

## Untersuchung von Flüssigkristallmodulen für die optische Nachrichtentechnik

W. Vogel, D. Rabus, W. Coenning, M. Berroth

Institut für Elektrische und Optische Nachrichtentechnik der Universität Stuttgart

*Es werden Untersuchungen zur Transmission von Flüssigkristallmodulen im Bereich der beiden optischen Fenster um 1300 nm und 1550 nm vorgestellt. Teststrukturen werden als optische Schalter betrieben und das on-off-Kontrastverhältnis charakterisiert. Darüber hinaus werden speziell gefertigte Fabry-Perot-Zellen vorgestellt und deren Transmissionsverhalten sowie die Temperatur- und Langzeitstabilität untersucht.*

### Einleitung

Mit dem Übergang von elektrischen Datennetzen über gemischte elektro-optische Netze hin zu rein photonischen Netzen wird auch die Vermittlung der Daten durch optische Elemente erfolgen. Hierbei werden optische Schalter benötigt.

Um die zunehmenden Datenraten bewältigen zu können, bedient man sich der Wellenlängenmultiplextechnik (WDM), mit deren Hilfe über eine einzige Glasfaser bereits heute Datenraten über 1 Tbit/s übertragen werden können [1]. Für die Selektion einzelner Wellenlängenkanäle sind abstimmbare optische Filter erforderlich.

Eine Alternative zu mikromechanischen und halbleiterbasierten Lösungen sind Flüssigkristallmodule, die sowohl als Schalter wie auch als Filter genutzt werden können. Sie haben in Form von einfachen alphanumerischen Anzeigen bis hin zu komplexen Matrixdisplays mit mehreren Millionen Bildpunkten als Schalter für sichtbares Licht große Verbreitung gefunden. Die optischen Eigenschaften der Flüssigkristalle, die niedrige Ansteuerleistung, die Möglichkeit großer Matrixanordnungen und die ausgereifte Technologie machen sie aber auch für andere Anwendungen attraktiv [2][3][4]. In dieser Arbeit werden Flüssigkristallmodule auf ihre Eignung als optische Intensitätsschalter und in einer speziellen Ausführung als abstimmbare optische Filter untersucht.

### Grundlagen

Flüssigkristalle bestehen aus länglichen Molekülen, die elektrisch und optisch anisotrop sind. Die sogenannten nematischen Flüssigkristalle sind bei Raumtemperatur nicht an Kristallgitterplätze gebunden. Sie besitzen jedoch im Volumen eine einheitliche Orientierung ihrer Längsachse. Durch Anlegen eines elektrischen Feldes wird aufgrund der dielektrischen Anisotropie  $\Delta\epsilon = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$  ein Dipolmoment induziert, so daß die Längsachse der Moleküle entweder parallel zu den Feldlinien ( $\Delta\epsilon > 0$ ) oder senkrecht dazu ( $\Delta\epsilon < 0$ ) kippt, um einen Zustand mit minimaler freier elektrostatischer Energie einzunehmen. Der Kippwinkel wird durch die angelegte Feldstärke und die elastischen Rückstellkräfte bestimmt. Eine Flüssigkristallzelle besteht, wie in Abbildung 1 dargestellt, im wesentlichen aus zwei parallelen Glasplatten als Träger, die in einem definierten Abstand  $d$  fixiert werden. Dazwischen befinden sich die Elektroden und eine Orientierungsschicht, die die Ausrichtung der Moleküle im feldfreien Fall vorgibt. In der Distorted Alignment Phase-Zelle (DAP-Zelle) stehen die Moleküle senkrecht zu den Elektroden (homeotrope Anordnung). Bei der Fréedericksz- (zero-twist nematic) und der Twisted Nematic-Zelle (TN-Zelle) liegen sie parallel zu den Oberflächen, wobei bei der TN-Zelle die Orientierungen der beiden Grenzflächen um  $90^\circ$  gegeneinander verdreht sind und die Längsachse der Kristalle dieser Drehung folgt [5].

