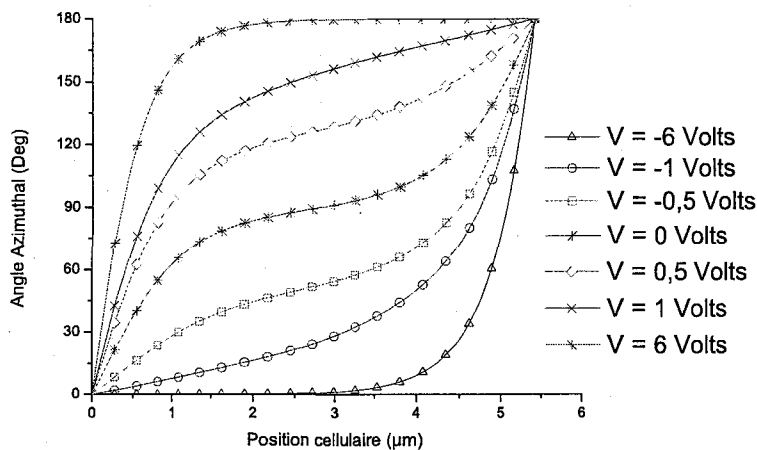


FIG. 2.7 – Distribution de l'angle azimuthal pour plusieurs tensions appliquées, $P_s = 5nC.cm^{-2}$ et $K = 2 \cdot 10^{-11}N$. Les tensions appliquées provoquent la réorientation des dipôles et donc une déformation de la structure torsadée du milieu.

2.3.2.2 Cas des fortes polarisations

Les figures 2.10, 2.11 et 2.12 montrent les résultats obtenus pour une forte valeur de la polarisation spontanée ($P_s = 72nC.cm^{-2}$) et une valeur de la constante élastique $K = 8 \cdot 10^{-11}N$ ⁴. La distribution de l'angle azimuthal présente cette fois-ci un plateau assez large avec des torsions très nettes localisées près des surfaces. Le plateau correspond à la zone de la cellule où l'angle azimuthal $\varphi(z)$ est quasi-constant et le vecteur polarisation spontanée est quasi-parallèle aux surfaces de la cellule. Nos études montrent d'une part que, plus la polarisation spontanée est élevée, plus le plateau est large et d'autre part, plus les torsions sont nettes et leur zone de localisation est rejetée vers les surfaces de la cellule [7, 22–25]. La cellule s'apparente alors de plus en plus à un milieu homogène présentant de fortes déformations confinées près des surfaces. A tension appliquée nulle, la courbe $\varphi(z)$ présente toujours une symétrie par rapport au milieu de la cellule et l'angle $\varphi(z)$ est proche de 90° au niveau du plateau. L'application d'une tension positive réoriente les molécules du cristal liquide et réduit les torsions près de la surface

⁴Ces valeurs de la polarisation spontanée et de la constante élastique sont celles du matériau qui sera étudié dans la partie expérimentale de cette thèse (composé Chisso CS2005 (Chisso Company))

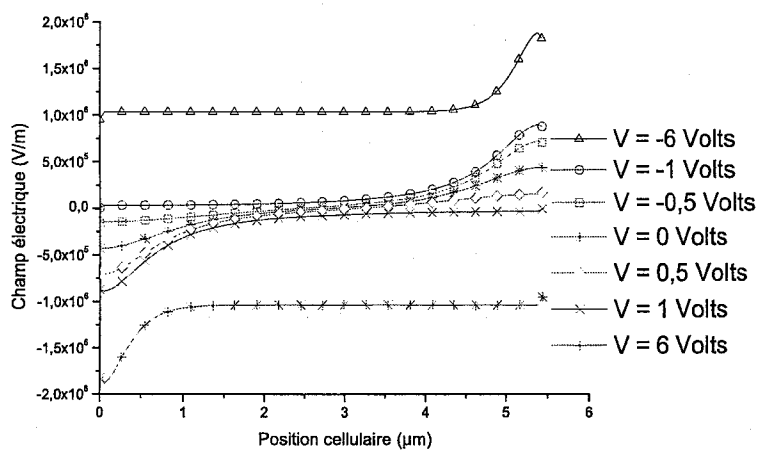


FIG. 2.8 – Champ électrique interne pour différentes tensions appliquées, $P_s = 5n\text{C}\cdot\text{cm}^{-2}$ et $K = 2 \cdot 10^{-11}\text{N}$. Le champ électrique interne est lié aux divergences de la polarisation spontanée et existent même lorsqu'aucune tension n'est appliquée à la cellule.

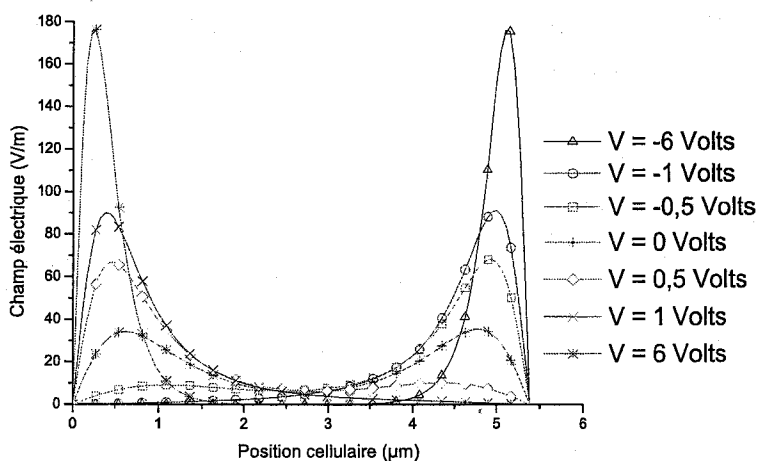


FIG. 2.9 – Évolution de la densité volumique des charges positives de polarisation pour plusieurs tensions appliquées, $P_s = 5n\text{C}\cdot\text{cm}^{-2}$ et $K = 2 \cdot 10^{-11}\text{N}$. Ces charges sont directement liées aux divergences de la polarisation spontanée et aux torsions qui en résultent.

supérieure ($z \simeq d$) de la cellule. Pour des tensions suffisantes, les torsions sont uniquement localisées près de la surface inférieure ($z \simeq 0$) et le plateau s'étend dans la zone voisine de $z \simeq d$ de la cellule avec une valeur de l'angle azimuthal $\varphi(z)$ proche 180° . Comparé aux cas des faibles polarisations (voir ci-dessus), les tensions nécessaires à la réorientation des dipôles et donc des molécules sont beaucoup plus faibles. La courbe représentant les variations du champ électrique interne à la cellule est représentée dans la figure 2.11. Cette courbe montre que le champ électrique interne est quasi-nul dans le volume de la cellule. Des variations assez importantes de ce champ électrique n'existent que près des surfaces, là où sont localisées les fortes torsions. La localisation de ces torsions coïncident avec celles des charges de polarisation. Les charges négatives sont toujours localisées sur les surfaces de la cellule (couches d'alignement) et les charges positives de polarisation sont quant à elles situées dans un espace très réduit au voisinage de ces surfaces (cf. figure 2.12). Lorsqu'on applique une tension positive par exemple, les torsions diminuent près de la surface supérieure de la cellule et le champ électrique interne diminue dans cette zone. Pour une tension appliquée suffisante (>2 Volts), ce champ devient constant près de cette surface (voir figure cf. figure 2.11). Près de l'autre surface ($z = 0$), l'application d'une tension positive provoque des variations plus importantes de ce champ dans la cellule. L'application d'une tension négative se traduit par les mêmes effets mais sur les surfaces opposées.

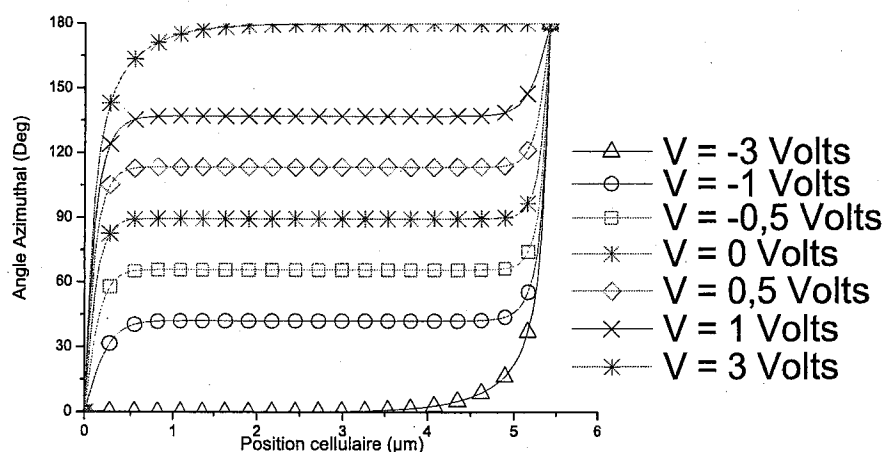


FIG. 2.10 - Évolution de l'angle azimuthal pour plusieurs tensions appliquées ($P_s = 72nC.cm^{-2}$ et $K = 8.10^{-11}N$). Dans le cas des fortes polarisations spontanées, les dipôles électriques s'alignent plus facilement dans le volume et de fortes déformations sont localisées près des surfaces. Les tensions nécessaires au basculement des dipôles sont faibles.

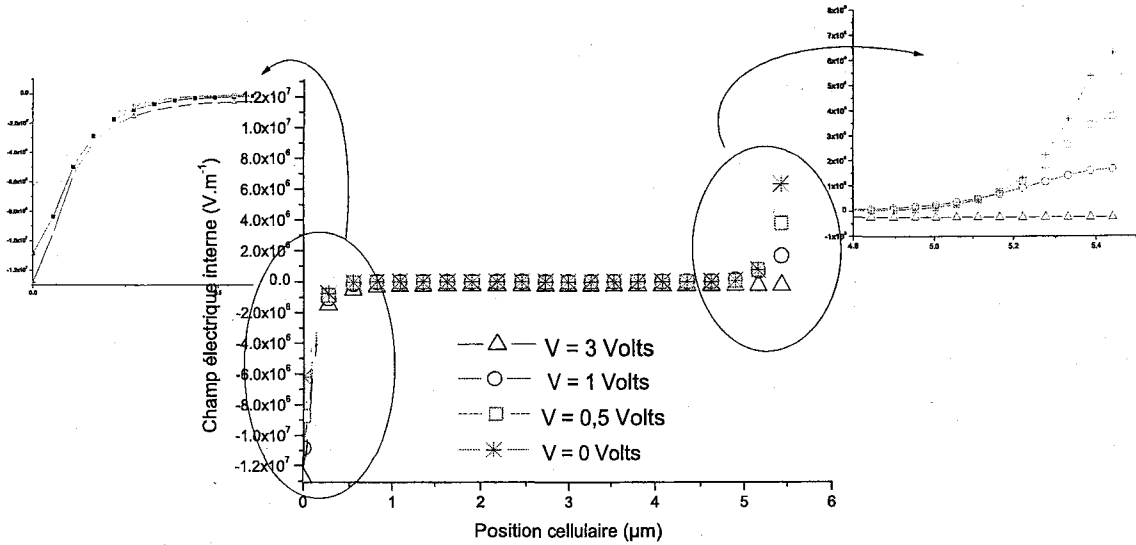


FIG. 2.11 – Évolution du champ électrique interne pour plusieurs tensions appliquées ($P_s = 72 \text{ nC.cm}^{-2}$ et $K = 8.10^{-11} \text{ N}$). Ce champ électrique interne est quasi-nul dans le volume. De fortes variations de ce champ sont observées près des surfaces de la cellule.

D'autre part, nos études montrent que pour les fortes valeurs de la polarisation spontanée (i.e $P_s > 20 \text{ nC.cm}^{-2}$), la distribution de l'angle azimuthal n'est pas très affectée par les changements de la constante élastique du matériau. La figure (2.13) montre, en effet, que pour un matériau de polarisation spontanée $P_s = 30 \text{ nC.cm}^{-2}$ et lorsqu'aucune tension n'est appliquée à la cellule, $\varphi(z)$ est quasi-indépendante de la constante élastique K . Des torsions importantes sont toujours localisées près des surfaces et le plateau où $\varphi(z) \simeq 90^\circ$ est toujours très large. Une diminution de la constante élastique se traduit tout simplement par une réduction de la zone de localisation des torsions et un faible élargissement du plateau ⁵.

Lorsqu'une tension est appliquée (cf. figure 2.13, courbe de droite), on constate que pour des valeurs élevées de la constante élastique, la distribution de l'angle azimuthal est fortement affectée. En effet, pour une faible constante élastique $K = 2 \cdot 10^{-11} \text{ N}$ les torsions sont localisées très près des surfaces et pour une constante élastique plus élevée $K = 10 \cdot 10^{-11} \text{ N}$ la torsion "s'effectue" de manière inégale sur les deux surfaces de la cellule.

La figure 2.14 montrent que d'une manière générale le profil du champ électrique dans la cellule est également peu affecté par les changements de la constante élastique. En effet l'allure générale de ce champ reste pratiquement inchangée, excepté au voisinage immédiat des

⁵cette zone varie entre 0.5 à 1 μm)

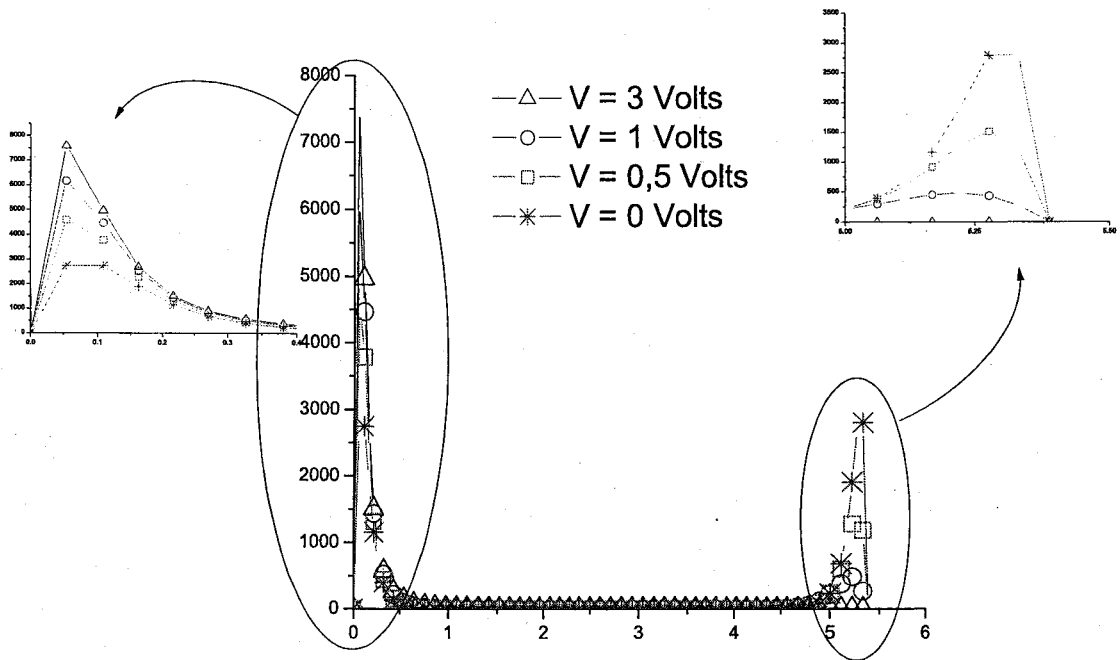


FIG. 2.12 – Evolution de la densité volumique de charges positives de polarisation pour plusieurs tensions appliquées, $P_s = 72nC.cm^{-2}$ et $K = 8.10^{11}N$. Les charges de polarisation sont localisées là ou sont localisées les torsions c-à-d près des surfaces.

surfaces. Ces observations sont confirmées par la figure 2.15 qui montre l'évolution de la densité volumique de charges positives de polarisation dans la cellule. Cette courbe confirme que ces charges sont toujours localisées très près des surfaces pour les fortes polarisations c-à-d là où sont localisées les fortes torsions dans la cellule. Cette courbe montre finalement que plus la constante élastique est faible, plus l'espace où sont localisées les torsions est réduit et plus les charges de polarisation sont confinés dans une faible épaisseur près des surfaces. Lorsqu'un champ électrique est appliqué, les torsions et les charges de polarisation sont rejetées sur l'une des deux surfaces selon le signe de la tension appliquée.

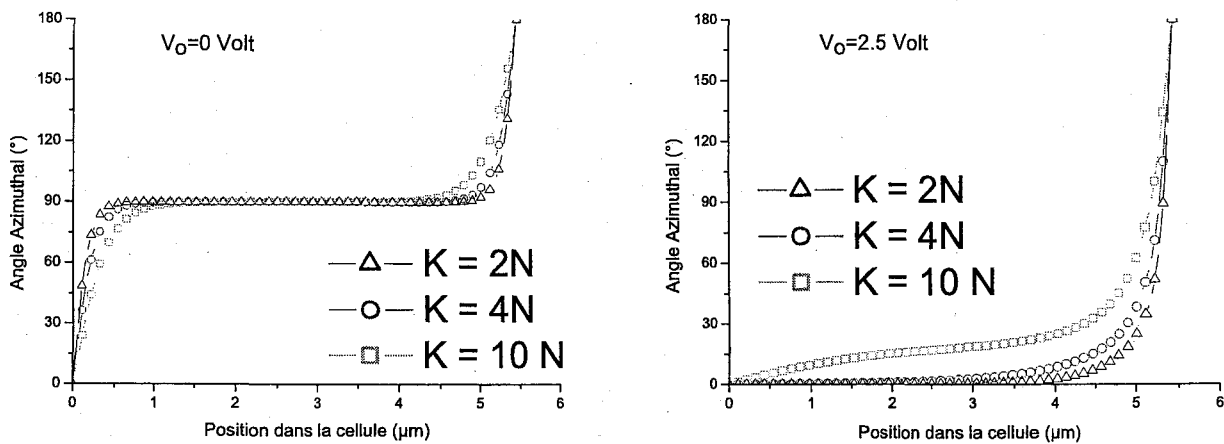


FIG. 2.13 – Évolution de la distribution de l'angle azimuthal pour $P_s = 30 \text{ nC.cm}^{-2}$ et différentes valeurs de la constante élastique ((\square) $K = 2 \cdot 10^{-11} \text{ N}$, (\circ) $K = 4 \cdot 10^{-11} \text{ N}$ et (\triangle) $K = 10 \cdot 10^{-11} \text{ N}$).

2.4 Transmission de la lumière par les cellules TSC^* .

2.4.1 Méthode des vibrations favorisées

Dans cette partie, nous proposons de calculer l'intensité lumineuse transmise par la cellule de SmC^* en configuration torsadée. Nous supposons que cette cellule se comporte optiquement comme un milieu biréfringent uniaxe [7]. Parmi les méthodes connues qui permettent de calculer l'intensité transmise par une structure hélicoïdale, on peut citer la méthode des matrices de Jones [30] et la méthode des vibrations favorisées [31–33]. En effet, Mauguin, De Vries puis Billard furent les premiers à montrer que la propagation de la lumière à travers une structure cristalline liquide torsadée s'étudie à l'aide de vibrations dites "vibrations favorisées" [31–33]. Ces derniers ont montré que lorsqu'une structure hélicoïdale est éclairée dans la direction parallèle à l'axe de torsion, quatre vibrations particulières se propagent dans le

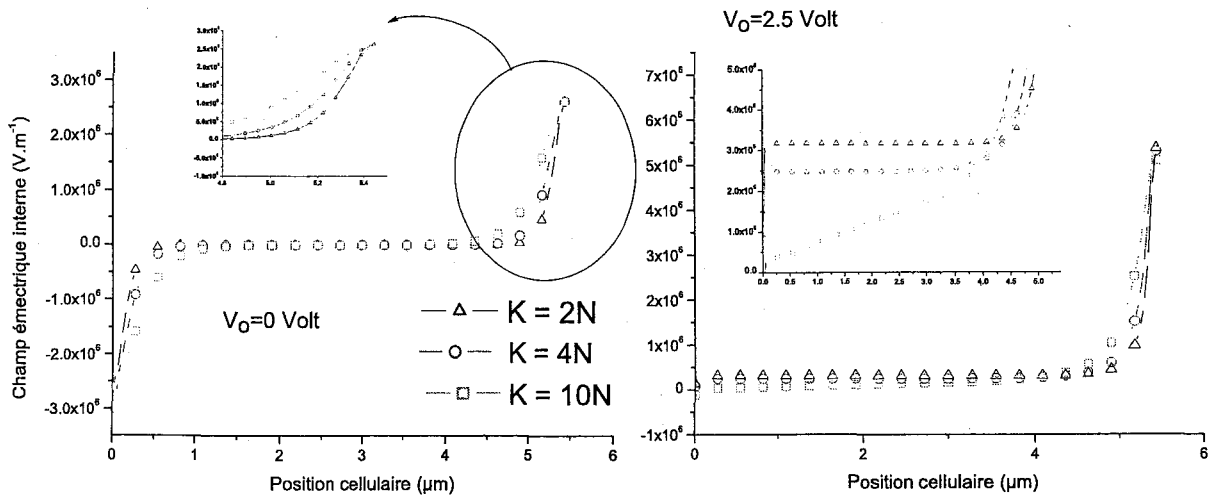


FIG. 2.14 – Évolution du champ électrique pour $P_s = 30 nC \cdot cm^{-2}$ et différentes valeurs de la constante élastique ((\square) $K = 2.10^{-11} N$, (\circ) $K = 4.10^{-11} N$ et (Δ) $K = 10.10^{-11} N$). *Figure de gauche* : Sans tension appliquée, le champ électrique interne ne varie que près des surfaces. *Figure de droite* : Lorsqu'une tension est appliquée ($V_0 = 2.5$ Volts, l'allure du champ électrique est très peu affectée par le changement de la constante élastique.

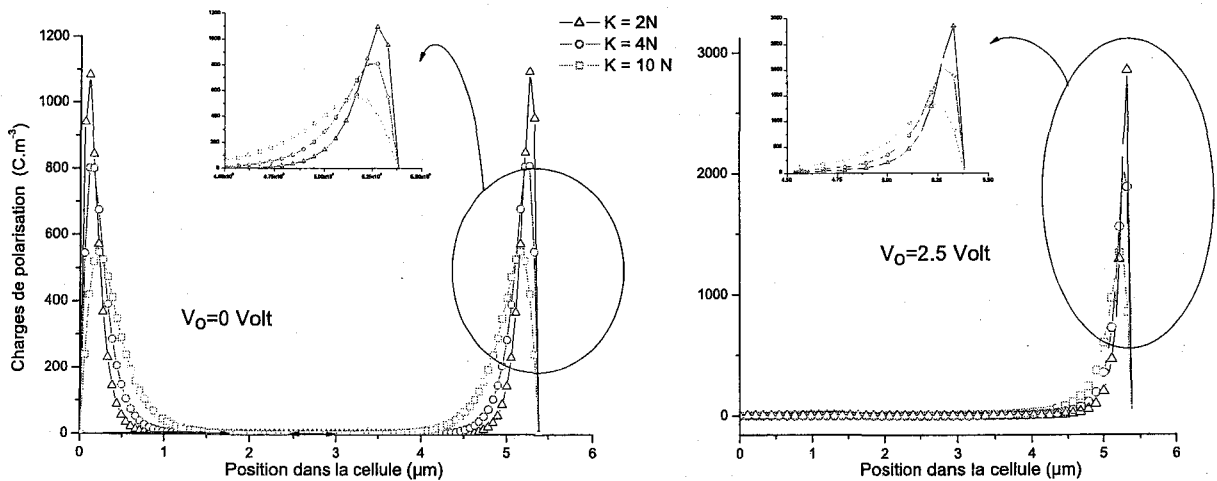


FIG. 2.15 – Évolution de la densité volumique de charges positives de polarisation pour $P_s = 30 nC \cdot cm^{-2}$ et différentes valeurs de la constante élastique ((\square) $K = 2.10^{-11} N$, (\circ) $K = 4.10^{-11} N$ et (Δ) $K = 10.10^{-11} N$). *Figure de gauche* : Sans tension appliquée. *Figure de droite* : $V_0 = 2.5$ Volts. Plus la constante élastique est faible, plus les charges de polarisation sont concentrées près surfaces.

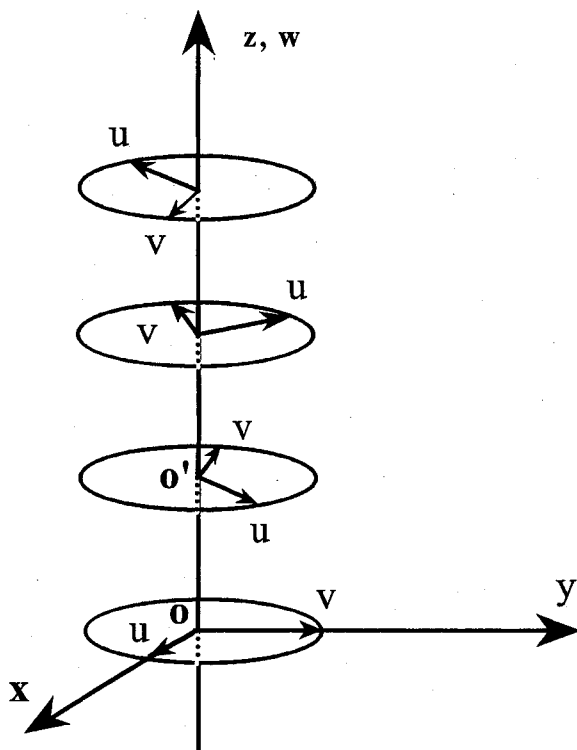


FIG. 2.16 – Deux vibrations appelées "vibrations favorisées" (une gauche et une droite) se propagent sans déformations dans le sens de la propagation de la lumière Oz . Ces vibrations conservent le même état de polarisation dans le repère mobile (O, u, v, z) . Ce repère mobile est lié aux molécules et tourne avec la structure hélicoïdale.

milieu. Ces auteurs ont montré également que deux vibrations seulement (une gauche et une droite) se propagent dans chaque sens de la propagation de la lumière. Une vibration favorisée est une vibration qui conserve le même état de polarisation dans un repère mobile (Ouvz) lié aux molécules et qui tourne avec la structure hélicoïdale (voir figure 2.16). Ces vibrations se propagent donc sans déformations dans la direction parallèle à l'axe de torsion en tournant avec le repère mobile. Des calculs basés sur les équations de Maxwell, qui prennent en compte les propriétés diélectriques d'un milieu biréfringent et hélicoïdal, permettent d'obtenir les expressions des champs E' et E'' de chaque vibration favorisée qui se propagent dans le sens de la lumière incidente ($z > 0$) [33] :

$$E' = \begin{pmatrix} E'_u \\ E'_v \end{pmatrix} \cdot \exp \left[j \frac{2\pi}{\lambda} (ct - n'z) \right]$$

$$E'' = \begin{pmatrix} E''_u \\ E''_v \end{pmatrix} \cdot \exp \left[j \frac{2\pi}{\lambda} (ct - n''z) \right]$$

Ces deux vibrations se propagent dans le milieu avec leurs indices de réfractions n' et n'' respectivement donnés par les relations suivantes [33] :

$$n' = n \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta n}{2n} \right)^2 + \left(\frac{\lambda}{pn} \right)^2 + \sqrt{\left(\frac{\Delta n}{2n} \right)^2 + \left(\frac{\lambda}{pn} \right)^2 \cdot \left(1 + \left(\frac{\Delta n}{2n} \right)^2 \right)} \quad (2.28)$$

$$n'' = n \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta n}{2n} \right)^2 + \left(\frac{\lambda}{pn} \right)^2 - \sqrt{\left(\frac{\Delta n}{2n} \right)^2 + \left(\frac{\lambda}{pn} \right)^2 \cdot \left(1 + \left(\frac{\Delta n}{2n} \right)^2 \right)} \quad (2.29)$$

$\Delta n = n_e - n_o$ est la biréfringence du milieu supposé sans torsion c'est à dire la différence entre les indices extraordinaire n_e et ordinaire n_o . La quantité $n = \left(\frac{n_e + n_o}{2} \right)$ est l'indice moyen. Ces indices de réfraction sont des fonctions du pas hélicoïdal p de la structure torsadée et de la longueur d'onde λ de la lumière incidente.

Les rapports des composantes suivants $O'u$ et $O'v$ des champs électriques \vec{E}' et \vec{E}'' sont donnés par les expressions suivantes [33] :

$$f' = \frac{E'_v}{E'_u} = -j \frac{n'^2 + \left(n + \frac{\Delta n}{2}\right)^2 + \left(\frac{\lambda}{p}\right)^2}{2 n' \frac{\lambda}{p}} \quad (2.30)$$

$$f'' = \frac{E''_u}{E''_v} = j \frac{n''^2 + \left(n - \frac{\Delta n}{2}\right)^2 + \left(\frac{\lambda}{p}\right)^2}{2 n'' \frac{\lambda}{p}} \quad (2.31)$$

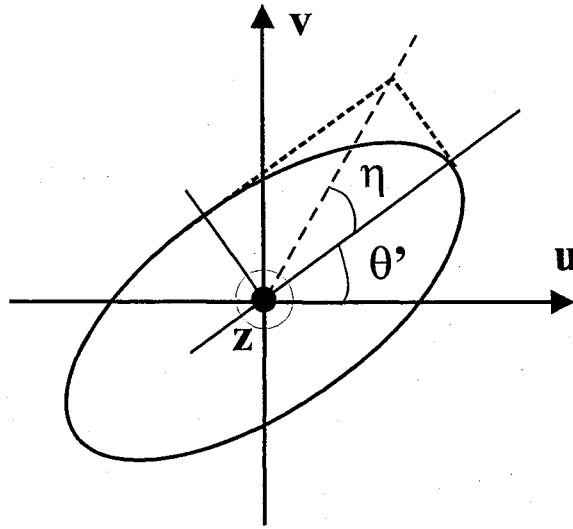


FIG. 2.17 – Ellipticité et azimut d'une vibration elliptique.

Ces deux expressions permettent de calculer les ellipticités η' et η'' et les azimuts θ' et θ'' des deux vibrations (cf. figure 2.17), soit :

$$\eta' = \frac{1}{2} \arcsin \left(-2 \cdot \frac{\text{Im}(f)}{1 + f \cdot f^*} \right) \text{ avec } -\frac{\pi}{4} < \eta' < \frac{\pi}{4} \quad (2.32)$$

$$\theta' = \frac{1}{2} \arctan \left(2 \cdot \frac{\text{Re}(f)}{1 - f \cdot f^*} \right) \text{ avec } -\frac{\pi}{2} < \theta' < \frac{\pi}{2} \quad (2.33)$$

où la fonction f représente soit f' soit f'' .

Les variations des angles d'ellipticité des deux vibrations en fonction de $\frac{\lambda}{np}$ sont décrites schématiquement sur la figure 2.18 :

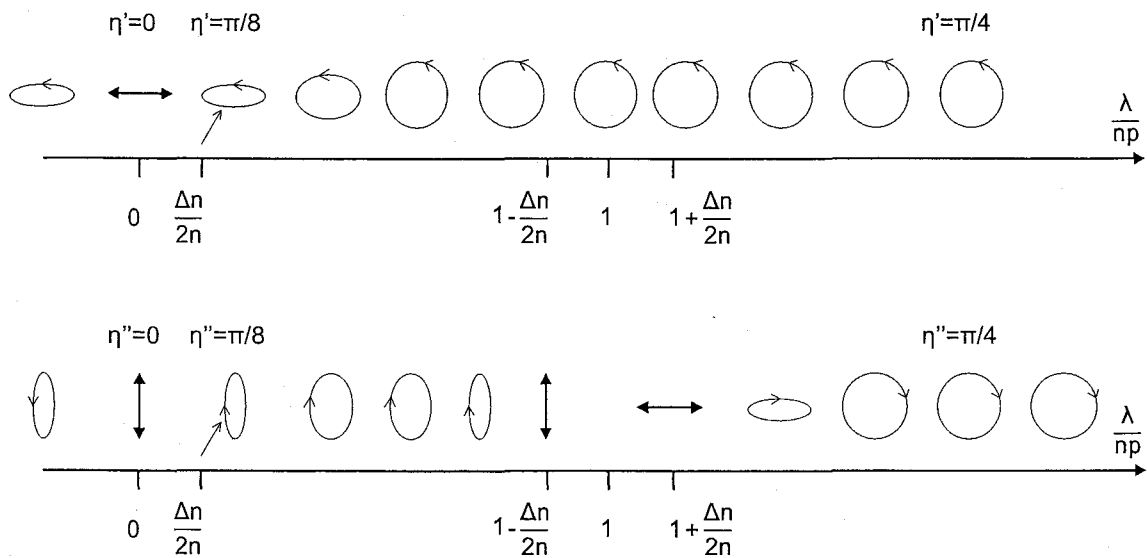


FIG. 2.18 – Allure des variations en fonction de $\frac{\lambda}{np}$ des états de polarisation des vibrations favorisées d'un milieu biréfringent hélicoïdal. Figure du haut : vibration favorisée lente, figure du bas : vibration favorisée rapide.

Dans le cas de cellules de cristaux liquides SmC^* en configuration torsadée, la torsion naturelle de la phase est supprimée par l'action des surfaces. Seule subsiste une torsion suivant la direction perpendiculaire au plan de la cellule. La transmission de la lumière par ces cellules peut donc être étudiée au moyen de la méthode des vibrations favorisées. Les figures 2.4 et 2.10 montrent que selon les valeurs considérées de la polarisation spontanée, le pas de torsion de la structure peut varier de quelques micromètres à une centaines de micromètres. Dans ce cas le rapport $\frac{\lambda}{np}$ reste toujours faible et se situe hors de la bande de réflexion sélective $\left[1 - \frac{\Delta n}{2n}, 1 + \frac{\Delta n}{2n}\right]$. Lorsqu'aucune tension n'est appliquée à la cellule, on doit distinguer deux cas de figures :

- Dans le cas où la polarisation spontanée est faible et donc dans le cas où les torsions du milieu sont réparties de manière homogène (cf. figure 2.4), la vibration transmise est quasi-linéaire. Le milieu doit agir comme un rotateur (pouvoir rotatoire) qui fait tourner les plans de polarisation des deux vibrations favorisées d'un angle pratiquement égale à la torsion de la structure, soit un angle égal à 90° . La cellule agit donc dans ce cas comme un guide d'onde.
- Dans le cas d'une polarisation spontanée plus importante, les torsions sont rejetées sur les surfaces (cf. figure 2.10) et le rapport $\frac{\lambda}{np}$ est proche de $\frac{\Delta n}{2n}$; les deux vibrations favorisées deviennent elliptiques. La cellule agit sur les deux vibrations comme une lame

biréfringente (au milieu de la cellule) additionnée d'un pouvoir rotatoire dû aux torsions importantes localisées près des surfaces de la cellule.

Lorsqu'une tension est appliquée à la cellule, cette dernière se comporte comme une lame biréfringente dont la tension appliquée fait tourner les lignes neutres entre 0 et 2θ . Ces comportements sont très différents de ceux d'une cellule de nématique en configuration torsadée ("twisté") [7].

2.4.2 Méthode numérique de calcul de l'intensité transmise

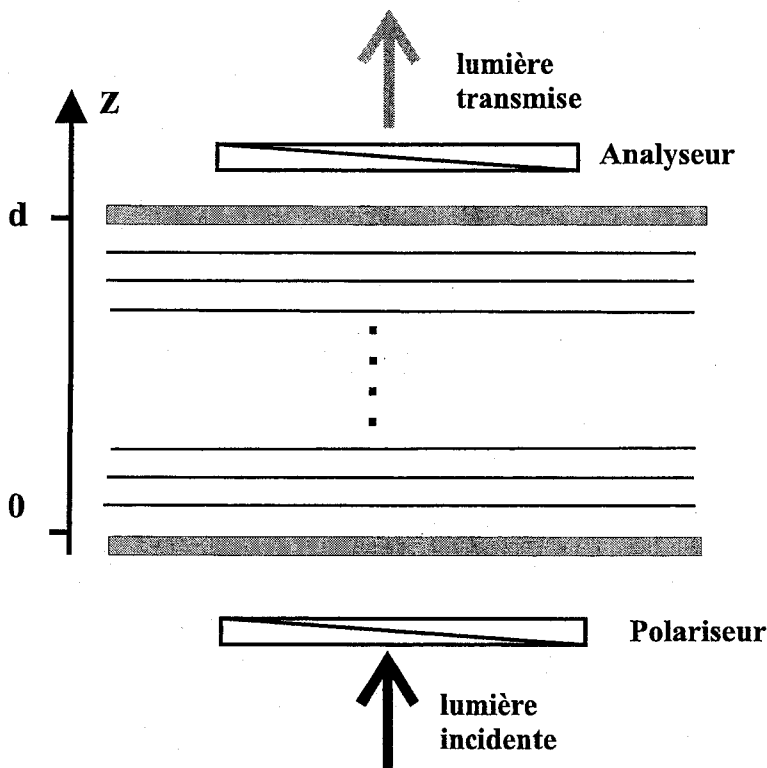


FIG. 2.19 – La cellule étudiée est placée entre polariseur et analyseur. Pour calculer numériquement l'intensité transmise, cette cellule est découpée en n_i tranches d'épaisseurs dz .

Pour calculer numériquement l'intensité transmise par la cellule de SmC^* , on considère une vibration incidente polarisée linéairement dans la direction parallèle au directeur des molécules sur la première surface de la cellule. Cette vibration est ensuite décomposée en deux vibrations favorisées, l'une gauche et l'autre droite (voir ci-dessus). La cellule est alors divisée en n_i tranches de mêmes épaisseurs dz . Chaque tranche se caractérise par son pas hélicoïdal local $p(z)$ et par son indice de réfraction qui dépend de l'angle d'inclinaison θ du SmC^* (angle de tilt) et de l'angle azimuthal $\varphi(z)$, soit :

$$\begin{cases} p(z) = 2\pi \cdot \frac{dz}{d\alpha} \\ n(\theta, \varphi(z)) = \frac{n_e \cdot n_o}{\sqrt{(n_o^2 + (n_e^2 - n_o^2) \cdot \sin^2(\varphi(z)) \cdot \sin^2(\varphi(z)))}} \end{cases} \quad (2.34)$$

où $d\alpha = \arctan(\tan \theta \cos \phi(z)) - \arctan(\tan \theta \cos \phi(z + dz))$ est l'angle de rotation de la projection du directeur dans le plan de la cellule entre deux tranches successives.

Les vibrations transmises par chaque tranche ont effectué une rotation donnée et deviennent les vibrations incidentes pour la tranche suivante. Ce procédé est répété pour les n_i tranches. A la sortie de la cellule, les deux vibrations sont projetées sur le repère du laboratoire et ensuite sur l'analyseur, ce qui conduit à l'intensité transmise par la cellule [7].

Les calculs numériques de la transmission lumineuse permettent de prévoir les comportements et d'étudier l'influence de différents paramètres physique sur la réponse électro-optique des cellules qui nous intéressent dans le cadre de cette étude. On peut, par exemple, étudier l'influence de la polarisation spontanée ou de l'épaisseur de cellule sur les variations de la transmission électro-optique en fonction de la tension.

2.4.3 Effets de la polarisation spontanée et de l'épaisseur de cellule

Les résultats qui seront présentés ici concernent la transmission de la lumière par une cellule TSC^* entre polariseur et analyseur parallèles. Les deux graphiques représentés sur la figure 2.20 sont les résultats obtenus avec des polarisations spontanées $P_s = 5, 10$ et $72 nC.cm^{-2}$ et une constante élastique $K = 8.10^{-11} N$. Le graphique a.) correspond au cas où le polariseur et l'analyseur sont parallèles, et le graphique b.) correspond au cas où ils sont croisés. On constate que ces deux figures sont symétriques entre elles. On obtient l'état allumé pour une tension maximale dans le cas où les deux polariseurs sont parallèles, alors qu'on l'obtient pour une tension nulle dans le cas où ils sont perpendiculaires. Ces courbes montrent sans ambiguïté que la valeur de la polarisation spontanée influence fortement les caractéristiques électro-optiques de la cellule TSC^* . En effet, le contraste électro-optique est amélioré quand la polarisation spontanée augmente. Ces modifications sont étroitement liées à la distribution de l'angle azimuthal qui comme indiqué sur les figures 2.4 et 2.10 est étroitement liée aux valeurs de la polarisation spontanée.

Quand la polarisation spontanée est faible, de fortes tensions sont nécessaires pour modifier l'alignement initial de la cellule. Ainsi, lorsqu'aucune tension n'est appliquée à la cellule (cf. figure 2.21), la torsion développée dans tout le volume est quasi-régulière, la cellule TSC^* agit alors comme un "mauvais" guide d'onde et l'état de polarisation de la lumière à la sortie de la cellule fait qu'une partie seulement de l'intensité lumineuse est transmise par l'analyseur (cf. figure 2.21, figure de droite).

Quand la polarisation devient plus importante, les dipôles s'alignent dans le volume et parviennent à rejeter les torsions sur les surfaces. Pour des polarisations supérieures à 30 nC.cm^{-2} l'épaisseur où sont localisées les torsions est comparable ou faible par rapport à la longueur d'onde de la lumière, la polarisation de la lumière n'est que peu affectée par les torsions de la cellule; la cellule se comporte alors comme une simple lame biréfringente. Dans ce cas, l'application d'une tension à la cellule revient tout simplement à tourner les lignes neutres de cette lame biréfringente entre 0 et 2θ . Le paramètre principal ou pertinent dont dépend l'état de polarisation à la sortie de la cellule est dans ce cas l'épaisseur de la cellule. Les études numériques présentées ici ont été réalisées pour une cellule d'une épaisseur de $5.4 \mu\text{m}$. Pour cette épaisseur, lorsqu'aucune tension n'est appliquée, la polarisation de la lumière en sortie de cellule est quasi-rectiligne et perpendiculaire à l'analyseur, l'intensité transmise est alors quasi-nulle. Lorsqu'on applique une tension, les lignes neutres du milieu tournent de $2\theta \simeq 90^\circ$ pour une tension appliquée suffisante et l'intensité transmise est maximale entre polariseur et analyseur croisés et minimale entre analyseur et polariseur parallèles (cf. figure 2.20).

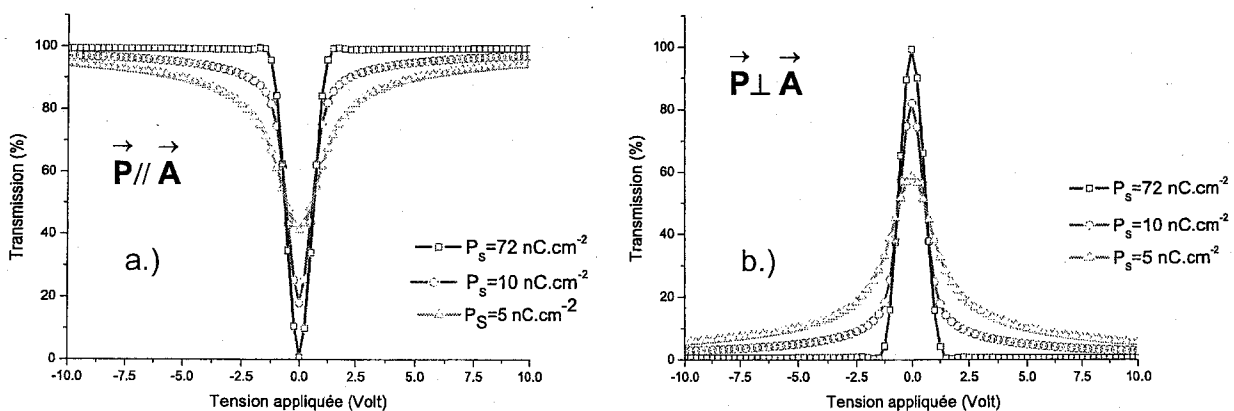


FIG. 2.20 – Transmission de la lumière pour différentes valeurs de la polarisation spontanée. Seules des valeurs fortes de la polarisation spontanée permettent d'obtenir le contraste maximum pour $d = 5.4 \mu\text{m}$. À gauche : analyseur et polariseur parallèles. À droite : analyseur et polariseur croisés.

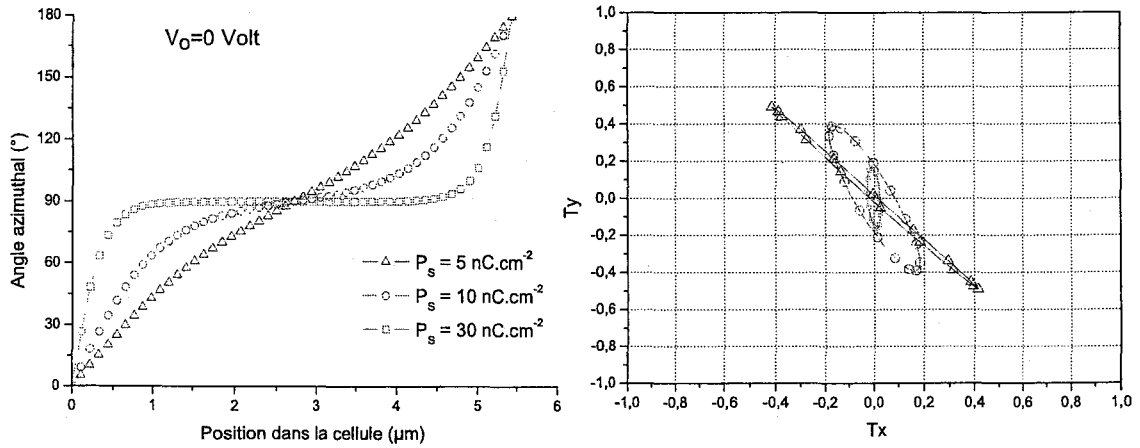


FIG. 2.21 – Effet de la polarisation spontanée sur la distribution de l'angle azimuthal lorsqu'aucune tension n'est appliquée à la cellule. Pour les faibles polarisations, une torsion est développée dans tout le volume (voir figure de gauche), la cellule agit alors comme un mauvais guide d'onde et la polarisation de la lumière en sortie de cellule varie de manière importante avec la polarisation. Quand la polarisation est forte, les dipôles s'alignent et le milieu se comporte comme un milieu quasi-biréfringent.

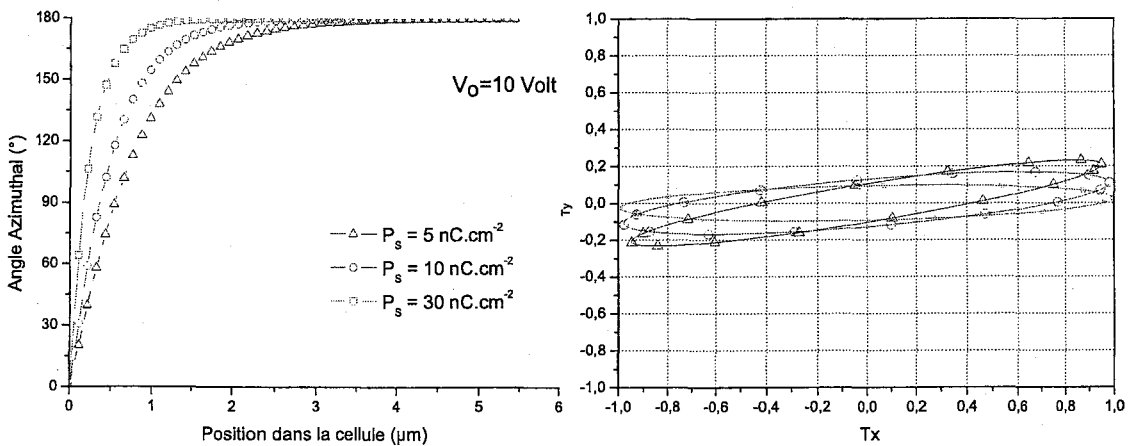


FIG. 2.22 – Effet de la polarisation sur la distribution de l'angle azimuthal pour une tension appliquée de 10 volts. Lorsque la polarisation spontanée est forte, l'épaisseur où sont localisées les torsions est réduite et l'état de polarisation de la lumière est peu modifié.

