

Verbesserung der Schaltdynamik nematischer Flüssigkristalle für adaptive optische Anwendungen



Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt
zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte
DISSERTATION

von
Dipl.-Phys. Somakanthan Somalingam
aus Jaffna (Sri Lanka)

Referent: Prof. Dr. T. Tschudi
Korreferent: Prof. Dr. Th. Walther
Tag der Einreichung: 16. Januar 2006
Tag der Prüfung: 20. Februar 2006

Darmstadt 2006

D17

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen der Flüssigkristalle	5
2.1	Charakterisierung der nematischen Phase	9
2.2	Temperaturabhängigkeit des Ordnungsparameters	10
2.3	Polarisierbarkeit und Doppelbrechung der Nematiten	13
2.4	Elastizitätskonstanten	15
2.5	Einfluss der Grenzfläche auf die Vororientierung	15
2.6	Phasenmodulation mit nematischen Flüssigkristallen	17
2.6.1	Vororientierungsmethoden	18
2.6.2	Freedericksz-, DAP- und TN-Zellen	20
3	Theoretische Bestimmung der Schaltzeit von Flüssigkristall-Modulatoren	21
3.1	Herleitung der Direktorverteilung	22
3.2	Bestimmung der Ein- und Ausschaltzeiten aus der Erickson-Leslie-Gleichung	26
3.2.1	Die Kapazitätsmethode	27
3.2.2	Die optische Methode	28
4	Schaltzeitreduzierung durch netzwerkstabilisierte Flüssigkristalle	33
4.1	Flüssigkristall-Netzwerke zur Oberflächenvergrößerung	36
4.1.1	a) Filled Nematics (FN)	36
4.1.2	b) Polymer stabilisierte Flüssigkristall-Netzwerke	38
4.2	PSLC - Materialpräparation	39
4.3	Paralleles Vororientieren der Flüssigkristall-Moleküle in Subdomänen	42
4.4	Vororientierung im Magnetfeld	43

4.5	Fertigungsmethode der ferronematischen PSLC-Zelle	45
4.6	Experimentelle Ergebnisse mit ferronematischen PSLC-Modulatoren	46
4.6.1	Schaltverhalten	46
4.7	Vororientierung im elektrischen Feld	48
4.8	Vororientierung durch mechanisches Verscheren der PSLC-Schicht	51
4.8.1	Experimentelle Ergebnisse der mechanischen Verscherungsmethode	53
4.8.2	Vergleich der Ergebnisse mit der Theorie	54
5	Temperatur- und Dual Frequency Effekt	57
5.1	Schaltzeitverbesserung durch den Temperatur-Effekt	57
5.1.1	Ausschaltzeiten für den Flüssigkristall BL-006	59
5.1.2	Ausschaltzeiten für den Flüssigkristall MLC-6080	59
5.2	Schaltzeitverbesserung durch den Dual-Frequency-Effekt	60
5.2.1	Messergebnisse	61
5.2.2	Kombination von Dual Frequency- und Temperatur-Effekt	61
6	Kompensation von Wellenfront-Aberration in BluRay-Pickups	65
6.1	Sphärische Aberration in BluRay Pickup-Systemen	65
6.2	Simulation und Elektroden-Design	67
6.3	Ansteuerschema	70
6.4	Messung der optischen Eigenschaften des Flüssigkristall-Elements	72
6.5	Integration des Flüssigkristall-Elements in ein Test-Pickup	74
6.5.1	Schaltzeit des sphärischen Kompensations-Elements	77
6.6	Schaltzeitoptimierte CLC-Linse zur Aberrationskompensation	78
7	Adaptiver Strahlblenker	83
7.1	Adaptiver eindimensionaler refraktiver Strahlblenker	83
7.2	Adaptiver zweidimensionaler refraktiver Strahlblenker	87
7.3	Adaptiver diffraktiver Strahlblenker	91
7.3.1	Diskrete Strahlblenkung	94
7.3.2	Quasi-kontinuierliche Ablenkung	95
7.3.3	Realisierung und Messergebnisse	96

7.4	Schaltzeitoptimierter refraktiver Strahlableiter auf der Basis von PSLC . . .	102
8	Multifunktionselement	105
8.1	Ansteuerung des Multifunktionselements	108
8.2	Realisierung mehrerer optischer Funktionen	109
9	Pixelierter Flüssigkristall-Phasenmodulator zur Speckle-Reduzierung	115
9.1	Methoden der Specklereduzierung	116
9.2	Specklereduzierung mittels Flüssigkristall	116
9.2.1	Messaufbau und Auswertung	117
10	Zusammenfassung und Ausblick	121
	Literaturverzeichnis	125
	Publikationsliste	131
	Danksagung	135
	Lebenslauf	137
	Eidesstattliche Erklärung	139

Kapitel 1

Einleitung

Flüssigkristalle sind Substanzen mit einzigartigen optischen, elektro-optischen, sowie mechanischen Eigenschaften. Ihr ambivalenter Zustand führt dazu, dass sie das Verhalten sowohl isotroper Flüssigkeiten als auch kristalliner Festkörper, die sich u.a. durch die Richtungsabhängigkeit physikalischer Eigenschaften auszeichnen, in sich vereinen. Anhand der Positions- bzw. Orientierungsordnung der Flüssigkristalle, die u.a. temperaturabhängig ausgebildet werden können, wird zwischen verschiedenen sog. *Mesophasen* unterschieden: Die nematische Phase stellt die einfachste der Mesophasen dar und weist lediglich eine Orientierungsordnung auf. Durch die stark ausgeprägte intermolekulare Wechselwirkung tendieren die nematischen Flüssigkristall-Moleküle dazu, sich parallel zueinander auszurichten. In diesem geordneten Zustand zeigen Flüssigkristalle hohe optische Anisotropien, d.h. sie wirken doppelbrechend und verzögern die Phase linear polarisierten Lichts. Der Betrag der Anisotropie wächst dabei mit zunehmendem Grad der Ordnung.

Externe elektrische Felder induzieren ein Dipolmoment auf die nematischen Flüssigkristall-Moleküle und üben ein Drehmoment aus, wodurch diese reorientiert werden können. Dies ermöglicht, die effektive Doppelbrechung über die Feldstärke zu variieren. Darüber hinaus kann die Eingangspolarisation durch eine geeignete Orientierung der Flüssigkristall-Schicht (z. B. *twisted nematic*) gedreht werden. Dies bildet die Grundlage für Flüssigkristall-Bildschirme (LCD). Den überwiegenden Teil ihrer wirtschaftlichen Nutzung finden nematische Flüssigkristalle als Amplitudenmodulatoren in LCDs [1]. Ihr Einsatz und die fortlaufende Weiterentwicklung begünstigen andere Technologiebereiche, so dass ihnen eine Schlüsselrolle zukommt. Dies gilt z. B. für die miniaturisierten LCDs und Projektoren.

Neben ihrer Hauptanwendung in LCDs finden Flüssigkristalle in beschränktem Umfang auch Einsatz als Temperatursensoren, Phasenmodulatoren, optische Schalter und in Elementen zur Polarisationsdrehung [2]. Durch die wachsenden Anforderungen (hohe Doppelbrechung über ein breites Wellenlängenspektrum, geringe Schaltzeiten, größerer Temperaturbereich, usw.) stellen Flüssigkristalle trotz ihrer über einhundertjährigen Geschichte ein faszinierendes Forschungsgebiet dar.

Die phasenmodulierende Eigenschaft der Flüssigkristalle wird im Gegensatz zur Amplitu-

denmodulation bisher kaum technisch ausgenutzt. Dabei ermöglicht sie, optische Funktionen, wie beispielsweise das Fokussieren oder Ablenken von Lichtstrahlen (sowohl refraktiv als auch diffraktiv), adaptiv zu realisieren. Dadurch können bisherige mechanische Systeme ersetzt, die Integrationsdichte erhöht und die Miniaturisierung weiter vorangetrieben werden. Diese Optimierungen gewinnen für technische Produkte, insbesondere in der Mikrooptik zunehmend an Bedeutung.

Zurzeit werden u.a. so genannte MEMS (micro electro mechanical systems), Membranen bzw. Modulatoren auf der Basis von Kerr- und Pockels-Effekt für eine schnelle Phasenmodulation eingesetzt. Letztere erlauben Schaltzeiten im 10 - 100 ps-Bereich [3], zeigen jedoch um einige Größenordnungen geringere optische Anisotropien (ca. $\Delta n \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ im Gegensatz zu Nematiten mit bis zu $\Delta n \sim 0,4$). Dadurch werden zum Erzeugen größerer Phasenverzögerungen $\Delta\varphi$ dickere Zellen ($\Delta\varphi \sim \Delta n \cdot d$), und damit größere Feldstärken zum Schalten benötigt, wodurch ihre Einsetzbarkeit stark eingeschränkt wird.

MEMS bestehen aus Mikrospiegeln, die ihre Position u.a. durch elektrisches Ansteuern vertikal verändern und dadurch die Phase des Lichts modulieren können. Ihre Zeitkonstanten liegen im Millisekundenbereich [3]. Zu den wesentlichen Nachteilen der MEMS bzw. der Membranen gehört die aufwendigere und dadurch kostenintensivere Herstellung. Darüber hinaus können sie nur in Reflexion eingesetzt werden. Dadurch sind manche Anwendungen nicht möglich bzw. übermäßig aufwendig. Ein Beispiel hierfür ist die Kompensation der Wellenfront-Aberrationen in der optischen Speichertechnologie der nächsten Generation, für die im Transmissionsmodus arbeitenden Systeme prädestiniert sind.

Die Vorteile von Phasenmodulatoren auf Basis nematischer Flüssigkristalle gegenüber alternativen Methoden sind u.a. ihre relativ große optische Anisotropie über ein breites Wellenlängenspektrum (von UV über IR bis hin zum Mikrowellenbereich [4]), der geringere Energieverbrauch und die Möglichkeit der Modulierung von komplexen Wellenfronten mit relativ geringem Aufwand (vgl. dazu die realisierten adaptiven Elemente in der vorliegenden Arbeit). Sie können zudem sowohl im Transmissions- als auch im Reflektionsmodus (LCOS, liquid crystal on silicon) eingesetzt werden [5]. Ihre kostengünstige Herstellung macht sie wirtschaftlich attraktiv.

Eine wesentliche Hürde für den vermehrten Einsatz von nematischen Flüssigkristallen als Phasenmodulatoren sind die zum Erreichen größerer Phasenverzögerung auftretenden hohen Schaltzeiten. Das gilt insbesondere für die Ausschaltzeit, da diese hauptsächlich durch die relativ langsamere Relaxation der Flüssigkristall-Moleküle bestimmt wird. Die Ausschaltzeiten von konventionell gefertigten Flüssigkristall-Modulatoren liegen im Sekundenbereich. Größere Phasenverzögerungen werden beispielsweise benötigt, wenn optische Funktionen refraktiv realisiert werden, wodurch u.a. eine hohe optische Qualität und eine kontinuierliche Steuerbarkeit erzielt werden können.

Das Hauptziel der vorliegenden Arbeit ist die Reduzierung der Ausschaltzeit nematischer Phasenmodulatoren u.a. bei hohen Phasenverzögerungen, wodurch auch zeitkritische Anwendungen möglich werden. Zur Verwirklichung dieses Ziels wurden neue Ansätze erarbeitet bzw. bestehende verbessert. Insbesondere durch die Einbettung der Nematiten in

Polymermatrizen konnte die Ausschaltzeit drastisch reduziert werden.

Ein kurzer Einblick über die Grundlagen der nematischen Flüssigkristalle zum besseren Verständnis der durchgeführten Arbeiten wird im Kapitel 2 gegeben. Dazu gehören u.a. elektro-optische Eigenschaften wie die Doppelbrechung, die visko-elastische Deformation, die Randanbindung, sowie die Bedeutung und das Zustandekommen der Vororientierung der Flüssigkristall-Moleküle in Phasenmodulatoren. Die theoretische Herleitung der Ein- und Ausschaltzeiten für nematische Flüssigkristalle wird in Kapitel 3 behandelt. Die Ausarbeitung beinhaltet allgemeine, sowie auf die Experimente zugeschnittene (kapazitive und optische Ermittlung der Schaltzeiten) Herleitungen.

Einen Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit bildet die Reduzierung der Ausschaltzeit durch die Erhöhung der Randanbindungskräfte. Sie ermöglicht die Relaxation der Flüssigkristall-Moleküle zu beschleunigen. Die Erhöhung der Randanbindung kann z. B. durch die Reduzierung der effektiven Zelldicke der Flüssigkristall-Modulatoren erreicht werden, was jedoch die realisierbare Gesamtphasenverzögerung reduziert.

Zum Erhöhen der Randanbindungskräfte wurden im Rahmen dieser Arbeit die Flüssigkristall-Moleküle in ein Polymernetzwerk eingebettet, das sog. *Subdomänen* ausbildet. Dies führt zu einer erhöhten Randanbindung, da die Oberfläche, mit der die Flüssigkristall-Moleküle in Berührung kommen, drastisch vergrößert wird. Dabei erlaubt diese Methode größere Phasenverzögerungen bei reduzierten Ausschaltzeiten. Im Kapitel 4 werden Techniken zum Erhöhen der Randanbindung durch Polymernetzwerke und experimentelle Ergebnisse beschrieben.

Die Verwendbarkeit dieser Methode setzt eine einheitliche Vororientierung der Flüssigkristalle in den einzelnen Subdomänen voraus. Konventionelle Vororientierungsmethoden wie z. B. das Reiben einer Polyimidschicht in einer Vorzugsrichtung oder die Bestrahlung einer photoempfindlichen Schicht mit UV-Licht können hierbei nicht angewendet werden, da die Beschichtung direkt auf die betreffenden Oberflächen vorgenommen werden muss. Im weiteren Verlauf dieses Kapitels werden mehrere Lösungswege zur einheitlichen Vororientierung in Subdomänen vorgestellt.

Durch die Einbettung der Nematene in Subdomänen konnte eine Schaltzeitreduzierung um einen Faktor von 27 und mehr gegenüber konventionellen nematischen Modulatoren erreicht werden. Die Ausschaltzeit lag unter 15 ms für eine Gesamtphasenverzögerung von 6π .

Aufbauend auf der Temperaturabhängigkeit der Rotationsviskosität γ_1 und der Frequenzabhängigkeit der dielektrischen Anisotropie $\Delta\epsilon$ konnten erfolgreich weitere Schaltzeitoptimierungen vorgenommen werden. Auf die zugrunde liegenden Effekte und erzielten Ergebnisse wird in Kapitel 5 eingegangen. Durch Ausnutzen der Temperatur- und Frequenzabhängigkeit konnten jeweils Schaltzeitverbesserungen um den Faktor 3 bis 5 erreicht werden.

Die Entwicklung adaptiver optischer Elemente auf der Basis nematischer Flüssigkristalle bildet einen weiteren Schwerpunkt dieser Arbeit. In den Kapiteln 6 bis 9 werden die realisierten Elemente für verschiedene Anwendungen vorgestellt.

Zur Steigerung der Speicherkapazität von derzeit 4,7 Gigabyte (GB) auf 25 GB pro Da-

tenschicht werden in der nächsten Generation optischer Speichermedien (BluRay) die Betriebswellenlänge von 650 nm auf 405 nm reduziert und die Numerische Apertur ($N.A.$) der Objektivlinse von 0,6 auf 0,85 erhöht. Dies führt u.a. zur erhöhten Anfälligkeit für sphärische Wellenfrontaberration, die einen zuverlässigen Betrieb behindert. Ein hierfür entwickeltes Flüssigkristall-Element wird in Kapitel 6 vorgestellt, das durch eine adaptive Kompensation der Wellenfront-Aberration einen fehlerfreien Betrieb der BluRay-Disk ermöglicht.

Kapitel 7 stellt die Entwicklung refraktiver und diffraktiver Strahlableiter vor, deren Einsatzmöglichkeiten sehr vielfältig sind. Dazu zählen u.a. Abtastsysteme, Satelliten-Kommunikation und Laserprojektoren, wofür kleinere Schaltzeiten von Bedeutung sind. In Kapitel 8 werden die zuvor einzeln realisierten optischen Funktionen in einem einzigen Flüssigkristall-Element vereinigt, für dessen Ansteuerung lediglich 6 Elektroden ausreichen. Die zugrunde liegende Elektrodenstruktur ermöglicht die Erzeugung der optischen Funktion zweier gekreuzter Zylinderlinsen. Bei entsprechender Ansteuerung können Strahlableitung und Fokussierung realisiert werden.

In Kapitel 9 wird eine Methode vorgestellt, mit der die in jeder Laseranwendung, insbesondere in Laser-Projektionssystemen auftretenden sog. *Speckles* reduziert werden können. Dies erfolgt durch die teilweise Zerstörung der räumlichen Kohärenz des Laserstrahls mittels eines Phasenmodulators mit individuell ansteuerbaren Pixel. Die erzielbare Wirkung ist vergleichbar mit der einer rotierenden Streuscheibe.

Abschließend werden eine Zusammenfassung und ein Ausblick auf die zukünftigen Entwicklungen auf dem Gebiet der Flüssigkristalle, insbesondere in Bezug auf die Schaltzeitverbesserung, gegeben.

Kapitel 2

Grundlagen der Flüssigkristalle

Flüssigkristalle sind so genannte *Mesogene*, die einen Zwischenzustand zwischen einem frei beweglichen, nicht geordneten, flüssigen (sog. isotropen) und einer hochgradig geordneten Kristallstruktur einnehmen. In der Kristallstruktur sind die Moleküle in einem Gitter im Hinblick auf ihre Position und Orientierung fixiert. In der isotropen Phase besitzen die Moleküle weder eine feste Position, noch eine einheitliche Orientierung. Sie können sich aufgrund von Diffusionsprozessen im gesamten vorhandenen Raum frei bewegen. Aufgrund dieser Ambivalenz zeigen Flüssigkristalle gleichzeitig Eigenschaften, die zum Einen isotropen Flüssigkeiten und zum Anderen festen Kristallstrukturen zugeordnet werden. Diese führen auch zu verschiedenen physikalischen Effekten auf Grenz- und Oberflächen, die z. B. die Flüssigkristallschicht eingrenzen.

Im Allgemeinen werden Flüssigkristalle in sog. *Lyotropen* und *Thermotropen* unterteilt. *Lyotropen* bilden die *Mesogene* durch Beimischung von Lösungsmitteln aus. Die *Thermotropen* sind reine Substanzen, die ihre Mesophasen in Abhängigkeit von der Temperatur ausbilden.

In der vorliegenden Arbeit wurden ausschließlich Flüssigkristalle der Thermotropenfamilie aufgrund ihrer einfachen Handhabung, Verfügbarkeit, sowie ihrer günstigen elektro-optischen Eigenschaften verwendet. Beispielsweise ist ihre optische Anisotropie im Vergleich zu sonstigen bekannten Methoden, die eine adaptive Modulation der Doppelbrechung für das sichtbare Spektrum bei moderater Ansteuerspannung erlauben, relativ groß. Zu den alternativen Möglichkeiten gehören u.a. Modulatoren auf der Basis von elektro-optischen Pockels- und Kerr-Effekt.

Die *Thermotropen* kommen in organischen Substanzen stäbchenförmig (*kalamitisch*) oder scheibenförmig (*diskotisch*) mit stark anisotroper Molekülstruktur vor. Aus der Anordnung dieser unsymmetrischen Moleküle ergeben sich u. a. die elektro-optischen Eigenschaften der Flüssigkristalle (z. B. die Doppelbrechung).

Die kalamitischen Flüssigkristalle kommen je nach Ordnungsstruktur der Moleküle in unterschiedlichen Mesophasen vor. Die bedeutendsten sind die nematischen-, cholesterischen-

und smektischen Phasen. Abb. 2.1 stellt schematisch die drei Mesophasen dar.



Abb. 2.1: Mesophasen des calamitischen Flüssigkristalls

Den einfachsten Vertreter dieser Mesophasen stellt die nematische Phase dar, die aus einem System mit lang gestreckten, zigarrenförmigen Molekülen gebildet wird, die zur parallelen Anordnung zueinander tendieren. Dabei zeigt sich aber keine ausgeprägte Positionsfernordnung, wodurch die flüssige Charakteristik erhalten bleibt. Flüssigkristalle in der nematischen Phase, die homogen ausgerichtet sind, zeigen Eigenschaften optisch einachsiger Kristalle.

Die Moleküle in der cholesterischen Phase weisen verdrehte nematische Strukturen auf, d.h. die Vorzugsrichtung der lang gestreckten Molekülhauptachsen ändert sich von Ebene zu Ebene schraubenförmig. Es entsteht eine Helix mit konstanter Ganghöhe von einigen Mikrometern.

Die smektischen Phasen, die nur bei bestimmten Flüssigkristallmischungen und bei tieferen Temperaturen als die nematischen auftreten, weisen eine Teilordnung der Molekülschwerpunkte auf. Hierbei sind die Flüssigkristall-Moleküle in bestimmten Ebenen angeordnet, die schichtartig übereinander liegen. Die Moleküle der SmA-Phase zeigen keine Schräglage, im Gegensatz zu den SmC-Phasen. Innerhalb der Schichten sind die Moleküle frei beweglich [6]. Dem Grad der Schräglage entsprechend wird die smektische Phase in weitere Subgruppen unterteilt.

Häufig werden die Phasenzustände mit steigender Temperatur in der Reihenfolge durchlaufen, die in Abb. 2.2 dargestellt ist, wobei nicht in jedem Flüssigkristall alle Phasenzustände auftreten müssen. Mit zunehmender Temperatur nimmt der Ordnungsgrad der Flüssigkristall-Moleküle und die damit verbundene Orientierungsfernordnung ab. Dies ist auf die Brown'sche Molekularbewegung zurückzuführen, die mit zunehmender Temperatur Stoß- und Umordnungsprozesse zwischen den Molekülen herbeiführt. Entsprechend sind die physikalischen Eigenschaften wie Brechungsindex, die elastischen- und dielektrischen Konstanten, sowie die Viskosität der *Thermotropen* von der Temperatur abhängig. Abb. 2.3 zeigt exemplarisch die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex am Beispiel des Flüssigkristalls E7, der u.a. für weitere Untersuchungen in der vorliegenden Arbeit verwendet

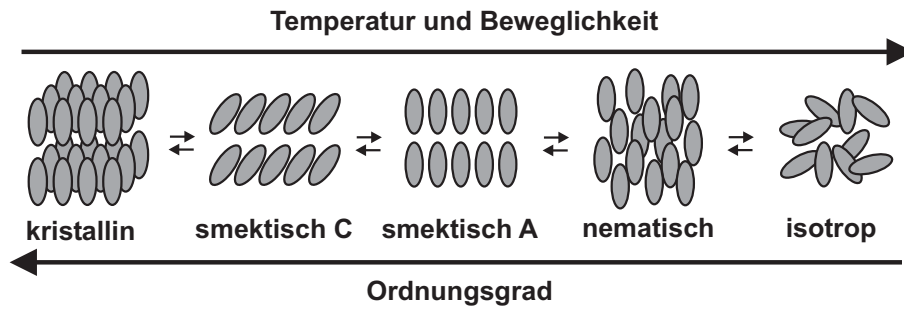


Abb. 2.2: Schematische Darstellung der Phasenzustände eines *thermotropen* Flüssigkristalls über die Temperatur

wurde.

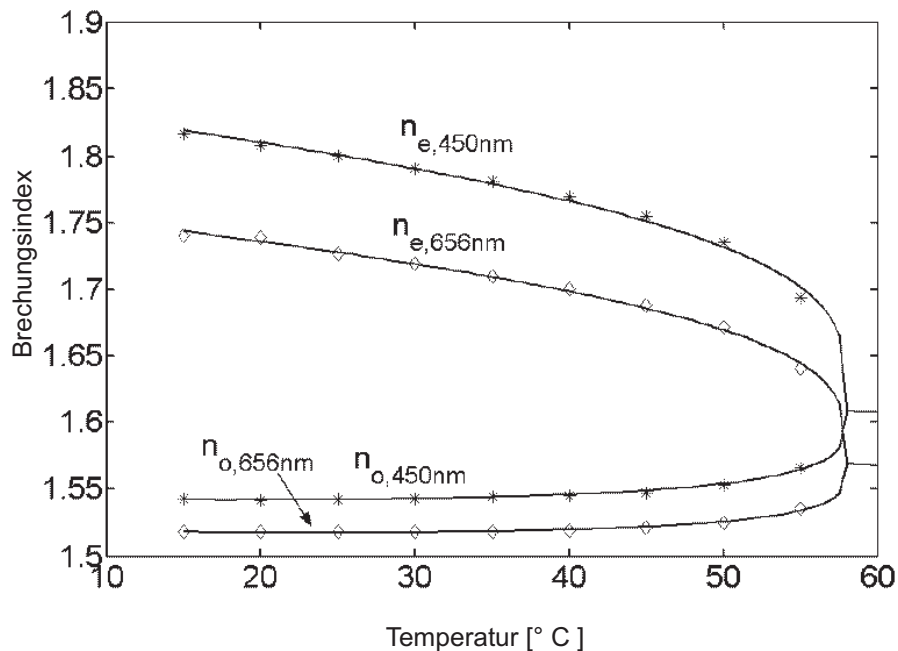


Abb. 2.3: Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex des Flüssigkristalls E7 [7]

Die Molekülstruktur der Flüssigkristalle spielt die wesentliche Rolle beim Ausbilden von Mesophasen, bei der Phasenübergangstemperatur, sowie bei den optischen und elektrooptischen Eigenschaften. Die typische Molekülstruktur der calamitischen Flüssigkristalle ist in Abb. 2.4 dargestellt.

Dabei stellt X die Seitenkette, Y die sog. Terminale Gruppe und A die Verbindungsgruppe der aromatischen Ringsysteme dar. Je nach Zusammensetzung dieser Ketten und Gruppen ändern sich die physikalischen Eigenschaften der resultierenden Flüssigkristalle [8].

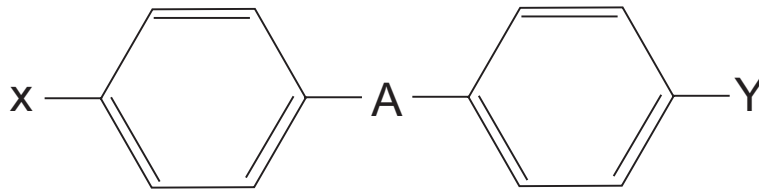


Abb. 2.4: Molekül-Grundstruktur des calamitischen Flüssigkristalls

Die aromatischen Ringe können aus gesättigtem Cyclohexan, aus ungesättigten Benzenen oder aus einer Kombination der beiden bestehen. Sie sind für die kurzweilige zwischenmolekulare Wechselwirkung verantwortlich, die für die Ausbildung der nematischen Phase wichtig ist. Des Weiteren beeinflussen sie das Absorptionsverhalten, die dielektrische Anisotropie, die Doppelbrechung und den Brechungsindex, die Viskosität, sowie die elastischen Konstanten [4].

Es sind drei Gruppen für die Seitenkette X bekannt: Die Alkylkette C_nH_{2n+1} , die Alkoxykette $C_nH_{2n+1}O$, sowie die Alkenylkette mit einer Doppelbindung. Die Länge dieser Seitenketten hat einen starken Einfluss, sowohl auf die elastischen Konstanten, als auch auf die Phasenübergangstemperatur. Seitenketten mit $n=1,2$ sind zu starr, um Mesophasen auszubilden. Eine mittlere Kettenlänge von $n=3$ bis 8 ist für die Ausbildung von nematischen Zuständen geeignet. Noch größere Seitenketten führen zur Bildung von smektischen Phasen [8].

Die Terminalgruppe Y spielt eine wichtige Rolle für den Betrag der dielektrischen Konstanten ε bzw. der dielektrischen Anisotropie $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$. Ebenfalls hängt die Freedericksz-Schwelspannung, welche die Reorientierung der Flüssigkristall-Moleküle im elektrischen Feld veranlasst (vergleiche Kapitel 2.6.2), stark von dieser Gruppe ab: Die Schwelspannung ist invers proportional zur Quadratwurzel der dielektrischen Anisotropie (vergleiche Formel 2.17) [8]. Um die Schwelspannung klein zu halten, benötigt man daher größere $\Delta\varepsilon$ [9].

Die Terminalgruppe kann aus polaren Gruppen, wie z. B. (Cyan) CN, F (Fluor) bzw. Cl (Chlor) oder aus nicht-polaren Gruppen wie der Alkylkette C_nH_{2n+1} bestehen. Die nicht-polaren Gruppen haben einen sehr geringen Einfluss auf $\Delta\varepsilon$, wohingegen die polaren Gruppen wesentlich dazu beitragen. Die CN-Gruppe weist aufgrund des starken Dipolmoments von allen Gruppen die stärkste Polarität auf, die zu den höchsten Werten für $\Delta\varepsilon$ und damit der Doppelbrechung führt. Durch selektives Anbringen der CN-Substituenten kann auch ein negatives $\Delta\varepsilon$ erreicht werden. In der Regel ist die makroskopische Dielektrizitätskonstante proportional zu der molekularen Polarisierbarkeit. Für längliche, stäbchenförmige Moleküle ist die longitudinale Polarisierbarkeit (parallel zur Molekülachse) stets größer als die dazu senkrechte, so dass in nematischen Systemen mit unpolaren Substituenten die dielektrische Anisotropie positiv ist ($\Delta\varepsilon > 0$). Das Anbringen von polaren Substituenten liefert einen zusätzlichen Beitrag zu der permanenten Dielektrizitätskonstanten, so dass in Abhängigkeit des Winkels zwischen Molekülachse und Dipolmoment eine Zunahme

oder Abnahme von $\Delta\varepsilon$ bewirkt werden kann. Dabei kann $\Delta\varepsilon$ je nach polarer Gruppe und Position zwischen $-2\varepsilon_0$ und $+15\varepsilon_0$ variieren [8].

Die Dual-Frequency-Nematennutzen z. B. diesen Effekt, um mit der Frequenz des angelegten elektrischen Feldes den Brechungsindex zu modulieren (siehe Kapitel 5.2).

Die Verbindungsgruppen A liefern einen wichtigen Beitrag zur Phasenübergangstemperatur. Es werden unter anderem folgende Verbindungsgruppen eingesetzt [4]:

1. Gesättigte Gruppen, z. B. Ethylene (C_2H_4)
2. Ester
3. Ungesättigte Gruppen mit Doppelbindung, z. B. Stilbene ($-CH=CH-$), Azo-Gruppen ($-N=N-$) und Schiff'sche Basen ($-CH=N-$)
4. Ungesättigte Gruppen mit Dreifachbindung, z. B. Acetylene ($-C\equiv C-$) und ($-C\equiv C-C\equiv C-$)

Abb. 2.5 zeigt einige gängige Flüssigkristalle mit ihren Seitenketten, Verbindungs- und Terminalgruppen sowie die Temperaturbereiche in der nematischen Phase.

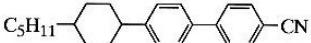
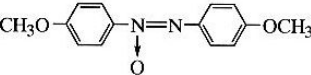
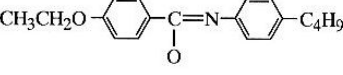
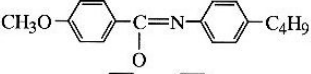
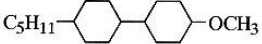
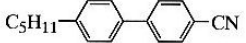
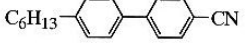
Bezeichnung	Molekülstruktur	Temperaturbereich (°C)
BCH-5		96–219
PAA		118–135.5
EBBA		35–77
MBBA		22–47
CCH-501		29–36.8
5CB		24–35
6CB		15–29

Abb. 2.5: Gängige nematische Flüssigkristalle [8]

2.1 Charakterisierung der nematischen Phase

Der Zustand der nematischen Phase kann durch zwei Parameter charakterisiert werden: Der erste beschreibt die durchschnittliche Orientierung der Flüssigkristall-Moleküle in ihrer

unmittelbaren Nachbarschaft, die in der Regel stäbchenförmig sind und sich aufgrund zwischenmolekularer Wechselwirkungen parallel zur Längsachse zueinander anordnen. Diesen Orientierungsparameter stellt der sog. Direktor \mathbf{n} dar, der als Einheitsvektor in Richtung der von Flüssigkristall-Molekülen bevorzugten Orientierung definiert ist. In einem homogenen nematischen Medium ist der Direktor eine Konstante ($\nabla\mathbf{n} = 0$), wohingegen in einem gestörten Zustand des nematischen Systems der Direktor sich räumlich von Punkt zu Punkt ändert, weshalb in diesem Fall ein Direktorfeld $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ definiert werden muss.

Der zweite Parameter, der skalare Ordnungsparameter S , charakterisiert die Verteilung der Orientierung der Flüssigkristall-Moleküle. Er ist definiert als der Durchschnitt aller Molekülorientierungen in einem gegebenen Volumen V , gemäß

$$S = \frac{1}{2} \langle 3 \cos^2(\theta) - 1 \rangle \quad (2.1)$$

wobei θ der von jeder Molekülachse mit dem Direktor \mathbf{n} eingeschlossene Winkel ist. Die zwischenmolekularen Wechselwirkungskräfte, die für die Ausrichtung der Flüssigkristall-Moleküle entlang der Vorzugsrichtung verantwortlich sind, konkurrieren mit der thermischen Bewegung, die mit zunehmender Temperatur eine isotrope Verteilung der Moleküle herbeiführt. Der Ordnungsparameter S kann alle Werte zwischen 0 und 1 einnehmen. Der Wert 1 wird erreicht, wenn alle Moleküle parallel zu \mathbf{n} orientiert sind und 0, wenn die Flüssigkristall-Moleküle isotrop verteilt sind (am „Clearing-Point“, wo der Phasenübergang von nematisch zu isotrop stattfindet). S ist eine von der Temperatur abhängige, dimensionslose Größe und bewegt sich für die gängigen Nematene zwischen 0,4 und 0,6 (vgl. nächster Abschnitt) [10].

2.2 Temperaturabhängigkeit des Ordnungsparameters

Die Temperaturabhängigkeit des Ordnungsparameters kann mit Hilfe der Mean-Field-Theorie (MFT) nach Maier und Saupe beschrieben werden [11] [12] [13]. Bei der MFT wird ein einzelnes Molekül im zeitlichen Mittel und ohne Wechselwirkung mit den Nachbarmolekülen isoliert betrachtet. Das Verhalten wird anschließend auf das gesamte Ensemble extrapoliert. Dazu wird folgender Ansatz gemacht:

Jede Richtung eines Moleküls bezüglich des Direktors entspricht eine potentielle Energie $U(\theta)$, die für $\theta = 0^\circ$ den minimalen und für $\theta = 90^\circ$ den maximalen Wert annimmt (siehe Abb. 2.6, [14]) mit

$$U_i(\theta_i) = -\frac{A}{\bar{V}^2} S \left(\frac{3 \cos^2 \theta_i - 1}{2} \right) \quad (2.2)$$

Dabei ist A eine von der Temperatur unabhängige Materialkonstante, \bar{V} das Einheitsvolumen, θ_i die Winkelabweichung des i -ten Moleküls von der Vorzugsrichtung und S der

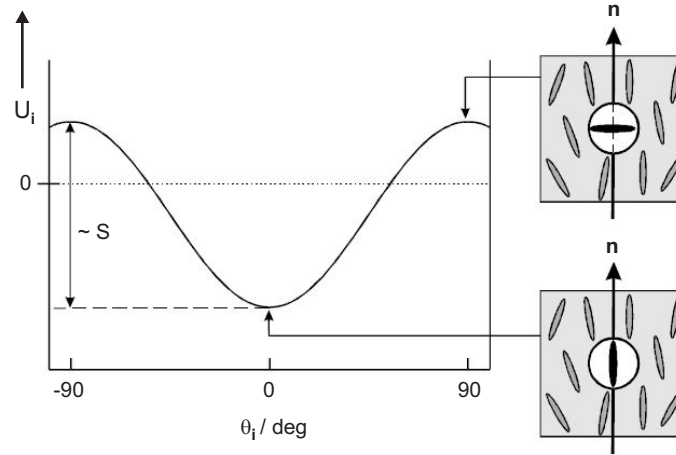


Abb. 2.6: Ansatz zur Beschreibung der Temperaturabhängigkeit des Ordnungsparameters nach Maier und Saupe [14]

Ordnungsgrad in dessen Umgebung. Die Konkurrenz zwischen der thermischen Bewegung der Moleküle mit der Energie $k_B T$ und dem Bestreben der Minimierung der potentiellen Energie durch parallele Ausrichtung der Moleküle entlang der Vorzugsrichtung wird durch die Boltzmann-Statistik beschrieben (2.3). Die Wahrscheinlichkeit $p_i(\theta_i)$ das i -te Molekül des nematischen Ensembles unter dem Winkel θ_i bezogen auf die Vorzugsrichtung zu finden, ist dem Boltzmann-Faktor proportional:

$$p_i(\theta_i) \propto \exp\left(-\frac{U_i(\theta_i)}{k_B T}\right) \quad (2.3)$$

wobei k_B die Boltzmannkonstante und T die Temperatur sind. Damit folgt für die Orientierungsverteilungsfunktion (aus Boltzmann-Statistik)

$$f(\theta_i) = \frac{\exp\left(-\frac{U_i(S, \theta_i)}{k_B T}\right)}{\int_{-1}^{+1} \exp\left(-\frac{U_i(S, \theta_i)}{k_B T}\right) d \cos \theta_i} \quad (2.4)$$

wobei für $U_i(S, \theta_i)$ die Gleichung (2.2) gilt. Aus dem Integralmittelwert der Orientierungsverteilungsfunktion folgt die selbstkonsistente Integralgleichung für den Ordnungsgrad $S = \frac{1}{2} \langle 3 \cos^2(\theta) - 1 \rangle$ gemäß:

$$S(T) = \frac{\int_{-1}^{+1} \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta_i - 1) \exp\left(-\frac{U_i(S, \theta_i)}{k_B T}\right) d \cos \theta_i}{\int_{-1}^{+1} \exp\left(-\frac{U_i(S, \theta_i)}{k_B T}\right) d \cos \theta_i} \quad (2.5)$$

Diese Integralgleichung wird numerisch gelöst. Das Ergebnis ist in Abb. 2.7 graphisch dargestellt, das näherungsweise durch den Ausdruck

$$S(T) = (1 - 0,98 \cdot T_{red})^{0,22} \quad (2.6)$$

für die gängigen Nematene beschrieben werden kann. Dabei ist T_{red} die reduzierte Temperatur mit

$$T_{red} = \frac{T}{T_{NI}} \frac{\bar{V}^2}{\bar{V}_{NI}^2}$$

Der Index NI bezeichnet den Phasensprung nematisch \Leftrightarrow isotrop.

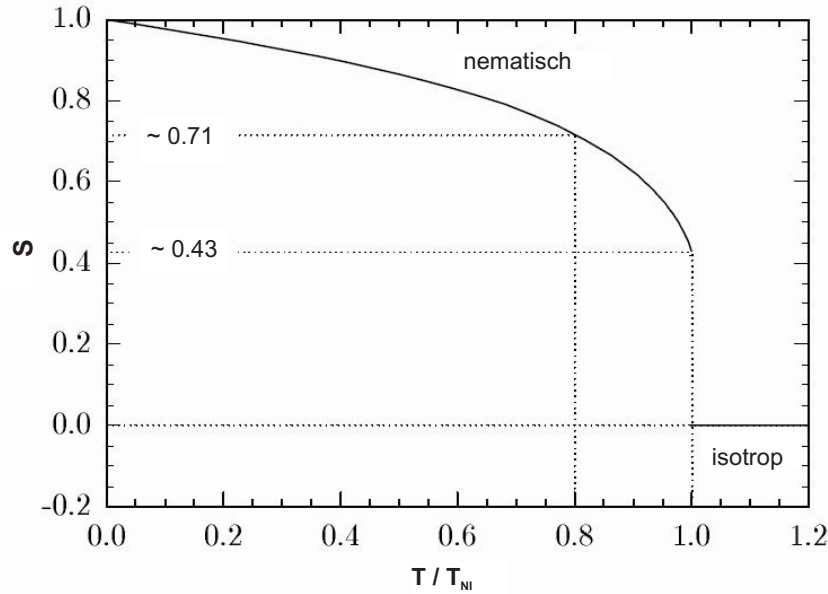


Abb. 2.7: Temperaturabhängigkeit des Ordnungsparameters nach Maier und Saupe, berechnet durch numerisches Lösen der selbstkonsistenten Integralgleichung (2.5) [14]

Aus dem Graphen ist ersichtlich, dass der Ordnungsgrad S am Phasenübergang nematisch \Leftrightarrow isotrop eine Diskontinuität aufweist, weshalb dieser Übergang auch als Phasenübergang 1. Ordnung bezeichnet wird. Weiterhin folgt aus der Lösung ein universelles Verhalten des Ordnungsgrades $S(T/T_{NI})$, sowie dass alle nematischen Flüssigkristalle am Clearing-Point einen Wert von $S_c \approx 0,43$ aufweisen. Zur Verifizierung der Ergebnisse der Maier-Saupe-Theorie wurden experimentelle Untersuchungen an verschiedenen Nematene durchgeführt, die in Abb. 2.8 dargestellt sind [14].

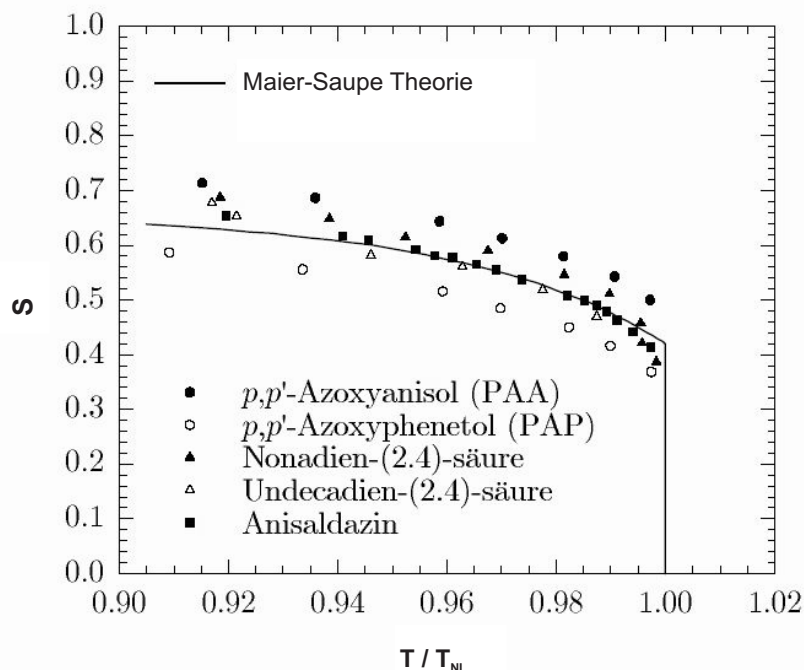


Abb. 2.8: Verifizierung der Ergebnisse der Maier-Saupe-Theorie anhand verschiedener Nematene [14]

2.3 Polarisierbarkeit und Doppelbrechung der Nematene

Der Betrag und das Vorzeichen der dielektrischen Anisotropie sind äußerst wichtig für die Verwendbarkeit der Flüssigkristalle bei der Phasen- und Amplitudenmodulation von Licht. Aufgrund der dielektrischen Anisotropie ist das durch ein elektrisches Wechselfeld induzierte Dipolmoment der Flüssigkristall-Moleküle nicht parallel zum angelegten Feld, wenn die Molekülachse nicht parallel oder senkrecht zum Feld steht. Das dadurch erzeugte Gesamtdrehmoment zwingt die Flüssigkristall-Moleküle, sich in Richtung des äußeren Feldes zu orientieren: Es gilt, wie bereits erwähnt, je größer die dielektrische Anisotropie $\Delta\epsilon$, desto kleiner die Schwellspannung (vergleiche Gleichung (2.17)) und desto kürzer die Einschaltzeit für Phasenmodulatoren (vgl. Kapitel 2.6.2).

Bringt man ein Dielektrikum in ein äußeres elektrisches Feld, erfahren die Moleküle eine Polarisierung und richten sich entlang des Feldes aus. Der Grad der Ausrichtung hängt von der Polarisierbarkeit der Moleküle ab. Gewöhnliche Gase und Flüssigkeiten (isotrop) gehorchen bei kleineren Anregungsfrequenzen der klassischen Clausius-Mossotti-Gleichung (unter der Annahme mittlerer Polarisierbarkeit). Diese korreliert die dielektrische Permittivität ϵ eines isotropen Mediums mit der molekularen Polarisierbarkeit α folgend:

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{4\pi}{3} N\alpha \quad (2.7)$$

N beschreibt dabei die Anzahl der Moleküle im Einheitsvolumen. Für optische Frequenzen wird diese Gleichung mit der Substitution von $\varepsilon = n^2$ zur Lorentz-Lorenz-Gleichung modifiziert.

Die Dielektrizitätskonstante der nematischen Flüssigkristalle ist anisotrop, was in direkter Konsequenz zu optischer Anisotropie führt. Daraus ergeben sich zwei prinzipielle Brechungsindizes n_o und n_e , die eine Aufspaltung von propagierendem Licht in einen ordentlichen und außerordentlichen Strahl bewirken. Diese sind korreliert mit den molekularen Polarisierbarkeiten α_o und α_e . Im Gegensatz zu gewöhnlichen Gasen und Flüssigkeiten hängen die molekularen Eigenschaften der Flüssigkristalle unterhalb des Clearing-Points T_C stark von der Temperatur ab. Das bedeutet, eine direkte Ableitung der Zusammenhänge aus den Dispersionsgleichungen der Gase und Flüssigkeiten ist nicht möglich [15].

Auf der molekularen Ebene und für kleinere Anregungsfrequenzen beschreibt die Maier-Meier-Gleichung den Zusammenhang zwischen $\Delta\varepsilon$, der Anisotropie der Polarisierbarkeit $\Delta\alpha$ und dem Dipolmoment μ gemäß [9] [16]:

$$\Delta\varepsilon = \frac{N h F}{\varepsilon_0} \left\{ \Delta\alpha - F \frac{\mu^2}{2k_B T} (1 - 3 \cos^2 \beta) \right\} S \quad (2.8)$$

Hierbei beschreibt β den Winkel zwischen dem Dipolmomentvektor und dem Direktor \mathbf{n} , k_B die Boltzmann-Konstante und S den Ordnungsgrad. Der Rückwirkungsfeldfaktor F und Höhlungsfaktor h gehen jeweils folgend in die Gleichung ein [9]:

$$F = \frac{1}{1 - f\alpha} \quad (2.9)$$

mit

$$f = \frac{\varepsilon - 1}{2\pi\varepsilon_0\alpha^3(2\varepsilon + 1)} \quad (2.10)$$

$$h = \frac{3\varepsilon}{2\varepsilon + 1} \quad (2.11)$$

Zur Beschreibung des Zusammenhangs zwischen mikroskopischer, molekularer Polarisierbarkeit und der makroskopischen Doppelbrechung bzw. dielektrischen Konstante der Flüssigkristalle im optischen Frequenzbereich machte Vuks die Annahme, dass im Inneren eines polarisierten Mediums das lokale elektrische Feld in allen Raumrichtungen gleich ist [17]:

$$E_i = \frac{\langle n^2 \rangle + 2}{3} E \quad (2.12)$$

mit

$$\langle n^2 \rangle = \frac{1}{3} (n_e^2 + 2n_o^2)$$

wobei E_i das lokale elektrische Feld ist, das im Inneren auf das Molekül wirkt, sowie E das makroskopische elektrische Feld. Diese Annahme konnte später durch Experimente bestätigt werden [17]. Ausgehend davon leitete Vuks die folgende semiempirische Beziehung für anisotrope Medien her, welche die Polarisierbarkeit mit den Brechungsindizes verbindet:

$$\frac{n_{e,o}^2 - 1}{\langle n^2 \rangle + 2} = \frac{4\pi}{3} N\alpha_{e,o} \quad (2.13)$$

Die makroskopischen Brechungsindizes können leicht experimentell gemessen und durch eine einfache Umstellung der Vukschen Gleichung auch die mikroskopische Polarisierbarkeit ermittelt werden. Entsprechende Experimente sind unter [15], [17] zu finden.

2.4 Elastizitätskonstanten

Die Elastizitätskonstanten (Frank Elastic Constants) der nematischen Flüssigkristalle bestimmen den mechanischen Widerstand, den die Flüssigkristall-Moleküle ausüben, wenn das Gleichgewicht des System gestört wird (z. B. durch ein äußeres elektrisches Feld, mechanischen Druck, usw.). Das Gleichgewicht zwischen dem elastischen und z. B. dem vom elektrischen Feld stammenden Drehmoment bestimmt die statische Deformation des Flüssigkristallmediums. Folglich werden sowohl die Schwellspannung als auch die Schaltzeiten der Nematene von den Elastizitätskonstanten beeinflusst. Es existieren drei fundamentale Elastizitätskonstanten, die jede statische Deformation des Systems beschreiben können: Spreizung (splay), Torsion (twist) und Biegung (bend), die jeweils mit K_{11} , K_{22} und K_{33} bezeichnet werden. Abb. 2.9 stellt schematisch die Wirkungsweise der drei Elastizitäten, sowie die Beschreibung dieser durch die Frank-Oseen-Gleichung dar (siehe dazu Kapitel 3).

2.5 Einfluss der Grenzfläche auf die Vororientierung

Um die elektro-optischen Eigenschaften nematischer Flüssigkristalle optimal für technische Anwendungen ausnutzen zu können, muss das Flüssigkristall-Medium einheitlich vororientiert werden. Ansonsten kann z. B. die doppelbrechende Eigenschaft nicht für die Phasenmodulation genutzt werden.

Im Folgenden wird phänomenologisch das Zustandekommen einer Orientierung in einem Flüssigkristall-Medium beschrieben.

