

ELEKTROOPTISCH INDUZIERTE WELLENLEITER IN PARANEMATISCHEN FLÜSSIGKRISTALLEN

Von der Fakultät für MINT – Mathematik, Informatik, Physik,
Elektro- und Informationstechnik
der Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus-Senftenberg

zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation
vorgelegt von

Diplom Ingenieur (FH)

MARTIN BLASL

geboren am 8. Mai 1981 in Annaberg-Buchholz

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Dr. rer. nat. habil. Harald Schenk

Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. habil. Götz Seibold

Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Thomas Schröder

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Franko Küppers

Tag der mündlichen Prüfung: 11. Januar 2017

**ELEKTROOPTISCH INDUZIERTE WELLENLEITER
IN PARANEMATISCHEN FLÜSSIGKRISTALLEN**

ELECTRO-OPTICALLY INDUCED WAVEGUIDES
IN PARANEMATIC LIQUID CRYSTALS

MARTIN BLASL

Entwicklung einer neuartigen Wellenleiterweiche

Zweite korrigierte Auflage

Juni 2017

Martin Blasl: *Elektrooptisch induzierte Wellenleiter in paranematischen Flüssigkristallen*, Entwicklung einer neuartigen Wellenleiterweiche, 2. Aufl., © Juni 2017

*„Ende gut, Anfang gut!“
Manfred Hinrich*

VORWORT

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter der Projektgruppe SMART MICRO-OPTICS im Rahmen des FRAUNHOFER-ATTRACT-Projektes – Nr. 692123 am FRAUNHOFER-INSTITUT FÜR PHOTONISCHE MIKROSYSTEME (IPMS) in Dresden. An dieser Stelle seien all jene genannt, die an meinem Promotionsvorhaben Anteil hatten.

Meinem Doktorvater Herrn Professor Dr. Harald Schenk danke ich für die Unterstützung meines Promotionsvorhabens und Frau Dr. Florenta Costache für den in ihrer Projektgruppe gewährten Freiraum zur Verwirklichung eigener Ideen. Ferner danke ich Herrn Dr. Thilo Sandner für die abschließende Rezension sowie Herrn Professor Dr. Frank Küppers, Herrn Professor Dr. Thomas Schröder und Herrn Professor Dr. Götz Seibold für die Begutachtung meiner Dissertation.

Für die Ausarbeitung des Prozessablaufes zur Fertigung der Wellenleiterstrukturen sowie dessen Umsetzung danke ich den verantwortlichen Technologen Dr. Andreas Rieck und Dipl.-Ing. Hans-Georg Fröhlich sowie den beteiligten Operatoren des FRAUNHOFER IPMS-Reinraumes.

Dr. Kirstin Bornhorst, Dr. Haldor Hartwig, M. Sc. Bosćij Pawlik und Dipl.-Ing. Christian Schirrmann danke ich für die inspirierende Arbeitsatmosphäre in der Projektgruppe SMART MICRO-OPTICS.

Ein besonderer Dank gilt meiner Frau Anita, die mir stets ein unverzichtbarer Partner in zahlreichen Diskussionen war, meinen beiden Töchtern Norah und Renée, die fortwährend für ausreichend Ablenkung sorgten, und meinen Eltern Andrea und Arndt, die in mir von Kindesbeinen an den Keim der Neugierde gedeihen ließen.

ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Arbeit wird die Entwicklung einer neuartigen fasergekoppelten Wellenleiterweiche beschrieben, womit erstmals das Anwendungspotential elektrooptisch induzierter Wellenleiter für komplexe faseroptische Anwendungen aufgezeigt wird. Die entwickelte Wellenleiterweiche kann das Licht einer Glasfaser auf zwei Glasfasern sowohl wechselseitig schalten als auch mit steuerbarem Leistungsverhältnis aufteilen. Hierzu wird das Prinzip elektrooptisch induzierter Wellenleiter genutzt. Bei diesem Prinzip entsteht in einer aus elektrooptischem Material bestehende Schicht durch die lokale Brechzahländerung infolge eines elektrischen Feldes oberhalb einer Elektrode ein reversibler Wellenleiter. In den mittels Halbleitertechnologien gefertigten Wellenleiterstrukturen dient das flüssigkristalline Nematogen 5CB als elektrooptisches Material. Hierbei besitzt dessen paranematische Phase eine hohe Transmission über einen breiten Wellenlängenbereich, einen ausgeprägten elektrooptischen KERR-Effekt und eine Relaxationszeitkonstante kleiner einer Mikrosekunde. Neben dem KERR-Effekt treten in paranematischen Flüssigkristallen elektrooptische Effekte höherer Ordnung und ein für die Anwendung kritischer feldinduzierter nematisch-paranematischer Phasenübergang auf. In diesem Zusammenhang wird die Eignung paranematischer Flüssigkristalle hinsichtlich der Verwendung in elektrooptisch induzierten Wellenleitern mittels dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Dünnschichtrefraktometer untersucht.

ABSTRACT

The objective of this thesis is to develop a novel fibre coupled waveguide switch, whereby the potential of electro-optically induced waveguides for complex fibre-optic applications is demonstrated for the first time. The developed waveguide switch allows the switching of light from an optical input fibre to one of two optical output fibres, as well as variable power splitting. For this, the working principle of electro-optically induced waveguides is applied. In a layer made of an electro-optical material, the electrical field above an electrode causes an optical waveguide due to the locally increased refractive index. In the waveguide structures fabricated by means of semiconductor technologies, the nematogenic liquid crystal 5CB is used as electro-optic material, which provides a good transmission over a broad wavelength range, a huge electro-optical KERR-effect and a response time below one microsecond. In addition to the electro-optical KERR-effect in paranematic liquid crystals, higher-order electro-optical effects occur as well as the nematic-paranematic phase transition, which is critical for the application in the electro-optically induced waveguides. In this context, the applicability of paranematic liquid crystals is investigated by means of a thin film refractometer developed within the presented work.

VERÖFFENTLICHUNGEN

PATENTE

- [V1] BLASL, M. ; COSTACHE, F. ; HARTWIG, H.: *Polarization independent electro-optically induced waveguide*. 27. August 2015. – [WO 2015124175 A1](#)
- [V2] COSTACHE, F. ; BLASL, M. ; SCHENK, H.: *Apparatus and method for guiding optical waves*. 19. März 2014. – [EP 2513715 B1](#)

ZEITSCHRIFTENBEITRÄGE

- [V3] COSTACHE, F. ; BLASL, M.: *Optical switching with isotropic liquid crystals*. In: *Optik & Photonik* 6 (2011), Nr. 4, 29-31. – DOI [10.1002/opp.201190384](#)