Ainsi, l'épaisseur des cellules est un facteur important qui modifie profondément le contraste du dispositif électro-optique. En effet, les figures de la transmission optique et de l'état de polarisation en sortie de cellule (figures 2.23 et 2.24) et celles montrant l'évolution de l'angle azimuthal pour les fortes polarisations (*cf.* figure 2.10) confirment ces conclusions. La transmission de la lumière, entre polariseur et analyseur parallèles, peut alors être décrite par l'équation suivante :

$$I = I_0 \cdot \left[1 - \sin^2(2\alpha) \cdot \sin^2\left(\frac{\pi \Delta n d}{\lambda}\right) \right], \quad (2.35)$$

où α est l'angle caractérisant la direction des lignes neutres par rapport à la direction du polariseur : $\alpha = 45^\circ$ pour $V_0 = 0$, $\alpha = 0^\circ$ pour V_0 négative et suffisante et $\alpha = 90^\circ$ pour V_0 positive et suffisante. Sous l'effet de la tension appliquée, les lignes neutres du milieu tournent d'un angle α et l'ellipticité de la lumière transmise est modifiée. Ainsi, comme montré par la figure 2.24 l'état de polarisation de la vibration émergente est profondément modifié selon l'épaisseur de la cellule.

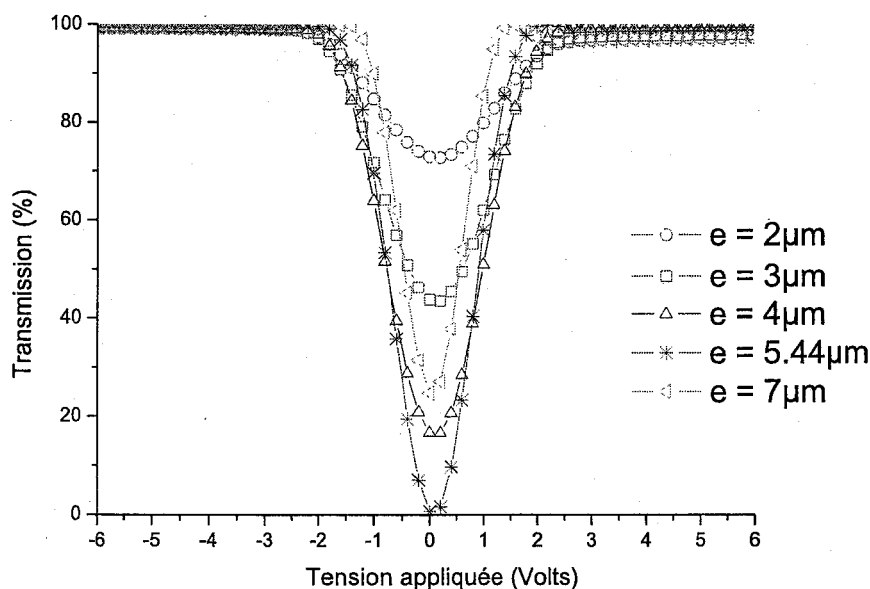


FIG. 2.23 – Effets de l'épaisseur de cellule sur la transmission optique, $P_s = 72 \text{ nC} \cdot \text{cm}^{-2}$.

La figure 2.25 montre que lorsque la polarisation spontanée P_s diminue, la position des maxima d'intensité change. La différence la plus importante entre les maxima et minima d'in-

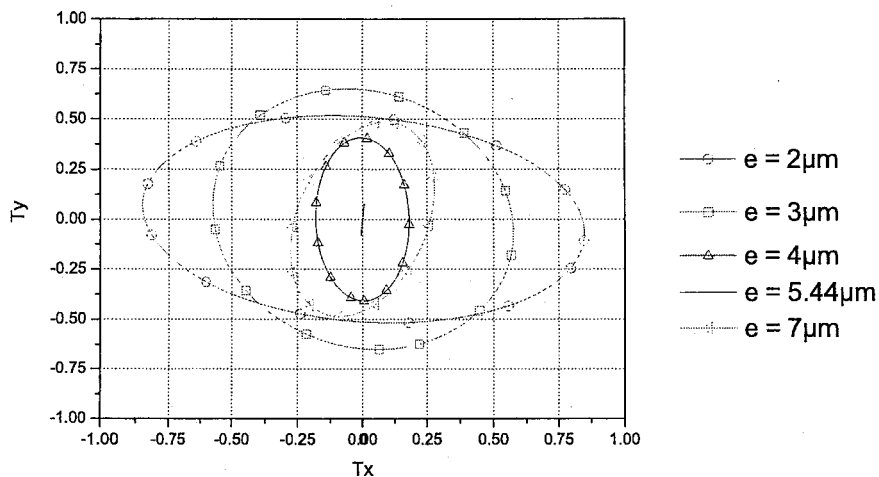


FIG. 2.24 – Effets de l'épaisseur de la cellule sur la distribution de l'angle azimutal et sur l'état de polarisation de la lumière en sortie de cellule. La vibration transmise est quasi-linéaire et tournée de $\approx 90^\circ$ par rapport à l'incidente pour une épaisseur égale à $5.4\mu m$.

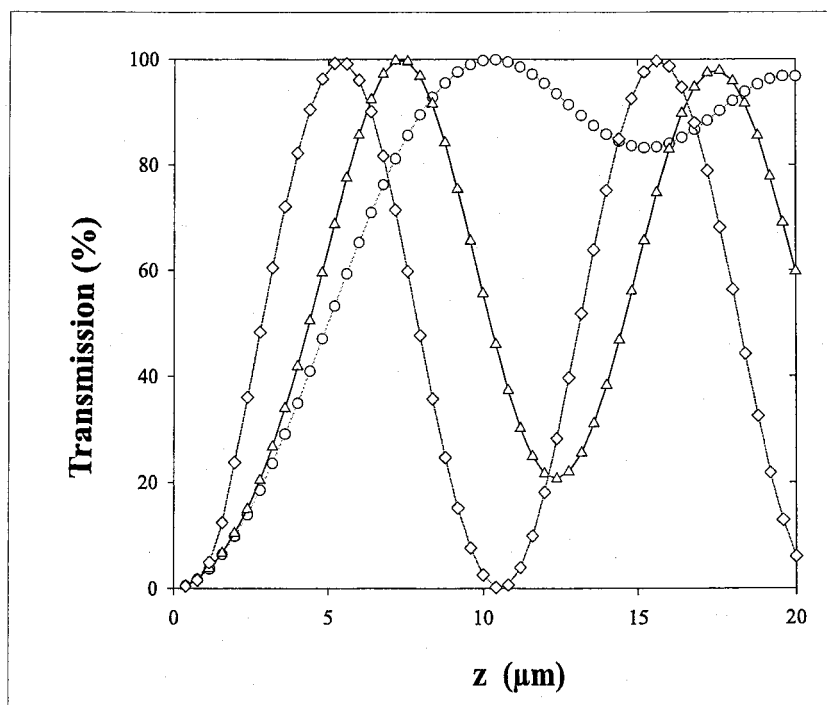


FIG. 2.25 – Intensité transmise en fonction de l'épaisseur de cellule calculée pour différentes valeurs de P_s et $V_0=0$ Volts. Le polariseur et l'analyseur sont croisés. ($\circ P_s = 5 \text{ nC/cm}^2$, $\triangle P_s = 10 \text{ nC/cm}^2$, $\diamond P_s = 72 \text{ nC/cm}^2$)

tensité est obtenue pour une polarisation égale à $72nC \cdot cm^2$. Le meilleur contraste est donc obtenue pour des épaisseurs plus grandes. Notons en particulier que pour une polarisation spontanée égale à $72nC \cdot cm^2$ (qui est la valeur de la polarisation spontanée du composé CS2005 qui sera étudié expérimentalement), le meilleur contraste est obtenu pour une épaisseur égale à $5.4\mu m$. La cellule est alors équivalente à une lame demi-onde de birefringence effective $\delta n = \Delta n \cos^2 \theta$. Les cellules de plus grandes épaisseurs ne seront pas considérées sinon la structure hélicoïdale naturelle ne se serait pas détruite. Les valeurs numériques des minima d'intensité ne sont plus nulles lorsqu'on diminue la polarisation spontanée, la cellule tend à se comporter comme une guide d'onde aux faibles polarisations (régime guide d'onde). Cette figure montre également que le meilleur contraste est obtenu si $\delta n \cdot d = (2k+1)\lambda/2$, soit pour les épaisseurs $d = (2k+1)\lambda/2\delta n$.

2.4.4 Effet des couches d'alignement

Les courbes de la figure 2.26 montrent l'effet des couches d'alignement sur la distribution de l'angle azimuthal pour une polarisation spontanée P_s égale à $72nC \cdot cm^2$, la valeur de la constante élastique utilisée étant celle du matériau étudié dans la partie expérimentale (i.e $K = 8 \cdot 10^{-11} N$). Ces deux courbes montrent clairement que l'augmentation de l'épaisseur des couches d'alignement modifie la distribution de l'angle azimuthal. Ainsi, des tensions plus importantes sont nécessaires pour obtenir les mêmes orientations dans la cellule avec des épaisseurs de couches d'alignement plus importantes. Ces couches absorbent de l'énergie, ce qui se traduit par une diminution du champ électrique interne comme le rappelle l'expression suivante :

$$E(z) = \frac{\beta}{d} \left[-V_0 + \frac{P_s}{\epsilon} \int_0^d \cos \varphi dz \right] - \frac{P_s}{\epsilon} \cos \varphi(z)$$

où $\beta = \frac{1}{1 + \frac{2d_{al}\epsilon}{d\epsilon_{al}}}$, en supposant que les deux couches d'alignement sont identiques (mêmes épaisseurs d_{al} et ϵ_{al}).

Pour les valeurs numériques des constantes physiques indiquées dans le tableau 2.1, le terme entre crochets diminue de 0.7% lorsque les couches ont une épaisseur de 20 nm, de 3.5% pour une épaisseur de couches d'alignement de 100 nm, et 26.9% pour une épaisseur de couches de 1 μm .

Notre étude montre qu'une augmentation de l'épaisseur des couches d'alignement modifie de manière plus importante la distribution de l'angle azimuthal aussi bien dans le cas de fortes

polarisations spontanées que de faibles polarisations spontanées (cf. figure 2.26 et 2.27).

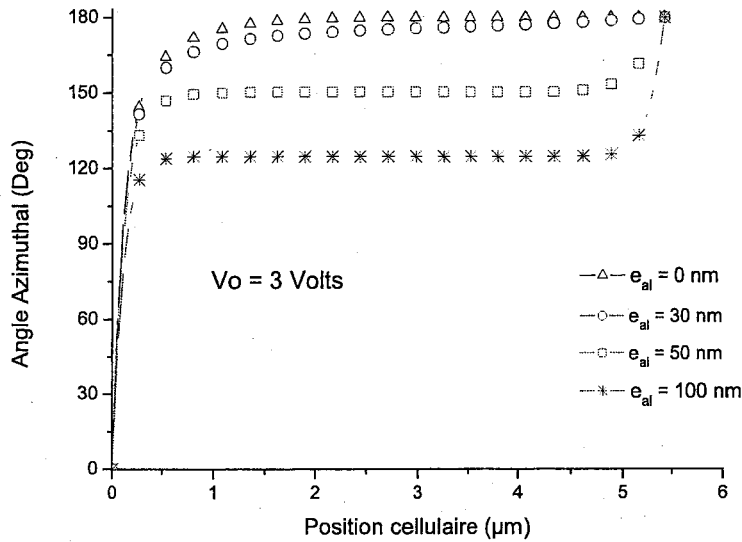


FIG. 2.26 – Cas d'une forte polarisation spontanée : effet de l'épaisseur des couches d'alignement sur la répartition de l'angle azimuthal pour une tension appliquée de 3 Volts ($P_s = 72nC.cm^2$ et $K = 8 \cdot 10^{-11}N$). Des tensions plus importantes sont nécessaires pour obtenir les mêmes effets avec des épaisseurs de couches d'alignement plus importante.

Le champ électrique ressenti, dans ce dernier cas, par les molécules du cristal liquide est plus faible en chaque point z de la cellule.

L'effet de l'épaisseur des couches d'alignement sur la réponse électro-optique d'une cellule TSC^* à forte polarisation spontanée est représenté sur la figure 2.28 ($P_s = 72nC.cm^2$). Ces courbes montrent clairement qu'une augmentation de l'épaisseur des couches d'alignement se traduit dans la pratique par un élargissement de la forme en "V" de la réponse électro-optique. Cet élargissement traduit tout simplement le fait que de plus fortes tensions sont nécessaires pour obtenir les mêmes distributions de l'angle azimuthal (comme on vient de le voir). Si l'on représente la largeur à mi-hauteur des réponses électro-optiques obtenues, on constate qu'elle augmente linéairement avec l'épaisseur des couches d'alignement (cf. figure 2.28, figure de gauche). Ce résultat s'explique facilement si l'on garde en mémoire l'expression du terme β caractérisant les couches d'alignement. En effet ce terme évolue de manière quasi-linéaire en fonction de l'épaisseur des couches d'alignement.

Le même comportement est observé pour les faibles polarisations spontanées mais les épaisseurs des couches d'alignement nécessaires pour obtenir les mêmes élargissements sont beaucoup

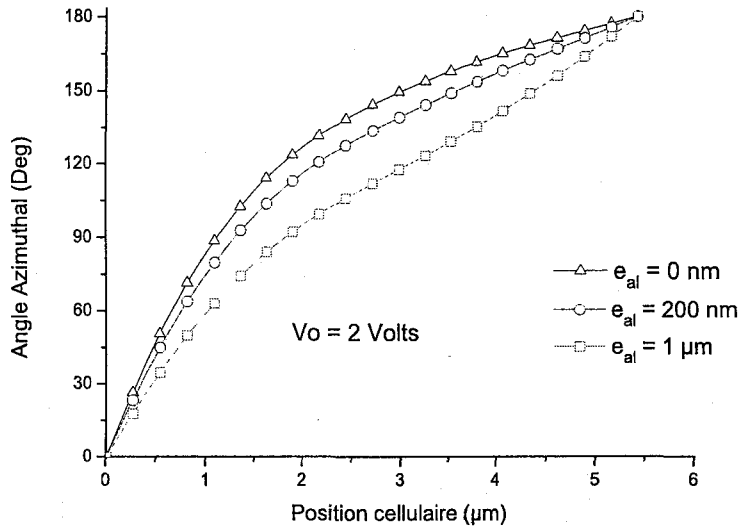


FIG. 2.27 – Cas d’une faible polarisation spontanée : effet de l’épaisseur des couches d’alignement sur la répartition de l’angle azimuthal pour une tension appliquée de 3 Volts ($P_s = 5 \text{ nC.cm}^2$ et $K = 8 \cdot 10^{-11} \text{ N}$). La répartition de l’angle azimuthal est peu affectée par les changements de l’épaisseur des couches d’alignement.

plus importantes. En effet, la figure 2.29 montre qu’une épaisseur de couches d’alignement de 200 nm change à peine l’allure de la réponse électro-optique. Comme les épaisseurs des couches d’alignement utilisées dans la réalisation de dispositifs électro-optiques sont rarement supérieures à 200 nm , ce phénomène n’est pas à prendre en compte dans la conception de dispositifs avec des composés de faibles polarisations spontanées.

2.5 Conclusion

Le comportement électro-optique des cellules de $S\text{mC}^*$ en configuration torsadée est différent de celui des cellules de nématiques torsadés. Les divergences de la polarisation spontanée sont à l’origine d’un champ électrique qui ne peut pas être négligé. A cause de ce champ, l’angle azimuthal n’est pas homogène dans la cellule; cet angle varie rapidement près des surfaces et reste pratiquement homogène au milieu de la cellule lorsqu’aucun champ n’est appliqué. Ces déformations sont rejetées vers les faibles épaisseurs lorsqu’on applique une tension positive et vers des épaisseurs plus importantes lorsque la tension appliquée est négative. Lorsqu’aucune tension n’est appliquée à la cellule, cette dernière se comporte comme un guide d’onde pour les faibles polarisations spontanées (pouvoir rotatoire) et comme une lame "biréfringente" pour

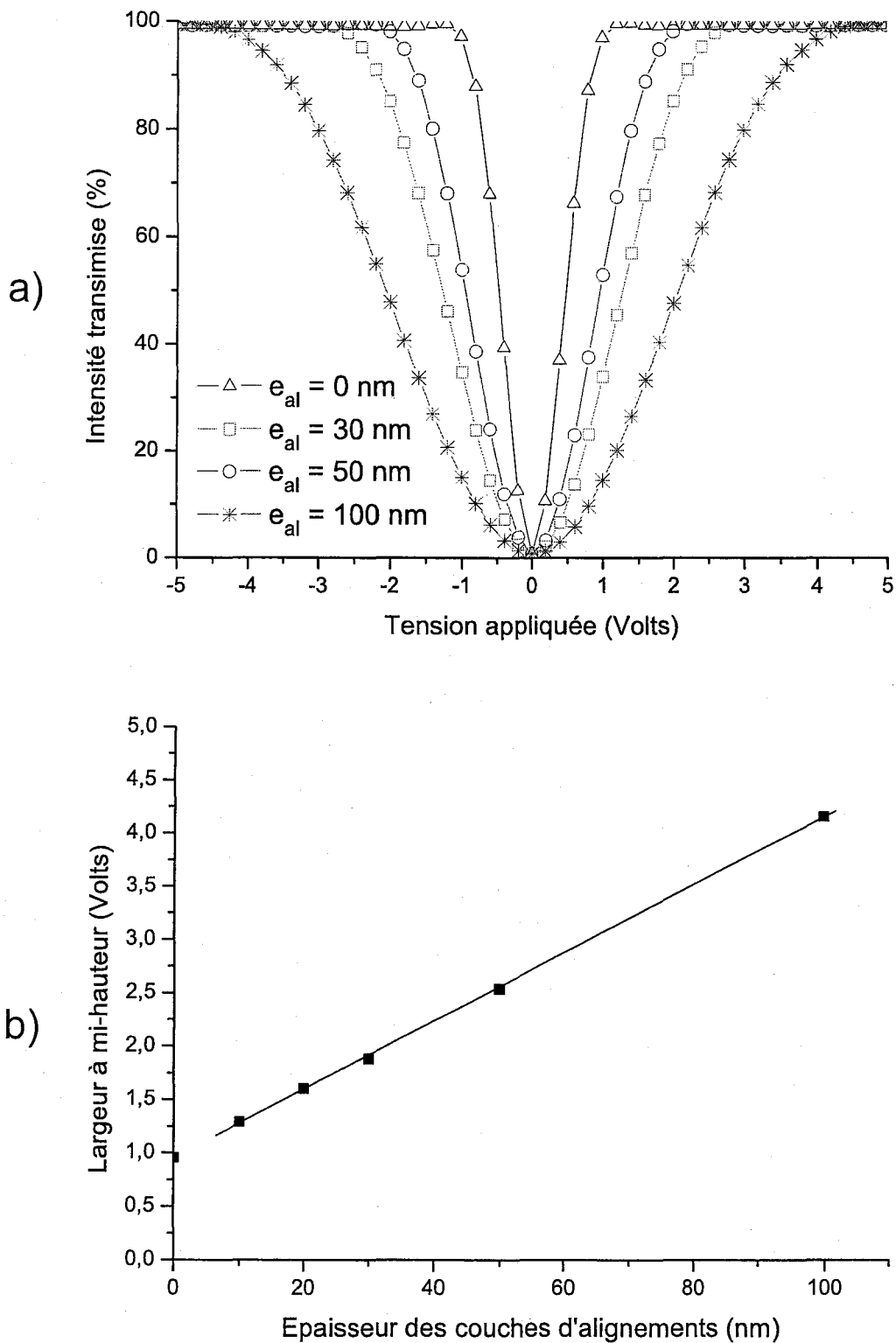


FIG. 2.28 – Cas d'une forte polarisation spontanée : **Courbe a)** - Effet de l'épaisseur des couches d'alignement sur la transmission optique. **Courbe b)** - La largeur à mi-hauteur des courbes de transmission dépend linéairement de l'épaisseur des couches d'alignement.

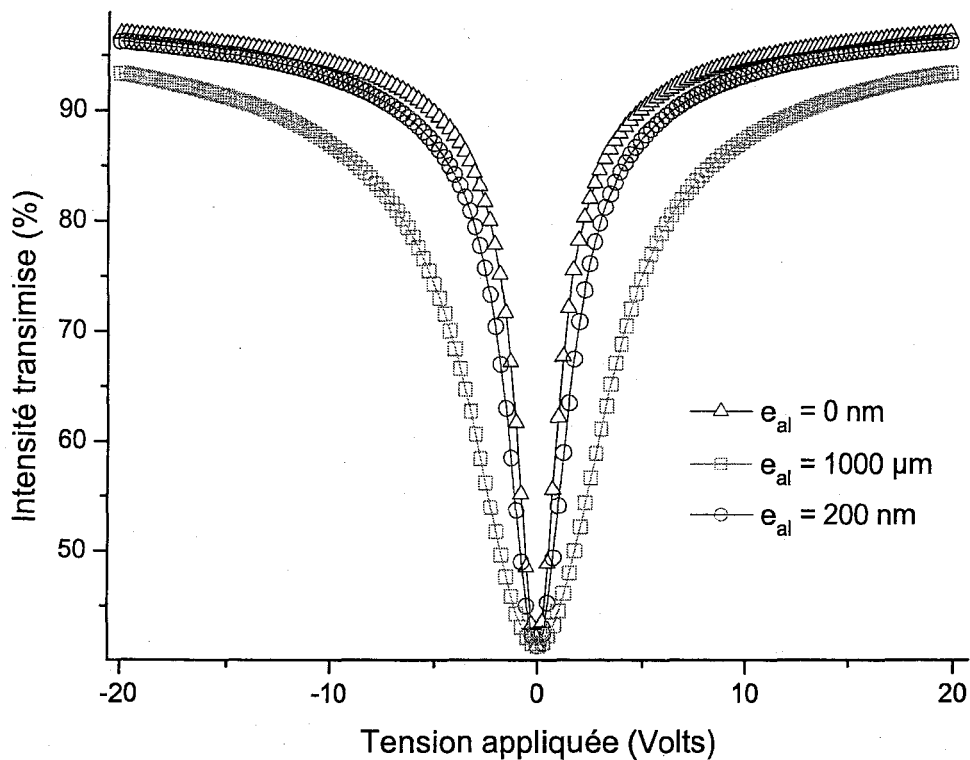


FIG. 2.29 – Cas d'une faible polarisation spontanée : effet de l'épaisseur des couches d'alignement sur la transmission électro-optique. Des épaisseurs très importantes sont nécessaires pour modifier la courbe de transmission.

les fortes polarisations. L'intensité transmise est alors minimale. L'application d'une tension à la cellule revient à faire tourner les lignes neutres de lame équivalentes d'un angle α compris entre 0 et 2θ). L'intensité transmise est alors maximale pour des tensions suffisantes. La réponse électro-optique est en forme de V plus ou moins large selon l'épaisseur des couches d'alignement.

Bibliographie

- [1] A. Fukuda, Proc. IDRC, , pp.191 (1988)
- [2] Shiroh Inui, Noriko Iimura, Tsuyoshi Suzuki, Hiroshi Iwane, Kouichi Miyachi, Yoichi Takanishi and Atsuo Fukuda J. Mater. Chem., **6**, 671 - 673 (1996)
- [3] T. Yoshida, T. Tanaka, J. Ogura, H. Wakat, H. Aoki, Proc SID, **97 Digest**, 841 (1997)
- [4] P. Rudquist, J. P. F. Lagerwall, M. Buivydas, F. Gouda, S. T. Lagerwall, N. A. Clark, J. E. Maclellan, R. Shao, D. A. Coleman, S. Bardou, T. Bellini, D. R. Link, G. Natale, M. A. Glaser, D. M. Walba, M. D. Wand and X.-H. Chen J. Mater. Chem., **9**, 1257 - 1261 (1999)
- [5] L. M. Blinov, S. P. Palto, E. P. Pozhidaev, Yu. P. Bobylev, V. M. Shoshin, A. L. Andreev, F. V. Podgornov, W. Haase, Physical Review E, **71 (5)**, 051715, (2005)
- [6] J. S. Patel, Appl. Phys. Lett., **60**, 280 (1992).
- [7] M. Ismaili, G. Joly, N. Isaert et A. Anakkar., Liq. Cryst., **28 (2)**, 253 (2001).
- [8] P. Cluzeau, M. Ismaili, A. Anakkar, M. Foulon, A. Babeau and H. T. Nguyen, Mol. Cryst. Liq. Cryst., **362**, 185 (2001)
- [9] S.T. Lagerwall and I. Dahl. Mol. Cryst. Liq. Cryst., **114** 151 (1984)
- [10] M. Brunet, Ph. Martinot-Lagarde, J. de Phys. II, **6 (12)**, 1687-1725 (1996)
- [11] L. Limat, Europhys. Lett., **44**, 205-210 (1998)
- [12] R. E. Webster, N. J. Mottram and D. J. Cleaver, Phys. Rev. E, **68**, 021706 (2003)
- [13] M. Nakagawa et T. Akahane. A study of Homogeneous-Twist transitions in surface stabilized ferroelectric liquid crystal cells. J. Phys. Soc. Jpn., **55 (12)**, 4492-4499 (1986)

- [14] I. Dahl, S.T. Lagerwall, and K. Skarp. Phys. Rev A., **36(9)**, 4380 (1987)
- [15] M.A. Handshy and N.A. Clark. Ferroelectrics., **59**, pp. 69 (1984)
- [16] A. De Meyere, H. Pauwels and E. De Ley, Liq. Cryst., **14 5**, 1269-1282 (1993)
- [17] J. Ph. Pérez, R. Carles et R. Fleckinger, Electromagnétisme- Vide et milieux matériels, Ed. Masson (1991)
- [18] H. J. Pauwels, F. H. Cuypers, ferroelectrics,**113**, 37 (1991)
- [19] B. Maximus, E. De Ley, A. De Meyere, H. Pauwels : Ion transport in SSFLCD's. Ferroelectrics. **121**,103 (1991)
- [20] T. Akahane, K. Itoh and N. Nihei, Jpn. J. Appl. Phys., **32**, 5041 (1993)
- [21] Ch. Guilpin, Manuel de calcul numérique appliqué, EDP Sciences, Paris (1999)
- [22] N.A. Clark, D. Coleman, J.E. Maclennan, Liq. Cryst., **27**, 985 (2000)
- [23] M. Čopř, J. E. Maclennan, N. Clark, Phys. Rev. E, **63**, 031703 (2001)
- [24] M. Čopř, J. E. Maclennan, N. Clark, Phys. Rev. E, **65**, 021708 (2002)
- [25] D. Coleman, D. Mueller, N.A. Clark, J.E. Maclennan, R. F. Shao, S. Bardon, D. M. Walba, Phys. Rev. Lett., **91**,175505 (2003)
- [26] R. N. Thurston, Julian Cheng, R. B. Meyer and G. D. Boyd, J. App. Phys., **56(2)**, 263 (1984)
- [27] M. Guena, PhD Thesis, University of Bretagne Occidentale - France, **Chapter 5**, 103, (1996)
- [28] V. Pertuis and J. S. Patel, Ferroelectrics, **193**, 149 (1993)
- [29] L. W. K. Yim, A. B. Davey and A. R. L. Travis, Ferroelectrics, **181**, 147 (1996)
- [30] P. YEH and C. GU, Optics of liquid crystal Displays, Ed. Wiley, New York (1999)
- [31] C. Mauguin, 1911, Bull. Soc. Fr. Min., **34**, 71-117
- [32] Hl. De Vries, 1951, Acta. Cryst., **4**, 219
- [33] J. Billard, Contribution à l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques planes dans certains milieux matériels, Thèse d'état, Faculté des Sciences de l'Université de Paris (1966)

- [34] T. Anabuki, T. Sakonjuh, M. Kimura, T. Akahane. Switching characteristics of surface-stabilized ferroelectric liquid crystals with chevron layer structure. *Ferroelectrics*. **149**, 21 (1993)
- [35] M. Scalerandi, P. Pagliusi, G. Cipparrone, G. Barbero : Influence of the ions on the dynamical response of a nematic cell submitted to a dc voltage. *Phys. Rev. E*. **69**, 051708 (2004)

Chapitre 3

Études expérimentales des cellules de SmC^* en configuration torsadée

Sommaire

3.1	Dispositif expérimental	82
3.2	Le cristal liquide étudié	82
3.3	Résultats expérimentaux	86
3.3.1	Étude de la cellule d'épaisseur $d = 4.39 \mu m$	86
3.3.2	Étude de la cellule d'épaisseur $d = 5.4 \mu m$	93
3.4	Discussion et conclusion	100
3.4.1	Cellule d'épaisseur $d = 4.39 \mu m$	104
3.4.2	Cellule d'épaisseur $d = 5.4 \mu m$	105

3.1 Dispositif expérimental

Afin de vérifier la validité des résultats obtenus par nos calculs théoriques, nous avons étudié expérimentalement la transmission électro-optique par des cellules remplies du composé CS2005 (Chisso-Japan). Pour ce faire, nous avons réalisé un banc de mesure permettant d'enregistrer les variations de l'intensité transmise par des cellules de cristaux liquides en fonction de la tension appliquée (*cf.* figure 3.1). Un faisceau laser HeNe ($\lambda = 633 \text{ nm}$) éclaire une cellule de cristaux liquides en configuration torsadée placée entre un polariseur et un analyseur. La lumière transmise est détectée à l'aide d'une photodiode (Si) reliée à un oscilloscope numérique (HP 54645A) qui permet de visualiser le signal transmis par la cellule. Le polariseur, l'analyseur et la cellule sont placés sur des platines tournantes permettant ainsi de repérer les directions de polarisation de la lumière par rapport à l'axe optique du cristal liquide à l'entrée et à la sortie de la cellule. Un générateur basses fréquences (GBF HP 33120) permet d'appliquer une tension continue ou alternative à la cellule. L'ensemble est relié à un ordinateur de bureau de type PC par l'intermédiaire d'une carte IEEE. Les commandes et le pilotage des différents appareils se font à l'aide du logiciel HP-VEE (Agilent VEE). L'ordinateur PC permet également le stockage et le traitement des résultats expérimentaux. Ce montage peut être utilisé sur tout le domaine d'existence de la phase cristalline liquide étudiée. Pour cela, la cellule a été placée dans une platine chauffante (Mettler Toledo FP82HT-FP90) relié à une centrale de commande permettant de programmer la température désirée ($T \leq 250^\circ C$). Afin de pouvoir laisser passer le faisceau lumineux cette platine est percée en son centre et placée sur une rotation et une platine de translation XY.

3.2 Le cristal liquide étudié

Le cristal liquide étudié expérimentalement a été synthétisé par la société Chisso (Japan) et connu sous le nom CS2005. Ce composé est particulièrement adapté pour la fabrication de cellules en configuration torsadée. Il répond pratiquement à toutes les caractéristiques requises pour réaliser ces cellules. Tout d'abord, il possède une phase SmC^* à la température ambiante et dans un large intervalle de température. Sa séquence de phases est la suivante :

$$\text{Cr} - (19^\circ C) - SmC^* - (64.9^\circ C) - N^* - (73.2^\circ) - I$$

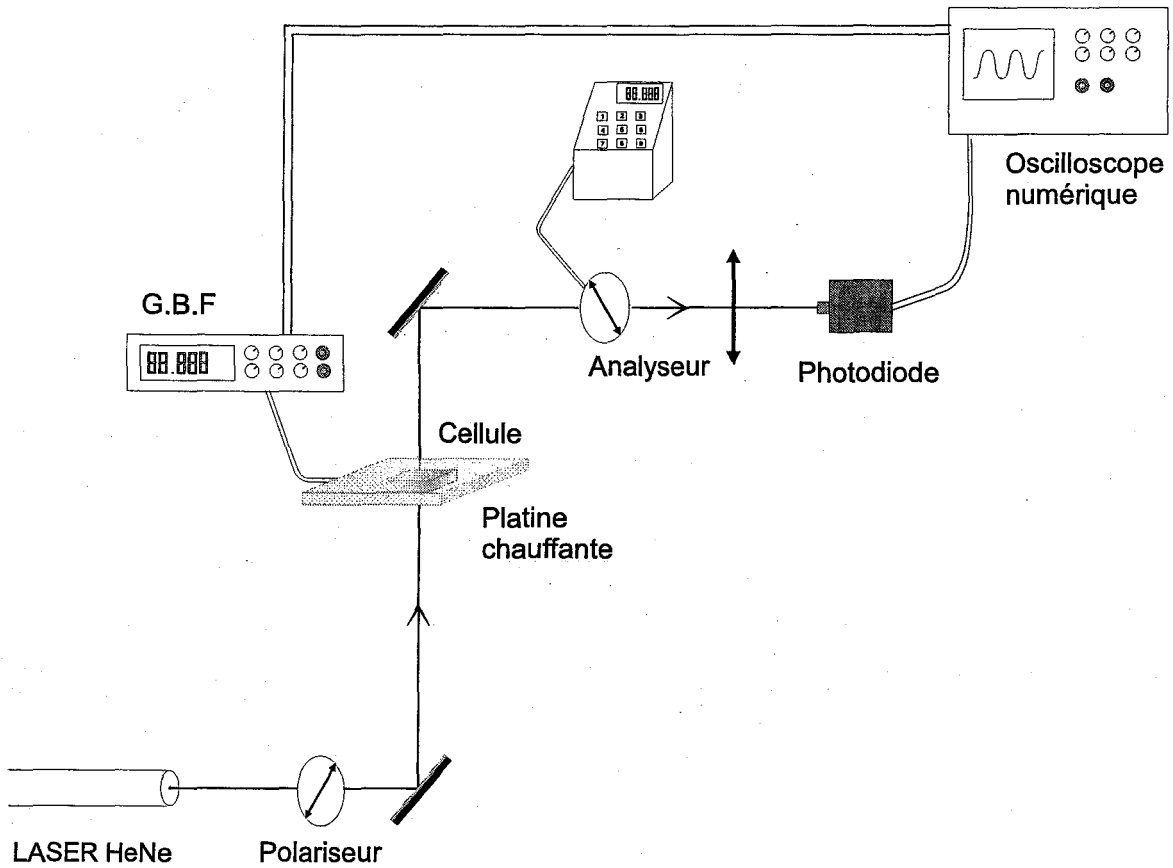


FIG. 3.1 – Dispositif expérimental permettant la mesure de l'intensité transmise par une cellule de cristal liquide. La cellule est placée dans une platine chauffante entre polariseur et analyseur. La source lumineuse est un laser HeNe de longueur d'onde $\lambda = 633 \mu m$. L'intensité transmise est détectée à l'aide d'une photo-diode (Si) reliée à un oscilloscope numérique.

Son angle d'inclinaison θ (angle de tilt) est proche de 45° et quasi-constant à température ambiante ($\theta \approx 43.9^\circ$). L'angle d'ouverture du cône smectique correspond donc pratiquement à la torsion de la cellule 90° [1]. Les matériaux à grand angle de tilt ont la particularité de ne pas présenter la phase smectique A. Il présente par contre la transition de phase du premier ordre $SmC^* - N^*$ [2]. De part l'absence de la phase SmA, ces matériaux ont l'avantage de ne pas présenter de chevrons. Le composé étudié a une polarisation spontanée P_s assez élevée et quasi-indépendante de la température (environ 72 nC.cm^{-2}). L'interaction entre le champ électrique et le vecteur polarisation est donc assez importante, la réorientation des molécules nécessite donc des tensions assez faibles. Le pas hélicoïdal p en phase SmC^* de ce composé est assez important, il vaut environ $14 \mu\text{m}$ [3]. Les cellules qui seront étudiées sont d'épaisseurs inférieures à $10 \mu\text{m}$, l'hélice naturelle sera donc supprimée par effets des surfaces en phase SmC^* .

Les caractéristiques de ce matériau (grand pas, forte polarisation spontanée et large angle de tilt) et existence de la phase SmC^* à la température ambiante font de ce composé un produit idéal pour réaliser des cellules de SmC^* en configuration torsadée. Il est en effet peu commun de trouver un produit ayant à la fois une forte polarisation spontanée et un grand pas hélicoïdal. La majorité des produits à forte polarisation spontanée présentent en effet des pas très petits ce qui les rend inadaptés à la réalisation de ce type de dispositifs électro-optiques. De part ses caractéristiques, le composé CS2005 possède des temps de réponse électro-optiques courts et permet de fabriquer différents dispositifs à forte polarisation. Par exemple, ce produit a été utilisé pour réaliser des dispositifs utilisant des gels ferroélectriques ou se développe des réseaux de fibres de polymère [4]. Les molécules de la phase SmC^* ferroélectrique sont ancrées au niveau de ces fibres de polymère. L'application d'un champ électrique fait pivoter les molécules sur le cône smectique et l'intensité transmise entre polariseur et analyseur varie de façon continue. Le grand angle de tilt du CS2005 permet dans ce cas d'avoir un contraste maximal. De plus ce composé est particulièrement utile dans les dispositifs utilisant l'effet électro-clinique de la phase cholestérique. Habituellement l'effet électro-clinique dans la phase cholestérique est très faible comparé à celui présent dans la phase smectique A [5]. Cet effet peut être amplifié en incluant la phase cholestérique dans un réseau de polymère. L'effet électroclinique devient alors aussi important que dans la phase SmA. Ce qui permet de réaliser un dispositif électro-optique à effet électro-clinique, en ayant donc des temps de réponse très courts [6]. Signalons enfin que ce

composé a déjà été utilisé par Guena et al. pour réaliser des cellules de SmC^* en configuration torsadées [7].

Dans les cellules qui seront étudiées, les directions d'orientation du directeur aux deux surfaces de la cellule font entre-elles un angle de 90° . Si le polariseur et l'analyseur sont orientés le long de ces deux directions (c-à-d croisés), la lumière transmise sera maximale lorsqu'aucune tension n'est appliquée à la cellule. Dans les mêmes conditions, l'intensité transmise sera minimale si l'analyseur est parallèle au polariseur. Si on applique une tension positive et suffisante, les molécules du cristal liquide se réorientent ; le profil du directeur dans cet état "limite" est très semblable au profil homogène des cellules SSFLC bistables. Nous obtenons une transition de l'intensité transmise, de l'état allumé à l'état éteint si la cellule est placée entre polariseur et analyseur croisés et de l'état éteint à l'état allumé si elle est placée entre polariseur et analyseur parallèles. Des états intermédiaires sont obtenus pour des tensions appliquées plus faibles. Par conséquent en augmentant la tension appliquée très lentement, la transition entre les deux états est continue et une gamme de niveaux de gris peut être réalisée. Dans ce qui suit, nous présenterons uniquement les résultats expérimentaux obtenus lorsque la cellule a été placée entre polariseur et analyseur parallèles.

Dans une première partie, nous avons choisi de présenter deux études expérimentales réalisées sur des cellules d'épaisseurs différentes fournies par M. Redmond et T. Wilkinson de l'université de Cambridge [8]. Elles vont nous permettre de valider les résultats du modèle développé précédemment et de montrer ses limites. La première cellule étudiée à une épaisseur égale à $4.39 \mu m$ et la seconde cellule à une épaisseur qui correspond au cas où le contraste prédit par notre modèle est maximal, soit $d = 5.4 \mu m$. Ces deux études ont été réalisées pour différentes fréquences de la tension triangulaire appliquée. La première cellule va nous permettre d'étudier l'influence de l'amplitude de la tension appliquée (V_{max}) sur la transmission lumineuse de la cellule. Nous présenterons d'abord les résultats obtenus pour $V_{max} = 5 \text{ Volts}$ puis pour une amplitude plus élevée ($V_{max} = 20 \text{ Volts}$). Dans une seconde partie, nous comparerons ces résultats expérimentaux avec ceux obtenus par le modèle que nous avons développé au chapitre 2. Les différences de comportements observées seront analysées et nous permettront d'identifier les paramètres pertinents que nous devons prendre en compte pour améliorer ce modèle.

3.3 Résultats expérimentaux

3.3.1 Étude de la cellule d'épaisseur $d = 4.39 \mu m$

Dans cette section, nous donnerons les résultats expérimentaux obtenus en étudiant la cellule d'épaisseur $d = 4.39 \mu m$. Nous commencerons, tout d'abord, par les résultats obtenus en appliquant à la cellule une tension triangulaire de fréquence f comprise entre 2 Hz et 100 Hz et d'amplitude $V_{max} = 5 \text{ Volts}$ puis nous donnerons les résultats obtenus en appliquant à la cellule une tension triangulaire d'amplitude $V_{max} = 20 \text{ Volts}$. La tension appliquée varie donc de façon continue entre $-V_{max}$ et $+V_{max}$.

3.3.1.1 Tension triangulaire d'amplitude $V_{max} = 5 \text{ Volts}$

Les résultats expérimentaux obtenus en appliquant, à la cellule d'épaisseur $d = 4.39 \mu m$, une tension triangulaire d'amplitude $V_{Max} = 5 \text{ V}$ sont représentés sur les figures 3.2 à 3.4. Pour toutes les fréquences étudiées, les courbes de l'intensité transmise en fonction de la tension appliquée montrent une forme en V variant avec la fréquence. Le minimum de la forme en "V" n'est pas superposée avec le zéro de la tension appliquée. Ce minimum est, pour chaque fréquence, décalé dans le sens des tensions positives pour des tensions appliquées croissantes et dans le sens des tensions négatives pour des tensions appliquées décroissantes. Ces figures montrent clairement que les courbes de réponse électro-optique ressemblent à un "V" régulier pour des fréquences inférieures à 50 HZ. En effet, pour une fréquence élevée et une tension appliquée négative égale à -5 Volts, l'intensité transmise est maximale. En augmentant la tension, l'intensité reste quasi-constante jusqu'à une tension comprise dans l'intervalle [-2.5 Volts, -1.5 Volts] où elle commence à décroître de manière continue pour atteindre un minimum à partir duquel l'intensité commence à croître. Elle atteint à nouveau un maximum pour une tension appliquée appartenant à l'intervalle [3 Volts, 4 Volts]. L'intensité transmise reste constante pour des tensions appliquées plus importantes. En diminuant la tension appliquée à partir de sa valeur maximale V_{max} , l'intensité transmise, constante au départ, commence à décroître à partir d'une tension comprise entre 2 et 3 Volts. Elle passe par un minimum dont la position change avec la fréquence de la tension appliquée et croit ensuite pour atteindre à nouveau sa valeur maximale pour une tension comprise entre -2.5 et -3.5 Volts. Pour toutes les fréquences, les valeurs numériques de l'intensité transmise sont comprises entre 25% et 100%, ce qui est en accord avec les résultats données par le modèle. Notons tout de même une différence importante avec les

courbes obtenues par notre modèle statique, le minimum de l'intensité transmise ne coïncide pas avec le zéro de la tension appliquée. Les courbes de transmission présentent une hystérésis. Ce résultat a déjà été rapporté par plusieurs auteurs dans la littérature et peut avoir pour origines les couches d'alignement, les charges ioniques ou le temps de réponse fini du matériau (dynamique visqueuse) [9]. L'hystérésis observée dans cette étude a probablement deux origines :

d'une part, le ralentissement des mouvements de rotations moléculaires lié à la viscosité du matériau et d'autre part un champ ionique, qui compte-tenu de la géométrie particulière de la cellule, existe avant même l'application d'une tension à la cellule et contribue au champ interne de la cellule quelque soit la fréquence de la tension appliquée. Ce champ ne varie pas si la fréquence est élevée et se superpose aux champs appliqué et de dépolarisation de la cellule. La première contribution domine aux fréquences élevées et disparaît quasiment aux basses fréquences. Aux fréquences élevées ($f > 10 \text{ Hz}$), le champ ionique ne change quasiment pas ; l'intensité transmise présente une forme en V régulière et un décalage par rapport au zéro de la tension appliquée. Aux faibles fréquences ($f < 10 \text{ Hz}$), les ions commencent à avoir assez de temps pour se déplacer dans la cellule ; le champ ionique résultant de ces mouvements de charges évolue en fonction du temps et la courbe de transmission se déforme.

Les figures 3.3 et 3.4 représentent l'évolution des tensions qui correspondent au minimum de l'intensité transmise en fonction de la fréquence. Ces courbes montrent clairement que le décalage observé par rapport au zéro de la tension appliquée augmente avec la fréquence. L'évolution de ce minimum se fait de la même manière selon que l'on considère les tensions croissantes ou décroissantes. En ce qui concerne les tensions croissantes, ce décalage augmente rapidement et de manière quasi-linéaire aux basses fréquences avec une pente proche de 0.054 V/Hz . Un changement de comportement est observé pour une fréquence comprise entre 10 Hz et 15 Hz . Aux fréquences supérieures, l'évolution du décalage est toujours linéaire avec une pente divisée pratiquement par 7 (pente $< 0.007 \text{ V/Hz}$). Ce décalage est égal à 1.76 Volts pour $f=100 \text{ Hz}$ et environ 0.5 V pour les fréquences les plus faibles. Pour les tensions décroissantes, les mêmes comportements sont observés, à savoir un décalage qui présente toujours deux régimes et qui évolue linéairement avec la fréquence. Les pentes des deux droites sont deux fois plus importantes par rapport à celles obtenues pour une tension croissante et valent respectivement 0.115 V/Hz et 0.013 V/Hz . Les valeurs du décalage relevées à 2 Hz et à 100 Hz valent respectivement

0.56 V et 2.76 V.

Afin de vérifier la symétrie des courbes de transmission, nous avons comparé les valeurs de l'intensité situées à gauche et à droite du minimum de l'intensité transmise. Pour cela, nous avons effectué une opération de symétrie sur ces données ce qui va nous permettre de voir la différence entre les parties gauche et droite du "V"¹.

Les résultats de ces opérations de symétrie sont représentés sur les figures 3.5 et 3.6. Pour les tensions croissantes, les courbes (*cf.* figure 3.5) montrent qu'à l'exception de la courbe obtenue pour $f = 50 \text{ Hz}$), les valeurs de saturation de l'intensité transmise sont atteintes pour une tension appliquée d'amplitude comprise entre 2.5 et 4 Volts que se soit pour la partie gauche ou droite de la courbe de transmission. Par contre, les pentes sont légèrement différentes. L'écart entre les deux courbes reste pratiquement constant pour les fréquences inférieures ou égales à 10 Hz. On peut noter, qu'aux fréquences élevées ($f > 10 \text{ Hz}$), la partie droite de l'intensité transmise n'atteint pas sa valeur de saturation pour les tensions croissantes. Le "V" de la réponse électro-optique n'est donc pas tout à fait symétrique par rapport au minimum. Les mêmes observations restent valables pour le cas des tensions appliquées décroissantes (*cf.* figure 3.6). La partie gauche de l'intensité transmise n'atteint pas sa valeur de saturation à $f=50 \text{ Hz}$. Les tensions de saturation sont également comprises entre 2.5 et 4 Volts. Le décalage entre les deux courbes ne change de manière significative qu'entre les fréquences $f=50 \text{ Hz}$ et 10 Hz et en plus il est un peu plus importantes que dans le cas précédent. Les variations des pentes des parties droite et gauche n'ont évolué de manière perceptible qu'entre ces deux fréquences.