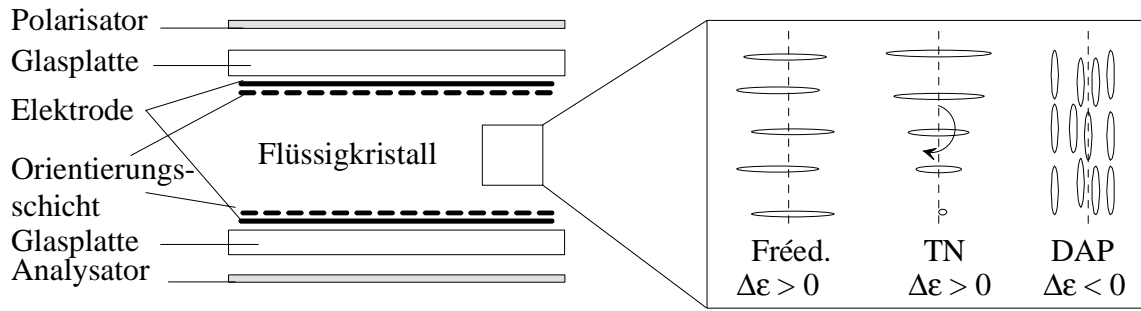


Abbildung 1: Prinzipieller Aufbau eines Schalter-Moduls mit drei möglichen Orientierungen der nematischen Flüssigkristalle

Schalter		
	$\Delta n$	d
TN	0.0969	5 $\mu\text{m}$
DAP	0.1777	14 $\mu\text{m}$
Freederickzs	0.1128	14 $\mu\text{m}$

LC-FPI		
	$\Delta n$	d
TN	0.1707	20 $\mu\text{m}$
DAP	0.1777	20 $\mu\text{m}$

Tabelle 1: Daten der verwendeten Zellen

### Fréedericksz- und DAP-Zelle als optischer Schalter

Mit Hilfe der Jones-Matrizen läßt sich die Transmission der Zellen berechnen und man erhält für den Fall, daß eine lineare Eingangspolarisation mit der Orientierungsrichtung der Zelle einen Winkel von  $45^\circ$  bildet, folgende Beziehungen:

$$T_{\parallel} = \cos^2(\varphi/2) \quad \text{für parallel zueinander ausgerichteten Polarisator und Analysator}$$

$$T_{\perp} = \sin^2(\varphi/2) \quad \text{für senkrecht zueinander ausgerichteten Polarisator und Analysator}$$

Dabei ist  $\varphi$  die spannungsabhängige Phasenverschiebung zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl:

$$\varphi = \frac{2\pi d}{\lambda} (n_e - n_o(U))$$

Die optische Anisotropie oder Doppelbrechung der Moleküle beträgt  $\Delta n = n_e - n_o$ , wobei  $n_o$  der Brechungsindex parallel zur Längsachse und  $n_e$  senkrecht dazu ist, so daß sich eine maximale Phasenverschiebung um  $\varphi_{\max} = 2\pi \cdot \Delta n \cdot d/\lambda$  ergeben kann.

Bei der Fréedericksz-Zelle ist die Phasenverschiebung ohne angelegtes Feld maximal. Mit den Daten aus Tabelle 1 ergibt sich für die untersuchte Zelle  $\varphi_{\max, \text{Fréed}, 1550\text{nm}} = 2.04 \pi$  bzw.  $\varphi_{\max, \text{Fréed}, 1300\text{nm}} = 2.43 \pi$  und damit für die Transmission bei  $U = 0\text{V}$  und parallelen Polarisatoren  $T_{\parallel, 1550\text{nm}} = 0 \text{ dB}$  bzw.  $T_{\parallel, 1300} = -1.07 \text{ dB}$ . Bei einer Spannung von 7.6 V bei 1550 nm (8.4 V bei 1300 nm) wird  $\varphi = \pi$  und die Transmission erreicht rechnerisch den Wert 0, bei höheren Spannungen nimmt  $\varphi$  weiter ab und die Transmission steigt wieder an.