KONFERENZBEITRÄGE

- [V4] BLASL, M. ; COSTACHE, F.: *Liquid crystal waveguide switch for fast fiber optic sensor monitoring*. In: *Optical Fiber Communication Conference, 2016*, M3I.5 – DOI [10.1364/OFC.2016.M3I.5](#)
- [V5] BLASL, M. ; BORNHORST, K. ; COSTACHE, F.: *Polarization insensitive variable optical attenuator based on field induced waveguides with a liquid crystal core*. In: *Optical Fiber Communication Conference, 2015*, W4A.2 – DOI [OFC.2015.W4A.2](#)
- [V6] COSTACHE, F. ; BLASL, M. ; BORNHORST, K.: *Polarization independent electro-optical waveguides with liquid crystals in isotropic phase*. In: *Proc. SPIE, Integrated Optics: Devices, Materials, and Technologies XIX* Bd. 9365, 2015, 93650J-1-93650J-7 – DOI [10.1117/12.2079209](#)
- [V7] COSTACHE, F. ; HARTWIG, H. ; BORNHORST, K. ; BLASL, M.: *Variable optical power splitter with field-induced waveguides in liquid crystals in paranematic phase*. In: *Optical Fiber Communication Conference, 2014*, Th1A.7. – DOI [OFC.2014.Th1A.7](#)
- [V8] COSTACHE, F. ; BLASL, M. ; BORNHORST, K. ; HARTWIG, H. ; RIECK, A.: *On-chip dynamic optical power splitter with liquid crystal waveguides on a silicon backplane*. In: *OPTO (Photonics West), San Francisco, USA, 2014*
- [V9] BLASL, M. ; HARTWIG, H. ; BORNHORST, K. ; COSTACHE, F.: *Optical guiding and loss mechanisms in electro-optically induced waveguides based on isotropic phase liquid crystals*. In: *Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO EUROPE/IQEC), 2013*, 1-1. – DOI [10.1109/CLEOE-IQEC.2013.6801266](#)
- [V10] COSTACHE, F. ; BLASL, M. ; HARTWIG, H. ; BORNHORST, K. ; SCHENK, H.: *Wafer-level electro-optical waveguides with isotropic liquid crystals blends on silicon backplane*. In: *MOEMS-MEMS (Photonics West), San Francisco, USA, 2013*

- [V11] BLASL, M. ; HARTWIG, H. ; BORNHORST, K. ; COSTACHE, F.: Optical modulator based on electro-optically induced waveguides. In: *DPG Frühjahrstagung (AMOP), Hannover, 2013*
- [V12] COSTACHE, F. ; BLASL, M. ; BORNHORST, K. ; ANDREAS, R. ; HARTWIG, H.: Integrated electro-optical switching with phase-modified liquid crystal blends. In: *Advanced Photonics Congress, 2012, IM4A.4* – DOI [10.1364/IPRSN.2012.IM4A.4](https://doi.org/10.1364/IPRSN.2012.IM4A.4)
- [V13] BLASL, M. ; BORNHORST, K. ; COSTACHE, F.: Electro-optical induced waveguides in isotropic phase liquid crystals-oil mixtures. In: *DPG Frühjahrstagung (AMOP), Dresden, 2011*
- [V14] BORNHORST, K. ; BLASL, M. ; COSTACHE, F.: Phase behaviour of electro-optic liquid crystals-oil blends. In: *DPG Frühjahrstagung (AMOP), Dresden, 2011*
- [V15] HERLITSCHKE, M. ; BLASL, M. ; COSTACHE, F.: Efficient simulation of 3D electro-optical waveguides using the effective refractive index method. In: *Proceeding of the 2011 COMSOL Conference, Stuttgart, 2011*
- [V16] BLASL, M. ; BORNHORST, K. ; COSTACHE, F.: Electrooptical properties of clear point modified liquid-crystal-based mixtures. In: *DPG Frühjahrstagung (AMOP), Hannover, 2010*

INHALTSVERZEICHNIS

1	EINLEITUNG	1
1.1	Elektrooptisch induzierte Wellenleiter	2
1.2	Bauelementkonzept - Zielstellung	4
1.3	Gliederung der Arbeit	6
2	GRUNDLAGEN ELEKTROOPTISCH INDUZIERTER WELLENLEITER	7
2.1	Elektrooptischer KERR-Effekt isotroper Substanzen	8
2.2	Elektro-/optische Eigenschaften von Nematogenen	11
2.2.1	Grundbegriffe	11
2.2.2	Optische Eigenschaften	13
2.2.3	Paranematische Phase	19
2.2.4	KERR-Effekt paranematischer Flüssigkristalle	22
2.2.5	Nematisch-paranematischer Phasenübergang	25
2.3	Optische Wellenleiter	28
2.3.1	MAXWELL-Gleichungen	28
2.3.2	Moden eines Wellenleiters	29
2.3.3	Anregung von Moden	31
2.3.4	Verlustbehaftete Moden	32
2.3.5	Schichtwellenleiter	32
2.3.6	GAUSSSCHER STRAHL	34
2.4	Transfermatrix	35
2.4.1	Transmissions- und Reflexionskoeffizienten	37
2.4.2	Ausbreitungskonstante	39
3	CHARAKTERISIERUNG PARANEMATISCHER FLÜSSIGKRISTALLE	41
3.1	Methoden zur Messung des KERR-Effektes	42
3.2	Doppelprisma des Dünnschichtrefraktometers	43
3.2.1	Prisma-, Schicht- und Grenzwinkel	45
3.2.2	Elektrostatisches Feld im Flüssigkristall	45
3.2.3	Transfermatrix des Schichtstapels	48
3.2.4	Berechnung der Schichtdicke	51
3.2.5	Berechnung elektrooptischer Konstanten	52
3.3	Dünnschichtrefraktometer	55
3.3.1	Messaufbau	55
3.3.2	Messung der Brechzahl	58
3.3.3	Messung der Schichtdicke	59
3.3.4	Messung elektrooptischer Konstanten	60
3.3.5	Messung im nahen Infrarot bei $1,55 \mu\text{m}$	67
3.4	Messung bei hohen Feldstärken am Phasenübergang	69
3.4.1	Verhältnis ν der elektrooptischen Konstanten	70
3.4.2	Elektrooptischer Effekt höherer Ordnung	70
3.4.3	Nematisch-Paranematischer Phasenübergang	72

4	ENTWURF ELEKTROOPTISCH INDUZIERTER WELLENLEITER	75
4.1	Aufbau des elektrooptisch induzierten Wellenleiters	76
4.2	Leck- und Absorptionsverluste	78
4.3	Faserkoppelung	80
4.3.1	Transmissionsgrad der Stirnflächen	81
4.3.2	Lichtausbreitung zwischen Faser und Wellenleiter	81
4.3.3	Berechnung & Näherung des Koppelkoeffizienten	83
4.3.4	Einfluss der Faserposition auf die Koppel-effizienz	84
4.3.5	Einfluss der Kerndicke auf die Koppel-effizienz	85
4.4	Transmission elektrooptisch induzierter Wellenleiter	87
4.4.1	Simulationsmethoden	87
4.4.2	FEM-Modelle	89
4.4.3	Brechzahl-tensor	91
4.4.4	Modenentwicklung homogener Wellenleiter	94
4.4.5	FEM-Simulation inhomogener Wellenleiter	101
4.4.6	Elektrooptisch induzierte Wellenleiterweichen	110
5	WELLENLEITERFERTIGUNG UND CHARAKTERISIERUNG	119
5.1	Fertigung und Aufbau der Wellenleiterstrukturen	120
5.1.1	Grundkörper	120
5.1.2	V-Grube	121
5.1.3	Deckel und Kavität	123
5.1.4	Chipaufbau und Befüllung	124
5.2	Kopplermessplatz	126
5.3	Charakterisierung gerader Wellenleiter	130
5.3.1	Toleranzanalyse	130
5.3.2	Messung der Transmission	134
5.3.3	Messung der Anstiegszeit	136
5.4	Transmission der Wellenleiterweiche	139
6	ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK	143
6.1	Zusammenfassung	143
6.2	Ausblick	145
	LITERATURVERZEICHNIS	155
	SACHVERZEICHNIS	159