3.3.1.2 Tension triangulaire d'amplitude $V_{max} = 20 \text{ Volts}$

Les résultats expérimentaux obtenus pour cette tension sont représentés sur les figures 3.7 à 3.9. L'allure générale des courbes de transmission est la même que celle des courbes précédentes mais la forme en "V" semble plus symétrique, en particulier aux fréquences élevées. Le plateau correspondant à la transmission maximale est plus large. En diminuant la fréquence, l'écart entre les minima d'intensité correspondant aux tensions croissantes et décroissantes diminue jusqu'à environ 0.5 V aux faibles fréquences. Aux fréquences élevées, les courbes de transmission sont symétriques, avec un écart entre les minima d'intensité dû à la viscosité du matériau et au

¹Nous avons effectué une symétrie axiale pour les intensités situées à gauche du minimum d'intensité. L'axe de symétrie passe par le minimum de la courbe, il est perpendiculaire à l'axe des abscisses et est contenu dans le plan de la feuille. De cette façon on peut analyser les données situées à gauche du minimum de l'intensité et celles situées à droite de ce minimum.

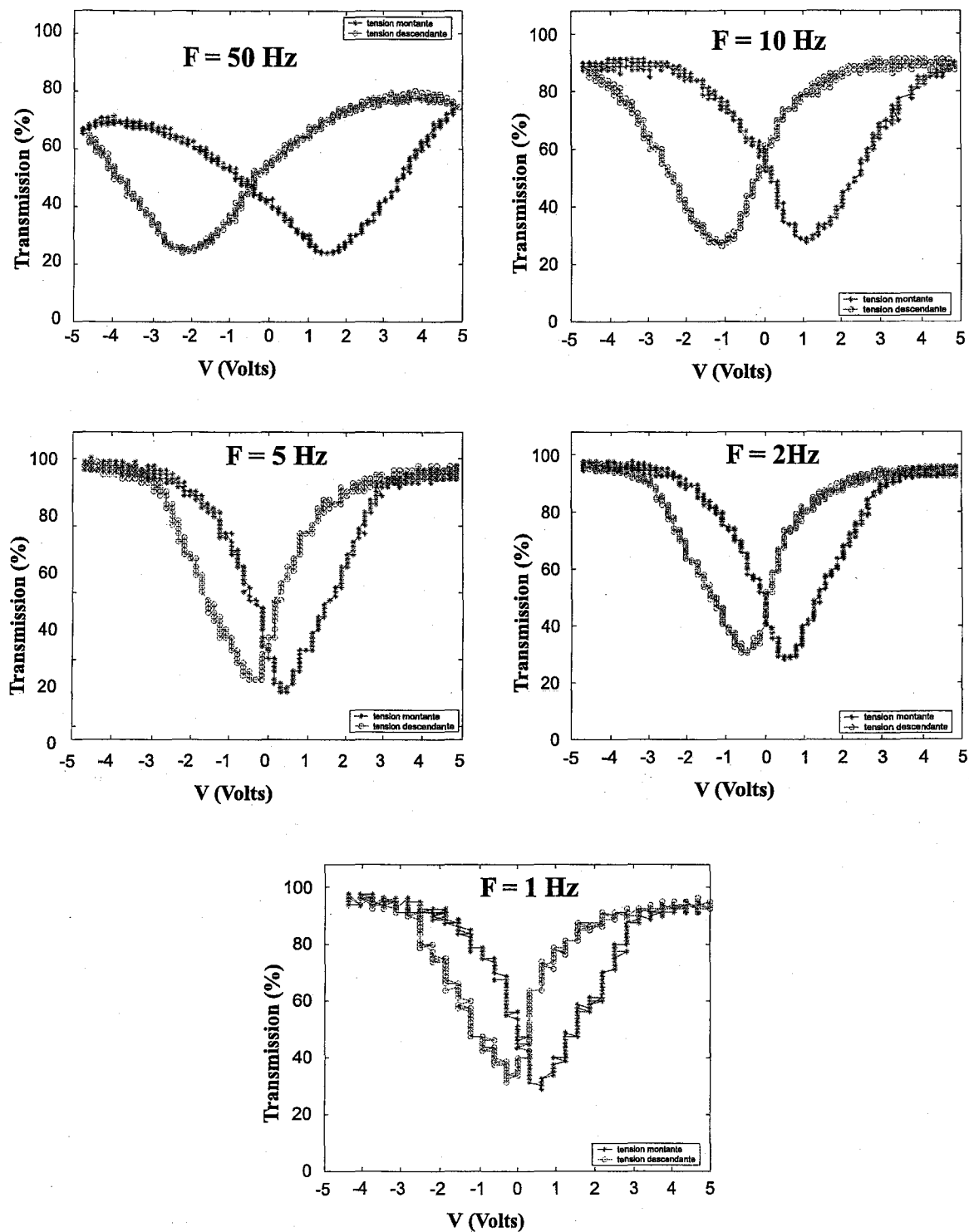


FIG. 3.2 – Intensité transmise par la cellule pour différentes fréquences ($d = 4.39 \mu\text{m}$, $V_{\text{max}} = 5 \text{ Volts}$).

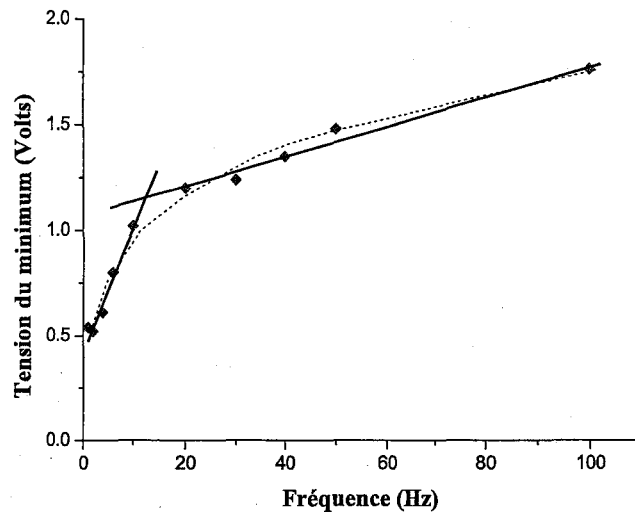


FIG. 3.3 – Évolution de la position du minimum de l'intensité transmise dans le cas de tensions appliquées décroissantes en fonction de la fréquence ($d = 4.39 \mu m$, $V_{max} = 5 \text{ Volts}$).

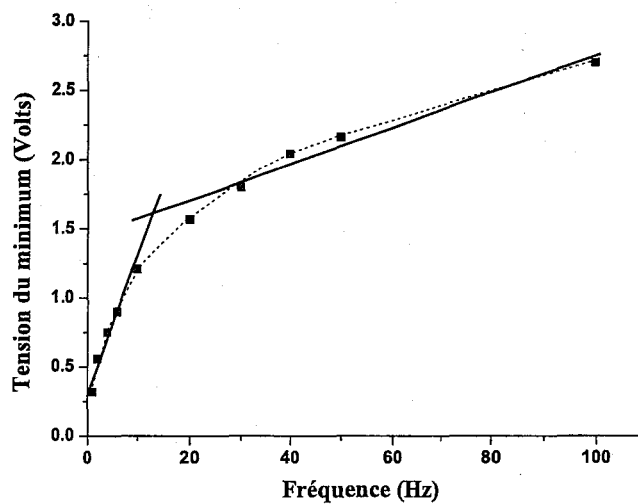


FIG. 3.4 – Évolution de la position du minimum de l'intensité par rapport à l'origine dans le cas des tensions croissantes en fonction de la fréquence ($d = 4.39 \mu m$, $V_{max} = 5 \text{ Volts}$).

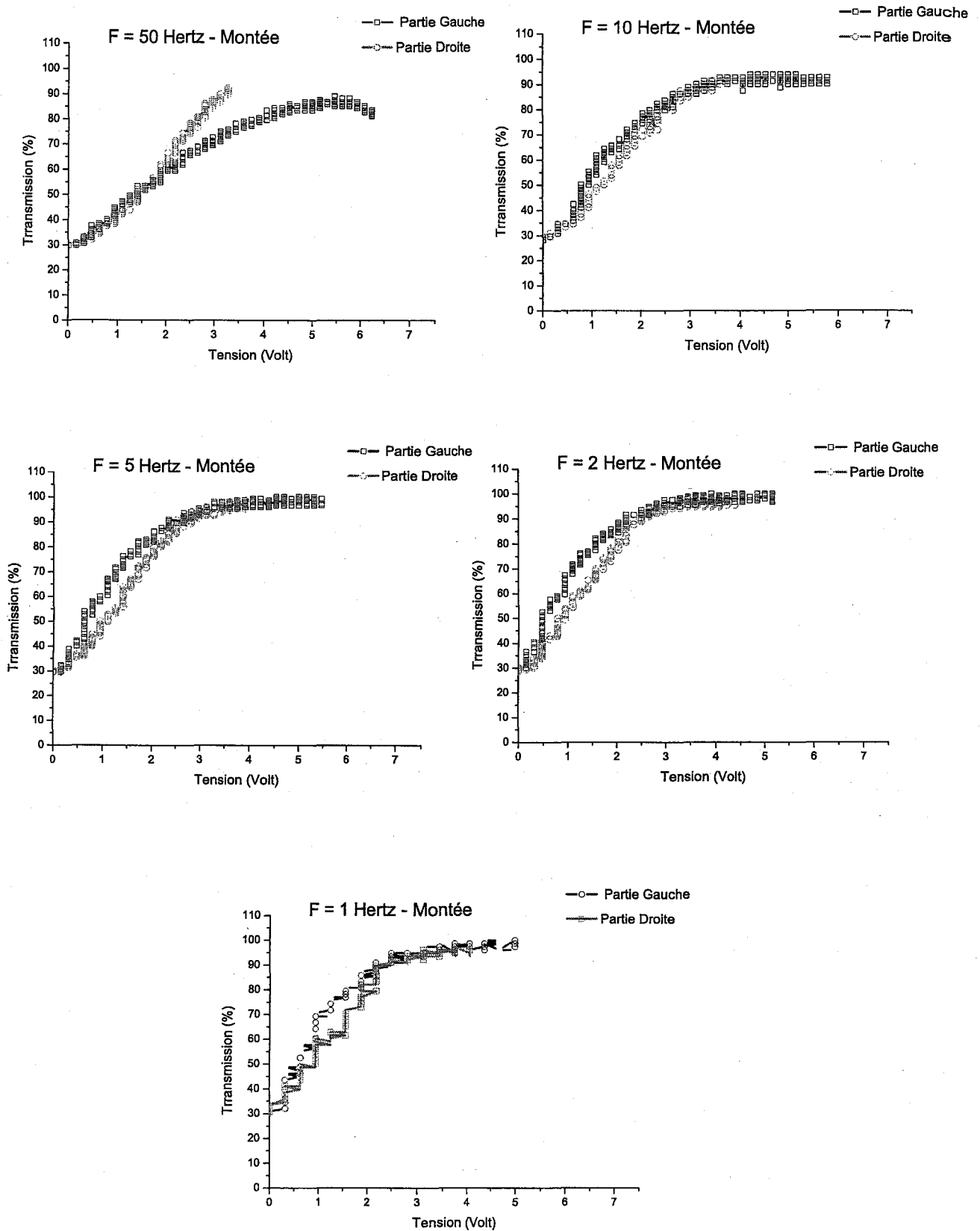


FIG. 3.5 – Évolution de la dissymétrie des courbes de transmission avec la fréquence. Cas de tensions appliquées croissantes ($d = 4.39 \mu m$, $V_{max} = 5 Volts$).

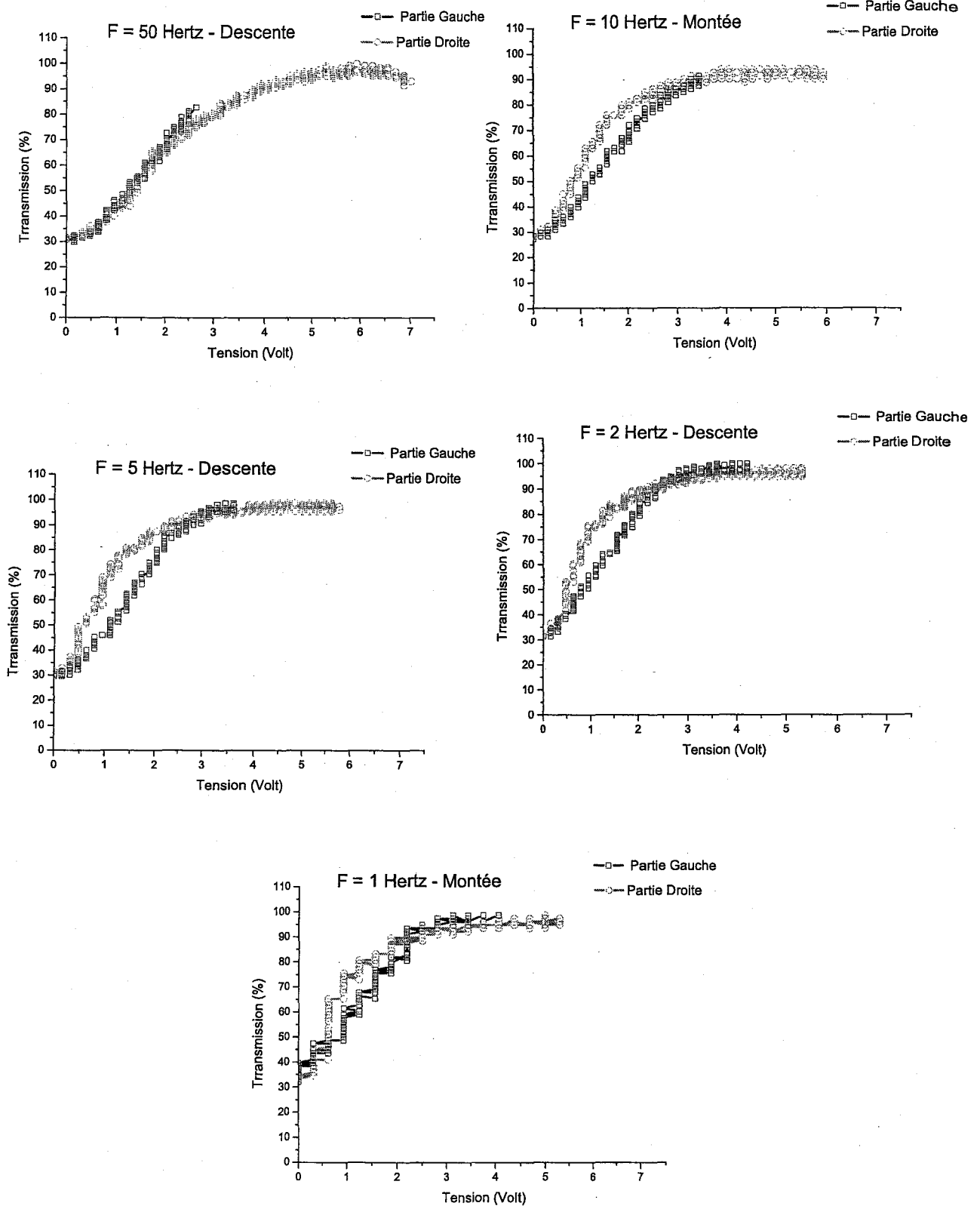


FIG. 3.6 – Évolution de la dissymétrie des courbes de transmission avec la fréquence. Cas de tensions appliquées décroissantes ($d = 4.39 \mu m$, $V_{max} = 5 Volts$).

champ ionique qui n'évolue pas à ces fréquences. En effet, les impuretés ioniques n'ont pas le temps de migrer à travers la cellule. Les changements observés, aux fréquences élevées, peuvent donc être attribués essentiellement à la dynamique visqueuse, le champ ionique n'influence que peu ou pas du tout la réponse électro-optique de la cellule. En diminuant la fréquence ($F < 50 \text{ Hz}$), on constate qu'au retour (c-à-d au passage de l'intensité minimale à l'intensité maximale), la transmission lumineuse converge plus lentement vers l'intensité maximale que ce soit en augmentant ou en diminuant la tension appliquée (cf. figures 3.8 et à 3.9). Quand la fréquence devient encore plus faible (c-à-d $F \leq 5 \text{ Hz}$), les courbes montrent clairement que le passage vers l'intensité minimale se fait sur un intervalle de tension réduit (pente plus raide). Par conséquent, les courbes situées dans les parties gauche et droite deviennent pratiquement superposées aux basses fréquences.

3.3.2 Étude de la cellule d'épaisseur $d = 5.4 \mu\text{m}$

Les résultats expérimentaux correspondant à la cellule d'épaisseur $d = 5.4 \mu\text{m}$ sont représentés sur les figures 3.10 à 3.14. Toutes les expériences ont été réalisées dans les mêmes conditions. Le polariseur et l'analyseur sont parallèles entre eux. Toutes ces courbes ont été obtenues en appliquant, aux bornes de la cellule, une tension triangulaire de fréquence F et d'amplitude maximale égale à 4 Volts. Cette tension varie donc de façon continue entre -4 Volts et +4 Volts. Ces courbes montrent que plus la fréquence est élevée, plus la réponse électro-optique ressemble à un "V" régulier. Les courbes de transmission obtenues pour les tensions croissantes et décroissantes ne sont pas superposées; elles présentent donc un hystérésis comme dans la section précédente. Aux faibles fréquences ($F = 0.5 \text{ Hz}$, cf. figure 3.14), la réponse électro-optique ressemble de plus en plus à un "W" plutôt qu'à un "V" quelle que soit la tension appliquée. En effet, à partir de la fréquence $F = 2 \text{ Hz}$, les courbes de transmission commencent à se déformer; il apparaît alors un second minimum sur la courbe obtenue en diminuant la tension appliquée. Notons qu'à cette fréquence, ce second minimum est également décalé par rapport au zéro de la tension appliquée et n'apparaît pas à la même fréquence pour les tensions appliquées croissantes et décroissantes. A plus basses fréquences encore ($F = 1 \text{ Hz}$ et $F = 0.5 \text{ Hz}$), ce minimum devient plus visible et coïncide avec le zéro de la tension appliquée. Les courbes expérimentales ressemblent plus à un "W" déformé qu'à un "V". Notons qu'aux basses fréquences la dissymétrie observée par rapport au minimum de l'intensité transmise s'accroît. Une autre

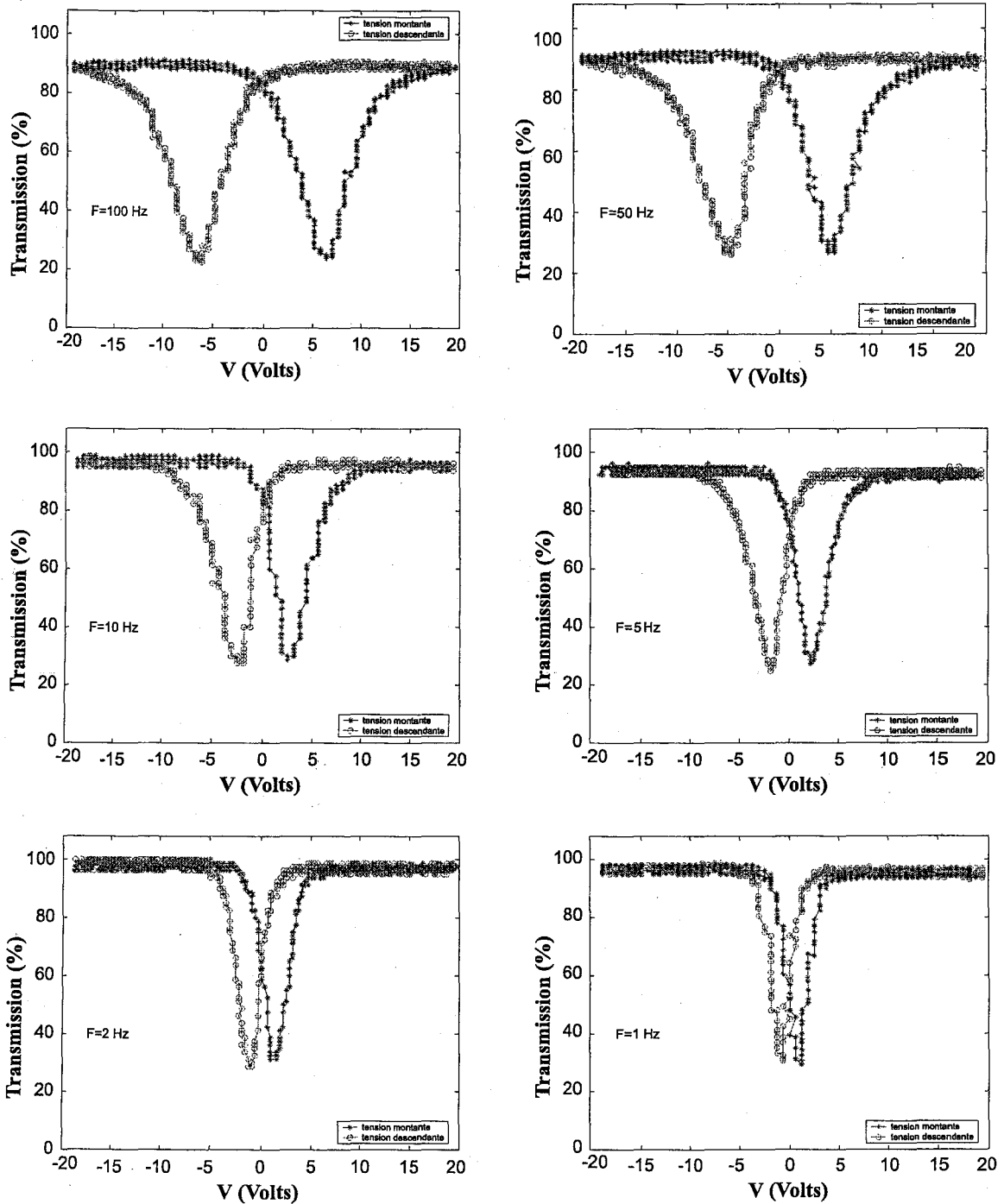


FIG. 3.7 – Courbes de l'intensité transmise obtenues pour une tension appliquée triangulaire d'amplitude maximale $V_{Max} = 20$ Volts et une cellule d'épaisseur $d = 4.39 \mu m$.

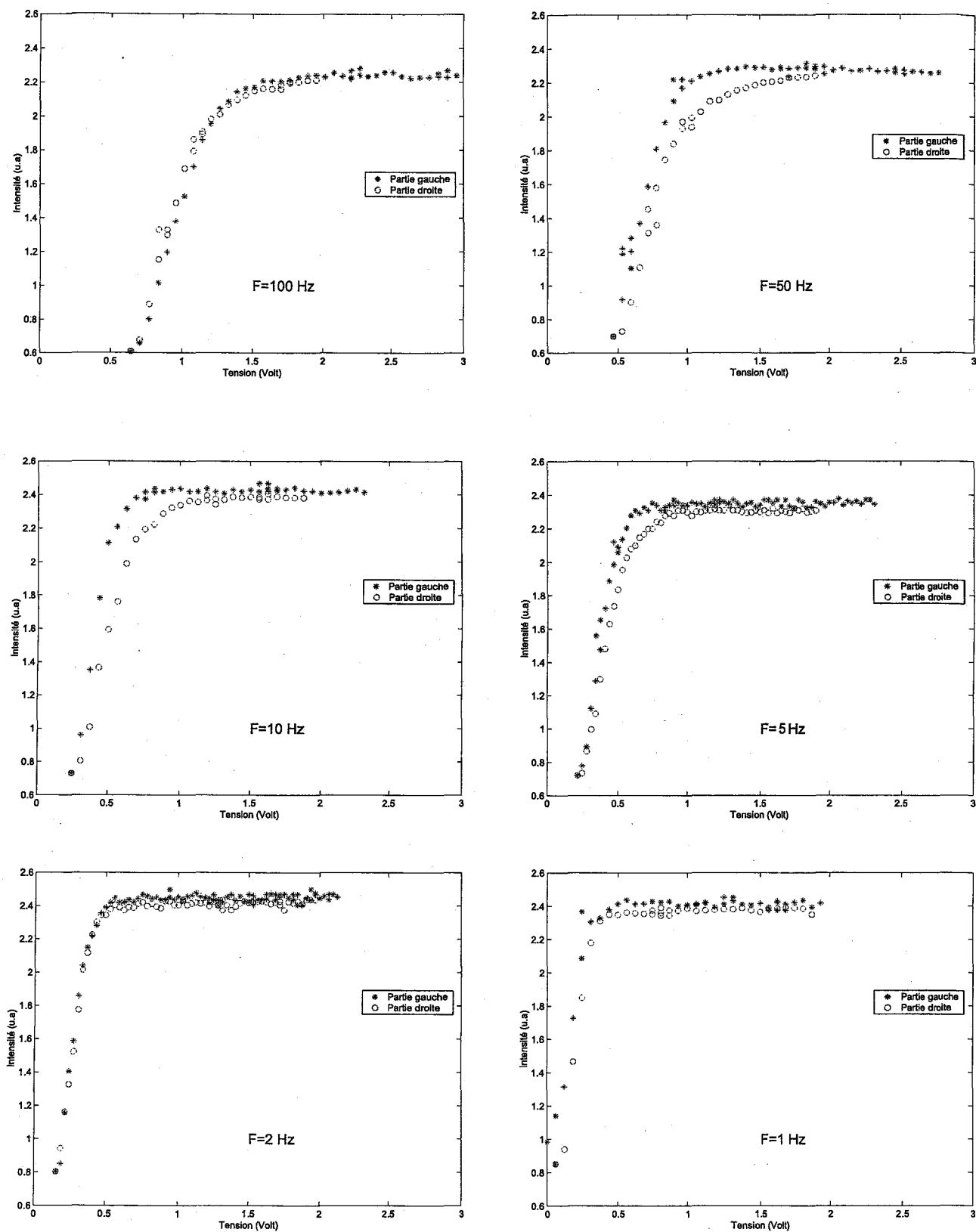


FIG. 3.8 – Mise en évidence de l'évolution de la dissymétrie de la forme en "V" avec la fréquence. Cas des tensions croissantes ($d = 4.39 \mu m$ et $V_{Max} = 20 Volts$).

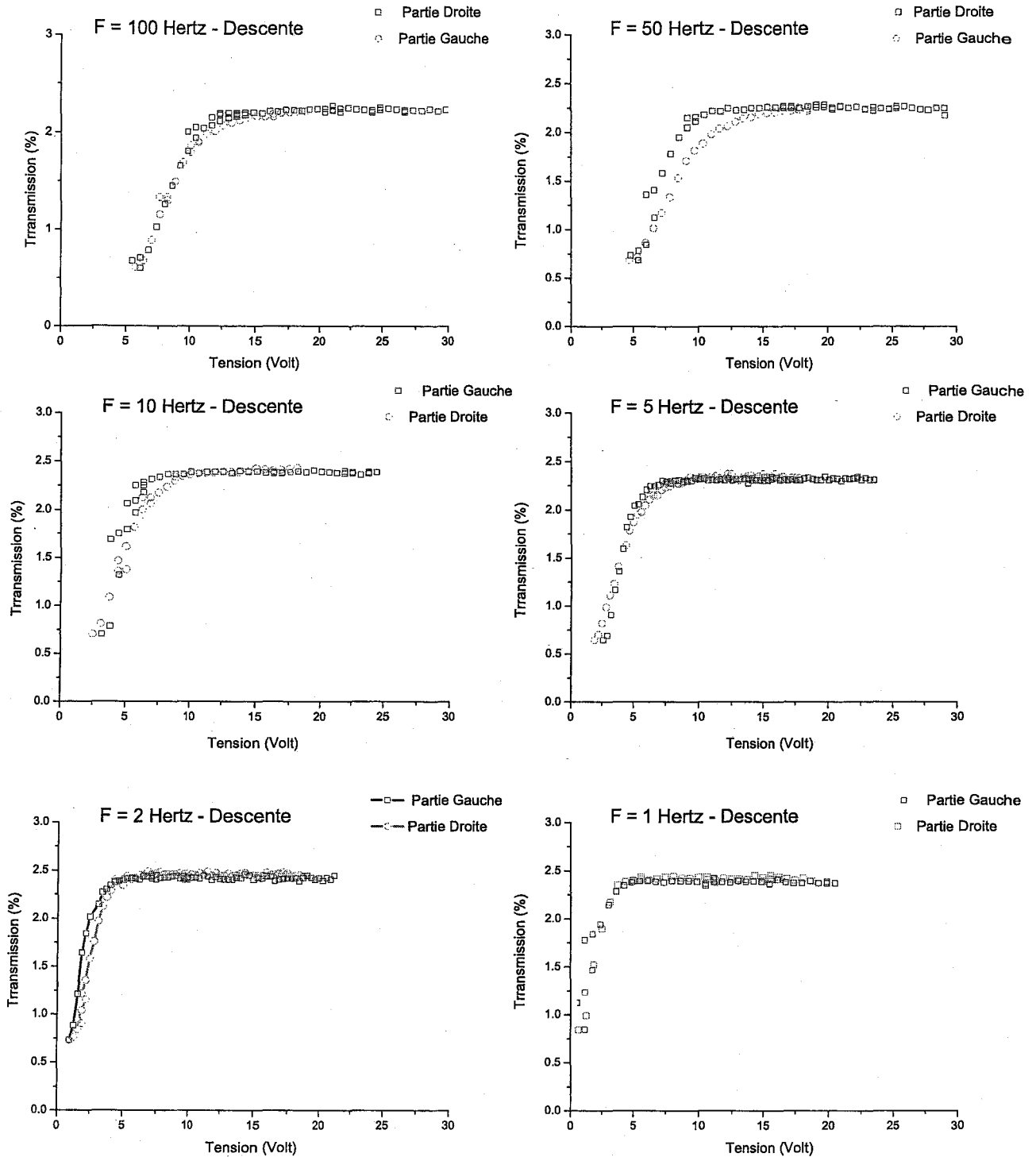


FIG. 3.9 – Mise en évidence de l'évolution de la dissymétrie de la forme en "V" avec la fréquence. Cas des tensions décroissantes. ($d = 4.39 \mu\text{m}$ et $V_{Max} = 20 \text{ Volts}$).

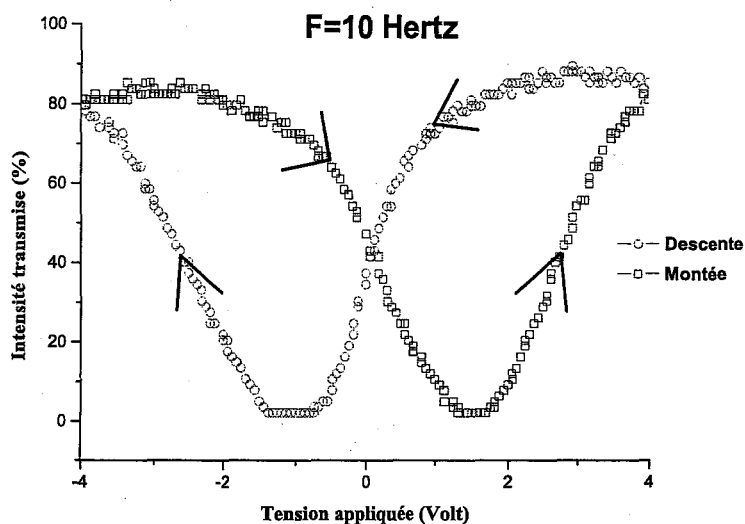


FIG. 3.10 – CS2005 - Intensité transmise entre polariseur et analyseur parallèles ($\vec{P} \parallel \vec{A}$), $F=10\text{Hz}$, $d = 5.4 \mu\text{m}$

dissymétrie est observée cette fois-ci entre les courbes obtenues en augmentant et en diminuant la tension appliquée. Cette constatation montre clairement qu'aux basses fréquences, le système se comporte différemment selon le sens d'évolution de la tension appliquée. La déformation est différente selon que les tensions appliquées soient croissantes ou décroissantes (cf. figures 3.13 et 3.14).

Afin d'analyser ces différents comportements, nous avons séparé les données correspondant aux tensions croissantes et décroissantes et effectué, comme précédemment, une opération de symétrie sur ces données. Les courbes obtenues sont représentées pour chaque fréquence sur les figures 3.15 et 3.16. Dans le cas des tensions croissantes (cf. figures 3.15), on voit qu'aux fréquences $F = 10 \text{ Hz}$ et $F = 5 \text{ Hz}$ (cf. figure 3.10 et 3.11), ces courbes présentent deux parties à savoir un plateau où l'intensité est maximale et une partie où l'intensité croît du minimum jusqu'à ce plateau. Le "V" est à peu près symétrique pour ces fréquences ; les pentes des parties droite et gauche du "V" sont pratiquement les mêmes. En diminuant la fréquence, on constate l'apparition d'une troisième partie aux faibles tensions². C'est cette partie qui évolue le plus en diminuant la fréquence. Ces courbes montrent également que plus la fréquence est faible, plus la saturation de la partie gauche de l'intensité transmise est obtenue sur une plus grande plage de tension (absence du plateau pour $F = 0.5 \text{ Hz}$) et celle de la partie droite est difficilement

²ces trois parties sont limitées par des changements de pentes

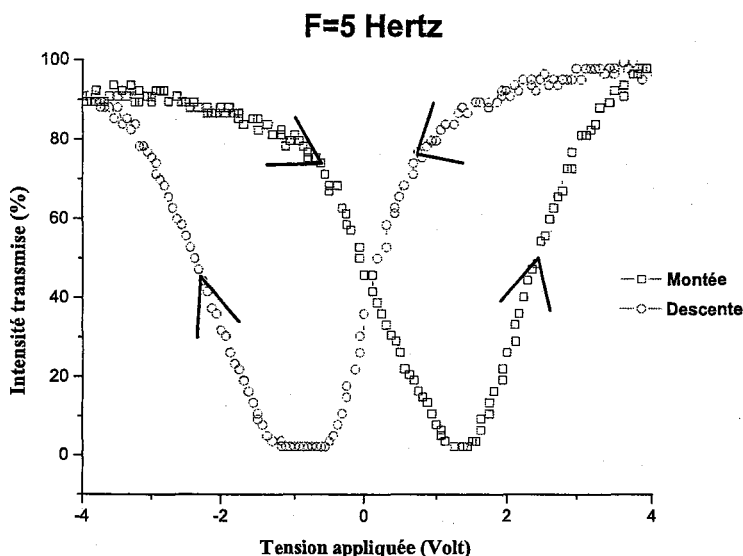


FIG. 3.11 – CS2005 - Intensité transmise entre polariseur et analyseur parallèles ($\vec{P} \parallel \vec{A}$), $F=5\text{Hz}$, $d = 5.4 \mu\text{m}$

atteinte. En résumé, plus la fréquence diminue, plus les courbes électro-optiques se déforment et le "V" n'est plus symétrique. A la fréquence $F = 0.5 \text{ Hertz}$, les trois parties de la courbe de l'intensité transmise sont bien distinctes sur la partie droite de la courbe : la première partie est séparée de la deuxième par le second minimum de la courbe de transmission ; dans la deuxième partie, l'intensité transmise varie très rapidement (accélération des variations de la transmission) et la dernière partie correspond à la saturation de la courbe de transmission.

La figure 3.16 montre le cas des tensions décroissantes. On constate une nette différence de l'allure des courbes par rapport à celles obtenues en augmentant la tension. En effet, même si ces courbes présentent un plateau et une partie croissante comme précédemment, elles présentent l'une par rapport à l'autre un décalage assez important à toutes les fréquences étudiées. Ce décalage augmente en diminuant la fréquence. D'autre part, une déformation apparaît dans la partie gauche du "V" (partie de droite dans le cas précédent). Cette déformation s'accroît quand la fréquence diminue et transforme la forme en "V" en "W". Enfin, la saturation de la partie gauche de l'intensité transmise est difficilement atteinte en abaissant la fréquence.

Compte-tenu de ces observations, plusieurs questions peuvent être posées :

- Quelle est l'origine exacte de l'hystérèse observé ?
- Pourquoi la réponse électro-optique en forme de "V" n'est pas symétrique ?

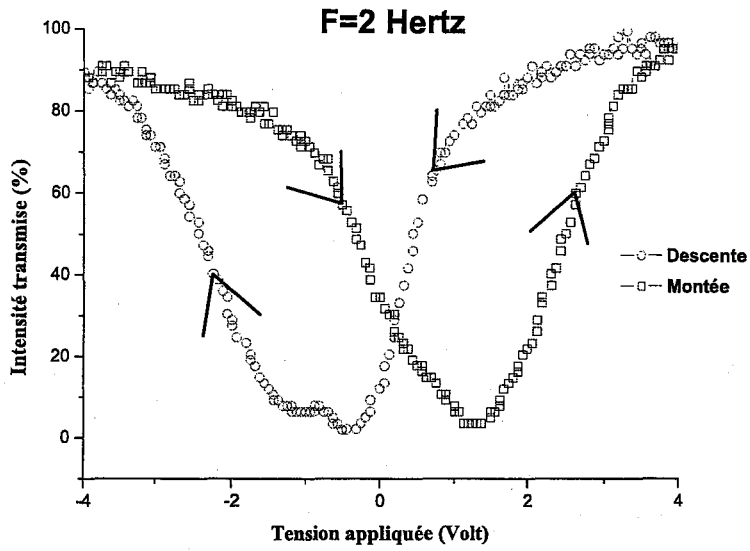


FIG. 3.12 – CS2005 - Intensité transmise entre polariseur et analyseur parallèles ($\vec{P} \parallel \vec{A}$), $F=2\text{Hz}$, $d = 5.4 \mu\text{m}$

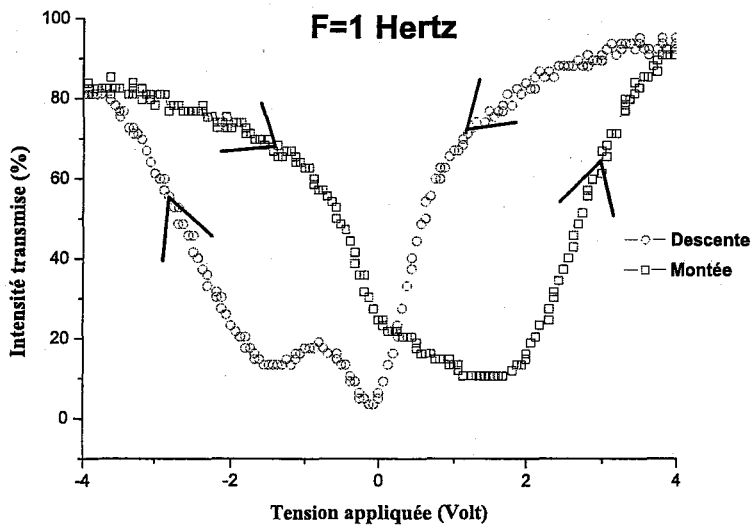


FIG. 3.13 – CS2005 - Intensité transmise entre polariseur et analyseur parallèles ($\vec{P} \parallel \vec{A}$), $F=1\text{Hz}$, $d = 5.4 \mu\text{m}$

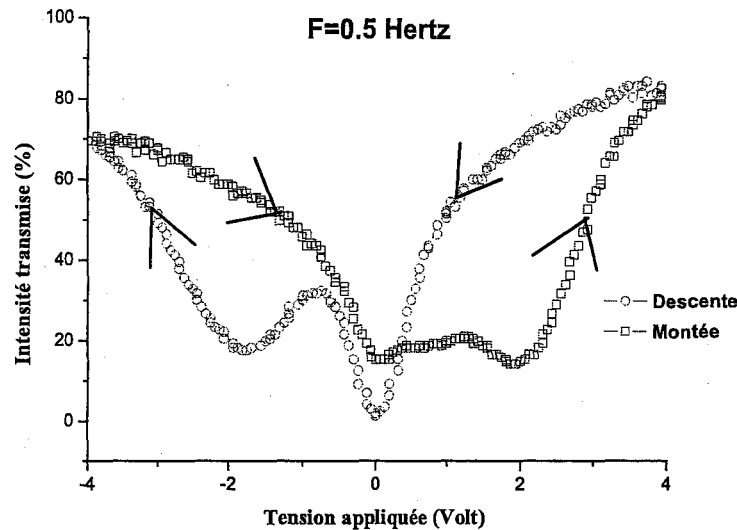


FIG. 3.14 – CS2005 - Intensité transmise entre polariseur et analyseur parallèles ($\vec{P} \parallel \vec{A}$), $F=0.5\text{Hz}$, $d = 5.4 \mu\text{m}$

- Quelle est l'origine du second minimum qui apparaît aux faibles fréquences ?
- Pourquoi ce second minimum n'apparaît pas aux mêmes fréquences pour les tensions appliquées croissantes et décroissantes ?
- Ces résultats dépendent-ils de l'épaisseur des cellules ?

Pour répondre à toutes ces questions, nous allons utiliser les résultats du modèle que nous avons développé dans le chapitre 2

3.4 Discussion et conclusion

L'ensemble des résultats présenté dans ce chapitre correspond à l'étude de deux cellules de cristaux-liquides ferroélectriques en configuration torsadée, remplies du composé CS2005. La première cellule a une épaisseur $d = 4.39 \mu\text{m}$ et la seconde une épaisseur $d = 5.4 \mu\text{m}$ qui donnerait le meilleur contraste d'après par le modèle que nous avons développé au chapitre 2. Ces deux études ont été réalisées pour plusieurs fréquences.

Ces études ont permis de vérifier en partie la validité de notre modèle, de prédire la caractéristique fondamentale des cellules de SmC^* en configuration torsadée et de dégager les principales différences avec les dispositifs de type SSFLC et nématique torsadé ou "twisté". En effet, les points suivant ont été éclaircis :

- Les courbes de transmission présentent un profil en V.

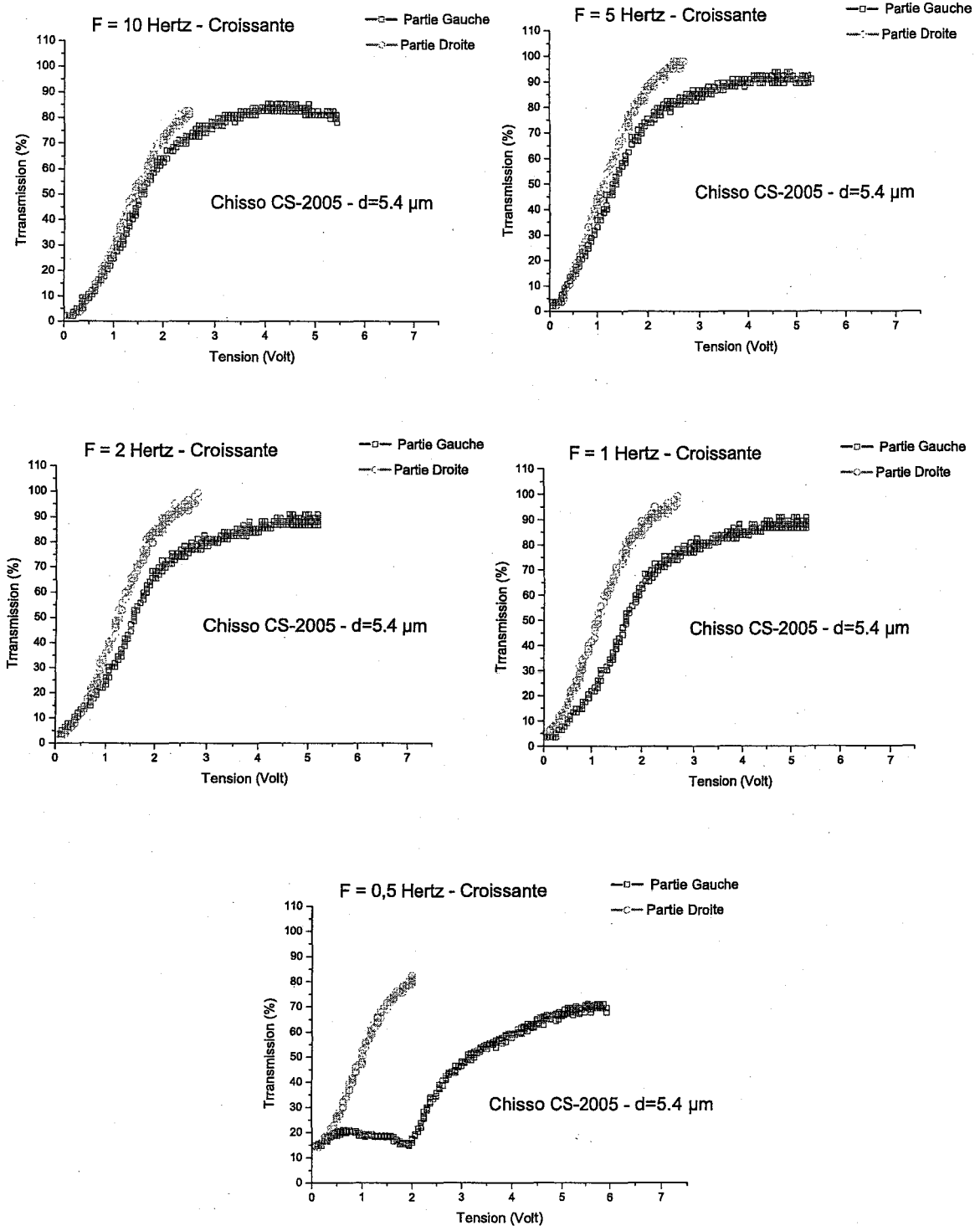


FIG. 3.15 – Mise en évidence de la dissymétrie pour les tensions croissantes, $d = 5.4 \mu\text{m}$

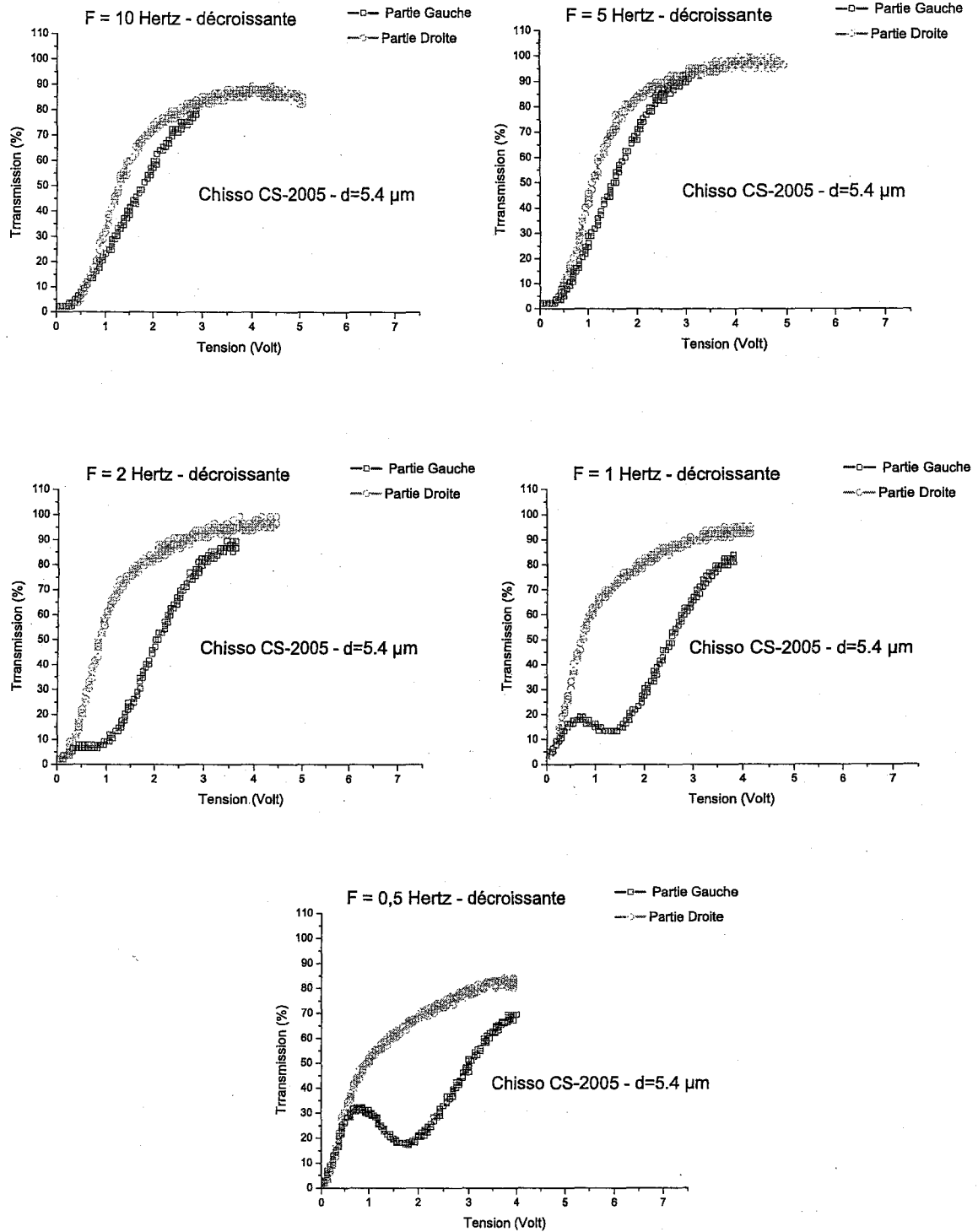


FIG. 3.16 – Mise en évidence de la dissymétrie pour les tensions décroissantes, $d = 5.4 \mu\text{m}$

- La possibilité de réaliser des niveaux de gris avec des composés SmC^* ferroélectriques.
- Des tensions assez faibles sont nécessaires pour alimenter ce dispositif.
- Le contraste électro-optique est pratiquement maximal pour la cellule d'épaisseur $d = 5.4 \mu m$.