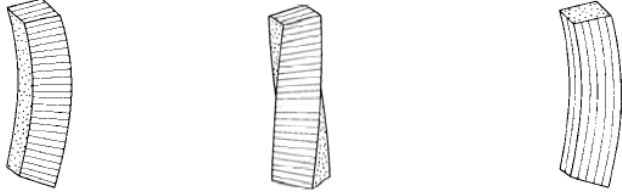
$$\hat{F}_d = \underbrace{\frac{1}{2}K_{11}(\operatorname{div} \hat{\mathbf{n}})^2}_{\text{splay}} + \underbrace{\frac{1}{2}K_{22}(\hat{\mathbf{n}} \cdot \operatorname{rot} \hat{\mathbf{n}})^2}_{\text{twist}} + \underbrace{\frac{1}{2}K_{33}(\hat{\mathbf{n}} \times \operatorname{rot} \hat{\mathbf{n}})^2}_{\text{bend}}$$


Abb. 2.9: Schematische Darstellung der drei Elastizitäten und ihre Beschreibung mittels Frank-Oseen-Gleichung [14]

Wenn die Flüssigkristall-Moleküle in der nematischen Phase mit weiteren Phasen in Kontakt kommen (fest, flüssig oder gasförmig), wird eine Grenzfläche gebildet, welche die nematische Phase eingrenzt. Das Vorhandensein einer solchen Grenzschicht hat Auswirkungen auf die nematische Phase. Die Grenzschicht kann in ihrer unmittelbaren Umgebung Störungen der vorherigen Ordnung hervorrufen, deren Wirkungsraum einige Moleküllängen betragen kann.

Die einfachste dieser Störungen stammt von der Symmetriebrechung, die von der Grenzschicht ausgeht: Die nematische Phase unterliegt einer Translationsinvarianz, die durch die Grenzfläche gebrochen wird. Folglich tendieren die Flüssigkristall-Moleküle aufgrund der hohen Bindungskräfte (z. B. Van der Waals und Dipolbindungen) in Abwesenheit von sonstigen orientierenden Kräften (elektrische, magnetische, weitere Grenzflächen, Materialfluss usw.) dazu, sich parallel zu der Ebene anzuordnen, welche die Grenzschicht aufspannt. Sie nehmen eine feste, mittlere Orientierung an, welche als die Richtung der Randanbindung der Nematzen bezeichnet wird. Es bildet sich die erste Mono-Schicht aus Flüssigkristall-Molekülen parallel zur Grenzfläche. Aufgrund der intermolekularen Wechselwirkungen setzt sich diese Orientierung Schicht für Schicht bis zum Zentrum (bulk) des Systems fort, wodurch eine korrelierte und parallele Orientierung der Flüssigkristall-Moleküle zueinander erzwungen wird. Die Grenzschicht induziert in diesem Fall eine Orientierungsordnung der Flüssigkristall-Moleküle im Raum zwischen der nematischen Phase und der Grenzschicht. Dieses Verhalten (Orientierung der Flüssigkristall-Moleküle durch eine Grenzfläche) wird „anchoring“ genannt und hat Analogie zum Kristallwachstum der Festkörper [18].

Unterliegt die Orientierung der Flüssigkristall-Moleküle an der Grenzfläche einer Verkipfung oder einer Neigung gegenüber der Ebene, welche die Grenzfläche aufspannt, führt die resultierende Orientierung zu smektischen Phasen, die durch die Superposition der Orientierungsordnung und der Positionsordnung charakterisiert wird.

Die Fähigkeit der Nematen, sich an Grenzflächen zu orientieren und dies sukzessiv im gesamten Flüssigkristall-Medium fortzusetzen und aufrecht zu erhalten, ist von großer Bedeutung für Anwendungen. Im weiteren Verlauf dieses Kapitels werden in der Industrie praktizierte Methoden aufgezeigt, Vororientierungen nach Bedarf einzustellen. Eine wichtige Aufgabe dieser Forschungsarbeit war, nach neuen Möglichkeiten und Methoden zu suchen, um unkonventionell die Performance von Flüssigkristall-Modulatoren zu verbessern (siehe dazu Kapitel 4).

2.6 Phasenmodulation mit nematischen Flüssigkristallen

Die doppelbrechende Eigenschaft der Flüssigkristalle wird intensiv für die Phasen- und Amplitudenmodulation von Licht in unterschiedlichen technischen Anwendungen ausgenutzt. Insbesondere werden Nematen aufgrund ihrer einfachen Handhabung bei gleichzeitig hocheffizienten Modulationseigenschaften für die aktive Kontrolle von Licht in Phasen- und Wellenfrontmodulatoren als adaptive optische Elemente und in Displays zur Amplitudenmodulation eingesetzt. Nematen verhalten sich aufgrund ihrer Molekülstruktur und der Ausrichtung ihrer Moleküllängsachse zu einer Vorzugsrichtung wie einachsige Kristalle mit entsprechenden optischen Eigenschaften. Die optische Achse liegt parallel zur großen Molekülachse. Die Polarisierbarkeit eines nematischen Moleküls ist am größten, wenn der E-Vektor des einfallenden Lichts parallel zu der Richtung größter Molekülstreckung fällt [19]. Aufgrund der länglichen Molekülstruktur (und des eventuellen Vorhandenseins von polaren Substituenten) existiert eine Anisotropie des Brechungsindex. Parallel zur Längsachse des Moleküls polarisiertes Licht (Direktor \mathbf{n} im Falle einer Flüssigkristall-Schicht), erfährt eine maximale Phasenverzögerung. Ist die Molekülachse gegenüber dem E-Vektor geneigt, wird die Polarisation des Lichts entsprechend gedreht. Die Drehung erfolgt über die Zerlegung des E-Vektors und die Projektion der jeweiligen Anteile parallel und senkrecht zur Molekülhauptachse. Über die Dicke der Flüssigkristall-Schicht, sowie den Winkel, den die Molekülachsen mit dem E-Vektor bilden, lassen sich sämtliche Polarisationszustände realisieren. Durch Anbringen entsprechender Polarisationsfilter wird diese Methode zur Amplitudenmodulation in Flüssigkristall-Displays genutzt.

In Abhängigkeit vom angelegten Feld in einer Flüssigkristall-Zelle (vgl. Kapitel 2.6.2 und Abb. 4.2) ändert sich der Kippwinkel ϕ (siehe Abb. 2.10), wodurch der effektive Brechungsindex wie folgt moduliert wird:

$$n(\phi) = \frac{n_e n_o}{\sqrt{n_e^2 \sin^2 \phi + n_o^2 \cos^2 \phi}} \quad (2.14)$$

Für parallel zum Direktor \mathbf{n} polarisiertes Licht ergibt sich dadurch eine spannungsabhängige Phasenverzögerung $\Delta\varphi$ zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl, zusammen mit der Zelldicke d gemäß:

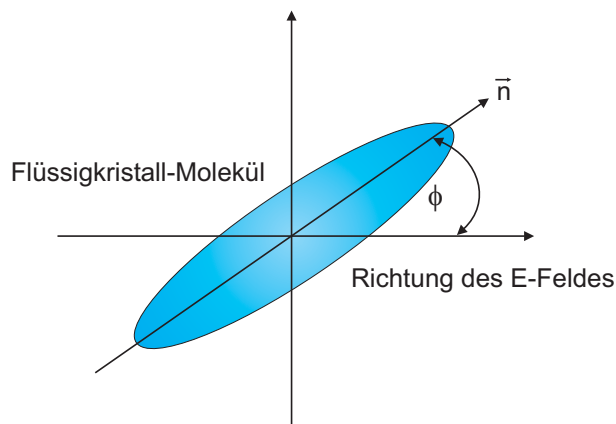


Abb. 2.10: Kippbewegung des Flüssigkristall-Moleküls im elektrischen Feld

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta n \cdot d \quad (2.15)$$

wobei für Δn gilt:

$$\Delta n = n_e(\phi) - n_o \quad (2.16)$$

Liegt der nematische Flüssigkristall in ungeordnetem Zustand vor, z. B. bei der Lagerung in einer Flasche, streut er das Licht sehr stark und erscheint milchig trüb. Das ist die Folge von Domänenbildung mit unterschiedlichen Brechungsindizes an den Grenzschichten, die das Licht unterschiedlich reflektieren. In der isotropen Phase jedoch ist Streuung komplett unterbunden und die Flüssigkristall-Schicht wird transparent.

2.6.1 Vororientierungsmethoden

Flüssigkristalle richten sich durch zwischenmolekulare Kopplungskräfte aus. Durch spezielle Vorbehandlung der den Flüssigkristall begrenzenden Oberflächen mit geeigneten Methoden lässt sich eine einheitliche Vororientierung im Medium erzielen. Prinzipiell existieren die parallele (auch homogene genannt) und die homeotrope Orientierung. Bei der parallelen Orientierung sind die Flüssigkristall-Moleküle parallel und bei der homeotropen Orientierung senkrecht zu den Substraten angeordnet. Daneben kann durch Drehen eines der Substrate um einen bestimmten Winkel (z. B. um 90° bei der TN-Zelle) aus der parallelen eine „Twisted“-Anordnung, sowie durch Kombination der parallelen mit der homeotropen eine „Hybrid“-Anordnung erhalten werden (siehe Abb. 2.11). Aus diesen verschiedenen Orientierungsmethoden heraus resultieren unterschiedliche Zelltypen, auf die im Kapitel 2.6.2 kurz eingegangen wird.

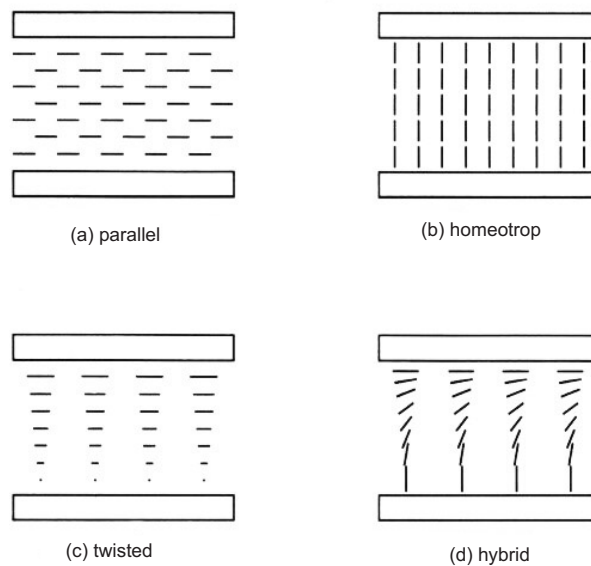


Abb. 2.11: Vororientierungsmethoden von nematischen Flüssigkristallen in Modulatoren

Die konventionelle Methode zur parallelen Vororientierung der Flüssigkristall-Moleküle in Phasenmodulatoren (und in LC-Displays) ist das mechanische Reiben einer Vororientierungsschicht (z. B. aus Polyimid) in einer Vorzugsrichtung [20]. Dabei werden feine Gräben in die Polyimid-Schicht eingeritzt bzw. es finden Ladungstrennungen statt, die u. a. die Flüssigkristall-Moleküle in eine Vorzugsrichtung zwingen. Die genauen Mechanismen, welche die Vororientierung ermöglichen, sind noch nicht hinreichend geklärt [21]. Diese mechanische Methode hat wesentliche Nachteile: Staubreste (Schmutz) auf den Substraten bzw. elektrische Sekundärladungen können die Vororientierung und das Schaltverhalten beeinträchtigen.

Eine weitere, nichtmechanische Methode besteht in der Bestrahlung einer für UV-Licht empfindlichen Polymerschicht. Das UV-Licht muss dabei in Richtung der zu erzielenden Vororientierung polarisiert sein [22]. Während der Bestrahlung bilden sich in der Polymerschicht durch chemische Reaktionen Seitenketten, welche die Flüssigkristall-Moleküle in der gewünschten Weise dauerhaft vororientieren [23]. Diese Methode erlaubt auch das gezielte Einbringen von unterschiedlich strukturierten Mustern verschiedener Vororientierungen in die gleiche Flüssigkristall-Zelle.

Die homeotrope Vororientierung wird häufig mittels oberflächenaktivierender Verbindungen (z. B. Lecithin oder Alkoxy-Benzoesäuren) bzw. organometallischen Verbindungen erzielt. Daneben kann die Beschichtung mit einigen kristallinen Spaltprodukten wie Al_2O_3 oder LiNbO_3 , sowie direktes Ätzen der Glassubstrate eine stabile homeotrope Orientierung hervorbringen [24]. Auch die oben beschriebene UV-Licht-Methode kann hierfür angewandt werden.

2.6.2 Freedericksz-, DAP- und TN-Zellen

Anhand der zugrunde liegenden Vororientierung werden die Flüssigkristall-Zellen in Freedericksz, DAP (Distorted Alignment Phase) und TN (Twisted Nematic) kategorisiert. Allen dreien gemeinsam ist die Möglichkeit, die Phase des einfallenden Lichts elektrisch zu modulieren.

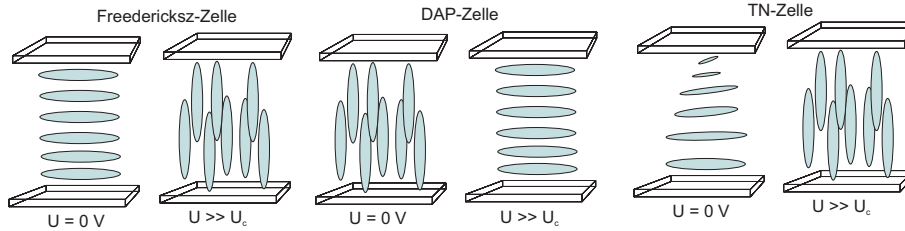


Abb. 2.12: Kategorisierung der Flüssigkristall-Zellen

Bei der Freedericksz-Zelle sind die Flüssigkristall-Moleküle (in der Regel mit positiver dielektrischer Anisotropie) parallel zu den Substraten angeordnet, wodurch im feldfreien Fall die maximale Phasenverzögerung zwischen den beiden Polarisationsrichtungen erreicht wird. Die Schwellspannung V_{th} , bei der die Moleküle im elektrischen Feld zu reorientieren beginnen, wird Freedericksz-Schwelle genannt und ist von $\Delta\epsilon$ und den Elastizitätskonstanten K_{11} , K_{22} und K_{33} folgendermaßen abhängig [9]:

$$V_{th} = \pi \sqrt{\frac{K_{11} + \frac{(K_{33} - 2K_{22})}{4}}{\epsilon_0 \Delta\epsilon}} \quad (2.17)$$

Bei der DAP-Zelle sind die Moleküle mit negativem $\Delta\epsilon$ (dadurch orientieren sich die Moleküle senkrecht zum äußeren elektrischen Feld) homeotrop angeordnet, so dass die maximale Phasenverzögerung bei einer vollständigen Auslenkung erreicht wird.

Bei TN-Zellen, die in der LCD-Technologie ihre Anwendung finden, sind die Moleküle gegeneinander gedreht (insgesamt um 90°) angeordnet (vergleiche Abb. 2.12), so dass einfallendes, linear polarisiertes Licht eine Drehung der Polarisationsrichtung über die Dicke der Zelle erfährt. Bei angelegtem Feld wird diese verdrehte Anordnung der Moleküle gebrochen, so dass die Polarisationsdrehung nicht aufrecht erhalten werden kann. Durch Anbringen entsprechender Polarisatoren kann zwischen Hell und Dunkel geschaltet werden.

Für die TN-Zelle liefert K_{11} den entscheidenden Beitrag [9], wodurch sich die Gleichung (2.17) vereinfachen lässt zu:

$$V_{th} \cong \pi \sqrt{\frac{K_{11}}{\epsilon_0 \Delta\epsilon}} \quad (2.18)$$

Kapitel 3

Theoretische Bestimmung der Schaltzeit von Flüssigkristall-Modulatoren

Das Schaltverhalten, insbesondere die Schaltzeiten, der nematischen Flüssigkristalle spielt eine wesentliche Rolle für diverse Anwendungen. Die Schaltzeit ist die Zeit, die der Direktor \mathbf{n} der Flüssigkristall-Moleküle für eine Reorientierung aus seiner Ausgangsposition benötigt. Dabei unterscheiden sich die Mechanismen des Einschaltvorgangs in einem äußeren Feld und der Relaxation während des Ausschaltvorgangs (Abschalten des Feldes), woraus unterschiedliche Zeitkonstanten resultieren. Im folgenden Kapitel werden die physikalischen Aspekte analysiert und ein theoretisches Gerüst zur Beschreibung der in dieser Arbeit vorgestellten Konzepte und Experimente zur Verbesserung der Gesamtschaltzeit ausgearbeitet. Für die nachfolgende Herleitung der Schaltzeiten wird ein äußeres, elektrisches Feld zugrunde gelegt.

Für die theoretische Ermittlung der Schaltzeiten ist die Kenntnis über den Ausgangszustand der Direktorverteilung \mathbf{n} des Flüssigkristall-Mediums erforderlich.

Um im stationären Zustand die Direktorverteilung zu ermitteln, muss die totale freie Energie (auch Gibbs-Energie genannt) minimiert werden. Das bedeutet, durch die Verkipfung des Direktors \mathbf{n} ($\Delta\varepsilon > 0$: parallel zum äußeren Feld; $\Delta\varepsilon < 0$: senkrecht zum Feld) wird ein Gleichgewichtszustand, d. h. eine Minimierung der totalen freien Energie erreicht. Im Gegensatz dazu wird im dynamischen Fall die Direktorverteilung aus dem Gleichgewicht zwischen elastischem Drehmoment und von dem durch das elektrische Feld induziertem Drehmoment hergeleitet.

Die totale freie Energie setzt sich für Nematene aus der dielektrischen freien Energie, die aus der Wechselwirkung der dielektrischen Anisotropie der Flüssigkristall-Moleküle mit einem äußeren E-Feld resultiert, und der freien Energie aus der elastischen Verformung zusammen.

3.1 Herleitung der Direktorverteilung

Im Folgenden wird die Direktorverteilung von einer parallel orientierten, nematischen Flüssigkristall-Zelle mit positiver dielektrischer Anisotropie hergeleitet. Dazu wird die Orientierung des Direktors \mathbf{n} des Flüssigkristall-Mediums in die xy -Ebene gelegt, wobei ein äußeres E-Feld in z -Richtung angelegt wird, wodurch die Auslenkung der Moleküle in der xz -Ebene stattfindet. Übersteigt die elektrische Feldstärke den Freedericksz-Schwellwert (vgl. 2.6.2), werden die Flüssigkristall-Moleküle aus ihrer Ausgangslage ausgelenkt, wobei in der Zellmitte (in z -Richtung, siehe Abb. 3.1) die Auslenkung am größten ist ($\phi = \phi_m$). Am Randbereich ist die Auslenkung, bedingt durch die starke Randanbindung, klein. Der Betrag der Auslenkung $\phi(z)$ ist eine Funktion der räumlichen Entfernung der Moleküle zu den Randflächen.

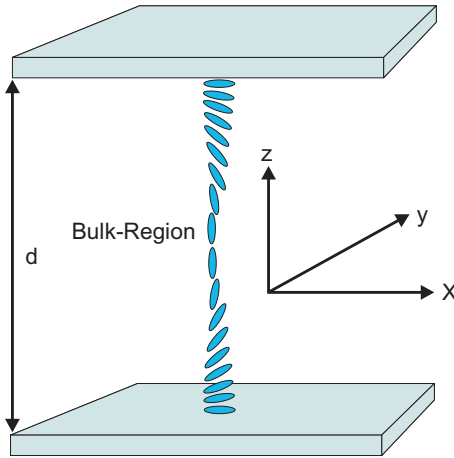


Abb. 3.1: Zugrunde liegende Geometrie zur Herleitung der Direktorverteilung

Zur Minimierung der Gibb'schen Energie pro Volumeneinheit (G) wird der folgende Ansatz gemacht [4]:

$$G = \int [F_{elast} + F_{diel}] dz \quad (3.1)$$

F_{elast} beschreibt hierbei die freie Energie der elastischen Verformung und F_{diel} die Wechselwirkungsenergie mit dem äußeren Feld. Die elastische freie Energie einer deformierten nematischen Flüssigkristall-Schicht im stationären Fall kann durch die Frank-Oseen-Gleichung ausgedrückt werden [4]:

$$F_{elast} = \frac{1}{2} \{ K_{11}(\nabla \cdot \vec{n})^2 + K_{22}(\vec{n} \cdot \nabla \times \vec{n})^2 + K_{33}(\vec{n} \times \nabla \times \vec{n})^2 \} \quad (3.2)$$

K_{11} , K_{22} und K_{33} beschreiben die drei Elastizitätskonstanten. Sie sind stark temperaturabhängig und u. a. für das Schaltverhalten und die Schwellspannung verantwortlich [9].

Für parallel orientierte Flüssigkristall-Zellen kann die elastische freie Energie weiter vereinfacht werden:

$$F_{elast} = \frac{1}{2} \left(\frac{d\phi}{dz} \right)^2 (K_{11} \cos^2 \phi + K_{33} \sin^2 \phi) \quad (3.3)$$

(Die ausführliche Herleitung zu (3.3) kann in [8] nachgelesen werden.)

Ausgehend von der Gleichung (3.2) und der Direktororientierung $n(z)$ in einem äußeren elektrischen Feld in Richtung der z -Achse, vollführt der Direktor eine Drehung hin zur z -Achse.

Der zweite Term, die dielektrische freie Energie, ist abhängig von der Dielektrizitätskonstanten ε der Flüssigkristalle und dem angelegten elektrischen Feld E , gemäß:

$$F_{diel} = -\frac{1}{2} \varepsilon_0 E^2 (\varepsilon_{\parallel} \cos^2 \phi + \varepsilon_{\perp} \sin^2 \phi) \quad (3.4)$$

Dabei beschreiben ε_{\parallel} und ε_{\perp} jeweils die parallele und senkrechte Komponente der Dielektrizitätskonstante.

Ausgehend von der Frank-Oseen-Gleichung (3.2) hat H. J. Deuling [25] folgende Differentialgleichung (DGL) abgeleitet, mit der die Auslenkung $\phi(z)$ ermittelt werden kann, welche die Gibb'sche freie Energie minimiert:

$$\begin{aligned} (K_{11} \cos^2 \phi + K_{33} \sin^2 \phi) \left(\frac{d^2 \phi}{dz^2} \right) + (K_{33} - K_{11}) \sin \phi \cdot \cos \phi \left(\frac{d\phi}{dz} \right)^2 \\ = \varepsilon_0 \Delta \varepsilon E^2 \sin \phi \cdot \cos \phi \end{aligned} \quad (3.5)$$

Nach weiterer Umstellung ergeben sich folgende zwei wichtige Formeln zur Berechnung von ϕ_m und $\phi(z)$:

$$\frac{V}{V_{th}} = \frac{2}{\pi} \sqrt{1 + \eta} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{\frac{1 + \kappa \eta \sin^2 \psi}{(1 + \gamma \eta \sin^2 \psi)(1 - \eta \sin^2 \psi)}} d\psi \quad (3.6)$$

und

$$\begin{aligned} \frac{2z}{d} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left[\frac{(1 + \kappa \eta \sin^2 \Psi)(1 + \gamma \eta \sin^2 \psi)}{1 - \eta \sin^2 \psi} \right]^{\frac{1}{2}} d\psi \\ = \int_0^{\sin^{-1}\left(\frac{\sin \phi}{\sqrt{\eta}}\right)} \left[\frac{(1 + \kappa \eta \sin^2 \psi)(1 + \gamma \eta \sin^2 \psi)}{1 - \eta \sin^2 \psi} \right] d\psi \end{aligned} \quad (3.7)$$

mit

$$\sin \phi = \sin \phi_m \sin \psi$$

$$\eta = \sin^2 \phi_m$$

wobei V_{th} die folgend beschriebene Freedericksz-Schwelspannung ist:

$$V_{th} = \pi \sqrt{\frac{K_{11}}{\varepsilon_0 \Delta \varepsilon}} \quad (3.8)$$

und

$$\gamma = \frac{\varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{\perp}} - 1$$

$$\kappa = \frac{K_{33}}{K_{11}} - 1$$

Bei Kenntnis der Materialkonstanten der Flüssigkristalle lassen sich damit für eine gegebene Spannung die maximale Auslenkung ϕ_m (3.6) und anhand dessen das gesamte Auslenkungsprofil $\phi(z)$ (3.7) ermitteln. Simulationsergebnisse aus den Arbeiten von K. R. Welford und J. R. Sambles bezüglich der maximalen Direktorauslenkung ϕ_m über die normalisierte Spannung (V/V_{th}) und der Direktorverteilung entlang der Zelle für verschiedene Spannungswerte sind in Abb. 3.2 und 3.3 dargestellt [26] [4]. Darin ist zu erkennen, dass bereits bei doppelter Schwelspannung die maximale Auslenkung erreicht wird, sowie dass diese in der Bulkregion am größten ist. An den Randzonen sind die Bindungskräfte groß, so dass die Auslenkung klein bleibt.

Im dynamischen Fall muss das Drehmoment, das sich durch die Viskosität einstellt und entgegen der Rotation der Direktorachse wirkt, einbezogen werden. Die Dynamik der Reorientierung des Direktors \mathbf{n} wird durch die Erickson-Leslie Gleichung (3.9) beschrieben und gilt sowohl für die parallele als auch für die homeotrope Orientierung. Für parallel orientierte Flüssigkristall-Zellen gilt bei Vernachlässigung von Rückfluss- und Trägheitseffekten [27]:

$$\begin{aligned} & (K_{11} \cos^2 \phi + K_{33} \sin^2 \phi) \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right) + \\ & (K_{33} - K_{11}) \sin \phi \cdot \cos \phi \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 + \\ & \varepsilon_0 \Delta \varepsilon E^2 \sin \phi \cdot \cos \phi = \gamma_1 \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right) \end{aligned} \quad (3.9)$$

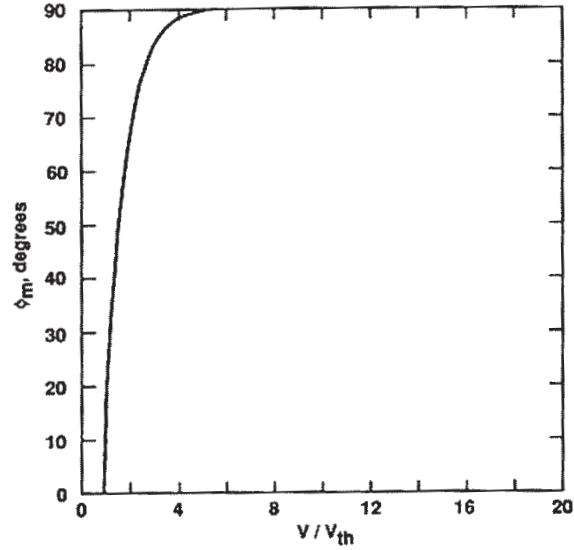


Abb. 3.2: Simulierte maximale Auslenkung des Direktors über der normalisierten Spannung V/V_{th} [26]

Dabei beschreibt γ_1 die Rotationsviskosität, K_{11} die Spreizungs- und K_{33} die Biegunskonstante, $\varepsilon_0 \Delta \varepsilon E^2$ die elektrische Feldenergiedichte, $\Delta \varepsilon$ die dielektrische Anisotropie des Flüssigkristalls und ϕ den Kippwinkel (Auslenkung) des Direktors \mathbf{n} bezogen auf die z-Achse. Diese Gleichung ist in der Regel nur numerisch lösbar. Aber durch folgende Annahmen kann die Gleichung vereinfacht und dann analytisch gelöst werden:

ϕ ist sehr klein, so dass $\sin \phi \sim \phi$ und $K_{11} \sim K_{33}$ gelten (die sog. Kleinwinkel-Approximation)

Dies ist erfüllt, wenn die Ansteuerspannung V nahe der Schwellspannung V_{th} liegt. Die modifizierte Erickson-Leslie-Gleichung lautet dann:

$$K_{33} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right) + \varepsilon_0 \Delta \varepsilon E^2 \phi = \gamma_1 \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right) \quad (3.10)$$

Die Lösung dieser vereinfachten Gleichung führt zu den gleichen Schaltzeiten wie die rigorose Methode der Lösung der allgemeinen Erickson-Leslie-Gleichung [4].

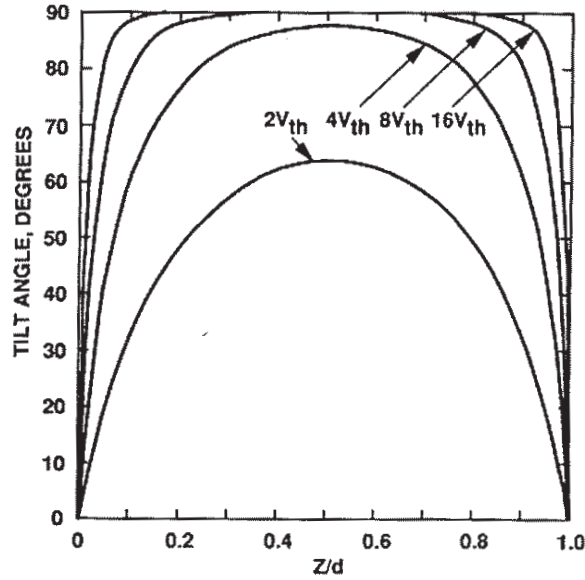


Abb. 3.3: Simuliertes Auslenkungsprofil über der Zelldicke für verschiedene Spannungswerte [26]

3.2 Bestimmung der Ein- und Ausschaltzeiten aus der Erickson-Leslie-Gleichung

Beim Ausschaltvorgang wird die Ansteuerspannung abgeschaltet, so dass die Flüssigkristall-Moleküle sich zum ursprünglichen Zustand relaxieren. In diesem Fall des fehlenden elektrischen Feldes ($\mathbf{E}=0$) kann die modifizierte Erickson-Leslie-Gleichung (3.10) weiter vereinfacht werden:

$$K_{33} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right) = \gamma_1 \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right) \quad (3.11)$$

Diese DGL kann durch folgenden Ansatz gelöst werden:

$$\phi(z, t) = \phi_m \left\langle \frac{\pi z}{d} \right\rangle \exp \left(-\frac{t}{\tau_0} \right) \quad (3.12)$$

mit

$$\tau_0 = \frac{\gamma_1 d^2}{K_{33} \pi^2} \quad (3.13)$$

τ_0 ist dabei die Reorientierungszeit des Direktors in erster Näherung, ϕ_m ist der maximale Kippwinkel des Direktors im angelegten elektrischen Feld, d ist die Zelldicke und z stellt die Position in der orientierten Flüssigkristall-Schicht dar.

Die Ein- und Ausschaltzeiten ($\tau_{rise}, \tau_{decay}$) ergeben sich durch die Anwendung der Methode der Variablenseparation auf die Erickson-Leslie-Gleichung, bei der $\phi(t, z)$ in eine ortsabhängige und in eine zeitabhängige Größe separiert werden:

$$\sin\phi(z, t) = h(t)\sin\psi(z) \quad (3.14)$$

Nach weiterem Umformen (vgl. dazu [4]) ergeben sich folgende Ein- und Ausschaltbeziehungen:

$$\tau_{rise} = \frac{\tau_0}{\left| \left(\frac{V}{V_{th}} \right)^2 - 1 \right|} \quad (3.15)$$

$$\tau_{decay} = \frac{\tau_0}{\left| \left(\frac{V_b}{V_{th}} \right)^2 - 1 \right|} \quad (3.16)$$

Hierbei stellt V_b die Spannung dar, die nach der Relaxierung noch angelegt ist. Die oben angegebenen Zeitkonstanten beschreiben hierbei die Reorientierungszeit des Direktors der Flüssigkristall-Schicht.

Es ist nicht ohne weiteres möglich, die Reorientierungszeit des Direktors zu messen. Es existieren u. a. die Kapazitäts- und die optische Methode, die Reorientierungszeit des Direktors indirekt zu bestimmen [4]:

3.2.1 Die Kapazitätsmethode

Bei der Kapazitätsmethode wird ausgenutzt, dass sich beim Ausschalten des äußeren elektrischen Feldes mit dem Relaxieren der Flüssigkristall-Moleküle auch die effektive Dielektrizitätskonstante und damit die Kapazität der Zelle entsprechend ändert. Es besteht ein einfacher exponentieller Zusammenhang zwischen der Kapazität $C(t)$ zum Zeitpunkt t und der Kapazität C_\perp im feldfreien Zustand:

$$\Delta C(t) = V(t) - C_\perp = \Delta C_0 \exp(-2t/\tau) \quad (3.17)$$

Für eine parallel orientierte Flüssigkristall-Zelle gilt nach Wu für ΔC_0 :

$$\Delta C_0 \approx c_\perp (\Delta\varepsilon/2\varepsilon_\perp) \phi_m \quad (3.18)$$

Über $\frac{\partial}{\partial t}(\frac{\Delta C}{C})$ lässt sich τ ermitteln. Bei Kenntnis der Dicke d der Zelle kann weiterhin der viskoelastische Koeffizient γ_1/K_{11} ermittelt werden, bzw. ist K_{11} einer Flüssigkristall-Mischung bekannt, lässt sich die Rotationsviskosität γ_1 bestimmen [4].

3.2.2 Die optische Methode

Wenn die Zelle zum Zeitpunkt $t=0$ der Relaxation mit der Ansteuerspannung V startet, gilt für den Kippwinkel des Direktors die Beziehung (3.12). Die zeitabhängige Phasenmodulation in Abhängigkeit von der Kippwinkeländerung kann wie folgt hergeleitet werden:

Für die Phasendifferenz $\Delta\varphi(V)$ eines linear polarisierten Strahls nach Durchlaufen einer Flüssigkristall-Schicht gilt:

$$\Delta\varphi(V) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^d [n_e(z, V) - n_o] dz \quad (3.19)$$

wobei der effektive Brechungsindex $n_e(z, V)$ vom Kippwinkel $\phi(z, V)$ wie folgt abhängt:

$$n_e(z, V) = \frac{n_e n_o}{\sqrt{n_e^2 \sin^2 \phi(z, V) + n_o^2 \cos^2 \phi(z, V)}} \quad (3.20)$$

Für $V < V_{th}$ gelten $\phi = 0$ und $n_e(z) = n_e$. Für die maximale Phasenverzögerung $\Delta\varphi_{max}$ in Abhängigkeit von der Dicke d der Flüssigkristall-Schicht gilt die Beziehung 2.15

Wenn das elektrische Feld von $V = V_b$ nach $V = 0$ geschaltet wird, gilt für die zeitabhängige Phasenverzögerung die exponentielle Beziehung [4] [27]:

$$\Delta\varphi(t) = \Delta\varphi_0 \exp\left(-\frac{2t}{\tau_0}\right) \quad (3.21)$$

wobei $\Delta\varphi_0 = \Delta\varphi(V_b) - \Delta\varphi(0)$ gilt. Um nun die Zeit der optischen Antwort zu ermitteln, muss die Intensitätsmodulation betrachtet werden. Ein Messaufbau zur experimentellen Bestimmung der Intensitätsmodulation einer Flüssigkristall-Zelle, sowie eine exemplarische Messung sind in Abb. 3.4 dargestellt.

Die normierte, zeitabhängige Intensitätsmodulation $I(t)$ einer Flüssigkristall-Zelle zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren kann folgend bestimmt werden:

$$I(t) = \sin^2\left(\frac{\Delta\varphi(t)}{2}\right) \quad (3.22)$$

Zusammen mit der Gleichung 3.21 folgt:

$$I(t) = \sin^2 \left(\frac{\Delta\varphi_0 \exp\left(\frac{2t}{\tau_0}\right)}{2} \right) \quad (3.23)$$

und für die normierte Transmission bei $t = 0$ folgt:

$$I_0 = \sin^2 \left(\frac{\Delta\varphi_0}{2} \right) \quad (3.24)$$

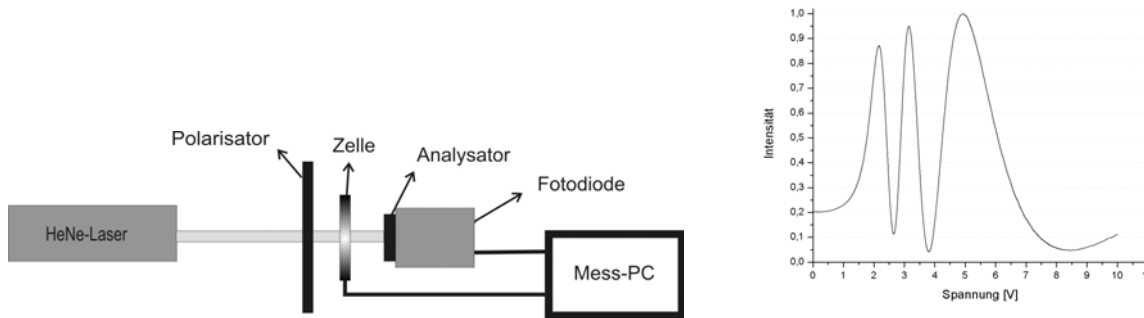


Abb. 3.4: Aufbau zur Intensitätsmessung zwischen gekreuzten Polarisatoren und eine exemplarische Intensitätsmodulation einer $12 \mu m$ dicken Flüssigkristall-Zelle.

Für alle folgenden Messungen und Berechnungen der Schaltzeit liegt die Änderung der transmittierten Intensität von 90 % zu 10 % bzw. von 10 % zu 90 % zugrunde. Betrachten wir die transmittierte Intensität zu den Zeiten t_{90} und t_{10} , folgt aus der Gleichung (3.23) für I_{90} und I_{10} :

$$I_{90} = 0,9 \cdot I_0 = \sin^2 \left(\frac{\Delta\varphi_0 \exp\left(\frac{2t_{90}}{\tau_0}\right)}{2} \right) \quad (3.25)$$

$$I_{10} = 0,1 \cdot I_0 = \sin^2 \left(\frac{\Delta\varphi_0 \exp\left(\frac{2t_{10}}{\tau_0}\right)}{2} \right) \quad (3.26)$$

Zusammen mit der Gleichung (3.24) folgt für die optische Ausschaltzeit T_{decay} von 90 % zu 10 %:

$$T_{decay} = t_{10} - t_{90} = \frac{\tau_0}{2} \ln \left(\frac{\sin^{-1} \left(\sqrt{0,9} \sin \left(\frac{\Delta\varphi_0}{2} \right) \right)}{\sin^{-1} \left(\sqrt{0,1} \sin \left(\frac{\Delta\varphi_0}{2} \right) \right)} \right) \quad (3.27)$$

Die Gleichung (3.27) beschreibt die Abhängigkeit der optischen Ausschaltzeit (Phasenverzögerungszeit) T_{decay} von der Reorientierungszeit τ_0 des Direktors \mathbf{n} der Flüssigkristallschicht.

Für die Einschaltzeit gilt:

Zur Beschreibung der Einschaltzeit muss zusätzlich die dielektrische Anisotropie im elektrischen Feld betrachtet werden. Die Gleichung (3.10) kann nach L. M. Blinov [28] wie folgt geschrieben werden:

$$\xi^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + \phi - \frac{1}{2} \phi^3 = \Lambda \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (3.28)$$

mit

$$\Lambda = \frac{\gamma_1}{\varepsilon_0 \Delta \varepsilon E^2}$$

und

$$\xi^2 = \frac{K_{33}}{\varepsilon_0 \Delta \varepsilon E^2}$$

wobei die elektrische Feldstärke mit $E = V_b/d$ eingeht. Die Ansteuer-Spannung V_b muss dabei der Bedingung $(V_b - V_{th})/V_{th} \leq 1$ genügen. Die Lösung der Gleichung (3.28) kann dann wie folgt approximiert werden:

$$\phi = \phi_m(t) \sin\left(\frac{\pi z}{d}\right) \quad (3.29)$$

und zusammen mit Gleichung (3.28) ergibt sich die DGL:

$$\left[1 - \left(\frac{V_{th}}{V}\right)^2\right] \phi_m - \frac{\phi_m^3}{2} = \lambda \left(\frac{d\phi_m}{dt}\right) \quad (3.30)$$

Die Lösung dieser DGL lautet:

$$\phi_m^2 = \frac{\phi_\infty^2}{1 + \left[\frac{\phi_\infty^2}{\phi_0^2} - 1\right] \exp\left(-\frac{2t}{\tau_r}\right)} \quad (3.31)$$

Dabei beschreibt τ_r die Einschaltzeit (rise time) des Direktors des Flüssigkristalls mit

$$\tau_r = \frac{\gamma_1}{|\varepsilon_0 \cdot |\Delta\varepsilon| \cdot E^2 - \left(\frac{\pi^2}{d^2}\right) K|} = \frac{\tau_0}{\left|\left(\frac{V}{V_{th}}\right)^2 - 1\right|} \quad (3.32)$$

Mit der Approximation für kleinere Winkel erhält man für die Phasenverzögerung:

$$\Delta\varphi(t) \cong \frac{\Delta\varphi_0}{1 + \left[\frac{\phi_\infty^2}{\phi_0^2} - 1\right] \exp\left(-\frac{2t}{\tau_r}\right)} \quad (3.33)$$

Setzt man diese in die Gleichung (3.21) ein, führt das zu der Intensität:

$$I(t) = \sin^2 \left(\frac{\Delta\varphi_0/2}{1 + \left[\frac{\phi_\infty^2}{\phi_0^2} - 1\right] \exp\left(-\frac{2t}{\tau_r}\right)} \right) \quad (3.34)$$

Für $t \rightarrow \infty$ verschwindet der exponentielle Term und $I(t)$ erreicht ein Plateau (Sättigung, wobei die Flüssigkristall-Moleküle im E-Feld homeotrop ausgerichtet sind):

$$I(\infty) = \sin^2 \left(\frac{\Delta\varphi_0}{2} \right) \quad (3.35)$$

Die optische Einschaltzeit kann wiederum ermittelt werden, indem die Transmissionsänderung im Zeitintervall t_1 bis t_2 entsprechend von 10 % nach 90 % bestimmt wird. Für die optische Einschaltzeit T_{rise} folgt damit [27]:

$$T_{rise} = t_{90} - t_{10} = \frac{1}{2} \frac{\tau_0}{\left|\left(\frac{V}{V_{th}}\right)^2 - 1\right|} \ln \left(\frac{\frac{\Delta\varphi_0/2}{\sin^{-1}\left(\sqrt{0,1} \sin\left(\frac{\Delta\varphi_0}{2}\right)\right)} - 1}{\frac{\Delta\varphi_0/2}{\sin^{-1}\left(\sqrt{0,9} \sin\left(\frac{\Delta\varphi_0}{2}\right)\right)} - 1} \right) \quad (3.36)$$

Die Gleichung (3.36) verknüpft die optische Einschaltzeit T_{rise} mit der Einschaltzeit des Direktors τ_r .

Die hier theoretisch ermittelten Beziehungen werden im Kapitel 4.8.2 mit entsprechenden Materialparametern zur Verifizierung der experimentellen Ergebnisse herangezogen.

Kapitel 4

Schaltzeitreduzierung durch netzwerkstabilisierte Flüssigkristalle

Das Hauptziel der vorliegenden Arbeit besteht in der Verbesserung der Gesamtschaltzeit von Flüssigkristall-Modulatoren bei gleichzeitig zu realisierenden höheren Gesamtphasenhüben. Höhere Gesamtphasenhübe erlauben eine refraktive Realisierung optischer Funktionen mit geringem Aufwand und hoher Qualität. Beispiele hierfür sind refraktive Strahl- ablenker und adaptive Linsen, bzw. integrierte optische Elemente.

Wie bereits beschrieben und hergeleitet, ist die Einschaltzeit im elektrischen Feld wesentlich kleiner als die Ausschaltzeit, die unter normalen Bedingungen durch die Relaxation der Flüssigkristall-Moleküle (Rückstellkräfte) bestimmt wird. Die Randanbindungskräfte, sowie die Viskosität der Flüssigkristalle sind die wesentlichen Faktoren für die Relaxation.

Die Reorientierungszeit des Direktors \mathbf{n} in einer einheitlich orientierten Flüssigkristall-Schicht ist sowohl beim Einschalten, als auch beim Ausschalten direkt linear proportional zur Rotationsviskosität γ_1 und proportional zu dem Quadrat der Zelldicke d ($\tau_0 \sim \gamma_1 d^2$, vgl. Gleichung 3.13). Der Spreitz-Elastizitätskoeffizient K_{11} spielt eine untergeordnete Rolle bei der Optimierung von Schaltzeiten, da er weit weniger variabel ist [9].

Die Rotationsviskosität γ_1 beschreibt den Widerstand der Flüssigkristall-Moleküle gegen eine Rotationsbewegung um ihre Längsachse. Dies hängt mit intermolekularen Wechselwirkungen, z. B. mit der Dipol-Dipol-Wechselwirkung der starken polaren Gruppen der Flüssigkristalle, zusammen. Sie ist mit dem Drehmoment M , das auf die Flüssigkristall-Moleküle im Volumen V wirkt, wie folgt verknüpft [29]:

$$M = \gamma_1 \cdot \omega \cdot V \tag{4.1}$$

Hierbei ist ω die Winkelgeschwindigkeit, mit der Direktor \mathbf{n} rotiert.

Die Rotationsviskosität γ_1 der nematischen Flüssigkristall-Schicht ist insbesondere von dem molekularen Aufbau und der Struktur (so zum Beispiel wird γ_1 am stärksten von der Länge

des Flüssigkristall-Moleküls beeinflusst [9]), sowie von der Temperatur abhängig. Bei geringeren Temperaturen steigt die Rotationsviskosität aufgrund der verminderten molekular-kinetischen Energie und bei steigenden Temperaturen fällt sie rapide ab [8]. Dies kann zur Reduzierung der Schaltzeiten herangezogen werden, wobei aber in Kauf genommen werden muss, dass bei steigender Temperatur die Doppelbrechung entsprechend zurück geht (vgl. Abb. 2.3). Die Abb. 4.1 stellt den Zusammenhang zwischen der Rotationsviskosität und der dielektrischen Anisotropie dar. Eine detaillierte mathematische Modellierung und Beschreibung des Zusammenhangs von γ_1 mit der Temperatur ist in [4] zu finden.

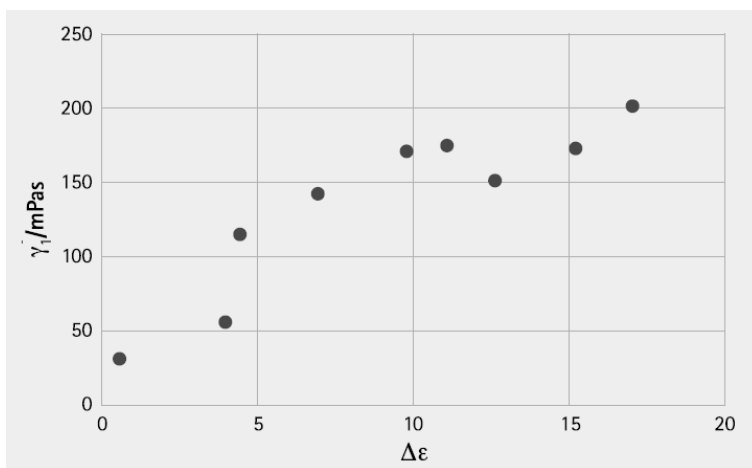


Abb. 4.1: Zusammenhang zwischen der Rotationsviskosität γ_1 und der dielektrischen Anisotropie $\Delta\epsilon$ einer Flüssigkristall-Mixtur. Starke polare Substituenten verlängern die Längsachse der Flüssigkristall-Moleküle, die für steigendes $\Delta\epsilon$ verantwortlich sind, aber auch gleichzeitig γ_1 erhöhen, wodurch die Schaltzeiten negativ beeinflusst werden [30].

Wie bereits oben aufgeführt, beeinflusst γ_1 das Schaltverhalten der Flüssigkristall-Modulatoren maßgeblich. Die Reduzierung von γ_1 durch Molecular-Engineering ist nicht Gegenstand dieser Arbeit. Die Reduzierung der Schaltzeit durch Optimierung der Betriebstemperatur wurde für verschiedene Flüssigkristall-Mixturen eingehend untersucht und wird in Kapitel 5 beschrieben.

Ein zweiter wichtiger Parameter, der die Schaltzeiten erheblich beeinflusst, ist die Dicke der Flüssigkristall-Zelle, weil hier eine quadratische Abhängigkeit vorliegt. Sie spielt eine maßgebliche Rolle, weil sie primär die Randanbindung der Flüssigkristall-Moleküle in der Zelle beeinflusst und dementsprechend auch die Relaxation bestimmt. Die Flüssigkristall-Moleküle in der Bulk-Region erfahren eine geringere Randanbindung als die Moleküle unmittelbar an den Zellwänden. Dieser Effekt nimmt mit steigender Zelldicke zu. Eine Reduzierung der Zelldicke führt zwar zu kleineren Schaltzeiten, bewirkt jedoch eine Verminderung des Gesamtphasenhubes (vgl. dazu Formel 2.15).

Konventionelle Flüssigkristall-Phasenmodulatoren bestehen in der Regel aus zwei Glassubstraten, deren Innenflächen mit leitenden, transparenten Metalloxid-Elektroden (in der

Regel Indium-Tin-Oxide, ITO) zur elektrischen Ansteuerung versehen sind, sowie einer Polyimidschicht zur Vororientierung der Flüssigkristall-Moleküle. Die Zelldicke wird durch Abstandhalter vorgegeben (siehe Abb. 4.2). Die Elektroden können nach Funktionsvorgabe strukturiert oder über die gesamte Fläche homogen aufgebracht sein. Beispiele für strukturierte Elektroden sind bei dem Kompensator für Wellenfront-Aberrationen, dem Multifunktionselement und dem Speckle-Reduzierer zu finden (siehe dazu Kapitel 6.2, 8 und 9.2).

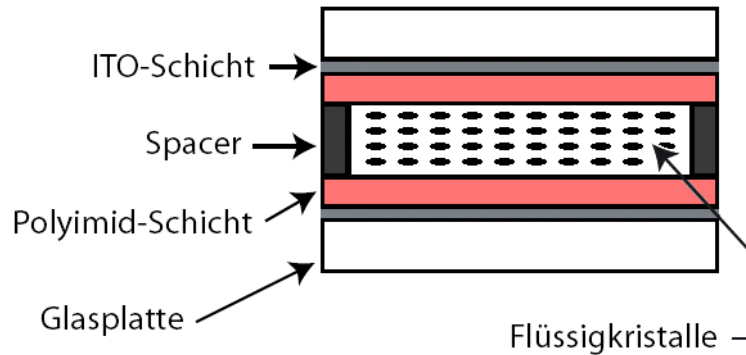


Abb. 4.2: Aufbau eines Flüssigkristall-Phasenmodulators

Die Randanbindung der eingebetteten Flüssigkristall-Moleküle erfolgt dabei nur an den beiden Substratoberflächen bzw. an der Polyimidschicht aufgrund von Van der Waals- und zwischenmolekularen Wechselwirkungskräften. Durch Vergrößern der eingrenzenden Randoberfläche können die Randanbindungskräfte für Flüssigkristall-Moleküle auch in den Regionen erhöht werden, die sich sonst von den Glassubstrateingrenzungen relativ weit entfernt befinden. Eine erhebliche Reduzierung der Relaxationszeit ist die Folge [31], [32].