Da die Flüssigkristallmoleküle nahe den Elektroden an den Grenzflächen verankert sind, bleibt auch bei hoher Spannung eine dünne doppelbrechende Schicht erhalten, so daß

$\varphi$  nicht exakt zu Null wird und die Transmission damit nicht mehr den Wert 1 erreichen kann. Dieses Verhalten wird durch die Messungen, die in Abbildung 2 gezeigt sind, sehr gut bestätigt. Alle Messungen wurden mit einer 10 kHz-Rechteck-Wechselspannung durchgeführt, die Spannungswerte beziehen sich auf die Amplitude.

Bei der DAP-Zelle ist im feldfreien Zustand aufgrund der homeotropen Anordnung der Moleküle die Phasenverschiebung  $\varphi = 0$  und nimmt mit der Spannung zu. Rechnerisch wird bei unseren Zellen  $\varphi_{\max, \text{DAP}, 1550 \text{nm}} = 3.2 \pi$  bzw.  $\varphi_{\max, \text{DAP}, 1300 \text{nm}} = 3.8 \pi$ , die Messungen in Abbildung 3 zeigen jedoch nur ein Minimum bei 13.6 V (9.2 V bei 1300 nm) und die Transmission bleibt kleiner 1 d.h. auch die Phasenverschiebung ist bei höherer Spannung kleiner als  $2 \pi$ .

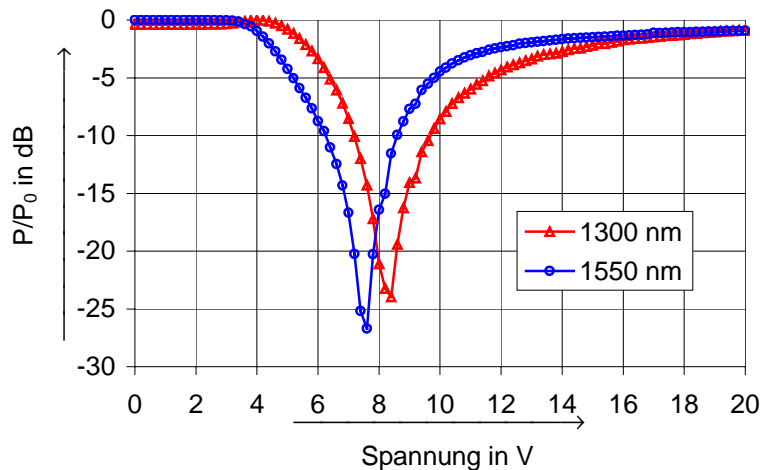


Abbildung 2: Transmission der Fréedericksz-Zelle

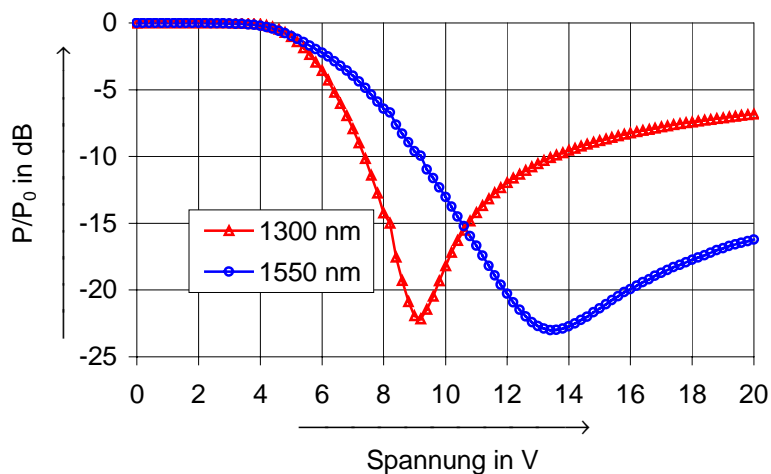


Abbildung 3: Transmission der DAP-Zelle

Für Anwendungen in der Nachrichtentechnik ist das erzielbare Kontrastverhältnis der Schalter sehr wichtig. Das on-off-Kontrastverhältnis ergibt sich aus