Néanmoins, ces études ont révélées plusieurs comportements ou phénomènes non expliqués par le modèle statique développé au chapitre 2, à savoir :

- la réponse électro-optique dépend fortement de la fréquence de la tension appliquée.
- la forme en "V" de la réponse électro-optique est dédoublée : le "V" est décalé dans le sens des tensions positives lorsque la tension appliquée est croissante et dans le sens des tensions négatives lorsque la tension appliquée est décroissante.
- aux basses fréquences, la réponse électro-optique est fortement déformée d'où la perte de la principale qualité de ce dispositif.

Ces derniers comportements sont en partie liés à la dynamique du système. Il est bien connu dans le cas du dispositif SSFLC que la viscosité du cristal liquide entraîne un ralentissement ou un freinage de la dynamique de réorientation moléculaire en phase SmC^* [18–20]. Ce phénomène entraîne un retard dans le sens des tensions positives lorsque la tension appliquée augmente et dans le sens des tensions négatives lorsque la tension appliquée diminue. Ces décalages dépendent de la fréquence de la tension appliquée au dispositif. Plus la fréquence est élevée, plus l'effet de la viscosité est important. On retrouve ces phénomènes dans nos expériences pour les fréquences élevées ; la position du minimum de l'intensité transmise diminue lorsque la fréquence diminue (voir par exemple la figure 3.7). Aux très faibles fréquences, l'effet de la viscosité doit disparaître.

Afin de vérifier si les décalages observés expérimentalement, du minimum de l'intensité transmise par rapport au zéro de la tension appliquée, sont uniquement dus à la viscosité, nous avons complété le modèle développé au chapitre 2 en tenant compte de la viscosité rotationnelle du matériau étudié. Pour cela, l'équation 2.11 ne peut plus être simplifiée comme dans le cas de l'étude statique (*cf.* chapitre 2), soit :

$$-\gamma \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\delta F}{\delta \varphi}, \quad (3.1)$$

En procédant de la même façon qu'au chapitre 2, l'équation des couples devient :

$$-\gamma \frac{\partial \varphi(z, t)}{\partial t} = P_s E(z, t) \sin \varphi(z, t) - A \left(\frac{d^2 \varphi(z, t)}{dz^2} \right), \quad (3.2)$$

qui doit être résolue en tenant compte de l'expression du champ électrique donnée dans le chapitre 2 :

$$E(z, t) = \frac{\beta}{d} \left[-V_0 + \frac{P_s}{\epsilon} \int_0^d \cos \varphi(z, t) dz \right] - \frac{P_s}{\epsilon} \cos \varphi(z, t), \quad (3.3)$$

3.4.1 Cellule d'épaisseur $d = 4.39 \mu m$

Les résultats des calculs numériques que nous allons donner ont été réalisés en partant des fréquences les plus hautes et en supposant que les variations du minimum d'intensité avec la tension appliquée observés expérimentalement, sont uniquement dûs à la viscosité et aux couches d'alignement. Nous avons alors réalisé plusieurs simulations en faisant varier la viscosité et l'épaisseur des couches d'alignement afin de trouver la courbe théorique qui se rapproche le plus possible de la courbe expérimentale. On trouve alors les valeurs numériques de la viscosité et de l'épaisseur des couches d'alignement qui seront utilisées pour les calculs correspondants aux autres fréquences (plus faibles). Cette démarche, nous permet de comprendre les effets qui résultent d'une baisse de la fréquence de la tension appliquée sur la transmission électro-optique en comparant les résultats numériques et expérimentaux. Les résultats des simulations portant sur la cellule d'épaisseur $d = 4.39 \mu m$ pour une tension appliquée triangulaire d'amplitude maximale égale à 20 volts sont représentées, avec les résultats expérimentaux correspondant, sur les figures 3.17 et 3.18.

Pour la fréquence $f = 100 Hz$, les courbes numériques qui se rapprochent le plus des courbes expérimentales ont été obtenues en utilisant les paramètres regroupés dans le tableau 2.1 du chapitre 2 avec une viscosité rotationnelle égale à $0.4 Pa s$ et une épaisseur de couches d'alignement de 200 nm. Excepté le décalage qui est à peu près le même pour les courbes expérimentales et théoriques, la largeur et les valeurs de l'intensité transmise de saturation théoriques ne correspondent pas à l'expérience. De plus, l'épaisseur des couches d'alignement et la valeur de la viscosité obtenues ne semblent pas raisonnables et ne correspondent pas à celles trouvées pour les autres cellules préparées de la même façon et remplies avec le même cristal liquide. Il est donc clair que la viscosité toute seule ne peut expliquer les phénomènes observés expérimentalement. Néanmoins, le modèle montre clairement que le décalage diminue avec la fréquence, à 10 hertz les deux courbes sont quasiment confondues alors qu'expérimentalement

ce décalage existe à cette fréquence (cf. figures 3.17 et 3.18). Aucun calcul numérique n'a permis de maintenir le décalage jusqu'aux faibles fréquences.

Pour la série d'expériences correspondant à une tension appliquée d'amplitude maximale égale à 5 Volts (cf. figure 3.19), nous avons trouvé pour la fréquence de 100 Hertz, qu'une viscosité de 0.4 Pa.s et une épaisseur de couches d'alignement de 125 nm donnaient la meilleure correspondance avec l'expérience. En diminuant la fréquence, on trouve, comme dans le cas précédent, que lorsque les deux courbes numériques se superposent, les courbes expérimentales présentent toujours un décalage. En résumé, on peut affirmer que la viscosité et l'épaisseur des couches d'alignement ne peuvent pas expliquer à elles seules les phénomènes observés expérimentalement.

3.4.2 Cellule d'épaisseur $d = 5.4 \mu m$

Les calculs numériques concernant la cellule d'épaisseur $d = 5.4 \mu m$ ont été réalisés dans les mêmes conditions que précédemment. Les figures 3.20 et 3.21 comparent les résultats expérimentaux avec les résultats numériques obtenus avec les paramètres qui ont donné les meilleurs résultats pour la fréquence $F = 10 Hz$. Les mêmes paramètres que précédemment, tirés du tableau 2.1 du chapitre 2, ont été utilisés avec une viscosité très élevée de 3.6 Pa.s et une épaisseur de couches d'alignement égale à 70 nm. A l'exception des intensités de saturation, un bon accord entre les courbes numériques et expérimentales est obtenu pour $F = 10 Hz$. En effet, les valeurs de saturation de l'intensité transmise trouvées numériquement sont plus importantes que les valeurs expérimentales. Quand la fréquence diminue (à 5 Hz et à 2 Hz), les courbes ne correspondent plus. Les calculs numériques montrent clairement que l'écart entre les minima des courbes diminue, ce qui confirme que l'effet de la viscosité diminue avec la fréquence. Expérimentalement, l'écart entre les deux courbes ne diminue pratiquement pas à ces fréquences. Aux faibles fréquences ($f \leq 2 Hz$), les courbes expérimentales commencent à se déformer alors qu'aucune déformation des courbes n'a été obtenue numériquement.

Quand on diminue encore la fréquence, le décalage entre les deux courbes obtenues numériquement tend à disparaître (cf. figures 3.20 et 3.21), les deux courbes sont alors pratiquement confondues et la réponse électro-optique ressemble théoriquement à un "V". L'effet de la viscosité est donc nul pour ces fréquences. Par contre, les courbes expérimentales sont très déformées et un second minimum est apparu sur les courbes. La position de ce dernier change avec la fré-

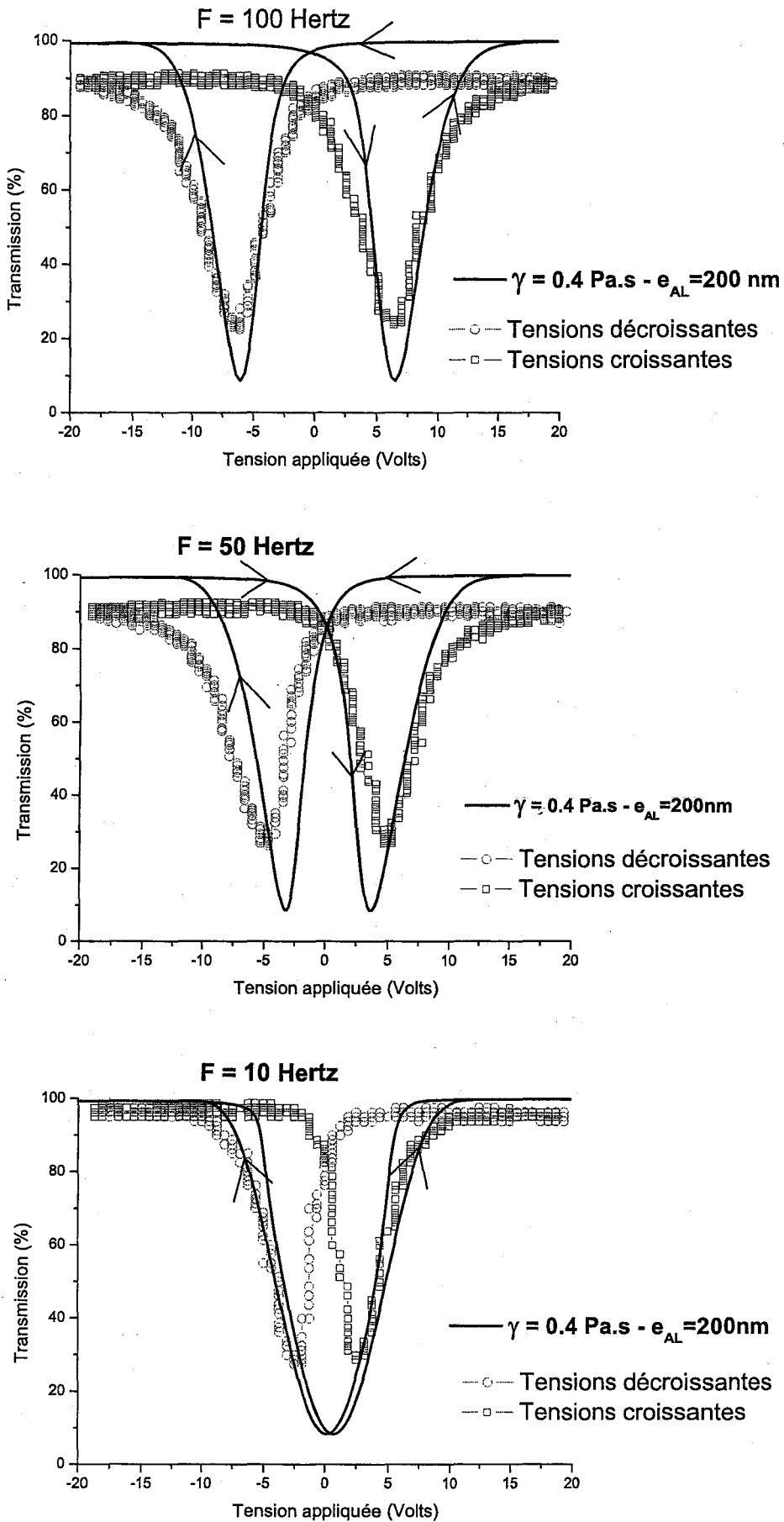


FIG. 3.17 – CS2005 - $d = 4.39 \mu\text{m}$ - Intensité transmise entre polariseur et analyseur parallèles : comparaison des courbes Expérimentales et numériques (en trait continu) pour $V_{max} = 20 \text{ volts}$ et $F=100, 50$ et 10 Hertz

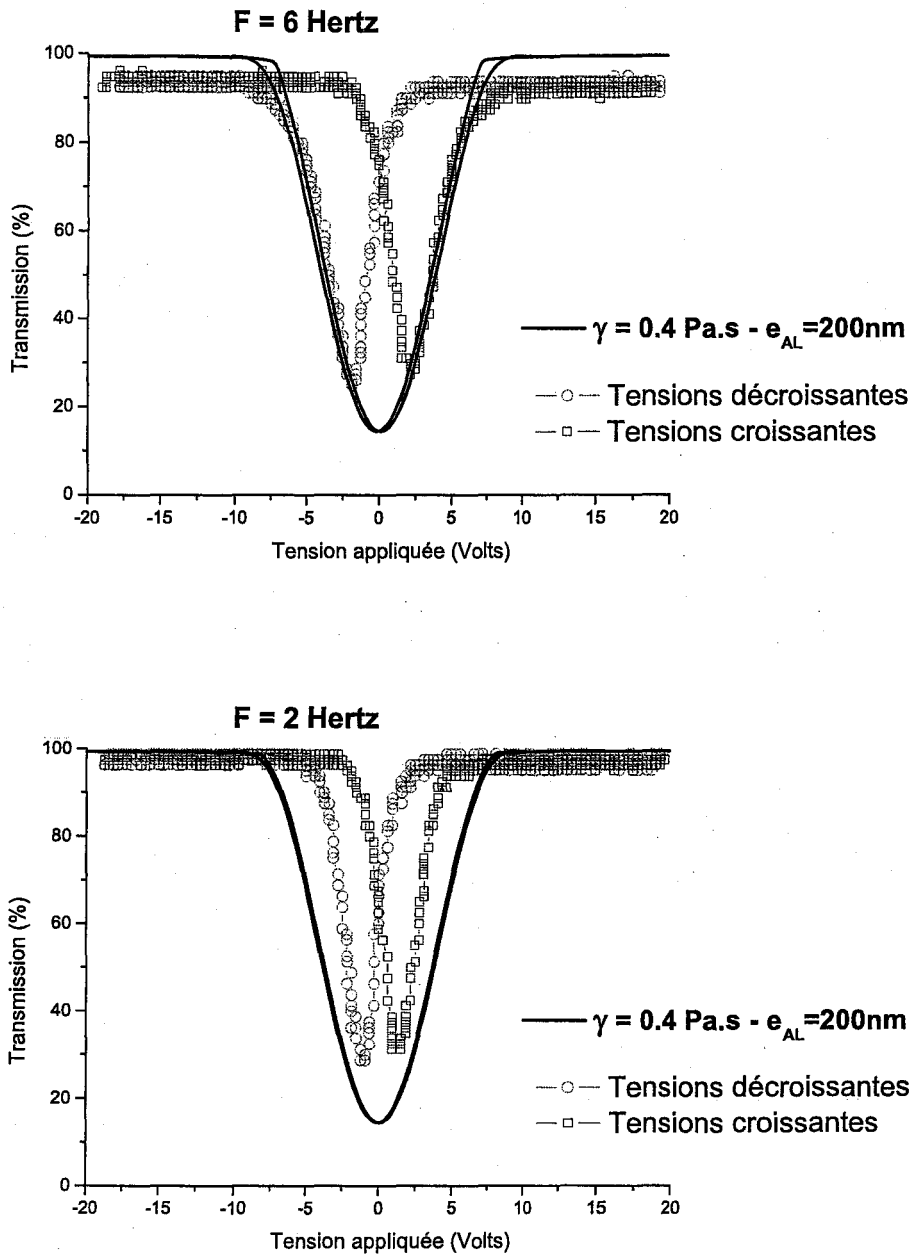


FIG. 3.18 – CS2005 - $d = 4.39 \mu\text{m}$ - Intensité transmise entre polariseur et analyseur parallèles : comparaison des courbes Expérimentales et numériques (en trait continu) pour $V_{max} = 20 \text{ volts}$ et $F=5$ et 2 Hertz

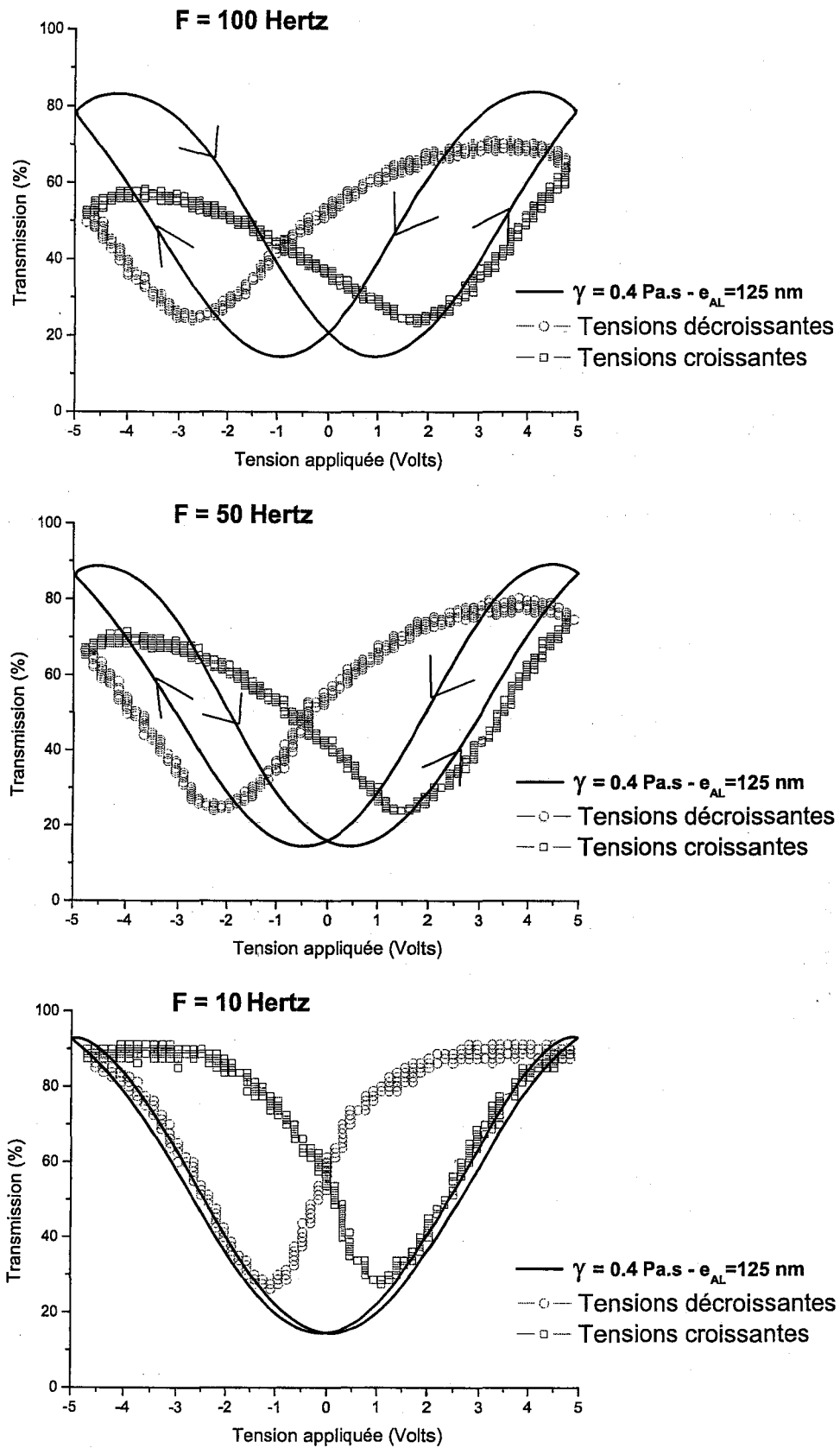


FIG. 3.19 – CS2005 - $d = 4.39 \mu\text{m}$ - Intensité transmise entre polariseur et analyseur parallèles : comparaison des courbes Expérimentales et numériques (en trait continu) pour $V_{max} = 5 \text{ volts}$ et $F=100, 50$ et 10 Hertz

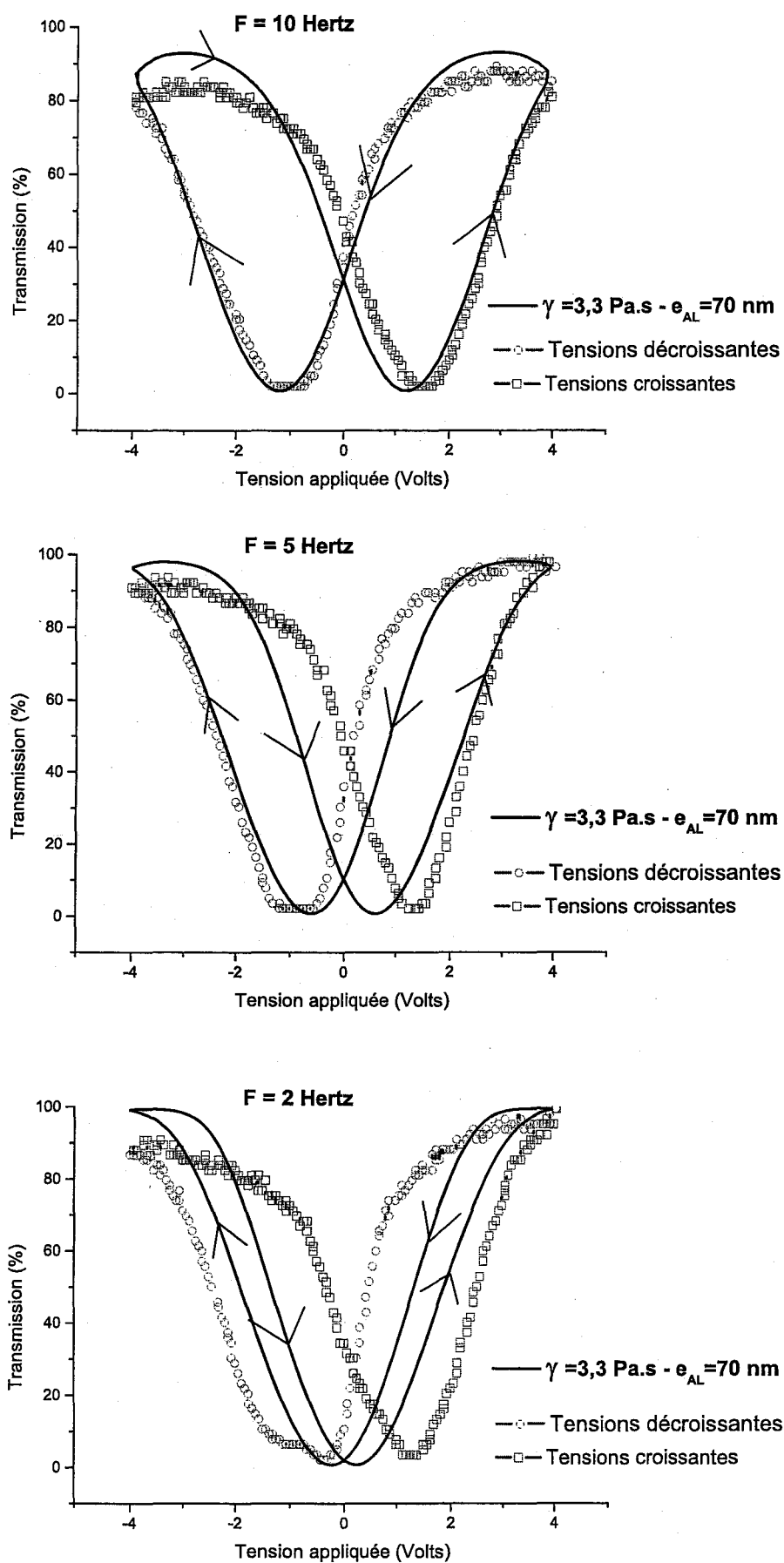


FIG. 3.20 – CS2005 - Intensité transmise entre polariseur et analyseur parallèles : comparaison des courbes Expérimentales et numériques (en trait continu) pour $F=10,5$ et 2 Hertz et $d = 5.4 \mu\text{m}$

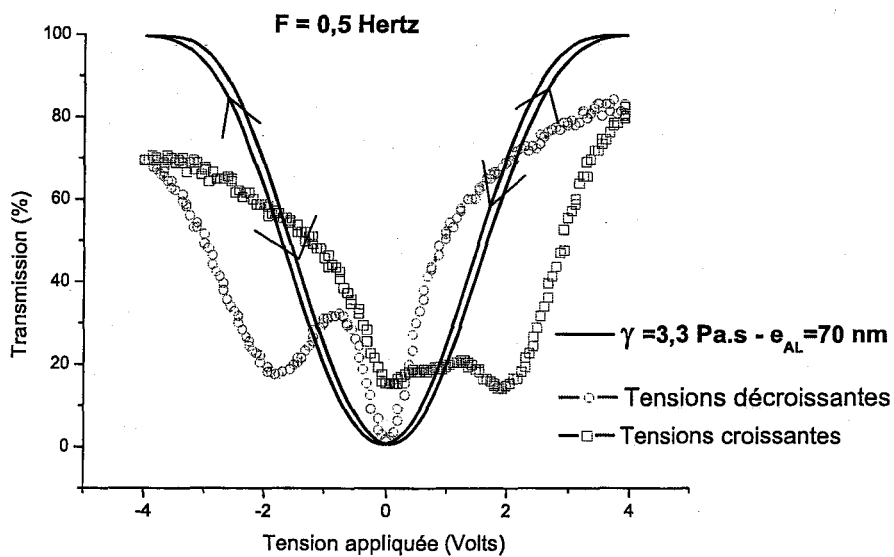
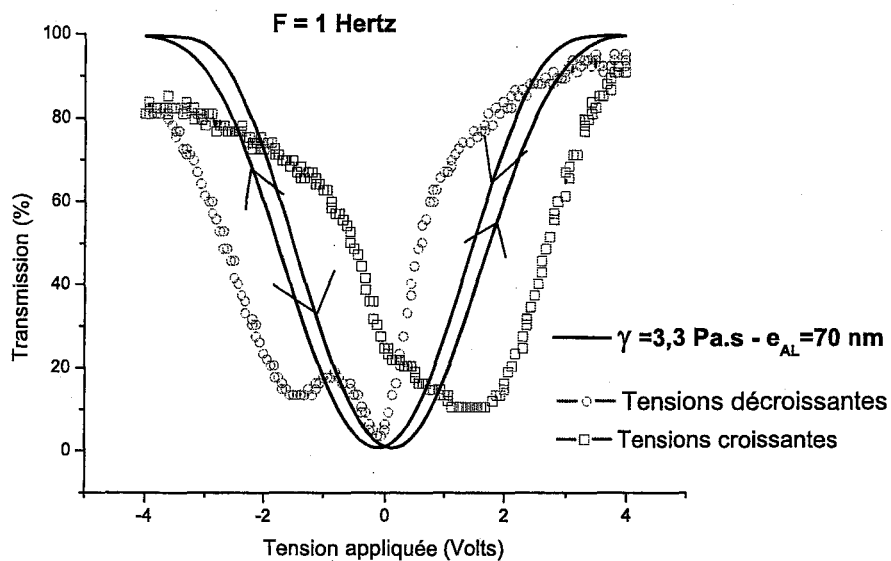


FIG. 3.21 – CS2005 - Intensité transmise entre polariseur et analyseur parallèles : comparaison des courbes Expérimentales et numériques (en trait continu) pour $F=1$ et 0.5 Hertz et $d = 5.4 \mu m$

quence est fini par se stabiliser au zéro de la tension appliquée.

En conclusion, les études expérimentales ont confirmé que la réponse électro-optique des cellules de SmC^* en configuration torsadée présente une forme en "V". Les études en fonction de la fréquence ont montré que les courbes de transmission lumineuse présentent un hystérésis (décalage entre les courbes correspondant aux tensions croissantes ou décroissantes). Ces études ont montré également que sous certaines conditions la réponse électro-optique en forme de "V" se déforme et se transforme parfois en une forme de "W". Les études réalisées sur le composé chisso CS2005 ont montré qu'en diminuant la fréquence, ces déformations sont précédées par l'apparition d'une dissymétrie entre les parties gauche et droite du "V". En diminuant encore la fréquence, cette dissymétrie s'accroît pour finalement se transformer en déformation. L'apparition de cette déformation aux très basses fréquences ($F = 0.5 \text{ Hertz}$) permet de conclure que ces phénomènes ne peuvent pas être attribués à la viscosité dont l'effet est quasiment nul à ces fréquences. Il existe donc un autre phénomène s'activant aux basses fréquences et générant des champs électriques internes déformant la distribution de l'angle azimutal et modifiant par conséquent l'intensité transmise. Il est connu dans les dispositifs à base de cristaux liquides nématiques (cellules de nématiques en configuration torsadée), que la présence d'impuretés ioniques dans le milieu modifie leur réponse électro-optique [7]. Il a été montré dans le cas du dispositif SSFLC, que ces impuretés ioniques peuvent migrer sous l'effet du champ appliqué et provoquer ainsi un décalage du "V" de la réponse électro-optique en "V" [10].

Afin de comprendre les comportements observés dans nos expériences et savoir pourquoi les déformations observées n'ont jamais été rencontrées dans le cas des cellules SSFLC, il est nécessaire de rappeler et de comprendre la différence de structure entre les cellules de SmC^* en configuration torsadée et SSFLC. Dans les cellules SSFLC, lorsqu'une tension est appliquée les dipôles se réorientent de manière à annuler le champ effectif interne. De ce fait la migration d'impuretés ioniques ne peut avoir lieu que si une tension supérieure à la tension seuil provoquant le retournement complet des dipôles est appliquée. Ce phénomène de migration ionique est donc restreint au cas de tensions appliquées importantes. Dans le cas des cellules de SmC^* en configuration torsadée, le processus est très différent. En effet, la présence de charges de polarisation dues aux divergences de la polarisation spontanée se traduit par l'apparition d'un champ électrique de dépolarisation (cf. chapitre 2). Ce champ, qui dépend des valeurs de la polarisation spontanée (cf. chapitre 2), doit donc avoir une influence sur la distribution des

charges ioniques qui sont naturellement présentes dans les cellules de cristaux liquides. Ainsi, contrairement au cas des cellules SSFLC, les charges ioniques vont migrer sous les effets combinés du champ de dépolarisation et du champ appliqué. Ce qui doit influencer profondément la distribution de l'angle azimutal. Ces redistributions de l'angle azimutal sont probablement à l'origine des différents comportements relevés dans ce chapitre. Nous allons développer un modèle théorique qui rend compte des effets des charges ioniques dans les cellules de cristaux liquides SmC^* en configuration torsadée.

Bibliographie

- [1] H. Sato, H. Fujikake, H. Kikuchi, T. Kurita, F. Sato, *Liq. Cryst.*, **32** (2), 221, (2005)
- [2] V. Hamplova, M. Kaspar, S. Pakhomov, A. Bubnov, M. Glogarova, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, 332, 181 (1999)
- [3] M. Karlsson, L. Komitov and Sven T. Lagerwall, *Jpn. J. Appl. Phys*, **38**, 1470 (1999)
- [4] H. Furue, T. Miyama, Y. Iimura, H. Hasebe, H. Takatu, S. Kobayashi *Jpn. J. Appl. Phys.*, **36**, L1517 (1997)
- [5] J. Hmine, C. Legrand, N. Isaert, H. T. Nguyen, *Liq. Cryst.*, **30**(2), 227-234 (2003)
- [6] M. Karlson, L. Komitov, S. T. Lagerwall, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **38**, 1470 (1999)
- [7] M. Guena, M. Legall, L. Dupont, *Ferroelectrics*, **213**, 45, (1998).
- [8] M. Redmond, T. Wilkinson, Photonics and Sensors Group, Cambridge University, Engineering Department Trumpington St Cambridge CB2 1PZ - UK.
- [9] A. D. L. Chandani, Y. Cui, S. S. Seomun, Y. Takanishi, K. Ishikawa, H. Takezoe, *Liq. Cryst.*, 26(2), 167-179 (1999)
- [10] C. Reynaerts and A. de Vos. *Ferroelectrics*. 1991 ; **113**, pp. 439-452.
- [11] I. Dahl, S.T. Lagerwall, and K. Skarp. *Phys. Rev A*. Vol 36, *n*^o9.
- [12] C. Escher, T. Geelhaar and E. Böhm. *Liquid Crystals*. 1988 ; **3**, *n*^o4, pp. 469-484.
- [13] J.P. Marcerou, C. Leon and C. Destrade. *Ferroelectrics*. 1991 ; **113**, pp. 387-393.
- [14] A.M. Biradar, S.S. Bawa, S. Chandra *Phys. Rev. A*, 45, 7282 (1992).
- [15] A. Levstik, Z. Kutnjak, C. Filipi, I. Levstik, Z. Bregar, B. Zeks, T. Carlsson *Phys. Rev. A*, 42, 4 (1990)

- [16] M. Scalerandi, P. Pagliusi, G. Cipparrone, G. Barbero : Influence of the ions on the dynamical response of a nematic cell submitted to a dc voltage. *Phys. Rev. E*. 2004. 69 : 051708.
- [17] M. Copic, J.E MacLennan, and N.A Clark : Influence of ions on the 'V-shaped' electro- optic response of ferroelectric liquid crystals. *Physical Review E*. 2001. 63 : 031703.
- [18] A. Adamski Doctoraatsproefschrift Faculteit Toegepaste Wetenschappen, Universiteit Gent. Promotor : Neyts, K. Universiteit Gent. 2005. pp. 1-170
- [19] Blinov, L. M.; Palto, S. P.; Pozhidaev, E. P.; Bobilev, Yu. P.; Shoshin, V. M.; Andreev, A. L.; Podgornov, F. V.; Haase, W. High frequency hysteresis-free switching in thin layers of smectic- C* ferroelectric liquid crystals *Physical Review E*, vol. 71, Issue 5, id. 051715
- [20] S. T. Lagerwall, *Ferroelectric and antiferroelectric liquid crystals*, Ed. Wiley-VCH, first edition, 1999

Chapitre 4

Influences des charges ioniques sur le comportement électro-optique des cellules de SmC^* en configuration torsadée

Sommaire

4.1	Introduction	116
4.2	Expression du champ électrique de cellule	117
4.3	Dynamique des charges ioniques dans la cellule	118
4.4	Effet du champ ionique sur l'état d'équilibre de la cellule	119
4.4.1	Sans tension appliquée (cellule au repos)	119
4.4.2	Avec une tension appliquée à la cellule	122
4.4.3	Discussion	153
	CONCLUSION GÉNÉRALE	173

4.1 Introduction

Dans les dispositifs à cristaux liquides nématiques et smectiques, les ions modifient souvent la réponse électro-optique. Ils jouent donc un rôle très important dans la caractérisation de ces dispositifs même lorsque leur concentration est relativement faible. Les charges ioniques sont toujours présentes dans les cellules de cristaux liquides. Ces charges ioniques peuvent avoir des origines diverses et par conséquent, il n'est pas facile de les éliminer. Elles peuvent être produites lors des processus de fabrication des cellules. Les traitements des couches d'alignement provoquent l'accumulation de charges statiques sur les surfaces des cellules; ces dernières contaminent le cristal liquide lors du remplissage de ces dernières. Des charges ioniques peuvent aussi être introduites lors de la synthèse des cristaux liquides, leur quantité dépend donc de la pureté du matériau utilisé, de sa nature et de son historique. La densité de ces charges varie selon que les cristaux liquides ont été synthétisés industriellement ou en laboratoire¹. Les composés ferroélectriques présentent généralement une densité de charges ioniques plus importante que celle des composés non ferroélectriques, ceci vient du fait que la polarisation spontanée caractéristique de ces matériaux provoque de fortes interactions électrostatiques qui vont naturellement dégrader le cristal liquide et donc générer des charges ioniques. Les cristaux liquides à forte polarisation spontanée sont ainsi connus pour présenter de fortes concentrations de charges ioniques. Cette contamination augmente avec l'âge de la cellule étudiée; l'application des champs électriques qui permettent de faire fonctionner les dispositifs électro-optiques participe souvent à la dégradation du cristal liquide et donc à la création de charges ioniques.

Dans les dispositifs SSFLC par exemple, les mouvements des ions sont dus d'une part à la dérive de ces charges sous l'influence du champ électrique appliqué et d'autre part à la diffusion due au mouvement thermique. Dans le cas d'une orientation homogène, les ions sont attirés par l'électrode de polarité opposée et finissent par se trouver à proximité des couches d'alignement si la tension appliquée est continue ou alternative de faible fréquence. Les temps caractéristiques des charges ioniques sont assez importants. Si la concentration des ions est suffisamment basse, leur effet sur le comportement électro-optique du cristal liquide peut être négligé. Par contre, si leur concentration est élevée, les redistributions des ions, sous l'effet du

¹Les produits synthétisés en laboratoire sont généralement plus purs que ceux synthétisés industriellement.

champ appliqué, produisent un champ électrique qui ne peut pas être négligé; ce champ tend généralement à s'opposer aux effets du champ appliqué. Ce champ modifie souvent la tension de seuil exigée pour la commutation du dispositif. Le cas des cellules TSC^* est très différent de celui des cellules SSFLC. En effet, la particularité des cellules TSC^* est de présenter un champ électrique interne dû aux charges de polarisation (*cf.* figure 4.1) et qui existe même lorsqu'aucune tension n'est appliquée à la cellule. Par conséquent, même en l'absence de champ électrique appliqué, les charges ioniques se réorganisent sous l'effet du champ de dépolarisation et influencent la distribution initiale de l'angle azimutal dans les cellules TSC^* . Rappelons que dans ces cellules, la distribution de l'angle azimutal est fortement liée à la polarisation spontanée du cristal liquide SmC^* . Le champ interne de la cellule est la somme des champs appliqué, de dépolarisation et ionique. L'interaction entre le champ électrique de la cellule et le vecteur polarisation spontanée se trouve modifiée par rapport à celle d'une cellule qui ne contient pas de charges ioniques. Dans ce chapitre, nous proposons une étude de l'influence des charges ioniques sur le comportement électro-optique des cellules TSC^* . Nous commencerons ce chapitre par la détermination du champ électrique total qui agit sur les molécules à l'intérieur de la cellule. Nous introduirons ensuite les équations qui nous permettront d'étudier la dynamique des charges ioniques dans les cellules TSC^* . Plusieurs cas de figures seront envisagés selon les paramètres physiques de la cellule et du cristal liquide étudié, de la densité des charges ioniques et de leur mobilité. Nous essayerons de trouver les paramètres qui reproduiront les phénomènes observés expérimentalement.

4.2 Expression du champ électrique de cellule

Afin de prendre en compte la présence des charges ioniques dans les cellules TSC^* , il faut ajouter à la densité de l'énergie libre définie au chapitre 2 le terme qui rend compte de l'interaction entre le champ électrique et le champ ionique :

$$f_{ions} = -qn(z)\frac{\partial V}{\partial z}, \quad (4.1)$$

où q est la charge en valeur absolue de l'électron ($q = 1.6 \cdot 10^{-19}C$) et $qn(z)$ est la densité de charges nette au point z avec $n(z) = n^+(z) - n^-(z)$, $n^\pm(z, t)$ étant la densité volumique de charges ioniques au point z . La densité d'énergie libre qui décrit la distribution de l'angle azimutal est donc donnée par :

$$F = \int_0^d \left[\frac{A}{2} \left(\frac{d\varphi}{dz} \right)^2 + \frac{\epsilon}{2} \left(\frac{dV}{dz} \right)^2 + P_s \cos\varphi(z) \left(\frac{dV}{dz} \right) - qn(z) \frac{\partial V}{\partial z} \right] \cdot dz \quad (4.2)$$

La minimisation de l'énergie libre conduit aux équations d'Euler-Lagrange. Comparé au modèle où l'effet des charges ioniques est négligé, seule l'expression du champ électrique est modifiée, et l'équation des couples reste inchangée. Pour trouver ce champ, on utilise la méthode exposée au chapitre 2. La tension V_0 appliqué à la cellule s'écrit alors :

$$V_0 = q \Sigma(t) \left(\beta^{-1} + \frac{d}{\epsilon_{\perp}} \right) - \int_0^d N(z, t) dz + \frac{P_s}{\epsilon_{\perp}} \int_0^d \cos\varphi(z, t) dz \quad (4.3)$$

où $N(z, t)$ est le champ électrique crée au point z par la densité de charge ionique, soit :

$$N(z, t) = \frac{q}{\epsilon_{\perp}} \int_0^z n(z, t) dz.$$

Le champ électrique quant à lui s'écrit :

$$E(z, t) = \beta \left[-\frac{V_0}{d} + \frac{P_s}{d \epsilon_{\perp}} \int_0^d \cos\varphi dz - \frac{1}{d} \int_0^d N(z) dz \right] + N(z, t) - \frac{P_s}{\epsilon_{\perp}} \cos\varphi(z, t) \quad (4.4)$$

Le champ électrique en un point z est donc dû comme dans le cas où les charges ioniques ne sont pas considérées à la tension appliquée, à la présence des dipôles moléculaires et à la distribution de ces dipôles. En plus de ces termes s'ajoute deux termes d'origine ionique, $N(z, t)$ qui est le champ électrique crée par la densité de charges ioniques $n(z)$ et la distribution des ions qui agit comme un potentiel appliqué à la cellule.

4.3 Dynamique des charges ioniques dans la cellule

Afin de calculer la répartition des charges ioniques et donc les deux termes ioniques dans l'équation du champ électrique, il est nécessaire d'écrire les équations de mouvements des espèces ioniques positive et négative [7, 8, 10]. Ces équations se trouvent en considérant la densité de courant $J(z, t)$ due au mouvement des charges ioniques, ce mouvement étant dû à la fois à l'interaction avec le champ électrique et à la diffusion des ions dans le milieu :

$$J(z, t) = J^+(z, t) + J^-(z, t) \quad (4.5)$$

avec

$$J^\pm(z, t) = -q\mu^\pm \left\{ -n^\pm(z, t)E(z, t) \pm \frac{k_B T}{q} \frac{\partial n^\pm(z, t)}{\partial z} \right\} \quad (4.6)$$

μ^\pm est la mobilité ionique et $D^\pm = (k_B T/q)\mu^\pm$ la constante de diffusion des ions positifs et négatifs respectivement. k_B est la constante de Boltzmann et T la température.

La conservation de la charge s'exprime par la relation suivante :

$$q \frac{\partial n(z, t)}{\partial t} - \frac{\partial J(z, t)}{\partial z} = 0, \quad (4.7)$$

En combinant ces deux équations, on obtient une équation qui permet de décrire la dynamique des charges ioniques pour les espèces positives et négatives :

$$\frac{\partial n^\pm(z, t)}{\partial t} = \pm \mu^\pm \frac{\partial}{\partial z} \left\{ -n^\pm(z, t)E(z, t) \pm \frac{k_B T}{q} \frac{\partial n^\pm(z, t)}{\partial z} \right\} \quad (4.8)$$

La première condition aux limites s'exprime en considérant que la distribution des charges ioniques est homogène dans la cellule à l'instant $t = 0$, soit $n^+(z, 0) = n^-(z, 0) = N_0$. La seconde condition aux limites dépend de la nature des couches d'alignement. Dans ce travail, nous considérons que les couches sont parfaitement isolantes et qu'il n'y a aucune adsorption de charges sur ces couches, soit une densité de courant ionique nulle en $z = 0$ et $z = d$:

$$J^\pm(z = 0) = J^\pm(z = d) = 0 \quad \forall t \quad (4.9)$$

4.4 Effet du champ ionique sur l'état d'équilibre de la cellule

4.4.1 Sans tension appliquée (cellule au repos)

Afin d'identifier l'effet du couplage entre les charges de polarisation et les charges ioniques, on propose de résoudre les équations 4.4 et 4.8 avec les conditions aux limites 4.9 lorsqu'aucune tension extérieure n'est appliquée à la cellule ($V_o = 0$). Dans ce cas l'équation 4.4 devient :

$$E(z, t) = \beta \left[\frac{P_s}{d \epsilon_\perp} \int_0^d \cos\varphi \, dz - \frac{1}{d} \int_0^d N(z) \, dz \right] + N(z, t) - \frac{P_s}{\epsilon_\perp} \cos\varphi(z, t) \quad (4.10)$$

Ce champ électrique sera utilisé pour résoudre simultanément l'équation 4.8 et l'équation des couples suivante :

$$\gamma \frac{\partial \varphi}{\partial t} = A \frac{\partial^2 \varphi(z)}{\partial z^2} - P_s \cdot \sin \varphi(z) \cdot E(z) \quad (4.11)$$

Par souci de simplification, nous considérons ici que les molécules évoluent vers une position d'équilibre suffisamment lentement pour ne pas ressentir les effets de la viscosité. Dans ce cas l'équation 4.11 devient [10] :

$$A \frac{\partial^2 \varphi(z)}{\partial z^2} = P_s \cdot E(z) \cdot \sin \varphi(z) \quad (4.12)$$

Avant de résoudre ces deux équations, il est intéressant d'analyser la symétrie du problème. En effet, comme on considère un ancrage fort des molécules en surface, la répartition de l'angle azimutal dans la cellule est symétrique lorsqu'aucune tension n'est appliquée à la cellule. Par conséquent, le champ créé par les divergences de l'angle azimutal (i.e. le champ créé par les charges de polarisation) est aussi symétrique, soit :

$$\varphi(z) = \pi - \varphi(d - z) \quad (4.13)$$

$$E_{POL} = -E_{POL}(d - z) \quad (4.14)$$

Comme aucune tension n'est appliquée à la cellule, seul le champ de dépolarisation agit sur les charges ioniques et par conséquent, le champ créé par ces charges sera lui aussi symétrique, soit :

$$N(z, t) = -N(d - z, t) \quad (4.15)$$

Dans ce cas particulier les deux intégrales qui apparaissent dans l'équation 4.10 valent zéro. Donc quand aucune tension n'est appliquée à la cellule, l'équation donnant l'expression du champ électrique devient tout simplement :

$$E(z) = -\frac{P_s}{\epsilon} \cdot \cos \varphi(z) + N(z, t) \quad (4.16)$$

Dans ce cas, le champ électrique en chaque point z de la cellule est dû d'une part au dipôle présent sur chaque molécule et d'autre part à la charge nette créée par la présence des charges ioniques. La distribution de l'angle azimutal résulte d'un équilibre entre le couple élastique exercé par les surfaces et les forces électriques. Ces forces électriques sont

dues aux interactions entre la polarisation spontanée et les champs de dépolarisation et ionique.