Unser Ansatz zur Verbesserung der (Aus-) Schaltzeit besteht darin, die Randanbindung durch ein massives Vergrößern der Begrenzungsfläche der Flüssigkristall-Moleküle zu erhöhen und dadurch die Relaxation zu beschleunigen. Das bedeutet eine Einbettung der Flüssigkristall-Moleküle in kleinere Subdomänen ($\varnothing \sim \mu\text{m}$), wodurch effektiv die Zelldicke reduziert wird, weil jede Subdomäne individuell zu der Randanbindung beiträgt. Das ist z. B. durch die Verwendung polymerstabilisierter Flüssigkristall-Netzwerke bzw. sog. Filled-Nematics (in Kombination mit Ferronematen) realisierbar.

Im Folgenden werden die Grundlagen der hierfür notwendigen Techniken erläutert, die verschiedenen Methoden der Realisierung vorgestellt, Herstellungstechniken beschrieben und die experimentellen Ergebnisse diskutiert. Abschließend werden die theoretischen Herleitungen mit experimentell ermittelten Resultaten verglichen.

4.1 Flüssigkristall-Netzwerke zur Oberflächenvergrößerung

4.1.1 a) Filled Nematics (FN)

Unter Filled Nematics versteht man eingebettete nematische Flüssigkristalle in schaumartigen Netzwerkstrukturen, wodurch einige Eigenschaften gegenüber reinen Nematosen, z. B. die Relaxation, wesentlich verbessert werden können. Die Netzwerkstruktur wirkt sich stabilisierend auf die Orientierung der eingebetteten Flüssigkristall-Moleküle aus. Die Abb. 4.3 stellt schematisch die FN-Struktur dar.

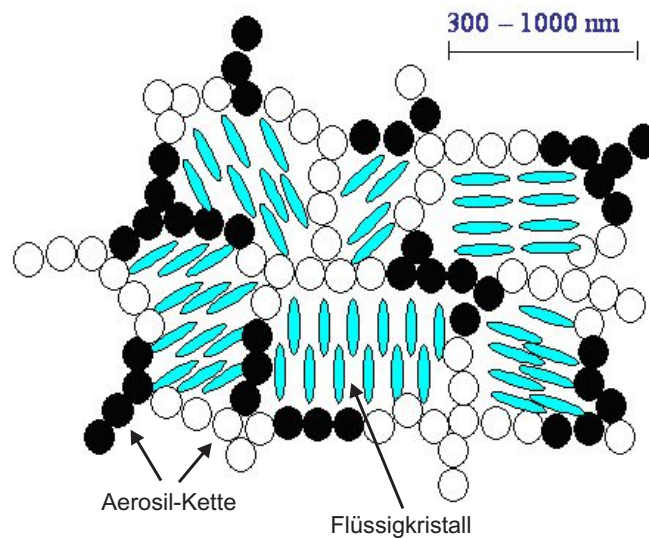


Abb. 4.3: Schematische Darstellung der FN-Gebilde [33]

Es sind zurzeit verschiedene Methoden zur Bildung dieser Subdomänen der FN bekannt. Ein gängiges Verfahren ist folgendes: Es werden Ketten aus Aerosilkugeln (ein pyrogenes Silica der Firma Degussa) gebildet, welche die einzelnen Subdomänen mit eingebetteten Flüssigkristall-Molekülen abgrenzen [33]). Die Primärteilchen dieser Aerosilnanokugeln weisen eine sehr große spezifische Oberfläche von 50 bis 380 m²/g aus. An der Oberfläche können verschiedene funktionale Gruppen angebracht werden. An der unbehandelten Oberfläche der Aerosilnanokugel befinden sich lediglich die Siloxangruppen (Si-O-Si) und die Silanolgruppen (Si-O-H). Die Siloxangruppen der primären Nanokugeln verbinden sich zu kettenförmigen Aggregaten und formen sich weiter durch die Wasserstoffbrückenbindungen der Silanolgruppen zu Agglomeraten und stabilisieren sich zu einem dreidimensionalen Gebilde (siehe Abb. 4.4). Dieses Gebilde kann durch äußere Einflüsse (E-Feld, mechanische Einflüsse) wieder in Agglomerate zerlegt und neu formiert werden. Die eingebetteten Flüssigkristall-Moleküle weisen innerhalb der einzelnen Subdomäne eine quasi-einheitliche

Orientierung auf, wohingegen die einzelnen Subdomänen zueinander zufällig orientiert sind. Zusammen mit der großen Anisotropie des Flüssigkristalls führt dies zu Streuung und einem milchigen Aussehen des FNs.

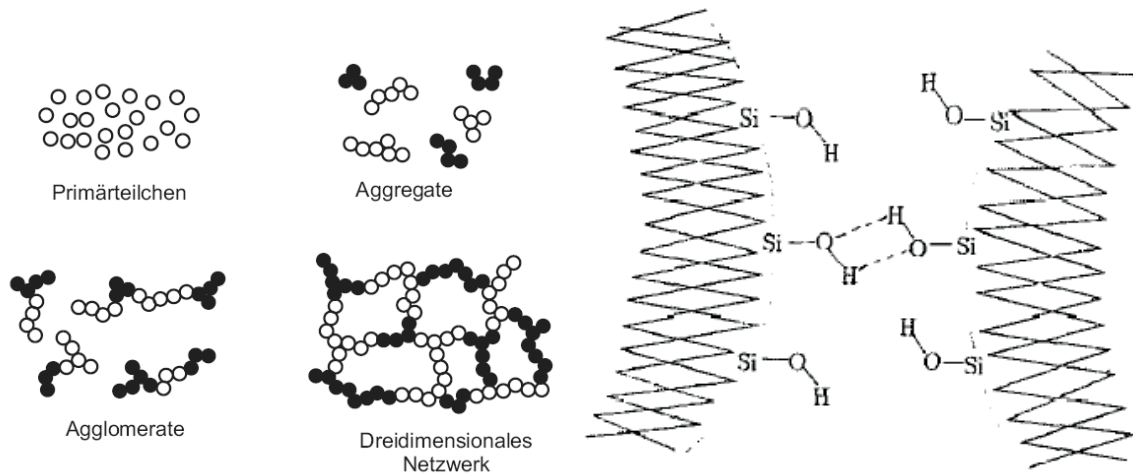


Abb. 4.4: Formung der FN-Struktur anhand vorhergehender Prozess-Schritte (entnommen aus [33], [34])

Die Strukturgrößen der Subdomänen bewegen sich in der Regel zwischen 100 nm und 1 μm . Zur Bildung des FN-Netzwerkes genügen wenige Volumenprozent Aerosil (typischerweise 2 bis 3 Volumenprozent), wobei sich ihr Anteil auf die Stabilität (Elastizität) des gesamten Netzwerkgebildes auswirkt. Eine ausführliche Beschreibung zur Herstellung der Filled Nematics ist u. a. in [33] und [34] zu finden.

Filled Nematics sind Gegenstand der Forschung und noch nicht zu kommerziellen Produkten ausgereift. Ein Grund dafür ist ihre Bistabilität beim Schalten. Durch den Mechanismus der optisch induzierten Reorientierung (z. B. durch die elektrische Feldkomponente des Laserstrahls) können die Flüssigkristall-Moleküle in den einzelnen Subdomänen in Richtung des Feldes ausgerichtet werden. Dadurch wird lokal eine Brechungsindexvariation hervorgerufen, womit gezielt Informationen dargestellt und wieder mit einem ausreichend starken elektrischen Feld gelöscht werden können. Durch Anlegen eines elektrischen Potentials an die FN-Zelle richten sich die Flüssigkristall-Moleküle homeotrop aus, so dass die Zelle transparent wird. Auch nach Abschalten des Feldes bleibt dieser Zustand erhalten, weil sich das Netzwerkgebilde neu formiert und stabilisiert hat. Durch einen fokussierten Laserstrahl können lokale Streuzentren gemäß der darzustellenden Information erzeugt werden. In diesem Fall erzwingt die E-Feld-Komponente des fokussierten Laserstrahls das Aufbrechen des lokalen Netzwerkes und eine Zerstörung der homeotropen Vororientierung. Dieses Verfahren wird zum Beispiel für bistabile (mit den Zuständen „streuend“ und „nicht-streuend“) Displays mit außerordentlich hoher Auflösung im Bereich einiger Mikrometer eingesetzt [33]. Die Vermeidung der Polarisationsfilter, die in konventionellen Flüssigkristall-Displays

verwendet werden, erhöht die Helligkeit und Brillanz der FN-Displays. Das bistabile FN-Display eignet sich aber nicht für eine dynamische Darstellung bewegter Bilder, was seine Anwendungsmöglichkeiten einschränkt.

Wird das FN-Netzwerkgebilde samt allen in den Subdomänen homogen vororientierten Flüssigkristall-Molekülen dauerhaft fixiert, so dass keine Restrukturierung des Polymernetzwerkes nach Anlegen oder Abschalten eines elektrischen Feldes stattfinden kann, erfolgt eine reine Reorientierung der Flüssigkristall-Moleküle innerhalb der Subdomänen mit deutlich höherer Relaxationsgeschwindigkeit.

4.1.2 b) Polymer stabilisierte Flüssigkristall-Netzwerke

Eine gängige Methode, Flüssigkristalle in Netzwerken zu stabilisieren, ist die Verwendung von Polymeren. Prinzipiell unterscheidet man je nach Konzentration von Polymer und Flüssigkristall zwischen Polymer Dispersed Liquid Crystals (PDLCs) und Polymer Stabilized Liquid Crystals (PSLCs). PDLCs bestehen in der Regel aus weniger als 30 Prozent Flüssigkristall in einer Polymermatrix verteilt. Dabei formieren sich die Flüssigkristall-Moleküle in der Mischung zu wenigen μm großen Tröpfchen (sog. *Droplets*). PDLCs können durch Einkapselung oder durch die Phasenseparationsmethode hergestellt werden. Die Phasenseparationsmethode ist gängig und einfacher zu realisieren. Neben der Phasenseparierung durch thermische Aushärtung der Polymere, die zum ersten Mal durch Doane et al. 1986 gezeigt wurde, existieren die Methoden des Verdampfens von Lösungsmittel aus einer Flüssigkristall-Polymer-Mischung [35], der temperaturinduzierten Phasentrennung bei Abkühlung der Flüssigkristall-Polymer-Mischung [36], sowie der Photopolymerisation mittels UV-Lichts [37].

Einsatz finden PDLCs unter anderem in lichtstreuenden Displays, in diversen optischen Schaltern, sowie in großflächigen Abschirmwänden, die opak (undurchsichtig) sind, wenn keine Spannung anliegt bzw. transparent werden, wenn ein elektrisches Feld angelegt wird [38]. Im feldfreien Fall sind die Flüssigkristall-Moleküle in den einzelnen *Droplets* zufällig orientiert, so dass die Polymer-Flüssigkristall-Matrix das einfallende Licht stark streut. In einem ausreichend starken elektrischen Feld reorientieren sich die Flüssigkristall-Moleküle parallel zum Feld (oder senkrecht im Falle negativer dielektrischer Anisotropie), so dass die Streuung zurückgeht, wenn die Brechungsindexkomponente der Längsachse der Flüssigkristall-Moleküle sich der des Polymers annähert.

Überwiegt der Flüssigkristall-Anteil in der Mischung (bis zu ca. 95 Gewichtsprozent) spricht man von Polymer Stabilized Liquid Crystals, wobei in diesem Fall der Flüssigkristall die Matrix bildet und die miteinander vernetzten Polymerketten darin aufgelöst sind. Dadurch soll erreicht werden, dass die Orientierung der in dem Netzwerk eingebetteten Flüssigkristall-Moleküle aufgrund elastischer Wechselwirkung mit dem Polymernetzwerk stabilisiert und aufrechterhalten wird (siehe Abb. 4.5).

Ihre Herstellung erfolgt wie bei PDLCs überwiegend über Photopolymerisation von Monomeren mit Flüssigkristallen in der nematischen Phase. Dabei werden photoreaktive Mo-

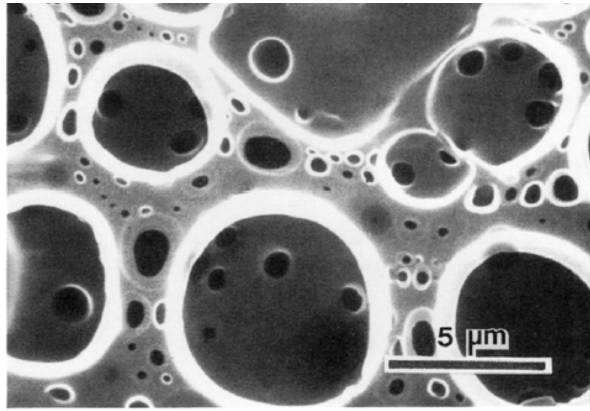


Abb. 4.5: Domänstruktur einer aus E7 und NOA-65 (50:50) hergestellten PSLC-Zelle (entnommen aus [39])

nomere unter Laborbedingungen mit Nematen gemischt und über Kapillarkräfte in die Zelle gefüllt. Anschließend wird die Mischung in der Zelle unter Bestrahlung von UV-Licht zur Photopolymerisation gebracht. Die Beschaffenheit des Flüssigkristalls wird dabei nicht beeinträchtigt. Ein angelegtes elektrisches Feld jedoch verursacht eine Streuung von einfallendem Licht. Die Ursache dafür liegt am Polymernetzwerk, das die initiale Orientierung der Flüssigkristall-Moleküle in ihrer Umgebung beizubehalten zwingt, wohingegen in der Bulk-Region die Moleküle eine Reorientierung im Feld vollziehen. Dadurch bilden sich Zonen mit Brechungsindexvariationen, die das einfallende Licht stark streuen [40].

Eine Standard-Freedericksz-Zelle kann mit FN- bzw. PSLC-Material kapillarisch befüllt und elektrisch geschaltet werden. Durch die Subdomänenstruktur ist die Gesamtoberfläche, die mit den Flüssigkristall-Molekülen in Kontakt kommt, erheblich größer als die zwei Substratwände einer herkömmlichen Freedericksz-Zelle. Wird ein ausreichend großes E-Feld senkrecht zu den Substratwänden angelegt, welche die Flüssigkristall-Polymer-Mischung (bzw. FN) begrenzen, erfolgt eine homeotrope Ausrichtung der Flüssigkristalle in den einzelnen Subdomänen. Beim Ausschalten des Feldes relaxieren die Flüssigkristall-Moleküle wieder in ihre ursprüngliche Lage zurück, wenn vorher das Gebilde z. B. mittels UV-Licht fixiert wird (PSLC). Die Relaxation vollzieht sich mit einer höheren Geschwindigkeit, als bei reinen Nematen.

4.2 PSLC - Materialpräparation

In dieser Arbeit wurde aufgrund der aufwendigen Herstellung auf die Untersuchung von Aerosil-Netzwerken (FN) verzichtet. Wegen der deutlich einfacheren Handhabung wurden UV-härtende Adhesive verwendet (PSLC). Zur Charakterisierung des PSLC-Materials im Hinblick auf die Schaltzeitverbesserung wurde der Einfluss der Konzentration des UV-

Adhesives und der UV-Dosis zur Fixierung (Aushärtung) des Netzwerkes untersucht.

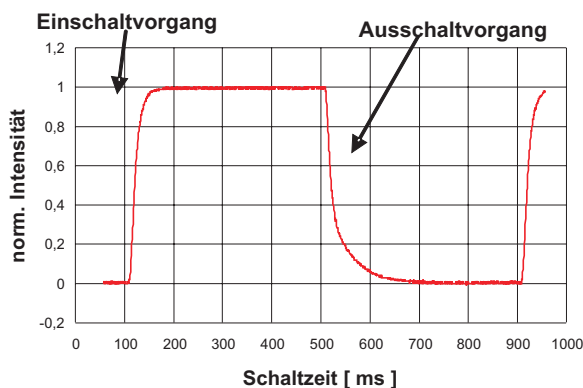


Abb. 4.6: Die Bestimmung der Schaltzeit erfolgt über die Messung der Intensitätsmodulation

Zur Bestimmung der Schaltzeit wurde die Anstiegs- bzw. Abfallzeit der Intensitätsmodulation zwischen 10 % und 90 % betrachtet. Eine exemplarische Schaltzeitmessung ist in Abb. 4.6 für eine ZLI-1132-Zelle gezeigt. Zur Charakterisierung des PSLC-Materials wurden die Ein- und Ausschaltzeit, sowie die Ausschaltzeit unter Ausnutzung des Transient Nematic Effects [41] jeweils für einen Phasenhub von π gemessen. Der Transient Nematic Effect wird beobachtet, wenn die Zelle von einer maximalen Spannung, bei der alle Flüssigkristall-Moleküle vollständig ausgerichtet sind, zunächst auf null Volt geschaltet und anschließend auf einer mittleren Spannung gehalten wird. Durch vollständige Auslenkung erfahren die Moleküle die größtmögliche Rückstellkraft, wenn zwischenzeitlich das elektrische Feld auf null geschaltet wird, wodurch eine Reduzierung der Ausschaltzeit erfolgt [41].

Die Abb. 4.7 bis 4.9 stellen die experimentellen Ergebnisse dar. Als Ausgangsmaterialien der PSLC-Zelle für diese Untersuchungen wurden das UV-Adhäsiv NOA 65 der Firma *Norland Products Inc.*, sowie der Flüssigkristall ZLI-1132 von *Merck* verwendet. Um eine bessere Vergleichbarkeit zu gewährleisten, wurde die Zelldicke für sämtliche nachfolgenden Experimente auf $23 \mu\text{m}$ festgelegt. Es wurde auf eine orientierende Polyimid-Schicht verzichtet und lediglich auf die intrinsische Vororientierung der Flüssigkristall-Moleküle zurückgegriffen, die sich durch die Kapillarkräfte beim Befüllen einstellt. Dabei resultiert keine perfekte, parallele Orientierung. Diese war jedoch ausreichend, um Phasenhübe von mehreren π zu realisieren.

Anhand der Messergebnisse konnte bei einer Adhäsivkonzentration c zwischen 6 % und 14 % (des Gewichts) eine Schaltzeitreduktion festgestellt werden. Im Vergleich zum adhesivfreien Fall ($c = 0 \%$) ist die Schaltzeitverbesserung nur minimal. Das liegt daran, dass die PSLC-Zellen zunächst bei Raumtemperatur präpariert wurden. Die Curing-Temperatur während der Präparation hat Einfluss auf die Domänengröße und folglich auf die Schaltzeit. Bei Vergleichsmessungen konnte festgestellt werden, dass ein Aufheizen der PSLC-Zellen auf

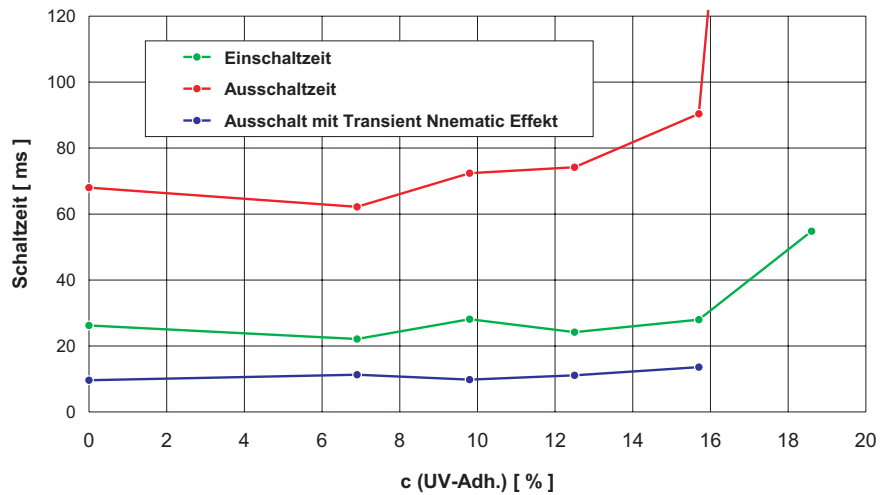


Abb. 4.7: Der Einfluss der Adhesivkonzentration auf die Ein- und Ausschaltzeit für eine Phasenverzögerung von π ist dargestellt. Zusätzlich ist der Transient Nematic Effekt aufgeführt.

eine Temperatur von etwa 100 °C während des Aushärtens mit UV-Licht die Schaltzeit wesentlich reduziert (vgl. dazu Ergebnisse aus Kapitel 4.8) [47].

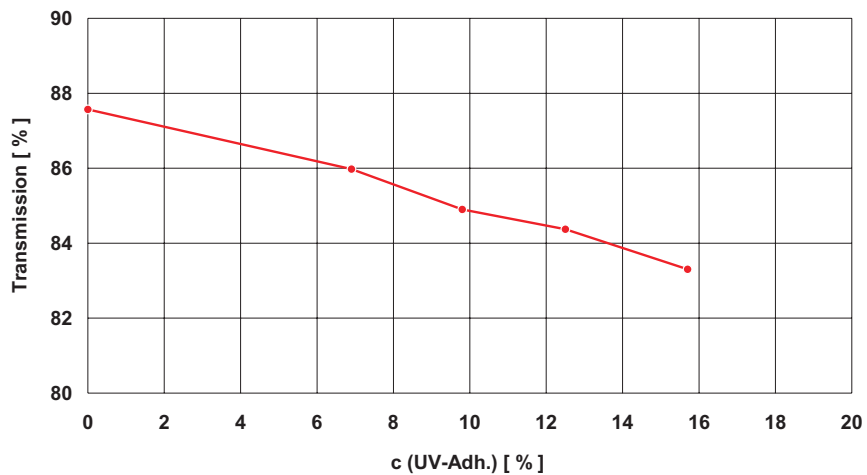


Abb. 4.8: Der Einfluss der Adhesivkonzentration auf die Transmission

Die Abb. 4.8 zeigt den Einfluss der Adhesivkonzentration auf die Transmission einer 23 μm

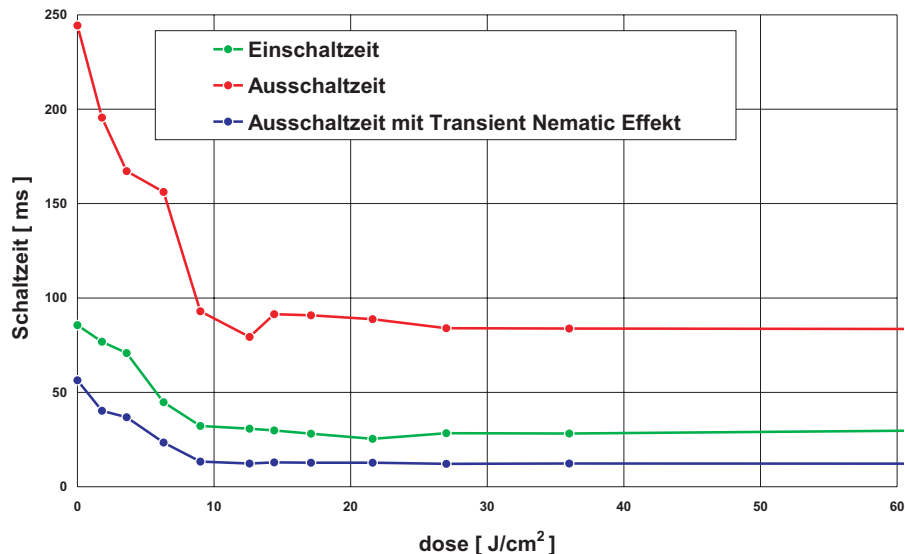


Abb. 4.9: Der Einfluss der UV-Dosis zur Aushärtung der PSLC-Zelle auf die Ein- und Ausschaltzeit für eine Phasenverzögerung von π .

dicken Zelle bei einer Wellenlänge von 633 nm.

4.3 Paralleles Vororientieren der Flüssigkristall-Moleküle in Subdomänen

Das wesentliche Problem der FN- bzw. PSLC-Zelle bei der Verwendung als Phasenmodulator stellt (abgesehen von der reduzierten Transmissionseffizienz durch Streu- und Absorptionsverluste u. a. am Netzwerk) die Realisierung einer einheitlichen Vororientierung der Flüssigkristall-Moleküle, insbesondere planarer, in den einzelnen Subdomänen dar. Sind die Flüssigkristall-Moleküle vor dem Anlegen eines E-Feldes isotrop ausgerichtet (in den Subdomänen selbst aber korreliert), verursacht das Feld im Falle eines positiven $\Delta\varepsilon$ die Ausrichtung aller Flüssigkristall-Moleküle parallel zum Feld, also homeotrop. Wird das Feld vor dem Aushärtungsprozess abgeschaltet, kehren die Flüssigkristall-Moleküle wieder in ihre Ausgangslage zurück, so dass sich in der Regel keine einheitlich und parallel zur Substratoberfläche ausgerichtete Gesamtdomänenstruktur ergibt (bei PSLC), bzw. verharren bei der FN-Struktur aufgrund der Restrukturierung des Netzwerkes in ihrem Zustand. Eine homeotrope Vororientierung im gesamten Bereich der Zelle, die durch Anlegen eines elektrischen Feldes realisiert und anschließend zum Beispiel durch UV-Licht langfristig fixiert werden kann, ist aufgrund der geringen erreichbaren Gesamtphasenverzögerungen nicht sinnvoll. Der für die Phasenmodulation nutzbare Winkelbereich der Reorientierung

ist bei einer homeotropen Vororientierung wesentlich kleiner, wodurch die Gesamtphasenverzögerung minimal bleibt, was aber für manche Anwendungen ausreichend sein kann (z. B. Flüssigkristall-Displays, wofür in der Regel nur ein π an Phasenhub benötigt wird).

Für die Realisierung größerer Gesamtphasenhübe ist eine korrelierte und parallele Vororientierung der Flüssigkristall-Moleküle zu den Substratoberflächen in allen Subdomänen notwendig. Die konventionellen Methoden der parallelen Vororientierung (mechanisches Reiben bzw. UV-Licht-Bestrahlung, vgl. dazu Kapitel 2.6.1) sind für die PSLC- bzw. FN-Zelle nicht anwendbar, weil die orientierenden Schichten direkt auf die betreffenden Oberflächen aufgebracht bzw. mechanisch weiter behandelt werden müssen, was in einem schaumartigen Netzwerkgebilde im Mikrometer-Bereich nicht möglich ist.

Im Folgenden werden alternative Lösungsmethoden zur parallelen Vororientierung der Flüssigkristall-Moleküle innerhalb der Subdomänen vorgestellt, die während dieser Forschungsarbeit entwickelt und untersucht wurden.

Die wesentliche Idee besteht darin, elektrische oder magnetische Felder zur Orientierung der Flüssigkristall-Moleküle zu verwenden. Der Vorteil liegt darin, dass keine zusätzlichen Schichten auf die Oberflächen der Substrate bzw. Domänenwände gebracht bzw. diese mechanisch oder mit Licht weiter behandelt werden müssen. Darüber hinaus kann durch die Verwendung von elektrischen bzw. magnetischen Feldern der gesamte optisch aktive Bereich der Flüssigkristall-Zelle homogen und gleich stark orientiert, sowie eine industrielle Massenfertigung erleichtert werden.

4.4 Vororientierung im Magnetfeld

Die magnetische Anisotropie der Flüssigkristall-Moleküle ist deutlich kleiner als die elektrische. Dies hat zur Folge, dass äußere Magnetfelder eine deutlich geringere Wirkung auf die Flüssigkristall-Moleküle erzielen, wodurch größere Feldstärken zur Reorientierung dieser aus ihrer Ruhelage benötigt werden (in der Regel $\sim 1 \text{ Tesla}$). Die Ausprägung der magnetischen Anisotropie der Nematen ist jedoch von ihrem Substituenten abhängig, so dass eine Auswahl von Nematen existiert, die bereits bei kleineren äußeren Magnetfeldern eine ausreichende Reorientierung zeigen. Dazu zählt z. B. die Mischung ZLI-1132 der Firma *Merck*, die eingehend in nachfolgenden Experimenten untersucht wurde. Der Nachteil dieser Mischung ist ihre mangelhafte Eignung zur Reduzierung der Schaltzeit in PSLC-Netzwerken (vgl. dazu die Messergebnisse magnetisch, elektrisch bzw. mechanisch vororientierter PSLC-Zellen mit ZLI-1132).

Eine von uns weiterentwickelte Methode zur Unterstützung der Auslenkung im Magnetfeld verwendet zusätzlich feine magnetische Partikel als Dopanten (z. B. längliche Ferrit-Partikel in der Größenordnung $< 1 \mu\text{m}$, Fe_3O_4), welche den Flüssigkristallen beigemischt werden. Diese sog. Ferronematen (ohne Polymernetzwerke) wurden erstmalig von Brochard und de Gennes 1970 vorgeschlagen und theoretisch mittels Kontinuumstheorie beschrieben [42]. Werden die Magnetpartikel dem PSLC-Material beigemischt, verteilen sie sich zusammen

mit den Flüssigkristall-Molekülen innerhalb einzelner Subdomänen und sind zunächst zufällig ausgerichtet. Durch Anlegen eines äußeren Magnetfeldes geeigneter Stärke in einer Vorzugsrichtung werden die Magnetpartikel entlang des Feldes ausgerichtet. Die Abbildungen 4.10 und 4.11 verdeutlichen schematisch den Sachverhalt. Es ist dabei zu beachten, dass das magnetische Moment der Ferrit-Partikel entlang ihrer Längsachse ausgeprägt ist [43].

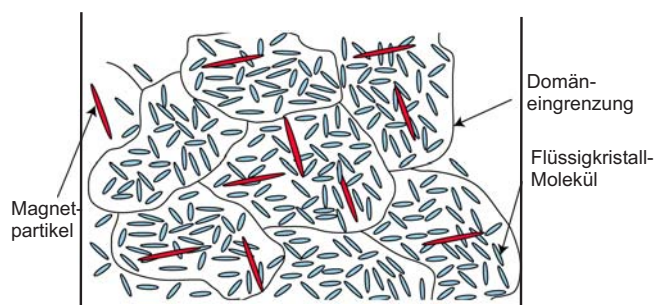


Abb. 4.10: Eine PSLC-Zelle mit aufgelösten Ferrit-Partikeln in schematischer Darstellung. Im feldfreien Fall ist keine einheitliche Orientierung der Partikel bzw. der Flüssigkristall-Moleküle vorhanden.

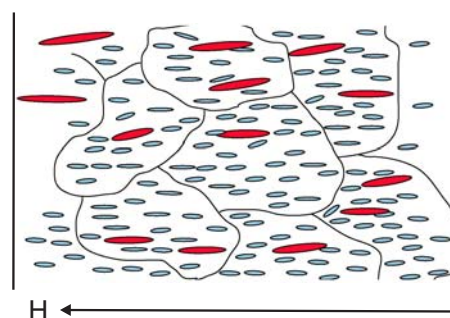


Abb. 4.11: Beim Anlegen eines externen Magnetfeldes orientieren sich die Ferrit-Partikel und mit ihnen die Flüssigkristall-Moleküle in Richtung des Feldes (ZLI-1132).

Durch die Randanbindungskräfte werden die unmittelbar an den Ferrit-Partikeln sich befindenden Flüssigkristall-Moleküle entsprechend mitorientiert. Diese Vororientierung setzt sich durch die intermolekulare Wechselwirkung fort, bis die restlichen Flüssigkristall-Moleküle in der kompletten Subdomäne, sowie in der kompletten Flüssigkristall-Schicht (bei Schichtdicken bis zu $100\ \mu\text{m}$ beobachtet) die Orientierung angenommen haben. Durch Aushärten des PSLCs samt Partikeln mit UV-Licht ausreichender Dosierung kann die durch das Magnetfeld induzierte Vororientierung zusammen mit der Domänenstruktur dauerhaft fixiert werden. Andernfalls löst sich die Vororientierung nach kurzer Dauer ($\sim 20\ \text{sec.}$) wieder auf.

Diese Methode eignet sich zur Herstellung neben planar vororientierter PSLC-Zellen, auch für solche mit frei einstellbarem Pretilt bis hin zu homeotroper Vororientierung. Dazu muss lediglich der Winkel, den der Direktor der Flüssigkristall-Schicht und das Magnetfeld einschließen, dem des einzustellenden Pretilts korreliert werden.

Eine wesentliche Schwierigkeit bei der Verwendung von Magnetpartikeln in früheren Arbeiten war die Klumpenbildung, insbesondere beim Anlegen eines äußeren Magnetfeldes [44]. Dieses Problem tritt bei unseren PSLC-Zellen nicht auf, weil die Polymerwände die Beweglichkeit der Partikel einschränken und somit eine Klumpenbildung verhindern. Innerhalb der einzelnen Subdomänen kann es jedoch weiterhin zur Klumpenbildung kommen.

4.5 Fertigungsmethode der ferronematischen PSLC-Zelle

In diesem Abschnitt wird die Fertigungsmethode für ferronematische PSLC-Zellen vorgestellt, die mit Magnetfeldern vororientiert und mit UV-Licht fixiert werden: Im ersten Schritt werden nematische Flüssigkristalle (hierbei können alle bekannten Nematene, so z. B. auch Dual Frequency Nematene eingesetzt werden), UV-härtende Adhesive (z. B. NOA 65), sowie Magnetpartikel bzw. magnetisierbare Materialien in der Größenordnung von $< 1 \mu\text{m}$ (in der Längsrichtung) beigemischt. Die Mischverhältnisse der jeweiligen Materialien setzen sich nach Erkenntnissen aus dem Kapitel 4.2 zusammen. Eine Beispielmischung ist die folgende: 90 % Flüssigkristall (ZLI-1132 oder E7 von *Merck*), 9,9 % UV-härtendes Polymer (NOA 65) und 0,1 % Magnetpartikel (Ferritpulver). Alle Prozentangaben beziehen sich auf das Gewicht. Mit einem elektrischen Handrührgerät (5.000 bis 20.000 Umdrehungen pro Minute) werden etwa eine Minute lang diese Komponenten gemischt, um ein homogenes Mischgut zu erhalten. Aufgrund der hohen Drehzahl des Rührgeräts werden Luftbläschen in das Mischgut gebracht, die eine homogene Verteilung in der Zelle verhindern. Eine anschließende Ultraschallbehandlung oder Entgasung in einer Vakuumkammer reduzieren die Luftbläschen ausreichend.

Im zweiten Schritt wird eine aus Glassubstraten gefertigte Zelle mit der hergestellten Mischung durch Kapillarkräfte gefüllt und anschließend in einem möglichst homogenen Magnetfeld geeigneter Feldstärke (z. B. 0,5 Tesla) angebracht. Dabei ist auf den Winkel zu achten, den der Direktor \mathbf{n} der Flüssigkristall-Schicht und das Magnetfeld bilden. Er bestimmt den Pretilt: Magnetfeld parallel zur Substratoberfläche ergibt z. B. eine planare Vororientierung der ZLI-1132-Moleküle. Zur gleichen Zeit wird die Zelle mit UV-Licht ($\lambda = 365 \text{ nm}$) bestrahlt, wodurch die Vororientierung samt Subdomänenstruktur ausgehärtet und fixiert wird. Während der gesamten Bestrahlung mit UV-Licht wird die PSLC-Zelle auf einer Temperatur oberhalb der kritischen Temperatur der verwendeten Flüssigkristalle gehalten, so dass sie in der isotropen Phase vorlagen. Zum Heizen wird eine der äußeren Substratflächen der Flüssigkristall-Zelle zusätzlich mit hochohmigem ITO versehen (Widerstand ca. $5 \text{ k}\Omega/\text{sq.}$). An zwei gegenüber liegenden Rändern werden niederohmige Zuleitungselektroden aus Silberleitlack angebracht und an eine Stromquelle angeschlossen (siehe Skizze 4.12). Der Strom, der durch den ITO-Widerstand fließt, heizt die Zelle auf. Die Abb. 4.13 gibt die Temperatur in Abhängigkeit von der elektrischen Leistung wieder. Der Zusammenhang ist quasi linear. Das Aufheizen der Flüssigkristall-Zelle hat zur Folge, dass der Polymerisierungsprozess so beeinflusst wird, wodurch kleinere Domänen entstehen [45]. Kleinere Domänen begünstigen eine stärkere Randbindung, welche die Ausschaltzeit weiter reduziert. Die Zelle wird abschließend endgültig von außen versiegelt und kann dann kontaktiert und eingesetzt werden.

Die hier vorgestellte Methode funktioniert auch mit anderen geeigneten Materialien. Neben UV-härtenden Polymeren zur Bildung der Subdomänenstruktur können z. B. Aerosile verwendet werden (FN), die ebenfalls z. B. durch UV-Licht fixiert werden können. Als magnetische Partikel können alle magnetisierbaren Materialien verwendet werden. Zur Verstärkung der Randanbindung (anchoring) können die Magnetpartikel zusätzlich mit einer

Polymerschicht versehen werden.



Abb. 4.12: Schematische Darstellung der Heizvorrichtung

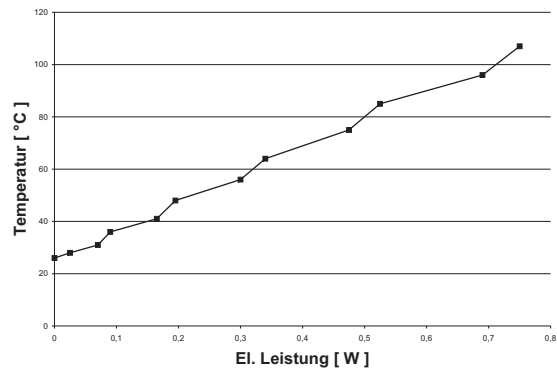


Abb. 4.13: Lineare Abhängigkeit der Temperatur über die elektrische Leistung

4.6 Experimentelle Ergebnisse mit ferronematischen PSLC-Modulatoren

Zur Charakterisierung der ferronematischen PSLC-Materialien wurden zwei Flüssigkristall-Sorten untersucht, die sich darin unterscheiden, dass ihre magnetischen Momente zum einen senkrecht (E7) und zum anderen parallel (ZLI-1132) zur Molekül-Längsachse orientiert sind, sowie unterschiedliche Schaltzeiten zeigen. Die Ausrichtung der magnetischen Momente konnte indirekt anhand der Orientierung der PSLC-Schicht im gerichteten äußeren Magnetfeld festgestellt werden. Das Verhalten von ZLI-1132 bzw. E7 zusammen mit Ferrit-Partikeln im Magnetfeld ist schematisch in den Abbildungen 4.14 und 4.16, sowie experimentell in den Abbildungen 4.15 und 4.17 zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren dargestellt. Es wurde festgestellt, dass sich die Flüssigkristall-Moleküle der ZLI-1132-Mischung primär mit ihrer Längsachse parallel und die E7-Mischung senkrecht zu den Ferrit-Partikeln orientieren.

4.6.1 Schaltverhalten

Zum Ansteuern der PSLC-Zelle werden unabhängig von der Vororientierungsmethode größere Spannungen benötigt, als bei konventionellen Flüssigkristall-Zellen. In der Regel werden zum Schalten einer Standard-PSLC-Zelle der Dicke von $23 \mu\text{m}$ etwa 100 V Wechselspannung benötigt. Im unteren Spannungsbereich (bis ca. 10 V) zeigen die Zellen eine

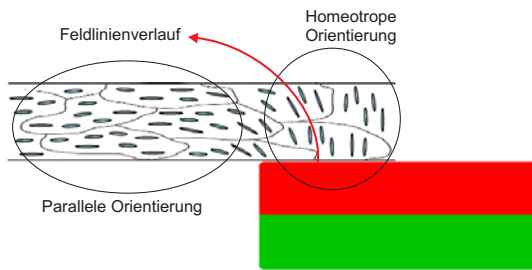


Abb. 4.14: Schematische Darstellung der parallelen Orientierung der ZLI-Moleküle zum Magnetfeld

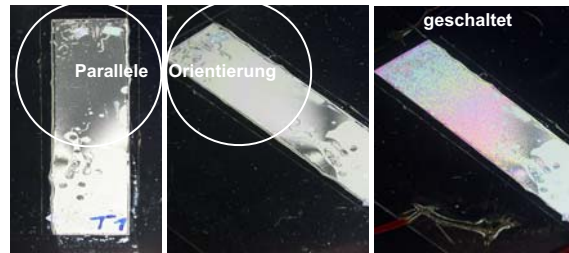


Abb. 4.15: Bestätigung der parallelen Orientierung der ZLI-Moleküle zum Magnetfeld zwischen gekreuzten Polarisatoren. Hierbei wurde keine unterstützende Wirkung der Ferrit-Partikel beobachtet.

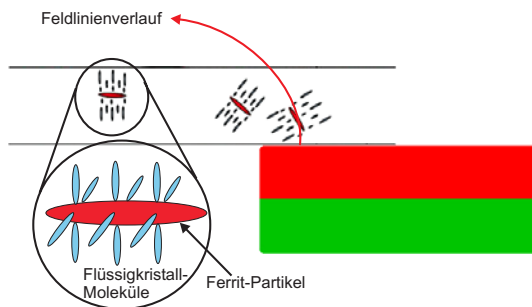


Abb. 4.16: Schematische Darstellung der senkrechten Orientierung der E7-Moleküle zum Magnetfeld. Das erfolgt durch die senkrechte Ankerung der E7-Moleküle an den Ferrit-Partikeln, die sich ihrerseits parallel zum Magnetfeld orientieren. Dadurch verursachen die gekrümmten Feldlinien eine parallele Vororientierung der E7-Moleküle (vgl. Abb. 4.17)

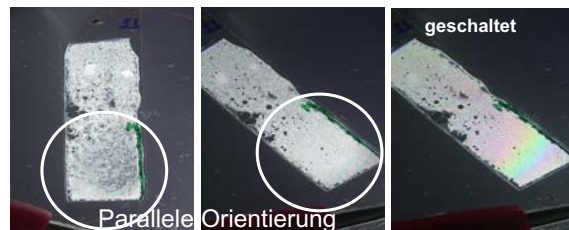


Abb. 4.17: Senkrechte Orientierung der E7-Moleküle zum Magnetfeld zwischen gekreuzten Polarisatoren. Bei entsprechendem Feldlinienverlauf kann eine parallele Vororientierung erhalten werden. Die Ferrit-Partikel unterstützen die primäre Auslenkung der E7-Moleküle.

sehr geringe Reorientierung. Dies liegt daran, dass für die Überwindung der relativ starken Randanbindung im Fall der PSLC eine größere Feldstärke benötigt wird.

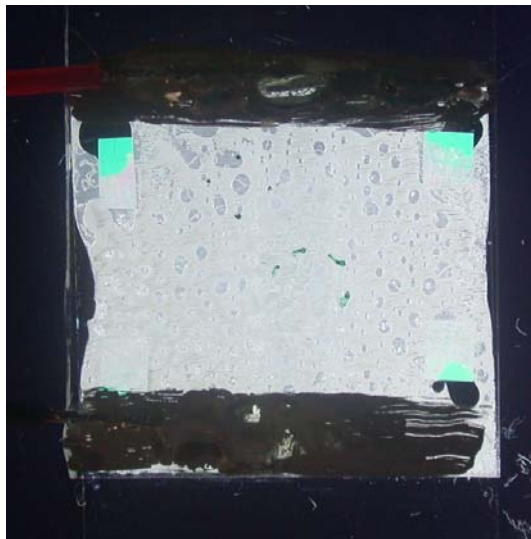


Abb. 4.18: Magnetisch orientierte PSLC-Zelle bestehend aus 85% E7, 14% Adhesiv und 1% Ferrit-Partikel zwischen gekreuzten Polarisatoren

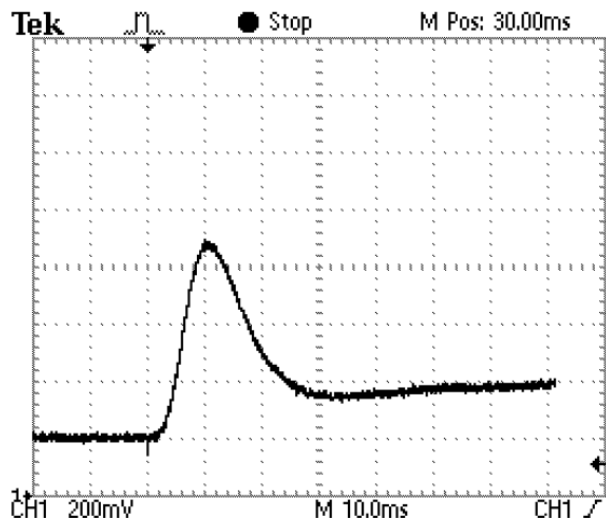


Abb. 4.19: Intensitätsmodulation und Ausschaltzeit der PSLC-Zelle aus Abb. 4.18

Das Ergebnis der Ausschaltzeitmessung ist in Abb. 4.19 für den Flüssigkristall E7 dargestellt. Dabei konnte eine Ausschaltzeit von unter 10 ms für einen Phasenhub von 2π erreicht werden. Es ist zu beachten, dass hierbei nur eine eingeschränkte Phasenmodulation zu beobachten ist. Der maximale Phasenhub beträgt 2π , was lediglich $\frac{1}{7}$ des mit E7 theoretisch möglichen Wertes entspricht. Ein Grund liegt bei der ungenügenden planaren Vororientierung, die zu reduzierter Gesamtphasenverzögerung führt.

Eine Verbesserung der Ausschaltzeit konnte für die ZLI-Mischung nicht festgestellt werden, der Gesamtphasenhub erreicht jedoch annähernd den theoretischen Wert von ca. 14π bei 633 nm (siehe Abb. 4.20).

4.7 Vororientierung im elektrischen Feld

Aufgrund größerer dielektrischer Polarisierbarkeit der Flüssigkristall-Moleküle (im Vergleich zur magnetischen) ist es möglich, eine parallele Vororientierung in den PSLC-Domänen mit moderaten elektrischen Feldstärken zu realisieren. Die hierfür notwendigen Feldstärken liegen etwa bei $10 \text{ V}/\mu\text{m}$. Es besteht jedoch die Problematik, das E-Feld parallel zum Substrat anzulegen, um eine parallele Vororientierung zu erhalten: Zum einen nimmt die erforderliche Spannung mit der Breite der Zelle zu (für eine 5 mm breite Zelle wird

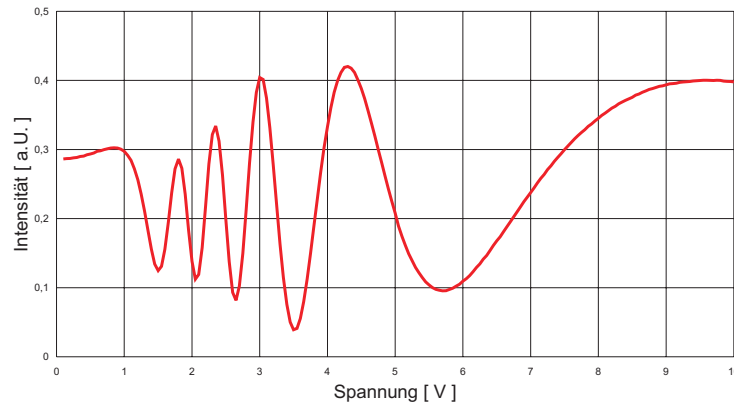


Abb. 4.20: Intensitätsmodulation einer mittels Magnetfeld orientierten, $23 \mu\text{m}$ dicken PSLC-Zelle mit ZLI-1132

ca. 50 kV benötigt) und zum anderen ist eine gemeinsame Integration der Ansteuerelektroden mit den Elektroden zum Orientieren der Moleküle in einer Zelle, ähnlich wie in Abb. 4.21 dargestellt, aus elektrostatischen Gründen nicht möglich. Die Leitfähigkeit der ITO-Elektroden verhindert hierbei das Ausbilden eines homogenen, elektrischen Feldes in lateraler Richtung.

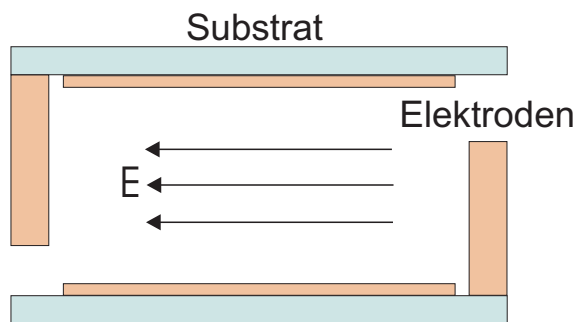


Abb. 4.21: Potentielle Elektrodenstruktur zur parallelen Vororientierung einer PSLC-Zelle. Die Leitfähigkeit der ITO-Elektrode, die zum Schalten der Zelle notwendig ist, verhindert jedoch diesen Feldlinienverlauf.

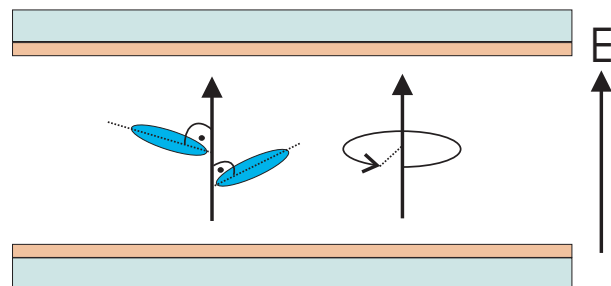


Abb. 4.22: Flüssigkristalle mit negativem $\Delta\epsilon$ können im E-Feld nicht einheitlich vororientiert werden, weil eine Vorzugsrichtung in der Substratebene fehlt

Wenn das elektrische Feld senkrecht zu den Substraten angelegt wird, resultiert bei einer positiven dielektrischen Anisotropie des Flüssigkristalls eine homeotrope Vororientierung. Bei negativem $\Delta\epsilon$ orientieren sich die Moleküle zwar senkrecht zum Feld, können sich aber aufgrund fehlender Vorzugsrichtung in allen Richtungen in der Ebene senkrecht zum Feld

ausrichten, wodurch sich Bereiche unterschiedlicher Vororientierungen ergeben (vgl. Abb. 4.22).

Eine quasi-parallele Vororientierung einer PSLC-Zelle konnte dennoch durch eine spezielle Elektrodenstruktur erreicht werden (die Methode ist vergleichbar mit dem sog. *Inplane-switching*), mit der Einschränkung, dass die Zelle zum Schalten zusätzlich zwischen zwei ITO-Substrate eingebettet werden muss. Der Nachteil hierbei sind die erhöhten Spannungen, die an die ITO-Substrate angelegt werden müssen, um trotz des erhöhten Elektrodenabstandes die erforderlichen Feldstärken zum Schalten der Moleküle zu erreichen. Durch Verwendung dünner Glassubstrate zum Bau der Zelle (ca. 0,6 mm), bzw. die Einbettung der Flüssigkristalle in dünne Folien (Flüssigkristall-Filme), kann die Betriebsspannung weiter reduziert werden, so dass kommerzielle Anwendungen vorstellbar sind.