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

- Abbildung 1.1 Querschnitt des elektrooptisch induzierten Wellenleiters nach *Channin* 2
- Abbildung 1.2 Querschnitt des elektrooptisch induzierten Wellenleiters nach *Baken* 3
- Abbildung 1.3 Schaltzustände einer als Modulator, Schalter oder Leistungsteiler verwendeten Wellenleiterweiche 3
- Abbildung 1.4 Bauelementkonzept einer fasergekoppelten Wellenleiterweiche mit paranematischen Flüssigkristallkern 4
- Abbildung 2.1 Rotation des (x, y, z) -Koordinatensystems um die EULER-Winkel z_{\angle} und x'_{\angle} 9
- Abbildung 2.2 Phasen eines Nematogens und dessen Ordnung in Abhängigkeit der Temperatur 12
- Abbildung 2.3 Streukoeffizient α_S von E7 in Abhängigkeit der Temperatur ϑ , bei $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$ 15
- Abbildung 2.4 Absorptionskoeffizient α_A von 5CB in Abhängigkeit der Wellenlänge λ_0 , bei $\vartheta = 60^\circ\text{C}$ 15
- Abbildung 2.5 Brechzahl n_o , n_a von 5CB in Abhängigkeit der Wellenlänge λ_0 , bei $\vartheta = \vartheta_{\text{NI}} - 5,8 \text{ K}$ 17
- Abbildung 2.6 Brechzahl n_o , n_a , n und \bar{n} von 5CB in Abhängigkeit der Temperatur ϑ , bei $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$ 17
- Abbildung 2.7 Freie Energie F_S von 5CB im feldfreien Zustand in Abhängigkeit vom Ordnungsgrad S 20
- Abbildung 2.8 Freie Energie F_S von 5CB im nichtfeldfreien Zustand in Abhängigkeit vom Ordnungsgrad S 21
- Abbildung 2.9 KERR-Koeffizient B und B^{-1} von 5CB in Abhängigkeit der Temperatur ϑ , bei $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$ 23
- Abbildung 2.10 Anstiegszeit des elektrooptischen KERR-Effektes τ_r und τ_r^{-1} von 5CB in Abhängigkeit der Temperatur ϑ 25
- Abbildung 2.11 Feldenergiedichten W^* , W_{NP} und W^+ in Abhängigkeit der Temperatur ϑ 27
- Abbildung 2.12 Ordnungsgrad S_P bzw. S_N von 5CB in Abhängigkeit von W sowie die Binodale und Spinodale 27
- Abbildung 2.13 Zur Brechzahlverteilung $n(x, y)$ gehörende Grundmode E_{00} mit der Ausbreitungskonstante β_{00} 30
- Abbildung 2.14 Elektrische Feldstärke E_y der ersten drei TE-Moden eines symmetrischen Schichtwellenleiters 33
- Abbildung 2.15 Transfermatrix eines Vielschichtsystems, bestehend aus den Grenzflächen- und Schichtmatrizen 35
- Abbildung 2.16 Reflexion und Transmission von Licht an einem Vielschichtsystem und k_j der j -ten Schicht 37
- Abbildung 2.17 Absorptionsfreier Fünfschicht-Wellenleiter a) verlustloser Moden und b) verlustbehafteter Leckmoden 39

- Abbildung 3.1 Ausschnitt des Doppelprismas des entwickelten Dünnschichtrefraktometers 43
- Abbildung 3.2 Minimale zur maximalen Feldstärke in der Flüssigkristallschicht zwischen zwei ITO-Elektroden 46
- Abbildung 3.3 $\langle \Delta n \rangle_x / \Delta n$ von 5CB bei $\vartheta = 36,0^\circ\text{C}$ in Abhängigkeit der Zeit für verschiedene Spannungen 47
- Abbildung 3.4 Schichtsystem des Doppelprismas bestehend aus Prismen, Elektroden und dem Flüssigkristall 49
- Abbildung 3.5 Reflexionsgrad R in Abhängigkeit des Einfallswinkels φ bzw. Prismawinkels α für $\Delta n = 0$ 50
- Abbildung 3.6 Reflexionsgrad R in Abhängigkeit des Einfallswinkels φ bzw. Prismawinkels α für $\Delta n = 0$ und $0,0015$ 50
- Abbildung 3.7 Einfallswinkel des Minimums in Abhängigkeit der Elektrodenbrechzahl n_E 52
- Abbildung 3.8 Sensitivität der Winkelverschiebung in Abhängigkeit der Elektrodenbrechzahl n_E 53
- Abbildung 3.9 Anordnung der Komponenten des aufgebauten Dünnschichtrefraktometers 55
- Abbildung 3.10 Temperaturen in der Probenkammer und dem Flüssigkristall über die Zeit bei einem Temperatursprung 56
- Abbildung 3.11 Detektorsignal I/I_{stat} in Abhängigkeit des Prismawinkels α zur Bestimmung des Grenzwinkels 58
- Abbildung 3.12 Gemessene Brechzahl n_0 von 5CB in Abhängigkeit der Temperatur für $\lambda_0 = 633\text{ nm}$ 58
- Abbildung 3.13 Bei verschiedenen Temperaturen ϑ gemessene Schichtdicken d_{LC} der 5CB-Schicht 59
- Abbildung 3.14 Verlauf des stufenförmigen Spannungssignales $U(t)$ und des resultierenden Detektorsignales $I(t)$ 60
- Abbildung 3.15 Anhand der $I(U)$ -Messungen konstruierte Interferenzverläufe $I(\alpha)$ für verschiedene Spannungen 61
- Abbildung 3.16 Korrelationskoeffizient μ und dessen Maximum in Abhängigkeit der Winkeldifferenz $\Delta\alpha$ 62
- Abbildung 3.17 Winkelverschiebung $\Delta\alpha_{\text{TE}}$ und $\Delta\alpha_{\text{TM}}$ in Abhängigkeit des Betrages der Spannung 62
- Abbildung 3.18 Brechzahländerungen Δn_o und Δn_a von 5CB in Abhängigkeit von E^2 für verschiedene Temperaturen 63
- Abbildung 3.19 Systematischer und statistischer Anteil des relativen Fehlers der Brechzahländerungen Δn_a und Δn_o 64
- Abbildung 3.20 KERR-Koeffizienten b_{11} und b_{12} bzw. deren Reziproke in Abhängigkeit der Temperatur ϑ von 5CB 65
- Abbildung 3.21 Gemessene KERR-Koeffizienten B bzw. deren Reziproke in Abhängigkeit der Temperatur ϑ von 5CB 67
- Abbildung 3.22 Dispersion der Doppelbrechung $\Delta n(\lambda)/\Delta n(\lambda_b)$ für $\lambda_b = 0,633\ \mu\text{m}$ und $B^*(1,55\ \mu\text{m})/B^*(0,633\ \mu\text{m})$ 68
- Abbildung 3.23 Gemessene Änderung der ordentlichen Δn_o und außerordentlichen Δn_a Brechzahl und das Verhältnis ν 69
- Abbildung 3.24 Doppelbrechung Δn in Abhängigkeit des Feldstärkequadrates E^2 von 5CB bei hohen Feldstärken 71