Finalement, pour résoudre ces équations, nous adoptons le même schéma de résolution que celui utilisé au chapitre 2). La cellule est découpée en n_i tranches dans lesquelles il existe une densité volumique de charges ioniques $n(z,t=0)=N_0$ à l'instant $t = 0$.

Les figures 4.2 à 4.8 montrent les résultats obtenus pour une polarisation de $72nC.cm^{-2}$, et pour les valeurs des différents paramètres listés dans le tableau 4.1 :

Angle de tilt	$\theta = 43^\circ$
Constante diélectrique relative du cristal liquide	$\epsilon_r = 13$
Constante Elastique	$K = 8 \cdot 10^{-11} N$
Constante diélectrique relative des couches d'alignement	$\epsilon_{AL} = 4$
Epaisseur des couches d'alignement	e_{AL}
Epaisseur de la cellule	$d = 5.4\mu m$ ou $d = 4.39\mu m$
Nombre de tranches	$n_i = 100$
Densité de charges ioniques	N_0
mobilité des ions	μ

TAB. 4.1 – Valeurs des différents paramètres utilisés dans nos calculs numériques.

Ces courbes peuvent s'analyser comme suit :

Les charges de polarisation (*cf.* figure 4.3) créent un champ électrique responsable du mouvement des charges ioniques (*cf.* figures 4.4 et 4.5), cette migration d'ions s'accompagne d'un champ ionique opposé au champ de dépolarisation (*cf.* figures 4.7 et 4.8). Des charges de polarisation positives sont localisées dans le volume ($\rho_P = -div(\vec{P}_S) > 0$) et des charges négatives sur les surfaces ($\sigma_P = \vec{P} \cdot \vec{n} < 0$) (*cf.* figure 4.1). Les surfaces agissent alors comme une "pompe à ions" positifs : les charges ioniques positives s'accumulent sur les surfaces tant que la densité de charges de polarisation surfaciques est suffisante et tant qu'il y a des charges ioniques positive dans le milieu (*cf.* figure 4.4) c-à-d tant que l'équilibre n'est pas atteint. Les charges ioniques négatives sont rejetées dans le volume ; leur mouvement est relié aux torsions du milieu (*cf.* figures 4.2 et 4.3). La localisation de ces charges négatives dépend du couplage entre le champ ionique et le champ de dépolarisation. Pour une distribution de l'angle azimutal donnée, correspond un nouveau champ ionique qui à son tour influence la distribution de l'angle azimutal (*cf.* figures 4.2 et 4.8).

Ces courbes montrent que l'effet des charges ioniques Lorsqu'aucune tension n'est appliquée,

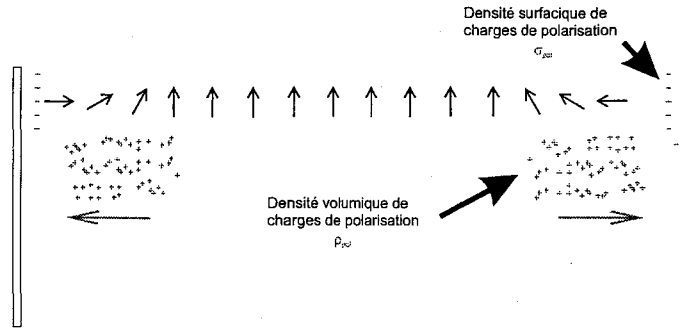


FIG. 4.1 – Représentation schématique de la cellule de SmC^* en configuration torsadée. Les divergences de la polarisation spontanée provoquent l'apparition d'une densité volumique de charges de polarisation positive ρ_P , et une densité surfacique de charge de polarisation négatives σ_P .

l'effet des charges ioniques est de supprimer l'effet des divergences de la polarisation spontanée sur la distribution de l'angle azimutal. En effet la figure 4.2 montre que la distribution de l'angle azimutal tend à devenir homogène dans la cellule, les torsions initialement rejetées sur les surfaces se trouvent alors réparties de manière homogène dans le volume. En effet, si la cellule contient suffisamment de charges ioniques, le champ ionique qui en résulte peut annuler ou écranter complètement le champ de dépolarisation. Le champ interne de la cellule est alors dans ce cas nul et l'équation 4.12 devient :

$$A \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right) = 0, \tag{4.17}$$

qui admet pour solution $\varphi(z) = \frac{\pi}{d}z$. Les variations de l'angle azimutal sont donc linéaires selon z .

4.4.2 Avec une tension appliquée à la cellule

4.4.2.1 Effet du champ ionique aux fréquences élevées ($F > 10$ Hertz)

L'étude précédente a montré que la densité de charges ioniques modifie fortement la distribution de l'angle azimutal. En migrant à l'endroit où se situent les divergences de l'angle azimutal, les charges ioniques tendent à minimiser les effets du champ de dépolarisation. Ce qui se traduit par une réduction des torsions du milieu. Les paramètres importants dans ces réorientations sont la densité de charges ioniques et la polarisation spontanée. Lorsque la polarisation est élevée, la densité de charges ioniques doit être importante pour pouvoir rendre homogène les torsions du milieu. Dans le cas du matériau étudié dans le troisième chapitre

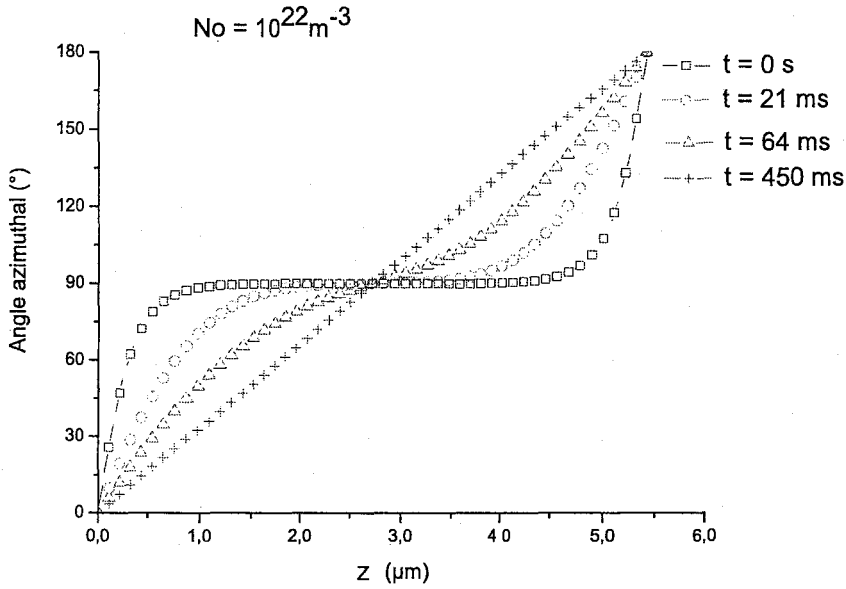


FIG. 4.2 – Evolution de la distribution de l'angle azimuthal pendant le processus de relaxation des charges ioniques sous l'effet du champ de dépolarisation. *La répartition initialement inhomogène de l'angle azimuthal devient homogène grâce à l'annulation du champ électrique interne*

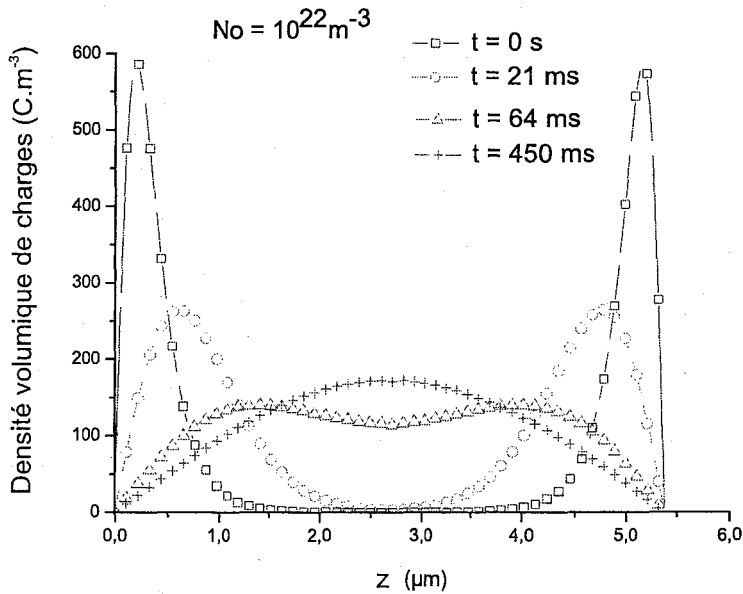


FIG. 4.3 – Evolution des charges de polarisation due à la réorientation de l'angle azimuthal. *Les charges de polarisation évoluent de la même façon que les torsions de l'angle azimuthal*

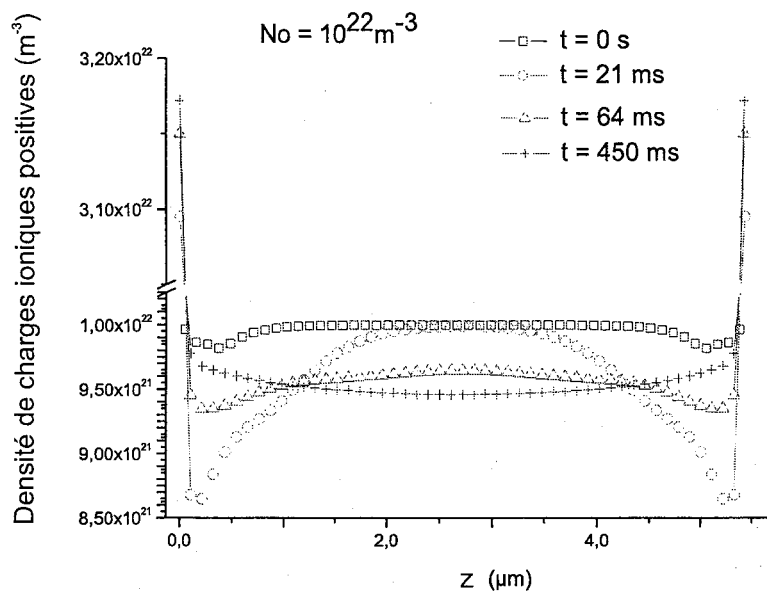


FIG. 4.4 – Processus de relaxation des charges ioniques positives. *Les charges ioniques positives initialement homogène dans la cellule se concentrent sur les surfaces ; La densité surfacique de charges de polarisation négative attire les charges positives, et la densité volumique de charge de polarisation positives repoussent ces charges positives vers les surfaces*

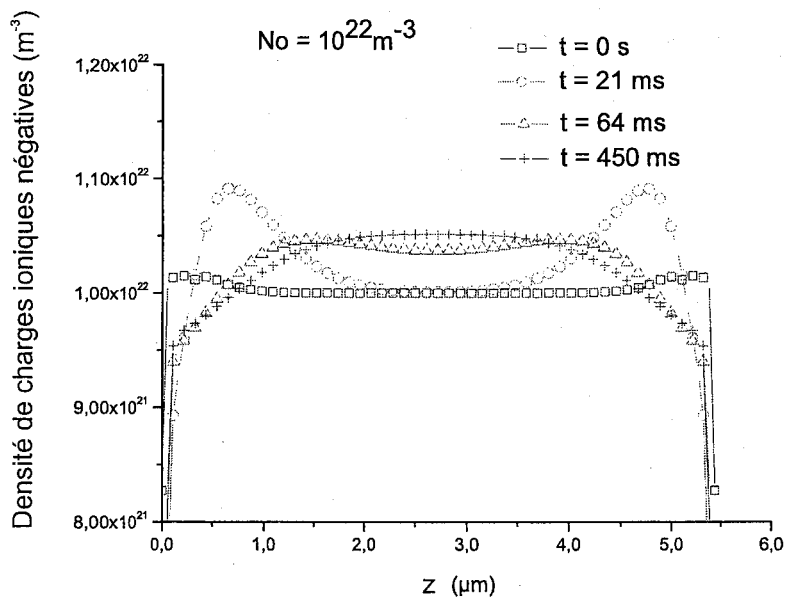


FIG. 4.5 – Processus de relaxation des charges ioniques négatives. *Les charges négatives subissent tout d'abord l'effet de la densité de charge surfacique négative due a la polarisation spontanée, celle-ci repoussent les charges dans le volume ; et ensuite ces charges ioniques vont suivrent le mouvement des charges de polarisation négatives.*

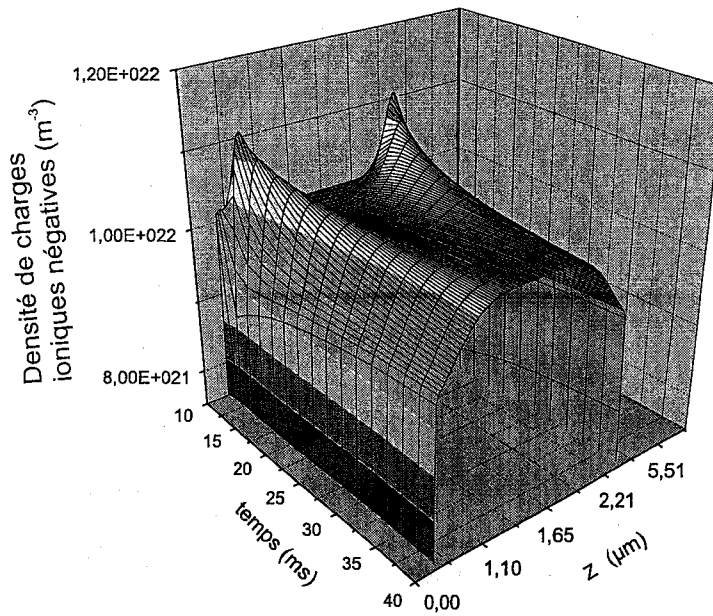


FIG. 4.6 – Processus de relaxation des charges ioniques négatives. Vue en 3 dimensions

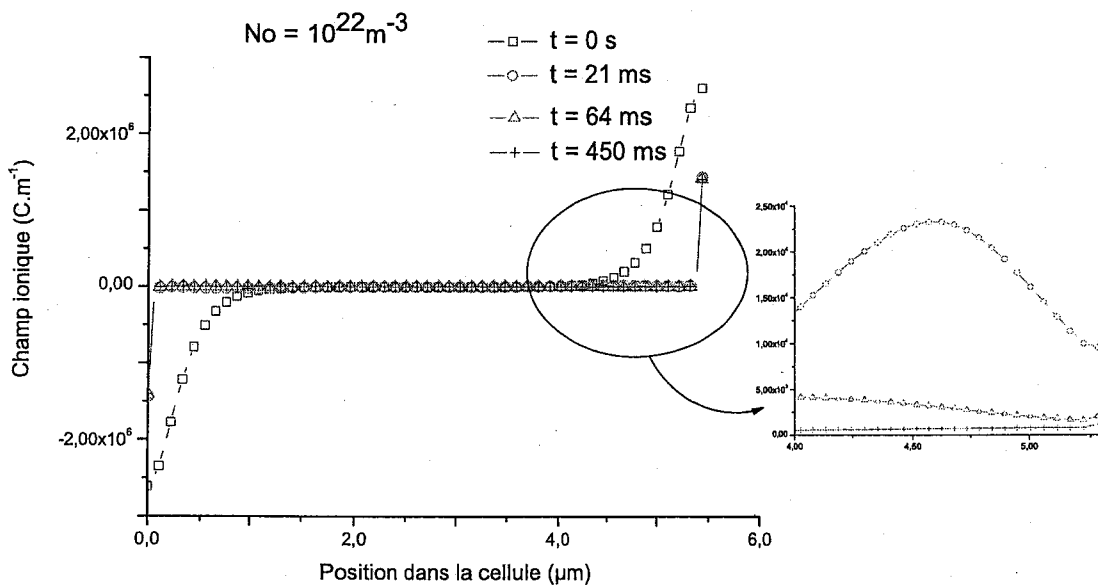


FIG. 4.7 – Evolution du champ électrique interne lors du processus de relaxation des charges ioniques. *L'effet des impuretés ioniques est d'annuler le champ électrique interne. Seul subsiste un champ surfacique dû à l'orientation de la polarisation spontanée sur les surfaces.*

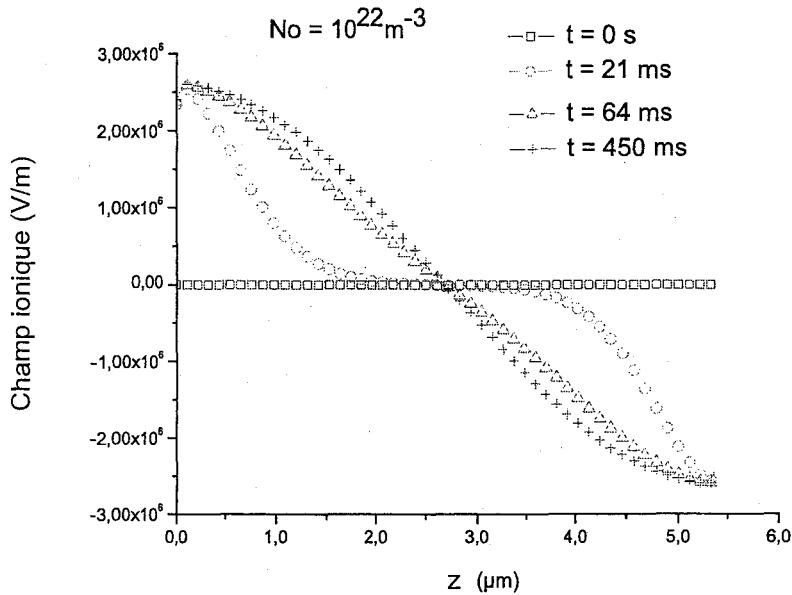


FIG. 4.8 – Evolution du champ ionique. *La migration des impuretés ioniques provoque un champ électrique opposé au champ de polarisation. Ce champ est inhomogène et symétrique*

(composé Chisso CS-2005), la polarisation spontanée est égale à $72 nC.cm^{-2}$ à température ambiante. Pour expliquer les différents comportements observés, nous avons trouvé deux densités ioniques spécifiques donnant des distributions de l'angle azimutal intéressantes $N_o = 5.10^{21} m^{-3}$ et $N_o = 1.10^{21} m^{-3}$. La première donne une distribution initiale homogène de l'angle azimutal dans la cellule et la seconde donne une distribution de l'angle azimutal intermédiaire entre celle donnée par une cellule non contaminée par les charges ioniques et une cellule où la distribution de l'angle azimutal est homogène (premier cas). Les distributions initiales de l'angle azimutal, obtenues sans champ appliqué à la cellule et correspondant aux densités de charges ci-dessus sont représentées en fonction de la position dans la cellule sur la figure 4.9.

A chacune de ces distributions de l'angle azimutal correspond un champ ionique dû à la répartition interne des charges ioniques dans la cellule. Ce champ ionique est représenté pour les différentes densités de charges ioniques sur la figure 4.10.

Ce champ ionique présent dans la cellule doit interagir avec les champs appliqués et de dépolarisation; il doit donc influencer le comportement électro-optique de la cellule. En effet lorsqu'on applique une tension alternative de fréquence ² élevée à la cellule, les charges ioniques n'ont pas suffisamment de temps pour se redistribuer dans la cellule; le champ ionique reste inchangé dans la cellule. Ce champ agit donc constamment sur les dipôles, modifie la distribution

²Une fréquence sera dite "haute" si la période qui lui correspond est très petite par rapport au temps caractéristique de la relaxation ionique

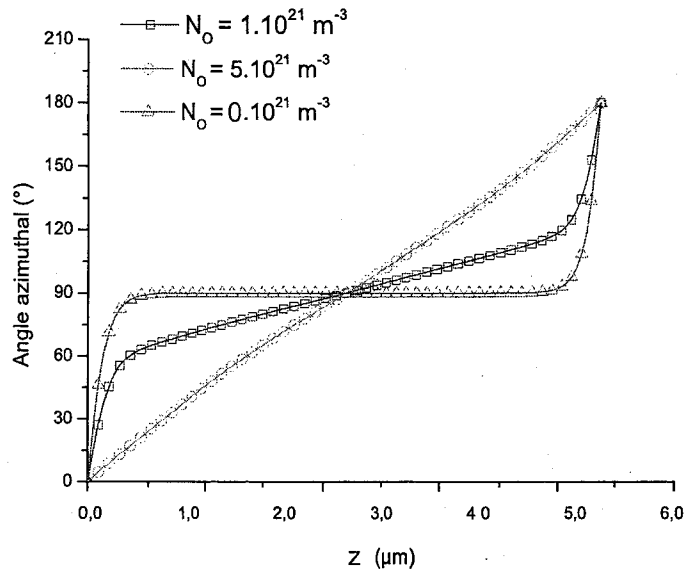


FIG. 4.9 – distribution de l'angle azimuthal dans la cellule pour différentes densités de charges ioniques.

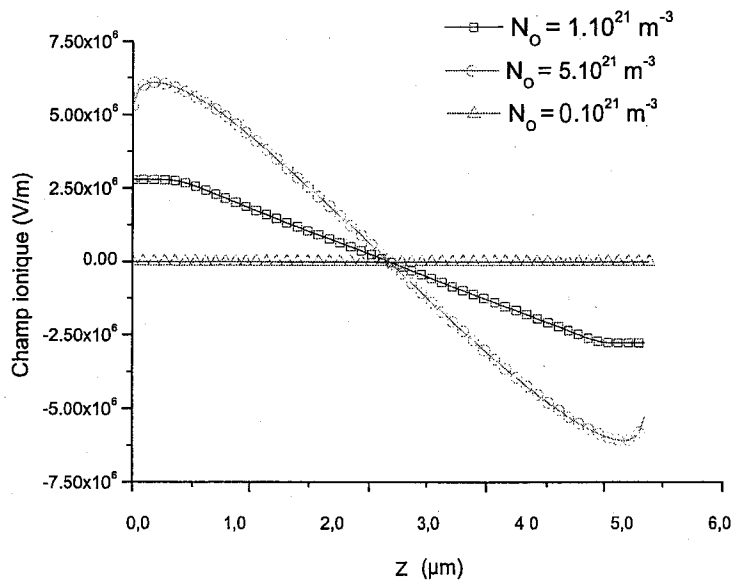


FIG. 4.10 – Répartition du champ ionique pour différentes densités de charges ioniques.

de l'angle azimutal et influence la transmission de la lumière.

Afin d'analyser le rôle de la densité de ces impuretés ioniques sur la réponse électro-optique des cellules TSC^* , nous avons calculé la répartition de l'angle azimutal lorsque la cellule est soumise à une tension alternative triangulaire. La répartition de cet angle a été obtenue en résolvant les équations couplées 4.4, 4.8 et 4.12, avec les conditions aux limites (4.9), (4.14) et (4.15). Il est important de noter qu'à chaque fois, l'état initial de chaque étude est celui défini par les études menées dans la première partie de ce chapitre; ainsi, les distributions initiales de l'angle azimutal, des espèces ioniques positives et négatives et celles des champs électriques de dépolarisation et ioniques pour les densités $N_o = 5.10^{21}.m^{-3}$ et $N_o = 1.10^{21}.m^{-3}$ ont déjà été calculés pour l'état initial.

Les études expérimentales ayant montré différents comportements selon les valeurs de l'amplitude de la tension appliquée et de sa fréquence, nous avons effectué des calculs numériques pour plusieurs valeurs de fréquence et d'amplitude mais nous ne présenterons que les résultats obtenus pour les valeurs particulières cités ci-dessus.

4.4.2.1.1 Champ appliqué fort ($\simeq 4.6V/\mu m$)

La cellule étudiée a une épaisseur $d = 4.39 \mu m$ et l'amplitude de la tension triangulaire appliquée vaut 20 Volts. Nous distinguerons le cas des faibles densités de charges ioniques ($N_o \leq 10^{21}.m^{-3}$) de celui des contaminations ioniques ($N_o \geq 5.10^{21}.m^{-3}$).

a) Cas d'une faible contamination ionique Dans cette partie, nous prendrons $N_o = 10^{21}.m^{-3}$ pour faire les calculs numériques. Les courbes 4.11 à 4.15 correspondent aux résultats obtenus pour une tension appliquée d'amplitude 20 Volts et de fréquence 100 Hz. La figure 4.11 montre les courbes de la transmission lumineuse obtenues avec et sans charges ioniques dans la cellule. Ces deux courbes montrent une forme en V décalée dans le sens des tensions positives lorsque la tension appliquée est croissante. Ce décalage se fait dans le sens des tensions négatives lorsque la tension appliquée est décroissante. Dans les deux cas le "V" est déformé. La partie des courbes correspondant au passage du maximum au minimum de l'intensité est plus incurvée que la partie correspondant au passage du minimum au maximum de l'intensité. La courbe obtenue avec une densité de charges ioniques $N_o = 10^{21}.m^{-3}$ montre que le V est un peu plus déformée, plus large et présente un décalage moins important par rapport au zéro de la tension appliquée.

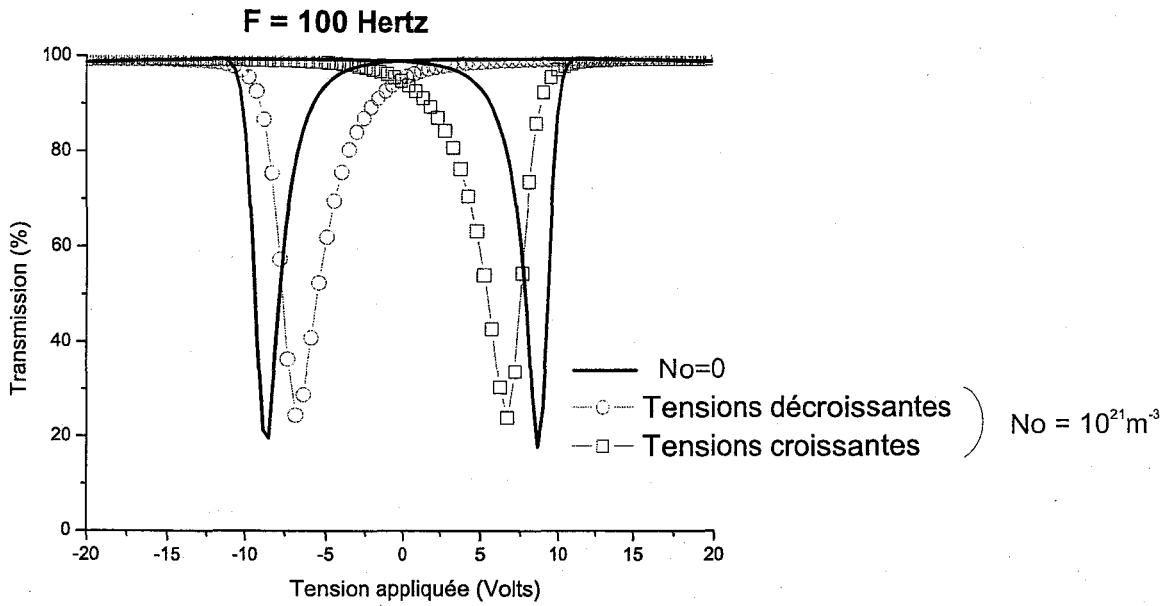


FIG. 4.11 – Courbes de transmission (P//A) : $-F = 100 Hz$, $V_{Max} = 20 Volts$, $N_o = 10^{21} m^{-3}$, $d = 4.39 \mu m$, $\mu = 0.75 \cdot 10^{-11} m^2/V.s$, $e_{AL} = 40 nm$, $\gamma = 0.25 Pa.s$

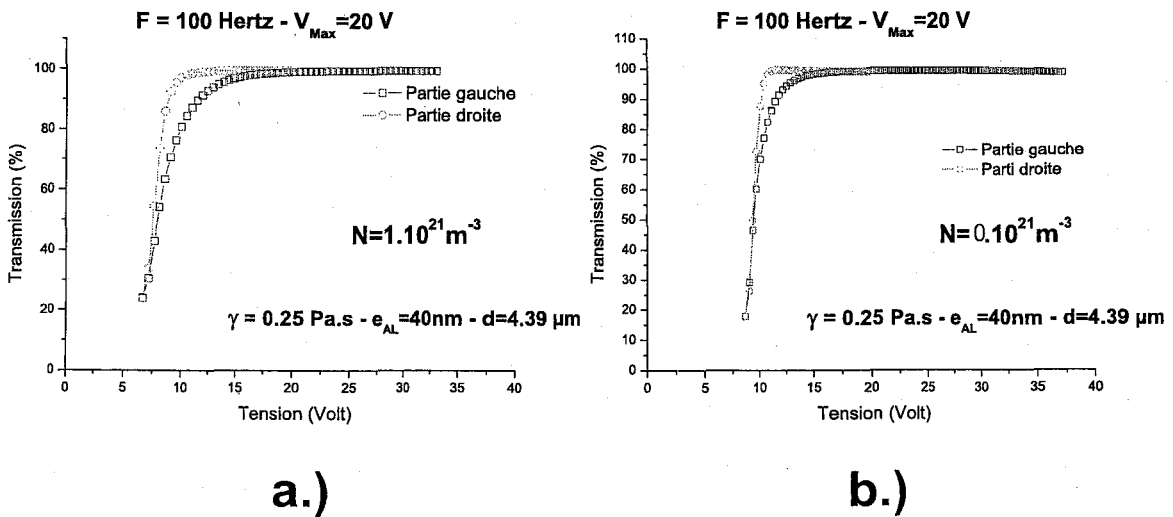


FIG. 4.12 – Courbes de transmission (P//A) : $F = 100 Hz$, $V_{Max} = 20 Volts$, $N_o = 10^{21} m^{-3}$, $d = 4.39 \mu m$, $\mu = 0.75 \cdot 10^{-11} m^2/V.s$, $e_{AL} = 40 nm$, $\gamma = 0.25 Pa.s$

Les parties a) et b) de la figure 4.12 mettent en évidence les dissymétries des courbes de transmission. La comparaison des parties gauche et droite du "V" montre que même lorsque la cellule ne contient pas de charges ioniques (voir partie b)), il existe une asymétrie dans la réponse électro-optique. Cette dissymétrie est modifiée lorsqu'on considère l'effet du champ ionique (courbe a.)). Dans le premier cas (cf. courbe b)), la dissymétrie est due exclusivement à l'effet de la viscosité du cristal liquide. L'équation des couples qui décrit les variations de $\varphi(z)$ par rapport au temps dépend à la fois du sinus de l'angle $\varphi(z)$ et de sa dérivée seconde :

$$-\gamma \frac{\partial \varphi(z, t)}{\partial t} = P_s E(z, t) \sin \varphi(z, t) - A \left(\frac{d^2 \varphi(z, t)}{dz^2} \right), \quad (4.18)$$

L'effet de la viscosité est contrebalancé par l'effet élastique près des surfaces où les torsions de l'angle azimutal sont plus importantes. Ce phénomène est clairement observé sur les courbes de la figure 4.13 montrant l'évolution de la distribution de l'angle azimutal pour des tensions appliquées croissantes en négligeant l'effet des charges ioniques³. Aux faibles tensions appliquées, les torsions se développent dans le volume de la cellule. Lorsque la tension continue d'augmenter, la torsion parcourt le volume provoquant ainsi un alignement des dipôles suivant le champ appliqué, sauf au voisinage immédiat des surfaces où les conditions d'ancrage fort empêchent la destruction de la torsion. Cette "propagation" de la torsion sous l'effet de la tension appliquée est responsable des déformations observées sur les courbes de l'intensité transmise, ce qui donne une forme incurvée à ces courbes. Lorsque les dipôles sont "réalignés" dans le volume de la cellule, des torsions très importantes sont rejetées sur l'une des deux surfaces et la cellule se comporte de nouveau pratiquement comme un milieu biréfringent dont la tension appliquée fait tourner les lignes neutres (cf. chapitre 2).

Dans le cas où l'on considère la présence de charges ioniques dans la cellule, on retrouve les mêmes comportements, mais plus accentués (cf. figures 4.14 et 4.17). Ce qui explique les déformations, de la courbes de transmission, observées sur la figure 4.12, courbes a) et b). En comparant ces deux courbes, on voit clairement que la dissymétrie devient plus importante en présence des charges ioniques. La figure 4.14 montre en plus que pour des tensions supérieures à 5 Volts, l'angle $\varphi(z)$ n'est pas constant dans le volume de la cellule mais augmente légèrement dans la cellule Oz . Lorsque la tension appliquée augmente encore, les dipôles s'alignent suivant

³Les tensions appliquées correspondent à des valeurs particulières judicieusement choisies de l'intensité transmise. Dans la suite, nous représenterons toujours les distributions de $\varphi(z)$ pour des tensions correspondant à ces intensités transmises particulières.

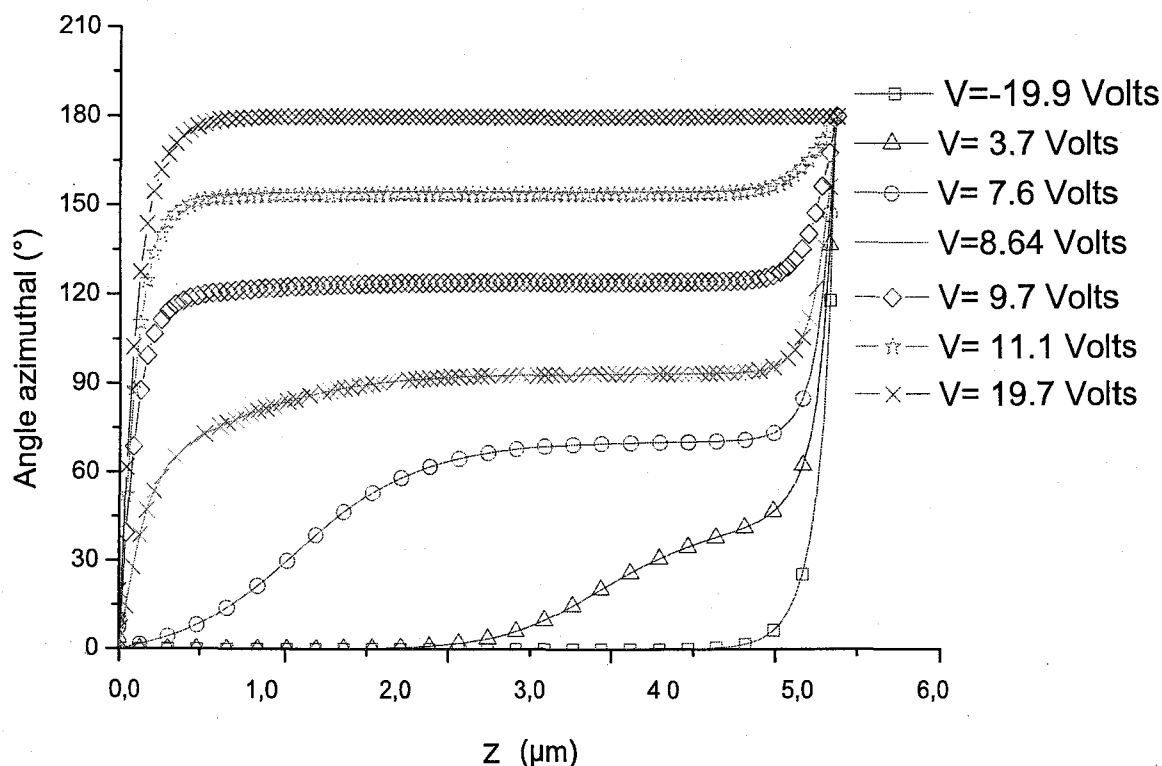


FIG. 4.13 – Evolution de la distribution de l'angle azimuthal pour plusieurs tensions (Sans charges ioniques et Tensions appliquées croissantes) : $F = 100Hz$, $V_{Max} = 20Volts$, $d = 4.39\mu m$, $\gamma = 0.25Pa.s$, $e_{AL} = 40 nm$

le champ électrique appliqué et l'intensité transmise atteint son maximum (100%).

La figure 4.15 montre que le champ ionique est quasi-indépendant de la tension appliquée aux fréquences élevées. Par conséquent, lorsque la tension appliquée est faible, le champ ionique est prépondérant et déforme la distribution de l'angle azimuthal. Lorsque la tension appliquée est élevée, les effets du champ ionique deviennent négligeables, on trouve alors une distribution classique de l'angle azimuthal et une transmission lumineuse atteignant sa valeur maximale de 100%.

b) Cas d'une contamination ionique plus importante Dans le cas où la quantité de charges ioniques est encore plus importante ⁴, elle provoque une homogénéisation de la distribution de l'angle azimuthal (cf. figure 4.9 - $N_o = 5.10^{21}.m^{-3}$ - courbe avec le symbole -o-). Les résultats obtenus dans ce cas sont très peu différents de ceux obtenus précédemment avec une densité de charges ioniques cinq fois plus faible ($N_o = 1.10^{21}.m^{-3}$).

Les courbes 4.16, 4.17 et 4.18 montrent les résultats obtenus pour cette densité de charges

⁴Dans cette partie nous prendrons $N_o = 5.10^{21}.m^{-3}$ pour faire les calculs numériques.

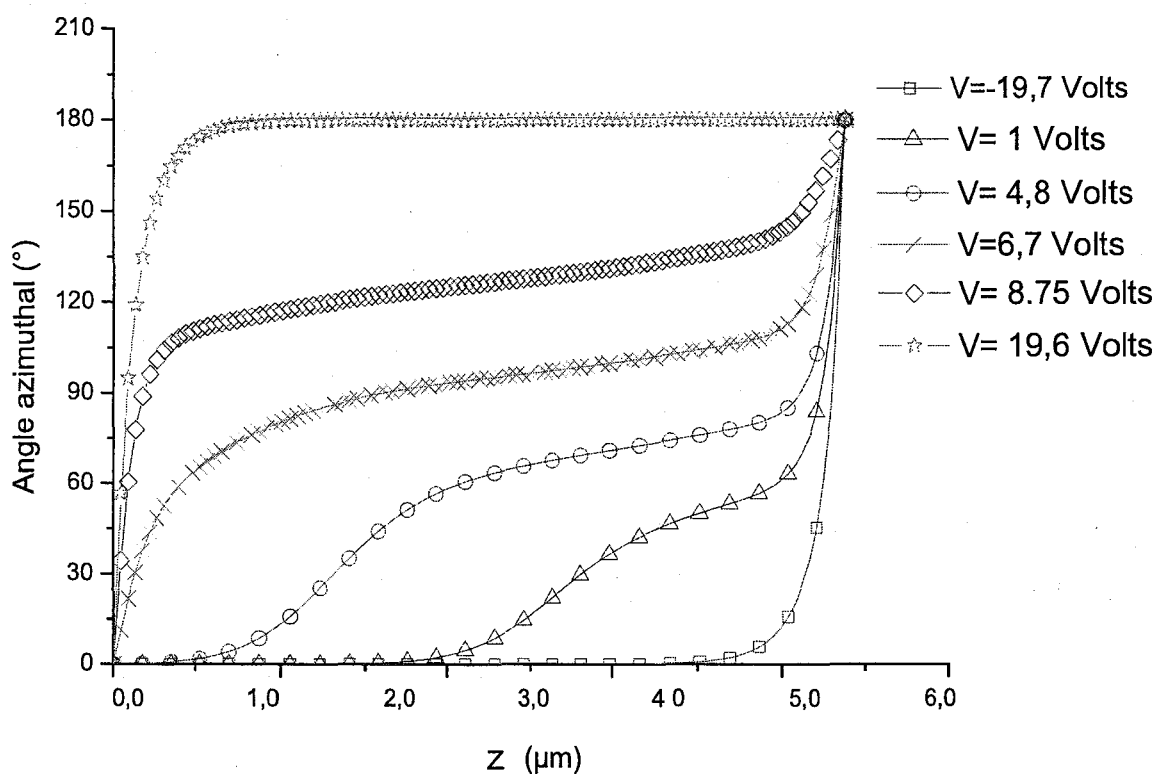


FIG. 4.14 – Evolution de la distribution de l'angle azimuthal pour plusieurs tensions (avec charges ioniques, tensions appliquées croissantes) : $N_o = 10^{21}m^{-3}$, $\mu = 0.75 \cdot 10^{-11}v/m s$, $F = 100Hz$, $V_{Max} = 20Volts$, $d = 4.39\mu m$, $\gamma = 0.25Pa.s$, $e_{AL} = 40 nm$

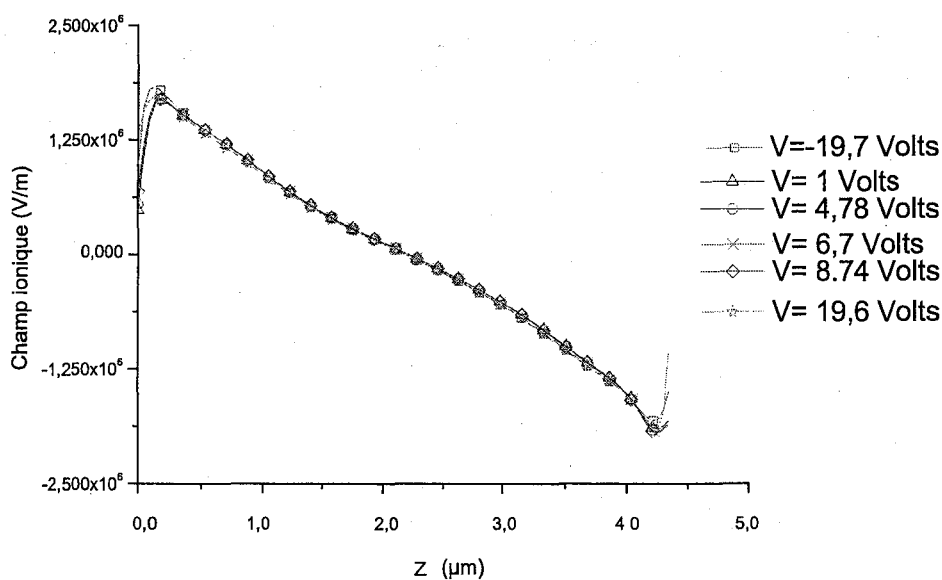


FIG. 4.15 – Evolution du champ ionique pour plusieurs tensions. Tensions croissantes : $F = 100Hz$ – $V_{Max} = 20Volts$, $N_o = 10^{21}m^{-3}$, $d = 4.39\mu m$, $\mu = 0.75 \cdot 10^{-11} m^2/V.s$, $e_{AL} = 40nm$, $\gamma = 0.25Pa.s$

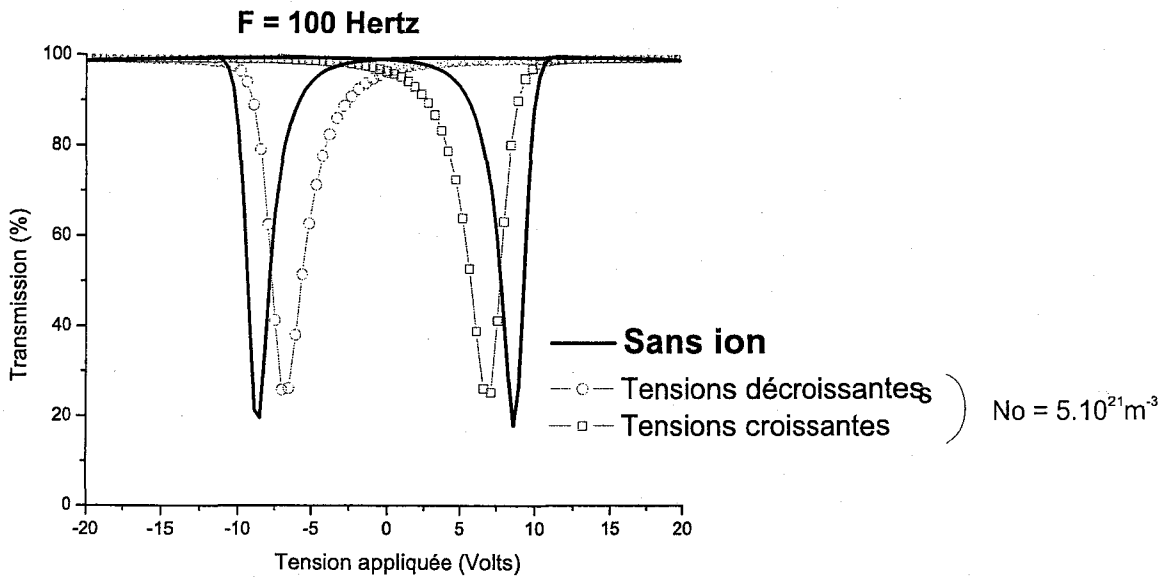


FIG. 4.16 – Evolution de l'intensité transmise en fonction de tension appliquée (-○- tensions croissantes et -□- tensions décroissantes) : $F = 100 \text{ Hz}$, $V_{Max} = 20 \text{ Volts}$, $N_o = 5.10^{21} m^{-3}$, $d = 4.39 \mu m$, $\mu = 0.75.10^{-11} m^2/V.s$, $e_{AL} = 40 \text{ nm}$, $\gamma = 0.25 \text{ Pa.s}$

ioniques. La courbe de l'intensité transmise ne semble pas montrer de différences particulières avec les résultats précédents. En considérant les tensions croissantes, la courbe de l'intensité transmise montre une forme très incurvée lorsque cette dernière passe du maximum au minimum alors que le retour au maximum de cette intensité se fait rapidement (pente plus raide) (cf. figure 4.16). Encore une fois les déformations de la courbe de l'intensité lumineuse s'expliquent en regardant l'évolution de la distribution de l'angle azimutal.

Les courbes représentées sur la figure 4.18 montrent l'évolution du champ ionique dans la cellule présente une légère différence avec celles obtenues avec une densité de charges ioniques plus faible ($N_o = 10^{21} m^{-3}$). On peut voir qu'au voisinage des surfaces de la cellule, le champ ionique varie de manière plus importante que précédemment. La forte densité des impuretés ioniques augmente fortement l'interaction entre les charges ioniques et les champs appliqué et de dépolarisation. Les charges ioniques se déplacent très légèrement et provoquent de faibles variations du champ ionique. Ces variations restent cependant faibles pour pouvoir influencer la distribution de l'angle azimutal; la courbe de la transmission n'est donc pratiquement pas affectée.