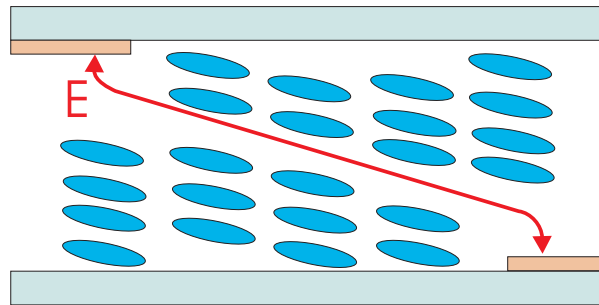


Abb. 4.23: Schematische Darstellung der Elektrodenstruktur zur quasi-planaren Orientierung. Um schalten zu können, wird die Zelle nach der Orientierung und Fixierung zwischen zwei ITO-Substrate mit geeigneter Elektrodenstruktur eingebettet

In Abb. 4.23 ist eine Elektrodenstruktur skizziert, die eine quasi-parallele Vororientierung mittels eines E-Feldes ermöglicht. Dabei werden streifenförmige Elektroden aus ITO jeweils entlang der Ränder der beiden Glassubstrate angebracht. Der mittlere Bereich enthält keine Elektroden, so dass das Feld keine Störung erfährt. Wird eine elektrische Spannung an den beiden Elektroden angelegt, bildet sich ein quasi-paralleles E-Feld innerhalb der Zelle, welches die Moleküle entsprechend vororientiert. Je weiter dabei die Elektroden voneinander entfernt, bzw. je kleiner die Zelldicken sind, desto paralleler wird die Orientierung. Sie bleibt dauerhaft erhalten, wenn gleichzeitig die PSLC-Zelle mittels UV-Licht fixiert wird.

Die Abb. 4.24 und 4.25 zeigen Aufnahmen einer PSLC-Zelle zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren und Weißlichtbeleuchtung direkt nach dem Befüllen bzw. nach dem Orientieren im E-Feld. Auf die parallele Orientierung der Moleküle zwischen den Elektroden weist die Änderung in der Transparenz hin, die sich für unterschiedliche Winkel relativ zur Polarisationsrichtung ergibt. Läge eine homeotrope Orientierung vor, würde die Zelle für sämtliche Winkel unter gekreuzten Polarisatoren transparent erscheinen.

In Experimenten konnte eine $23 \mu\text{m}$ dicke und 5 mm breite PSLC-Zelle (z. B. 90 % E7, 10 % UV-Adhesiv) parallel orientiert und geschaltet werden. Sowohl für die Orientierung,

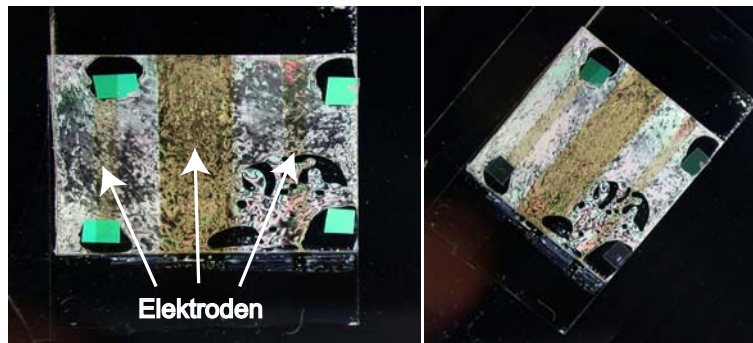


Abb. 4.24: PSLC-Zelle direkt nach dem Befüllen. Es ist keine Vororientierung zu erkennen.



Abb. 4.25: PSLC-Zelle nach der Vororientierung mittels eines elektrischen Feldes. Zwischen den ITO-Elektroden der Zelle ist eine parallele Vororientierung zu erkennen.

als auch für das Schalten wurden Spannungen im Bereich von 500 V bis 700 V benötigt. In Abb. 4.26 ist die Intensitätsmodulation dieser Zelle dargestellt. Hierbei wird eine Phasenverzögerung von 6π innerhalb von weniger als 400 ms erreicht. PSLC-Zellen, die mit dem Flüssigkristall ZLI-1132 präpariert wurden, zeigen keine signifikante Reduzierung der Schaltzeit.

4.8 Vororientierung durch mechanisches Verscheren der PSLC-Schicht

Neben den Methoden zur Vororientierung von Flüssigkristall-Molekülen in Subdomänstrukturen mittels magnetischer und elektrischer Felder existiert die des mechanischen Verscherens. Dabei werden die beiden Glassubstrate einer PSLC-Zelle nach dem Aushärten durch UV-Licht gegeneinander verschoben. Die Photopolymerisation bewirkt die Bildung fadenartiger Netzwerkstrukturen, welche die Flüssigkristall-Moleküle umschließen. Durch gerichtetes Verschieben des einen Glassubstrats gegen das andere werden die eingebetteten

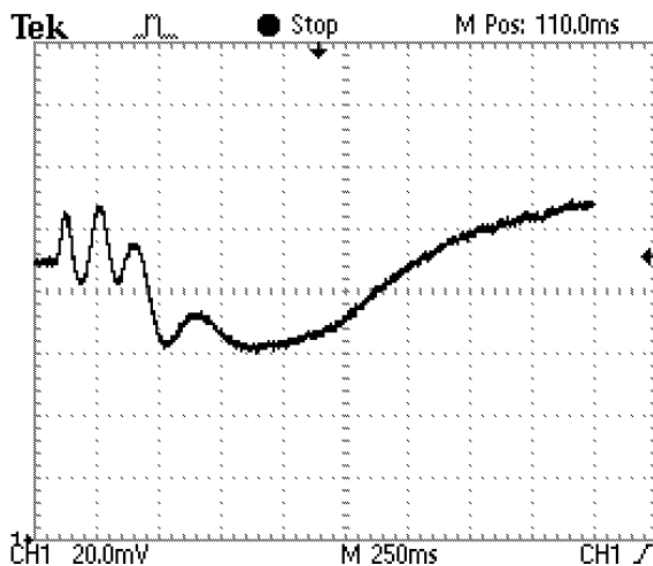


Abb. 4.26: Intensitätsmodulation einer mittels elektrischen Feldes orientierten, $23 \mu\text{m}$ dicken PSLC-Zelle zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren, sowie die Ausschaltzeit sind zu erkennen

Flüssigkristall-Moleküle durch elastische Wechselwirkung mit der Polymernetzwerkstruktur in der Weise orientiert, dass eine quasi-parallele Ausrichtung resultiert (siehe Abb. 4.27). Die gegeneinander verscherten Substrate werden in dieser Lage fixiert, so dass eine Rückverschiebung ausgeschlossen wird. Die Verschiebung kann in der Regel bis zum Fünffachen der Schichtdicke der Zelle betragen [46], [47], jedoch muss darauf geachtet werden, dass die Netzwerkstruktur nicht aufreißt. Je höher dabei der Verscherungsgrad, desto besser ist die Vororientierung, was zu höheren Gesamtphasenhüben und zu kürzeren Ausschaltzeiten führt.

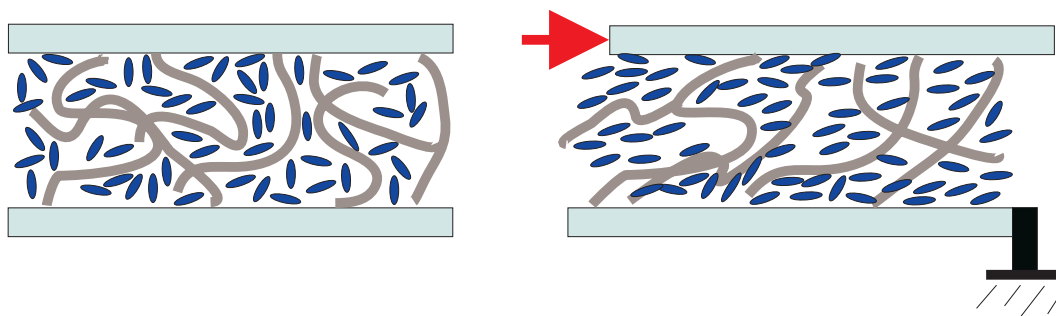


Abb. 4.27: Schematische Darstellung des mechanischen Verscherens einer PSLC-Zelle

Ein kritischer Faktor bezüglich der Ausschaltzeit von PSLC-Zellen stellt die Curing-Tempe-

ratur dar (vgl. Kapitel 4.2). Eine Schaltzeitreduzierung ist nur möglich, wenn die PSLC-Zelle während des Aushärtens auf eine Temperatur über der Phasenübergangstemperatur T_C aufgeheizt wird. PSLC-Zellen, die unterhalb dieser Temperatur präpariert wurden, zeigten keine signifikante Schaltzeitverbesserung gegenüber konventionellen Zellen. Das gilt auch für eine magnetisch und elektrisch erzielte Vororientierung.

4.8.1 Experimentelle Ergebnisse der mechanischen Verschermethode

Die mechanische Verschermethode wurde eingehend untersucht, um wertvolle Informationen über Parameter, Funktionsweise und Methoden im Hinblick auf eine magnetische und elektrische Vororientierung zu bekommen. Dazu wurden $23\ \mu\text{m}$ dicke Zellen mit PSLC-Material hergestellt und nach dem Aushärten etwa um $100\ \mu\text{m}$ verschert und fixiert. In Abb. 4.28 ist eine $23\ \mu\text{m}$ dicke E7/PSLC-Zelle unter gekreuzten Polarisatoren vor und nach der Verschierung abgebildet. Die quasi-parallel orientierten Bereiche erscheinen transparent, wohingegen der Rest milchig trüb ist. Abb. 4.29 zeigt das Schaltverhalten der mechanisch orientierten PSLC-Zelle.



Abb. 4.28: Vor (links) und nach dem mechanischen Verscheren

Eine erhebliche Verbesserung der Ausschaltzeit resultiert für mechanisch verscherte PSLC-Zellen mit E7. Die Abbildungen 4.30 und 4.31 stellen die Ausschaltzeiten konventioneller und verscherteter Phasenmodulatoren mit dem Flüssigkristall E7 gegenüber. Dabei ist trotz reduzierter Gesamtphasenverzögerung von 6π eine Gesamtausschaltzeit von unter 15 ms festzustellen. Das ist eine Verbesserung um den Faktor 27 mit gleichem Phasenhub gegenüber konventionellen Zellen (vgl. Abb. 4.30).

Eine praktische Anwendung in Form eines schaltzeitoptimierten, eindimensionalen Strahl- ablenkers mittels mechanisch vororientierter PSLC-Zelle wird in Kapitel 7.4 vorgestellt.

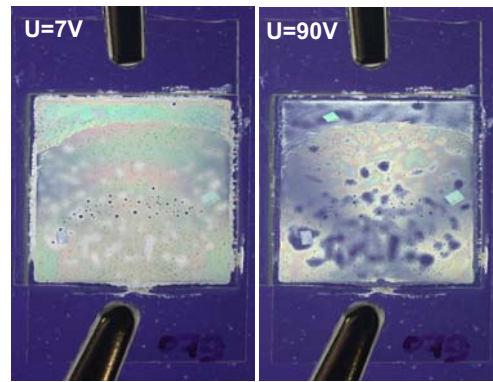


Abb. 4.29: Schaltverhalten der mechanisch verscherten PSLC-Zellen

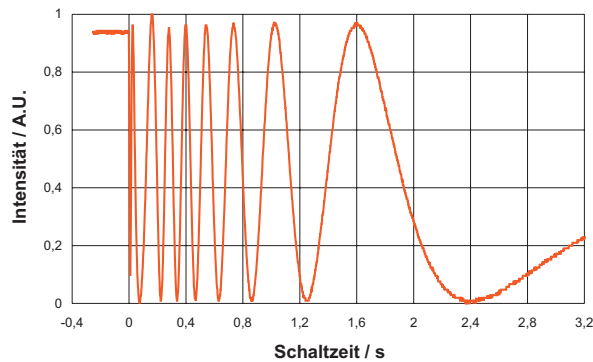


Abb. 4.30: Ausschaltverhalten einer mit E7 befüllten und mit Polyimid vororientierten Zelle ($d = 23 \mu\text{m}$)

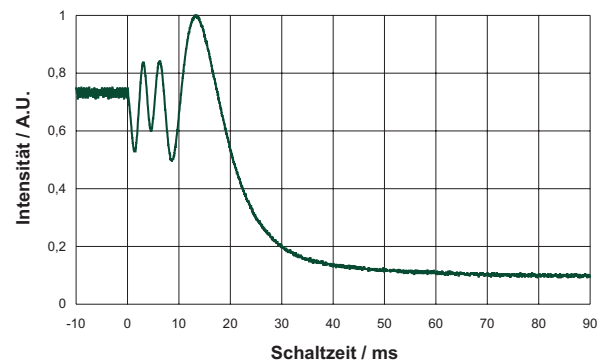


Abb. 4.31: Ausschaltverhalten einer mechanisch verscherten, mit E7 befüllten PSLC-Zelle ($d = 23 \mu\text{m}$)

4.8.2 Vergleich der Ergebnisse mit der Theorie

Ausgehend von der theoretischen Herleitung der Schaltzeiten in Kapitel 3 wurde eine Abschätzung der Ausschaltzeit für den Flüssigkristall E7 in einem PSLC-Netzwerk durchgeführt. Dabei wurde die reine Reorientierungszeit des Direktors τ_0 , sowie die optische Antwort $\tau_{decay}^{optisch}$ ermittelt. Die Abb. 4.32 stellt die Ergebnisse graphisch dar. Der Berechnung liegen folgende Werte zugrunde:

- $\gamma_1 = 0,15 \text{ Pa S}$ [48] [49]
- $K_{33} = 16,2 \cdot 10^{-12} \text{ N}$ [50]
- $\Delta\varphi_0 = 6\pi$ (die gemessene Gesamtphasenverzögerung der PSLC-Zelle)

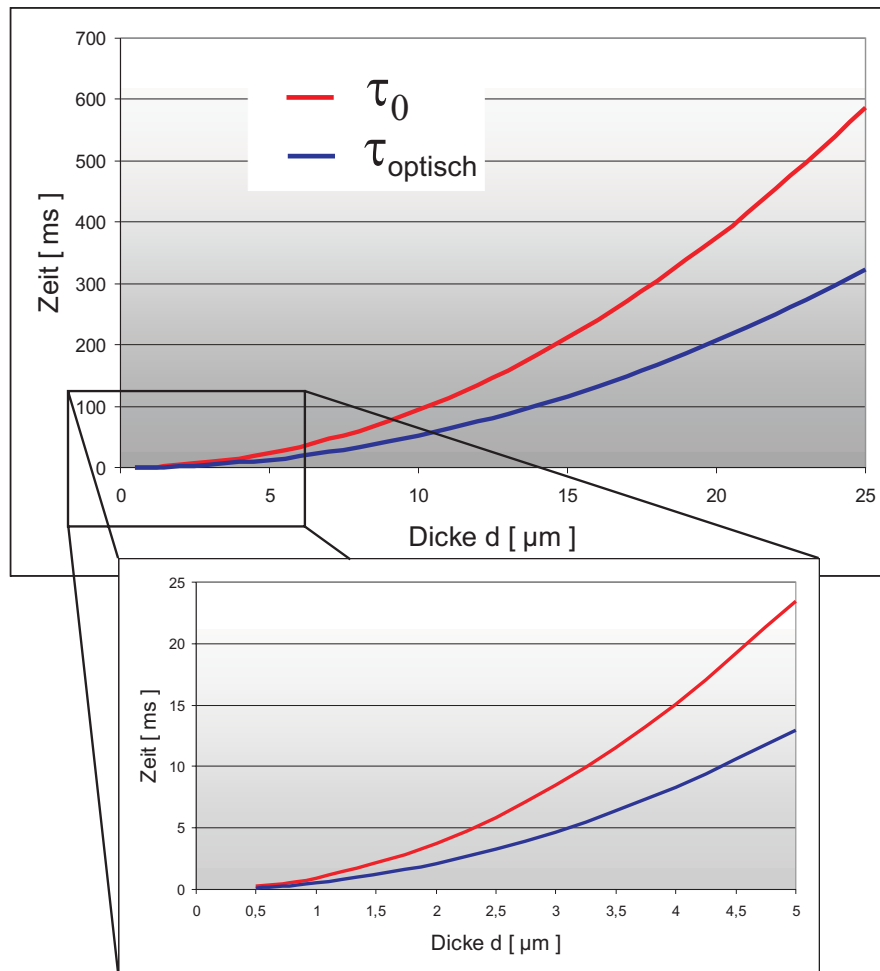


Abb. 4.32: Theoretische Approximation der Ausschaltzeit einer PSLC-Zelle über die Zeldicke

Mit der gemessenen Ausschaltzeit von unter 15 ms ist die theoretische Approximation vergleichbar, wenn für die durchschnittliche Subdomänengröße $4 \mu\text{m}$ bis $8 \mu\text{m}$ angenommen wird. Diese Annahme stützt sich auf Messungen der Subdomänengröße bei E7/NOA65-Mixturen unter vergleichbaren Bedingungen, die unter anderem in den Arbeiten von A. J. Lovinger *et al.* [39], sowie J. B. Nephew *et al.* [51] zu finden sind. Es ist dabei anzumerken, dass es sich hierbei um eine grobe Abschätzung handelt und nur eine untere Grenze angibt. Folgende Punkte wurden zum Beispiel bei der Approximation von τ_0 und $\tau_{decay}^{optisch}$ für eine Domänenstruktur nicht berücksichtigt:

- Die zumeist sphärische Form der Subdomäne (vgl. Abb. 4.5). Die theoretische Approximation gilt für planare Zellen.
- Die Streuung der Domänengröße. Beim vorliegenden Fall wird von einer mittleren

Domänengröße ausgegangen

- Randeffekte durch die gekrümmten Domänenwände, z. B. die von der planaren abweichende Randanbindung

Kapitel 5

Temperatur- und Dual Frequency Effekt

5.1 Schaltzeitverbesserung durch den Temperatur-Effekt

Die Temperaturabhängigkeit der Rotationsviskosität γ_1 kann dazu genutzt werden, die Schaltzeit der Flüssigkristall-Elemente zu reduzieren. Für die Schaltzeit gilt unter Verwendung der Kleinwinkel-Approximation die bereits hergeleitete Beziehung (3.13). Über eine Verknüpfung von γ_1 mit der Temperatur T kann ein Zusammenhang der Schaltzeit mit der Temperatur wie folgt erhalten werden [52]:

$$\frac{1}{\tau} \sim \Delta n_0^2 \left(1 - \frac{T}{T_C}\right)^{3\beta} \exp\left(\frac{-E}{k_B T}\right) \quad (5.1)$$

Dabei ist Δn_0 der Wert der Doppelbrechung im Zustand vollständiger Ordnung ($S = 1$) und T_C die Temperatur am Clearing-Point, sowie E die Aktivierungsenergie. β ist eine Materialkonstante, die von der Molekülstruktur des Flüssigkristalls abhängt. Für den Fall, dass die Temperatur T nicht zu nahe an T_C liegt, dominiert der Exponentialterm. Daher ist es wünschenswert, Materialien zu verwenden, die eine kleine Aktivierungsenergie bzw. einen hohen Clearing-Point besitzen.

Darüber hinaus kann eine Gütefunktion definiert werden, die sich aus der Doppelbrechung und Rotationsviskosität zusammensetzt (merit function $fm \sim K_{11}\Delta n^2/\gamma_1$). Ihr Maximum liegt bei $T = T_{OP}$, der optimalen Temperatur mit der kürzesten Schaltzeit. Dabei gilt, je größer der Maximalwert der Gütefunktion, desto geringer die Schaltzeit.

In Abb. 5.1 sind die Abhängigkeiten der Doppelbrechung und der Rotationsviskosität von der Temperatur für die Flüssigkristall-Mischungen IR-41 und E-44 dargestellt. Die Gütefunktion zeigt einen bis zu fünf mal höheren Wert für die Mischung IR-41 als für E-44 bzw. E-7, wodurch geringere Schaltzeiten erreicht werden können [4].

Zur Verifizierung und technischen Nutzung des Temperatur-Effekts wurden Experimente mit den Mischungen BL-006 und MLC-6080 durchgeführt, die im Folgenden beschrieben

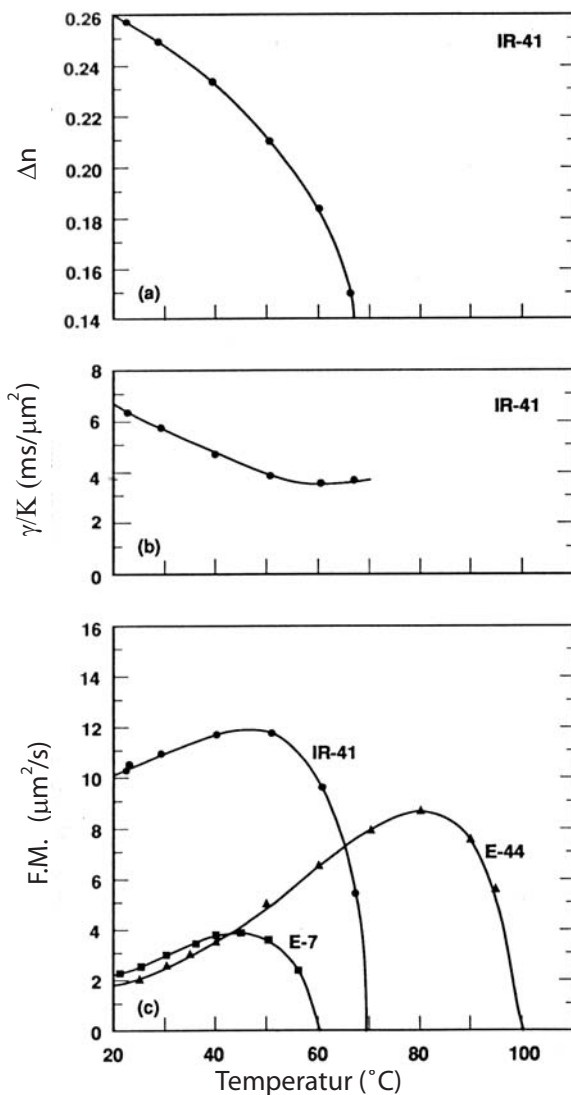


Abb. 5.1: Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex, der Rotationsviskosität, sowie die Gütefunktion der Flüssigkristall-Mischungen IR-41 und E-44 bei $\lambda = 633$ nm. Die optimale Temperatur T_{OP} , bei der die Gütefunktion ihr Maximum aufweist, ist ca. 20 °C niedriger als T_C , bei der die Gütefunktion den Wert Null erreicht [4].

sind. Bezüglich der technischen Nutzung wird eine adaptive Flüssigkristall-Linse mit Heizvorrichtung zur Kompensation von Wellenfrontfehlern in Kapitel 6.6 vorgestellt. Außerdem sei auf die Arbeiten von S. Paulekuhn und J. Peuser hingewiesen, die im Rahmen eines EU-Projekts in der AG „Mikrooptische Systeme“ heizbare Flüssigkristall-Elemente für den Einsatz in holographischen Pickup-Systemen entwickeln [71]. Technisch wurde das Heizen der Flüssigkristall-Zellen damit realisiert, indem eine der äußeren Substratoberflächen zu-

sätzlich mit ITO (Widerstand $\sim 1\text{-}3\text{ k}\Omega/\text{sq.}$) beschichtet und elektrisch angesteuert wurde (vgl. dazu Kapitel 4.5).

5.1.1 Ausschaltzeiten für den Flüssigkristall BL-006

Eine Übersicht der Ausschaltzeiten für Phasenverzögerungen von π bzw. 2π bei verschiedenen Temperaturen liefert die Abb. 5.2. Der letzte in der Abbildung angegebene Messwert liegt bei einer Temperatur von $103\text{ }^\circ\text{C}$. Der Clearing-Point des Flüssigkristalls lag in den Experimenten bei $106\text{ }^\circ\text{C}$. Am Minimum der Kurve, das bei ca. $75\text{ }^\circ\text{C}$ liegt, wurde die Schaltzeit für einen Phasenhub von π von $\tau_{decay}(25^\circ\text{C}) = 12\text{ ms}$ auf $\tau_{decay}(75^\circ\text{C}) = 3,6\text{ ms}$ und für einen Phasenhub von 2π von $\tau_{decay}(25^\circ\text{C}) = 38\text{ ms}$ auf $\tau_{decay}(75^\circ\text{C}) = 7,4\text{ ms}$ reduziert.

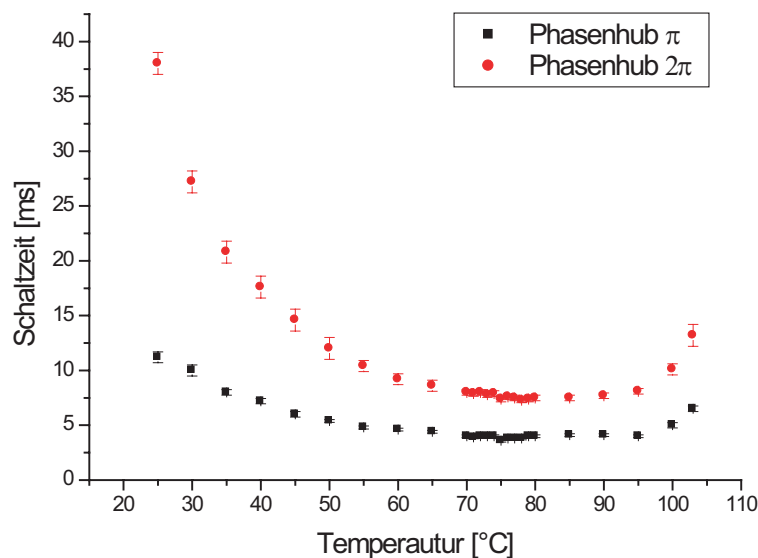


Abb. 5.2: Gemessene Ausschaltzeiten für Phasenverzögerungen von π und 2π bei verschiedenen Temperaturen

5.1.2 Ausschaltzeiten für den Flüssigkristall MLC-6080

In Abb. 5.3 sind die Ausschaltzeiten für die Flüssigkristall-Mischung MLC-6080 dargestellt. Das Minimum der Schaltzeit-Temperatur-Kurve liegt bei ca. $60\text{ }^\circ\text{C}$, wonach die Schaltzeiten für π von $\tau_{decay}(25^\circ\text{C}) = 10,4\text{ ms}$ auf $\tau_{decay}(60^\circ\text{C}) = 6,2\text{ ms}$ und für 2π von $\tau_{decay}(25^\circ\text{C}) = 24,8\text{ ms}$ auf $\tau_{decay}(60^\circ\text{C}) = 11,6\text{ ms}$ reduziert werden konnten.

Unter Ausnutzung des Temperatur-Effekts wurde die Schaltzeit einer Flüssigkristall-Linse für den Einsatz in BluRay Pickup-Systemen optimiert. Auf die Funktionsweise und auf die in Testsystemen erzielten Ergebnisse wird in Kapitel 6.6 ausführlich eingegangen.

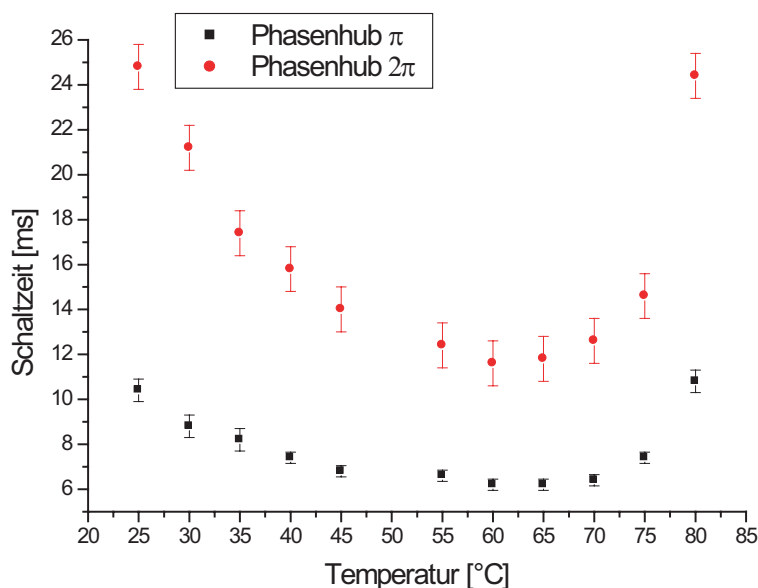


Abb. 5.3: Temperaturabhängigkeit der Ausschaltzeit für die Flüssigkristall-Mischung MLC-6080

5.2 Schaltzeitverbesserung durch den Dual-Frequency-Effekt

Der Dual-Frequency-Effekt (DF-Effekt) basiert auf der Frequenzabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante ε . Entscheidend für die Verbesserung der Schaltzeit durch den DF-Effekt ist die Änderung des Vorzeichens der dielektrischen Anisotropie $\Delta\varepsilon$ in Abhängigkeit von der Frequenz des angelegten elektrischen Wechselfeldes [4],[53],[54]. $\Delta\varepsilon$ ist unterhalb der sog. *Crossing-Frequency* positiv (siehe Abb. 5.4). Der Anteil ε_{\perp} bleibt dabei über den gesamten Frequenzbereich konstant, wohingegen ε_{\parallel} mit wachsender Frequenz kleiner wird. Im Fall $\Delta\varepsilon < 0$ orientieren sich die Flüssigkristall-Moleküle parallel zum angelegten E-Feld, während $\Delta\varepsilon$ bei Frequenzen oberhalb der Crossing-Frequency negativ ist und sich die Flüssigkristall-Moleküle senkrecht zum Feld ausrichten. Mit diesem Effekt kann sowohl das Einschalten, als auch das Ausschalten der Flüssigkristall-Elemente über die Frequenz des angelegten elektrischen Feldes gesteuert werden, wodurch die Gesamtschaltzeit reduziert wird.

Für die Untersuchung des DF-Effekts wurde der Flüssigkristall MDA-00-3969 verwendet. Er besteht aus einer Mischung von dielektrisch positiven Molekülen, die sich primär bei kleinen Frequenzen parallel zum elektrischen Feld ausrichten, und aus einer zweiten Flüssigkristall-Komponenten mit dielektrisch negativen Flüssigkristall-Molekülen, die sich im hochfrequenten Feld senkrecht ausrichten. Durch Modulation der Frequenz kann gezielt jene Komponente angesprochen werden, die sich in gewünschter Richtung zum äußeren

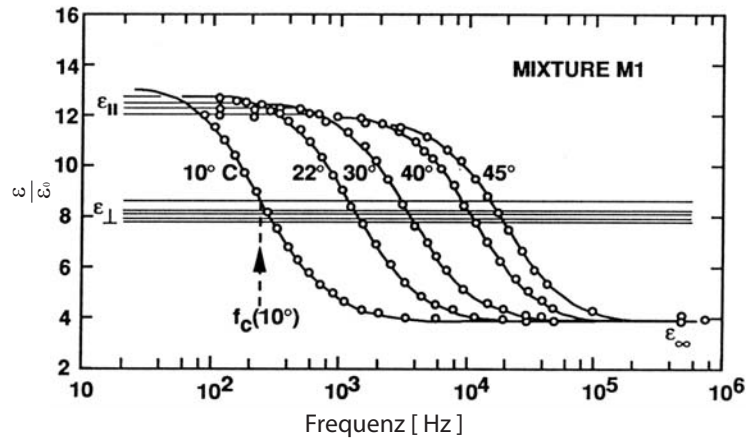


Abb. 5.4: Abhängigkeit der dielektrischen Anisotropie $\Delta\epsilon$ von der angelegten Frequenz. Für Frequenzen oberhalb der Crossing-Frequency ergeben sich negative Werte für $\Delta\epsilon$, ansonsten positive [55].

Feld ausrichtet. Darüber hinaus kann vor dem Ausschalten durch Erhöhung der Frequenz über die Crossing-Frequency hinaus die Komponente, die sich senkrecht zum Feld ausrichtet, veranlasst werden, die parallele Komponente schnell mitzuorientieren, wodurch der Ausschaltvorgang weiter beschleunigt wird.

5.2.1 Messergebnisse

Die Ausschaltzeit des Materials MDA- 00-3969 wurde für parallel orientierte Zellen mit der Dicke $d = 9 \mu\text{m}$ und $12 \mu\text{m}$ gemessen. In den Abbildungen 5.5 und 5.6 sind diese sowohl mit, als auch ohne Einbeziehung des DF-Effekts dargestellt. Eine Reduktion gegenüber konventionellem Schalten (ohne DF-Effekt) erfolgt bei einem Phasenhub von π um den Faktor zehn ($12 \mu\text{m}$ -Zelle) und für eine größere Phasenverzögerung (z. B. 10π) ca. um Faktor vier. Damit bleibt z. B. die Ausschaltzeit für eine Phasenverzögerung von 8π (mit DF-Effekt, $\tau_{decay} = 438 \text{ ms}$) noch unter der Ausschaltzeit einer konventionell geschalteten Zelle für 5π (ohne DF-Effekt, $\tau_{decay} = 494 \text{ ms}$).

5.2.2 Kombination von Dual Frequency- und Temperatur-Effekt

Eine weitere Reduzierung der Ausschaltzeit konnte erreicht werden, indem DF- und Temperatur-Effekt kombiniert wurden. Des Weiteren konnte unter Ausnutzung des Temperatur-Effekts die Abhängigkeit der Crossing-Frequency von der Temperatur untersucht werden. Die Messungen wurden an dem Dual-Frequency Nematem MDA-00-3969 vorgenommen. In Abb. 5.7 sind die gemessenen Frequenzen (Crossing-Frequency) über die Betriebstempe-

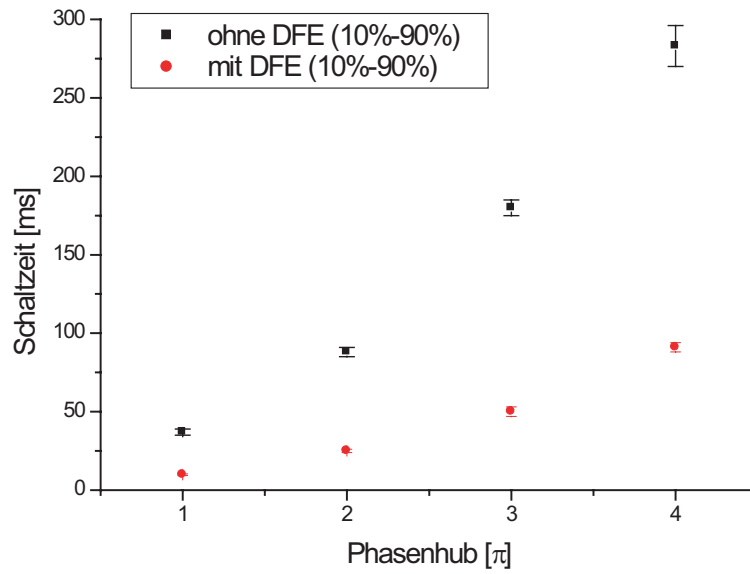


Abb. 5.5: Gemessene Ausschaltzeiten einer $9 \mu\text{m}$ dicken Flüssigkristall-Zelle für verschiedene Phasenhub mit und ohne DF-Effekt

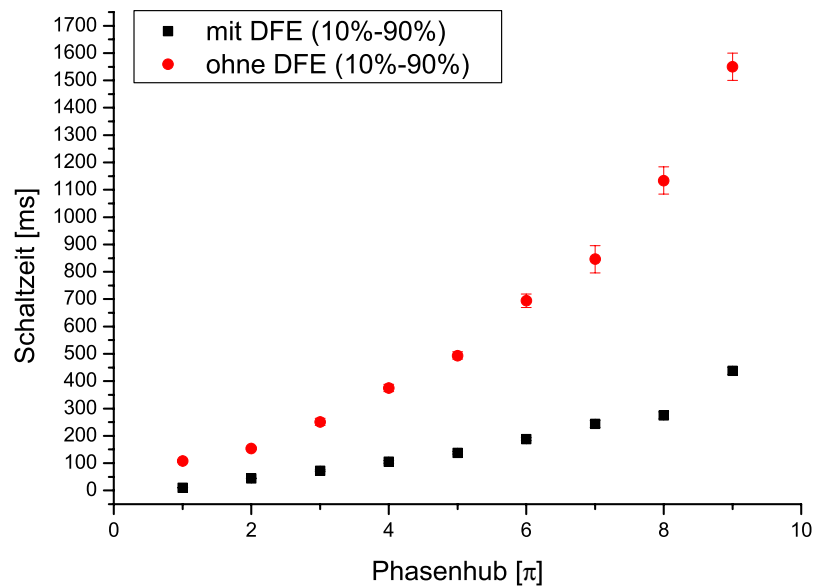


Abb. 5.6: Gemessene Ausschaltzeiten einer $12 \mu\text{m}$ dicken Flüssigkristall-Zelle mit und ohne DF-Effekt

ratur aufgetragen, wobei sie mit zunehmender Temperatur ein exponentielles Verhalten zeigen. Der Flüssigkristall hat eine Doppelbrechung von $\Delta n(T = 20^\circ\text{C}) = 0,2214$ bei $\lambda = 650 \text{ nm}$ und erreicht die isotrope Phase bei $T_C = 106 \text{ }^\circ\text{C}$. In Abb. 5.8 sind die Ausschaltzeiten jeweils mit und ohne zusätzliche Einbeziehung des DF-Effekts über die Temperatur aufgetragen. Unter Ausnutzung beider Effekte konnten die Ausschaltzeiten von 19 ms auf 6,4 ms für eine Phasenverzögerung von π und von 53 ms auf 13,4 ms für 2π gegenüber konventionellem Schalten reduziert werden.

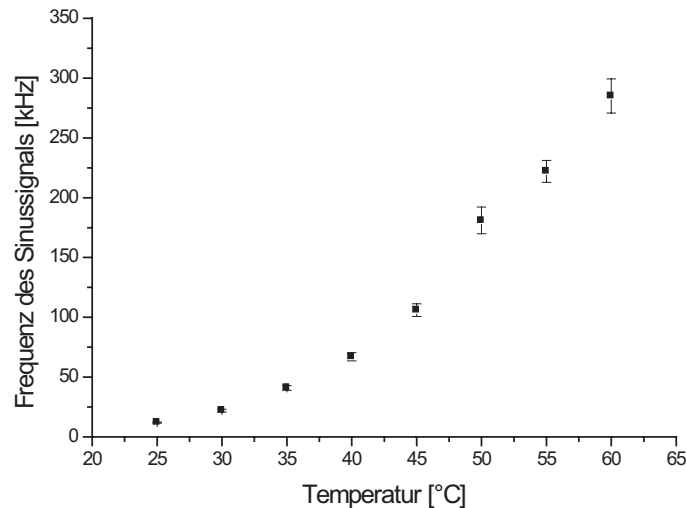


Abb. 5.7: Abhängigkeit der Crossing-Frequency von der Temperatur

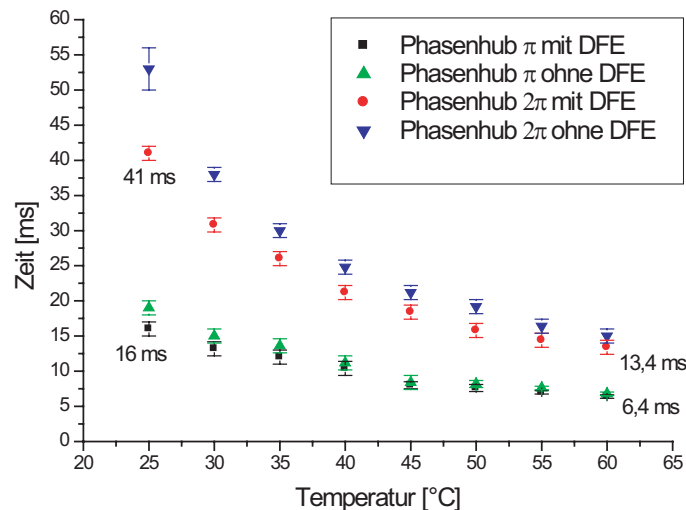


Abb. 5.8: Temperaturabhängigkeit der Ausschaltzeit mit und ohne Ausnutzung des Dual-Frequency-Effekts

Kapitel 6

Kompensation von Wellenfront-Aberration in BluRay-Pickups

Flüssigkristalle finden breite Anwendung in der Amplitudenmodulation von Licht, so z. B. in der Displaytechnologie. Ihre Eigenschaft, die Phase zu modulieren, wird dagegen kaum in Massenprodukten ausgenutzt. Im Rahmen des BMBF-Projekts *Blue Spot* (FZ: 01BS050A) wurden in Zusammenarbeit mit der Deutschen Thomson Brandt (DTB) adaptive Elemente auf der Basis von nematischen Flüssigkristallen zur Kompensation von Wellenfront-Aberrationen entwickelt, die in der nächsten Generation von optischen Datenspeichersystemen (BluRay) eingesetzt werden können. Dabei wird die phasenmodulierende Eigenschaft der Nematene ausgenutzt. Der Einsatz von Flüssigkristall-Phasenmodulatoren in optischen Pickups, insbesondere zur Kompensation einer sphärischen Wellenfront-Aberration, hat enorme Vorteile gegenüber z. B. mechanischen Systemen: Sie unterliegen keinem Verschleiß, können kompakt gebaut werden, und haben einen geringeren Energieverbrauch. Darüber hinaus kann aufgrund der planaren Bauweise die ausgereifte, konventionelle LC-Display-Technologie für eine kostengünstige Produktion in großen Mengen eingesetzt werden.

Das folgende Kapitel beschreibt die Entstehung von sphärischer Aberration in BluRay-Pickups, die Kompensation mittels Flüssigkristall-Elementen, ihr Design und die Vermessung in einem Pickup-Prototypen.

6.1 Sphärische Aberration in BluRay Pickup-Systemen

Das aktuelle Speichermedium, die Digital Versatile Disk (DVD), arbeitet mit rotem (650 nm) Laserlicht und einer Objektivlinse mit einer numerischen Apertur ($N.A.$) von 0,6. Dadurch ist die Speicherkapazität einer einschichtigen Standard-DVD bis auf 4,7 GB beschränkt. Zur Steigerung der Speicherkapazität kann die Betriebswellenlänge λ reduziert und/oder

die $N.A.$ der Objektivlinse des Pickups erhöht werden. Das BluRay-Konsortium (Matsushita, Pioneer, Philips, Sony, Thomson, LG Electronics, Hitachi, Sharp und Samsung) hat als Standard für BluRay die Betriebswellenlänge auf 405 nm und die $N.A.$ der Objektivlinse auf 0,85 festgelegt. Gemäß der Formel

$$R_{Airy} = \frac{0,61 \cdot \lambda}{N.A.} \quad (6.1)$$

reduziert dies den Fokusbereich von derzeit 0,66 μm auf 0,29 μm , wodurch die pitch- und track-Abmessungen von derzeit 0,4 μm auf 0,15 μm reduziert und die Speicherkapazität bis auf 27 GB pro Datenschicht erhöht werden kann. Die Reduzierung der Betriebswellenlänge und die Erhöhung der $N.A.$ der Objektivlinse haben zur Folge, dass insbesondere die sphärische Aberration, die bei den heutigen DVDs noch vernachlässigt werden konnte, zum Tragen kommt (weil hierbei, bedingt durch die hohe $N.A.$ und den dadurch verringerten Arbeitsabstand, die Polycarbonat-Schutzschicht von 0,6 mm auf 100 μm reduziert werden muss).

Die sphärische Aberration wächst mit der vierten Potenz der $N.A.$, gemäß [56]:

$$S = (d/\lambda) \cdot (N.A.)^4 \quad (6.2)$$

S ist dabei ein Maß für die Aberration des Systems und d steht für die Dicke der Schutzschicht. In einem BluRay-System entsteht sphärische Aberration zum einen durch produktionsbedingte Abweichungen von einer idealen Datenschicht gleichmäßiger Dicke (bereits eine Abweichung von $\pm 2 \mu m$ vom Sollwert erfordert eine aktive Korrektur der abtastenden Wellenfront [56], [57]). Zum anderen sieht das BluRay-Konsortium vor, die BluRay-Disk mit zwei Datenschichten auszustatten (einer halbtransparenten und einer reflektiven, jeweils in Abständen von 80 μm und 100 μm von der Oberfläche der Schutzschicht), um die Datenkapazität zu verdoppeln. Dazu werden die beiden Datenschichten mit einer etwa 20 μm dicken Polycarbonatschicht voneinander getrennt (siehe Abb. 6.1). Die Objektivlinse kann nur für das Auslesen einer der Datenschichten optimal konfiguriert werden. Der Wechsel zwischen den Datenschichten verursacht aufgrund der Änderung des optischen Weglängenunterschieds zwischen achsennahen und achsenfernen Strahlen eine Wellenfrontkrümmung, die ein zuverlässiges Auslesen der Daten auf der anderen Datenschicht verhindert.

Weitere störende Einflüsse sind z. B. die radiale und tangential Verkippung der Disk während des Betriebs, die u. a. Koma verursacht. Dies dominiert bei kleineren Kippwinkeln bis zu 0,5° [58] und bedarf ebenfalls einer aktiven Kompensation, die jedoch in der aktuellen Spezifikation keine Rolle spielt. Arbeiten dazu sind u. a. in [3] zu finden.

Eine Kompensation der sphärischen Wellenfront-Aberration kann z. B. durch Einbringen einer variablen Teleskopoptik in den Strahlengang erfolgen [59]. Das hat aber die bereits erwähnten Nachteile der Abnutzung und der Trägheit beim Ein- und Ausfahren in/aus dem Strahlengang, sowie den relativ großen Platzbedarf der optischen Komponenten zur Folge, was die Einsatzmöglichkeit in kompakten Pickups einschränkt.

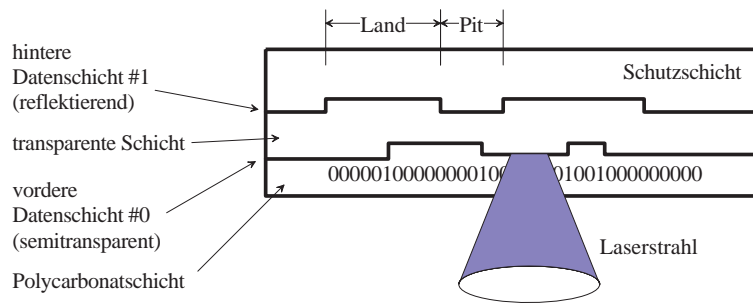


Abb. 6.1: Aufbau einer zwei-schichtigen BluRay-Scheibe. Über die Vertiefungen (Pits) und Stege (Lands) werden Daten auf die Schichten kodiert.

6.2 Simulation und Elektroden-Design

Eine Methode, sphärische Aberration zu kompensieren ist, eine der Aberration proportionale, inverse Vorverformung der Wellenfront an geeigneter Position in den Strahlengang einzuführen. Das ist vergleichbar mit der Platzierung einer variablen Teleskop-Optik in den Strahlengang und der daraus resultierenden Veränderung des effektiven Arbeitsabstands der Objektivlinse, wodurch eine Korrektur der sphärischen Wellenfront ermöglicht wird.

Zur qualitativen Erfassung des Problems wurden Simulationen mit dem Raytracing Programm Zemax durchgeführt. Abb. 6.2 zeigt die Anordnung der Komponenten in der Simulation. Das simulierte Flüssigkristall-Element im Pickup hat in Kombination mit der Konvexlinse (mit $f = 316$ mm bei $\lambda = 405$ nm) eine fokussierende Funktion. Die konvexe Glaslinse ist notwendig, da das Flüssigkristall-Element aufgrund der Phasenhub-Spannungs-Charakteristik der Nematene nur eine konkave Fokussierung ermöglicht (die Gründe werden im späteren Verlauf dieses Kapitels ausführlich erläutert).

Die Simulationen in Abb. 6.3 zeigen den optischen Weglängenunterschied bei der Fokussierung auf die vordere ($80 \mu\text{m}$) und auf die hintere ($100 \mu\text{m}$) Datenschicht. Dabei wurde angenommen, dass die Objektivlinse ($N.A. = 0,85$) ohne die zusätzliche Glas-Konvexlinse zum Fokussieren auf die vordere Datenschicht optimiert ist. Die sphärische Aberration auf der vorderen Datenschicht beträgt $20 \text{ m}\lambda$ Lambda (RMS, root mean square), auf der hinteren $550 \text{ m}\lambda$ (RMS), was nicht tolerierbar ist. Die Abb. 6.4 zeigt den simulierten optischen Weglängenunterschied einer durch ein Flüssigkristall-Element kompensierten Wellenfront auf der hinteren Datenschicht (unter $3 \text{ m}\lambda$ RMS). Die Toleranzgrenze der sphärischen Aberration in einem BluRay-System liegt etwa bei $20 \text{ m}\lambda$ (RMS) [60].