- Abbildung 3.25 Standardabweichung σ_I des Messsignales in Abhängigkeit des elektrischen Feldstärkequadrates E^2 73
- Abbildung 3.26 Konturplot der Standardabweichung σ_I in Abhängigkeit von $(\vartheta - \vartheta_{NI})$ und W 73
- Abbildung 4.1 Querschnitt des entwickelten elektrooptisch induzierten Wellenleiters nach *Blasl* 76
- Abbildung 4.2 Kerndicke d_K und Manteldicke d_M bei definierten Leck- und Absorptionsverlusten 78
- Abbildung 4.3 Kerndicke d_K und mittlere Manteldicke $d_{Mg}/2$ bei definierten Verlusten, für $d_{Mo} = d_{Mu} + 0,5 \mu\text{m}$ 79
- Abbildung 4.4 Einkoppelung der Grundmode einer Monomodefaser in die Mode eines Wellenleiters 80
- Abbildung 4.5 Normierte Feldstärke der Faser SMF-28e+ im Vergleich zu dem daran angepassten GAUSSschen Profil 82
- Abbildung 4.6 Koppeleffizienz zweier GAUSSscher Strahlen in Abhängigkeit des Versatzes v und des Abstandes g 85
- Abbildung 4.7 Koppeleffizienz zwischen einem GAUSSschen Strahlprofil und der Grundmode eines Schichtwellenleiters 86
- Abbildung 4.8 Schema zur Berechnung der Transmission elektrooptisch induzierter Wellenleiter 88
- Abbildung 4.9 Aus dem Wellenleiterquerschnitt abgeleitete Modelle zur Berechnung der induzierten Wellenleiter 90
- Abbildung 4.10 elektrisches Potential, elektrostatisches Feld und Komponenten von Δn eines induzierten Wellenleiters 93
- Abbildung 4.11 Grundmode eines elektrooptisch induzierten Wellenleiters für $BU_E^2 = 1 \mu\text{m}^2$ 95
- Abbildung 4.12 Entwicklung geführter Moden eines elektrooptisch induzierten Wellenleiters in Abhängigkeit von BU_E^2 95
- Abbildung 4.13 GAUSScher Strahl mit $w_0 = 5 \mu\text{m}$ und $z = 50 \mu\text{m}$, welcher die Feldverteilung der Einkoppelfaser nachbildet 95
- Abbildung 4.14 Koppelkoeffizienten in Abhängigkeit von BU_E^2 zwischen den Moden des Wellenleiters und der Faser 96
- Abbildung 4.15 Transmission T_W geführter Moden in Abhängigkeit von BU_E^2 eines 1 cm langen Wellenleiters 98
- Abbildung 4.16 Transmission T_W in Abhängigkeit der Anzahl berücksichtigter Moden eines 1 cm langen Wellenleiters 98
- Abbildung 4.17 Transmission T_W unter Berücksichtigung der ersten 60 Moden im Vergleich zu T_W geführter Moden 99
- Abbildung 4.18 Effektive Brechzahl n_{eff} in Abhängigkeit von BU_E^2 der geführten Moden des Wellenleiters 100
- Abbildung 4.19 FEM-Ergebnisse zur dreidimensionalen Ausbreitung des Lichtes im elektrooptisch induzierten Wellenleiter 102
- Abbildung 4.20 Projektion der räumlichen Brechzahlverteilung $\mathbf{n}(x, y, z)$ als effektive Brechzahl $n_{\text{eff}}(y, z)$ auf eine Ebene 103
- Abbildung 4.21 Effektive Brechzahl im feldfreien Zustand $n_{\text{eff}}(E = 0)$ und Brechzahländerung $\Delta n_{\text{eff}}/(BU_E^2)$ 105
- Abbildung 4.22 Mittels der Methode der effektiven Brechzahl berechnete Lichtausbreitung im induzierten Wellenleiter 107

- Abbildung 4.23 Mittels der Methode der effektiven Brechzahl berechnete Transmission T_W in Abhängigkeit von BU_E^2 108
- Abbildung 4.24 Mittels der MEB berechnete Entwicklung der effektiven Brechzahl n_{eff} in Abhängigkeit von BU_E^2 108
- Abbildung 4.25 Elektrodenpfad und Bereich der Abzweigung der elektrooptisch induzierten Wellenleiterweiche 110
- Abbildung 4.26 Effektive Brechzahl im feldfreien Zustand $n_{\text{eff}}(E = 0)$ und Brechzahländerung $\Delta n_{\text{eff}}/(BU_E^2)$ 111
- Abbildung 4.27 Transmission T_W des S-Krümmers der Wellenleiterweiche, berechnet mittels MEB 112
- Abbildung 4.28 Effektive Brechzahl $n_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ der Wellenleiterweiche für verschiedene $BU_{E_1}^2$ und $BU_{E_2}^2$ 113
- Abbildung 4.29 FEM-Simulation zur Lichtausbreitung in der Weiche für verschiedene $BU_{E_1}^2$ bei $BU_{E_2}^2 = 0$ 114
- Abbildung 4.30 FEM-Simulation zur Lichtausbreitung in der Weiche für verschiedene $BU_{E_1}^2$ und $BU_{E_2}^2$ 115
- Abbildung 4.31 Transmission T_W^{TM} beider Kanäle der Wellenleiterweiche in Abhängigkeit von $BU_{E_1}^2$ und $BU_{E_2}^2$ 116
- Abbildung 4.32 Transmission T_W^{TM} entsprechend der Konturen A, B, C und D aus Abbildung 4.31 117
- Abbildung 5.1 Prozessierter Wafer des a) Grundkörpers und des b) Deckels 120
- Abbildung 5.2 Gefertigter Grundkörper elektrooptisch induzierter Wellenleiter 121
- Abbildung 5.3 Technologieschritte zur Fertigung des Grundkörpers der elektrooptisch induzierten Wellenleiter 121
- Abbildung 5.4 Skizze der V-Grube in den Schnitten A und B der Abbildung 5.3 122
- Abbildung 5.5 Höhe h_F und Abstand g_F der Faser zum Wellenleiter sowie die Unsicherheit der Lage 123
- Abbildung 5.6 Gefertigter Deckel elektrooptisch induzierter Wellenleiter mit Kavität 124
- Abbildung 5.7 Technologieschritte zur Fertigung eines Deckels elektrooptisch induzierter Wellenleiter 124
- Abbildung 5.8 a) Vorderseite und b) Rückseite der Platine zum Wellenleiteraufbau 125
- Abbildung 5.9 Aufgebauter Wellenleiterchip, bestehend aus Grundkörper und Deckel 125
- Abbildung 5.10 Befüllung der $8\mu\text{m}$ tiefen Kavität mit 5CB zu verschiedenen Zeitpunkten bei Raumtemperatur 125
- Abbildung 5.11 Koppelmessplatz zur Charakterisierung der elektrooptisch induzierten Wellenleiter 126
- Abbildung 5.12 Spannungssignale U_{FG} und U_{HV} sowie die Transmission T_T über die Zeit 127
- Abbildung 5.13 Direktkoppelung der in der V-Grube positionierten Einkoppelfaser auf die Auskoppelfaser 128
- Abbildung 5.14 AlSiCu-Mäander als integrierter Temperatursensor sowie dessen Temperatur-Widerstands-Kennlinie 129

- Abbildung 5.15 Temperatur ϑ im Chip bei eingestellter Solltemperatur von $36,6^\circ\text{C}$ und Spannungen bis $U = 300\text{ V}$ 129
- Abbildung 5.16 Einfluss der Toleranzen des Faserabstandes und des Versatzes auf die Transmission T_W des Wellenleiters 131
- Abbildung 5.17 Einfluss des Polarisationsgrades $P_{F,e}^{\text{pol}}/P_{F,e}$ auf die Transmission T_W des Wellenleiters 131
- Abbildung 5.18 Einfluss der Toleranzen der Schichtdicke des Kerns auf die Transmission T_W des Wellenleiters 132
- Abbildung 5.19 Einfluss der Unsicherheit des KERR-Koeffizienten B auf die Transmission T_W des Wellenleiters 133
- Abbildung 5.20 Einfluss des Verhältnisses der Permittivität ϵ_K/ϵ_M auf die Transmission T_W des Wellenleiters 133
- Abbildung 5.21 Gemessene Gesamt-Transmission T_T des geraden elektrooptisch induzierten Wellenleiters 135
- Abbildung 5.22 Spannung, Transmission und Doppelbrechung des geraden Wellenleiters in Abhängigkeit der Zeit 137
- Abbildung 5.23 Anstiegszeit der Doppelbrechung des geraden Wellenleiters in Abhängigkeit der Temperatur 137
- Abbildung 5.24 Strukturierte AlSiCu-Elektrode des Abzweiges der Wellenleiterweiche 139
- Abbildung 5.25 Transmission T_W^{TM} beider Kanäle der gefertigten Wellenleiterweiche in Abhängigkeit von U_{E1} und U_{E2} 139
- Abbildung 5.26 Transmission T_T^{TM} entsprechend der Konturen A, B, C und D aus Abbildung 5.25 140