4.4.2.1.2 Champ faible ($\simeq 1V/\mu m$)

L'amplitude de la tension appliquée vaut maintenant 5 Volts et la cellule étudiée a une

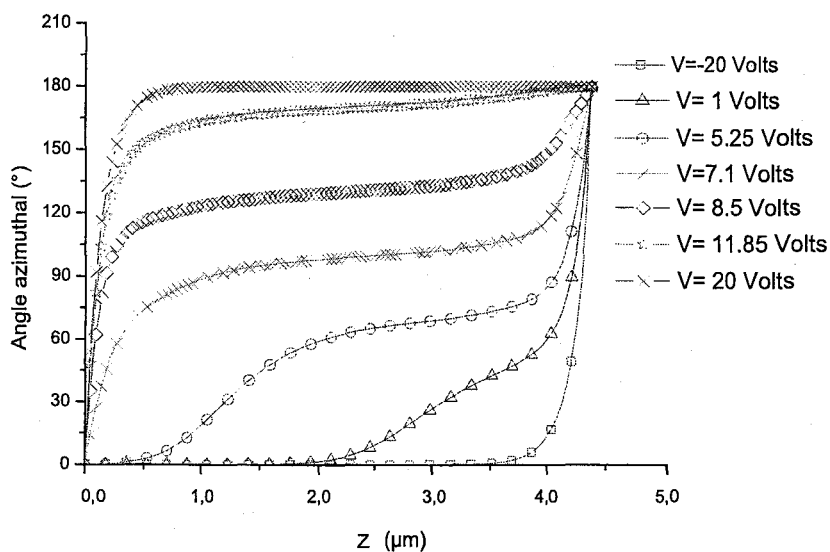


FIG. 4.17 - Evolution de la distribution de l'angle azimuthal pour plusieurs tensions - Tensions croissantes : $F = 100 \text{ Hz}$, $V_{Max} = 20 \text{ Volts}$, $N_o = 5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$, $d = 4.39 \text{ }\mu\text{m}$, $\mu = 0.75 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{V.s}$, $e_{AL} = 40 \text{ nm}$, $\gamma = 0.25 \text{ Pa s}$

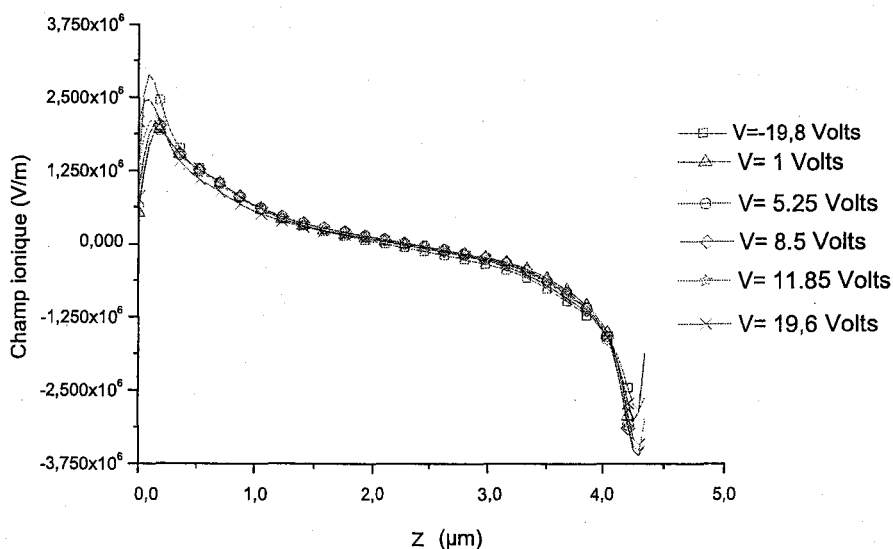


FIG. 4.18 - Evolution du champ ionique pour plusieurs tensions - Tensions croissantes : $F = 100 \text{ Hz}$, $V_{Max} = 20 \text{ Volts}$, $N_o = 5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$, $d = 4.39 \text{ }\mu\text{m}$, $\mu = 0.75 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{V.s}$, $e_{AL} = 40 \text{ nm}$, $\gamma = 0.25 \text{ Pa s}$

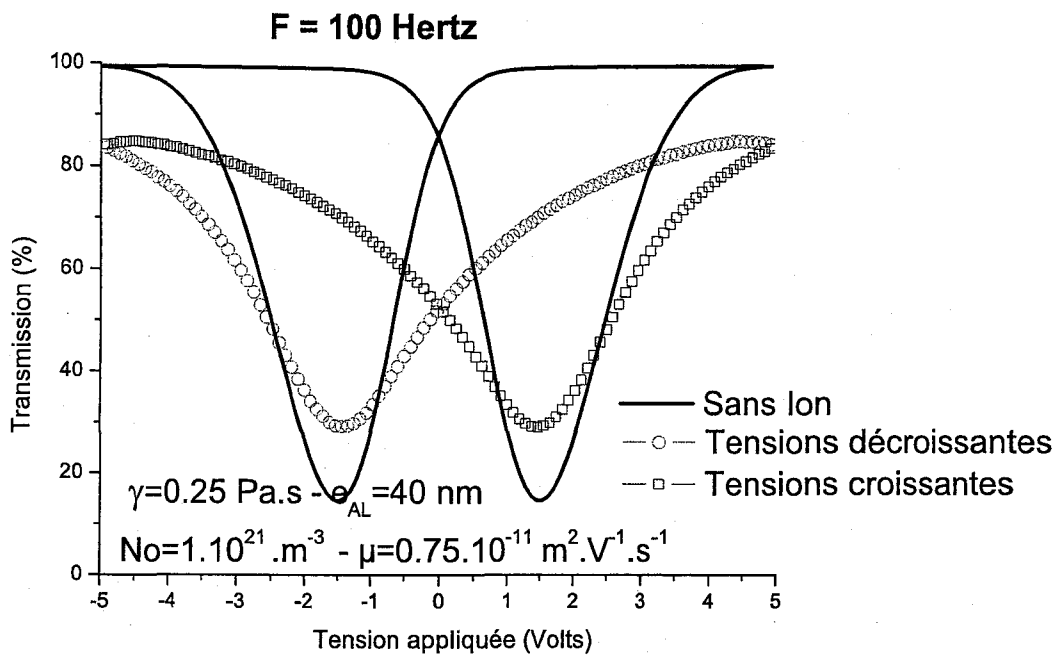


FIG. 4.19 – Courbes de transmission (P//A) : $F = 100 \text{ Hz}$, $V_{Max} = 5 \text{ Volts}$, $N_o = 10^{21} \text{ m}^{-3}$, $d = 4.39 \mu\text{m}$, $\mu = 0.75 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2 / \text{V.s}$, $e_{AL} = 40 \text{ nm}$, $\gamma = 0.25 \text{ Pa.s}$

épaisseur $d = 4.39 \mu\text{m}$.

a) Cas d'une faible contamination ionique $N_o = 1.10^{21} \cdot \text{m}^{-3}$

Les courbes 4.19 à 4.23 montrent les résultats obtenus pour une tension appliquée maximale de 5 Volts et une densité volumique de charges ioniques $N_o = 1.10^{21} \text{ m}^{-3}$. La figure 4.19 montre les courbes de la transmission obtenues avec et sans charges ioniques. Ces deux courbes présentent une forme en "V" décalée selon le sens d'évolution de la tension appliquée. En présence de charges ioniques, le "V" est déformé. La partie de la courbe montrant le passage du maximum au minimum est plus incurvée que la partie montrant le passage du minimum au maximum. Dans le cas où l'on tient compte des charges ioniques, le "V" est plus large, le décalage par rapport au zéro de la tension est moins important et l'intensité correspondant au minimum de la courbe de transmission est plus importante que celle des courbes calculées en négligeant l'effet des charges ioniques.

Les parties a.) et b.) de la figure 4.20 mettent en évidence les asymétries de ces courbes de transmission. Sur ces courbes, nous comparons la partie gauche et la partie droite du "V". Elles montrent que même lorsque la cellule ne contient pas de charges ioniques (voir partie b.)), il

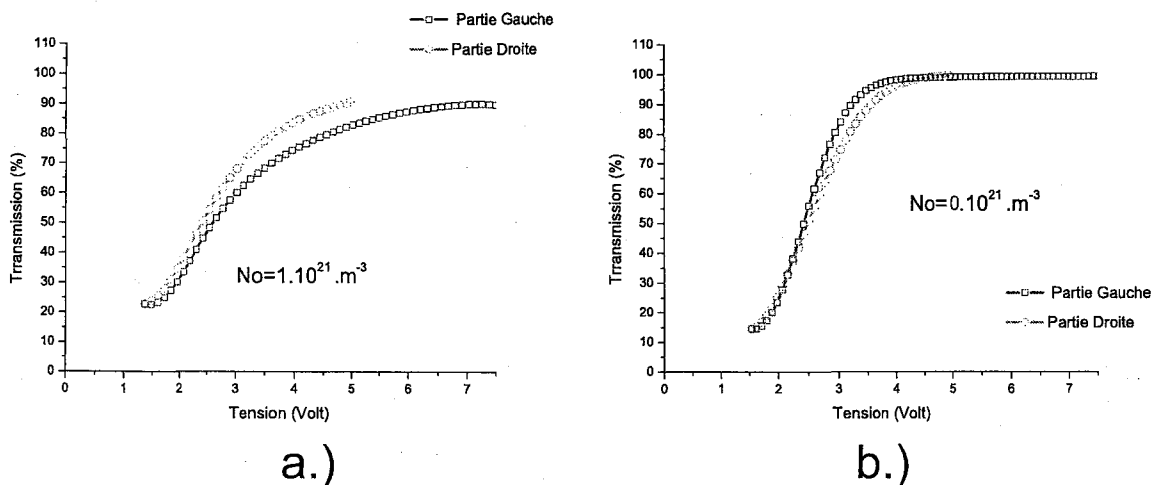


FIG. 4.20 – Evolution de l’asymétrie du $V : F = 100Hz, V_{Max} = 5Volts, N_o = 10^{21}m^{-3}, d = 4.39\mu m, \mu = 0.75.10^{-11}m^2/V.s, e_{AL} = 40nm, \gamma = 0.25Pa.s$

existe une asymétrie dans la courbe de réponse électro-optique. Cette asymétrie est purement un effet de la viscosité. En effet, l’équation des couples montre qu’une variation de $\varphi(z)$ entre deux instants donnés dépend à la fois du sinus de l’angle $\varphi(z)$ et de sa dérivée seconde par rapport à z :

$$-\gamma \frac{\partial \varphi(z, t)}{\partial t} = P_s E(z, t) \sin \varphi(z, t) - A \left(\frac{d^2 \varphi(z, t)}{dz^2} \right), \quad (4.19)$$

de cette façon, l’effet de la viscosité est lié aux variations de $\varphi(z)$ dans le volume et aux torsions présentes près des surfaces. Ce phénomène est clairement visible sur la courbe de la figure 4.21, montrant l’évolution de la distribution de l’angle azimutal pour les tensions croissantes lorsque l’effet des charges ioniques est négligé. Les valeurs de $\varphi(z)$ dans le volume et ses variations sont différentes pour les tensions $V = -5 Volts$ et $V = 0 Volts$. L’évolution de $\varphi(z)$ pour une tension variant entre $V = -5 Volts$ et $0 Volts$ est donc différente de celle qui correspond à une variation de tension entre $V = 0 Volts$ et $+5 Volts$. Ces évolutions, différentes pour les tensions négatives et positives, expliquent la légère asymétrie observée dans les courbes de l’intensité transmise.

Dans le cas où l’on considère la présence de charges ioniques, l’asymétrie est très différente de celle du cas où l’effet des charges ioniques est négligé. En comparant les parties a.) et b.) de la figure 4.20, nous constatons que les deux profils d’évolution sont différents. Dans le cas où l’effet des ions est négligé, l’évolution de la courbe de transmission semble linéaire alors que dans le cas où l’effet des ions est considéré, la courbe est incurvée. Dans le cas où l’effet des

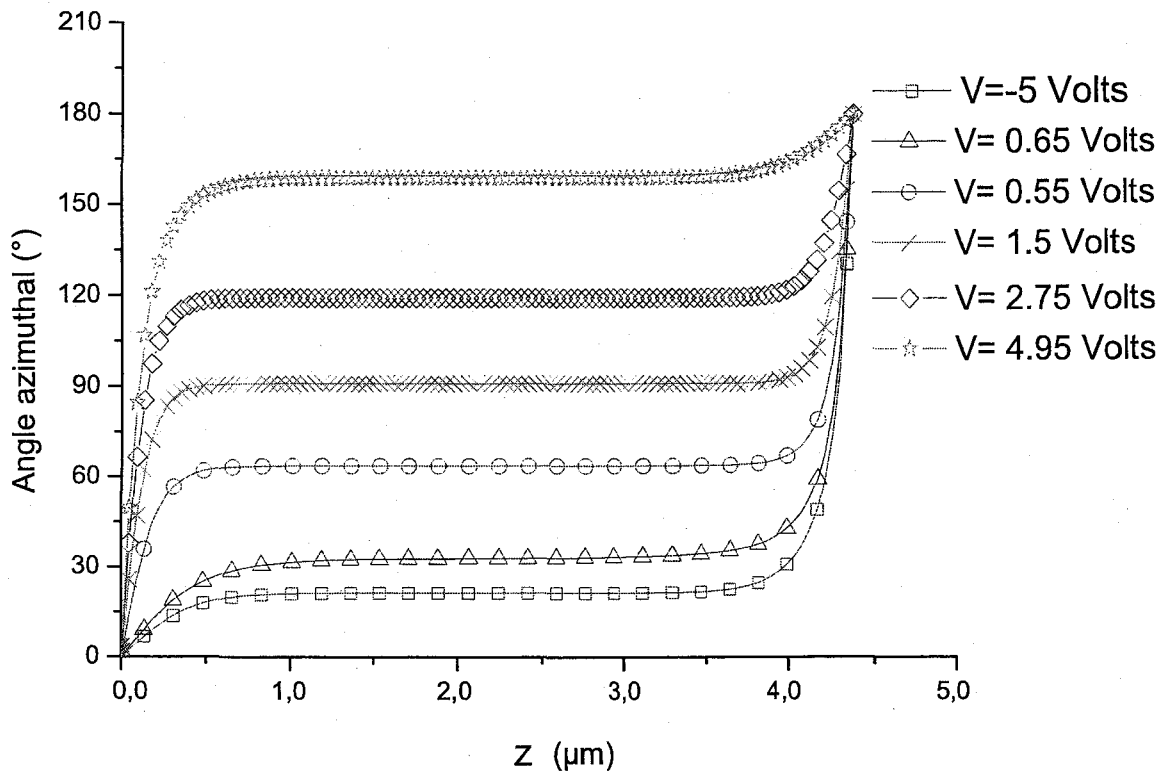


FIG. 4.21 – Evolution de la distribution de l'angle azimuthal pour plusieurs tensions - Cas sans charge ionique - Tensions croissantes - $F = 100\text{Hz}$, $V_{Max} = 5\text{Volts}$, $d = 4.39\mu\text{m}$, $\gamma = 0.25\text{Pa.s}$, $e_{AL} = 40\text{nm}$. a.)

ions est négligé, l'angle azimuthal est pratiquement constant dans le volume de la cellule; des variations de φ sont localisées près des surfaces, la cellule agit alors à peu près comme un milieu biréfringent dont la tension appliquée fait tourner les lignes neutres (*cf.* chapitre 2).

En tenant compte de l'effet des charges ioniques (*cf.* figure 4.22), la forme générale de la distribution de l'angle azimuthal est très différente. L'angle $\varphi(z)$ n'est plus constant dans le volume de la cellule mais varie soit de façon quasi-régulière (voir courbe en $-\diamond-$ pour $V=1.25$ volts et en $-\times-$ pour $V=2.66$ volts) soit en présentant d'importantes déformations (voir courbe en $-\circ-$ pour $V=0.2$ volts et en $-\Delta-$ pour $V=-2.05$ volts). Comme nous l'avons expliqué au début de ce chapitre, ces déformations de la distribution de l'angle azimuthal sont dues à l'existence du champ ionique dans ce type de cellules et qui ne varie pas aux fréquences élevées.

La figure 4.23 montre en effet que le champ ionique ne varie pratiquement pas au sein de la cellule quelque soit la tension appliquée. Comme ce champ ionique est du même ordre de grandeur que le champ appliqué ($E_{Ion} \in [-2.5 \cdot 10^6; 2.5 \cdot 10^6] \text{V/m}$ et $E_{App} \in [-1.2 \cdot 10^6; 1.2 \cdot 10^6] \text{V/m}$), il agit fortement sur l'orientation des dipôles et la courbe de transmission est donc très affectée.

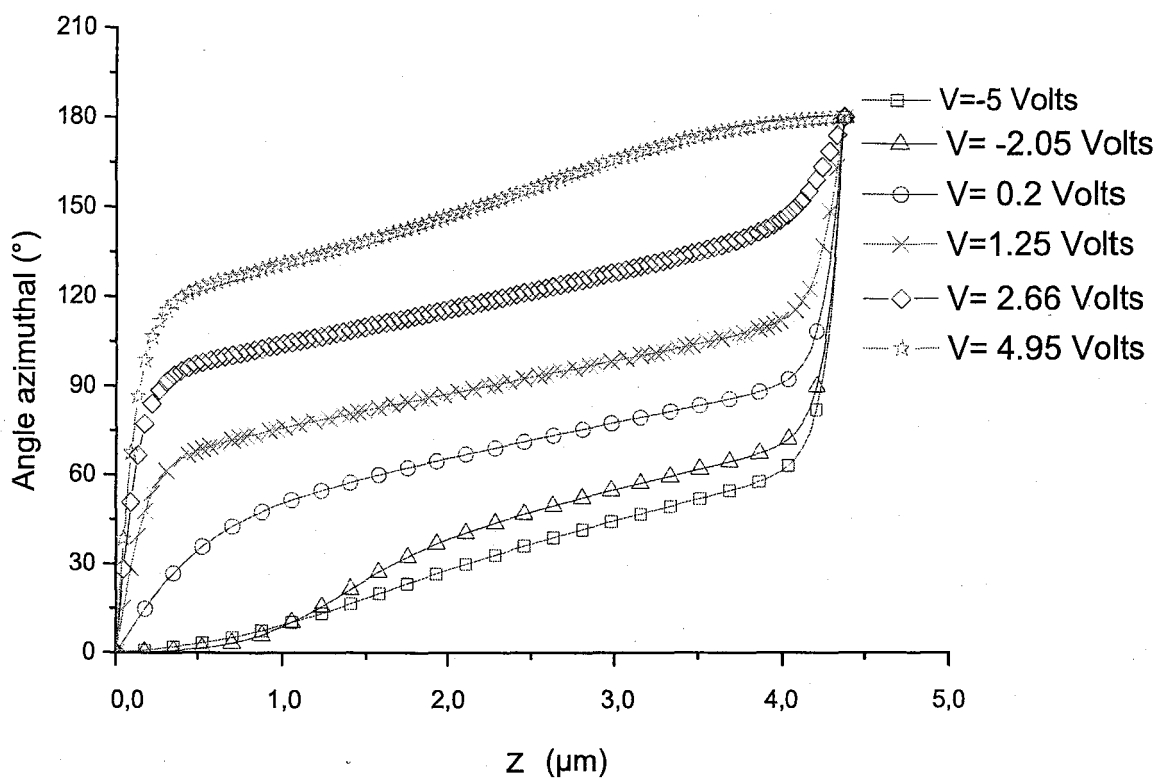


FIG. 4.22 - Evolution de la distribution de l'angle azimuthal pour plusieurs tensions - Cas avec charges ioniques : $N_o = 10^{21}m^{-3}$, $\mu = 0.75.10^{-11}m^2/V.s$, Tensions croissantes - $F = 100Hz$, $V_{Max} = 20Volts$, $d = 4.39\mu m$, $\gamma = 0.25Pa.s$, $e_{AL} = 40nm$

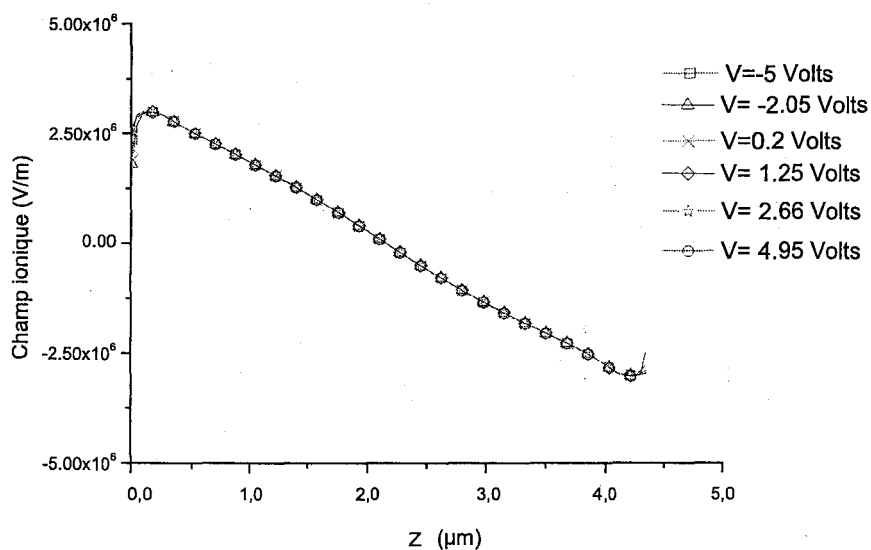


FIG. 4.23 - Evolution du champ ionique pour plusieurs tensions - Tensions croissantes - $F = 100Hz$, $V_{Max} = 20Volts$, $N_o = 10^{21}m^{-3}$, $d = 4.39\mu m$, $\mu = 0.75.10^{-11}m^2/V.s$, $e_{AL} = 40nm$, $\gamma = 0.25Pa.s$

b) cas d'une forte contamination ionique

Dans le cas où la quantité d'ions est encore plus importante (ici $N_o = 5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$), elle provoque une homogénéisation de la distribution de l'angle azimutal (cf. figure 4.9, $N_o = 5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ et courbe en -o-); les résultats obtenus sont peu différents comparés à ceux obtenus avec la densité ionique précédente.

Les courbes 4.24, à 4.27 montrent les résultats obtenus pour cette densité de charges ioniques. La courbe de l'intensité transmise montre la même forme générale que celle obtenue pour la densité de charges ioniques précédente. La figure 4.25 présente la mise en évidence de l'asymétrie de la courbe de transmission dans les cas $N_o = 5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$, $N_o = 1 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ et $N_o = 0$. Cette figure montre que la dissymétrie est plus importante dans le cas où $N_o = 1 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$.

De la même façon que pour $N_o = 1 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$, la forme de la courbe d'intensité pour $N_o = 5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ s'explique en regardant l'évolution de la distribution de l'angle azimutal. On retrouve les mêmes déformations de l'angle azimutal donnant une forme incurvée à la chute de l'intensité (cf. figure 4.26).

Comme dans le cas précédent ces déformations s'expliquent en considérant le champ ionique présent dans la cellule. La figure 4.27 montre en effet qu'il existe toujours un champ ionique quelque soit la tension appliquée, mais on note une légère différence avec le cas où $N_o = 1 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$. On peut voir que près des surfaces de la cellule, le champ ionique varie très peu. La forte densité en impuretés ioniques augmente fortement l'interaction entre le champ total est la polarisation du milieu. Les charges ioniques bougent très légèrement et provoquent de légères variations dans le champ ionique. Ces dernières influencent la distribution de l'angle azimutal et modifient donc la courbe de transmission lumineuse.

4.4.2.2 Effet du champ ionique aux basses fréquences ($F < 10 \text{ Hertz}$)

Lorsque la fréquence de la tension appliquée devient faible,

les charges ioniques ont assez de temps pour se déplacer dans la cellule. Le champ ionique résultant de ces mouvements de charges va donc modifier le champ ressenti initialement par les dipôles et il en résulte une modification de la distribution de l'angle azimutal et de la courbe de transmission.

Pour les faibles fréquences, deux paramètres ont une influence prépondérante sur l'évolution du champ ionique dans la cellule. Tout d'abord la mobilité des espèces ioniques; c'est ce

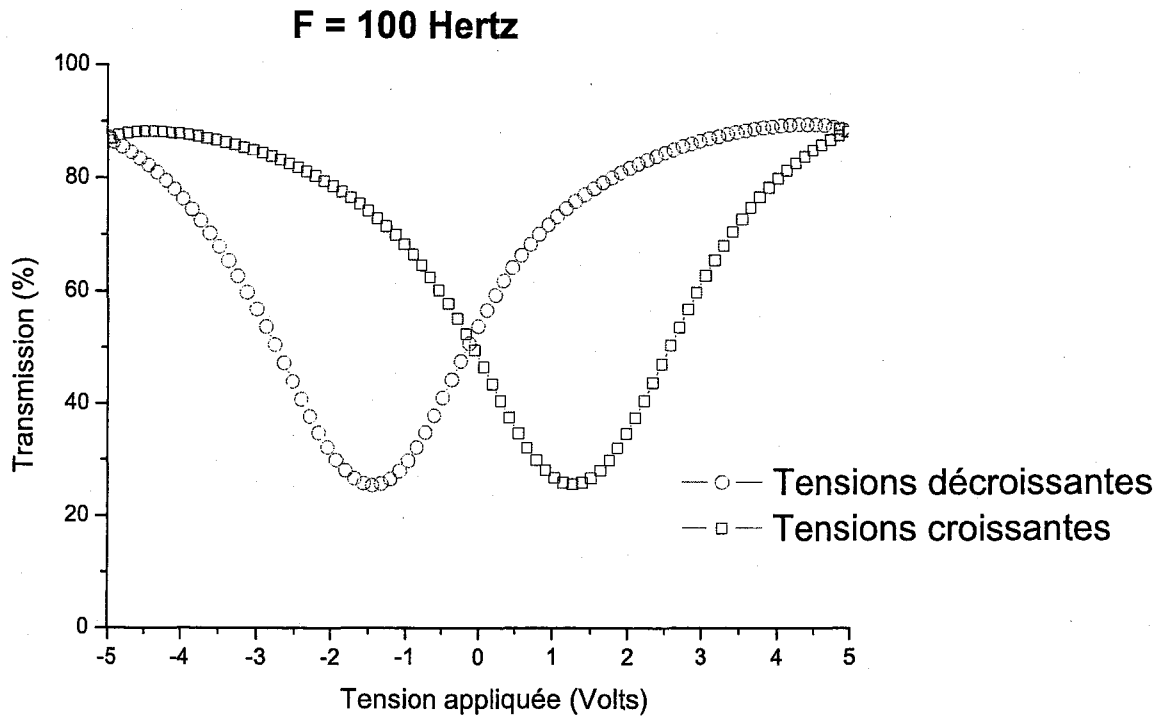


FIG. 4.24 – Courbes de transmission (P//A) : - $F = 100\text{Hz}$, $V_{Max} = 20\text{Volts}$, $N_o = 5.10^{21}\text{m}^{-3}$, $d = 4.39\mu\text{m}$, $\mu = 0.75.10^{-11}\text{m}^2/\text{V.s}$, $e_{AL} = 40\text{nm}$, $\gamma = 0.25\text{Pa.s}$

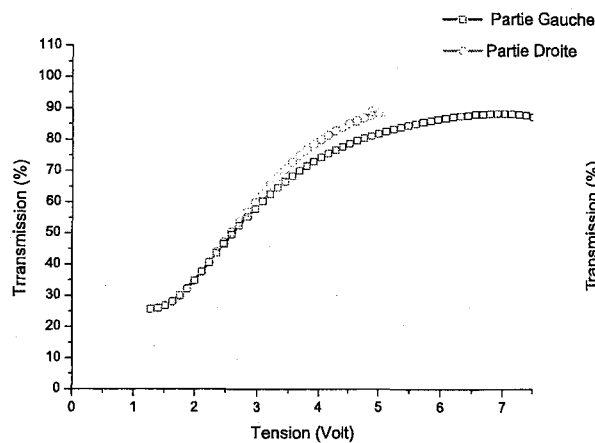
paramètre qui va déterminer si pour une fréquence donnée, les ions arrivent à suivre ou non les variations de la tension appliquée. Le second paramètre important est la densité volumique des charges ioniques qui est responsable de l'importance du champ ionique et donc des interactions avec les champs appliquée et de dépolarisation de la cellule. Pour les cristaux liquides, les valeurs des mobilités ioniques μ sont généralement de l'ordre de $10^{-11}\text{m}^2/\text{V.s}$ [23–27]. Dans la suite, nous prendrons $\mu = 2.10^{-11}\text{m}^2/\text{V.s}$ pour les fortes mobilités de charges ioniques et $\mu = 0.1.10^{-11}\text{m}^2/\text{V.s}$ pour les faibles mobilités de charges ioniques. Comme précédemment, nous prendrons également $N_o = 5.10^{21}\text{m}^{-3}$ comme une forte valeur de la densité de charges ioniques et $N_o = 1.10^{21}\text{m}^{-3}$ comme valeur faible.

4.4.2.2.1 Faibles Tensions $V_{Max} = 5\text{ Volts}$ et fortes mobilités ioniques

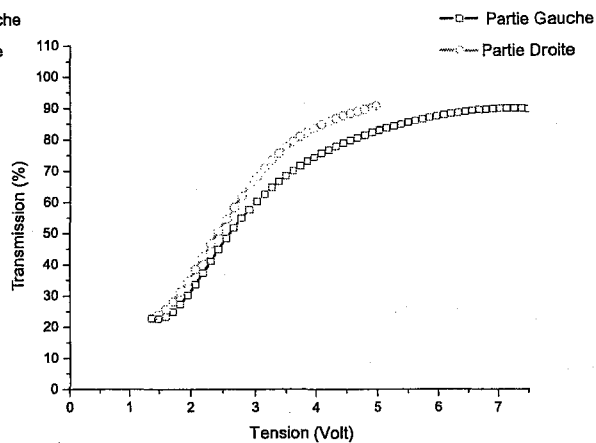
Cas de faibles densités de charges ioniques

L'ensemble des résultats concernant l'intensité transmise, la dissymétrie de la courbe de transmission, l'évolution de l'angle azimutal et celle du champ ionique sont représentées pour différentes tensions appliquées respectivement sur les figures 4.28, 4.29, 4.30 et 4.31.

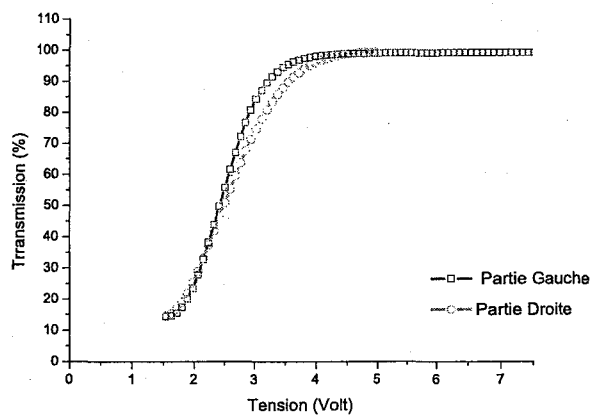
La courbe de l'intensité transmise (cf. figure 4.28) montre que l'on retrouve une forme géné-



a.)



b.)



c.)

FIG. 4.25 – Evolution de l'asymétrie du V : $F = 100\text{Hz}$, $V_{Max} = 5\text{Volts}$, $N_o = 5.10^{21}\text{m}^{-3}$, $d = 4.39\mu\text{m}$, $\mu = 0.75.10^{-11}\text{m}^2/\text{V.s}$, $e_{AL} = 40\text{nm}$, $\gamma = 0.25\text{Pa.s}$

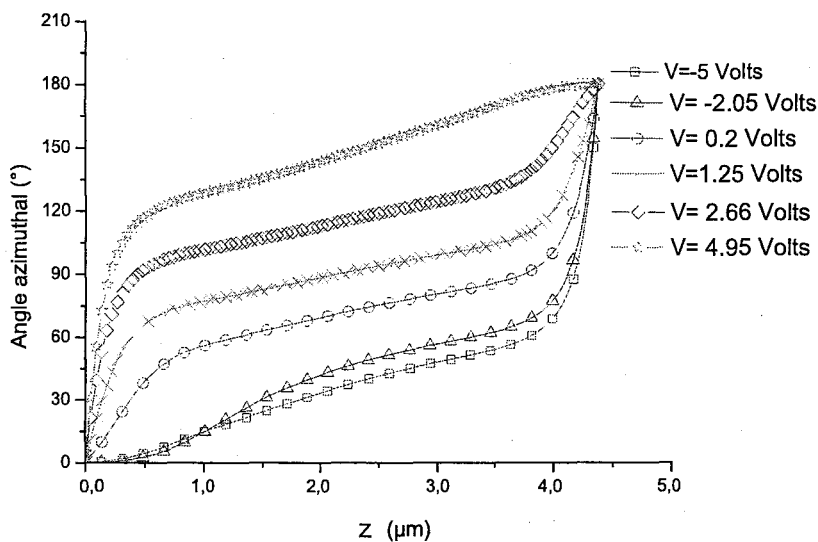


FIG. 4.26 - Evolution de la distribution de l'angle azimuthal pour plusieurs tensions - Tensions croissantes - $F = 100Hz$, $V_{Max} = 20Volts$, $N_o = 1.10^{21}m^{-3}$, $d = 4.39\mu m$, $\mu = 0.75.10^{-11}m^2/V.s$, $e_{AL} = 40nm$, $\gamma = 0.25Pa.s$

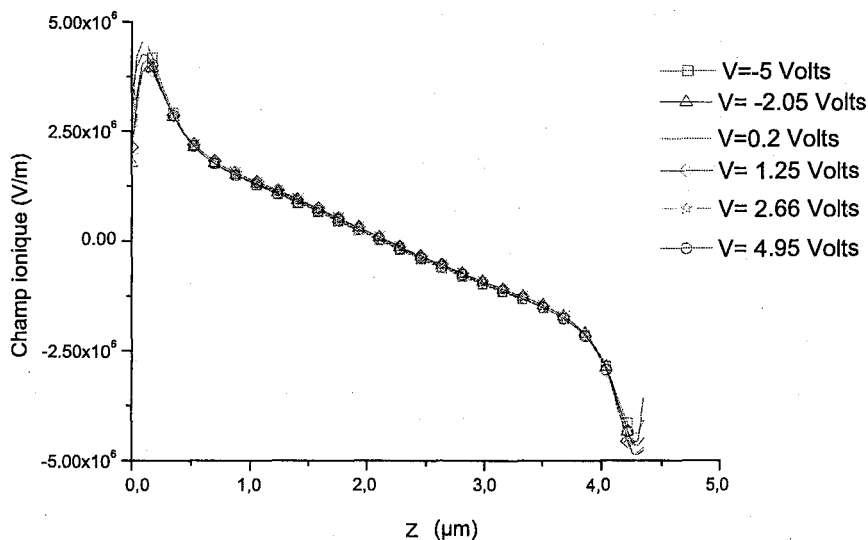


FIG. 4.27 - Evolution du champ ionique pour plusieurs tensions - Tensions croissantes - $F = 100Hz$ - $V_{Max} = 5Volts$ - $N_o = 5.10^{21}m^{-3}$ - $d = 4.39\mu m$ - $\mu = 0.75.10^{-11}m^2/V.s$ - $e_{AL} = 40nm$ - $\gamma = 0.25Pa.s$

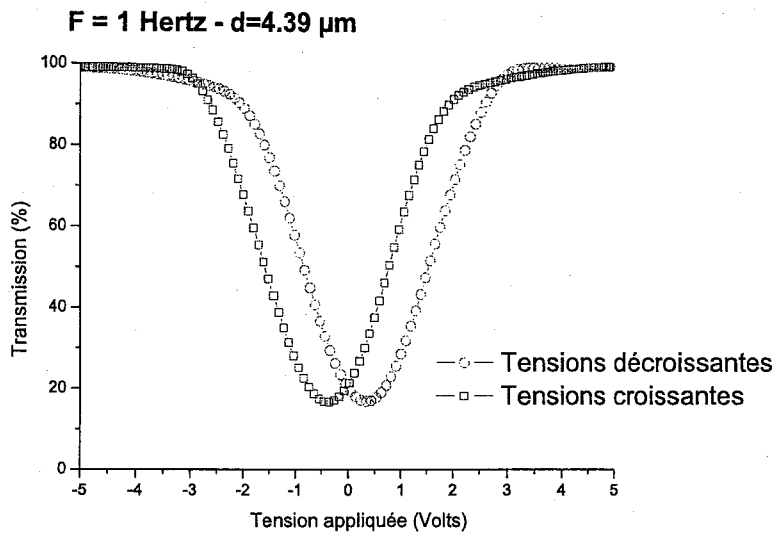


FIG. 4.28 – Courbes de transmission ($P//A$) : $F = 1 \text{ Hertz}$ - $\mu = 2.10^{-11} \text{ m}^2/\text{Vs}$ - $N_o = 1.10^{21} \text{ m}^{-3}$

rale en V caractéristique des cellules de SmC^* torsadée. Cette forme en V est dédoublée comme nous l'avons déjà vu précédemment dans le cas de fréquences plus élevées, mais le décalage est inversé. En augmentant la tension appliquée, l'intensité transmise atteint son minimum pour une tension appliquée négative alors qu'en diminuant la tension appliquée, le minimum de l'intensité transmise est obtenu pour une tension positive. La figure analysant la dissymétrie de la courbe de transmission (*cf.* figure 4.29) montre que contrairement à tous les cas précédemment décrits, les deux parties de la courbe de transmission sont presque superposables (courbe pratiquement symétrique à l'axe vertical qui passe par le minimum). Ceci n'est possible que si les distributions de l'angle azimutal sont identiques pour des tensions appliquées symétriques par rapport à celle qui correspond au minimum de l'intensité transmise. En effet, la courbe de la figure 4.30 montre que la distribution de l'angle azimutal est tout le temps quasiment constante dans le volume comme dans le cas statique où l'effet des charges ioniques est négligé.

Cette distribution constante dans le volume et le décalage inversé de la courbe de transmission s'expliquent en considérant le champ ionique représenté sur la figure 4.31 (*voir aussi le détail sur la figure 4.32*). Lorsque la cellule vient d'un état où une tension maximale était appliquée, un champ ionique constant s'est formé dans tout le volume (*voir courbe avec le symbole \square sur le détail de la figure 4.32*). Ce champ constant correspond à une certaine tension appliquée. Comme ce champ s'oppose aux effets de la tension appliquée alors tout se passe comme si la tension appliquée était diminuée d'une certaine tension qui correspond au champ ionique. La courbe de transmission est donc décalée vers les tensions négatives lorsqu'on considère les

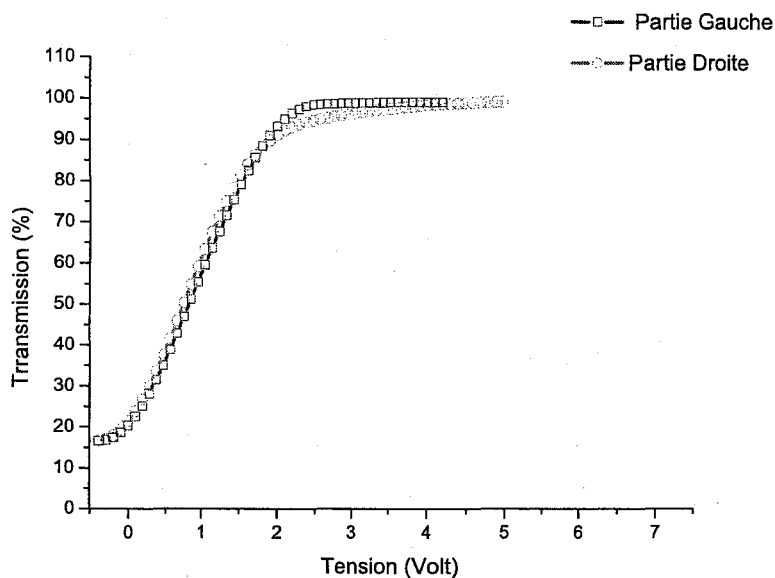


FIG. 4.29 – Comparaison entre la partie gauche et droite de la courbe de transmission - Tensions croissantes - $F = 1\text{Hertz}$ - $\mu = 2.10^{-11}m^2/Vs$ - $N_o = 1.10^{21}m^{-3}$

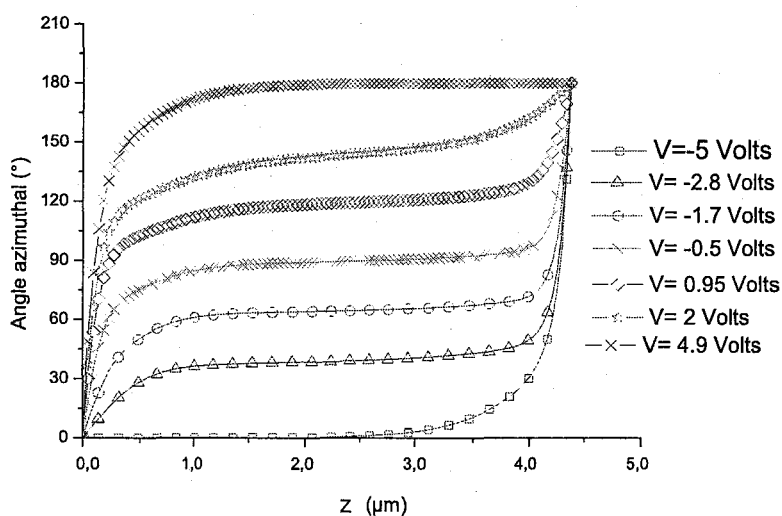


FIG. 4.30 – Evolution de la distribution de l'angle azimuthal - Tensions croissantes - $F = 1\text{Hertz}$ - $\mu = 2.10^{-11}m^2/Vs$ - $N_o = 1.10^{21}m^{-3}$

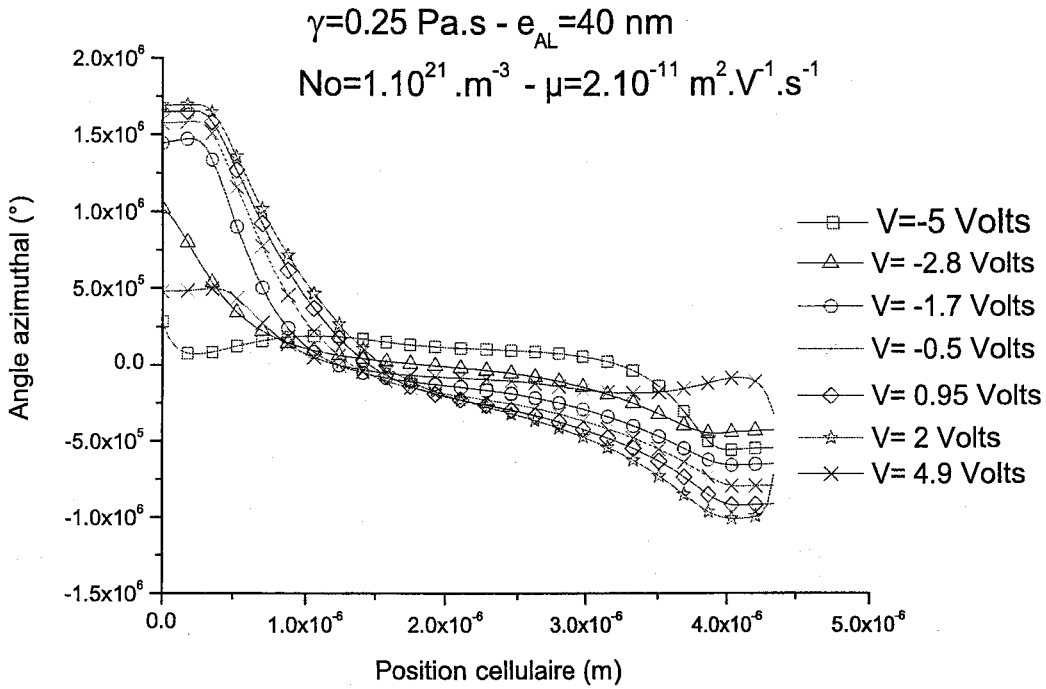


FIG. 4.31 - Evolution du champ ionique - Tensions croissantes - $F = 1 \text{ Hertz} - \mu = 2.10^{-11} \text{ m}^2 / \text{Vs} - N_o = 1.10^{21} \text{ m}^{-3}$

tensions croissantes.

Cas de fortes densités de charges ioniques

Les courbes représentées sur les figures 4.33 à 4.36 représentent les résultats obtenus pour la densité de charges ioniques $N_o = 5.10^{21} \text{ m}^{-3}$. Comparé au cas de la densité de charges ioniques précédente, la courbe de transmission (cf. figure 4.33) montre que le décalage du minimum de l'intensité transmise par rapport au zéro de la tension appliquée se fait dans le même sens mais il est beaucoup plus important. On peut aussi noter que l'intensité minimale a une valeur plus importante que celle obtenue précédemment (respectivement, $I_{min}(N_o = 1.10^{21} \text{ m}^{-3}) \approx 15\%$ et $I_{min}(N_o = 5.10^{21} \text{ m}^{-3}) \approx 30\%$). Cette courbe de l'intensité transmise semble aussi plus déformée que celle du cas précédent. La figure représentant la dissymétrie du V montre clairement que les deux courbes ne sont plus superposées comme dans le cas précédent (celle qui correspond à l'augmentation de l'intensité est très différente de celle qui correspond à sa diminution). La diminution de l'intensité transmise semble s'effectuer de façon accélérée (pente raide) alors que l'augmentation de l'intensité se fait de façon lente. Ces comportements s'expliquent en

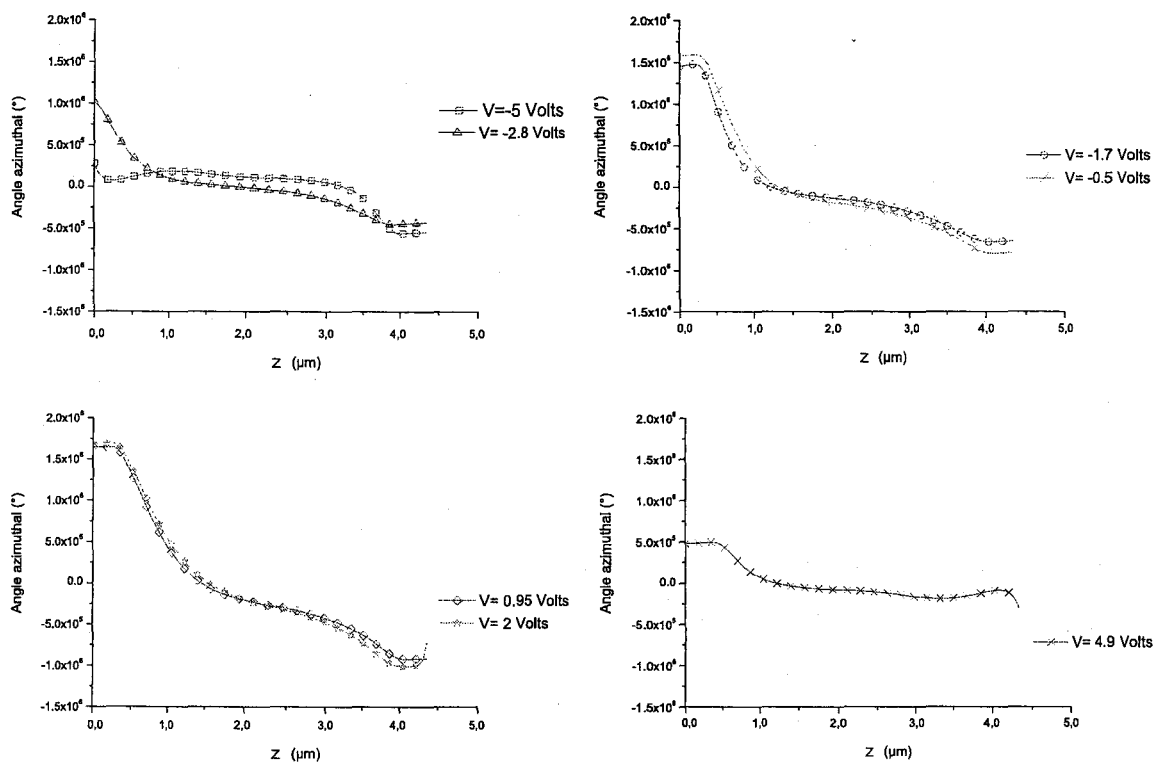


FIG. 4.32 - Evolution du champ ionique - détail - Tensions croissantes - $F = 1\text{Hertz}$ - $\mu = 2.10^{-11}m^2/Vs$ - $N_o = 1.10^{21}m^{-3}$

remarquant que les distributions de l'angle azimuthal qui correspondent à la diminution de l'intensité transmise (voir les courbes avec les symboles $-\square-$ $-\triangle-$ et $-\circ-$ sur la figure 4.35) varient peu et sont à peu près régulières dans le volume; l'intensité décroît donc pratiquement linéairement avec la tension. Au contraire, la forme très incurvée de la partie de la courbe qui correspond à l'augmentation de l'intensité transmise s'explique par une distribution non homogène de l'angle azimuthal (voir courbes en $-\diamond-$, $-\star-$ et $-\times-$ sur la figure 4.35).