$$C = \frac{T_{\max}}{T_{\min}}$$

Mit der DAP-Zelle wurde ein on-off-Kontrastverhältnis von 23 dB bei 1550 nm bzw. 22.2 dB bei 1300 nm erreicht, bei der Fréedericksz-Zelle wurden 26.7 dB bzw. 24 dB erreicht. Bei allen Messungen wurden dichroitische Linearpolarisatoren mit einem erzielbaren Kontrast von  $C_{Pol} > 40$  dB ( $> 1: 10000$ ) in beiden Wellenlängenbereichen verwendet. Die Einfügedämpfung dieser Polarisatoren ist in beiden Wellenlängenbereichen  $< 0.2$  dB.

### TN-Zelle als optischer Schalter

Die Struktur einer TN-Zelle kann als Stapel dünner, gegeneinander verdrehter doppelbrechender Schichten angesehen werden, die die Polarisation über der Dicke  $d$  ebenfalls drehen. Kippen die Moleküle durch Anlegen einer Spannung senkrecht zu den Elektroden, geht diese Drehwirkung verloren, die ursprüngliche Polarisationsrichtung bleibt also erhalten. Durch Polarisator und Analysator erzeugt man die Intensitätsmodulation, wobei die Eingangspolarisation parallel zu der Orientierung der Moleküle auf der Eingangsseite ist.

Die Transmission ergibt sich nach [6]:

$$T_{\parallel} = \left( \frac{\pi}{2\gamma} \right)^2 \cdot \sin^2(\gamma) \quad \text{für parallele Polarisatoren}$$

$$T_{\perp} = 1 - \left( \frac{\pi}{2\gamma} \right)^2 \cdot \sin^2(\gamma) \quad \text{für gekreuzte Polarisatoren}$$

mit  $\gamma = \sqrt{\frac{\pi^2}{4} + \left( \frac{\pi \Delta n d}{\lambda} \right)^2}$

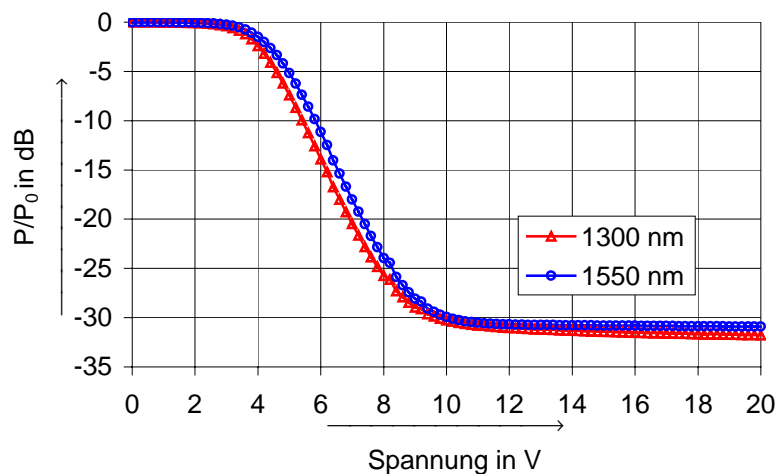


Abbildung 4: Transmission der TN-Zelle

Bei dem untersuchten TN-Modul konnte ein Kontrast von  $> 30$  dB sowohl bei 1550 nm als auch bei 1300 nm nachgewiesen werden. Die Schaltspannung ist im Gegensatz zu den anderen Zelltypen für beide Wellenlängen praktisch gleich. Voruntersuchungen zur Transmission der Zellen haben ergeben, daß die Einfügedämpfung der verwendeten Flüssigkristalltypen ungefähr von 1 dB bei einer Wellenlänge von 1550 nm und  $< 1$  dB bei einer Wellenlänge von 1300 nm ist. Die gesamte Anordnung der Schalter mit den verwendeten Polarisatoren weist im on-Zustand eine Einfügedämpfung von  $< 1,2$  dB bei den genannten Wellenlängen auf.