Das zur Kompensation notwendige Phasenprofil ist Mithilfe der Modulierung des Brechungsindex eines Flüssigkristall-Elements mit entsprechender Elektrodenstruktur und Ansteuerung realisiert. Die Elektrodenstruktur zum Erzeugen des inversen Phasenprofils verwendet die Conductive Ladder Meshing Methode (CLM). Das Prinzip von CLM beruht darauf, dass zwischen zwei Zuleitungselektroden ein kontinuierlicher Potentialabfall über

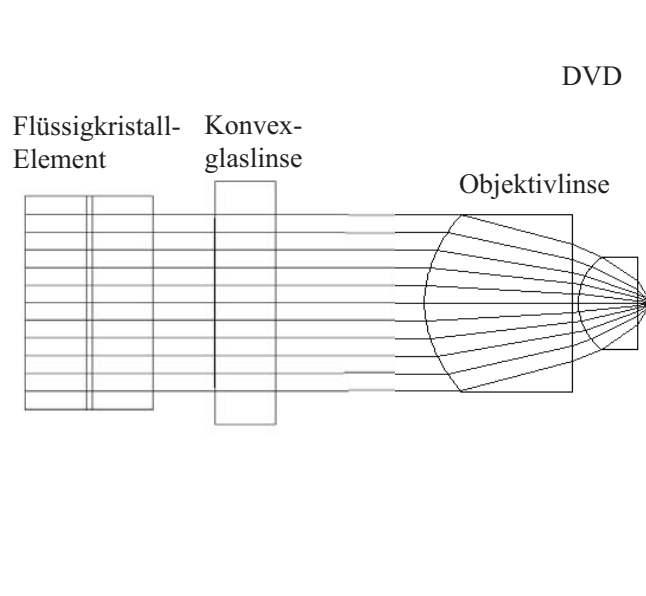


Abb. 6.2: Anordnung zur Simulation der sphärischen Aberration in einem BluRay Pickup-System

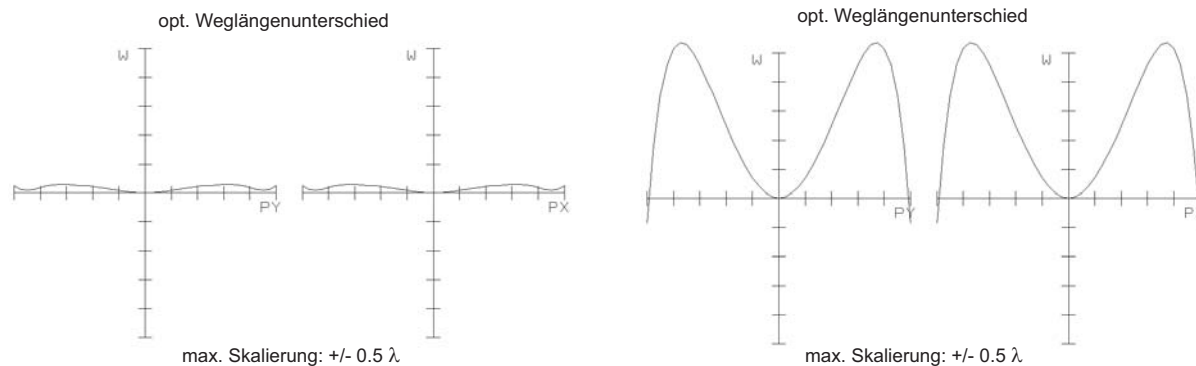


Abb. 6.3: Simulierte optische Weglängenunterschiede in x- und y-Richtung bei der Fokussierung des Laserstrahls auf die beiden Datenschichten ohne Kompensation (linkes Bild: 80 μm -Schicht, rechtes Bild: 100 μm -Schicht)

eine schmale laterale Elektrode erzeugt wird. Je nach Bedarf können Abgreifstellen an die laterale Elektrode angebracht und es kann auf das an dieser Stelle anliegende Potential zugegriffen werden. Diese einfache Methode macht eine komplexe Ansteuerung überflüssig und ist zudem sehr effektiv (vgl. Abb. 6.5 und Kapitel 7.1).

Die Brechungsindexverteilung in einer planar orientierten Flüssigkristall-Zelle ist gegeben durch das elektrische Feld innerhalb der Zelle. Dabei wird die ITO-Schicht (Flächenwider-

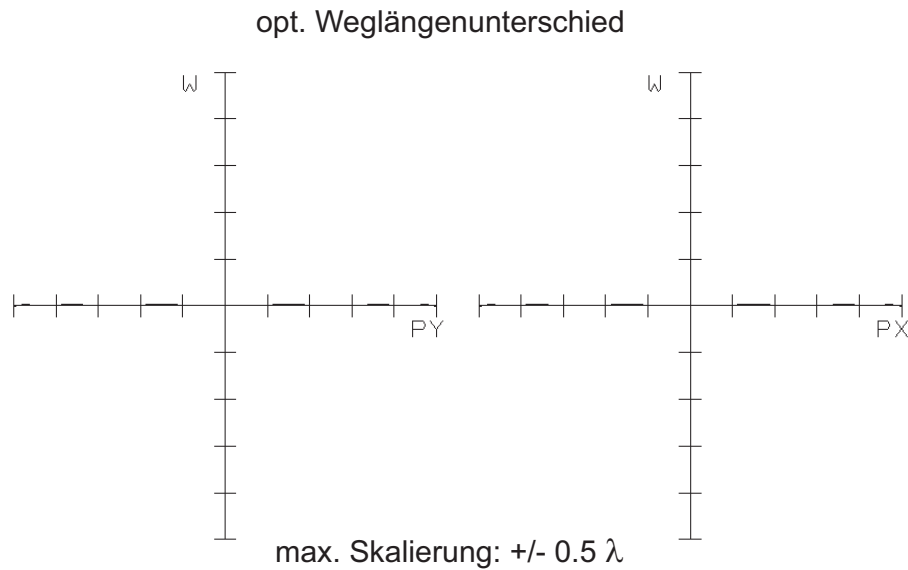


Abb. 6.4: Simulierter optischer Weglängenunterschied auf der hinteren Datenschicht mit Kompensation durch ein Flüssigkristall-Element

stand ca. $100 \Omega/sq$) auf der Innenfläche eines der beiden Substrate, welche die Zelle eingrenzen, strukturiert und die zweite homogen belassen. Die Abb. 6.5 visualisiert schematisch die Elektrodenstruktur. Die Hauptelektroden im relevanten Bereich bilden konzentrische Ringsegmente und sind mit einer dünnen ($20 \mu m$), lateralen Elektrode verbunden. Um einen Stromfluss über die Ringelektroden zu verhindern, sind diese an einer Stelle durchtrennt. Durch die CLM-Methode kann die Anzahl der Ringelektroden, die das sphärische Profil stufenweise approximieren, bei konstant zwei Zuleitungselektroden stark erhöht werden. Je höher die Anzahl der Ringelektroden, desto feiner kann das Phasenprofil angenähert werden, jedoch steigen damit auch beugungsbedingte Effizienzverluste. Der Cross-Talk der Ringelektroden untereinander setzt hierfür Grenzen. Cross-Talk bedeutet hierbei das Ansprechen der Flüssigkristall-Moleküle bei der Ansteuerung benachbarter Elektroden. Primär betrifft es dabei die Moleküle zwischen bzw. an den Randzonen der Elektroden, sowie diejenigen in der Bulk-Region (vgl. Abb. 7.14). Ihr Einfluss nimmt bei geringem Abstand der einzelnen Elektroden voneinander (spacing), sowie bei kleineren Zelldicken (im unteren μm -Bereich) stark zu.

Die realisierte Elektrodenstruktur bestand aus 33 äquidistant angeordneten, jeweils $47 \mu m$ breiten Ringelektroden mit einem Abstand von $6 \mu m$. Der Gesamtdurchmesser der Ringstruktur betrug $3,5 \text{ mm}$. Auf die Herstellung dieser Strukturen wird hier nicht eingegangen und auf die Arbeiten von M. Hain und K. Dressbach verwiesen [3], [61]. Es wurde eine $24,5 \mu m$ dicke Schicht der Flüssigkristall-Mischung BL-006 eingesetzt.

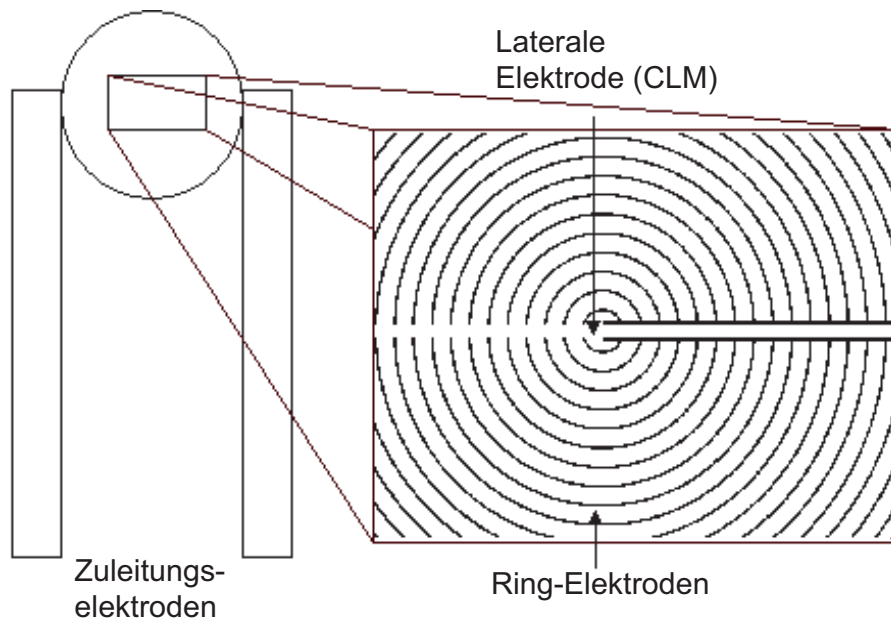


Abb. 6.5: Elektrodendesign auf der Grundlage von Conductive Ladder Meshing

6.3 Ansteuerschema

Aufgrund der planaren Orientierung der Zelle und dem daraus resultierenden Ansteuerverhalten, lässt sich das Flüssigkristall-Element nur in Konkavmodus betreiben. Wie bereits bekannt, zeigt die effektive Doppelbrechung Δn_{eff} ein nichtlineares Verhalten über die angelegte Spannung (siehe Abb. 6.6). Dabei ist Δn_{eff} am größten, wenn keine Spannung an die Zelle angelegt ist, bzw. es geht für höhere Feldstärken in die Sättigung über.

Das Ansteuerschema, das daraus resultiert, ist in Abb. 6.7 dargestellt. Zur Veranschaulichung werden folgende Spannungswerte zugeordnet: An den Zuleitungselektroden werden 10 und 0 Volt, sowie auf die gegenüberliegende homogene Elektrode 5 Volt angelegt. Das bedeutet, dass aufgrund des linearen Spannungsabfalls entlang der lateralen Elektrode die äußeren Ringelektroden mit höheren Spannungen belegt sind, als die inneren. In der Mitte der strukturierten Elektrode ist dadurch ca. 5 Volt vorhanden. Das führt zu einer minimalen elektrischen Feldstärke im Zentrum der Zelle, wodurch Δn_{eff} den maximalen Wert annimmt. Aufgrund der radialen Symmetrie der Elektrodenstruktur und des abfallenden Verhaltens der effektiven Doppelbrechung über steigender Feldstärke in der Zelle nimmt Δn_{eff} nach außen hin ab. Das Ergebnis ist eine glockenförmige Brechungsindexverteilung über die Zelle, die nicht geeignet ist, Licht zu fokussieren. Die für eine Fokussierung notwendige Brechungsindexverteilung ist in der Abb. 6.7 durch eine gestrichelte Linie dargestellt.

In Abb. 6.8 auf der rechten Seite ist eine glockenförmige Wellenfront dargestellt, die mithilfe eines Shack-Hartmann Wellenfrontsensors aufgezeichnet wurde. Bei entsprechender

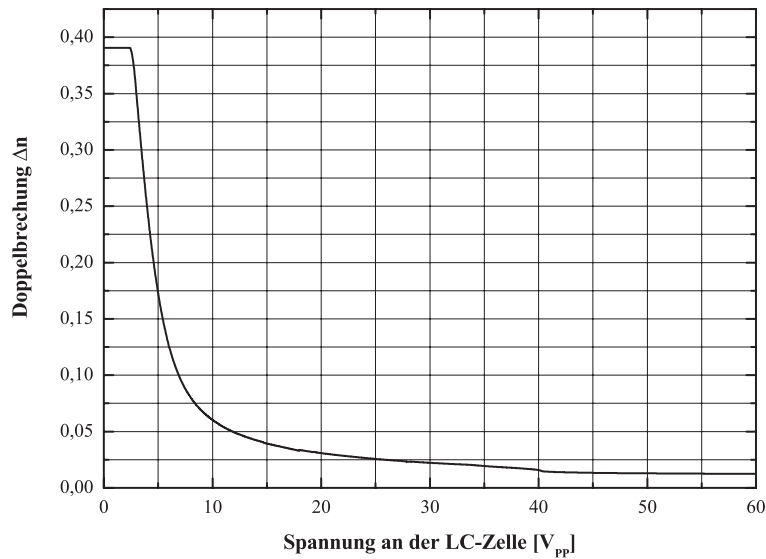


Abb. 6.6: Die effektive Doppelbrechung Δn_{eff} über die angelegte Spannung des Flüssigkristalls BL-006 in einer planar orientierten, $24,5 \mu m$ dicken Zelle

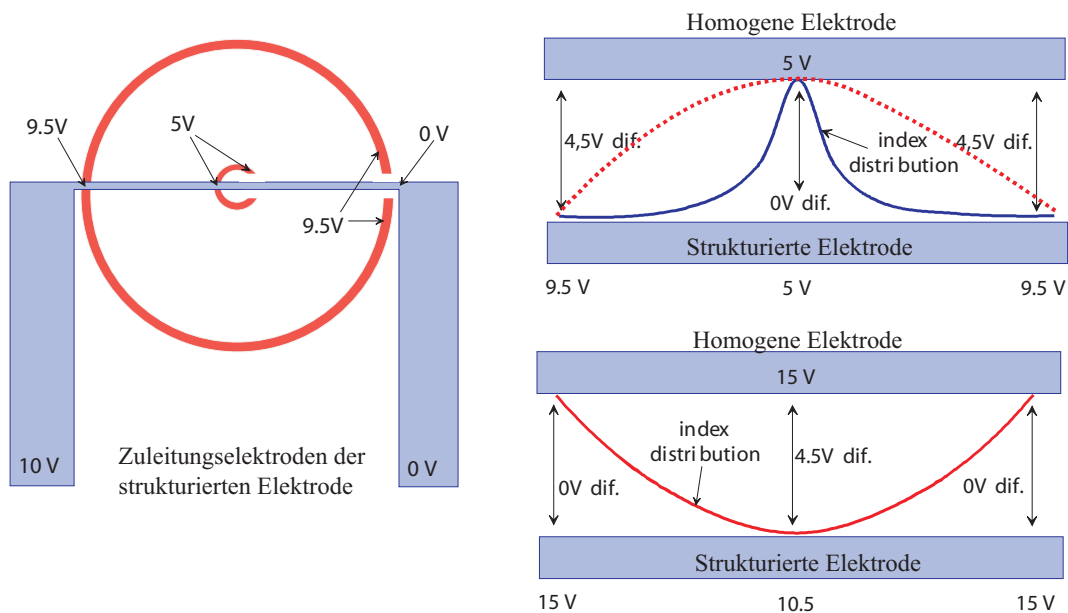


Abb. 6.7: Schematische Ansteuerungsmethode und die resultierenden Linsenfunktionen im Querschnitt

Ansteuerung, so dass die maximale Feldstärke im Zentrum der Zelle vorliegt (vgl. Abb. 6.7 unten), lässt sich ein geeignetes, nahezu sphärisches Brechungsindexprofil realisieren.

Dies lässt jedoch nur die Funktion einer konkaven Linse zu. Abb. 6.8 rechts zeigt die gemessene Wellenfront im Konkav-Modus. Zur Kompensation sphärischer Aberrationen im BluRay-System wurde aufgrund dieser Einschränkung das Flüssigkristall-Element im Konkav-Modus zusammen mit einer Sammellinse betrieben. Sie sind entsprechend dimensioniert und platziert, so dass der Fokus von Unendlich bis zu einer, von der Sammellinse vorgegebenen Brennweite variiert werden kann.

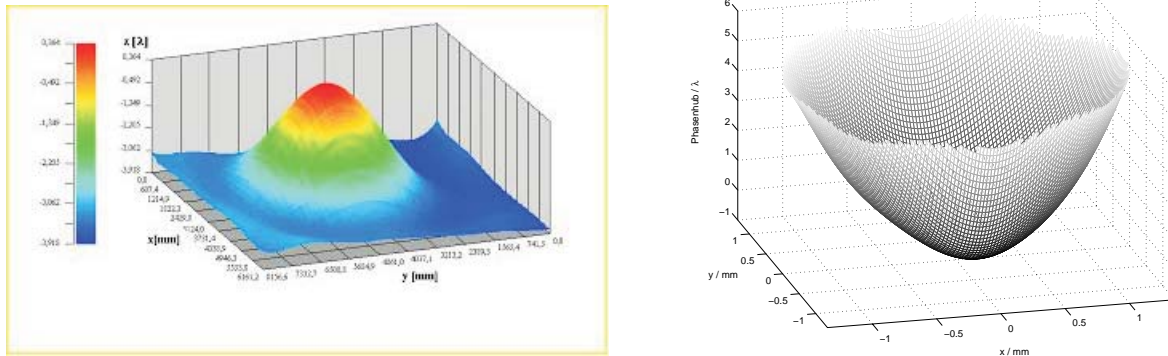


Abb. 6.8: Mittels eines Shack-Hartmann Wellenfrontsensors aufgezeichnete glockenförmige Wellenfront der konvexen und die sphärische der konkaven Funktion des Flüssigkristall-Elements

6.4 Messung der optischen Eigenschaften des Flüssigkristall-Elements

Um die Eigenschaften des Kompensations-Elements im Konkav-Modus zu evaluieren, wurden die minimal einstellbare Brennweite, die Fokusqualität, sowie die Transmission bei der Wellenlänge von 405 nm gemessen. Der experimentelle Aufbau ist in Abb. 6.9 dargestellt.

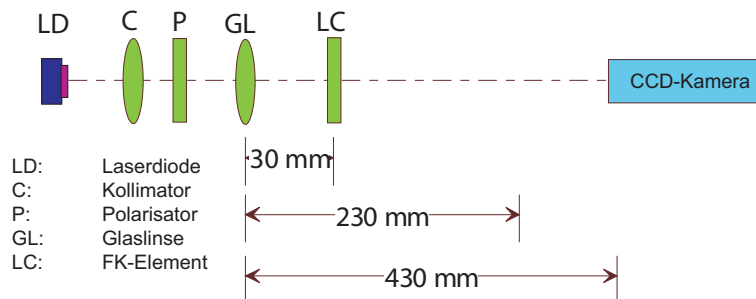


Abb. 6.9: Experimentelle Anordnung zur Charakterisierung des Flüssigkristall-Elements

Dabei wurde ausgenutzt, dass das Flüssigkristall-Element im Konkav-Modus den Fokus einer nachgeschalteten, konventionellen, Konvex-Glaslinse nach hinten verschiebt. Die Brennweite des Flüssigkristall-Elements lässt sich durch die Beziehung für die resultierende Brennweite (f_h) eines Systems zweier dünnen Linsen wie folgt berechnen [61]:

$$f_h = \frac{f_2(d - f_1)}{d - (f_1 + f_2)} \quad (6.3)$$

Hierbei ist f_1 die Brennweite der konvexen Glaslinse, f_2 die Brennweite des Flüssigkristall-Elements und d deren Abstand voneinander. Wenn d gegen null geht, muss $f_2 = -f_1$ gelten, um eine resultierende ebene Wellenfront zu erhalten (ebene Wellenfront $\Leftrightarrow f_h = \infty$). Nach Designvorgaben soll das Flüssigkristall-Element eine Brennweite von $f_2 = -400$ mm besitzen. Um die Brennweite des Gesamtsystems bei $f_h = 400$ mm einzustellen, wurde in Übereinstimmung mit der Gleichung (6.3) eine konvexe Glaslinse mit der Brennweite $f_1 = 230$ mm gewählt, die mit $d = 30$ mm vor dem Flüssigkristall-Element platziert wurde. Zur Vermessung des Fokus wurde eine CCD-Kamera benutzt. Bei ausgeschaltetem Flüssigkristall-Element wurde der Brennpunkt bei einer Entfernung von 230 mm hinter der Glaslinse festgestellt. Abb. 6.10 links zeigt den Querschnitt des Fokuspunktes. Der Brennpunktdurchmesser ($1/e^2$) lag bei $77 \mu\text{m}$. Die theoretische Beugungsgrenze liegt zum Vergleich für eine Glaslinse bei einer Brennweite von 230 mm und einem Strahldurchmesser von 3,5 mm ($\lambda = 405$ nm) bei $52 \mu\text{m}$.

Nach dem Einschalten des Flüssigkristall-Elements wurde der Brennpunkt bei $f = -400$ mm festgestellt. Abb. 6.10 rechts zeigt den Querschnitt des Brennpunktes bei eingeschaltetem Flüssigkristall-Element. In diesem Fall liegt die theoretische Beugungsgrenze bei $100 \mu\text{m}$ ($1/e^2$) und der experimentell gemessene Fokusdurchmesser bei $154 \mu\text{m}$.

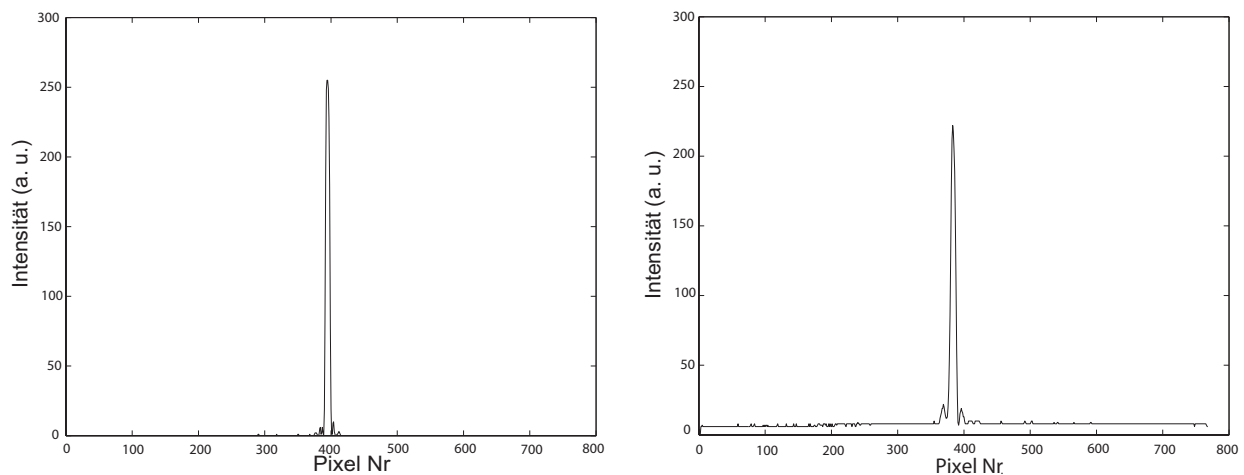


Abb. 6.10: Mittels CCD-Kamera aufgezeichnete Profile der Fokuspunkte ohne (links) und mit Flüssigkristall-Element

Die Fokuseffizienz wurde anhand einer Leistungsmessung im Brennpunkt bei eingeschaltetem Flüssigkristall-Element mit einem Optical Power Meter ermittelt. Die Effizienz lag bei 55% der Ausgangsleistung von 0,24 mW [61]. Der Effizienzverlust ergibt sich aus den Beugungsverlusten an den Phasenstufen im Flüssigkristall-Medium, sowie an dem Gitter, das die Elektrodenstruktur aus ITO ausbildet (vgl. Kapitel 7.3). Die Transmissionseffizienz des Flüssigkristall-Elements lag bei 67% parallel und 74% senkrecht zum Direktor \mathbf{n} der Flüssigkristallschicht.

6.5 Integration des Flüssigkristall-Elements in ein Test-Pickup

Die Nutzbarkeit des Flüssigkristall-Elements zur Kompensation von sphärischer Aberration wurde in einer Prototyp Pickup-Konfiguration gemäß der BluRay-Spezifikation getestet. Die Abb. 6.11 zeigt den schematischen Aufbau des Test-Pickups.

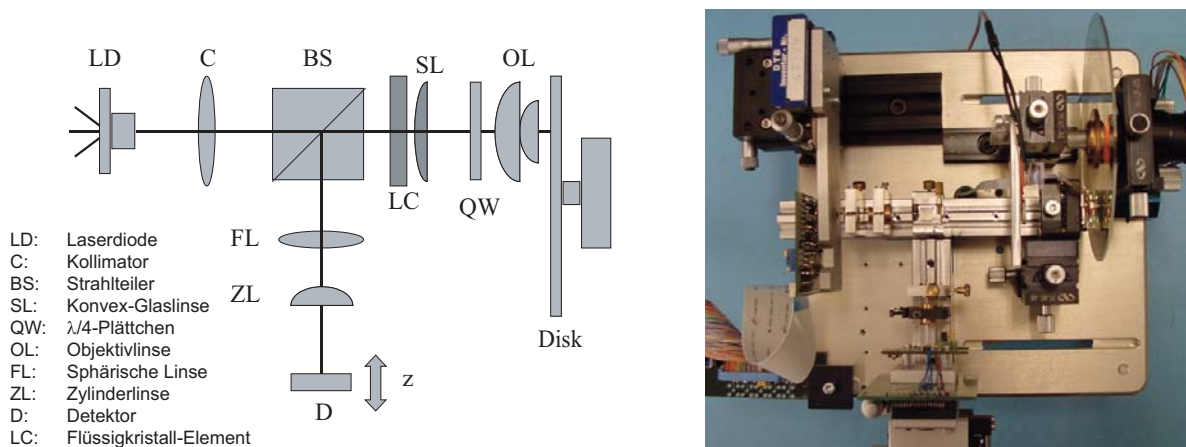


Abb. 6.11: Schematische Darstellung und Photographie des Prototyp BluRay-Pickups zur Charakterisierung des Flüssigkristall-Elements

Das linear polarisierte Licht der Laserdiode ($\lambda = 405 \text{ nm}$, *Nichia Inc.*) wurde kollimiert und passiert den polarisierenden Strahlteiler, das Flüssigkristall-Element, eine konvexe Glaslinse ($f = 400 \text{ mm}$), sowie das $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen, wodurch eine Polarisationsdrehung um 45° stattfindet. Anschließend wird der Strahl durch die Objektivlinse ($N.A. = 0,85$) auf die Disk fokussiert. Der an der Disk reflektierte Strahl passiert erneut das $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen, woraus nun eine Polarisationsdrehung um insgesamt 90° resultiert. Dadurch bleibt der Strahl vom Flüssigkristall-Element unbeeinflusst und wird durch den polarisierenden Strahlteiler in Richtung des Vierquadranten-Detektors reflektiert, welcher zur Generierung des Tracking- und Error-Signals benutzt wird. Das System ist zusammen mit dem Flüssigkristall-Element und der Glas-Konvexlinse auf die Fokussierung der obersten Datenschicht ($80 \mu\text{m}$) optimiert. Zum Testen des Aufbaus wurde eine BluRay-Disk mit einer Gesamtkapazität von

50 GB, verteilt auf zwei in $80\ \mu\text{m}$ und $100\ \mu\text{m}$ Entfernung zur Schutzschicht aus Polycarbonat befindlichen Datenschichten, benutzt. Diese Messungen wurden an der Deutschen Thomson Brandt durchgeführt.

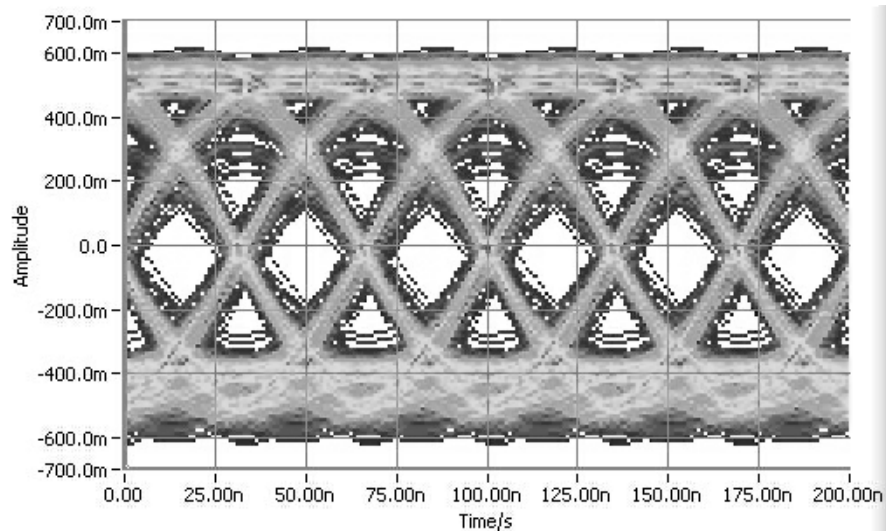


Abb. 6.12: Eyepattern der $80\ \mu\text{m}$ -Datenschicht mit aktiver Kompensation während des Betriebs im Test-Pickup

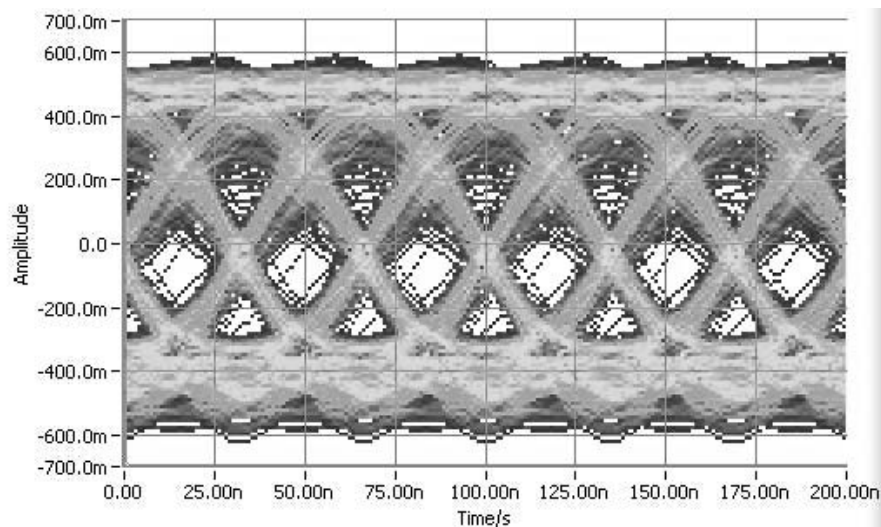


Abb. 6.13: Eyepattern der $100\ \mu\text{m}$ -Datenschicht mit aktiver Kompensation während des Betriebs im Test-Pickup

Die Abbildungen 6.12 und 6.13 zeigen die sog. Eyepattern der beiden Datenschichten, die mit einem Limit-Equalizer [62],[63] während des Betriebes aufgenommen wurden. Der

Limit-Equalizer ist ein nichtlinearer Verstärker zur verbesserten Aufzeichnung des Signal-Rausch-Verhältnisses bzw. des Jitters in BluRay-Pickups. Das Eyepattern setzt sich aus der Überlagerung der zeitlich verschobenen, hochfrequenten Auslesesignale einzelner Pits mit unterschiedlichen Längen zusammen (vgl. Abb. 6.1). Es enthält u. a. Information über das Signal/Rausch-Verhältnis und über Zeitabweichungen. Es kann dazu verwendet werden, quantitative Analysen über sog. Data-to-Clock-Jitter durchzuführen, welches die Abweichung des Signals in der Zeitdomäne darstellt [60]. Der anhand des Eyepatterns ermittelte Data-to-Clock-Jitterwert für die 80 μm -Datenschicht lag bei 6,9 %, wobei ohne die aktive Kompensation ein Wert von 14 % ermittelt wurde. Für die 100 μm -Datenschicht lag der Jitterwert bei 8,0 %. Die erzielten Jitterwerte sind ausreichend, um das Kompensations-Element in kommerziellen BluRay-Systemen einzusetzen, da die spezifizierten Toleranzen jeweils bei 6,5 % bzw. 8,5 % für die 80 μm - bzw. 100 μm -Datenschicht liegen [64]. Die minimale Überschreitung des Jitterwertes für die 80 μm -Datenschicht wirkte im Testbetrieb nicht nachteilig aus.

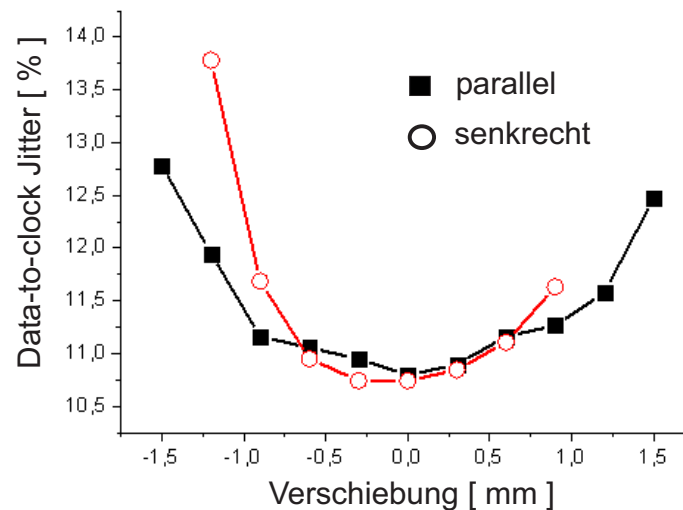


Abb. 6.14: Verschiebetoleranzen des Flüssigkristall-Elements parallel und senkrecht gegenüber der Objektivlinse in einem BluRay-Pickup. Die Jitterwerte liegen geringfügig höher, weil sie ohne den Limit-Equalizer aufgenommen wurden.

Darüber hinaus wurden die Justagetoleranzen des Elements parallel und senkrecht zur optischen Achse der Objektivlinse gemessen. Eine Verschiebung bis zu $\pm 500 \mu\text{m}$ beeinflusst dabei die Jitterwerte kaum (siehe Abb. 6.14).

6.5.1 Schaltzeit des sphärischen Kompensations-Elements

Eine wichtige Rolle für den erfolgreichen Einsatz des Kompensations-Elements in BluRay Pickup-Systemen spielt dessen Schaltzeit. Insbesondere wenn die sphärische Aberration, die von der Oberflächenwelligkeit der Datenschichten stammt, kompensiert werden soll, muss das Element mindestens mit der Rotationsfrequenz der DVD-Scheibe schaltbar sein. Hingegen muss das Element nicht mit der Rotationsfrequenz geschaltet werden, wenn zwischen den Datenschichten gewechselt wird.

Um eine Aussage über das Schaltverhalten zu erhalten, wurden die Ein- und Ausschaltzeiten für verschiedene Phasenverzögerungen gemessen. Dazu wurde der obere Spannungswert auf die maximal erreichbare Phasenverzögerung gesetzt, bevor das Element die Sättigung erreicht. Der untere Spannungswert wurde entsprechend geregelt, dass jeweils die Vielfachen von π -Phasenverzögerung angesteuert wurden. Mit dieser Ansteuerungsmethode wurde der Transient-Nematic-Effekt ausgenutzt, der im Kapitel 4.2 beschrieben ist. Weitere Optimierungen (z. B. Temperatur- oder Dual-Frequency-Effekt) wurden am Element nicht vorgenommen.

Das Element war zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren unter 45° zum Direktor \mathbf{n} angebracht. Die Intensitätsänderungen während der Schaltvorgänge wurden über eine Photodiode erfasst und mit einem Oszilloskop aufgezeichnet. Aus der Zeitspanne für eine Transmissionsvariation von 10 % nach 90 % bzw. 90 nach 10 % wurden die Schaltzeiten ermittelt. Der experimentelle Aufbau ist mit dem im Kapitel 4.2 zum Vermessen der Schaltzeit beschriebenen identisch.

In der Tabelle 6.1 sind die experimentell und theoretisch ermittelten Ein- und Ausschaltzeiten eines $23 \mu\text{m} \pm 1,5 \mu\text{m}$ dicken, mit BL-006 befüllten, sphärischen Kompensationselements dargestellt. Auffallend ist die Abweichung, insbesondere die der Ausschaltzeiten, von den theoretischen Werten. Ein Grund kann in der herstellungsbedingten Abweichung von der Soll-Dicke ($24,5 \mu\text{m}$) liegen. Die Messungen wurden mit einem He-Ne-Laser ($\lambda = 633 \text{ nm}$) durchgeführt.

Phasenverzögerung von 0π nach	$\tau_{rise}^{Exp} [ms]$	$\tau_{rise}^{Theorie} [ms]$	$\tau_{decay}^{Exp} [ms]$	$\tau_{decay}^{Theorie} [ms]$
1π	43 ± 2	29.5	193 ± 10	81.3
2π	85 ± 4	49.6	370 ± 19	99.4
3π	110 ± 6	70.5	496 ± 25	112.3
4π	142 ± 7	95.0	570 ± 29	136.7
5π	162 ± 8	116.4	652 ± 33	165.9

Tab. 6.1: Experimentell und theoretisch ermittelte Ein- und Ausschaltzeiten des sphärischen Wellenfront-Kompensators. Die Rotationsviskosität γ_1 , sowie die spreiz-elastische Konstante K_{11} des verwendeten Flüssigkristalls BL-006 sind jeweils mit 400 mPa s und 16 pN in die theoretische Ermittlung eingegangen.

Die experimentell ermittelten Ausschaltzeiten des Elements, die für Raumtemperatur in der Größenordnung von einer Sekunde liegen, sind ohne Optimierung für den Einsatz in BluRay-Pickups nicht ausreichend.

6.6 Schaltzeitoptimierte CLC-Linse zur Aberrationskompensation

Neben der Entwicklung planarer Kompensations-Elemente, wurde auch die Convex-Liquid-Crystal-Linse (CLC-Linse) zur Korrektur von sphärischen Aberrationen in BluRay Pickup-Systemen herangezogen. Eine ausführliche Beschreibung der CLC-Linse und die realisierte Kompensation sind in [3] zu finden. Im Folgenden wird auf die Ergebnisse der Schaltzeitoptimierung der CLC-Linse für den Einsatz in BluRay-Pickups durch den Temperatur-Effekt eingegangen.

Der prinzipielle Unterschied der CLC-Linse zum sphärischen Kompensations-Element besteht darin, dass die CLC-Linse für die Fokussierung von Licht aus einem plankonkaven Linsenkörper und einem planaren Glassubstrat zusammengesetzt ist. Die Zelle ist mit Flüssigkristall befüllt und besitzt keine strukturierten Elektroden für die Ansteuerung. Diese erfolgt über homogen auf die beiden inneren Substratoberflächen angebrachte ITO-Elektroden. Die Abb. 6.15 verdeutlicht den Aufbau einer CLC-Linse. Die Schaltzeitoptimierung erfolgt über eine elektrische Erhöhung der Zelltemperatur. Die Realisierung der elektrischen Heizvorrichtung ist in Abb. 6.16 schematisch dargestellt (vgl. Kapitel 4.5).

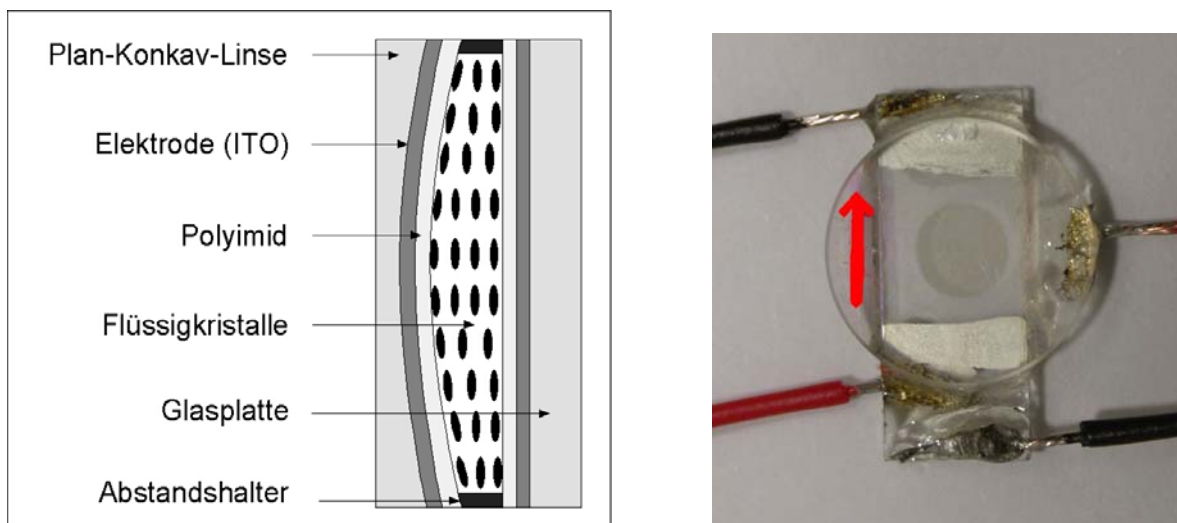


Abb. 6.15: Schematischer Aufbau und Prototyp einer CLC-Linse mit Heizeinrichtung

Zur Messung der Temperaturabhängigkeit der Ausschaltzeit für verschiedene Phasenverzögerungen wurde die CLC-Linse zwischen 10 V und 0 V geschaltet. Dabei wurden die

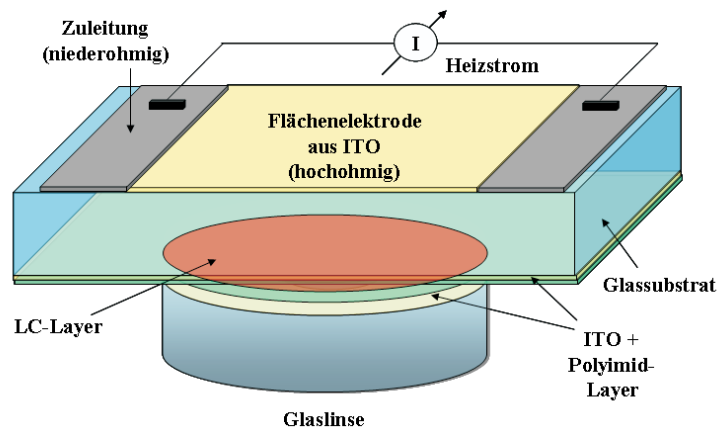


Abb. 6.16: Schematische Darstellung einer elektrisch beheizbaren CLC-Linse

Ausschaltzeiten gemessen, die jeweils für Phasenverzögerungen von 2π bis max. 12π (bei $\lambda = 633$ nm) benötigt wurden. Die Dicke der Flüssigkristall-Schicht betrug im Zentrum der CLC-Linse $15,8 \mu\text{m}$ ($+ 7 \mu\text{m}$ Abstandhalter). Die Temperatur wurde über die elektrische Leistung gesteuert, die zuvor kalibriert wurde (für detaillierte Angaben über den Aufbau und Ansteuerung der Temperaturstabilisierung siehe [65]). Die Ergebnisse sind in Abb. 6.17 dargestellt. Demnach erreicht die Ausschaltzeit ihren optimalen Wert bei einer Zelltemperatur zwischen 65°C und 70°C . Die dabei erreichte Schaltzeitreduzierung entspricht einem Faktor von drei gegenüber der Raumtemperatur.

Weitere Untersuchungen der schaltzeit-optimierten CLC-Linse zur Aberrations-Kompensation wurde in einem BlueRay Test-Pickup an der DTB vorgenommen. Zur Bestimmung der Schaltzeit wurde das vom Pickup beim Lesen einer 2x25 GB-BluRay-Disk detektierte HF-Signal gemessen. Dabei wurde als Schaltzeit die Zeitspanne definiert, die zwischen dem Schalten der CLC-Linse und dem Erreichen von 90 % der Amplitude des Detektor-Signals liegt. Abb. 6.18 links zeigt eine typische Messung dieses Signals und die Auswertung der Schaltzeit. Des Weiteren stellt der rechte Teil der Abbildung die mit dieser Methode ermittelten Schaltzeiten der CLC-Linse über die Temperatur dar.

Aufgrund der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex reduziert sich neben der Relaxationszeit auch die Brechkraft der CLC-Linse mit zunehmender Temperatur, was dazu führt, dass die sphärischen Aberrationen nicht ausreichend kompensiert werden können (vgl. Kapitel 2) [4]. Die linke Seite der Abb. 6.19 stellt die gemessene Abnahme der Brechkraft der CLC-Linse mit steigender Temperatur dar. Um die Brechkraft konstant zu halten, muss nach Gleichung 2.15 die Zelldicke erhöht werden, was jedoch die Schaltzeit weiter erhöht (vgl. Gleichung 3.13).

Um bei diesen Voraussetzungen die minimale Schaltzeit zu ermitteln, wurde eine Gütefunktion aufgestellt, die sich aus den gemessenen Schaltzeiten in Abhängigkeit von der Temperatur (Abb. 6.18) mit einem Korrekturfaktor der Zelldicke, der invers proportio-

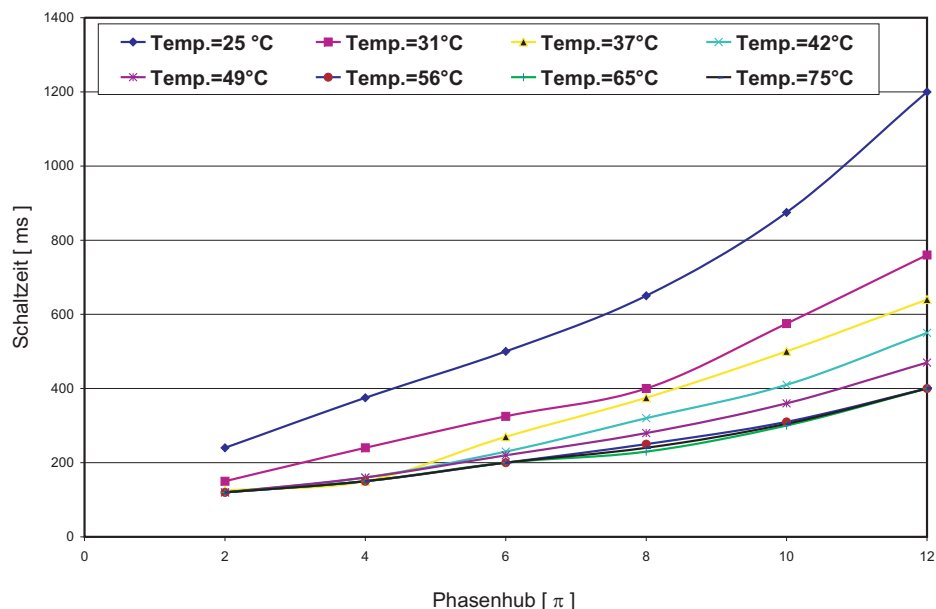


Abb. 6.17: Gemessene Ausschaltzeiten einer CLC-Linse (BL-006) für verschiedene Phasenverzögerungen und Temperaturen bei einer Wellenlänge von $\lambda = 633$ nm

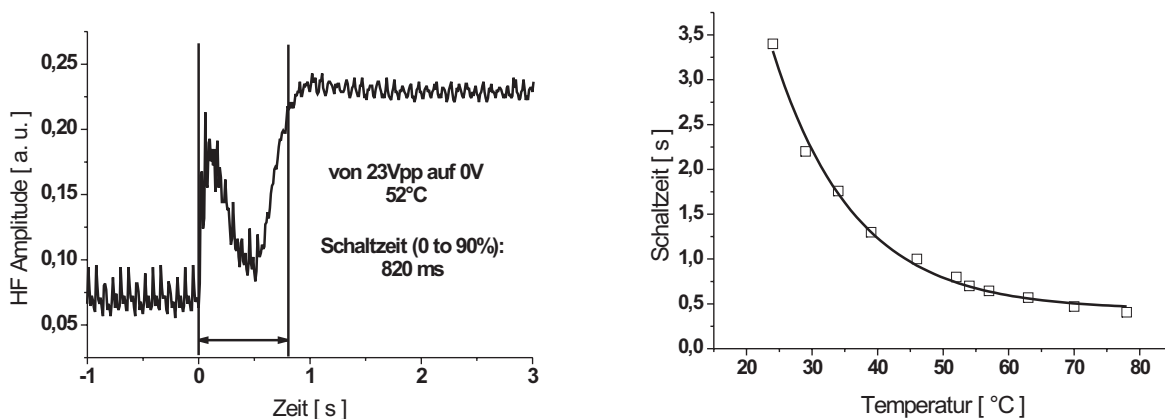


Abb. 6.18: Zeitabhängigkeit der HF-Amplituden zur Bestimmung der Schaltzeit, sowie über das HF-Signal ermittelte Temperaturabhängigkeit der Schaltzeit

nal zum Quadrat der Brechkraft der CLC-Linse ist, multiplikativ zusammensetzt [66]. Die Abhängigkeit der Gütefunktion von der Temperatur ist in Abb. 6.19 rechts dargestellt. Die optimale Schaltzeit wird danach bei etwa 70 °C erreicht. Das bedeutet notwendiger-

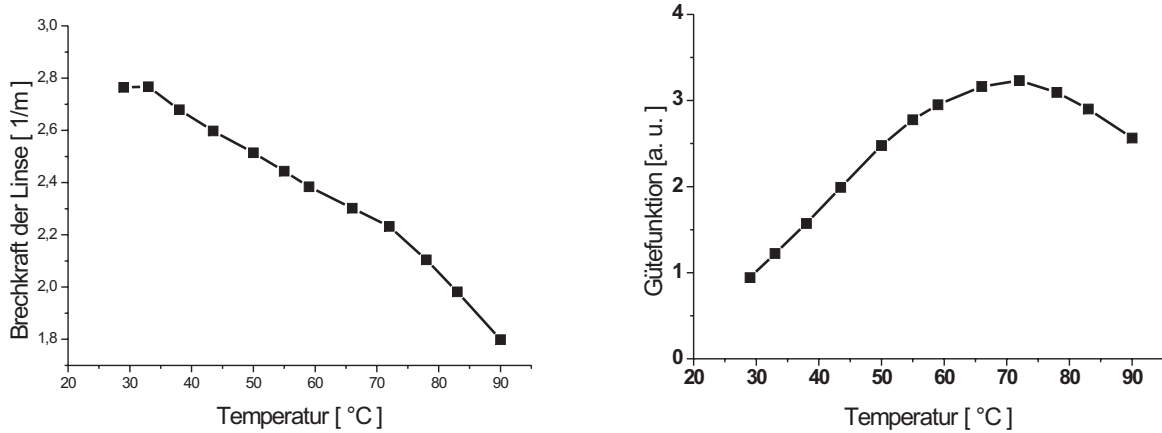


Abb. 6.19: Brechkraft der CLC-Linse und die Gütefunktion über die Temperatur

weise eine Zunahme der Zelldicke um 22 %, um bei einer Temperatur von 70 °C dieselbe Brechzahl wie zuvor bei Raumtemperatur zu erreichen. Dies führt zu einer Zunahme der Schaltzeit auf 750 ms. Ohne Dickenanpassung wurde eine Ausschaltzeit von 500 ms bei 70 °C gemessen. Durch Entfernen der 7 μm dicken Abstandhalter kann die Schaltzeit weiter auf 330 ms reduziert werden [67]. Die Schaltzeitreduzierung durch die Temperaturoptimierung um den Faktor drei gegenüber dem ungeheizten Element konnte in einem BluRay Test-Pickup durch die Messung des HF-Signals bestätigt werden.