Ces distributions de l'angle azimuthal s'expliquent en considérant le champ ionique produit par une telle densité de charges ioniques. Comme nous l'avons vu au début de ce chapitre, une forte densité de charges ioniques permet de modifier considérablement les divergences de l'angle azimuthal. Cette modification de l'angle azimuthal doit s'accompagner d'une forte modification de l'intensité transmise. Comme dans le cas précédent la diminution de l'intensité transmise est accélérée par la présence du champ ionique dans la cellule (voir les courbes avec les symboles $-\square-$ et $-\triangle-$). Ce champ ionique est suffisamment élevé pour réduire les torsions et donner une forme incurvée à la courbe de transmission (voir courbes en $-\diamond-$, $-\star-$ et $-\times-$ sur la figure 4.37).

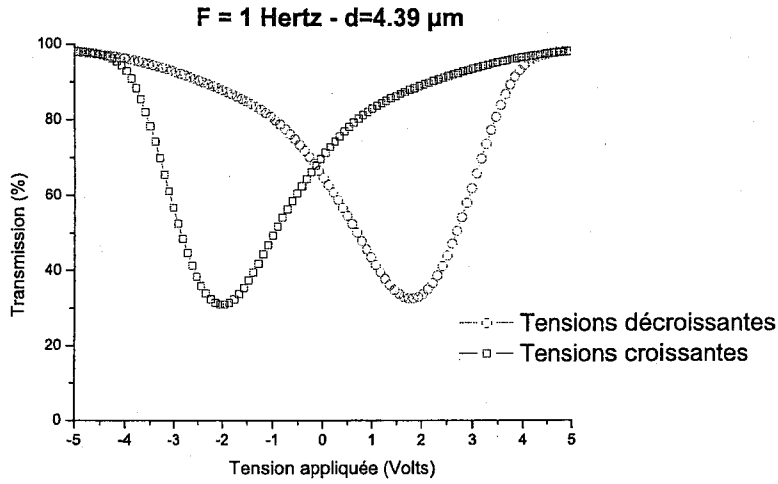


FIG. 4.33 – Courbes de transmission ($P//A$) : $F = 1 \text{ Hertz} - \mu = 2.10^{-11} \text{ m}^2/\text{Vs} - N_o = 5.10^{21} \text{ m}^{-3}$

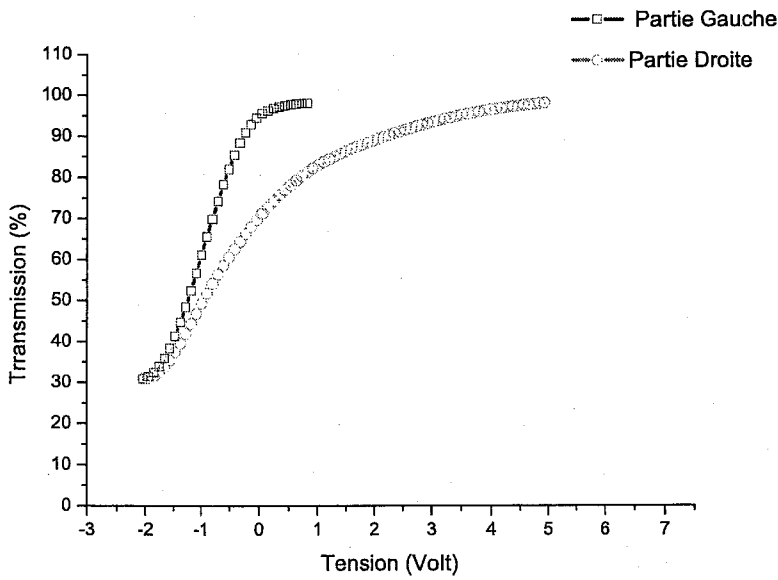


FIG. 4.34 – Comparaison entre la partie gauche et droite de la courbe de transmission - $F = 1 \text{ Hertz} - \mu = 2.10^{-11} \text{ m}^2/\text{Vs} - N_o = 5.10^{21} \text{ m}^{-3}$

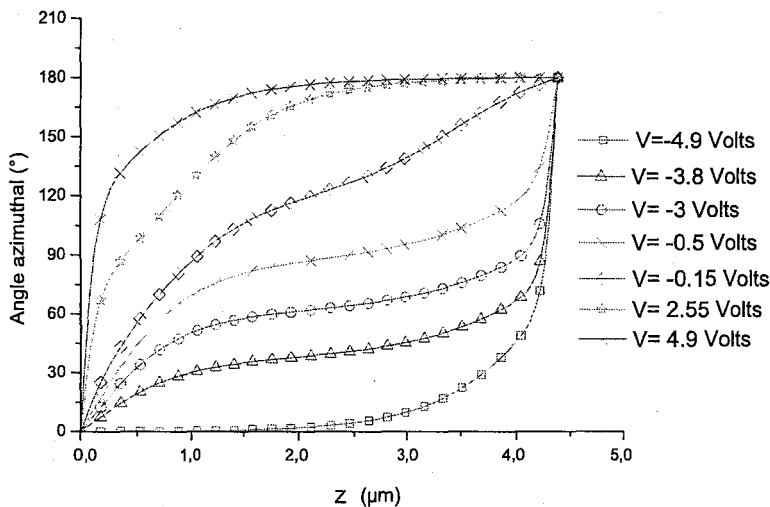


FIG. 4.35 – Evolution de la distribution de l'angle azimutal - $F = 1\text{Hertz}$ - $\mu = 2.10^{-11}m^2/Vs$ - $N_o = 5.10^{21}m^{-3}$

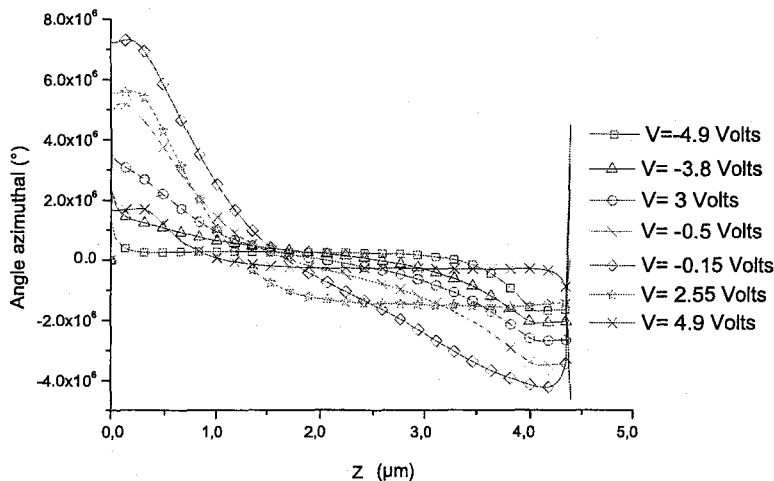


FIG. 4.36 – Evolution du champ ionique - $F = 1\text{Hertz}$ - $\mu = 2.10^{-11}m^2/Vs$ - $N_o = 5.10^{21}m^{-3}$

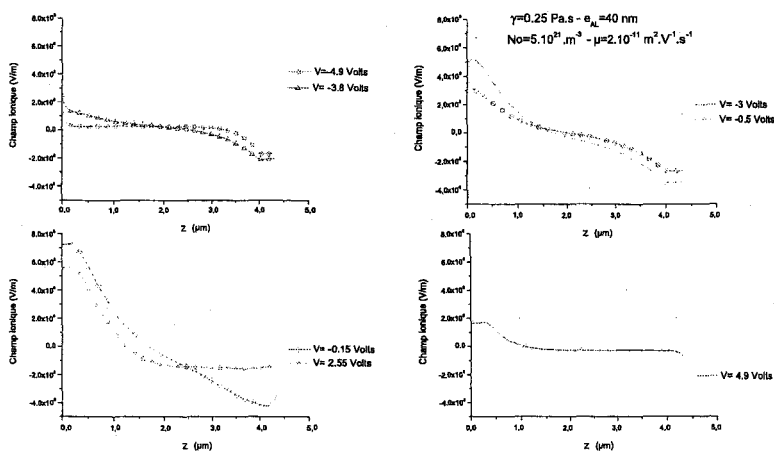


FIG. 4.37 – Evolution du champ ionique - détail - $F = 1\text{Hertz}$ - $\mu = 2.10^{-11}m^2/Vs$ - $N_o = 5.10^{21}m^{-3}$

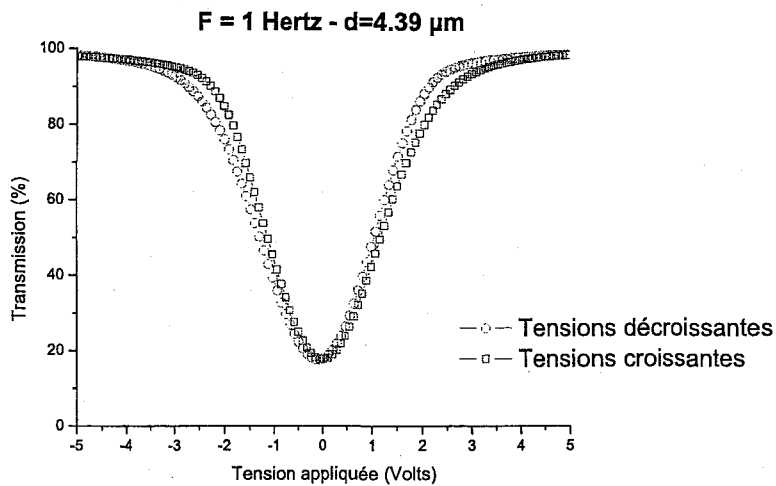


FIG. 4.38 - Courbes de transmission (P//A) : $F = 1 \text{ Hertz} - \mu = 0.1 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{Vs} - N_o = 1.10^{21} \text{ m}^{-3}$

4.4.2.2.2 Cas des faibles mobilités ioniques

Cas des faibles densités de charges ioniques

Dans le cas où la mobilité des ions et la fréquence sont faibles, on doit retrouver les résultats obtenus dans le cas statique (c-à-d le cas où l'effet de la viscosité est négligé) déformé par la présence du champ ionique. On voit en effet sur la figure montrant la courbe de transmission que le décalage du V est supprimé (cf. figure 4.38). Ceci est dû d'une part au fait qu'il n'y a pas d'effet de la viscosité et d'autre part au fait que la mobilité des charges ioniques est faible (les ions n'ont pas le temps de se déplacer sous l'effet de la tension appliquée).

On voit en effet sur la figure comparant les parties gauche et droite du V que ces deux parties sont quasiment identiques, ce qui correspond au cas où l'effet de viscosité est négligé (cf. figure 4.39). Le champ ionique dans la cellule n'évolue quasiment pas (cf. figure 4.40) ; il garde la même forme que dans l'état initial (cf. figure 4.9). Cette présence du champ ionique provoque une légère réduction des torsions de l'angle azimutal (cf. figure 4.41) et donne donc une forme arrondie à la courbe de transmission.

Cas des fortes densités de charges ioniques

Dans le cas où la densité de charges ioniques est plus importante, les phénomènes restent identiques et la courbe de transmission ne change quasiment pas (cf. figure 4.42). L'effet de la viscosité est nul aux basses fréquences. Les charges ne sont pas assez mobiles (μ faible) pour provoquer une forte déformation du champ ionique (cf. figure 4.43) capable de modifier de

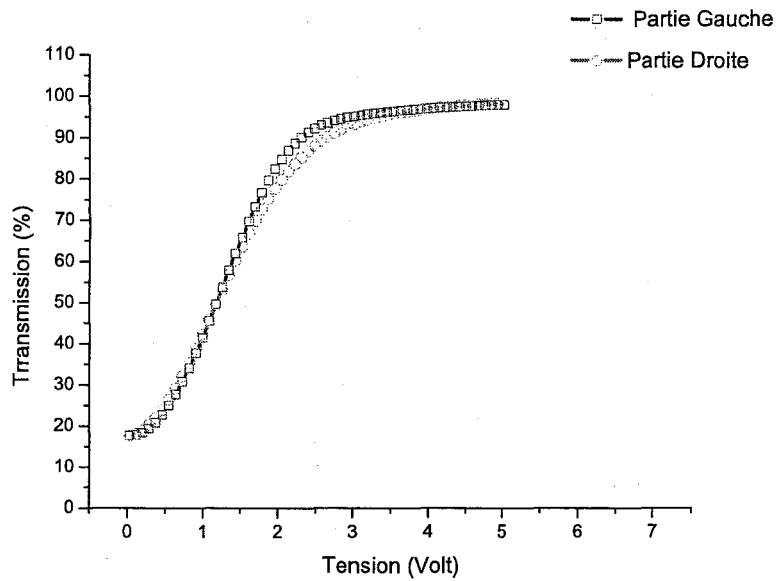


FIG. 4.39 - Comparaison entre les partie gauches et droites du V - Tensions croissantes - $F = 1 \text{ Hertz}$ - $\mu = 0.1 \cdot 10^{-11} m^2/Vs$ - $N_o = 1.10^{21} m^{-3}$

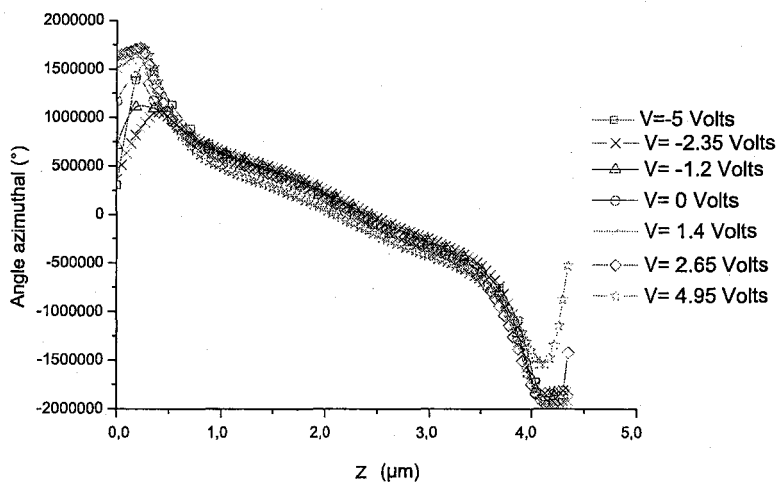


FIG. 4.40 - Evolution du champ ionique - $F=1 \text{ hertz}$ - $\mu = 0.1 \cdot 10^{-11} m^2/Vs$ - $N_o = 1.10^{21} m^{-3}$

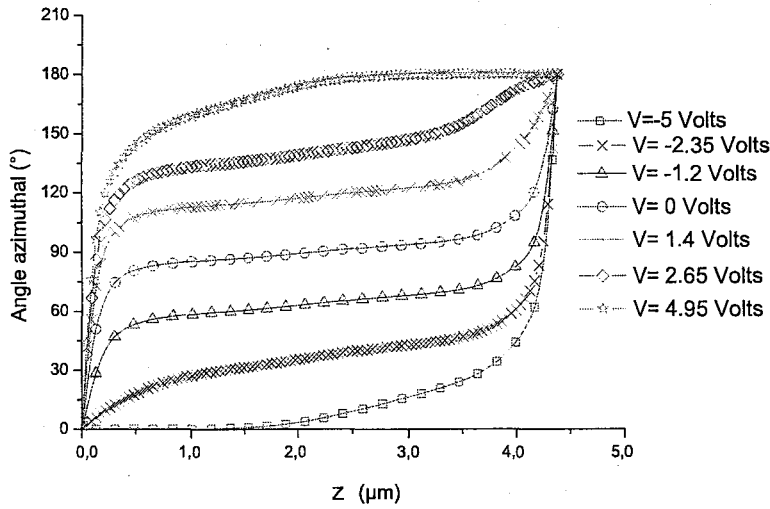


FIG. 4.41 – Evolution de la distribution de l'angle azimutal - Tension croissantes - $F = 1$ Hertz - $\mu = 0.1 \cdot 10^{-11} m^2/Vs$ - $N_o = 1 \cdot 10^{21} m^{-3}$

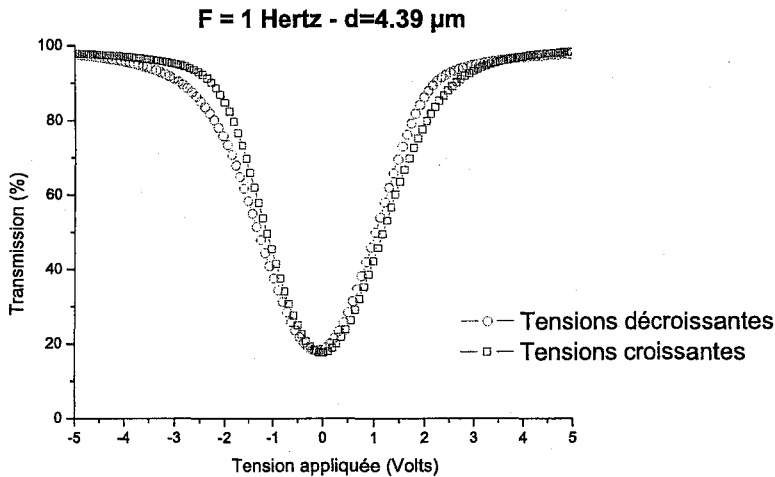


FIG. 4.42 – Courbes de transmission (P//A) : $F = 1$ Hertz - $\mu = 0.1 \cdot 10^{-11} m^2/Vs$ - $N_o = 5 \cdot 10^{21} m^{-3}$

façon conséquente la distribution de l'angle azimutal (cf. figure 4.44). Les variations du champ ioniques près des surfaces sont suffisantes pour introduire une légère dissymétrie dans les courbes de transmission (cf. figure 4.45).

4.4.2.2.3 Fortes Tensions $V_{Max} = 20$ Volts

Aux basses fréquences, lorsque la tension appliquée devient très importante, les densités de charges ioniques nécessaires pour influencer la distribution de l'angle azimutal sont plus faibles que celles exigées pour réaliser les mêmes effets dans le cas de faibles tensions appliquées ($N_o > 5 \cdot 10^{20}$). A densité de charges ioniques égale, les champ ioniques créés par les impuretés ioniques sont plus importants. Par conséquent, les redistributions de l'angle

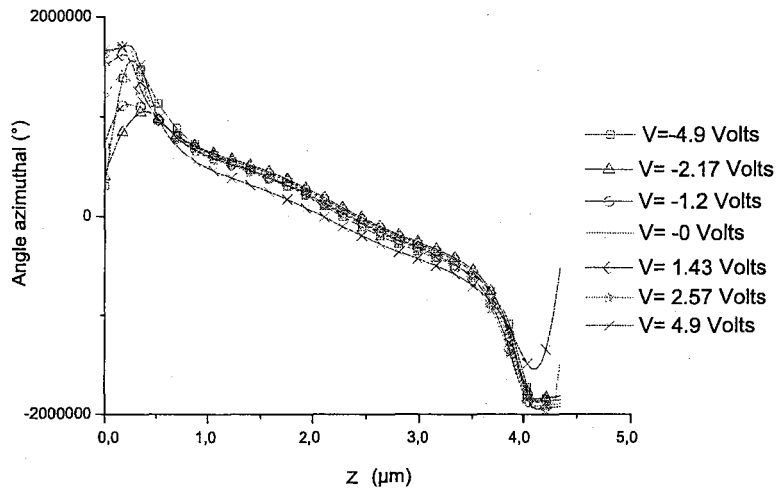


FIG. 4.43 - Evolution du champ ionique - Tensions croissantes - $F = 1 \text{ Hertz}$ - $\mu = 0.1 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{Vs}$ - $N_o = 5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$

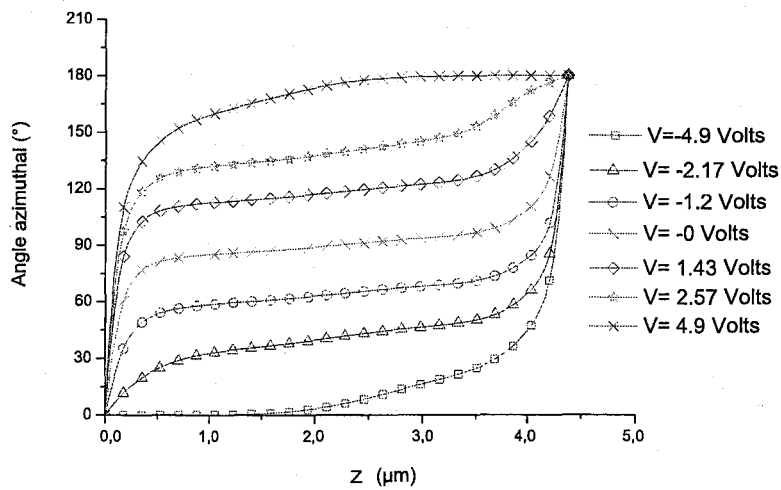


FIG. 4.44 - Evolution de la distribution de l'angle azimuthal - Tensions croissantes - $F = 1 \text{ Hertz}$ - $\mu = 0.1 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{Vs}$ - $N_o = 5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$

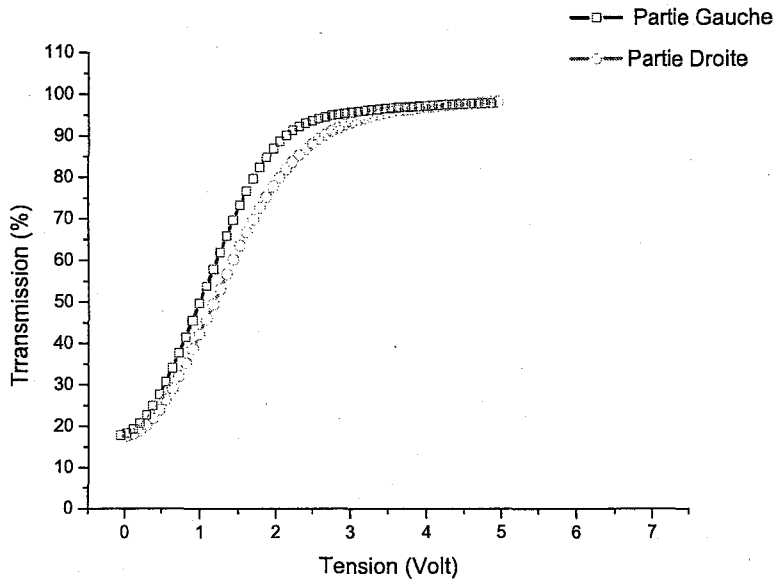


FIG. 4.45 – Comparaison entre les parties gauches et droites du V - Tensions croissantes - $F = 1$ Hertz - $\mu = 0.1 \cdot 10^{-11} m^2/Vs$ - $N_o = 5 \cdot 10^{21} m^{-3}$

azimutal sont fortement influencées par ce champ. Tous les résultats numériques obtenus en appliquant une tension triangulaire d'amplitude 20 Volts montrent un décalage négatif des courbes de transmission mais ces courbes présentent une allure semblable à celles des courbes obtenues avec des tensions appliquées plus faibles (5 Volts).

Les résultats obtenus montrent également que plus la mobilité ionique est élevée, plus le décalage (négatif) provoqué par le champ ionique est important. Même lorsque la mobilité est extrêmement faible (*i.e.* $\mu^\pm \approx 0.5 \cdot 10^{-12} V^2/ms$), le champ appliqué reste suffisamment important pour provoquer un décalage négatif de la courbe de transmission.

4.4.3 Discussion

L'ensemble des calculs numériques que nous avons effectués a permis d'étudier l'effet de la dynamique ionique dans les cellules de SmC^* en configuration torsadée. Ces études ont montré que les paramètres pertinents qui agissent de façon importante sur la dynamique des charges ioniques dans ces systèmes sont la densité et la mobilité des charges ioniques.

Les études précédentes ont montré que les charges de polarisation entraînent une migration des charges ioniques qui corrige les effets du champ de dépolarisation. Le champ ionique qui résulte de cette migration de charges a pour effet de réduire les torsions de l'angle azimutal.

Ce qui modifie profondément l'allure des courbes de la transmission de la lumière.

Ces études ont montré qu'il existe deux modes de fonctionnement caractérisant les cellules de SmC^* en configuration torsadée. Ces deux modes peuvent coexister ensemble selon la valeur des différents paramètres :

Le premier mode correspond au cas où la mobilité des charges ioniques est trop faible de telle sorte que les temps caractéristiques des mouvements ioniques soient petits par rapport à la période de la tension appliquée pour permettre aux charges de migrer dans la cellule. Dans ce cas, le champ ionique présent initialement dans la cellule s'ajoute tout simplement au champ appliqué et influence profondément la distribution de l'angle azimutal. Les effets de ce champ ionique sont négligeables si ce dernier est faible comparé au champ appliqué. Par contre, le champ ionique influence fortement le comportement électro-optique de la cellule si les tensions appliquées sont faibles. Les distributions de l'angle azimutal provoquées se traduisent par des arrondis du "V" et une augmentation du minimum de l'intensité lumineuse.

Le second mode de fonctionnement correspond au cas où la mobilité des charges ioniques est importante. Si les temps caractéristiques des mouvements ioniques sont faibles par rapport à la période de la tension appliquée, le champ ionique varie de manière importante. Dans ce cas la densité de charges ioniques est prépondérante car elle agit directement sur les valeurs de ce champ ionique. Le champ ainsi généré tend toujours à s'opposer aux champs qui lui ont donné naissance, ce qui entraîne un basculement prématuré des dipôles ; l'intensité peut alors devenir minimale avant d'atteindre le zéro de la tension appliquée. L'existence de ces champs provoque une répartition de l'angle azimutal qui ressemble à celle trouvée dans le cas de l'étude statique c-à-d que l'angle azimutal est homogène dans la cellule (constant ou montrant une faible pente) et les torsions sont localisées près des surfaces. De telles distributions de l'angle azimutal donnent à la courbe de transmission une forme en V droit. La cellule se comporte alors plutôt (pas très exactement) comme un simple milieu biréfringent dont les lignes neutres tournent avec la tension appliquée.

A ces paramètres importants s'ajoutent la viscosité. Pour les valeurs trouvées dans la littérature ($\gamma \in [50; 500] \text{ mPa s}$), nous avons trouvé que la viscosité entraîne un décalage

positif pour des fréquences supérieures à 10 *Hertz*. Le caractère non-linéaire de l'équation des couples entraîne une dissymétrie de la forme du *V*.

4.4.3.1 Analyse des résultats pour l'épaisseur $d = 4.39 \mu m$

4.4.3.1.1 Comparaison et analyse des dissymétries

L'objectif principal de nos études était de comprendre le fonctionnement des cellules de *SmC** en configuration torsadée. A l'aide d'un modèle prenant en compte la dynamique des charges ioniques et la viscosité du matériau, il a été possible de rendre compte de plusieurs modes de fonctionnement. Chaque mode se caractérise par une allure spécifique des courbes de transmission. Ainsi l'analyse des courbes de transmissions expérimentales doit pouvoir renseigner sur l'état de la cellule *i.e* sur la distribution de l'angle azimutal.

Les courbes de transmission représentées sur la figure 4.46 rappellent les principaux résultats concernant les études réalisées aux basses fréquences. On peut y constater que les valeurs de la densité de charges ioniques et la mobilité de ces charges donnent une forme spécifique à la courbe de transmission (courbe *T(V)*). Le "*V*" peut être arrondi, dissymétrique ou montrer une pente raide.

L'ensemble des courbes de transmission représentées sur la figure 4.47 rappelle les principaux résultats concernant les fréquences élevées. Pour ces fréquences, seules la densité de charges ioniques et la viscosité sont prépondérantes. La mobilité ionique est toujours trop faible pour pouvoir influencer de façon importante les courbes de transmission. On peut voir sur cette figure que lorsque la cellule ne contient pas de charges ioniques (voir la partie a.)), la courbe de transmission est dissymétrique. Quand la cellule contient suffisamment de charges ioniques le "*V*" devient très arrondi avec une dissymétrie variable.

Les figures 4.48 et 4.49 montrent les courbes de transmission lumineuse obtenues expérimentalement avec la cellule d'épaisseur $d = 4.39 \mu m$ remplie du composé Chisso CS2005. Ces courbes montrent certaines similitudes avec les résultats numériques. Les courbes de transmission obtenues pour des tensions décroissantes de fréquences $F = 50 Hz$ et $100 Hz$ ressemblent à la courbe numérique obtenue aux fréquences élevées pour une densité volumique

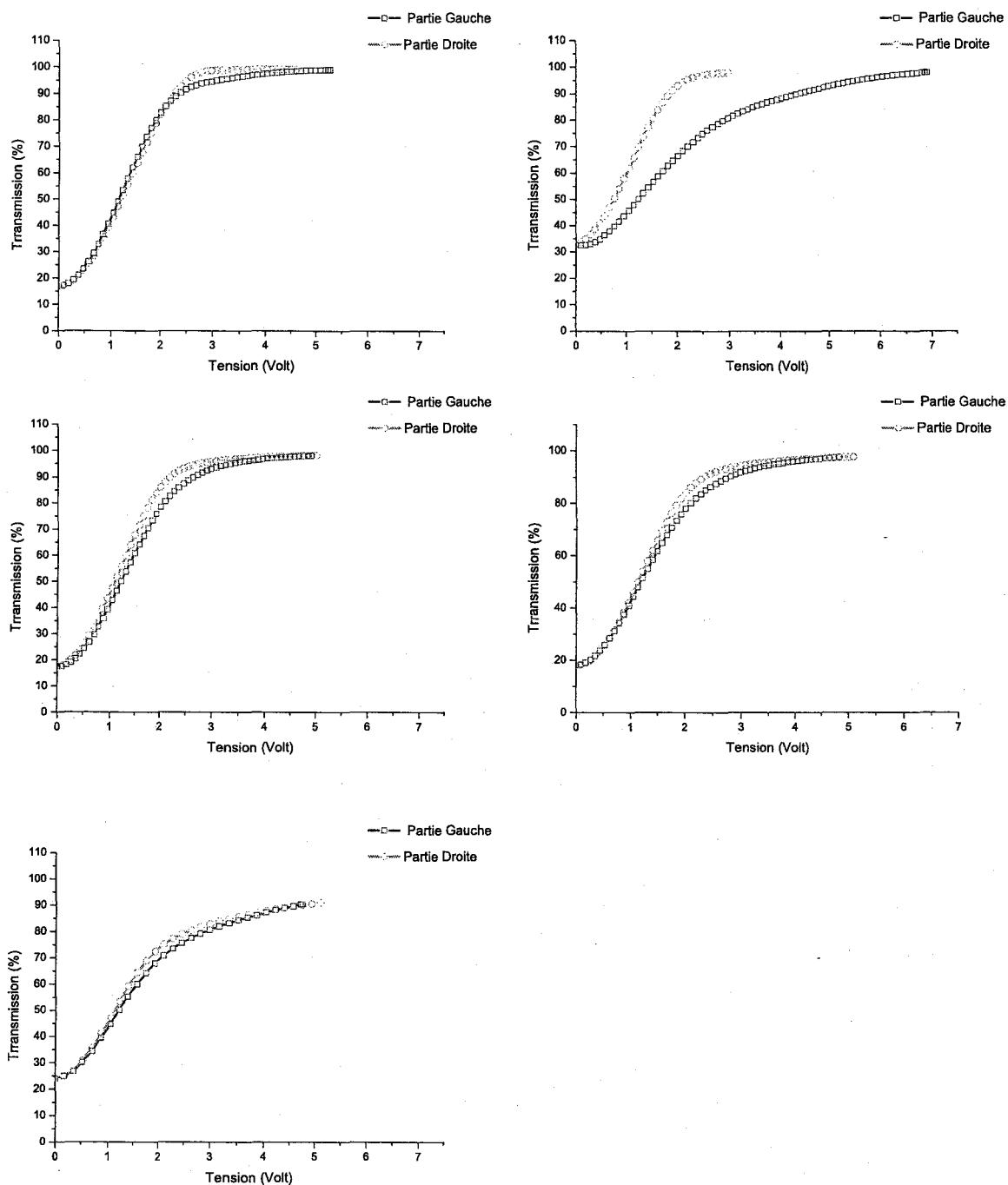
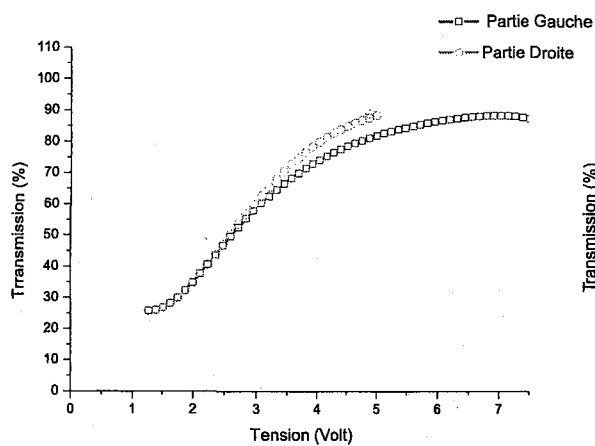
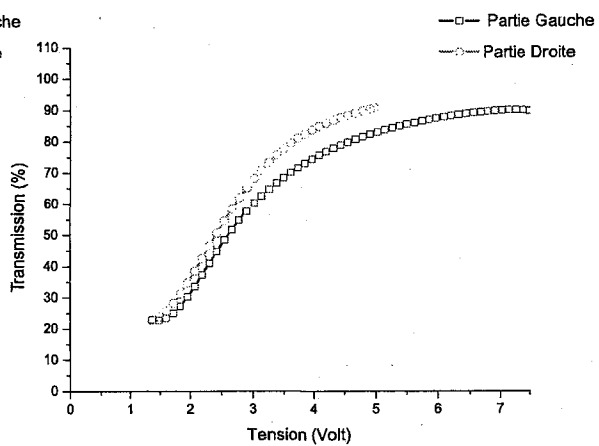


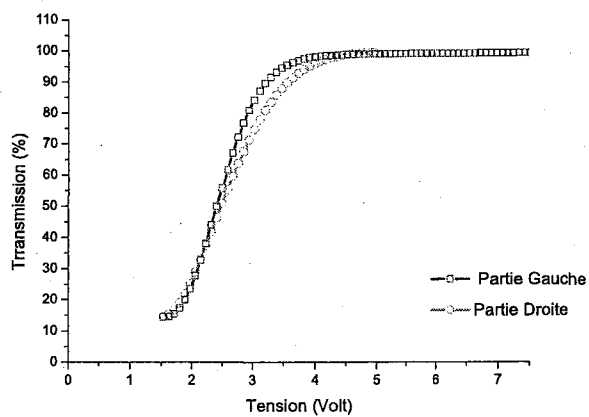
FIG. 4.46 – Analyse des courbes théoriques de transmission - Basses fréquences, $d = 4.39 \mu m$



a.)



b.)



c.)

FIG. 4.47 - Analyse des courbes théoriques de transmission - Hautes fréquences

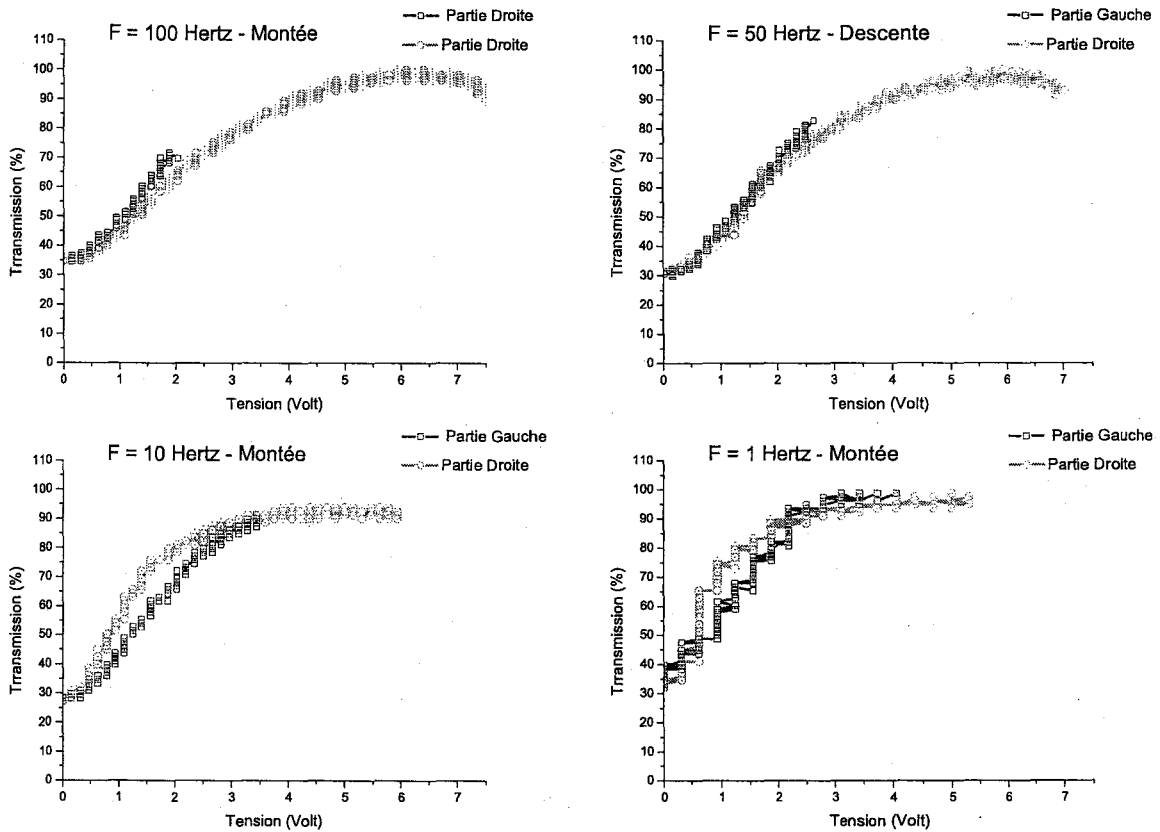


FIG. 4.48 - Analyse des courbes expérimentales de transmission - Chisso CS205 - Tensions décroissantes

de charges ioniques $N_o = 5.10^{21} m^{-3}$. Elles présentent la même forme arrondie. Cette forme est caractéristique d'une distribution de l'angle azimutal déformée par la présence d'un champ ionique constant. En comparant les courbes expérimentales obtenues aux basses fréquences avec les courbes numériques, on voit qu'une forte mobilité et une forte densité volumique de charges ioniques provoqueraient une dissymétrie que l'on ne retrouve pas dans les courbes expérimentales. La forme très arrondie des courbes expérimentales montrent que la densité volumique de charges ioniques doit être faible.

4.4.3.1.2 Comparaison des courbes expérimentales et numériques

Les figures 4.50 et 4.51 montrent des tentatives de superposition des résultats numériques et expérimentaux. Le problème posé par cette comparaison vient du fait que les courbes de transmission expérimentales sont données en unités arbitraires. La photo-diode transforme l'intensité lumineuse en une tension électrique détectée à l'aide de l'oscilloscope numérique, il est donc nécessaire de procéder à un étalonnage. Pour transformer cette tension (en Volts) en

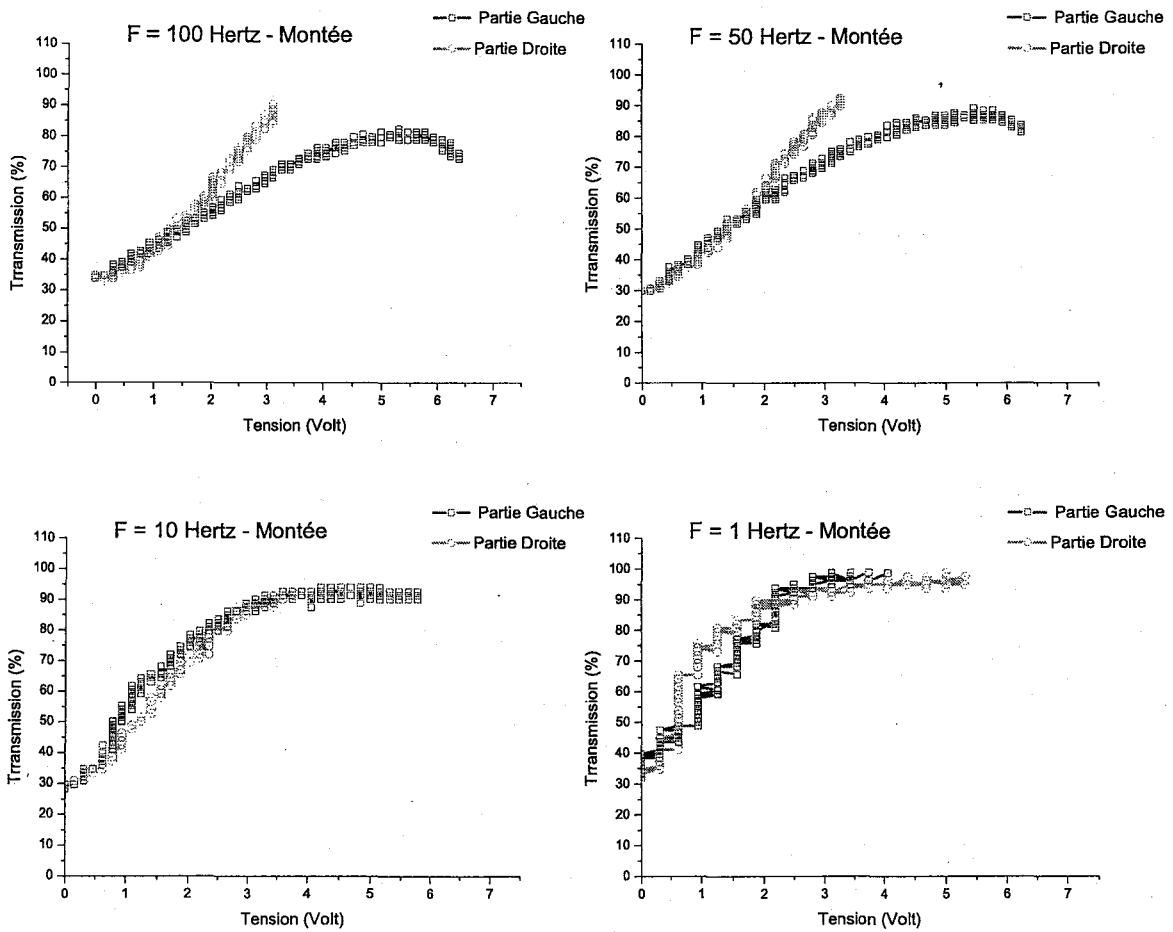


FIG. 4.49 – Analyse des courbes expérimentales de transmission - Chisso CS2005 - Tensions croissantes

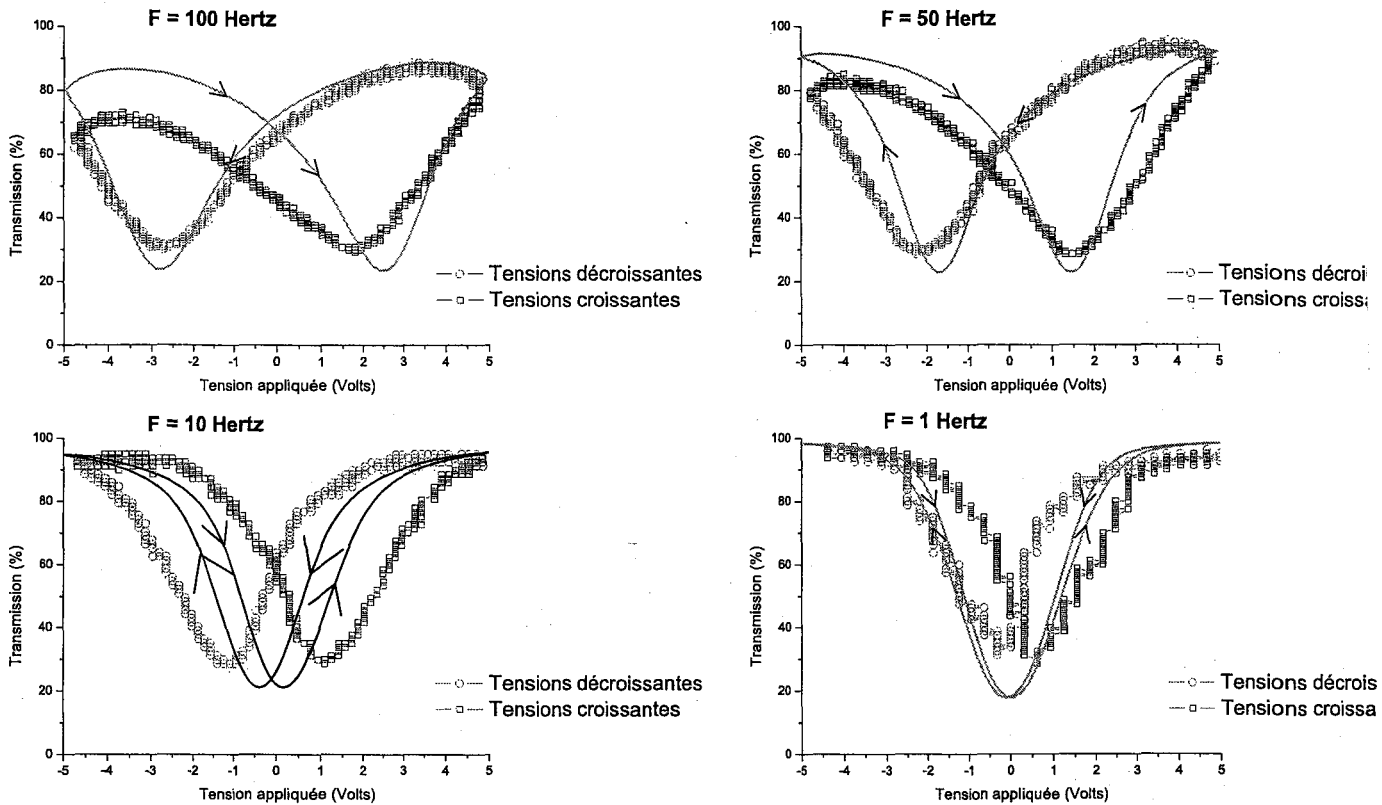


FIG. 4.50 – Comparaison des résultats numériques et expérimentaux. $N_o = 10 \cdot 10^{20} m^{-3}$, $\mu^\pm = 0.5 \cdot 10^{-12} V^2/m.s$, $e_{AL} = 30nm$, $\gamma = 500 mPa.s$

transmission lumineuse (en %), il est nécessaire de connaître la valeur de l'intensité maximale que peut fournir le dispositif. L'erreur relative sur la mesure de la transmission lumineuse est alors supérieure à 10%. Les comparaisons des courbes expérimentales et numériques fourniront donc des résultats au mieux à 10% près. Plusieurs essais ont été effectués, les figures 4.50 et 4.51 montrent les résultats les plus probants. Aux fréquences élevées, on voit que dans les deux cas, les courbes expérimentales et théoriques se superposent assez bien compte-tenu de l'erreur de mesure et de l'étalonnage. Nous avons vu qu'à ces fréquences, il existe un champ ionique qui n'évolue pratiquement pas et qui répartit les torsions dans tout le volume. Par contre, lorsque la fréquence diminue les résultats expérimentaux et théoriques diffèrent. Pour la fréquence $F=10$ Hertz par exemple, il existe un décalage entre les courbes mais leurs formes générales sont quasi-identiques. Par contre, pour une fréquence $F=1$ Hertz, on retrouve le même décalage mais la forme de la courbe numérique semble être différente de celle de la courbe expérimentale.