### Flüssigkristall-Fabry-Perot-Filter

Weiterhin wurden die Flüssigkristalle hinsichtlich ihrer Eignung für Fabry-Perot-Interferometer (LC-FPI) [7] untersucht. Der Resonator entsteht durch Verspiegeln der Gläser. Die Verspiegelung wurde in Form dünner Goldschichten mit einem Reflexionsfaktor von  $R > 92.5\%$  realisiert. Die Goldschichten dienen gleichzeitig als Elektroden zur Ansteuerung des Moduls.



Abbildung 5: Aufbau des LC-Fabry-Perot-Filters

Die Transmission eines Fabry-Perot-Filters mit Spiegelabstand  $d$  berechnet sich allgemein aus [8]:

$$T(\lambda) = \frac{T_{\max}}{1 + \frac{4}{\pi^2} F^2 \sin^2 \left( 2\pi \frac{n_{\text{eff}} d}{\lambda} \right)}$$

Durch den Flüssigkristall mit dem vom Kippwinkel der Moleküle und damit der angelegten Spannung abhängigen effektiven Brechungsindex  $n_{\text{eff}}$  kann bei konstantem Abstand  $d$  die Resonanzwellenlänge verschoben werden.

$F$  ist die Finesse des Filters und beinhaltet zum einen Eigenschaften der Spiegel (Reflexionsfinesse  $F_R$ ), zum anderen die Eigenschaften der Oberflächen, die den Resonator bilden (Oberflächenfinesse  $F_S$ ).

Es gilt: 
$$\frac{1}{F^2} = \frac{1}{F_R^2} + \frac{1}{F_S^2} \quad \text{mit} \quad F_R^2 = \frac{\pi^2 R}{(1-R)^2}$$

Dabei ist  $R$  der Reflexionsfaktor der Spiegel. Durch die Gesamtfinesse  $F$  und den freien Spektralbereich  $FSR = \frac{\lambda_{\text{mitte}}^2}{2nd}$  wird die Bandbreite  $FWHM = \frac{FSR}{F}$  des Filters festgelegt.

Der freie Spektralbereich beider Module ist 41 nm, die Bandbreite (FWHM) des Durchlaßbereiches beträgt jeweils 1 nm.

Die Einfügedämpfung beträgt im Durchlaßbereich im Durchschnitt 12 dB. Die in Abbildung 6 sichtbaren der Filtercharakteristik überlagerten Erscheinungen kommen durch zusätzliche Interferenzen an den nicht entspiegelten Deckgläsern zustande. Die Gesamtfinesse der Filter beträgt in dieser Konfiguration etwa 40. Dabei wurde bei den Spiegeln und Gläsern keine Optimierung der Oberflächenfinesse vorgenommen.

Der erreichbare Kontrast berechnet sich aus

$$C = \frac{(1 + R)^2 F^2}{\pi^2 R}$$

und ergibt sich zu 28 dB (1: 650), wenn man von  $R = 0.925$  und  $F = 40$  ausgeht. Auch hier zeigen die Messungen eine gute Übereinstimmung mit der Theorie.

Die Resonanzwellenlänge verschiebt sich erwartungsgemäß beim DAP-Filter mit steigender Spannung hin zu größeren Wellenlängen. Bei der TN-Zelle führt eine Spannungserhöhung zu kleineren Resonanzwellenlängen.