Kapitel 7

Adaptiver Strahlblenker

Strahlblenker finden Einsatzmöglichkeiten in verschiedenen Anwendungen wie z. B. in optischen Sensorsystemen oder zur Bilderzeugung in Projektorsystemen (z. B. Laserprojektion, DMD). Konventionell werden Spiegel, Prismen oder akusto-optische Modulatoren (AOM) zur Strahlblenkung verwendet. Jede dieser Methoden hat ihre Vor- und Nachteile: So können zum Beispiel Spiegel nur im Reflektionsmodus eingesetzt werden, die AOMs ihrerseits benötigen sehr hohe Betriebsspannungen (kV-Bereich).

Refraktive oder diffraktive Strahlblenker auf der Basis von Flüssigkristallen haben aufgrund ihrer elektrischen Steuerbarkeit insbesondere gegenüber mechanischen Lösungen den Vorteil, dass sie einen geringen Leistungsverbrauch haben und keine Verschleißerscheinungen zeigen. Sie können im Transmissionsmodus eingesetzt werden. Darüber hinaus sind sie billig gegenüber Prismen- oder AOM-Lösungen und sind verfügbar für ein großes Spektrum an Spezifikationen (Wellenlängenbereich, Design, usw.) Die niedrigen Herstellungs- und Betriebskosten machen sie für einen industriellen Einsatz attraktiv. Im Folgenden werden refraktive und diffraktive Strahlblenker vorgestellt, die im Rahmen dieser Forschungsarbeit entwickelt und vermessen wurden.

7.1 Adaptiver eindimensionaler refraktiver Strahlblenker

Refraktive Strahlblenkung mittels Flüssigkristalle erfolgt durch Modulation der Phase des Lichtstrahls an einer keilförmigen Brechungsindexverteilung. Dazu wird in der Flüssigkristall-Schicht ein Phasenkeil erzeugt, der in Abhängigkeit des Keilwinkels, der Brechungsindexdifferenz und der verwendeten Wellenlänge den Strahl ablenkt. Ein adaptiver, d. h. ansteuerbarer Phasenkeil, der im Gegensatz zu einem statischen Prismenablenkwinkel eine kontinuierliche Ablenkung des Lichtstrahls ermöglicht, wird realisiert, indem der Brechungsindex der Flüssigkristall-Schicht entsprechend durch eine dafür konzipierte Elektrodenstruktur und Ansteuerungsmethode moduliert wird. Die Wellenfront des einfallenden Lichts

wird durch die keilförmige räumliche Modulation des Brechungsindex in der Flüssigkristall-Schicht verkippt. Abb. 7.1 visualisiert die Funktionsweise des eindimensionalen refraktiven Strahlableiters. Zur Generierung der keilförmigen Brechungsindexmodulation in der Flüssigkristall-Schicht wird die Methode des „Conductive Layer Meshing“ angewandt. Dabei generieren zwei parallel angeordnete, niederohmige Zuleitungselektroden aus Chrom oder Silberleitlack über eine hochohmige ITO-Schicht einen linearen Spannungsabfall. Im Gegensatz zum „Conductive Ladder Meshing“ (CLM), bei dem der Spannungsabfall über einen schmalen, lateralen, hochohmigen ITO-Streifen erzeugt wird, erfolgt dies hierbei über die gesamte optisch aktive Fläche. In Kombination mit der Massen-Elektrode (Erdung) entsteht bei entsprechender Ansteuerung ein dreidimensionales, keilförmiges Potentialgefälle innerhalb der Zelle, welches die Flüssigkristall-Moleküle so ausrichtet, dass ein keilförmiges Brechungsindexprofil resultiert.

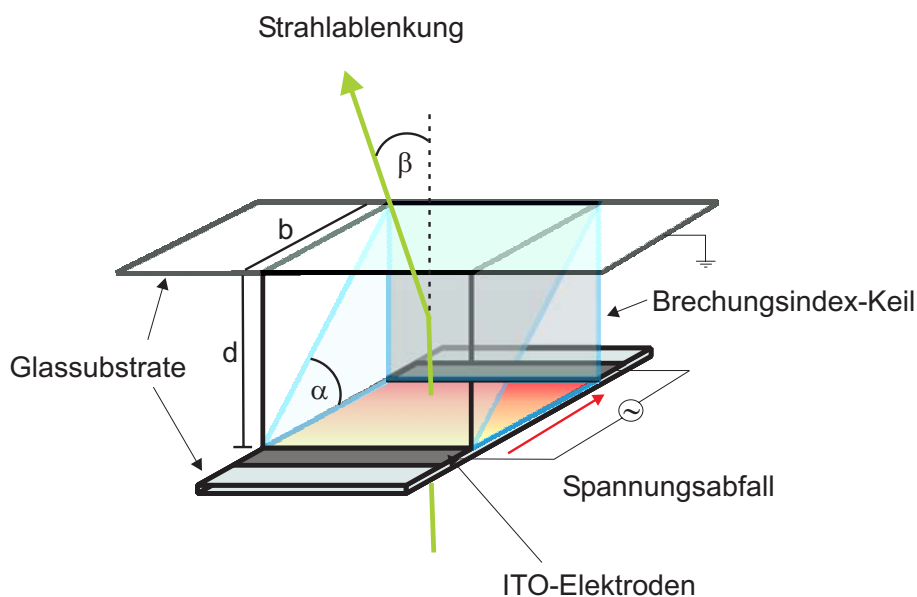


Abb. 7.1: Prinzip der eindimensionalen, refraktiven Strahlableitung auf Flüssigkristallbasis

Der maximale Ablenkwinkel β hängt für kleine Winkel vom Keilwinkel α und von der Brechungsindexdifferenz Δn des verwendeten Flüssigkristalls wie folgt ab:

$$\beta = \alpha \cdot \Delta n \quad (7.1)$$

Der Keilwinkel ist nur von der Geometrie der Zelle abhängig, nämlich von der Breite b , die die parallelen Zuleitungen einschließen und von der Zelldicke d . Eine kontinuierliche Strahlableitung erfolgt durch Variation der Brechungsindexverteilung durch die angelegte Spannung.

Entscheidend für eine Ablenkung des einfallenden Lichtstrahls ist das Betreiben der Flüssigkristall-Zelle im linearen Bereich der Phasenhub-Spannungs-Charakteristik (PSC) der zugrunde liegenden Flüssigkristall-Mischung (vgl. Abb. 7.2). In Experimenten konnte beobachtet werden, dass, wenn die Ansteuerspannung den linearen Bereich überschreitet, der abgelenkte Strahl seine Position nicht beibehält, sondern zum Ausgangspunkt zurück läuft. Das geschieht, wenn die Zelle übersteuert wird und im Sättigungsbereich alle Flüssigkristall-Moleküle maximal ausgelenkt sind (bei einer zuvor parallel orientierten Zelle) und somit keinen Beitrag zur keilförmigen Modulation des effektiven Brechungsindex liefern.

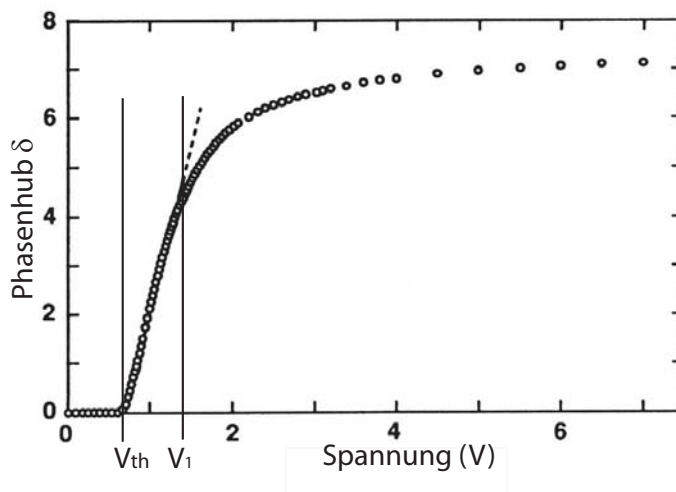


Abb. 7.2: Phasenhub-Spannungs-Charakteristik (PSC) einer parallel orientierten Flüssigkristall-Zelle. Die PSC ist für die Ansteuerung der Flüssigkristall-Modulatoren von besonderer Bedeutung, weil Anhand dieser die Spannungswerte ermittelt werden können, die für die Realisierung unterschiedlicher optischer Funktionen benötigt werden. Sie ist in drei signifikante Bereiche unterteilt: Den Schwellspannungsbereich, wo sich die Flüssigkristall-Moleküle zu reorientieren beginnen, den linearen Bereich und den Sättigungsbereich, wo die Moleküle maximal reorientiert sind.

Zur Bestätigung der keilförmigen Modulation wurde entlang der Flüssigkristall-Schicht, die den Phasenkeil generiert, die Phasenverzögerungen räumlich aufgelöst bei verschiedenen Ansteuerspannungen gemessen. Die Ergebnisse sind in Abb. 7.3 dargestellt und bestätigen die Generierung des Phasenkeils mittels der zugrunde liegenden Elektrodenstruktur und Ansteuerung. In Abb. 7.4 ist der eindimensionale Ablenker zwischen zwei Polarisatoren im Betrieb abgebildet, wobei die streifenförmige Farbmodulation in 7.4(b) auf den ausgebildeten Phasenkeil hindeutet.

Die von uns experimentell erreichten Ablenkwinkel sind kleiner als ein Grad. Zur Realisierung größerer Ablenkwinkel muss gemäß Formel 7.1 die Brechungsindexdifferenz und/oder der Keilwinkel erhöht werden. Die effektive Brechungsindexdifferenz der Flüssigkristalle

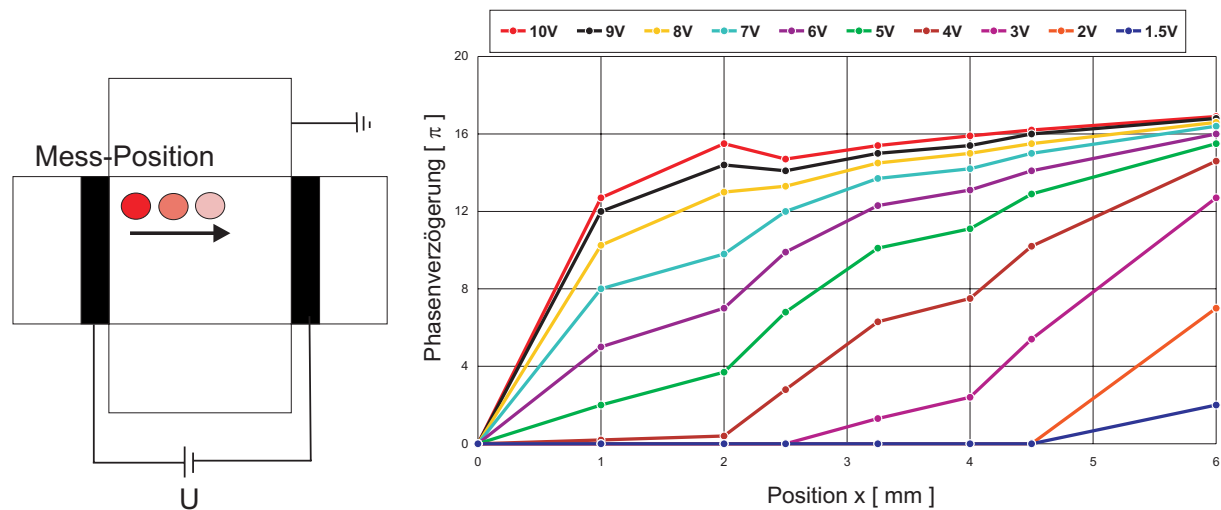


Abb. 7.3: Räumlich aufgelöste Phasenverzögerung zur Bestätigung der keilförmigen Phasenmodulation entlang des Spannungsabfalls. Der Messvorgang ist schematisch links dargestellt. Zwischen den Zuleitungselektroden (U) wurde jeweils eine Spannung zwischen 1,5 V und 10 V angelegt und entlang der angegebenen Positionen die jeweilige Phasenverzögerung gemessen.

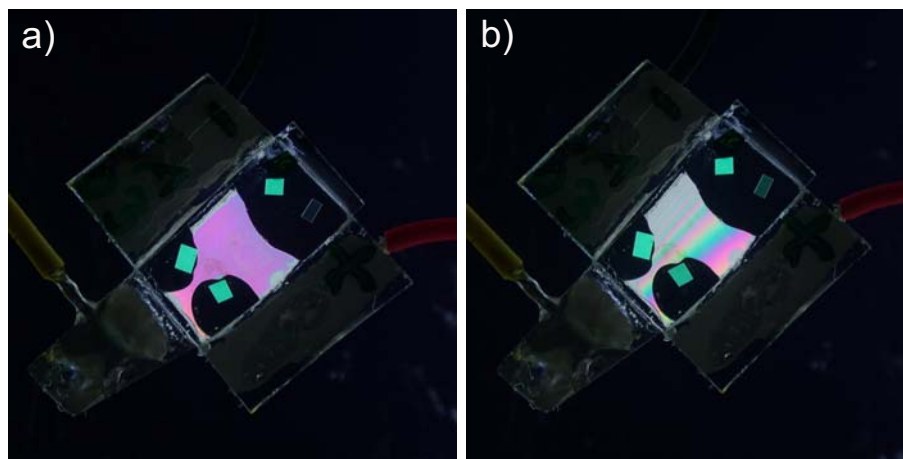


Abb. 7.4: Der Strahlableiter ist im Bild (a) als gewöhnlicher Phasenmodulator geschaltet, wobei die beiden Zuleitungselektroden auf das gleiche Potential gelegt sind. Bild (b) zeigt die keilförmige Modulation, die anhand der Ausbildung der Farbstreifen bei der Betrachtung zwischen gekreuzten Polarisatoren zu erkennen ist.

lässt sich nicht beliebig erhöhen. Der von uns ermittelte maximale Wert liegt etwa bei $\Delta n = 0,4$ für die Flüssigkristall-Mischung BL006 bei $\lambda = 400$ nm (siehe Abb. 7.5). Die gängigen Flüssigkristall-Mischungen zeigen ein Δn von ca. 0,2 für $\lambda = 633$ nm.

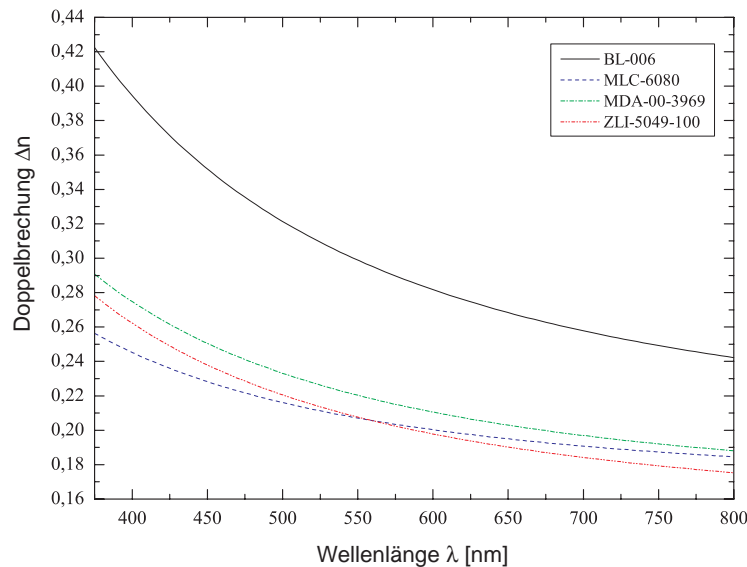


Abb. 7.5: Effektive Doppelbrechung verschiedener nematischer Flüssigkristalle im sichtbaren Spektrum

Die Erhöhung des Keilwinkels lässt sich durch die Reduzierung der Zellbreite b bzw. durch die Erhöhung der Zelldicke d realisieren. Auch hier sind Grenzen gesetzt: Die Zelle muss eine Mindestbreite b besitzen, um einen Strahl endlichen Durchmessers ablenken zu können. Die Erhöhung der Zelldicke führt zu langsameren Schaltzeiten: Wie bereits in Kapitel 3 dargestellt, nimmt die Schaltzeit einer Flüssigkristall-Zelle quadratisch mit der Zelldicke zu. Weitere Probleme sind die schwierigere Vororientierung der Zelle oberhalb von $100 \mu\text{m}$ Dicke, die zunehmenden Transmissionsverluste, sowie Ansteuerung und Materialkosten für kommerzielle Anwendungen. Unter Berücksichtigung der Geometrie- und Materialeinschränkungen (Δn) wurde eine theoretische Abschätzung der realisierbaren Ablenkungswinkel vorgenommen und in Abb. 7.6 dargestellt.

In Tabelle 7.1 sind experimentell gewonnene Ablenkungswinkel über die angelegte Spannung von drei verschiedenen, mit BL006 ($\Delta n \simeq 0.3$ bei $\lambda = 633 \text{ nm}$) befüllten Flüssigkristall-Zellen dargestellt und mit den theoretischen Werten verglichen worden.

7.2 Adaptiver zweidimensionaler refraktiver Strahlableiter

Des Weiteren wurde eine adaptive, refraktive Flüssigkristall-Zelle zur zweidimensionalen Strahlableitung entwickelt und auf ihre Eigenschaften hin untersucht. Die Generierung des zweidimensionalen Brechungsindexprofils erfolgt über die elektrische Ansteuerung von zwei strukturierten Elektroden, die jeweils auf den beiden Substraten angebracht worden sind.

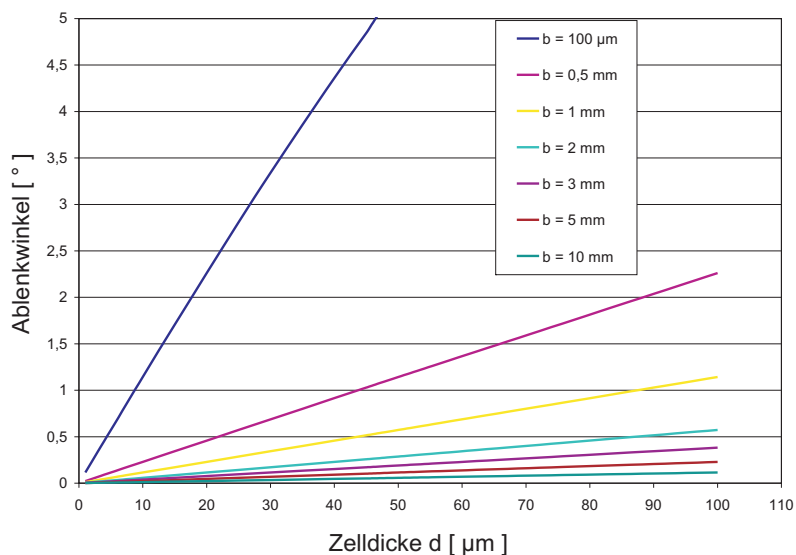


Abb. 7.6: Abschätzung des material- und fertigungsbedingten Ablenkwinkels auf der Basis von Formel (7.1), wobei $\Delta n = 0,2$ zugrunde gelegt wurde

Ablenkwinkel β [$^\circ$]			
U [V]	Zelle 1 ($b=3\text{mm}$, $d=50\mu\text{m}$)	Zelle 2 ($b=2,8\text{mm}$, $d=50\mu\text{m}$)	Zelle 3 ($b=2\text{mm}$, $d=50\mu\text{m}$)
4	0,103	0,08	0,195
5	0,241	0,252	0,344
6	0,275	0,298	0,355
7	0,252	0,252	0,344
8	0,206	0,229	0,275
9	0,16	0,206	0,229
Max. theor. Ablenkung	0,2862	0,307	0,429

Tab. 7.1: Eindimensionale Ablenkwinkel dreier Flüssigkristall-Zellen. Die Abweichung vom theoretischen Wert für die maximale Ablenkung resultiert aus Fertigungstoleranzen.

Zur Herstellung der zweidimensional ablenkenden Flüssigkristall-Zelle wurde die entsprechende Elektrodenstruktur über eine Amplitudenmaske mittels Laserlithographie, sowie durch anschließende nass-chemische Ätz- und Entwicklungsprozesse hergestellt. Im weiteren Verlauf wurden die Masken durch Photolithographieverfahren mit einem Maskaligner auf Chrom- und ITO-Substrate übertragen. Bei der Verklebung der Zelle war darauf zu achten, dass die beiden mit Elektrodenstrukturen versehenen Substrate exakt übereinander angeordnet sind, um einen brauchbaren Potentialverlauf innerhalb der optisch aktiven

Zone aufbauen zu können.

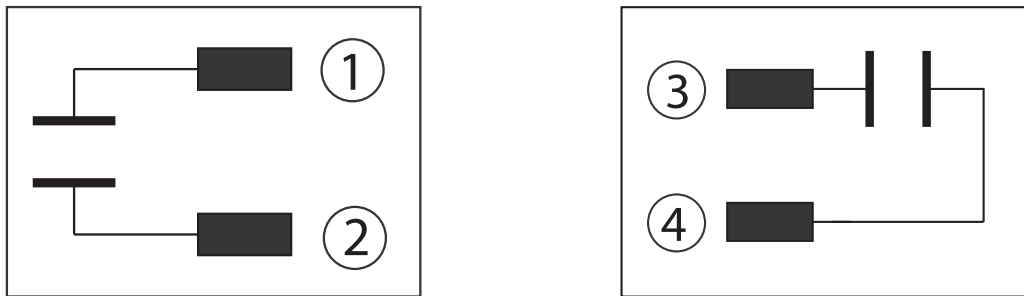


Abb. 7.7: Obere und untere Elektrodenstruktur zur zweidimensionalen Strahlableitung. Die Zuleitungen 1 bis 4, auf die bei der Ansteuerung Bezug genommen wird, sind entsprechend gekennzeichnet.

Abb. 7.7 zeigt die beiden Elektrodenstrukturen zur Generierung des Brechungsindexprofils, und in Abb. 7.8 ist das gefertigte Element abgebildet.

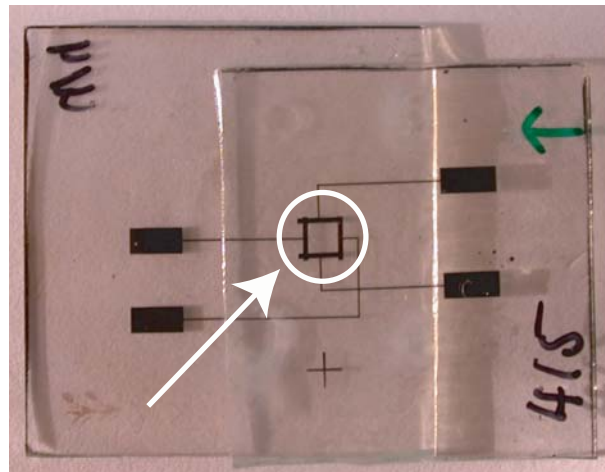


Abb. 7.8: Zweidimensional ablenkende Flüssigkristall-Zelle. Die aktive Zone hat die Abmessung 2x2 mm.

Das Konzept der eindimensionalen Strahlableitung wurde hier beibehalten. Jedes der beiden Elektrodenpaare kann getrennt zur eindimensionalen Strahlableitung herangezogen werden. In Abhängigkeit davon, welches Elektrodenpaar auf Masse gelegt wird, bildet sich in der Flüssigkristall-Schicht ein keilförmiges Brechungsindexprofil aus, durch das der Strahl vertikal (die Elektroden 3 und 4 auf Masse) oder horizontal (die Elektroden 1 und 2 auf Masse) abgelenkt wird. Eine zweidimensionale Ablenkung des Strahls erfolgt durch Anlegen einer Spannung an beide Elektrodenpaare. In Abhängigkeit von den angelegten Spannungen bildet sich ein, der Potentialdifferenz zwischen oberer und unterer Elektrode entsprechendes, elektrisches Feld aus.

Für eine vertikale Ablenkung wurden die Elektroden 3 und 4 auf Masse gelegt und das Potential zwischen den Elektroden 1 und 2 von 0 V bis 20 V variiert. Bei Ansteuerspannungen, die im linearen Bereich der Phasenhub-Spannungs-Charakteristik liegen, ist der resultierende Unterschied in den Brechungsindizes an beiden Elektroden maximal, so dass in diesem Ansteuerbereich die größten Ablenkwinkel beobachtet wurden. Eine horizontale Ablenkung wurde erreicht, indem das vorher geschaltete Elektrodenpaar auf Masse gelegt wurde und an das zweite Elektrodenpaar (Elektrode 3 und 4) die Ansteuerspannung angelegt wurde. Die Ergebnisse sind in Abbildungen 7.9 und 7.10 dargestellt.

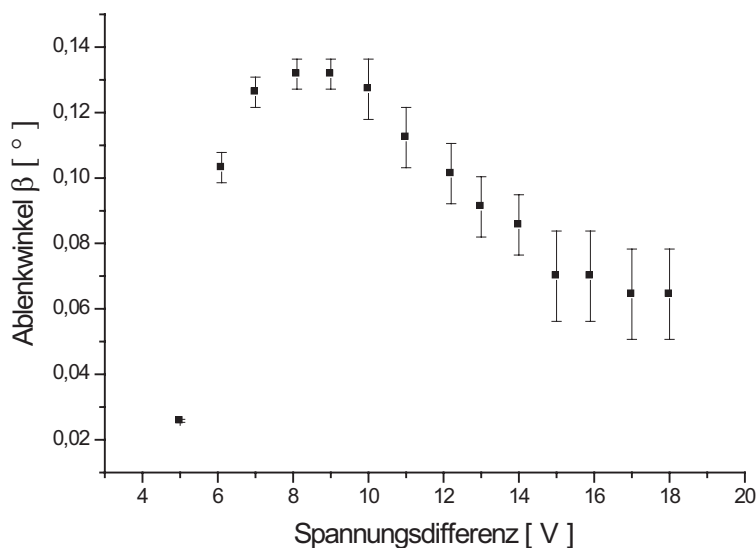


Abb. 7.9: Horizontale Ablenkung

Konzipiert wurde der zweidimensionale refraktive Strahlableiter u.a. für das dynamische Einkoppeln von Licht in Glasfasern. Der x-y-Ablenker kann um eine CLC-Linse (vgl. Kapitel 6.6) ergänzt werden, um eine zusätzliche Verstellfreiheit des Brennpunktes in z-Richtung zu erreichen. Über eine entsprechende Rückkoppelung kann dieser Vorgang automatisiert werden.

Im Rahmen dieser Arbeit konnten erfolgreich ein- und zweidimensionale refraktive Strahlableiter entwickelt werden, die für diverse optische Anwendungen eingesetzt werden können. Aufgrund der notwendigen großen Phasenverzögerungen sind dicke Zellen erforderlich, die sich nachteilig auf die Schaltzeit auswirken. Ohne weitere Optimierungen liegt diese im unteren Sekundenbereich ($\sim 1s$). Dies schränkt jedoch die Einsatzmöglichkeiten für zeitkritische Anwendungen ein.

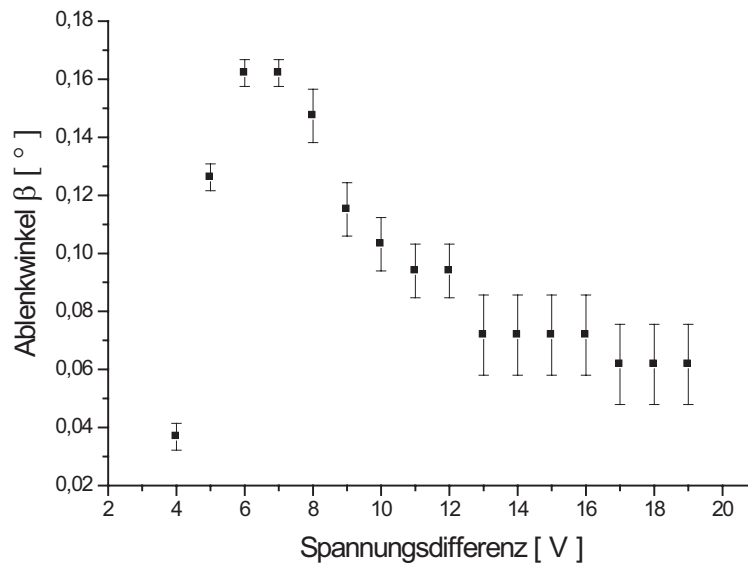


Abb. 7.10: Vertikale Ablenkung

7.3 Adaptiver diffraktiver Strahlblenker

Um die Einschränkungen, insbesondere der langen Ausschaltzeiten der refraktiven Strahlblenkung zu überwinden, wurde ein diffraktiver Strahlblenker auf der Basis von nematischen Flüssigkristallen konzipiert, realisiert und evaluiert. Diffraktive Strahlblenkung ermöglicht die Verwendung dünnerer Zellen, wodurch die Schaltzeit gegenüber refraktiven Systemen reduziert werden kann.

Diffraktive Strahlblenkung basiert auf Beugung an einem Phasengitter im Flüssigkristall-Medium. Ein binäres Gitter ermöglicht eine Beugungseffizienz von maximal 40,5 % in der ersten Ordnung. Dieser Sachverhalt wird an Hand einer Fresnellinse in Abb. 7.11 illustriert.

Im Falle des Strahlblenkens wird ein Sägezahn-Phasenprofil mit einer Phasenhöhe von 2π erzeugt. Dieses Gitter ermöglicht theoretisch einen Beugungswirkungsgrad von nahezu 100% in der ersten Beugungsordnung. Bei Betrachtung eines idealen, eindimensionalen Sägezahn-Gitterprofils kann die komplexe Amplitude $A(f_x)$ wie folgt beschrieben werden [69]:

$$A(f_x) = \frac{1}{\Lambda} \int_0^{\Lambda} e^{i\varphi(x)} e^{-if_x x} dx \quad (7.2)$$

wobei $f_x = (\frac{2\pi}{\Lambda})m$ die Raumfrequenz der m-ten Ordnung und $\varphi(x) = (\frac{2\pi}{\Lambda})x$ die Phasenfunktion in Abhängigkeit vom Ort beschreiben. Λ ist dabei die Gitterperiode. Einsetzen dieser Terme in die Gleichung (7.2) führt zu der komplexen Amplitude der Beugungsordnung m:

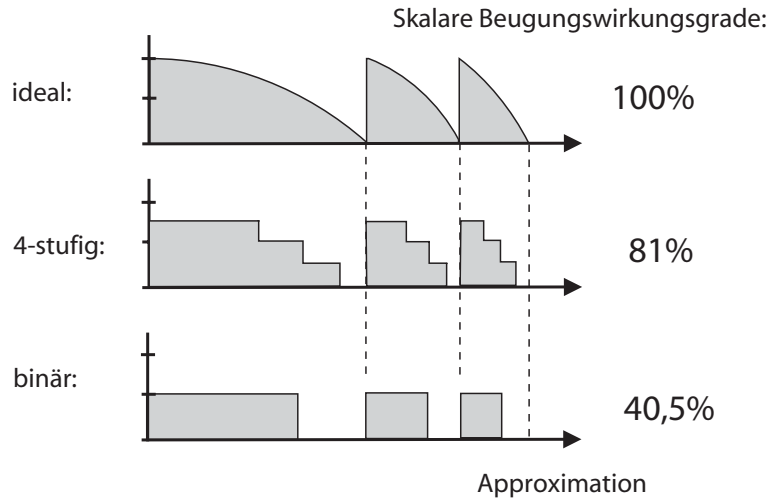


Abb. 7.11: Zusammenhang zwischen Gitterprofil und resultierendem Beugungswirkungsgrad am Beispiel einer Fresnellinse [68]

$$A(m) = \frac{1}{\Lambda} \int_0^{\Lambda} e^{i \frac{2\pi}{\Lambda} (1-m)x} dx \quad (7.3)$$

Für die erste Beugungsordnung ($m=1$) ergibt die Integration der Gleichung (7.3) $A(1)=1$ und für die Intensität folgt durch die Bildung des Betragsquadrats der Amplitude der Wert $I(1) = I_0$, wobei I_0 der eingestrahnten Intensität entspricht. Hierdurch wird ersichtlich, dass das gesamte Licht in die erste Ordnung gebeugt wird. Über die Gittergleichung

$$n_2 \sin \Theta^I = n_1 \sin \alpha + m \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (7.4)$$

kann der Beugungswinkel Θ^I des abgelenkten Strahls bestimmt werden, wobei α den Einfallswinkel des Lichts zum Lot bezeichnet. In Abb. 7.12 sind die theoretischen Ablenkwinkel für verschiedene Gitterperioden bei der Wellenlänge $\lambda = 633 \text{ nm}$, $n_2 = 1$ (Luft) und für einen senkrechten Einfall dargestellt.

Zur Realisierung des Sägezahn-Phasenprofils wurde ein spezielles Elektrodendesign entwickelt, welches das CLM-Prinzip ausnutzt. CLM erlaubt die Generierung einzelner Phasenkeile durch jeweils nur zwei Zuleitungselektroden. Abb. 7.13 stellt schematisch das Prinzip von CLM und die Generierung eines Phasenkeils dar.

Dabei wird ein linearer Spannungsabfall über eine schmale, hochohmige, laterale ITO-Elektrode erzeugt, die an den Enden mit niederohmigen Zuleitungselektroden verbunden ist. Äquidistant werden an der lateralen Elektrode die lokal vorliegenden Spannungen durch sechs Hauptelektroden abgegriffen, wodurch ein sechsstufiger Phasenkeil mit einer Phasenhöhe von 2π ausgebildet werden kann. Die so gebildeten Phasenkeile werden entlang der

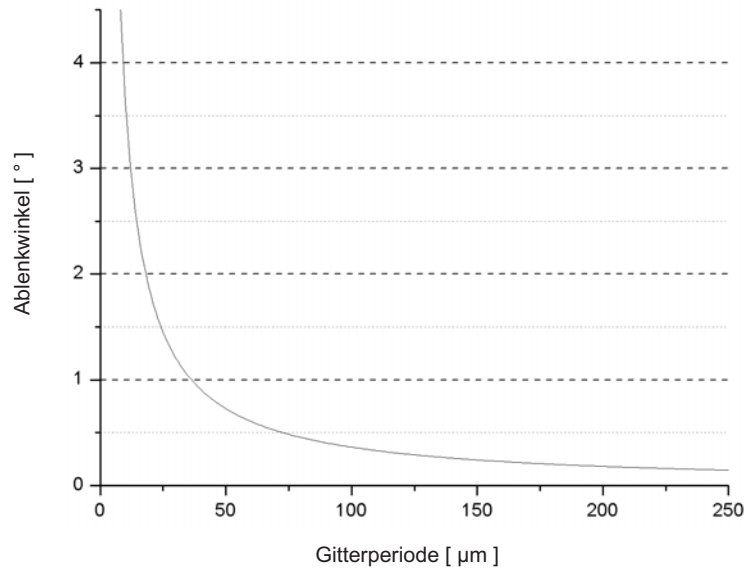


Abb. 7.12: Theoretischer Ablenkwinkel eines Sägezahngritters in die erste Ordnung in Abhängigkeit von der Gitterperiode ($\lambda = 633 \text{ nm}$, senkrechter Einfall)

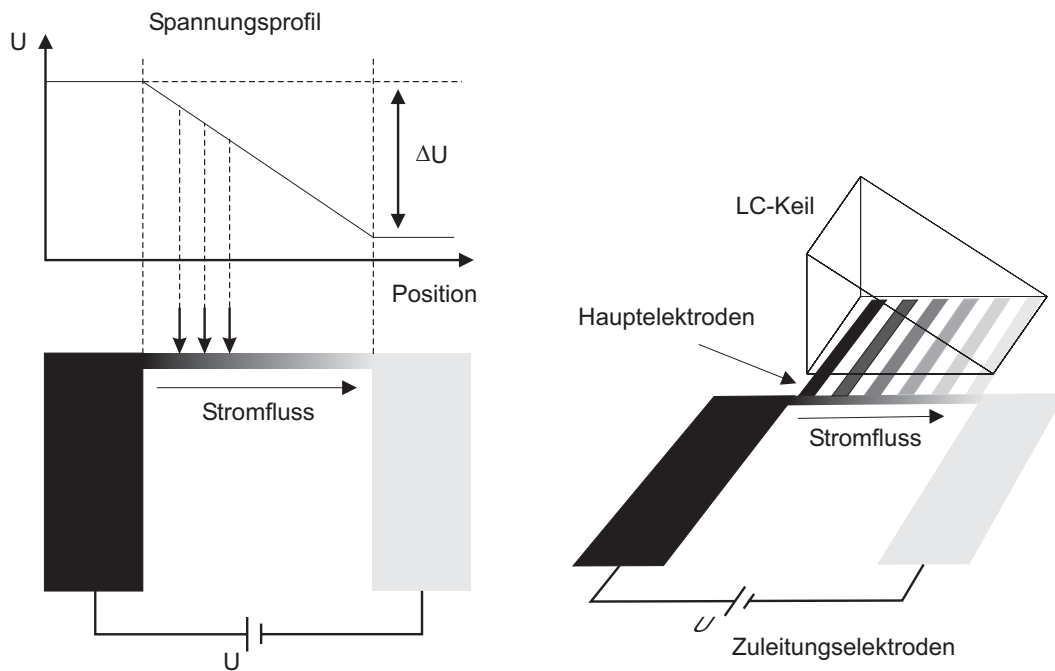


Abb. 7.13: Die Funktionsweise des Conductive Ladder Meshing, sowie die Generierung eines Phasenkeils mittels CLM

Flüssigkristall-Schicht aneinandergereiht und bilden ein sog. *Blaze-Gitter* mit einer durch das Elektrodendesign vorgegebenen Basis-Gitterperiode Λ_{Basis} aus. Durch die Reduzierung der Zelldicke wird die Schaltzeit verringert, indem lediglich ein Phasenhub von 2π zur Generierung des Gitters benötigt wird. Der Aufbau der Flüssigkristall-Zelle und die Ausbildung des *Blaze-Gitters* durch die Orientierung der Flüssigkristall-Moleküle, sowie das dazugehörige Elektrodendesign sind in Abb. 7.14 dargestellt.

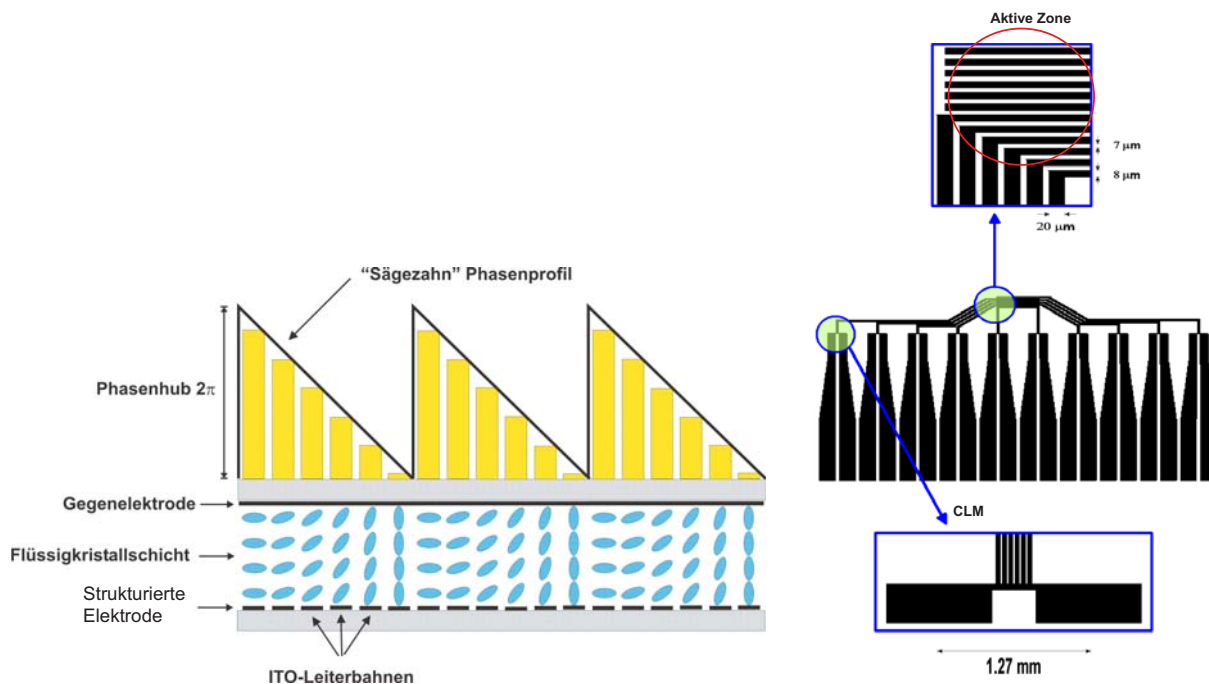


Abb. 7.14: Das Elektrodendesign, der Aufbau der Flüssigkristall-Zelle und die Orientierung der Flüssigkristall-Moleküle zur Generierung eines *Blaze-Gitters* sind dargestellt

7.3.1 Diskrete Strahlableitung

Der einfallende Lichtstrahl wird an einem *Blaze-Gitter* um nur einen von der festen Gitterperiode Λ_{Basis} und der verwendeten Wellenlänge vorgegebenen Winkel gebeugt. Die Elektrodenstruktur erlaubt die getrennte Ansteuerung einzelner Kontaktstützstellen der Flüssigkristall-Zelle. Dadurch ist es möglich, zwei oder mehr Kontaktstützstellen zu einer größeren Periode des *Blaze-Gitters* zusammenzufassen, um weitere diskrete Ablenkwinkel zu realisieren, die jedoch kleiner sind als der durch die Basisperiode der Elektrodenstruktur fest vorgegebene Winkel (vgl. Abb. 7.15 (A)). Abb. 7.15 (B) illustriert die Kombination von zwei Perioden über vier Kontaktstützstellen (bzw. drei Perioden (C)). Hierbei sind an den Kontaktstützstellen 2 und 3 entsprechende Spannungen zu wählen, die den Phasenverlauf zwischen den Stellen 1 und 4 fortsetzt.

Zur Realisierung größerer Ablenkwinkel kann des Weiteren ein Phasenhub größer als 2π

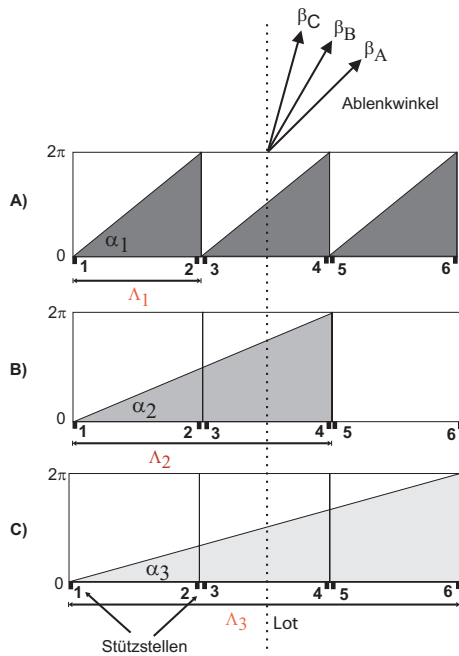


Abb. 7.15: Variation der Gitterperiode Λ ermöglicht Strahlblenkung in verschiedene Winkel

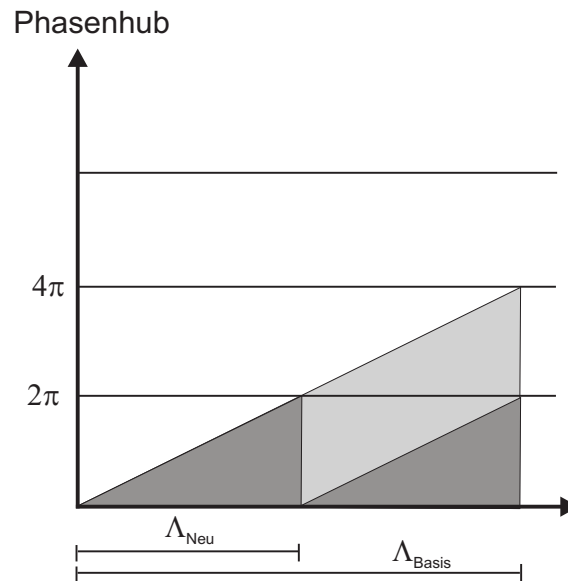


Abb. 7.16: Durch Anheben der Phasenhöhe kann die Gitterperiode Λ reduziert und damit die Ablenkungswinkel vergrößert werden

genutzt werden. Abb. 7.16 zeigt über die Elektrodenstützstellen 1 und 2 einen Phasenkeil mit einer Phasenhöhe von 4π . Der Phasenverlauf kann aufgrund des Modulo- 2π -Prinzips bei einer Phasenhöhe von 2π wieder als auf 0 gesetzt betrachtet werden, wodurch die effektive Gitterperiode Λ_{Basis} halbiert wird. Der damit verbundene Ablenkungswinkel entspricht dem der zweiten Beugungsordnung des Basis-Gitters.

7.3.2 Quasi-kontinuierliche Ablenkung

Mit den oben beschriebenen Methoden erhält man nur eine diskrete Anzahl von Ablenkungswinkeln. Für eine quasi-kontinuierliche Ablenkung wird die Phasenhöhe einzelner Keile an die gewünschte Gitterperiode angepasst. Abb. 7.17 visualisiert diese Methode. Für eine Weiterführung des Phasenverlaufs nach dem ersten Phasenkeil muss in der zweiten Periode ein Phasenkeil über eine geeignete Ansteuerspannung an den Kontaktstützstellen 3 und 4 generiert werden, mit dem Ziel, den Phasenverlauf der ersten Periode fortzusetzen. Mit diesem Ansteuerschema erhält man z. B. ausgehend von 2 Perioden mit Λ_{Basis} ein Sägezahnprofil mit einer Gitterperiode von $\Lambda = \frac{2}{3} \Lambda_{Basis}$.

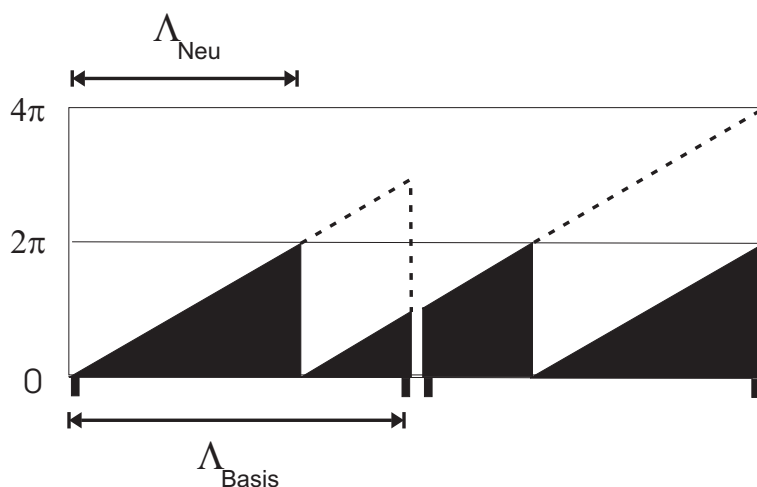


Abb. 7.17: Durch geeignete Ansteuerung lassen sich quasi-kontinuierliche Ablenkungswinkel realisieren

7.3.3 Realisierung und Messergebnisse

Die Herstellung diffraktiver Strahlblenker erfordert mehrere Prozessschritte, die im institutseigenen Labor und Reinraum durchgeführt werden konnten. Das Elektrodenlayout wurde mit einem CAD-Programm entworfen und mittels Laserlithographie in eine Chrommaske umgesetzt. Anhand dieser Amplitudenmaske wurden mittels eines Maskaligners Kopien der Elektrodenstruktur auf ITO-Substraten erstellt und danach zu Flüssigkristall-Zellen verarbeitet. Die Prozess-Schritte sind identisch mit denen zur Fertigung zweidimensionaler, refraktiver Strahlblenker, sowie zu weiteren in dieser Arbeit vorgestellten adaptiven Elemente mit integrierter Elektrodenstruktur.

Der angefertigte diffraktive Strahlblenker ($\Lambda_{Basis} = 90 \mu m$) mit einer aktiven Gesamtfläche von $3 mm^2$ wird mit 40 Zuleitungen elektrisch angesteuert. Das Element enthält eine $12 \mu m$ dünne Schicht des Flüssigkristalls ZLI-5049-100 der Firma *Merck*. Die Abb. 7.18, sowie 7.19 und 7.20 zeigen eine entsprechende Flüssigkristall-Zelle, und eine bzw. mehrere geschaltete Perioden zwischen gekreuzten Polarisatoren.

Zur Charakterisierung des Ablenkverhaltens des *Blaze-Gitters* wurde jeder Phasenkeil einzeln angesteuert und untersucht. Dabei wurde der Intensitätsverlauf über eine geschaltete Periode bei verschiedenen Spannungen digital erfasst und quantitativ ausgewertet. Die Linearität des Spannungsabfalls durch die CLM-Methode entlang der lateralen Elektrode konnte bestätigt werden, indem die Schwellspannungen gemessen wurden, bei der die einzelnen Hauptelektroden zu schalten begannen. Die Abb. 7.21 stellt die Schwellspannung über die sechs Hauptelektroden dar.

Für die Intensitätsmessung wurde die Flüssigkristall-Zelle zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren unter einem Winkel von 45° zum Direktor \mathbf{n} der Flüssigkristall-Schicht ange-

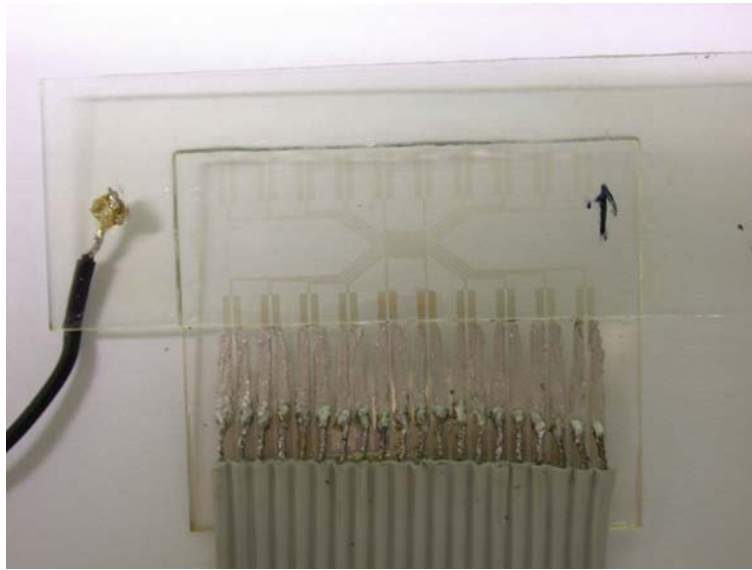


Abb. 7.18: Eine 20-periodige Flüssigkristall-Zelle mit Zuleitungen zur diffraktiven Strahl-
ablenkung

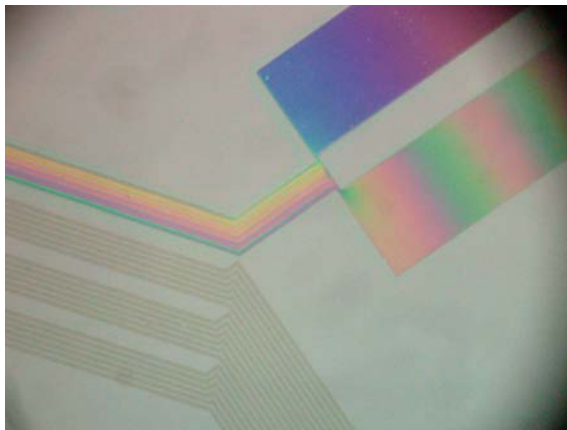


Abb. 7.19: Eine geschaltete Periode zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren. Der Farbverlauf weist auf ein keilförmiges Pha-
senprofil hin.