TABELLENVERZEICHNIS

Tabelle 2.1	Bezeichnung der flüssigen Phasen von Nematogenen in Abhängigkeit von ϑ und S 13
Tabelle 2.2	CAUCHY-Koeffizienten der Dispersionsfunktion von 5CB bei $\vartheta = \vartheta_{\text{NI}} - 5,8 \text{ K}$ 14
Tabelle 2.3	Parameter des Vier-Parameter-Modells der Brechzahl von 5CB für $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$ 18
Tabelle 2.4	Literaturwerte der LANDAU-DE-GENNES-Koeffizienten sowie ϑ_{NI} , $(\vartheta_{\text{NI}} - \vartheta^*)$, $\Delta\epsilon_{\text{max}}$, Δn_{max} und B^* von 5CB 23
Tabelle 3.1	Eigenschaften der Materialien des Doppelprismas und von 5CB bei einer Wellenlänge von $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$ 44
Tabelle 3.2	Phasenübergangstemperatur ϑ_{NI} , Brechzahl $n_0(\vartheta_{\text{NI}})$ und $dn_0/d\vartheta$ von 5CB bei $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$ 59
Tabelle 3.3	Gemessene Werte ϑ_{NI} , $(\vartheta_{\text{NI}} - \vartheta^*)$, b_{11}^* , b_{12}^* , B^* und ν von 5CB für $\gamma = 1$ bei $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$ 66
Tabelle 3.4	Gemessene Werte von γ , $(\vartheta_{\text{NI}} - \vartheta^*)$ und B^* von 5CB für $\gamma \neq 1$ bei $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$ 67
Tabelle 3.5	Gemessene Werte der LANDAU-DE-GENNES-Koeffizienten sowie γ , ϑ_{NI} , $(\vartheta_{\text{NI}} - \vartheta^*)$, B_1^* und B_2^* von 5CB 72
Tabelle 4.1	Material, Dicke d und Breite b der Schichten elektrooptisch induzierter Wellenleiter 77
Tabelle 4.2	n' bzw. n'' der Brechzahl bei $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ sowie ρ und ϵ_r der Materialien Si, SiO_2 , AlSiCu und 5CB 77
Tabelle 4.3	Für die Berechnung eines homogenen Wellenleiters verwendete Parameter 91
Tabelle 4.4	Freiheitsgrade (DoF) in Abhängigkeit des Elementtyps, sowie Zeit/DoF, RAM/DoF und RAM/Länge 104
Tabelle 4.5	Parameter der Brechzahlfunktion (4.48) der beiden Polarisationszustände TE und TM 105
Tabelle 4.6	Für die Berechnung der Wellenleiterweiche verwendete Parameter 110
Tabelle 5.1	Wertebereich und genutzte Werte der als toleranzbehaftet angenommenen Parameter 136
Tabelle 5.2	Regressionsparameter τ_i^* und ϑ_i^* der Anstiegs- und Abfallzeiten der Transmission und Doppelbrechung 138
Tabelle 5.3	Spezifizierte Parameter der gefertigten Wellenleiterweiche im Vergleich zu denen der Simulation 141

ABKÜRZUNGSVERZEICHNIS

6-AT	6-Achs-Tisch	MEB	Methode der eff. Brechzahl
5CB	4-Cyano-4'-pentylbiphenyl	NI	nematisch-isotrop
-abh.	-abhängigkeit	NP	nematisch-paranematisch
AlSiCu	Aluminium-Silizium-Kupfer-Legierung	-opt.	-optisch
bel. E.	beliebige Einheiten	PDMS	Polydimethylsiloxan
CMOS	Complementary metal-oxide-semiconductor	PE-	plasmaunterstützt
CVD	chemische Gasphasenabscheidung	PF	Polarisationsfilter
d. h.	das heißt	PML	perfectly matched layers
DoF	Anzahl der Freiheitsgrade	PT ₁₀₀	Platin-Messwiderstand
DRIE	reaktives Ionentiefätzen	RAM	Arbeitsspeicher
E ₇	Flüssigkristallmischung	rel.	relativ
el.	elektrisch	RIE	reaktives Ionenätzen
eff.	effektiv	RT	Rotationstisch
FD _M	Messsignal-Fotodetektor	S	Spiegel
FD _R	Referenzsignal-Fotodetektor	SF	Strahlfalle
FEM	Finite-Elemente-Methode	SL	Sammellinse
FK	Faserkollimator	Si	Silizium
IB _T	teleskopseitige Irisblende	SiO ₂	Siliziumdioxid
IB _D	detektorseitige Irisblende	-spez.	-spezifisch
ITO	Indiumzinnoxid	-stat.	-statisch
KN	kristallin-nematisch	TE	transversal-elektrisch
konst.	konstant	-temp.	-tempertur
-koeff.	-koeffizient	TM	transversal-magnetisch
LC	Flüssigkristall	TMAH	Tetramethylammoniumhydroxid
lin.	linear	-quad.	quadratisch
mag.	magnetisch	UV	Ultraviolett
		vgl.	vergleiche
		z. B.	zum Beispiel