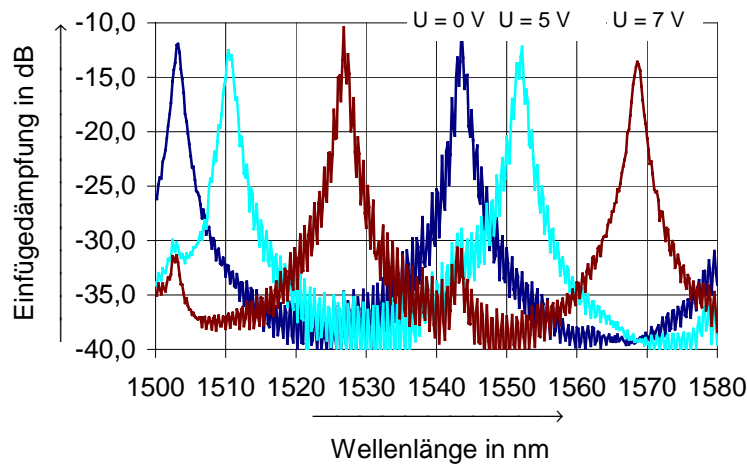


Abbildung 7. Einfügedämpfung des DAP-FPI

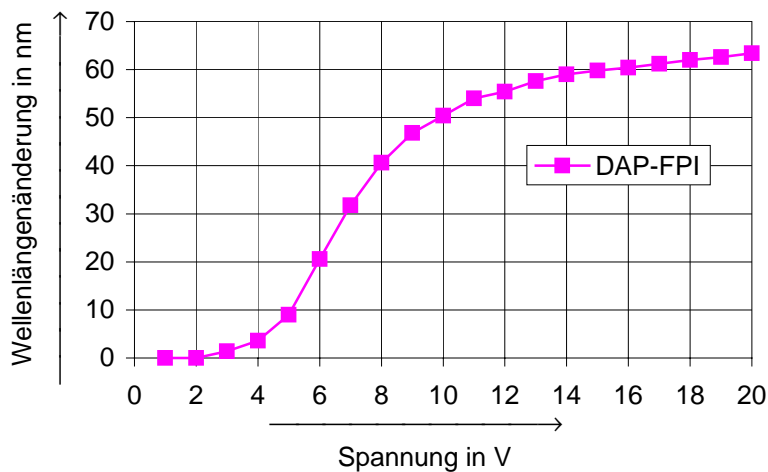


Abbildung 8: Abstimmbereich des DAP-Filters

Der Abstimmbereich des DAP-Filters erstreckt sich über mehr als 60 nm und die Resonanzwellenlänge ändert sich in einem Bereich von 20 nm annähernd linear mit der Spannung. Der Transmissionspeak verschiebt sich mit der Temperatur. Die Verschiebung beträgt ungefähr  $0.5 \text{ nm}/10^\circ\text{K}$  im Temperaturbereich von  $20^\circ\text{C}$  bis  $30^\circ\text{C}$ .

Das DAP-Filter wurde bei einer angelegten Spannung von 12 V einem 50-Stunden Dauertest unterzogen. Es wurde die transmittierte Leistung bei konstanten Wellenlängen im Durchlaßbereich rechts und links der Mittenwellenlänge  $\lambda_m$  des Filters ohne Temperaturstabilisierung beobachtet. Da sich die Mittenwellenlänge  $\lambda_m$  bei fallender Temperatur zu höheren Wellenlängen hin verschiebt, wird die transmittierte Leistung  $P$  bei einer Wellen-

länge  $\lambda > \lambda_m$  zunehmen, bei  $\lambda < \lambda_m$  wird sie abnehmen. Dieses Verhalten läßt sich in Abbildung 9 gut beobachten.

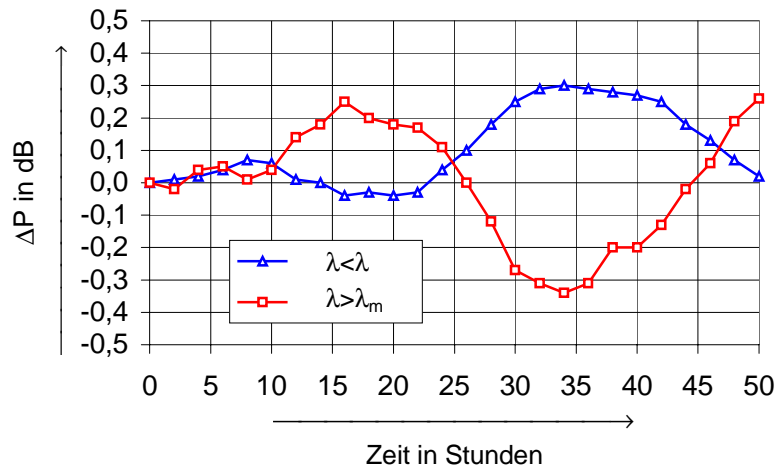


Abbildung 9: Langzeitverhalten des DAP-Moduls

Die beiden Kurven weisen einen 24-Stunden-Zyklus auf und wandern mit zunehmender Zeit auseinander, was sich mit Tag/Nacht-Wechseln und insgesamt sinkenden Labortemperaturen während der Meßzeit sehr gut korrelieren läßt. Für den Einsatz als optische Filter ist daher eine Temperaturstabilisierung oder eine Spannungsnachführung erforderlich.