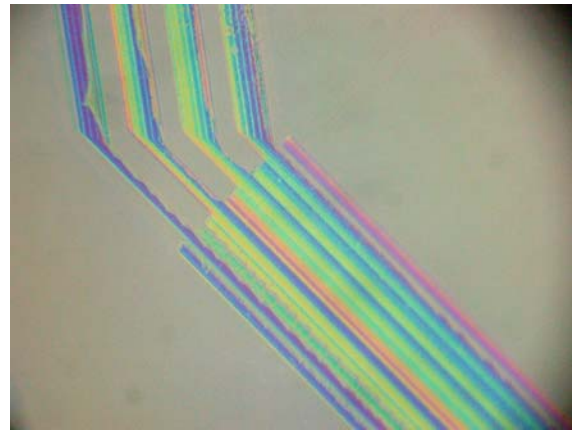


Abb. 7.20: Mehrere geschaltete Perioden zwischen gekreuzten Polarisatoren

bracht. Der Versuchsaufbau ist in Abb. 7.22 skizziert. Als Lichtquelle wurde ein HeNe-Laser ($\lambda = 632,8 \text{ nm}$) mit einer Ausgangsleistung von $1,7 \text{ mW}$ verwendet, wobei der aufgeweitete Laserstrahl den optisch relevanten Bereich von acht geschalteten Perioden mit einer Fläche von $\sim 1,13 \text{ mm}^2$ ausleuchtet. Dabei wurden im Vergleich zur Strahlquerschnittsfläche etwa 53% der Lichtleistung des Lasers effektiv zur Strahlblenkung ausgenutzt. Das Beugungsbild in der Umgebung der nullten Ordnung wurde aufgenommen und die Leistung

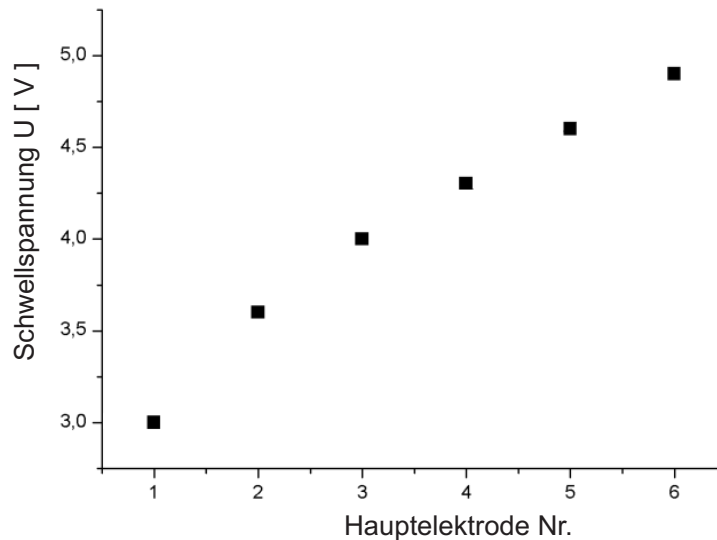


Abb. 7.21: Gemessene Schwellspannung über die sechs Hauptelektroden zur Bestätigung der Linearität des Spannungsabfalls über die laterale Elektrode

der einzelnen Ordnungen mit einem Powermeter der Firma Newport gemessen.

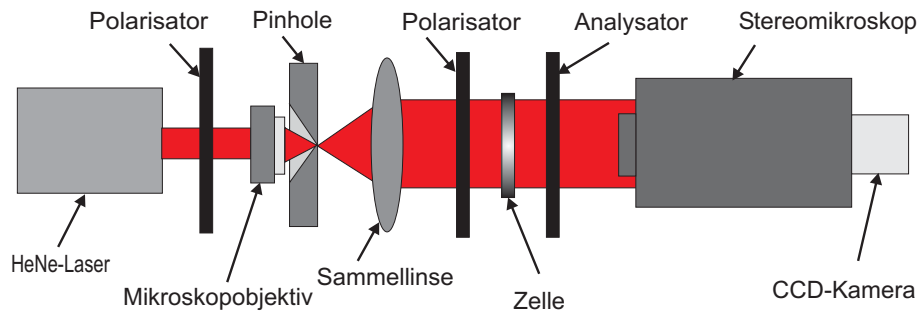


Abb. 7.22: Versuchsaufbau zur Charakterisierung der Flüssigkristall-Zelle

Neben der noch stark vertretenen nullten Ordnung mit 30 % der Ausgangsleistung, wurde unter einem Ablenkwinkel von $\Theta_{Mess} = 0,37^\circ$ (mit einem abgeschätzten Fehler von $\Delta\Theta_{Mess} = 0,05^\circ$) ein zweiter Peak mit 0,06 mW Leistung als die erste Beugungsordnung identifiziert (siehe Abb. 7.23). Der theoretische Wert des Beugungswinkels der ersten Ordnung für $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ und der Gitterperiode $\Lambda = 90 \mu\text{m}$ liegt bei $0,403^\circ$.

Da effektiv nur 53 % der Lichtleistung des Lasers zur Ablenkung beitragen, ergibt sich aus den gemessenen Werten eine Beugungseffizienz von etwa 7 % für die erste Ordnung.

Die Hauptursache für die starke Ausprägung der nullten und damit für den Effizienzverlust in der ersten Ordnung ist die mangelhafte Ausbildung des Phasenprofils für ein *Blaze-Gitter* in der Flüssigkristall-Schicht. Sowohl die Stabilisierung der Phasenhöhe auf 2π , als auch

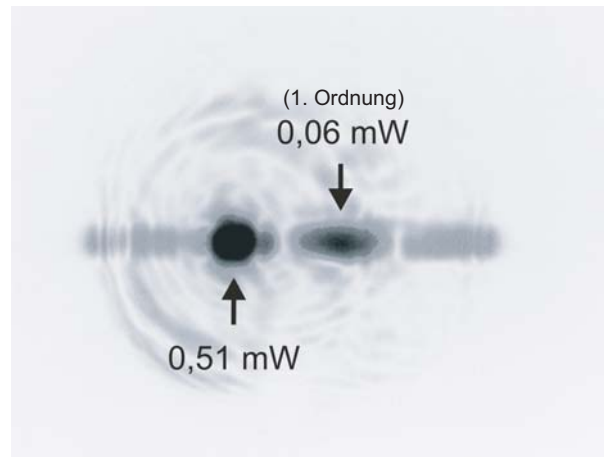


Abb. 7.23: Ablenkung in die erste Beugungsordnung des diffraktiven Flüssigkristall-Gitters. Die noch stark vertretene nullte Ordnung ist auf die mangelhafte Gitterausprägung des Flüssigkristall-Elements zurück zu führen.

die Kantenschärfe der einzelnen *Blaze-Gitter* konnten nicht zufrieden stellend gewährleistet werden. Ein wesentlicher Grund war der verstärkte Cross-Talk durch die reduzierte Zeldicke, wodurch ein korrektes Ansteuern der einzelnen Gitterprofile erschwert wurde. In den Abb. 7.24 und 7.25 sind Aufnahmen eines geschalteten Phasenkeils und seine gemittelten Intensitäten des Querschnitts über eine Spalte dargestellt. Die nicht-optimale Bildung des Blaze-Phasenprofils, sowie der Cross-Talk-Effekt sind deutlich zu erkennen, die zu Beugungsverlusten in der ersten Ordnung geführt haben.

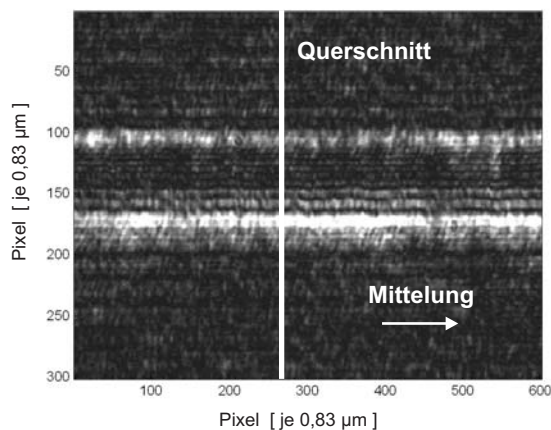


Abb. 7.24: Aufnahme eines geschalteten Phasenkeils zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren zur Charakterisierung der keilförmigen Modulation

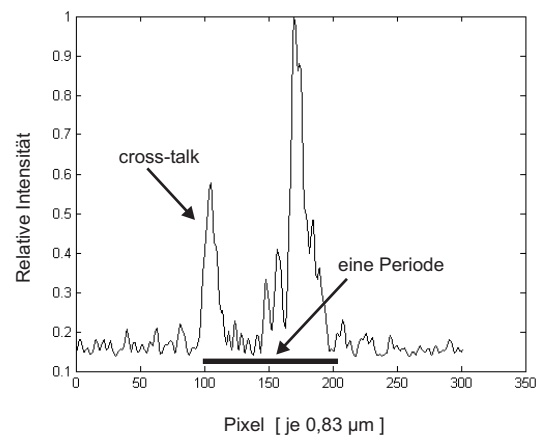


Abb. 7.25: Intensitätsverteilung über die Abmessung einer Periode. Zusätzlich ist der Effekt des Cross-Talks zu sehen, der durch eine weitere Periode verursacht wird.

Weitere Gründe für den geringen Beugungswirkungsgrad in der ersten Ordnung sind folgende:

Zum einen propagiert der Lichtstrahl durch eine Anzahl von Hauptelektroden aus ITO, die ein intrinsisches Subgitter mit einer Periode von $15 \mu m$ bilden. Bei Vergleichsmessungen mit einem unstrukturierten ITO-Bereich konnte ein Effizienzverlust von ca. 26 % in der nullten Ordnung festgestellt werden. Die gemessene Intensitätsverteilung des an der ITO-Elektrodenstruktur gebeugten Lichts für verschiedene Ordnungen ist in Abb. 7.26 dargestellt. Des Weiteren führt der hohe Brechungsindex des ITOs ($n_{ITO} \cong 2.1 - 2.3$ in dem verwendeten Wellenlängenbereich) zu Reflektionsverlusten an den Grenzflächen zwischen Glas und Polyimid ($n_{Glas} \cong n_{PI} \cong 1.5$ [3]).

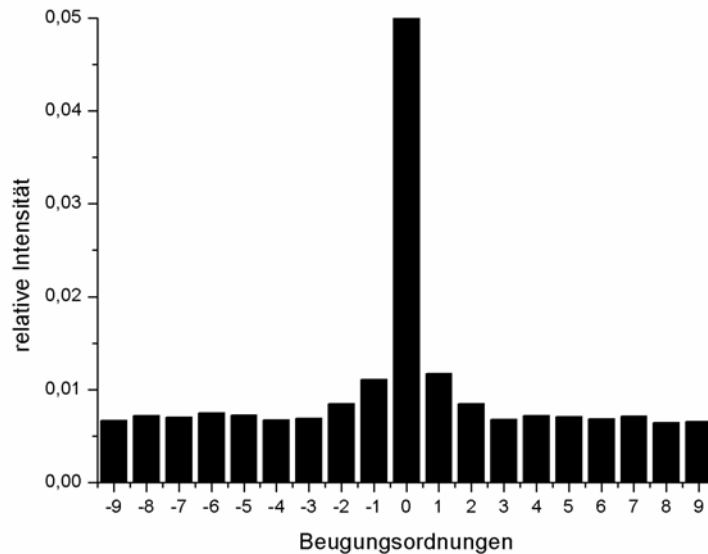


Abb. 7.26: Gemessene Intensitätsverteilung der Beugungsordnungen des Subgitters der ITO-Elektrodenstruktur

Zum anderen trugen die Lücken, die sich aufgrund der Elektrodengeometrie zwischen den einzelnen Phasenkeilen einstellen, zum Effizienzverlust in der ersten Ordnung bei (vgl. Elektrodendesign, Abb. 7.14). In diesen Bereichen ist kein direktes elektrisches Feld angelegt, das die Flüssigkristall-Moleküle ausrichtet. Eine Beeinflussung der Flüssigkristalle in diesen Bereichen findet durch Wechselwirkungskräfte der benachbarten, ausgerichteten Flüssigkristalle statt (Cross-Talk). Diese Regionen verursachen im geblazten Phasenprofil kleine periodisch vorkommende Phasenhubsprünge, welche weitere Beugungsverluste verursachen. Das durch diese Regionen propagierende Licht wird nicht in die bevorzugte Richtung abgelenkt.

Um den Einfluss der Lücken auf das Beugungsbild zu untersuchen, wurde mit der Software

MATLAB eine periodische Sägezahnfunktion mit einem 6-stufigen Phasenkeil mit und ohne Lücken modelliert. Durch eine anschließend durchgeführte Fouriertransformation konnten die relativen Intensitätsverteilungen berechnet werden. Dabei wurde angenommen, dass die Lücken keine Phasenverzögerung verursachen. Die Abbildungen 7.27 und 7.28 zeigen die zugrunde liegenden Phasenfunktionen, sowie die berechneten Intensitätsverteilungen in den einzelnen Beugungsordnungen. Bei einem Füllverhältnis von $11,3 : 3,7$ ($11,3 \mu\text{m}$ Streifenbreite bei $3,7 \mu\text{m}$ Lücke) ist ein Beugungseffizienzverlust von etwa 29% in der ersten Beugungsordnung festzustellen.

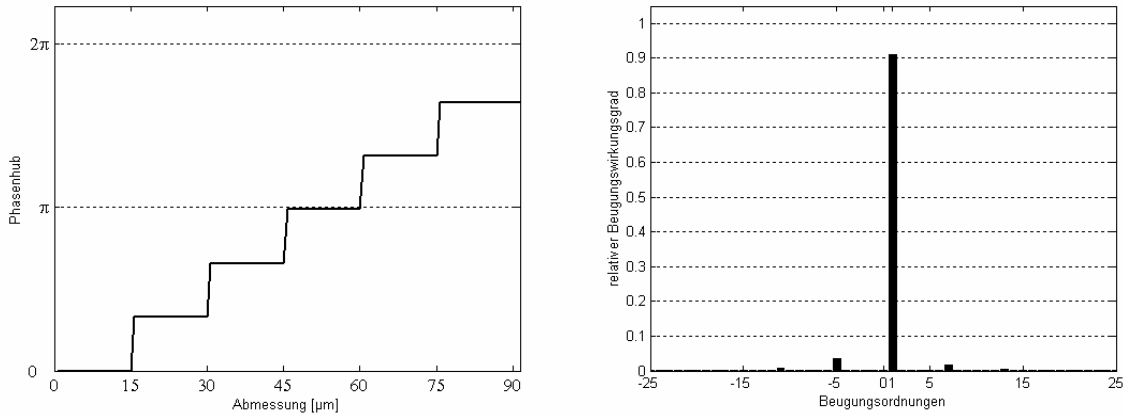


Abb. 7.27: Simulierter 6-stufiger Phasenkeil ohne Lücken und die resultierende Intensitätsverteilung

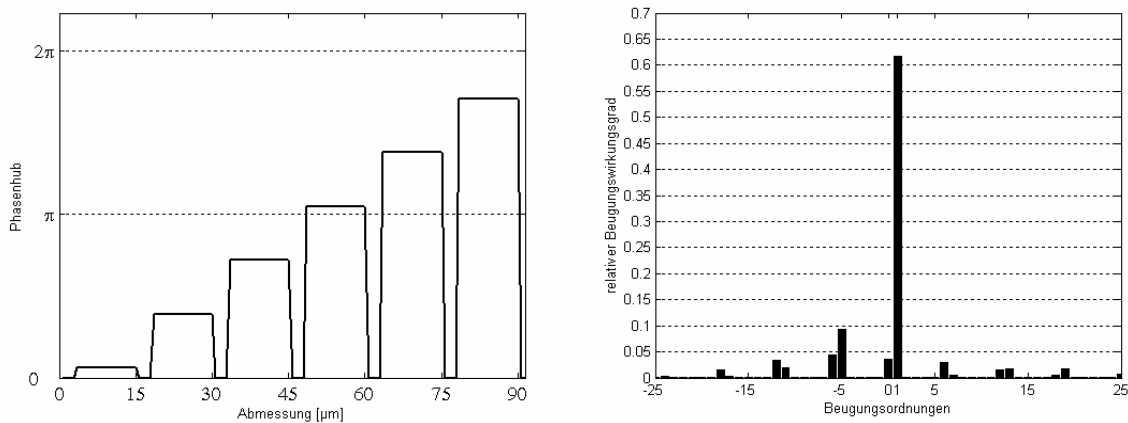


Abb. 7.28: Simulierter 6-stufiger Phasenkeil mit einem Lückenverhältnis von $11,3 : 3,7$ und die resultierende Intensitätsverteilung.

Eine weitere Problematik ergibt sich bei der Betrachtung der Zonen zwischen den einzelnen Phasenkeilen, an denen der Phasensprung von 2π stattfindet. Die angrenzenden Elektroden

haben an diesen Stellen die größtmögliche Spannungsdifferenz. Die gegenseitige Beeinflussung der zwischen den Elektroden liegenden Moleküle führt zu einer ungünstigen Deformation der Direktorstellung, welche den Übergang zwischen den Phasenkeilen stört. Dieser nachteilige Effekt nimmt mit abnehmender Zelldicke zu. Ein Flüssigkristall-Element mit einer Zelldicke von $6 \mu\text{m}$ und einem Elektroden-Lücken-Verhältnis von $4 \mu\text{m} : 4 \mu\text{m}$ wurde von T. Scharf vorgestellt [70]. Dieses weist aufgrund des Effektes eine begrenzte Beugungseffizienz von etwa 65 % auf. Für eine Optimierung der geblazten Phasenprofile ist ein Kompromiss zwischen einer größeren Zelldicke mit der Folge einer erhöhten Schaltzeit und einer kleineren Zelldicke mit der Konsequenz des Beugungseffizienzverlusts einzugehen.

Mit einer Ausschaltzeit von unter 80 ms für eine Phasenverzögerung von 2π weist der diffraktive Strahlableiter gegenüber refraktiven Systemen ein wesentlich besseres Schaltzeitverhalten auf. Über eine Temperaturoptimierung kann die Schaltzeit für kleinere Phasenverzögerungen weiter reduziert werden (vgl. Kapitel 5.1) [71].

7.4 Schaltzeitoptimierter refraktiver Strahlableiter auf der Basis von PSLC

Um die Nachteile der größeren Ausschaltzeit bei refraktiven, sowie der reduzierten Beugungseffizienzen der diffraktiven Strahlableiter zu überwinden, wurde ein schaltzeitoptimierter eindimensionaler Strahlableiter in PSLC-Technik hergestellt. Für die Vororientierung der PSLC-Zelle wurde die in Kapitel 4.8 beschriebene mechanische Versicherungsmethode angewandt. Das Elektrodendesign auf der Basis von Conductive Layer Meshing wurde beibehalten (vgl. Abb. 7.1). Die $23 \mu\text{m}$ dicke Zelle wurde mit der PSLC-Mischung E7/Noa-65 (86 % zu 14 %, bezogen auf das Gewicht) befüllt. Die Abb. 7.29 zeigt die geschaltete Zelle.

Der Abstand der beiden Elektroden betrug $10,5 \text{ mm}$ (somit die Breite b , vgl. Kapitel 7.1), woraus sich ein theoretischer Ablenkwinkel von $\beta \simeq 0,025^\circ$ bei $\Delta n = 0,23$ ergibt. Der maximal gemessene Ablenkwinkel lag bei $\beta = 0,01^\circ$ bei einer Ansteuerspannung von 55 V . Die Diskrepanz ist durch den geringen Gesamtphasenhub zu erklären, den eine PSLC-Zelle erzielt (4π in diesem Fall, siehe Abb. 7.30), wodurch der Keilwinkel beschränkt wird. Eine Reduzierung der Breite b führt zu größeren Ablenkwinkeln bei gleicher Zelldicke. Interessant ist die Ausschaltzeit, die mit $\tau = 16 \text{ ms}$ gemessen wurde. Das ist eine Verbesserung um den Faktor 5 gegenüber der diffraktiven, sowie mindestens um Faktor 60 gegenüber einem konventionellen, refraktiven Strahlableiter, womit auch zeitkritische Anwendungen möglich werden.

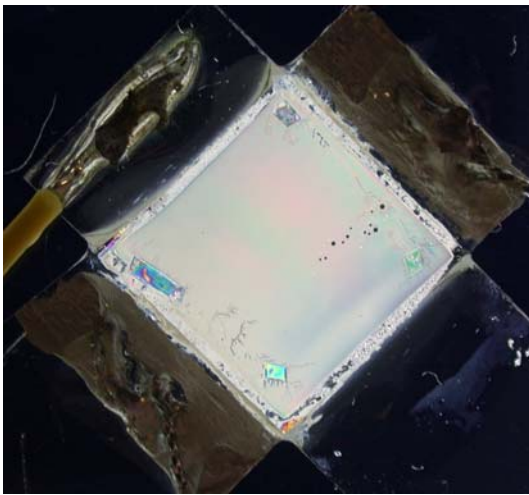


Abb. 7.29: Geschalteter PSLC-Strahlableiter zwischen zwei Polarisatoren

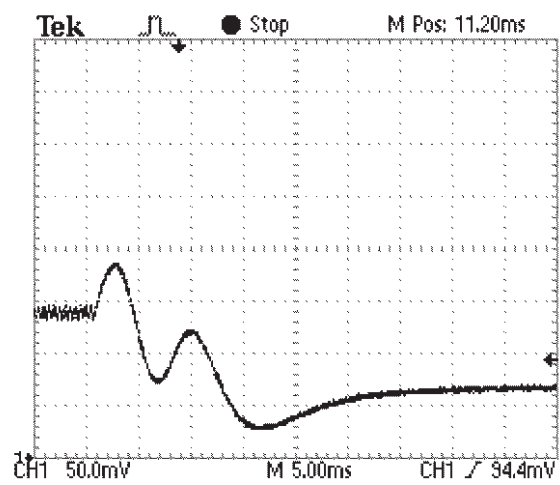


Abb. 7.30: Gesamtphasenverzögerung und Ausschaltzeitverhalten des PSLC-Strahlableiters

Kapitel 8

Multifunktionselement

Das Multifunktionselement wurde entwickelt, um unterschiedliche Funktionen wie die Fokussierung oder die zweiachsige Ablenkung eines Laserstrahls, die während dieser Arbeit als Einzellösungen bereits realisiert wurden (siehe Kapitel 6.3, 6.6 und 7), in einem einzigen Flüssigkristall-Element zu vereinigen. Dabei kann auch die Ansteuerung vereinfacht werden. Solch ein Element kann zum Beispiel zur Korrektur von Wellenfrontfehlern eingesetzt, oder zur dynamischen Korrektur beim Einkoppeln von Licht in Glasfasern benutzt werden. Durch geschickte Ansteuerung können dabei nicht nur sphärische, sondern auch Verkippungs - (Tilt) und astigmatische Wellenfrontfehler ausgeglichen werden.

Das Konzept des Multifunktionselements basiert auf der Kombination der optischen Funktion zweier gekreuzter Zylinderlinsen; entsprechend erhält man ein sphärisches Phasenprofil. Es wurde dazu ein neues Elektrodenlayout entworfen, um neben der Generierung des Phasenprofils zweier gekreuzter Zylinderlinsen, auch weitere Funktionen realisieren zu können.

Ausgehend davon, dass nur die lokalen Potenzialdifferenzen zwischen dem oberen und unteren ITO-Substrat für die Reorientierung der Flüssigkristall-Moleküle maßgebend sind, wurde das Spannungsprofil berechnet, das zur Realisierung der optischen Funktion der gekreuzten Zylinderlinsen in einer Flüssigkristall-Schicht notwendig ist. Wie in Abb. 8.1 und 8.2 dargestellt, erzeugt der lineare Spannungsverlauf ein pyramidenartiges Spannungsprofil; der quadratische Spannungsabfall, der z. B. durch die Methode des Conductive Layer Meshing erreicht werden kann, approximiert die Zylinderlinsenfunktion besser. Der quadratische Spannungsverlauf kann, wie in Abb. 8.3 gezeigt, durch zwei oder mehr Stützelektroden approximiert werden. Über die niederohmigen Stützelektroden wird ein elektrisches Potential einer hochohmigen ITO-Schicht zugeführt. Wenn das Element im linearen Bereich der Phasenhub-Spannungs-Charakteristik (vgl. Abb. 7.2) angesteuert wird, bewirkt das quadratische Spannungsprofil ein sphärisches Brechungsindexprofil im Flüssigkristall-Element.

Das Element wurde so konstruiert, dass beide ITO-Substrate, welche die Flüssigkristall-Zelle bilden, jeweils mit der gleichen Elektrodenstruktur (um 90° zueinander gedreht) ver-

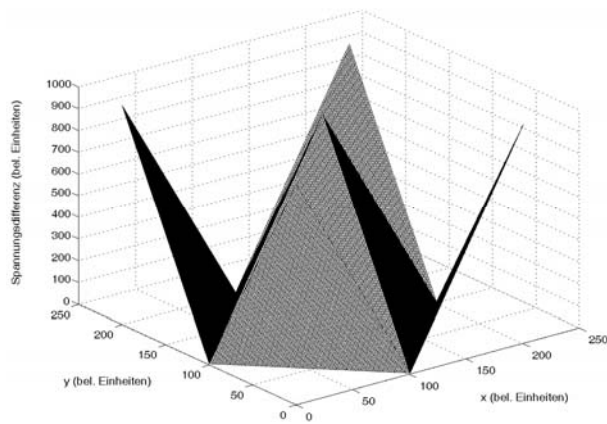


Abb. 8.1: Simuliertes Spannungsprofil bei einem linearen Spannungsabfall

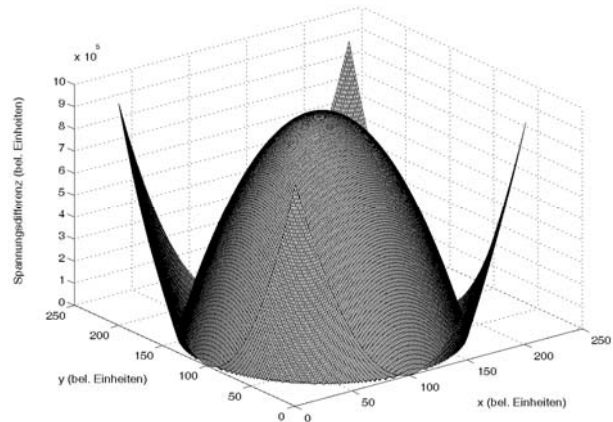


Abb. 8.2: Simuliertes Spannungsprofil bei einem quadratischen Spannungsabfall, welches die Generierung des Phasenprofils der gekreuzten Zylinderlinsen besser approximiert

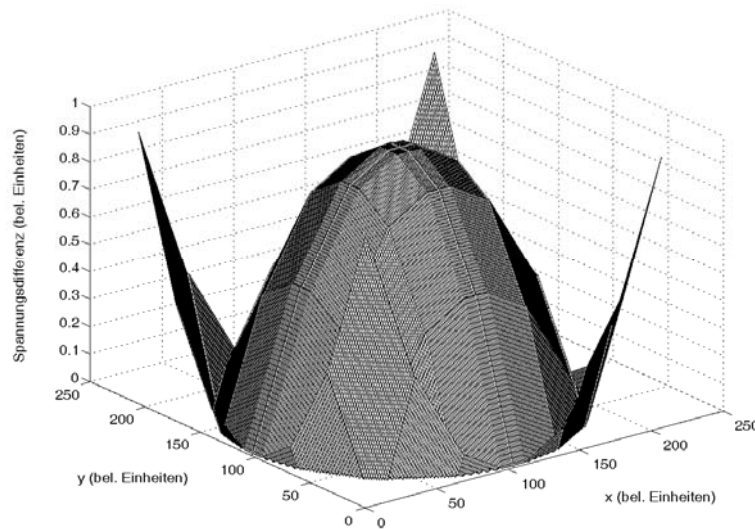


Abb. 8.3: Approximierung des quadratischen Spannungsabfalls durch zwei Stützelektroden

sehen sind. Der Nachteil der etwas aufwendigeren Herstellung und Ansteuerung wird durch die vielen realisierbaren adaptiven Funktionen und damit vielfältigen Einsatzmöglichkeiten kompensiert.

Die zugrunde liegende Elektrodenstruktur basiert auf der Kombination der beiden Methoden Conductive Ladder- und Conductive Layer Meshing. Über das Conductive Layer Meshing wird erreicht, dass das Potential, welches durch die niederohmigen Chromzulei-

tungen (Flächenwiderstand ca. $10 \Omega/\text{sq}$) zugeführt wird, gleichmäßig über die hochohmige Fläche aus ITO (Flächenwiderstand ca. $100 \text{ k}\Omega/\text{sq}$) zwischen zwei Stützstellen abfällt (siehe Abb. 8.4).

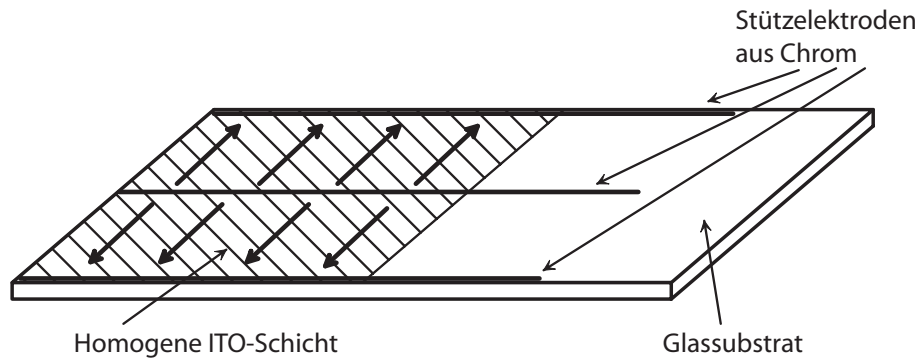


Abb. 8.4: Prinzip des Conductive Layer Meshing mit Stützstellen. Die Spannung wird über die niederohmigen Chromleitungen zugeführt und fällt in Pfeilrichtung über der hochohmigen ITO-Schicht ab.

Der quadratische Spannungsverlauf wurde durch das Einführen von mehreren Stützstellen angenähert. Die Generierung eines kontinuierlichen quadratischen Verlaufs über einer Flächenelektrode würde eine unendliche Anzahl von Stützstellen benötigen. Je mehr Stützstellen verwendet werden, desto genauer kann der quadratische Verlauf angenähert werden. Das hat jedoch den Nachteil, dass mehr Licht durch die Chromleitungen reflektiert und die Ansteuerung aufwendiger wird. Es ist sinnvoll, die Chromleitungen so dünn wie möglich zu halten, um dadurch die Verluste durch Reflektion an der Chromschicht zu minimieren. In unserem Fall wurden sieben Stützelektroden (mit jeweils $1 \mu\text{m}$ Breite) verwendet. Um die Ansteuerung relativ einfach zu halten, wurde mithilfe der Conductive Ladder Meshing Methode über eine dünne Querelektrode ein linearer Spannungsabfall erzeugt (vgl. Kapitel 6.2). Durch das Abgreifen des lokal vorliegenden Potentials durch die Stützelektroden, die vom Zentrum der Querelektrode heraus mit dem Abstand linear zunehmend¹ angeordnet sind (vgl. Abb. 8.5), konnte die Ansteuerung auf zwei Zuleitungen je Substrat reduziert werden. Die Abgriffstellen ergeben sich aus der Simulation von verschiedenen Stützstellenvarianten durch Berechnung der kleinsten Abweichung vom tatsächlichen quadratischen Verlauf. Die Abb. 8.5 und 8.6 stellen die beiden Masken dar, die mittels Laserlithographie auf Chromsubstrate geschrieben wurden. Mit denen wurde die siebenstufige Elektrodenstruktur in weiteren Kopier- und nass-chemischen Ätzprozessen (mittels Liftoff) auf ITO-Substrate übertragen.

Das Anbringen der Elektrodenstruktur auf den ITO-Substraten erfordert den Liftoff-Prozess, der zur Herstellung von Zwei-Schicht-Systemen angewendet wird. Eine ausführliche Darstellung dieser Technik ist bei M. Hain [3] zu finden. Die wesentliche Schwierigkeit bei der

¹Äquidistante Anordnung der Stützelektroden bewirkt ein lineares Spannungsprofil, die mit linear steigenden Abstand angeordneten Stützelektroden führen zu einem quadratischen Spannungsprofil.

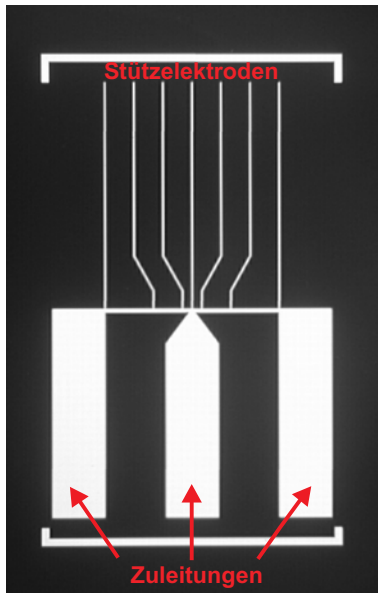


Abb. 8.5: Erste Maske zum Einbringen der Zuleitungen und Stützelektroden aus Chrom (Conductive Ladder Meshing)



Abb. 8.6: Zweite Maske zum Einbringen der ITO-Fläche, welche die Potentiale zwischen den Stützstellen interpoliert (Conductive Layer Meshing)

Herstellung des Elements liegt bei der Justage der beiden Substrate mit Elektroden, die präzise übereinander angeordnet werden müssen, da sonst das resultierende Potential verzerrt werden würde. In Abb. 8.7 ist ein fertig montiertes Multifunktionselement dargestellt.

8.1 Ansteuerung des Multifunktionselements

Durch optimierte Ansteuerung können mit dem Multifunktionselement unterschiedliche optische Funktionen realisiert werden. So kann durch Anlegen geeigneter Potentiale ein keilförmiges Phasenprofil für eine stufenlose Strahlableitung in x- bzw. y-Richtung, oder durch Erzeugen eines sphärischen Profils eine variable Fokussierung erreicht werden.

Durch die Anwendung des Conductive Ladder Meshings wird eine individuelle Ansteuerung der Stützelektroden vermieden, so dass lediglich zwei Eingangsspannungen ausreichen. Für eine optimale Ansteuerung werden jedoch drei verschiedene Spannungs- und eine Masseleitung benötigt. Der Grund hierfür liegt in der Phasenhub-Spannungs-Charakteristik (siehe Abb. 7.2) des Flüssigkristalls. Der lineare Bereich einer planaren Zelle z. B. mit dem Flüssigkristall BL-006 beginnt bei einer Potentialdifferenz von ca. 2.2 V bis 2.5 V. Bei einer Ansteuerung mit nur zwei Spannungswerten (z. B. Masse und ein Spannungswert) ist die Potentialdifferenz zwischen den Substraten im äußeren Bereich der aktiven Zone 0 V (siehe Abb. 8.8). Das führt dazu, dass die aktive Zone, die z. B. das sphärische

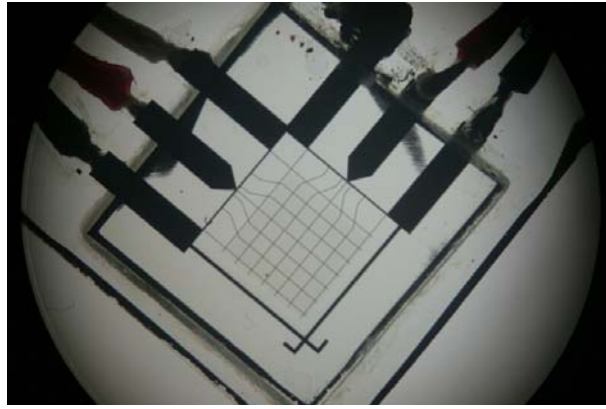


Abb. 8.7: Multifunktionselement mit siebenstufiger Elektrodenstruktur und jeweils drei Ansteuerelektroden

Brechungsindexprofil generiert, nicht im linearen Ansteuerungsbereich des PSCs des verwendeten Flüssigkristalls betrieben wird. Eine Verzerrung des Profils ist die Folge. Bei einer Ansteuerung mit drei verschiedenen Potentials kann ein Offset eingestellt werden. Dieser kann so gewählt werden, dass am äußeren Bereich der aktiven Zone eine Potentialdifferenz von z. B. 2,5 V bis 3 V vorliegt, so dass der lineare Bereich der PSC in vollem Umfang ausgenutzt werden kann (siehe Abb. 8.9).

Die Realisierung der elektrischen Schaltung zeigt Abb. 8.10. Die Spannung, die ein Funktionsgenerator liefert, wird mit Hilfe von zwei Trenntransformatoren (2 : 1 - Überträger) halbiert. An einem Ausgang wird ein verstellbares Potentiometer angeschlossen, dessen Mittelabgriff zur Einstellung des Offsets verwendet wird. Die zum Ansteuern des Elements zur Verfügung stehenden Spannungswerte sind die halbe Primärspannung U_1 , die Offsetspannung U_{Off} und die Summe der beiden Spannungen $U_2 = U_1 + U_{Off}$.

8.2 Realisierung mehrerer optischer Funktionen

Im Folgenden sind das Multifunktionselement und einige Ansteuerungsmöglichkeiten dargestellt. Das Element wurde zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren platziert, um die jeweilig angesteuerten Phasenmodulationen sichtbar zu machen.

Die Abbildungen 8.11 bis 8.16 zeigen die Möglichkeit, das Multifunktionselement als Kompensationselement für sphärische Wellenfrontfehler einzusetzen. Abgebildet ist die Veränderung der ringförmigen Phasenmodulation bei steigender Spannung, was eine Fokussierung bewirkt. Der Bildausschnitt zeigt die aktive Zone des angesteuerten Multifunktionselements. Die Ansteuerung erfolgt nach dem in Abb. 8.9 dargestellten Schema. Bei Ansteuerspannungen um $10 V_{PP}$ entsteht im Zentrum der aktiven Zone eine rautenförmige Phasenstruktur. Diese kommt dadurch zustande, dass nur die innersten Stützstellen aktiv

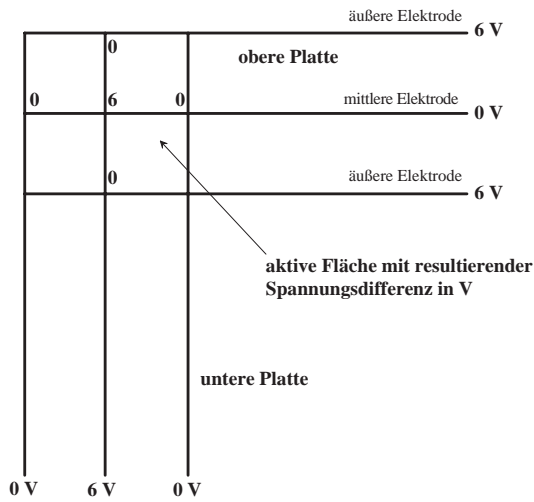


Abb. 8.8: Ansteuerschema mit nur zwei verschiedenen Spannungswerten

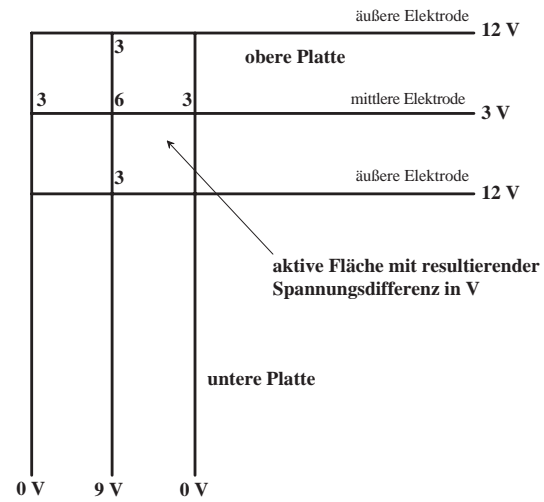


Abb. 8.9: Ansteuerschema mit drei verschiedenen Spannungswerten, die über eine Offset-Einstellung eine optimierte Ansteuerung ermöglichen

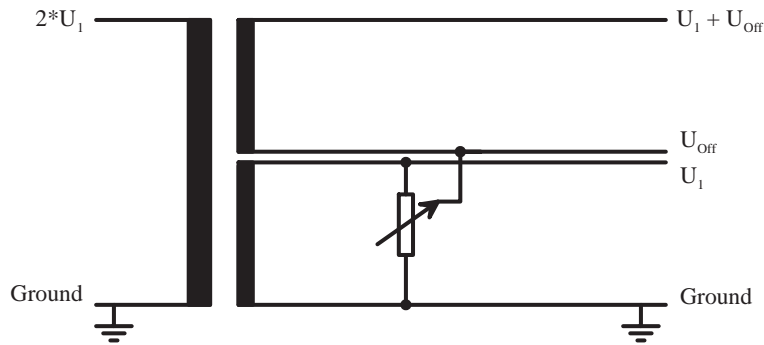


Abb. 8.10: Schaltbild der Ansteuerung. Die Offset-Einstellung ermöglicht eine variable Anpassung der Spannungswerte an die PSC.

sind. Wird die Spannung weiter erhöht, ändert sich der Verlauf stetig zu einer kreisförmigen Struktur, weil dadurch mehr Stützstellen mit einbezogen werden.

Um das Multifunktionselement als Strahlableiter zu betreiben, werden sämtliche Elektroden auf dem einen Substrat mit dem selben Potential versorgt. Die obere Elektrode des zweiten Substrats wird auf ein hohes Potential gelegt und die untere auf Masse. Dadurch wird ein keilförmiges Brechungsindexprofil innerhalb der Zelle generiert, wodurch ein Laserstrahl in x-Richtung, als auch durch die Ansteuerung des zweiten Substrates in y-Richtung abgelenkt werden kann. Das Ansteuerschema ist in Abb. 8.17 und der Phasenverlauf in Abb. 8.18 dargestellt.



Abb. 8.11: Zwischen zwei Polarisatoren visualisiertes Phasenprofil bei Ansteuerspannungen um $10 V_{PP}$



Abb. 8.12: Phasenprofil bei Ansteuerspannungen um $20 V_{PP}$



Abb. 8.13: Phasenprofil bei Ansteuerspannungen um $30 V_{PP}$

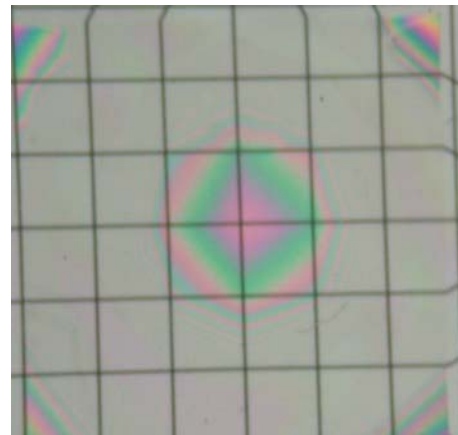


Abb. 8.14: Phasenprofil bei Ansteuerspannungen um $40 V_{PP}$

Schwierigkeiten treten auf, wenn beide Phasenkeile zu einem zwei dimensional ablenkenden Element kombiniert werden. Die einfache Addition der beiden Phasenkeile führt zu einer Art Grabenform. Der Betrag der Potentialdifferenz zwischen den beiden Substraten ist an beiden Rändern (oben links und unten rechts) groß und in der Mitte (von oben rechts nach unten links) klein, so dass sich eine grabenförmige Phasenmodulation ergibt. Das dazugehörige Ansteuerschema ist in Abb. 8.19 dargestellt.

Bei adäquater Ansteuerung ist es dennoch möglich, eine x-y-Ablenkung zu realisieren. Dazu werden die beiden äußeren Elektroden des oberen Substrats mit denen des unteren zusammengeschlossen. Eine der mittleren Elektroden wird mit einem niedrigen und die andere mit einem hohen Potential angesteuert (siehe Abbildung 8.20). Dies führt zu dem Phasenprofil, das einen Strahl zweiachsig ablenkt (vgl. Abb. 8.21).

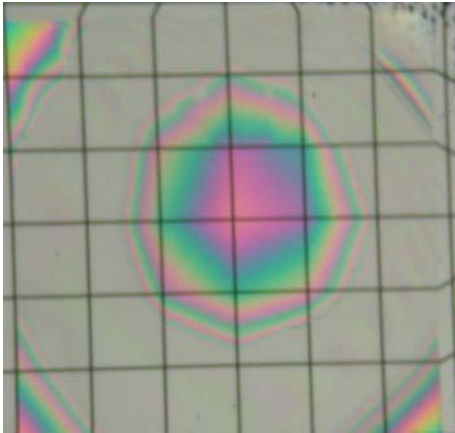


Abb. 8.15: Phasenprofil bei Ansteuerspannungen um $50 V_{PP}$

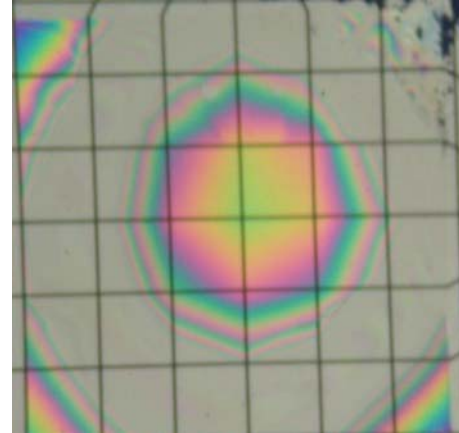


Abb. 8.16: Phasenprofil bei Ansteuerspannungen um $60 V_{PP}$

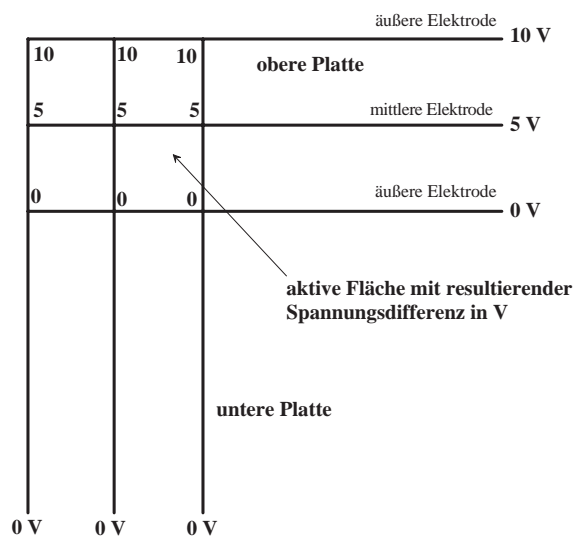


Abb. 8.17: Ansteuerschema für den Betrieb des Multifunktionselements als 1.dim. Strahlableiter

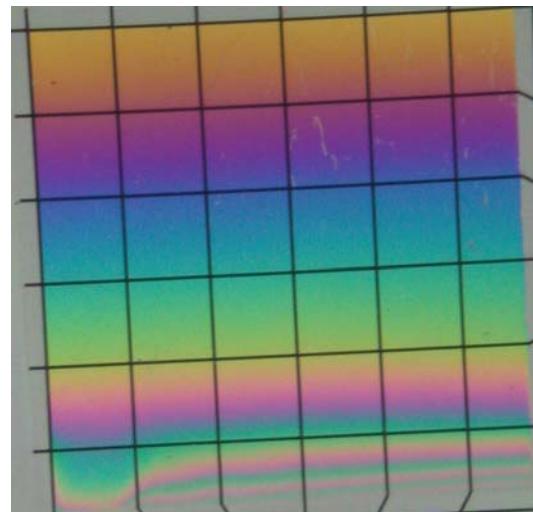


Abb. 8.18: Keilförmiges Phasenprofil des 1.dim. Strahlableiters

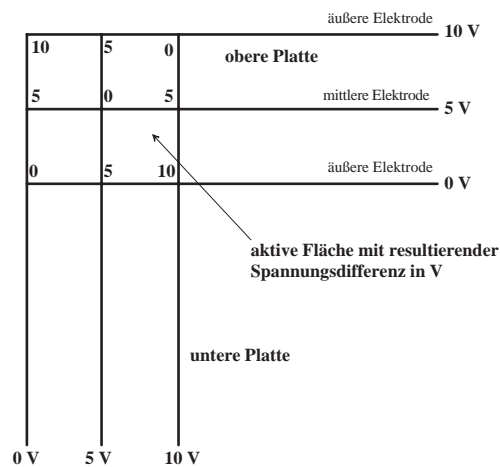


Abb. 8.19: Einfache Addition der beiden Spannungsprofile, die jeweils den Phasenkeil generieren, führt zu einer Art grabenförmigen Modulation, die jedoch für eine Strahlablenkung in x-y-Richtung ungeeignet ist

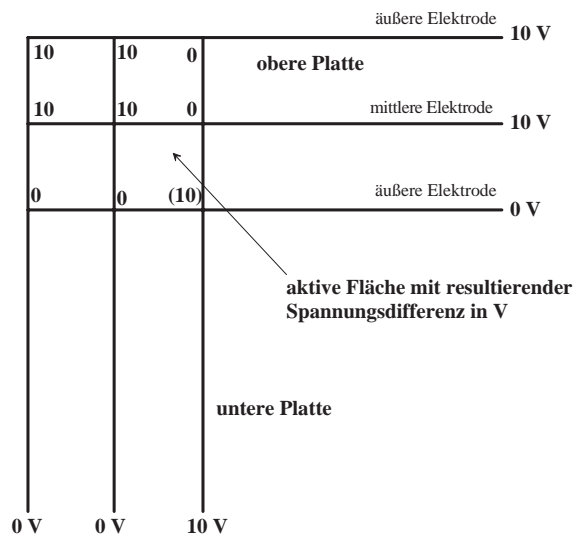


Abb. 8.20: Ansteuerschema für die zweidimensionalen Strahlablenkung

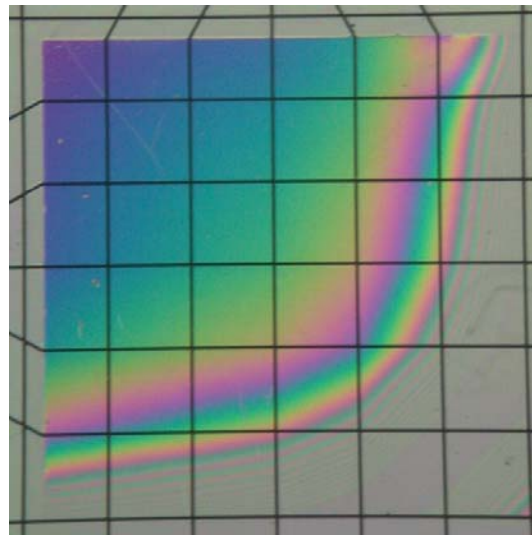


Abb. 8.21: Resultierendes Phasenprofil zur zweidimensionalen Strahlablenkung

Kapitel 9

Pixelierter Flüssigkristall-Phasenmodulator zur Speckle-Reduzierung

Zur Realisierung großflächiger, beleuchtungsstarker Projektionssysteme können Laser als Lichtquelle eingesetzt werden. Laserprojektionssysteme zeichnen sich u.a. aufgrund der gesättigten Farben und hohen Leuchtdichte durch hervorragenden Bildkontrast auch bei Tageslicht aus. Im Gegensatz zu konventionell eingesetzten Cathode Ray Tubes (CRT), Plasma- und Flüssigkristall-Bildschirmen, ist ihr Energieverbrauch gering. Die Möglichkeit der variablen Bilddarstellung auf der Basis von holographischen Laser-Projektionssystemen (individuelle Inhalte für verschiedene Betrachter) eröffnet Einsatzmöglichkeiten sowohl für Fahrzeuginneneinrichtungen (Navigation, Instrumentenanzeigen, Headup-Displays, Unterhaltung, usw.), als auch für Großflächenprojektionen.