FORMELZEICHENVERZEICHNIS

∇ NABLA-Operator ($\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}$) x^* komplex Konjugierte von x $\langle f(x) \rangle_x$ Mittelwert von $f(x)$ über x $ x $ Betrag von x a LANDAU-DE-GENNES-Koeff. a_0 extrapolierte n bei $\vartheta = \vartheta_{0K}$ a_1 Temperaturkoeff. von n A_A Absorptionverlustfaktor a_A Absorptionverlustexponent a_{kl} Anregungskoeffizient A_L Leckmodenverlustfaktor a_L Leckmodenverlustexponent α Polarisierbarkeit α Prismaeinfallswinkel α Temperaturkoeffizient α Verlustkoeffizient $\alpha_{ }$ Hauptpolarisierbarkeit α_{\perp} Hauptpolarisierbarkeit α_0 Bezugswinkel α_A Absorptionskoeffizient α_a mittlere $\alpha_{ }$, bezüglich e_D α_B Prismabasiswinkel α_g Prismagrenzwinkel α_L Leckkoeffizient α_m α des m -ten Minimums α_{\max} obere Integrationsgrenze α_{\min} untere Integrationsgrenze α_o mittlere α_{\perp} , bezüglich e_D α_S Streukoeffizient $\Delta\alpha$ Differenz $\alpha_a - \alpha_o$ $\Delta\alpha_{\max}$ Differenz $\alpha_{ } - \alpha_{\perp}$ $\Delta\alpha$ Winkeldifferenz $\Delta\alpha_{TE}$ Winkeldifferenz für TE $\Delta\alpha_{TM}$ Winkeldifferenz für TM \mathbf{B} mag. Flussdichtevektor B KERR-Koeffizient $\Delta n/E^2$ b Breite b LANDAU-DE-GENNES-Koeff. b Modellquerschnittsbreite $\tilde{\mathbf{B}}$ zeitabhängiger \mathbf{B} B^* KERR-Koeffizient $B(\vartheta - \vartheta^*)^\gamma$	B_1 KERR-Koeffizient $\Delta n/E^2$ B_1^* KERR-Koeff. $B_1(\vartheta - \vartheta^*)^\gamma$ b_{11} KERR-Koeffizient $\Delta n_a/E^2$ b_{11}^* KERR-Koeff. $b_{11}(\vartheta - \vartheta^*)^\gamma$ b_{12} KERR-Koeffizient $\Delta n_o/E^2$ b_{12}^* KERR-Koeff. $b_{12}(\vartheta - \vartheta^*)^\gamma$ B_2 Biquad. Koeff. $\Delta n/E^4$ B_2^* Biquad. Koeff. $B_2(\vartheta - \vartheta^*)^\gamma$ b_E Elektrodenbreite b_V Mantelverbreiterung b_V Breite der V-Gruben β Ausbreitungskonstante β' Realteil von β β'' Imaginärteil von β β_F β der Fasermode β_k β der Mode k β_{kl} β der Mode kl β_n nematogenspez. Exponent β'_n β' der n -ten Lösung $\Delta\beta$ Änderung von β \mathcal{C} Normierungsfaktor von Ψ_G c LANDAU-DE-GENNES-Koeff. c_0 Lichtgeschwindigkeit c_i Parameter der n_{eff} -Funktion C_i CAUCHY-Koeffizienten $\cos(x)$ Kosinusfunktion $\Delta\chi_{\max}$ Suszeptibilitätsanisotropie \mathbf{D} el. Flussdichtevektor $\tilde{\mathbf{D}}$ zeitabhängiger \mathbf{D} d Schichtdicke d_M Manteldicke d_{Mg} Gesamtdicke $d_{M_o} + d_{M_u}$ d_{M_o} Dicke oberer Mantel d_{M_u} Dicke unterer Mantel d_E Elektrodenschichtdicke d_I Isolationsschichtdicke d_j Dicke der j -ten Schicht d_K Kernschichtdicke d_{LC} Flüssigkristallschichtdicke δ Phasenwinkeldifferenz
---	---

$\Delta_{d_{LC}}$	Unsicherheit von d_{LC}	$\mathbf{E}_Q^{(t)}$	$\mathbf{E}^{(t)}$ des Quellfeldes
$\Delta_{\Delta\alpha_{TE}}$	Unsicherheit von $\Delta\alpha_{TE}$	\mathcal{E}_r	reflektierte \mathcal{E}
$\Delta_{\Delta\alpha_{TM}}$	Unsicherheit von $\Delta\alpha_{TM}$	\mathcal{E}_t	transmitierte \mathcal{E}
$\Delta_{\Delta n_a}$	Unsicherheit von Δn_a	ϵ	Permittivitätstensor $\epsilon_0 \epsilon_r$
$\Delta_{\Delta n_o}$	Unsicherheit von Δn_o	ϵ_0	elektrische Feldkonstante
δ_E	Phase der Elektrodenschicht	ϵ_{5CB}	ϵ_r von 5CB
Δ_E	Unsicherheit von E	ϵ_M	ϵ_r des Mantels
Δ_{E^2}	Unsicherheit von E^2	ϵ_K	ϵ_r des Kerns
δ_j	Phase der j -ten Schicht	ϵ_{LC}	ϵ_r von Flüssigkristall
δ_{kl}	KRONECKER-Delta	ϵ_r	Tensor der rel. Permittivität
δ_{LC}	Phase der LC-Schicht	ϵ_r	isotrope rel. Permittivität
Δ_φ	Unsicherheit von φ	ϵ_{Si}	ϵ_r von Si
$\delta(x)$	Deltafunktion	ϵ_{SiO_2}	ϵ_r von SiO_2
\mathbf{E}	el. Feldstärkevektor	$\Delta\epsilon_{max}$	Permittivitätsanisotropie
E	Betrag von \mathbf{E}	η	Imperabilitätstensor
\mathcal{E}	Amplitude von \mathbf{E}	η'''	η im '''-Bezugssystem
\mathbf{e}	Einheitsvektor	η_{ij}	Komponente von η
e	EULERSche Zahl	η	isotrope Impermeabilit
$\hat{\mathbf{E}}$	Einhüllende von \mathbf{E}	η_0	ungestörte η
$\tilde{\mathbf{E}}$	zeitabhängiger \mathbf{E}	η_H	Hauptachsenform von η
$\mathbf{E}^{(t)}$	transversaler \mathbf{E}	$\Delta\eta$	Änderung von η
\mathcal{E}_e	einfallende \mathcal{E}	$\Delta\eta_{ij}$	Komponente von $\Delta\eta$
\mathbf{E}_F	\mathbf{E} der Fasermode	F	freie Energie
\mathbf{E}_G	\mathbf{E} des GAUSSSchen Strahles	\mathbf{f}	\mathbf{E}/U_E -Vektor
E_i	Komponente von \mathbf{E}	f	Betrag von \mathbf{f}
$E_{i,j}$	Komponente von \mathbf{E}_j	F_0	F der isotropen Phase
$\mathcal{E}_{i,j}$	Amplitude von $E_{i,j}$	f_i	Komponente von \mathbf{f}
$E_{i,j}^-$	Komponente von \mathbf{E}_j^-	F_S	Einfluss von S auf F
$E_{i,j}^+$	Komponente von \mathbf{E}_j^+	\mathbf{G}	Grenzflächenmatrix
$E_{i,k}$	Komponente von \mathbf{E}_k	g	Koppelabstand
$E_{i,kl}$	Komponente von \mathbf{E}_{kl}	g_a	g der Auskoppelfaser
$E_{i,Q}$	Komponente von \mathbf{E}_Q	g_e	g der Einkoppelfaser
\mathbf{E}_j	\mathbf{E} der j -ten Schicht	g_F	Faserabstand
\mathbf{E}_j^-	\mathbf{E}_j in negative Richtung	\mathbf{G}_j	\mathbf{G} der j -ten Schicht
\mathcal{E}_j^-	Amplitude von \mathbf{E}_j^-	\mathbf{G}_P	\mathbf{G} des Prismas
\mathbf{E}_j^+	\mathbf{E}_j in positive Richtung	\mathbf{G}_E	\mathbf{G} der Elektrodenschicht
\mathcal{E}_j^+	Amplitude von \mathbf{E}_j^+	\mathbf{G}_{LC}	\mathbf{G} der Flüssigkristallschicht
\mathbf{E}_k	\mathbf{E} der Mode k	Γ_k	Koppeffizienz der Mode k
E_k	kritische el. Feldstärke	Γ_{kl}	Koppeffizienz der Mode kl
\mathbf{E}_{kl}	\mathbf{E} der Mode kl	Γ_G	$\Psi_{G_1}-\Psi_{G_2}$ -Koppeffizienz
$\mathbf{E}_{kl}^{(t)}$	$\mathbf{E}^{(t)}$ der Mode kl	γ	kritischer Exponent
E_{max}	Maximalwert von E	γ_E	Element in \mathbf{G}_E
E_{min}	Minimalwert von E	γ_j^{TE}	Element in \mathbf{G}_j für TE
\mathbf{e}_D	Direktor	γ_j^{TM}	Element in \mathbf{G}_j für TM
\mathbf{e}_i	\mathbf{e} in Richtung von i		
\mathbf{e}_n	Normaleneinheitsvektor		
\mathbf{E}_Q	\mathbf{E} des Quellfeldes		