L'existence de ce décalage aux basses fréquences ne peut être expliqué uniquement par la présence des charges ioniques ou par un effet de la viscosité, même si, les formes du "V" obtenues par calculs numériques sont comparables aux formes des courbes expérimentales. Notons que

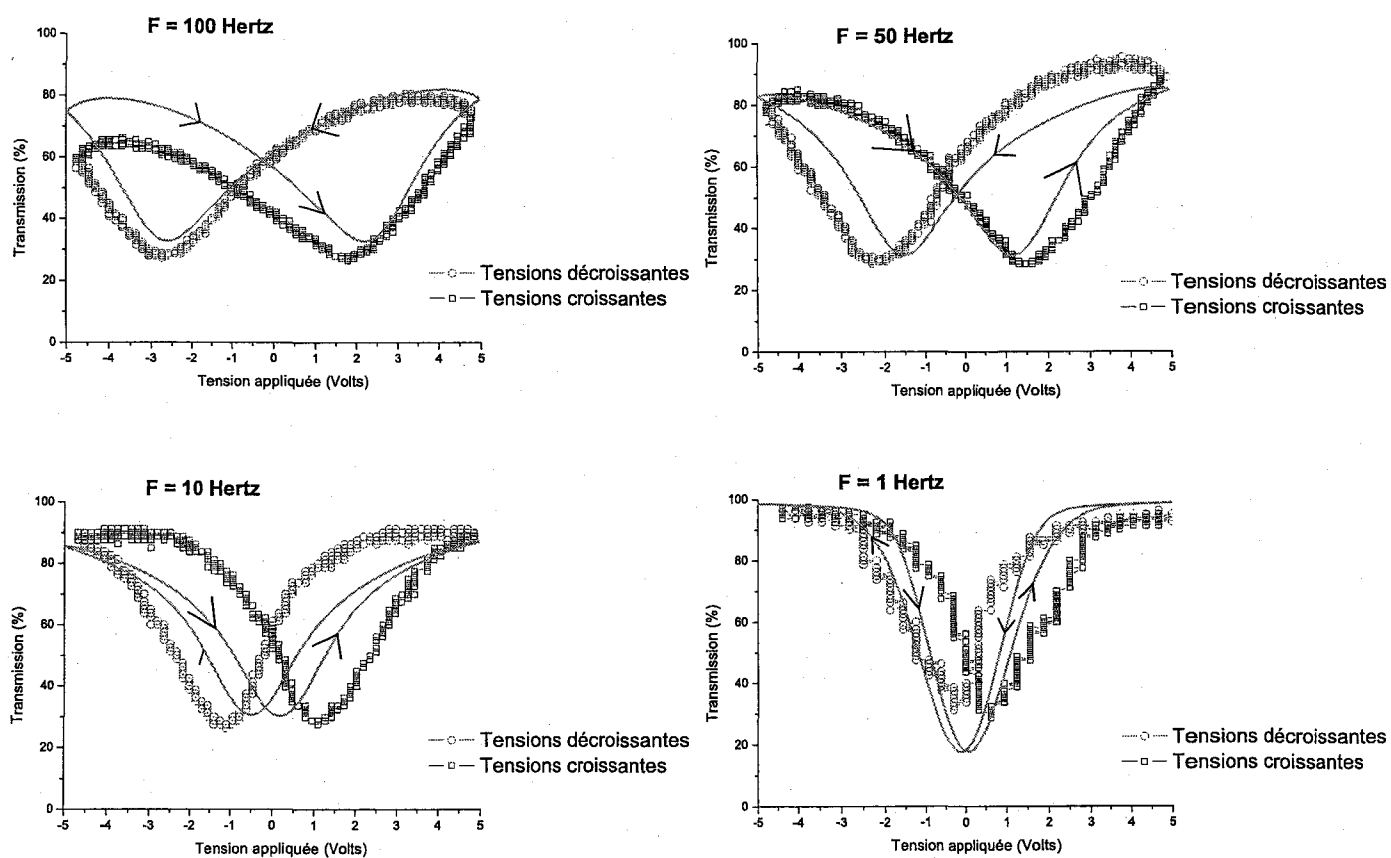


FIG. 4.51 – Comparaison des résultats numériques et des résultats expérimentaux. $N_o = 15 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $\mu^{\pm} = 0.8 \cdot 10^{-12} \text{ V}^2/\text{m.s}$, $e_{AL} = 30 \text{ nm}$, $\gamma = 500 \text{ mPa.s}$

seul le modèle développé dans le cadre de cette thèse permet d'expliquer les distributions inhomogène de l'angle azimutal qui provoquent des changements de la forme du "V".

Pour ces fréquences, le champ ionique varie selon la position des charges de polarisation et provoque une structure assez homogène dans le volume. Le milieu se comporte alors plutôt comme un milieu biréfringent au lieu de se comporter comme un guide d'onde. Pour les cellules étudiées, le caractère guide d'onde donne lieu à un "V" de forme écrasée alors que lorsque le milieu se comporte comme un milieu biréfringent le "V" devient plus droit et l'intensité atteint la saturation sur une large gamme de tension.

Dans ce dernier cas, le décalage observé ne peut s'expliquer que par une variation d'ensemble des lignes neutres. Une telle variation peut s'obtenir en appliquant par exemple une tension supplémentaire aux bornes du dispositif. Il est donc possible que la distribution de l'angle azimutal soit décalée à cause du changement d'un paramètre qui brise la symétrie du système.

4.4.3.2 Analyse des résultats pour la cellule d'épaisseur $d = 5.4 \mu m$

Dans le cas de la cellule d'épaisseur $d = 5.44 \mu m$, l'analyse de l'ensemble des résultats expérimentaux et numériques suggère que cette cellule était beaucoup plus contaminée que la précédente par des impuretés ioniques. Les figures 4.52 et 4.53 rappellent les résultats obtenus concernant l'analyse de la forme du "V". La figure 4.52 est obtenue pour les tensions croissantes et la figure 4.53 pour les tensions décroissantes.

En comparant les parties gauche et droite de ces courbes (*cf.* figure 4.46, on voit clairement que les formes observées expérimentalement peuvent être caractérisées par une forte densité de charges ioniques et une forte mobilité, soit $N_o = 5 \cdot 10^{22} m^{-3}$ et $\mu^\pm = 2 \cdot 10^{-11} V^2/m s$). Par contre la figure montrant l'évolution de l'asymétrie dans le cas des tensions décroissantes montre de fortes déformations de la réponse électro-optique non relevée par nos résultats numériques.

Comme dans le cas de la cellule d'épaisseur $d = 4.39 \mu m$, nous avons procédé à une série de calculs numériques afin de comparer les résultats numériques et expérimentaux. La figure 4.54 montre les résultats obtenus pour les fréquences $F = 10 Hz$ et $2 Hz$. Aux fréquences inférieures, aucun calcul numérique n'a permis de rendre compte des déformations observées (*cf.* figure 4.54, à droite). Ces figures montrent les courbes de transmission sont à peu près

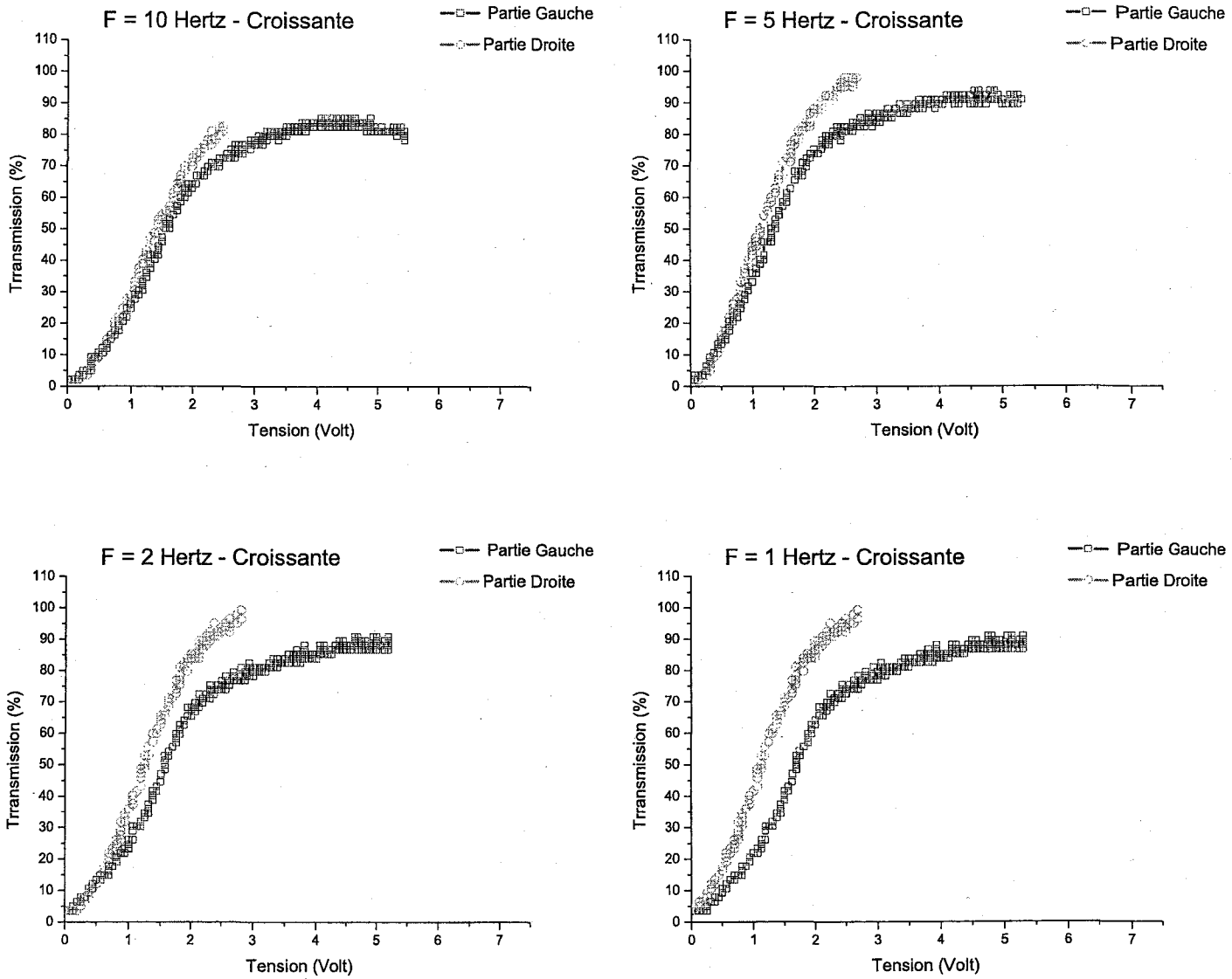


FIG. 4.52 – Evolution de l'asymétrie de la courbe de transmission - $d = 5.44 \mu m$ - Tensions croissantes

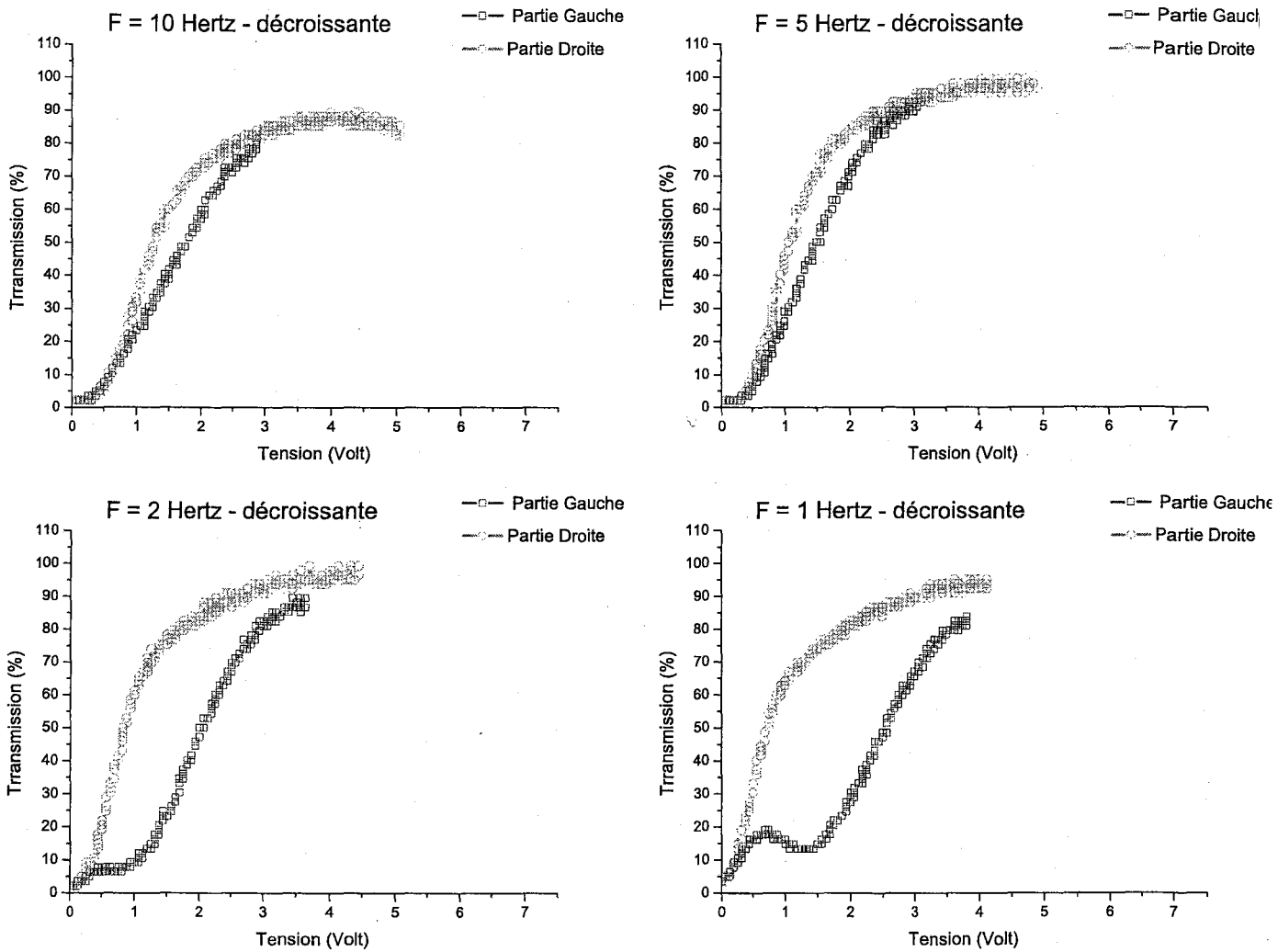


FIG. 4.53 – Evolution de l'asymétrie de la courbe de transmission - $d = 5.44 \mu m$ - Tensions décroissantes

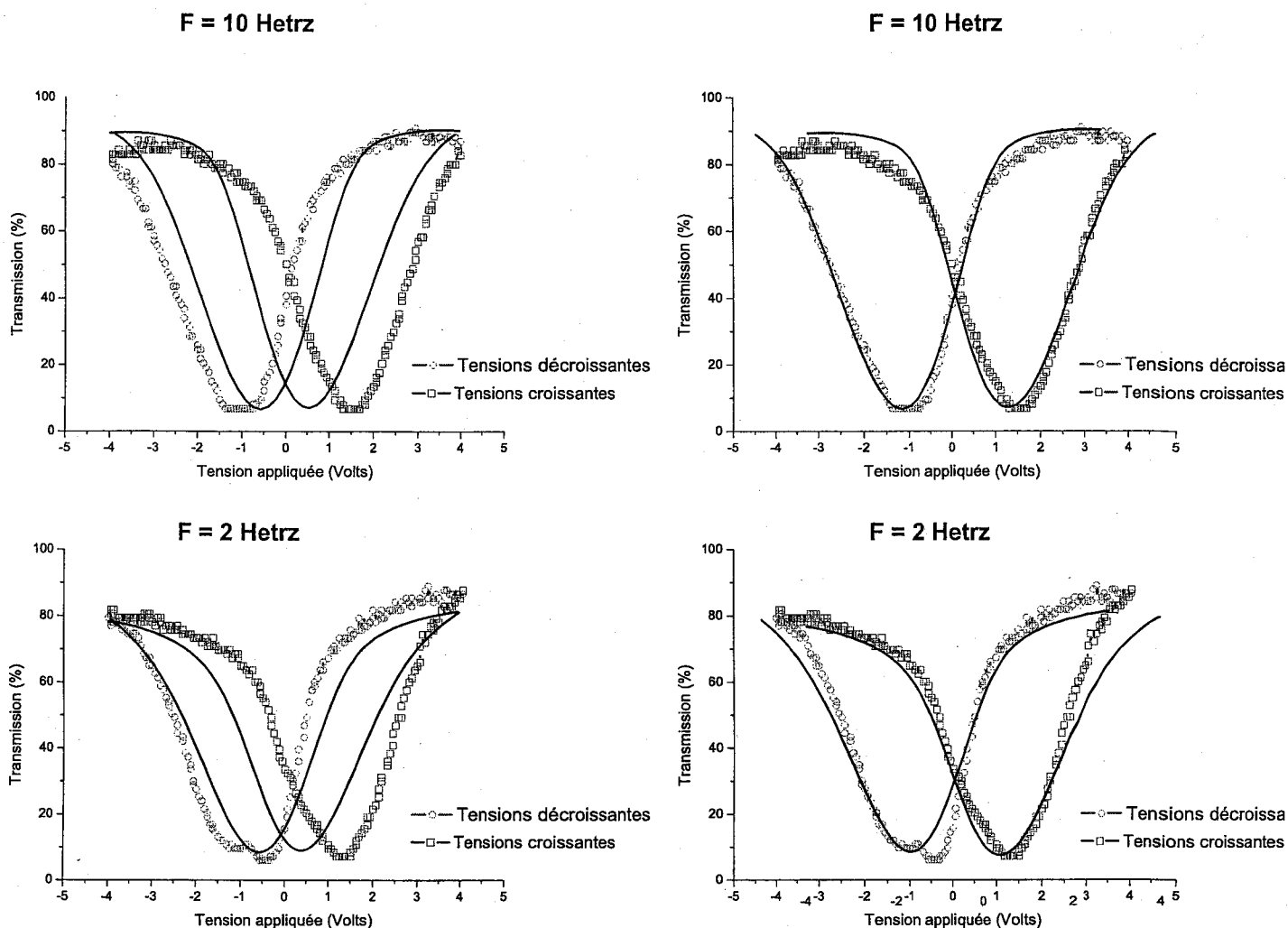


FIG. 4.54 – Comparaison des résultats numériques et expérimentaux - Les courbes de gauches représentent les résultats bruts pour $F = 10 \text{ Hz}$ et 2 Hertz . Les courbes de droites concernent les mêmes résultats mais les deux parties des courbes numériques ont été décalées afin de les superposer aux courbes expérimentales.

les mêmes, hormis pour les tensions décroissantes où une déformation commence à apparaître pour la fréquence $F = 2 \text{ Hz}$. Si on exclut le décalage qui n'est pas le même, on peut conclure que les courbes, expérimentales et numériques, se superposent assez bien.

4.4.3.3 Discussion - Effet de l'ancrage

L'existence du décalage dans les courbes de transmission aux basses fréquences observé expérimentalement montre que notre modèle ne rend pas compte des effets de tous les paramètres du système étudié. Cependant si l'on exclut ce décalage, les formes du "V" obtenues numériquement sont comparables avec celles des courbes expérimentales. Ce modèle permet d'expliquer l'allure de la distribution de l'angle azimutal et les inhomogénéités observées

expérimentalement en étudiant les cellules de cristaux liquides ferroélectriques en configuration torsadée. Seule la présence des charges ioniques et donc d'un champ ionique permet d'expliquer l'origine des différents phénomènes observés. Le modèle que nous avons développé rend compte de ce champ et permet d'expliquer les formes expérimentales des courbes de transmission lumineuse.

Le fait que les courbes expérimentales et numériques se superposent uniquement en effectuant un décalage permet de poser l'hypothèse qu'un phénomène décale la distribution de l'angle azimutal d'un certain angle. Un tel décalage est possible si l'on considère des variations de l'ancrage en surface.

Le modèle que nous avons développé suppose que l'ancrage est fort et que la distribution de l'angle azimutal est uniquement gouvernée par les charges de polarisation. Ces charges sont dues aux contraintes de surface. Comme les vecteurs polarisation spontanée sont dirigés sur chaque surface vers l'intérieur de la cellule, il existe des charges de polarisation surfaciques compensées par les charges de polarisation volumique. Ainsi la structure du milieu est directement liée à la quantité de charges surfaciques générée par l'orientation de \vec{P}_S au niveau des surfaces.

Notre modèle suppose que le vecteur \vec{P}_S est reste perpendiculaire aux deux surfaces quelque soit la tension appliquée à la cellule. Les densités surfaciques de charges sont donc identiques :

$$\sigma_P^1 = \vec{P}_S \cdot \vec{n}_1 \quad (4.20)$$

et

$$\sigma_P^2 = \vec{P}_S \cdot \vec{n}_2 \quad (4.21)$$

Les vecteurs \vec{n}_1 et \vec{n}_2 étant perpendiculaires aux surfaces de la cellule et orientés vers l'extérieur, on trouve :

$$\sigma_P^1 = \sigma_P^2 = -P_S < 0. \quad (4.22)$$

De cette façon la même quantité de charges de polarisation volumique sera générée près de chaque surface. Comme les charges de polarisation sont directement liées aux divergences

de l'angle azimutal, les mêmes torsions existeront près de chaque surface. Dans ce cas symétrique, les dipôles alignés dans le volume font un angle identique avec la direction des dipôles de surface, soit $\varphi(z) = \frac{\pi}{2}$. Dans ce cas, l'intensité transmise entre polariseur et analyseur parallèles sera minimale ⁵ si aucune tension n'est appliquée à la cellule (cf. chapitre 2).

Si on considère un ancrage non symétrique, les densités de charges surfaciques deviennent différentes. Les divergences de l'angle azimutal seront donc différentes sur les deux surfaces et dans le volume.

$$\sigma_P^1 = P_S \cos(\alpha_1), \quad \text{et} \quad \sigma_P^2 = P_S \cos(\alpha_2). \quad (4.23)$$

et

$$\text{div}(\vec{P}_S)_{S_1} \neq \text{div}(\vec{P}_S)_{S_2} \quad (4.24)$$

Dans ce cas, la distribution n'est plus symétrique et l'orientation des dipôles dans le volume ne sera plus forcément égale à $\frac{\pi}{2}$ ($\varphi(z) = \frac{\pi}{2}$). L'intensité transmise entre polariseur et analyseur parallèles ne sera plus minimale. Il faudra au contraire appliquer un champ afin d'aligner les dipôles dans le volume de telle sorte que $\varphi(z)$ soit égale à $\frac{\pi}{2}$.

Cette situation permet donc de rendre compte d'un décalage de l'intensité dans un sens donné. Pour comprendre la raison du décalage de l'intensité dans les deux sens d'évolutions de la tension il suffit de comprendre comment est provoquée l'asymétrie de l'ancrage.

Les molécules de surface sont ancrées dans une direction donnée grâce au traitement appliqué sur les couches d'alignement (voir chapitre 1). Si un champ électrique est appliqué à la cellule, les molécules auront tendance à s'écarter de leur position d'équilibre. L'amplitude de la variation par rapport à la position d'équilibre dépend de la valeur des termes polaires et non polaires caractérisant cet ancrage qui est lié aux couches d'alignement [28]. Ainsi, selon les caractéristiques des couches d'alignement, un couple élastique appliqué sur les molécules de surface permet de modifier les directions de l'ancrage. Lorsque la cellule est soumise à une tension extérieure variable et supérieure à une valeur seuil, les torsions sont rejetées sur les surfaces et le couple élastique augmente fortement. Il est donc possible qu'à ce moment

⁵nulle pour une cellule d'épaisseur $d = 5.44 \mu m$

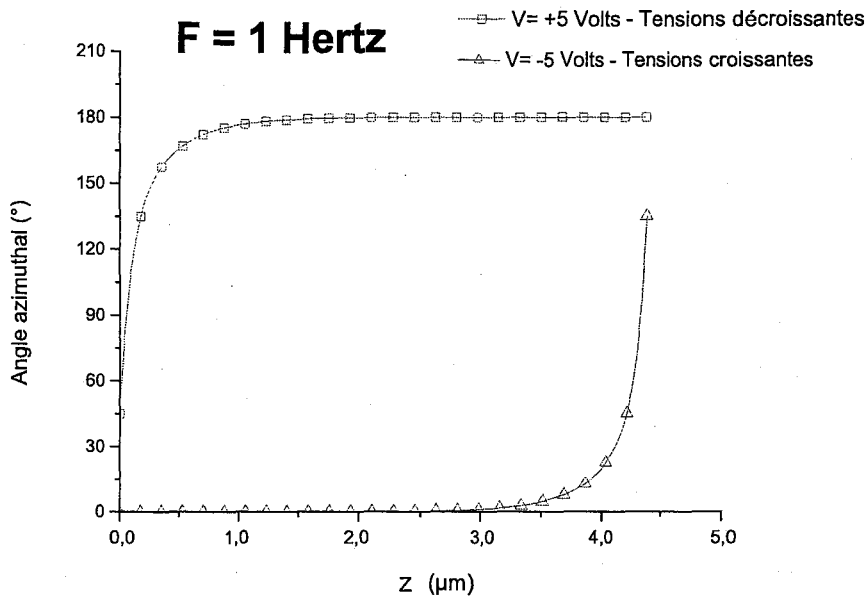


FIG. 4.55 – Changement de l’ancrage aux tensions appliquées maximales

l’ancrage varie sur la surface subissant ce couple élastique. Lorsque le signal appliqué évolue et que la tension atteint la valeur seuil opposée, le couple s’exerce sur la seconde surface et l’ancrage varie alors sur cette surface.

Ce modèle simple permet donc de rendre compte du décalage observé dans les deux sens d’évolution de la tension.

Nous avons réalisé des calculs numériques simples permettant de voir l’effet de la variation d’ancrage. Dans ces calculs, nous avons changé les conditions d’ancrage à chaque fois que la tension devenait maximale. Ce changement d’ancrage est représenté sur la figure 4.55. La position de l’angle azimutal sur la surface où le couple élastique est exercé a été choisie égale à $\frac{\pi}{4}$. Les calculs ont alors été effectués normalement i.e une tension périodique triangulaire a été appliquée au système. Afin d’isoler l’effet de l’ancrage sur la transmission lumineuse, l’effet des charges ioniques a été négligé dans ces calculs. La figure 4.57 montre les courbes de transmission que nous avons obtenues en appliquant des tensions croissantes puis décroissantes. Ces courbes présentent bien un décalage positif pour chaque sens d’évolution de la tension appliquée.

Ce résultat permet donc de conclure que l’ancrage influence également de manière importante la réponse électro-optique de ces systèmes. Néanmoins, ce résultat ne désapprouve aucunement les conclusions tirées à l’aide de notre modèle basé sur un ancrage fort. La modification de l’ancrage ne modifie pas les bases fondamentales de notre modèle. Cette

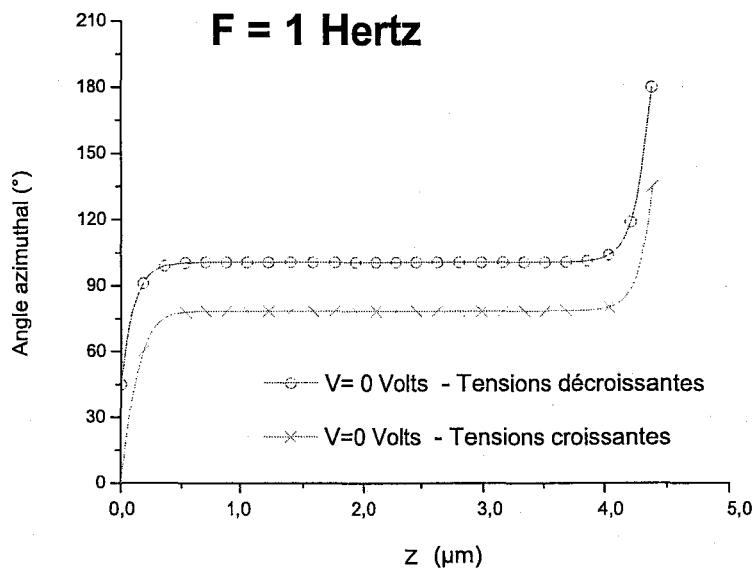


FIG. 4.56 – Distribution de l'angle azimutal pour deux ancrages différents. L'un correspond au cas des tensions croissantes (×) l'autre au cas des tensions décroissantes (○)

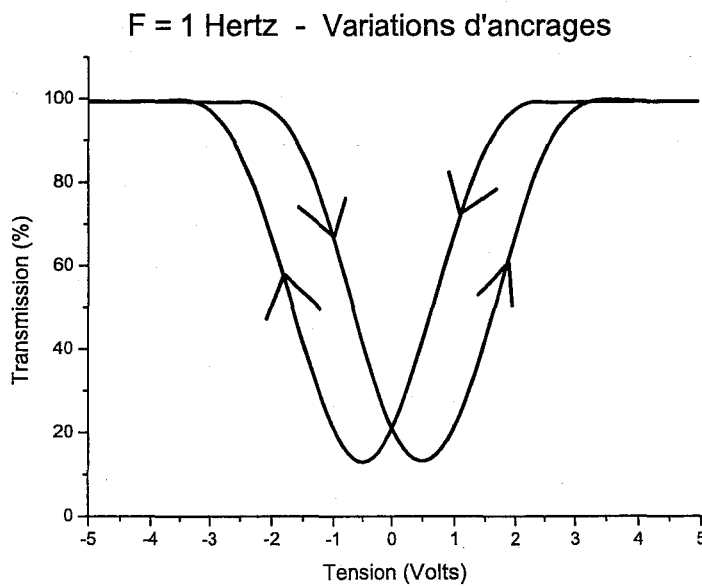


FIG. 4.57 – Courbe de transmission - l'ancrage change en $V = \pm V_{Max}$. Aucune espèce ionique n'a été considérée

base étant de considérer que la réponse électro-optique est reliée à la distribution de l'angle azimutal qui dépend des caractéristiques des espèces ioniques, et bien sûr des caractéristiques intrinsèques du cristal liquide (P_S et K principalement). En effectuant une simulation plus complète qui prendrait en compte les variations d'ancrages on retrouverait automatiquement le même comportement dynamique des charges ioniques. Les mêmes modes de fonctionnement seraient identifiés.

En conclusion, la seule chose que l'ancrage fait varier est la densité de charges de polarisation. Cette modification a un impact important sur la densité de charge ioniques nécessaire pour retrouver les modes de fonctionnement cités plus haut.

Bibliographie

- [1] V. Pertuis and J.S. Patel, *Ferroelectrics*, **149**, 193 (1993)
- [2] R. B. Meyer, *Phys. Rev. Lett.*, **22**, 918 (1969)
- [3] M.A. Handsby and N.A. Clark, *Ferroelectrics*, **59**, 69 (1984)
- [4] S.T. Lagerwall and I. Dahl, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **114**, 151 (1984)
- [5] M. Nakagawa and T. Akahane, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **55** (12), 4492 (1986)
- [6] T. Anabuki, T. Sakonjuh, M. Kimura, T. Akahane, *Ferroelectrics*, **149**, 21 (1993)
- [7] M. Scalerandi, P. Pagliusi, G. Cipparrone, G. Barbero, *Phys. Rev. E.*, **69**, 051708 (2004)
- [8] B. Maximus, E. De Ley, A. De Meyere, H. Pauwels, *Ferroelectrics*, **121**, 103 (1991)
- [9] Hl. De Vries, *Acta Cryst.*, **4**, 219 (1951)
- [10] M. Copic, J.E Maclellan and N.A Clark, *Phys. Rev. E*, **63**, 031703 (2001)
- [11] V. Novotna, M. Glogarova, A. M. Bubnov and H. Sverenyak, *Liq. Cryst.*, **23**, 511 (1997)
- [12] H. Uehara, Y. Hanakai, J. Hatano, S. Saito, K. Murashiro, *Jpn. J. app. Phys.*, **34**, 5424 (1995)
- [13] B. Cieplak, A. Kocot, K. Merkel, R. Wrzalik and R. Praniuk, *Ferroelectrics*, **311**, 83 (2004)
- [14] M. Ismaïli, G. Joly, N. Isaert and A. Anakkar, *Liq. Cryst.*, **28** (2), 253 (2001)
- [15] N. Gallé and M. Ismaïli, *Ferroelectrics*, **344**, 31 (2006)
- [16] M. Glogarova and J. Patel, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **114**, 249 (1984)
- [17] H. Miyata, M. Maeda and I. Suzuki, *Liq. Cryst.*, **20**, 303 (1996)

- [18] J. Hmine, C. Legrand, N. Isaert and H. T. Nguyen, *J. Phys. Condens. Matter*, **15**, 4671 (2003)
- [19] T. Carlsson, B. Zeks, C. Filipic and A. Levstik, *Phys. Rev. A*, **42**, 877 (1990)
- [20] K.W. Lee, S.H. Paek, A. Lien, C. Durning and H. Fukuro, *Macromolecules*, **29**, 8894 (1996)
- [21] M.F. Toney, T.P. Russell, J.A. Logan, H. Kikuchi, J.M. Sands and S.K. Kumar, *Nature*, **374**, 709 (1995)
- [22] N.A. J. M. van Aerle, M. Barentlo and R.W.J. Hollering, *J. Appl. Phys.*, **74** (5), 3111 (1993)
- [23] K. Neyts and F. Beunis, *Ferroelectrics*, **344**, 255 (2006)
- [24] FLC Y. P. Panarin, *Mol. Mat.*, **1**, 137 (1993)
- [25] H. De Vleeschouwer, "Langetermijneffecten van Ionentransport en Asymmetrie in Nematische Vloeibaar-Kristalbeelschermen", Thesis of the university of Gent (2001)
- [26] G. Stojmenovik, "Ion Transport and Boundary Image Retention in Nematic Liquid Crystal Displays", Thesis of the university of Gent
- [27] H. Zhang, H. Pauwels, D. Parghi, G. Heppke, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **368**, 145, (2001)
- [28] J. Da Sylva, Thèse de l'université de Picardie Jules Verne, France, Effet de l'ancrage sur les propriétés d'un cristal liquide Antiferroélectrique confiné en cellule mince (2005)

CONCLUSION GÉNÉRALE

L'objectif principal de ce travail était de comprendre le mode de fonctionnement des cellules de cristaux liquides ferroélectriques en configuration torsadée à travers l'analyse de la réponse électro-optique. Les profils de l'intensité transmise observés expérimentalement ont été expliqués en s'appuyant sur deux modèles théoriques que nous avons développés. Des calculs numériques ont permis de reproduire ces profils et les déformations qu'ils présentent selon les conditions expérimentales.

Les premières études ont été consacrées à la compréhension des mécanismes fondamentaux qui permettent de différencier les cellules de SmC^* en configuration torsadée des cellules SSFLC. Le modèle théorique que nous avons développé a montré que l'ancrage au niveau des surfaces est à l'origine de la structure torsadée. Les rôles de la polarisation spontanée et de l'élasticité du cristal liquide sur l'importance des torsions qui se développent dans ces cellules ont été clairement démontrés. Les divergences que subit le vecteur polarisation spontanée dans la cellule sont à l'origine du champ de dépolarisation qui se développe dans la cellule. Nous avons montré que ce champ influence fortement le comportement électro-optique de ces cellules. Les distributions de l'angle azimutal dans les cellules ont été calculées dans différents cas et sous différentes conditions. Les calculs de l'intensité transmise ont été réalisés en se basant sur le modèle des vibrations favorisées. La forme en "V" de l'intensité transmise, liée à la structure interne de la cellule, a été confirmée et interprétée. Les effets de la polarisation spontanée, de l'épaisseur de la cellule et des couches d'alignement ont été analysés et interprétés. Pour les faibles polarisations spontanées, les torsions sont régulièrement distribuées dans tout le volume de la cellule; le plan de polarisation des vibrations, qui traversent la cellule, tournent avec la structure hélicoïdale. Par conséquent, cette dernière se comporte comme un guide d'onde lorsqu'aucune tension n'est appliquée à la cellule. Pour les fortes polarisations spontanées et lorsqu'aucune tension n'est appliquée à la cellule, des torsions très importantes sont localisées

près des surfaces et l'orientation est quasi-homogène au milieu de la cellule; la cellule se comporte globalement comme une lame biréfringente additionnée d'une rotation de l'axe optique. Lorsqu'une tension est appliquée à la cellule, les torsions sont rejetées vers la partie inférieure de la cellule si la tension appliquée est positive et vers la partie supérieure de la cellule si cette tension est négative; la cellule se comporte alors comme un milieu biréfringent dont la tension appliquée fait tourner les lignes neutres. Ces études montrent clairement que ce type de cellules peut être utilisé pour réaliser des niveaux de gris.

La réalisation d'un banc de mesures électro-optique a permis de caractériser différentes cellules en configuration torsadée. Chaque étude a révélé que la réponse électro-optique a bien une forme en "V". Les caractéristiques du "V", sa largeur et sa profondeur, ont permis de vérifier que la polarisation spontanée joue un rôle fondamental dans la dynamique des molécules. L'étude portant sur plusieurs épaisseurs a permis de confirmer que pour certaines fréquences la structure de la cellule est homogène dans le volume avec des torsions réparties près des surfaces.

L'ensemble des études a montré que la réponse électro-optique présente une hystérésis. Le décalage du minimum de l'intensité transmise par rapport au zéro de la tension appliquée varie en fonction de la fréquence. Il a été montré que le dédoublement du V et la présence de plusieurs asymétries dans les courbes de transmission sont liés à la viscosité du cristal liquide, à la présence de charges ioniques dans ces cellules et à l'orientation des molécules au niveau des surfaces.

Les études de la réponse électro-optique de deux cellules en fonction de la fréquence ont révélé l'existence d'un changement de comportement à une fréquence proche de 10 Hz. En effet une accélération de la diminution du décalage du minimum de l'intensité transmise par rapport au zéro de la tension appliquée a été observé. Ce comportement a été attribué d'une part à la diminution des effets de la dynamique visqueuse à ces fréquences et d'autre part à la présence d'impuretés ioniques dans ces cellules.

A partir de ces résultats le modèle initial a été amélioré afin de prendre en compte l'aspect dynamique. La prise en compte de la viscosité rotationnelle du matériau a permis d'expliquer les décalages et les asymétries existantes aux fréquences élevées. Le décalage est dû au retard du retournement des dipôles causé par la viscosité. Les asymétries sont dues à la configuration

torsadée et au caractère "non-linéaire" des effets de la viscosité.

A ce stade de notre étude, plusieurs observations comme l'existence du décalage aux basses fréquences restaient inexplicables. La prise en compte de la présence des charges ioniques dans la cellule et le champ qui en résultent s'est avérée nécessaire pour comprendre ces observations.

Plusieurs études ont alors été menées afin de comprendre l'influence de ces charges sur le comportement électro-optique des cellules de SmC^* en configuration torsadée.

Tout d'abord, le modèle développé précédemment a été amélioré et complété pour rendre compte des effets de ce champ ionique. La dynamique des charges ioniques a été d'abord étudiée en l'absence de tension appliquée à la cellule. Ces charges ont pour effet de se redistribuer, sous l'effet du champ interne de la cellule, de manière à créer un champ ionique qui s'oppose aux effets du champ de dépolarisation. Il en résulte une tendance à l'homogénéisation des torsions dans la cellule et donc une modification de la lumière transmise. L'étude réalisée en fonction de la fréquence a révélé deux comportements. Aux fréquences élevées ($f > 10$ Hz), le champ ionique existe toujours dans la cellule mais il ne varie pas. Ce champ déforme les courbes de transmission. Les études réalisées pour plusieurs tensions appliquées ont montré que le modèle prenant en compte le champ ionique et la viscosité permet d'expliquer la plupart des comportements observés expérimentalement.

Aux basses fréquences, les différentes études numériques ont permis de comprendre comment le champ ionique modifie la distribution de l'angle azimutal et par conséquent déforme les courbes de transmission lumineuse. Ce modèle a permis de retrouver l'allure des courbes expérimentales. Le décalage et les différentes asymétries ont été identifiés.

Les calculs numériques ont permis de vérifier les effets de la mobilité et de la quantité de charges ioniques présentes dans la cellule. Ces études révèlent que la densité volumique de charges ioniques est un paramètre essentiel. Lorsque la densité volumique de charges ioniques est inférieure à $N_o \simeq 10^{21} m^{-3}$ pour $P_S = 72 nC cm^{-2}$, les effets du champ ionique sont faibles et les modifications observées sur les courbes de transmission sont négligeables. Seule une densité volumique de charges ioniques supérieure à cette valeur permet de créer un champ électrique

suffisamment élevé pour modifier la distribution de l'angle azimutal. Ces modifications se traduisent par un décalage du "V". L'inversion du sens du décalage par rapport au zéro de la tension appliquée est étroitement liée à la mobilité des charges ioniques et à l'orientation des molécules aux surfaces.

Lorsque la mobilité ionique est élevée ($\mu > 0.5 \cdot 10^{-11} m^2/Vs$), le champ ionique, qui change en partie de signe pendant le cycle de variation de la tension appliquée, contribue aux réorientations dans la cellule et l'intensité lumineuse devient minimale avant d'atteindre le zéro de la tension appliquée. Si la mobilité est très faible ($\mu < 0.1 \cdot 10^{-11} m^2/Vs$), les mouvements des charges ioniques sont très lents et l'intensité lumineuse est minimale pour une valeur de tension atteinte après le zéro de tension. Entre ces valeurs extrêmes, on peut trouver une valeur de la mobilité pour laquelle le décalage par rapport au zéro de la tension appliquée est nul. L'effet du champ ionique se réduit alors à une simple déformation du "V" caractéristique de la réponse électro-optique de ces systèmes.

Malgré l'abondance des résultats de ce travail, les modèles théoriques développés ne permettent pas de reproduire tous les résultats expérimentaux. En effet, la transformation de la forme en "V" de la réponse électro-optique en une forme de "W" n'a pas été reproduite numériquement. Le modèle traitant la dynamique des charges ioniques développé ici reste limité puisqu'il ne considère que deux espèces ioniques (une positive et une négative et de mêmes charges en valeur absolue). Tous les calculs développés dans le cadre de ce travail ont été menés en considérant uniquement la présence de ces deux espèces ioniques en quantités égales dans la cellule et avec la même mobilité et le même coefficient de diffusion ionique. Ce modèle permet néanmoins d'expliquer les différents comportements observés. Il doit être amélioré pour tenir compte de tous les paramètres cités ci-dessus en particulier les calculs méritent d'être poussés plus loin en tenant compte de l'ancrage.

Pour conclure, ce travail a permis de comprendre plusieurs phénomènes observés en étudiant les cellules de cristaux liquides SmC^* en configuration torsadée mais d'autres phénomènes restent à découvrir ou encore mal compris.

Abstract

This work concerns the experimental and theoretical studies of the electro-optical response of SmC* liquid crystal cells in twisted configuration. The effects of the physical parameters of the liquid crystal, of the confinement and those of the presence of ionic impurities in the cells were clearly identified and analyzed. A special attention was paid to the roles of spontaneous polarization and the dynamics of the ionic charges.

The static model, that we developed, allowed us to analyze the combined influences of the twisted structure and the spontaneous polarization vector \vec{P}_S on the transmitted light. The divergences of \vec{P}_S result in the appearance of polarization charges. This theoretical model gives the distribution of the azimuthal angle, the internal electrical field and the optical light transmission by cells put between parallel polarizers. The transmission curves versus the applied voltage present the classical V-shape response. The V-shape response characteristics are mainly related to the spontaneous polarization, the thickness of the cell and the alignment layers.

The proposed dynamical model explains well the observed experimental shifts of the V-shape. The interaction of the ionic charges with the polarization ones modifies deeply the azimuthal angle distributions, this results in strong deformations of the transmission curves. The ionic density and their mobility effects on the transmitted light were analyzed. Two operating modes were identified according to the frequency of the applied voltage.

Measurements of the electro-optical transmission confirm all numerical results and show that the anchoring forces play a significant role.

Key Words

Liquid crystals, ferroelectric, spontaneous polarization, twisted structure, confinement, polarization charges, ionic charges, electro-optics, azimuthal angle, dynamic, viscosity, modeling.

Résumé

Ce travail concerne les études expérimentales et théoriques de la réponse électro-optique de cellules de cristaux liquides SmC* en configuration torsadée. Les effets des paramètres physiques du cristal liquide, du confinement et de la présence d'impuretés ioniques sur le comportement des cellules ont été clairement identifiés et analysés. Une attention particulière a été portée sur les rôles de la polarisation spontanée et de la dynamique des charges ioniques.

Le modèle statique que nous avons développé a permis d'analyser les influences combinées de la structure torsadée et du vecteur polarisation spontanée \vec{P}_S sur l'intensité lumineuse transmise. Les divergences de \vec{P}_S se traduisent par l'apparition de charges de polarisation. Ce modèle a permis de calculer la distribution de l'angle azimutal $\varphi(z)$, le champ électrique interne et la transmission de la lumière par les cellules placées entre polariseurs parallèles. Les courbes de transmission en fonction de la tension appliquée présentent une forme en " V ". Cette forme est principalement liée à la polarisation spontanée, à l'épaisseur de la cellule et aux couches d'alignement.

Le modèle dynamique proposé rend compte des décalages du " V " observés expérimentalement. L'interaction des charges ioniques avec les charges de polarisation modifie fortement les distributions de $\varphi(z)$ et donne lieu à un champ ionique interne. La présence de ce champ ionique sans tension appliquée est à l'origine de deux modes de fonctionnement. Aux hautes fréquences (*i.e.* $F > 10$ Hz) ce champ, dont l'intensité est fonction de la densité ionique, influence la distribution de $\varphi(z)$ et déforme l'allure de la courbe de transmission. Aux basses fréquences (*i.e.* $F < 10$ Hz), selon la densité et la mobilité ionique, les charges ioniques se redistribuent continuellement en fonction des charges de polarisation et du champ appliqué. La distribution de $\varphi(z)$ et par conséquent la courbe de transmission, subissent de profondes modifications.

Les mesures de la transmission électro-optique confirment l'ensemble des résultats et montrent que les forces d'ancrages jouent un rôle important.

Mots Clés

Cristaux liquides, ferroélectricité, polarisation spontanée, structure torsadée, confinement, charges de polarisation, charges ioniques, électro-optique, angle azimutal, dynamique, viscosité, modélisation