Ein wesentliches Problem bei Verwendung eines RGB-Lasers zur Projektion von Informationen auf Schirme stellen die sog. Speckle dar. Sie führen zu Helligkeitsschwankungen durch eine Intensitätsmodulation im Auge des Betrachters, wodurch die Bildqualität stark gemindert wird. Aufgrund zeitlicher bzw. räumlicher Kohärenz des verwendeten Laserlichts, sowie der unregelmäßigen Rückstreuung an optisch rauen Oberflächen des Schirmes, entstehen Interferenzen im Raum, die als verrauschter Hintergrund das gesamte Bildfeld bedecken. Bei vorhandenem Sehfehler (Kurz- bzw. Weitsichtigkeit) und durch Bewegen des Kopfes empfinden die Betrachter zusätzlich eine subjektive Bewegung der Speckle-Felder, was als störend empfunden wird, wodurch die Qualität der Bilddarstellung weiter eingeschränkt wird.

Eine Verbesserung der Bildqualität und des subjektiven Seheindrucks kann durch eine Reduzierung der Speckle durch eine teilweise Zerstörung der räumlichen bzw. zeitlichen Kohärenz der Lichtquelle erreicht werden. Im Folgenden ist eine Methode der Reduzierung der Speckle mittels eines pixelierten Flüssigkristall-Phasenmodulators vorgestellt, der in Zusammenarbeit mit der *European Aeronautic Defence and Space Company* (EADS) ent-

wickelt wurde. Hierbei wird der Phasenmodulator, dessen Fläche in N Segmente unterteilt ist, an geeigneter Stelle im Strahlengang einer Projektionseinheit platziert. Innerhalb dieser Segmente wird lokal die Phase zufällig zeitlich moduliert, wodurch die Kohärenz des Lasers teilweise zerstört wird. Um eine flimmerfreie Projektion zu gewährleisten, muss die Frequenz der zeitlichen Modulation oberhalb der Wahrnehmungsfrequenz des Auges liegen (ca. 20-30 Hz).

9.1 Methoden der Specklereduzierung

Es existieren unterschiedliche Ansätze zur Reduzierung von Speckle durch Zerstörung der räumlichen bzw. zeitlichen Kohärenz. Zeitliche Kohärenz ist ein Maß für die Phasenbeziehung des Wellenfeldes am gleichen Ort zu verschiedenen Zeitpunkten. Sie ist verknüpft mit der Bandbreite der Lichtquelle: Je schmaler die Bandbreite, desto größer die Kohärenzlänge. Durch ein breiteres Emissionspektrum kann die zeitliche Kohärenz reduziert werden. Dies kann u.a. durch den Einsatz ultrakurzer Pulse sowie durch Laser mit breitem Verstärkungsprofil im longitudinalen Multimodenbetrieb erreicht werden. Eine weitere Möglichkeit bietet die zeitliche Modulation des Wellenpaketes, z. B. durch Längenänderungen einer Glasfaser, in welcher der Lichtstrahl geführt wird [72].

Räumliche Kohärenz bezeichnet eine feste Phasenbeziehung zwischen zwei Wellenzügen zu jedem Zeitpunkt. Eine Möglichkeit sie zu verringern, ist die zeitlich segmentierte Modulation der Phase an der Austrittspupille, wodurch Speckle aufgrund der räumlichen Kohärenz in Bewegung gesetzt und damit im Auge ausgemittelt werden können. Dazu können z. B. rotierende Streuscheiben oder Diffraktive Optische Elemente (DOE), die den Eingangsstrahl zerlegen und lokal die Phase modulieren [73] (vergleichbar mit unserem Ansatz), im Strahlengang eingesetzt werden. Weiterhin kann etwa ein Lichtwellenleiter in Vibration versetzt oder der Projektionsschirm transversal zum Beleuchtungsstrahl in Bewegung gesetzt werden. Dadurch wird die Phase zwischen den Teilwellen, die zu Speckle führen, zeitlich moduliert.

Diese Methoden erfordern zum Teil eine mechanische Steuerung der eingesetzten Komponenten zur zeitlichen Ausmittlung der Interferenzmuster, die u. a. aufgrund der Abnutzung, der Trägheit und des Energieverbrauchs Nachteile mit sich bringen.

9.2 Specklereduzierung mittels Flüssigkristall

Der wesentliche Vorteil bei der Verwendung von flüssigkristall-basierten Phasenmodulatoren zur Specklereduktion, ist ihre elektrische Ansteuerbarkeit, wodurch auf mechanische Komponenten verzichtet werden kann. Für die Realisierung ist eine Elektrodenstruktur notwendig, die es ermöglicht, die N Segmente des Modulators individuell anzusteuern. Dabei hängt der Grad der Reduzierung der Speckle von der Anzahl der Segmente und ihrer

jeweiligen Dimensionierung ab.

Eine hierfür von uns entwickelte Elektrodenstruktur besteht aus einer 1 cm^2 großen, optisch aktiven Fläche, die in 4×4 isolierte Segmente unterteilt ist. Zur Herstellung dieser aus ITO gefertigten Substrate wurde eine Mastermaske aus Chrom lithographisch angefertigt und mit Hilfe eines Maskaligners auf ITO-Substrate übertragen. Abb. 9.1 zeigt das Elektrodenlayout.

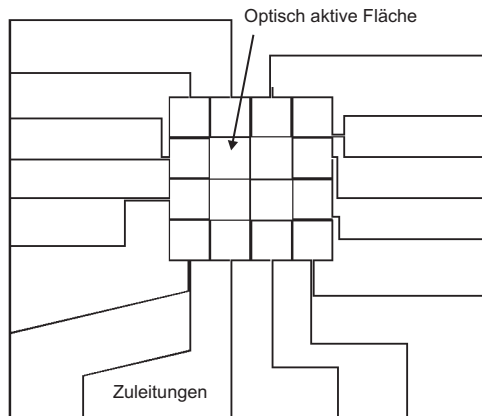


Abb. 9.1: In 16 gleich große Flächen segmentierte Elektrodenstruktur

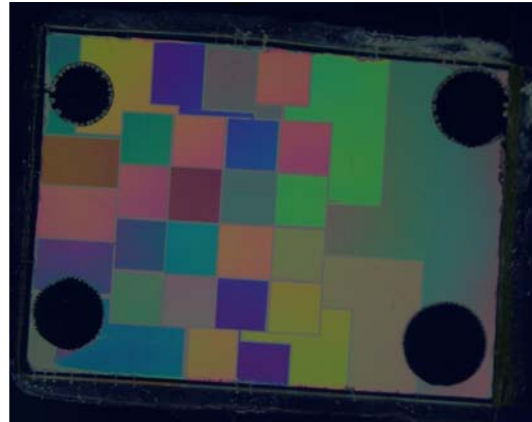


Abb. 9.2: Individuell angesteuerte Segmente zwischen gekreuzten Polarisatoren

Der Flüssigkristall-Modulator wurde konventionell aus zwei parallel angeordneten, mit Elektrodenstruktur versehenen Glassubstraten aufgebaut. Die $12 \mu\text{m}$ dicke Zelle wurde mit dem Flüssigkristall ZLI 5049-100 der Firma *Merck* befüllt. Die einzelnen Segmente des Flüssigkristall-Modulators wurden individuell über eine D/A-Karte bei einer Frequenz von 20 Hz mit zeitlich zufällig variierenden Potentialen angesteuert. Es wurden Wechselspannungen im Bereich von 5 V bis 15 V verwendet. Abb. 9.2 stellt den angesteuerten Modulator zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren dar, die mit weißem Licht durchleuchtet wurden. Beim Ansteuern der Zelle entstehen aufgrund von Dispersion im Material unterschiedliche Farbmuster, aus denen auf unterschiedliche Phasenverzögerungen geschlossen werden kann.

9.2.1 Messaufbau und Auswertung

Der pixelierte Phasenmodulator wurde in einen Projektionsaufbau, bestehend aus einem Bildmodulator (DMD), einer Laserquelle, einem Projektionsschirm, sowie einem Detektor (CCD-Kamera) eingebaut und die Specklerrückführung ausgewertet. Als Lichtquelle wurde ein frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser mit $\lambda = 532 \text{ nm}$ verwendet. Das Laserlicht wurde über einen Lichtwellenleiter mit einem Austrittsdurchmesser von 2 mm eingekoppelt. Die Austrittsfläche des Lichtwellenleiters befand sich im Fokus einer Aufweitungslinse mit einem Durchmesser von 50 mm, so dass der DMD über ein Objektiv auf den Schirm

abgebildet wurde. Der Phasenmodulator wurde zwischen einem Polarisator und der Aufweitungslinse mit der Faserauskopplung platziert. Mit einer CCD-Kamera wurden Bilder aus einer Entfernung von 60 cm vom Schirm aufgenommen. Der Aufbau ist in Abb. 9.3 dargestellt. Ein weiterer Polarisator (Nr. 2 in Abb. 9.3 rechts) ist zur Vergleichsmessung eingesetzt.

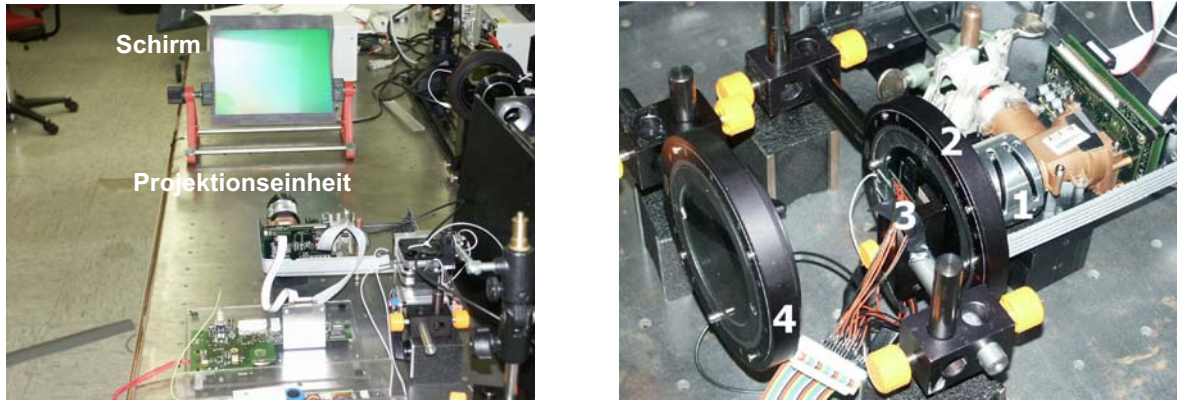


Abb. 9.3: Aufbau zur Charakterisierung des Phasenmodulators zur Specklereduzierung. Dabei bezeichnen 1 das Objektiv des DMD-Bildmodulators, 2 und 4 die Polarisatoren und 3 den Phasenmodulator mit Ansteuerung

Zur Beurteilung der Specklereduzierung wurden die Helligkeitsschwankungen der aufgezeichneten Specklemuster und deren Standardabweichung vor und nach der Korrektur miteinander verglichen. Es konnte gezeigt werden, dass durch die Verwendung des beschriebenen Flüssigkristall-Phasenmodulators die Speckle merklich reduziert werden. Durch den Einsatz des Phasenmodulators konnte eine Verminderung der Speckle-bedingten Helligkeitsschwankungen um 23,7 % erreicht werden. Bei der Verwendung eines zweiten Polarisators konnte sogar eine Reduzierung um 37,2 % erreicht werden. Abb. 9.4 zeigt ein aufgezeichnetes Specklemuster ohne Korrektur. In Abb. 9.5 sind zwei Bilder dargestellt, die ein mit dem Phasenmodulator reduziertes Specklemuster, jeweils mit einem bzw. zwei Polarisatoren zeigen.

Eine weitere Reduktion der Speckle ist durch Erhöhung der Segmentierungsdichte, sowie durch eine verbesserte Randomisierung der Ansteuerung möglich. Durch die Verwendung einer computergesteuerten Ansteuerung ist eine Korrelierung der individuellen Spannungswerte über die Zeit kaum zu vermeiden. Günstig wäre eine autarke Spannungsversorgung jedes einzelnen Segments mit einem eigenen Spannungsgenerator.

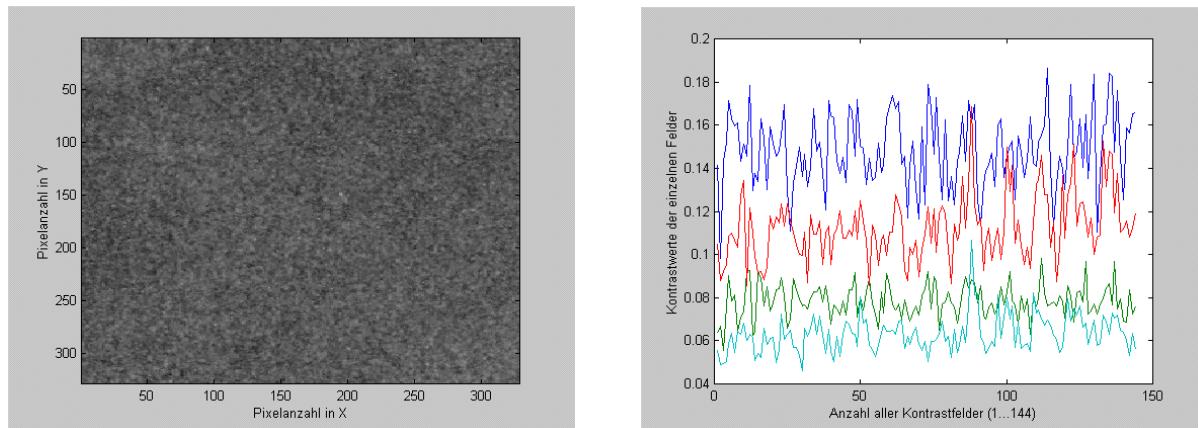


Abb. 9.4: Aufgezeichnetes Specklemuster ohne Korrektur mit dem Phasenmodulator, sowie die Auswertung der Kontrastfelder [72]

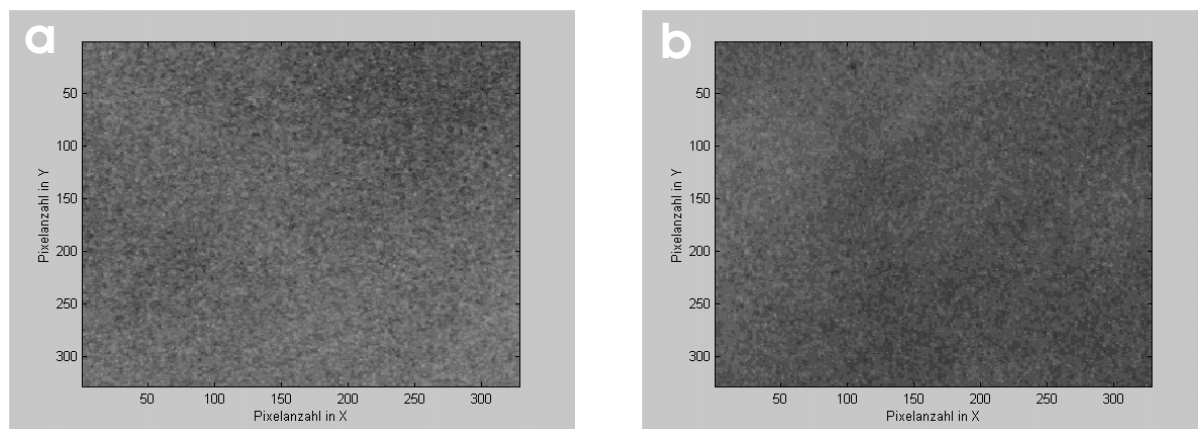


Abb. 9.5: Mit dem Phasenmodulator reduzierte Specklemuster, jeweils mit einen (a) und zwei (b) Polarisatoren

Kapitel 10

Zusammenfassung und Ausblick

Die Zielsetzungen der vorliegenden Arbeit waren die Verbesserung bestehender und Entwicklung neuer Methoden zur Reduzierung von Ausschaltzeiten von Phasenmodulatoren auf der Basis von nematischen Flüssigkristallen, sowie die Entwicklung adaptiver Elemente für verschiedene Anwendungen.

Durch die Erhöhung der Randanbindungskräfte mittels Einbettung der Flüssigkristall-Moleküle in Subdomänen aus Polymeren (PSLC) und anschließender einheitlicher Vororientierung konnte die Ausschaltzeit erheblich reduziert werden. Dabei wurde der Einfluss der Konzentration der verwendeten Komponenten, sowie der UV-Dosis und Temperatur während der Aushärtung auf die Schaltzeit untersucht.

Zur Vororientierung wurden elektrische, magnetische, sowie mechanische Methoden entwickelt, wobei letzte die besten Ergebnisse lieferte. Durch die mechanische Methode konnte eine Ausschaltzeit von unter 15 ms für eine Phasenverzögerung von 6π bei $\lambda = 633$ nm erzielt werden. Das entspricht einer Reduzierung um einen Faktor größer als 27 gegenüber einer herkömmlichen Flüssigkristall-Zelle. Durch alle drei Methoden konnten Verbesserungen gegenüber konventionellen Zellen erreicht werden. Die Gesamtphasenverzögerung kann durch die Verwendung von dickeren Zellen weiter erhöht werden, ohne dabei die Schaltzeit wesentlich zu beeinflussen.

Eine weitere Optimierung der Schaltzeit konnte mittels des Temperatur- und des Dual-Frequency-Effekts realisiert werden. Die Temperatur beeinflusst die Rotationsviskosität der Nematene. Dazu wurden spezielle Elektroden in die Zelle integriert, um elektrisch die Temperatur zu regulieren. Beim Dual-Frequency-Effekt wurde die Frequenzabhängigkeit der dielektrischen Anisotropie ausgenutzt, um sowohl den Ein-, als auch den Ausschaltvorgang elektrisch zu steuern. Durch die beiden Effekte konnten jeweils Schaltzeitreduzierungen um einen Faktor 3 bis 5 erreicht werden. Eine Kombination der beiden Effekte führte zu einer weiteren Verbesserung.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein adaptives Flüssigkristall-Element zur Kompensation von sphärischen Wellenfront-Aberrationen bei der nächsten Generation von optischen Speichermedien, den sog. BluRay-Disk, entwickelt. Die Korrektur ist aufgrund der redu-

zierten Betriebswellenlänge von $\lambda = 405$ nm und die erhöhte $N.A.$ der Objektivlinse auf 0.85 notwendig. Die dadurch bedingte Reduzierung der Schutzschicht auf $100 \mu\text{m}$ Dicke, sowie die Verwendung von mehrschichtigen Datenträgern zur Kapazitätssteigerung machen eine aktive Kompensation der Aberrationen notwendig, die in Vorgängersystemen (DVD, $\lambda = 650$ nm, $N.A. = 0,6$) noch toleriert werden konnten.

Dazu wurde eine Elektrodenstruktur auf der Basis von Conductive Ladder Meshing entwickelt, wodurch die Ansteuerung auf drei Elektroden reduziert werden konnte. Durch den Einsatz des Kompensationselements konnten in Tests mit einem Prototyp-Pickup die Aberration ausreichend reduziert werden. Die dabei verwendete BluRay-Disk hatte eine Gesamtspeicherkapazität von 50 GB, die auf zwei, jeweils in Abständen von $80 \mu\text{m}$ und $100 \mu\text{m}$ von der Schutzschicht angebrachten Datenschichten verteilt sind. Es konnte jeweils ein Jitterwert von 8,0 % bzw. 6.9 % erreicht werden, was den Einsatz in kommerziellen BluRay-Systemen ermöglicht.

Darüber hinaus wurde die Schaltzeit einer CLC-Linse durch Ausnutzen des Temperatur-Effekts optimiert: Die optimierte CLC-Linse kann ebenfalls zur Kompensation von sphärischer Aberration in BluRay-Systemen eingesetzt werden. Die Ausschaltzeit konnte dabei um den Faktor 3 verbessert werden. Zur Herstellung der Elemente wurden Laser- und Photolithographie, nass-chemische Ätzverfahren, sowie weitere Verfahren aus der LC-Display Technologie eingesetzt.

Weitere in dieser Arbeit realisierte adaptive Flüssigkristall-Elemente sind:

- Refraktive, ein- und zweiachsige Strahlableiter (Diese wurden durch eine keilförmige Modulation des Brechungsindex in der Zelle realisiert, wodurch die Wellenfront des einfallenden Strahls gekippt wird.)
- Diffraktive Strahlableiter (Durch die Generierung des Phasenprofils eines *Blaze-Gitters* in der Flüssigkristall-Schicht erfolgt die Strahlableitung mittels Beugung in die erste Ordnung.)
- Multifunktionselement zur Fokussierung und Strahlableitung (Das Element erzeugt dabei die Funktion zweier gekreuzter Zylinderlinsen in der Flüssigkristall-Schicht. Dies kann z. B. für die Einkopplung von Licht in Glasfasern eingesetzt werden.)
- Pixelierter Phasenmodulator für den Einsatz zur Speckle-Reduzierung in Laser-Projektionssystemen

Die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse können dazu beitragen, die phasenmodulierende Eigenschaft der nematischen Flüssigkristalle effizient und kostengünstig für ein breiteres technisches Anwendungsspektrum zu erschließen.

Ausblick: Durch fortführende Arbeiten auf dem Gebiet der PSLC können die Schaltzeiten weiter reduziert werden. Dies kann z. B. mittels zusätzlicher Reduzierung der Domänengröße, bzw. durch die Verwendung von Polymeren und Flüssigkristallen, die eine optimierte

Randanbindung erlauben, erzielt werden. Insbesondere sind durch die Kombination von magnetischen- bzw. elektrischen Methoden mit dem mechanischen Verscheren optimierte Vororientierungen und damit noch höhere Phasenverzögerungen bei weiter reduzierten Ausschaltzeiten realisierbar.

Die Temperatur- und Dual-Frequency-Effekte konnten im Rahmen der Möglichkeiten weitgehend ausgereizt werden, so dass in diesem Bereich keine erheblichen Verbesserungen zu erwarten sind. Vielmehr können neue Flüssigkristall-Mischungen entwickelt werden, die eine erhöhte Abhängigkeit der Rotationsviskosität von der Temperatur bzw. der dielektrischen Anisotropie von der Frequenz aufweisen, wodurch weitere Schaltzeitoptimierungen möglich sind.

Das Gebiet der adaptiven Optik ist sehr weit reichend. Eine Vielzahl von Anwendungen sind durch die vorgestellten Methoden realisierbar. Die Konzepte des Conductive Ladder- und Layer-Meshing ermöglichen es, auf die Anwendungen zugeschnittene Elektroden zu realisieren, wodurch auch die Ansteuerung vereinfacht wird.

Immer mehr Anwendungsgebiete eröffnen neue Einsatzmöglichkeiten für Flüssigkristalle, insbesondere für die Amplituden- und Phasenmodulation. Das erfordert eine kontinuierliche Weiterentwicklung, Verbesserung und Optimierung ihrer Eigenschaften. In Bezug auf die Schaltzeit bedeutet dies u.a:

- Erforschung neuer Methoden und Materialien (z. B. Ferro- und Antiferroelektrische Flüssigkristalle)
- Ausweitung der Grenzbereiche, innerhalb der die physikalischen und chemischen Eigenschaften erhalten bleiben (Temperaturbereich, Spektralbereich)
- Optimierung von Elektrodenstrukturen zur Ansteuerung

Durch zunehmende interdisziplinäre Zusammenarbeit z. B. zwischen Physikern, Chemikern und Informatikern ist man heute in der Lage, u.a. durch Molecular-Engineering entsprechend der Vorgaben Flüssigkristalle zu synthetisieren. Das ist eine der wichtigsten Methoden, die zurzeit praktiziert werden.

Literaturverzeichnis

- [1] B. Drapp, *Modellierung und Charakterisierung von integriert-optischen Wellenleitern im Zusammenwirken mit Polymerfilmen und flüssigkristallinen Schichten für die Umweltanalytik*, Dissertation, Eberhard-Karls-Universität Tübingen (2001)
- [2] D. Andrienko, *On the theory and simulation of confined liquid crystals*, Dissertation, University of Bristol (2001)
- [3] M. Hain, *Adaptive Flüssigkristall-Elemente für moderne mikrooptische Anwendungen*, Dissertation, TU-Darmstadt (2003)
- [4] I.C. Khoo, S.T. Wu, *Optics and Nonlinear Optics of Liquid Crystals*, World Scientific (1993)
- [5] P. T. Kazlas, K. M. Johnson, D. J. McKnight, *Miniature liquid-crystal-on-silicon display assembly*, Opt. Lett. **23** (1998) 972-974
- [6] E. Hering, R. Martin, M. Stohrer, *Physik für Ingenieure*, 9. Auflage, Springer (2004)
- [7] T. Alkeskjold, J. Lægsgaard, A. Bjarklev, D. Hermann, Anawati, J. Broeng, J. Li and Shin-Tson Wu, *All-optical modulation in dye-doped nematic liquid crystal photonic bandgap fibers*, Opt. Express **12** (2004) 5857-5871
- [8] P. Yeh and C. Gu, *Optics of Liquid Crystal Displays*, Wiley (1999)
- [9] P. Kirsch und M. Bremer, *Nematische Flüssigkristalle für Aktiv-Matrix-Displays: Design und Synthese*, Angew. Chem. **112** (2000) 4384-4405
- [10] P. de Gennes, *The Physics of Liquid Crystals*, Clarendon, Oxford (1974)
- [11] W. Maier und A. Saupe, *Eine einfache molekulare Theorie des nematischen kristallinflüssigen Zustandes*, Zeitschrift für Naturforschung, **13a** (1958) 564-566
- [12] W. Maier und A. Saupe, *Eine einfache molekular-statistische Theorie des nematischen kristallinflüssigen Zustandes*, Teil 1, Zeitschrift für Naturforschung **14a** (1959) 882-889

- [13] W. Maier und A. Saupe, Eine einfache molekular-statistische Theorie des nematischen kristallinflüssigen Zustandes Teil 2, *Zeitschrift für Naturforschung* **15a** (1960) 287-292
- [14] F. Giesselmann, Materialien zur Vorlesung, Inst. für Phys. Chemie, Universität Stuttgart (2002/2003)
- [15] S. T. Wu, *Birefringence dispersions of liquid crystals*, *Phy. Rev. A* **33** (1986) 1270-1274
- [16] W. Maier, G. Meier, *Zeitschrift für Naturforschung A* (1961)
- [17] J. Li and S. T. Wu, *Self-consistency of Vuks equations for liquid-crystal refractive indices*, *J. Appl. Phys.* **96** (2004) 6253-6258
- [18] B. Jerome, *Surface effects and anchoring in liquid crystals*, *Rep. Prog. Phys.* **54** (1991) 391-451
- [19] L. Bergmann, C. Schäfer, *Optik*, 9. Auflage, de Gruyter (1993)
- [20] J. M. Geary, J. W. Goodby, A. R. Kmetz and J. S. Patel, *The mechanism of polymer alignment of liquid-crystal materials*, *J. Appl. Phys.* **62** (1987) 4100-4108
- [21] S. Kumar, J.-H. Kim and Y. Shi, *What Aligns Liquid Crystals on Solid Substrates? The Role of Surface Roughness Anisotropy*, *Phy. Rev. Lett.* **94** (2005)
- [22] S. Somalingam, *Adaptive Elemente auf der Basis von Flüssigkristallen*, Diplomarbeit, TU-Darmstadt, (2001)
- [23] M. Neill and S. M. Kelly, *Photoinduced surface alignment for liquid crystal displays*, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33** (2000) 67-84
- [24] V. G. Chigrinov, *Liquid Crystal Devices: Physics and Applications*, Artech House Publishers, Boston, (1999)
- [25] H. J. Deuling, *Elasticity of nematic liquid crystals*, Academic, New York (1978)
- [26] K. R. Welford and J. R. Sambles, *Analysis of electric field induced deformation in a nematic liquid crystal for any applied field*, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **147** (1987)
- [27] H. Wang, T. Wu, X. Zhu and S. T. Wu, *Correlations between liquid crystal director reorientation and optical response time of a homeotropic cell*, *J. of Appl. Phys.* **95** (2004) 5502-5508
- [28] L. M. Blinov, *Electro-Optical and Magneto-Optical Properties of Liquid Crystals*, Wiley, New York (1983)

- [29] H. Knepe and F. Schneider, *Determination of the rotational viscosity coefficient γ_1 of nematic liquid crystals*, J. Phys. E: Sci. Instrum. **16** (1983) 512-515
- [30] M. Heckmeier, G. Lüssem, K. Tarumi and W. Becker, *Liquid crystals for active matrix displays*, Bunsen Magazin, 4. Jahrgang (2002) 106-116
- [31] R. Ma and D. Yang, *Freedericksz transition in polymer-stabilized nematic liquid crystals*, Phys. Rev. E **61** (2000) 1567-1573
- [32] M. Escuti, C. Bowley, G. Crawford and S. Zumer, *Enhanced dynamic response of the in-plane switching liquid crystal display mode through polymer stabilization*, Appl. Phys. Lett. **75** (1999) 3264-3266
- [33] F. Hanisch, *Charakterisierung neuartiger photosensitiver Materialien auf Basis von Flüssigkristallen*, Diplomarbeit, TU-Darmstadt (2000)
- [34] M. Kreuzer, T. Tschudi, W. H. de Jeu and R. Eidenschink, *New liquid crystal display with bistability and selective erasure using scattering in filled nematics*, Appl. Phys. Lett. **62** (1993) 1712-1714
- [35] J. L. West, *Phase separation of liquid crystals in polymers*, Mol. Cryst. Liq. Cryst. **157** (1988) 427-441
- [36] B. G. Wu, J. L. West and J. W. Doane, *Angular discrimination of light transmission through polymer-dispersed liquid-crystal films*, J. Appl. Phys. **62** (1987) 3925-3931
- [37] N. A. Vaz, G. W. Smith and G. P. Montgomery, *A light control film composed of liquid crystal droplets dispersed in a UV-curable polymer*, Mol. Cryst. Liq. Cryst. **146** (1987) 1-15
- [38] F. Du and S.-T. Wu, *Curing temperature effects on liquid crystal gels*, Appl. Phys. Lett. **83** (2003) 1310-1312
- [39] A. J. Lovinger, K. R. Amundson and D. D. Davis, *Morphological Investigation of UV-Curable Polymer-Dispersed Liquid-Crystal (PDLC) Materials*, Chem. Mater. **6** (1994) 1726-1736
- [40] I. Dierking, *Polymer Network-Stabilized Liquid Crystals*, Adv. Mater. **12** (2000) 167-181
- [41] S. T. Wu and C. S. Wu, *High-speed liquid-crystal modulators using transient nematic effect*, J. Appl. Phys. **65** (1989) 527-532
- [42] Borchard and P. G. de Gennes, J. Physique **31** (1970) 691
- [43] B. L. Liang and S. H. Chen, *Electric-field-induced molecular reorientation of a magnetically biased ferronematic liquid crystal film*, Phys. Rev. A **39** (1989) 1441-1446

- [44] Shu-Hsia Chen, and Nabil M. Amer, *Observation of collective behaviour and new texture in magnetically doped liquid crystals*, *Phys. Rev. Lett.* **51** (1983) 2298-2301
- [45] Y. H. Fan, Y. H. Lin, H. Ren, S. Gauza and S. T. Wu, *Fast-response and scattering-free polymer network liquid crystals for infrared light modulators*, *Appl. Phys. Lett.* **84** (2004) 1233-1235
- [46] J. West, G. Zhang, A. Glushchenko and Y. Reznikov, *Fast birefringent mode stressed liquid crystal*, *Appl. Phys. Lett.* **86** (2005)
- [47] Y.-H. Wu, Y.-H. Lin, Y.-Q. Lu, H. Ren, Y.-H. Fan, J.R. Wu and S.-T. Wu, *Sub-millisecond response variable optical attenuator based on sheared polymer network liquid crystal*, *Optical Society of America* (2004)
- [48] S. Brugioni and R. Meucci, *Liquid crystal twisted nematic light modulator for the infrared region*, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **6** (2004) 6-9
- [49] L. T. Siedler, A. J. Hyde, R. A. Pethrick, and F. M. Leslie, *Zvetkow twist viscosity measurements of some nematic liquid crystals*, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **90** (1983) 255-270
- [50] H. Hakemi, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **287** (1996) 215-27
- [51] J. B. Nephew, T. C. Nihei and S. A. Carter, *Reaction-Induced Phase Separation Dynamics: A Polymer in a Liquid Crystal Solvent*, *Phys. Rev. Lett.* **80** (1998) 3276-3279
- [52] S. T. Wu, A. M. Lackner and U. Efron, *Optimal operation temperature of liquid crystal modulators*, *Appl. Opt.* **26** (1987) 3441-3445
- [53] S. R. Restaino, D. Dayton, S. Browne, J. Gonglewski, J. Backer, S. Rogers, S. McDer-mott, J. Gallegos and M. Shilko, *On the use of dual frequency nematic material for adaptive optics systems: first results of a close-loop experiment*, *Opt. Exp.* **6** (1999) 2-6
- [54] A. K. Kirby and G. D. Love, *Fast, large and controllable phase modulation using dual frequency liquid crystals*, *Opt. Exp.* **12** (2204) 1470-1475
- [55] M. Schadt, *Low-frequency dielectric relaxation in nematics and dual-frequency addressing of field effects*, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **89**(1982) 77-92
- [56] S. Somalingam, M. Hain, T. Tschudi, J. Knittel and H. Richter, *Aberration Compensation Using Nematic Liquid Crystals*, **102**. Springer Proceedings in Physics, Springer Verlag (2005) ISBN-3-540-23978-2
- [57] J. Braat, *Influence of substrate thickness on optical disk readout*, *Appl. Opt.* **36** (1997) 8056-8062

- [58] S. Ohtaki, N. Murao, M. Ogasawara and M. Iwasaki, *The applications of a liquid crystal panel for the 15 Gbyte optical disk systems*, Jap. J. of Appl. Phys. **38** (1999) 1744-1749
- [59] I. Ichimura, F. Maeda, K. Osato, K. Yamamoto, and Y. Kasami, *Optical disk reordering using a GaN blue-violet laser diode*, Jpn. J. Appl. Phys., **39**, (2000) 937-942
- [60] S. Somalingam, K. Dressbach, M. Hain, S. Stankovic, T. Tschudi, J. Knittel, H. Richter, *Effective spherical aberration compensation using novel nematic liquid crystal device*, Appl. Opt. **43** (2004) 2722-2729
- [61] K. Dressbach, *Charakterisierung von Flüssigkristallzellen zum Einsatz in Blue-DVD Systemen*, Diplomarbeit, TU-Darmstadt (2002)
- [62] H. Kobayashi, H. Kuribayashi, Y. Tomita and S. Ohsawa, *Effects of Limit Equalizer in Blu-ray Disc Format*, IEEE Transactions on Consumer Electronics **49** (2003) 1141-1147
- [63] S. Miyanabe, H. Kuribayashi, and K. Yamamoto, *New Equalizer to Improve Signal-to-Noise Ratio*, Jpn. J. Appl. Phys. **38**, (1999) 1715-1719
- [64] White paper, Blu-ray Disc, *1.C Physical Format Specifications*, 3rd Edition (2005)
- [65] M. Hage, *Schaltzeitenoptimierung von multifunktionalen Phasenelementen auf der Basis von nematischen Flüssigkristallen*, Diplomarbeit, TU-Darmstadt (2003)
- [66] J. Knittel, H. Richter, S. Somalingam, M. Hain and T. Tschudi, *A temperature controlled liquid crystal lens*, (wird noch veröffentlicht)
- [67] J. Knittel, H. Richter, M. Hain, S. Somalingam, T. Tschudi, *A Temperature Controlled Liquid Crystal Lens for Spherical Aberration Compensation*, Innovative Mass Storage Technologies Workshop (IMST), Aachen, Germany (2004)
- [68] F. Gorski, *Ein schnell schaltbarer diffraktiver Strahlblenker auf der Basis von Flüssigkristallen*, Diplomarbeit, TU-Darmstadt (2003)
- [69] J. Turunen and F. Wyrowski, *Diffractive optics for industrial and commercial applications*, 1. Auflage, Berlin, Akadem. Verlag (1997)
- [70] T. Scharf, *The spatial resolution limit of alignment patterned liquid crystal diffractive gratings*, 29. Arbeitstagung Flüssigkristalle, Freiburg/Breisgau (2000)
- [71] S. Paulekuhn, *Entwicklung eines Phasenmodulators zur Phasenkodierung in einem holographischen Disk-Laufwerk*, Diplomarbeit, TU-Darmstadt (2005)
- [72] D. Ploß, *Speckelreduzierung bei Laserbildprojektion*, Diplomarbeit, FH-München (2002)

- [73] S. Stankovic, *Diffraktive optische Elemente für moderne mikrooptische Systeme*, Dissertation, TU-Darmstadt (2002)

Publikationsliste

Veröffentlichungen

1. S. Somalingam, M. Hain, T. Tschudi, J. Knittel and H. Richter, *Aberration Compensation Using Nematic Liquid Crystals*, **102**. Springer Proceedings in Physics, Springer Verlag (2005) ISBN-3-540-23978-2
2. J. Knittel, H. Richter, M. Hain, S. Somalingam and T. Tschudi, *Liquid crystal lens for spherical aberration compensation in a blue-ray disc system*, IEE Proc.-Sci. Meas. Technol. **152** (2005)
3. S. Somalingam, K. Dressbach, M. Hain, S. Stankovic, T. Tschudi, J. Knittel and H. Richter, *Effective spherical aberration compensation by use of a nematic liquid crystal device*, Appl. Opt. **43** (2004) 2722-2729
4. D. Ganic, X. Gan, M. Gu, M. Hain, S. Somalingam, S. Stankovic, T. Tschudi, *Generation of doughnut laser beams by use of a liquid-crystal cell with a conversion efficiency near 100 %*, Opt. Lett. **27** (2002)
5. J. Knittel, H. Richter, S. Somalingam, M. Hain and T. Tschudi, *A temperature controlled liquid crystal lens*, (in Vorbereitung)

Tagungsbeiträge

2005

1. S. Somalingam, R. Bräutigam, K. Kaur, T. Tschudi, *Improvement of switching dynamics of nematic liquid crystals for phase modulation and integrated optic applications*, DGaO Jahrestagung, Wroclaw, Polen (2005)
2. S. Somalingam, R. Braeutigam, K. Kaur, T. Tschudi, *Parallel alignment of nematic liquid crystal in a polymer confinement using magnetic field*, 8th European Conference on Liquid Crystals, Sesto, Italy (2005)
3. T. Tschudi, S. Somalingam, R. Braeutigam, K. Kaur, *Effective aberration compensation by use of nematic liquid-crystal device*, The 5th International Conference on Photonics, Devices and Systems, Prague, Czech Republic (2005)
4. T. Tschudi, S. Somalingam, R. Braeutigam, K. Kaur, *Effective aberration compensation by use of nematic liquid-crystal device*, 20th Congress of the International Commission for Optics, Changchun, China (2005)

5. K. Kaur, M. Schmiedchen, S. Somalingam, T. Tschudi, *Integrated Optical Phase Modulator Array using Liquid Crystals*, International Conference on Optics and Optoelectronics (26. Symposium of Optical Society of India), Dehradun, Uttaranchal, India (2005)

2004

6. S. Somalingam, M. Hain, M.l Hage, S. Stankovic, Theo Tschudi, J. Knittel, H. Richter *Optical disc drives with integrated liquid crystal based adaptive elements*, 10 the Microoptics Conference, Jena, Germany (2004)
7. J. Knittel, H. Richter, M. Hain, S. Somalingam, T. Tschudi, *A Temperature Controlled Liquid Crystal Lens for Spherical Aberration Compensation*, Innovative Mass Storage Technologies Workshop (IMST), Aachen, Germany (2004)
8. M. Hain, S. Somalingam, Liquid crystal adaptive optics to improve optical sensors, CLEO, Long Beach, California USA (2004)

2003

9. S. Somalingam, K. Dressbach, M. Hain, S. Stankovic, T. Tschudi, J. Knittel, H. Richter, *Adaptive spherical aberration compensation using nematic liquid crystals*, 4th International Workshop on Adaptive Optics for Industry and Medicine, Muenster, Germany (2003)
10. T. Tschudi, M. Hain, S. Somalingam, S. Stankovic, V. Petrov, J. Peter, *Wave-front modulation and space-time-filtering*, The 7. Conference on optics, Constanta, Romania (2003)
11. S. Stankovic, S. Somalingam, D. Dias, M. Hain, T. Tschudi, *Micro-Optical Systems: Design and Application Diffractive optical elements and adaptive optical elements for next generation DVD pickup systems*, 6th German-American Frontiers of Engineering Symposium, Ludwigsburg, Germany (2003)
12. S. Somalingam, M. Hain, S. Stankovic. T. Tschudi, D. Ploß, T. Halldorsson, *Speckle-Reduktion durch dynamisches Erzeugen von räumlich zufällig verteilten Phasenhüben Mithilfe von Flüssigkristall-Elementen*, DGaO Jahrestagung, Münster (2003)
13. J. Knittel, H. Richter, M. Hain, K. Somalingam, T. Tschudi, *A liquid crystal lens for spherical aberration compensation in a Blu-ray disc system*, Innovative Mass Storage Technologies Workshop (IMST), Grenoble (2003)

2002

14. S. Somalingam, M. Hain, S. Stankovic, T. Tschudi, *Schaltbare Flüssigkristall-Elemente zur Generierung doughnutförmiger Intensitätsverteilungen*, DGaO Jahrestagung, Innsbruck (2002)
15. M. Hain, S. Somalingam, M. Schmiedchen, K. Dreßbach, S. Stankovic, T. Tschudi, *Dynamische Flüssigkristallelemente zur Phasenkorrektur - Design und Anwendungen*, DGaO Jahrestagung, Innsbruck (2002)
16. K. Dressbach, S. Somalingam, M. Hain, M. Schmiedchen, S. Stankovic, T. Tschudi, *Wellenfrontkorrektur mit Hilfe von Flüssigkristallzellen*, DGaO Jahrestagung, Innsbruck (2002)
17. T. Tschudi, M. Hain, S. Somalingam, S. Stankovic, *Adaptive Optik mit Flüssigkristallen*, Universität Stuttgart (2002)

2001

18. S. Somalingam, M. Hain, W. v. Spiegel, M. Budach, S. Stankovic, T. Tschudi, *Wellenfrontkorrektur mit hohem Wirkungsgrad und einfacher Ansteuerung*, DGaO Jahrestagung, Göttingen (2001)

2000

19. S. Somalingam, M. Budach, M. Hain, S. Stankovic, T. Tschudi, *Strahlableitung durch Phasenmodulation in einer Flüssigkristallschicht*, DGaO Jahrestagung, Jena (2000)

Patentanmeldung

1. Optisches Kompensationselement, Veröffentlichungsnummer: WO 02/056099 A1

Betreute Diplomarbeiten

1. R. Bräutigam, *Verbesserung der Schaltdynamik von Phasenmodulatoren durch polymerstabilisierte Flüssigkristalle* (2006)
2. M. Hage, *Multifunktionale Phasenmodulatoren auf der Basis von schnellen Flüssigkristallen* (2003)

3. F. Gorski, *Ein schnell schaltbarer diffraktiver Strahlblenker auf der Basis von Flüssigkristallen* (2003)
4. K. Derssbach, *Charakterisierung von Flüssigkristallzellen zum Einsatz in Blue-DVD Systemen* (2002)

Danksagung

Herrn Professor Dr. Theo Tschudi danke ich sehr herzlich für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und für die dadurch ermöglichte Tätigkeit in einem sehr interessanten und zukunftsorientierten Bereich der Optik. Seine Unterstützung zur freien Forschung und das entgegengebrachte Vertrauen waren für mich von großer Bedeutung.

Herrn Prof. Dr. Thomas Walther danke ich sehr herzlich für die Übernahme des Korreferates.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Ralf Bräutigam, Frank Gorski, Michael Hage und Karsten Dressbach für die vielfältigen Beiträge, die sie zu dieser Arbeit geleistet haben.

Die sehr freundschaftliche und menschliche Atmosphäre in der Arbeitsgruppe *Mikrooptische Systeme*, die ein produktives und wissenschaftliches Arbeiten, aber auch das soziale Miteinander sehr stark gefördert hat, möchte ich an dieser Stelle deutlich hervorheben. Dafür gilt mein Dank neben oben erwähnten Personen an:

Marc Schmiedchen, Jörn Peuser, Wolff von Spiegel, Kamalpreet Kaur, Christian am Weg, Thilo May, Naoki Yamada, Svetomir Stankovic, Lhoucine Ben Mohammadi, Mathias Hain, Daniel Dias, Chialou Karaboue, Shanti Bhattacharya, Jochen Hanf, Steffen Paulekuhn, Stephan Hakuli, Lars Schneider, Dorothee Pethe, Kenan Ceylan, Jan Spannhake, Michael Budach, Christian Schulz, Fouad Guessous und Robert Glöckner

Den Arbeitsgruppen der experimentellen Licht- und Teilchenoptik, besonders der AG Photorefraktive Optik, der AG Optische Messtechnik, der AG Laserphysik und nichtlineare optische Materialien und der AG Elektronenoptik danke ich für die gute und freundschaftliche Kooperation und die angenehme Zusammenarbeit.

Bei Herr Jourdan bedanke ich mich sehr herzlich für die arbeitsintensive Beschichtung der Substrate.

Frau Happel und Frau Garyant danke ich für die Unterstützung bei allen Verwaltungsangelegenheiten.

Den Mitarbeitern der Feinmechanik- und Elektronikwerkstatt, Herrn Bernhardt, Herrn Kullmann, Herrn Stuckert und Herrn Rök danke ich sehr herzlich für die prompte Fertigung der für die Arbeit benötigten mechanischen und elektronischen Komponenten.

Bei Varunagini Somalingam, James Nagarajah, Marc Schmiedchen und Wolff v. Spiegel bedanke ich mich sehr herzlich für die Durchsicht des Manuskriptes.

Ganz besonders möchte ich meinen Eltern, meiner Lebenspartnerin, meinen Brüdern und meiner Schwester, sowie all meinen Freunden danken, deren Rückhalt und Unterstützung für das Gelingen dieser Arbeit entscheidend beigetragen haben.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Somakanthan Somalingam
geb. am 24.02.1973 in Jaffna, Sri Lanka

Eltern: Arumugam Somalingam
Kanthimathy Somalingam - geb. Sornalingam

Schulausbildung

1979 - 1985 Grundschole und College, Jaffna Hindu College, Sri Lanka
1985 - 1991 Gesamtschole (Sekundarstufe I), Lampertheim
1991 - 1994 Lessing Gymnasium (Sekundarstufe II), Lampertheim
Juni 1994 Abschluss: Allgemeine Hochschulreife

Hochschulausbildung

1995 - 2001 Studium der Physik an der Technischen Universität Darmstadt
Feb. 2001 Abschluss: Diplom
Diplomarbeit: *Adaptive optische Elemente auf der Basis von Flüssigkristallen*
2001 - 2005 Promotionsstudium unter der Leitung von Prof. Dr. T. Tschudi am Institut für Angewandte Physik an der Technischen Universität Darmstadt

Berufstätigkeit

1997 - 1998 Studentische Hilfskraft am Deutschen Kunststoff Institut
2001 - 2005 Wissenschaftlicher Mitarbeiter bei Prof. Dr. T. Tschudi am Institut für Angewandte Physik

Die bearbeiteten Projekte:
BMBF-Projekt: *BlueSpot* (FZ:01BS050A)
DFG-Projekt: *Schnelle adaptive optische Linsen und Strahlableiter mit hoher Effizienz*

seit 2001 Staatlich geprüfter und allgemein beeidigter Dolmetscher und Übersetzer für die Sprache Tamil

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und nur die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

Ich versichere weiterhin, dass ich bisher noch keinen Versuch zur Promotion unternommen habe.

Darmstadt, den 13. März 2006

(Somakanthan Somalingam)