γ_{LC}	Element in \mathbf{G}_{LC}	\mathbf{k}_j	\mathbf{k} der j -ten Schicht
γ_P	Element in \mathbf{G}_P	K_{kl}	Koppelgrad der Mode kl
\mathbf{H}	mag. Feldstärkevektor	L	Wellenleiterlänge
H	Betrag von \mathbf{H}	l_a	Länge des Weichenausgangs
\mathcal{H}	Amplitude von \mathbf{H}	l_e	Länge des Weicheneingangs
$\tilde{\mathbf{H}}$	zeitabhängiger \mathbf{H}	l_k	Länge des S-Krümmers
$\mathbf{H}^{(t)}$	transversaler \mathbf{H}	$\log(x)$	dekadischer Logarithmus
h_F	Fasermittelpunktshöhe	Λ	Modulationslänge
H_G	H des GAUSSSchen Strahles	λ	Wellenlänge λ_0/n
H_i	Komponente von \mathbf{H}	λ^*	UV-Absorptionsbande
$H_{i,j}$	Komponente von \mathbf{H}_j	λ_0	Vakuumwellenlänge
$\mathcal{H}_{i,j}$	Amplitude von $H_{i,j}$	λ_b	Bezugswellenlänge
$H_{i,j}^-$	Komponente von \mathbf{H}_j^-	\mathbf{M}	Transfermatix
$H_{i,j}^+$	Komponente von \mathbf{H}_j^+	M	molare Masse
$H_{i,k}$	Komponente von \mathbf{H}_k	m	Interferenzordnung
$H_{i,Q}$	Komponente von \mathbf{H}_Q	m_{ij}	Element von \mathbf{M}
\mathbf{H}_j	\mathbf{H} der j -ten Schicht	Δm	Ordnungsdifferenz
\mathbf{H}_j^-	\mathbf{H}_j in negative Richtung	$\max(x)$	größtes Element in x
\mathbf{H}_j^+	\mathbf{H}_j in positive Richtung	$\min(x)$	kleinstes Element in x
\mathbf{H}_k	\mathbf{H} der Mode k	$\boldsymbol{\mu}$	Permeabilitätstensor $\mu_0\boldsymbol{\mu}_r$
H_k	H der Mode k	μ	Korrelationskoeffizient
h_k	Höhe des S-Krümmers	μ_0	magnetische Feldkonstante
\mathbf{H}_{kl}	\mathbf{H} der Mode kl	μ_G^{TE}	Auskoppelkoeffizient
$\mathbf{H}_{kl}^{(t)}$	$\mathbf{H}^{(t)}$ der Mode kl	μ_G^{TM}	Auskoppelkoeffizient
\mathbf{H}_Q	\mathbf{H} des Quellfeldes	μ_G^X	Auskoppelkoeffizient
$\mathbf{H}_Q^{(t)}$	$\mathbf{H}^{(t)}$ des Quellfeldes	μ_G^Y	Auskoppelkoeffizient
I	normiertes Detektorsignal	μ_{kl}	Koppelkoeffizient
I_{stat}	normiertes Detektorsignal	μ_{kl}^{TE}	Koppelkoeffizient für TE
i	imaginäre Einheit $(-1)^{1/2}$	μ_{kl}^{TM}	Koppelkoeffizient für TM
i	reduziertes Detektorsignal	$\boldsymbol{\mu}_r$	Tensor der rel. Permeabilität
i_0	Referenzsignal von i	N	Teilchendichte
I_1	erste Invariante von \mathbf{n}	\mathbf{n}	Brechzahltensor
I_M	Messdetektorsignal	n	isotrope Brechzahl
$I_{M,a}$	I_M des Wellenleiterausgangs	\bar{n}	mittlere Brechzahl
$I_{M,e}$	I_M des Wellenleitereingangs	\mathbf{n}'	Realteil von \mathbf{n}
I_R	Referenzdetektorsignal	\mathbf{n}'	Realteil von n
$I_{R,a}$	I_R des Wellenleiterausgangs	\mathbf{n}''	Imaginärteil von \mathbf{n}
$I_{R,e}$	I_R des Wellenleitereingangs	n''	Imaginärteil von n
J	Schichtanzahl	n_0	ungestörte Brechzahl n
K	KERR-Konstante B/λ_0	n_{5CB}	5CB-Brechzahl
\mathbf{k}	Wellenzahlvektor	N_A	AVOGADRO-Konstante
k	Kreiswellenzahl $ \mathbf{k} $, $k_0 n$	n_a	außerordentliche Brechzahl
k_0	Kreiswellenzahl $2\pi/\lambda_0$	n_{AlSiCu}	AlSiCu-Prismabrechzahl
k_G	k des GAUSSSchen Strahles	n_M	Mantelbrechzahl
$k_{i,j}$	Komponente von \mathbf{k}_j		

N_E	Anzahl der Elemente	P_j	P der j-ten Schicht
n_E	Elektrodenbrechzahl	P_j^-	P_j in negative Richtung
\mathbf{n}_{eff}	effektiver Brechzahlensor	P_j^+	P_j in positive Richtung
n_{eff}	effektive Brechzahl	P_{kl}	P der Mode kl
n_{eff}''	Imaginärteil von n_{eff}	P_Q	P des Quellfeldes
$n_{\text{eff}}^{\text{TE}}$	Hauptkomponente von \mathbf{n}_{eff}	$p(x)$	Wahrscheinlichkeitsdichte
$n_{\text{eff}}^{\text{TM}}$	Hauptkomponente von \mathbf{n}_{eff}	$p(z)$	Guoysche-Phase bei z
\mathbf{n}_H	Hauptachsenform von \mathbf{n}	$p(z)$	Wellenleiterpfad-Funktion
n_i	Hauptkomponente von \mathbf{n}	$p_i(z)$	i-te Pfad-Funktion
$n_{i,j}$	Hauptkomponente von \mathbf{n}_j	Φ	Kristallebenenwinkel $54,74^\circ$
n_{ij}	Komponente von \mathbf{n}	φ	elektrisches Potential
\mathbf{n}_j	\mathbf{n} der j-ten Schicht	φ	Schichteinfallswinkel
$n'_{i,j}$	Realteil von $n_{i,j}$	φ_0	Bezugswinkel
$n''_{i,j}$	Imaginärteil von $n_{i,j}$	φ_g	Schichtgrenzwinkel
n_j	n der j-ten Schicht	φ_j	Winkel von \mathbf{k}_j zur x-Achse
n_K	Kernbrechzahl	φ_m	φ des m-ten Minimums
n_{kl}	n_{eff} der Mode kl	φ_{max}	obere Schranke von φ_m
n_L	Brechzahl der Luft	φ_{mix}	untere Schranke von φ_m
n_o	ordentliche Brechzahl	$\Delta\varphi$	Winkeldifferenz
n_P	Prismabrechzahl	$\Delta\varphi_{\text{TE}}$	Winkeldifferenz für TE
n_{Si}	Si-Prismabrechzahl	$\Delta\varphi_{\text{TM}}$	Winkeldifferenz für TM
n_{SiO_2}	SiO ₂ -Prismabrechzahl	π	Kreiszahl
N_U	Anzahl der Unbekannten	Ψ	normierter $\mathbf{E}^{(t)}$ bzw. $\mathbf{H}^{(t)}$
$\Delta\mathbf{n}$	Änderung des \mathbf{n}	Ψ	Betrag von Ψ
Δn	Doppelbrechung $n_a - n_o$	ψ	Polarisationsvektor von Ψ_G
Δn_a	Änderung von n_a	Ψ_F	Ψ der Fasermode
Δn_{eff}	Änderung von n_{eff}	Ψ_G	Ψ des GAUSSSchen Strahles
$\Delta n_{\text{eff},1}$	Δn_{eff} des 1. Pfades	Ψ_G	Ψ des GAUSSSchen Strahles
$\Delta n_{\text{eff},2}$	Δn_{eff} des 2. Pfades	Ψ_G^{TE}	TE-polarisierter Ψ_G
Δn_{ij}	Komponente von $\Delta\mathbf{n}$	Ψ_G^{TM}	TM-polarisierter Ψ_G
Δn_K	Änderung von n_K	$\Psi_{i,G}^{\text{TE}}$	Komponente von Ψ_G^{TE}
Δn_{max}	Δn bei $S = 1$	$\Psi_{i,G}^{\text{TM}}$	Komponente von Ψ_G^{TM}
Δn_o	Änderung von n_o	Ψ_{G1}	Ψ GAUSSSchen Strahles 1
Δn_{stat}	stationärer Wert von Δn	Ψ_{G2}	Ψ GAUSSSchen Strahles 2
ν	Verhältnis $-s_{12}/s_{11}$	Ψ_k	Ψ der Mode k
ν_d	dynamische Viskosität	Ψ_{kl}	Ψ der Mode kl
$\mathcal{O}(x^i)$	Rest höherer Ordnung $\geq i$	Ψ_Q	Ψ des Quellfeldes
ω	Kreisfrequenz	q	\mathcal{E} - \mathcal{H} -Koeffizient
P	Leistung	R	Reflexionsgrad
$P_2(x)$	zweites LEGENDRE-Polynom	R	el. Widerstand
P_F	P der Fasermode	\mathbf{r}	Ortsvektor
$P_{F,a}$	P_F der Auskoppelfaser	r	Radius $(x^2 + y^2)^{1/2}$
$P_{F,e}$	P_F der Einkoppelfaser	r	Reflexionskoeffizient
$p_{F,e}^{\text{pol}}$	TE- bzw. TM-Anteil von $P_{F,e}$	R_0	el. Widerstand bei $\vartheta = 0^\circ\text{C}$
p_i	Faktoren in S_i für $F(S^4)$		