Es konnte gezeigt werden, daß mit den verwendeten Flüssigkristallmodulen optische Schalter mit einem Kontrastverhältnis von bis zu 30 dB in beiden untersuchten Wellenlängenbereichen ohne spezielle Optimierung erreicht werden. Es wurde ein optisches Filter mit dünnen Goldschichten als Spiegel vorgestellt. Das Filter hat einen Abstimmbereich von 60 nm und eine Bandbreite von 1 nm und weist eine Temperaturabhängigkeit der Resonanzwellenlänge von 0,05 nm / °K auf.

In weiterführenden Untersuchungen sollen die Zellen optimiert werden und die Einflüsse von stark variierenden Schaltzyklen auf die elektrisch-optischen Kennlinien untersucht werden. Der Einsatz von elektrischen Regelkreisen zur Kompensation von Variationen der Zelleigenschaften und zur reproduzierbaren Einstellung der Mittenwellenlänge der Filter wird ebenfalls untersucht. Neben den messtechnischen Untersuchungen werden Modelle zur Simulation der elektrischen und optischen Eigenschaften der Zellen sowie deren elektrischen Ansteuerung erstellt und in vorhandene kommerziell verfügbare Simulationstools eingebunden, so daß die Simulation eines vollständigen elektro-optischen Systems ermöglicht wird.

Besonderer Dank gilt dem Labor für Bildschirmtechnik der Universität Stuttgart für die Unterstützung, insbesondere den Herren M. Mücke und J. Ullman für die Fertigung der Module.

- [1] S. Aisawa, T. Sakamoto, M. Fukui, J. Kani, M. Jinno, K. Oguchi  
Ultra-Wideband, Long Distance WDM Demonstration of 1 Tbit/s (50x20Gbit/s),  
600 km Transmission Using 1550 and 1580 nm Wavelength Bands  
Electronics Letters, Vol. 34, No. 11, 1998, pp1127-1128
- [2] Doo Jin Cho, S. T. Thurman, J. T. Donner, G. M. Morris  
Characteristics of a 128x128 Liquid-Crystal Spatial Light Modulator for Wave-  
Front Generation  
Optics Letters, Vol. 23, No. 12, 1998, pp. 969-971
- [3] D. P. Resler, D. S. Hobbs, R. C. Sharp, L. J. Friedman, T.A.Dorscher  
High-Efficiency Liquid-Crystal Optical Phased-Array Beam Steering
- [4] K. C. Lim, J. D. Margerum, A. M. Lackner  
Liquid Crystal Millimeter Wave Electronic Phase Shifter  
Applied Physics Letters, Vol. 62, No. 10, 1993, pp.1065-1067
- [5] M. Schadt, W. Helfrich  
Voltage-Dependent Optical Activity of a Twisted Nematic Liquid Crystal  
Applied Physics Letters, Vol. 18, No. 4, 1971, pp. 127-128
- [6] F. Pain, R. Coquillé, B. Vinouze, N. Wolffer, P. Gravey  
Comparison of Twisted and Parallel Nematic Liquid Crystal Polarisation Control-  
lers. Application to a 4x4 Free Space Optical Switch at 1.5  $\mu\text{m}$   
Optics Communications, 139, 1997, pp 199-204
- [7] J. S. Patel, S.-D. Lee  
Electrically Tunable and Polarization Insensitive Fabry-Perot Etalon With a Liquid-  
Crystal Film  
Applied Physics Letters, Vol. 58, No. 22, 1991, pp. 2491-2493
- [8] Paul E. Green  
Fiber Optic Networks  
Prentice-Hall, 1993