R_F	Radius der Faser	T_W^{TM}	T_W bei TM-Anregung
r_{ijk}	lin. elektroopt. Koeff.	T_V	T der Wellenleiterverluste
$r_{i,j}$	Komponente von k_j	T_{stat}	stationärer Wert von T
r_j	r der j-ten Schicht	τ	Relaxationszeitkonstante
$R(z)$	Krümmungsradius bei z	τ^*	Zeitkoeffizient $\tau(\vartheta - \vartheta^*)^\gamma$
ρ	Dichte	$\tau_{\Delta n}$	Anstiegszeit von Δn
ρ	Grenzflächenreflexionsgrad	$\tau_{\Delta n}^*$	$\tau_{\Delta n}$ -Regressionsparameter
ρ	spez. Widerstand	τ_r	Anstiegszeit (10% auf 90%)
ρ_{5CB}	spez. Widerstand von 5CB	τ_r^*	Zeitkoeffizient $\tau_r^*(\vartheta - \vartheta^*)^\gamma$
ρ_{AlSiCu}	spez. AlSiCu-Widerstand	τ_T	Anstiegszeit von T
ρ_E	spez. Elektrodenwiderstand	ϑ	Temperatur
ρ_{LC}	spez. Widerstand von LC	ϑ^\dagger	Grenztemperatur
ρ_{Si}	spez. Widerstand von Si	ϑ^+	Grenztemperatur
S	Schichtmatrix	ϑ^*	Divergenztemperatur
S	Ordnungsgrad	$\vartheta_{\Delta n}^*$	$\tau_{\Delta n}$ -Regressionsparameter
S^+	S_N bei $\vartheta = \vartheta^+$ bzw. $W = W^+$	ϑ_{0K}	Nullpunkt $-273,15^\circ C$
S^*	S_N bei $\vartheta = \vartheta^*$ bzw. $W = W^*$	ϑ_c	ϑ des kritischen Punktes
S_c	S des kritischen Punktes	ϑ_{NI}	NI Phasenübergangstemp.
S_i	Extremstelle von F	ϑ_{KN}	KN Phasenübergangstemp.
S_I	S der isotropen Phase	θ	Winkel zum Direktor
s_{ij}	quad. elektroopt. Koeff.	θ	Polarisationswinkel
s_{ijkl}	quad. elektroopt. Koeff.	$\theta(x)$	Heaviside-Funktion
S_j	S der j-ten Schicht	U	elektrische Spannung
S_E	S der Elektrodenschicht	u	Differenz $(k_0^2 n_K^2 - \beta^2)^{1/2}$
S_{LC}	S der Flüssigkristallschicht	U_B	U des unteren Si-Substrates
S_N	S der nematischen Phase	U_E	U der AlSiCu-Elektrode
S_{NI}	S_N bei $\vartheta = \vartheta_{NI}$	U_E	U_E am Weicheneingang
S_{NP}	S_N bei $W = W_{NP}$	U_{E1}	U_E am 1. Weichenausgang
S_P	S paranematischer Phase	U_{E2}	U_E am 2. Weichenausgang
$s(z)$	S-Krümmen-Funktion	U_{FG}	U des Funktionsgenerators
$sgn(x)$	Vorzeichenfunktion	U_{HV}	U des Spannungsverstärkers
$\sin(x)$	Sinusfunktion	U_T	U des oberen Si-Substrates
σ_I	Standardabweichung von I	ΔU	Spannungsdifferenz
T	Transmissionsgrad	ΔU_{stat}	stationärer Wert von ΔU
t	Transmissionskoeffizient	v	Versatz $(v_x^2 + v_y^2)^{1/2}$
t, t'	Zeit	v_{max}	maximaler Versatz v
$\tan(x)$	Tangensfunktion	v_x	Versatz in x-Richtung
T_F	T der Faserstirnfläche	$v_{x,a}$	v_x der Auskoppelfaser
T_{kl}	T der Wellenleiterstirnfläche	$v_{x,e}$	v_x der Einkoppelfaser
T_T	Gesamt-Transmission	v_y	Versatz in y-Richtung
T_T^{TE}	T_T bei TE-Anregung	$v_{y,a}$	v_y der Auskoppelfaser
T_T^{TM}	T_T bei TM-Anregung	$v_{y,e}$	v_y der Einkoppelfaser
t_{trig}	Triggerzeitpunkt	W	Feldenergiedichte
T_W	T verlustfreier Wellenleiter	w	Differenz $(\beta^2 - k_0^2 n_M^2)^{1/2}$
T_W^{TE}	T_W bei TE-Anregung		

W^+	Grenz-Feldenergiedichte	ξ_0	molekülspez. Länge
W^*	Grenz-Feldenergiedichte	y	Ortskoordinate
w_0	Strahltaile $w(z = 0)$	y'	y im $'$ -Bezugssystem
W_c	W des kritischen Punktes	y''	y im $''$ -Bezugssystem
$w_{g/2}$	Strahlradius $w(z = g/2)$	y'''	y im $'''$ -Bezugssystem
W_{NP}	W am NP Phasenübergang	z	Ortskoordinate
$w(z)$	Strahlradius bei z	z'	z im $'$ -Bezugssystem
x	Ortskoordinate	z''	z im $''$ -Bezugssystem
x'	x im $'$ -Bezugssystem	z'''	z im $'''$ -Bezugssystem
x''	x im $''$ -Bezugssystem	z_{\angle}	EULER-Winkel um z
x'''	x im $'''$ -Bezugssystem	z'_{\angle}	EULER-Winkel um z''
x'_{\angle}	EULER-Winkel um x'	z_0	Bezugspunkt
ξ	Korrelationslänge	z_R	RAYLEIGH-Länge

EINLEITUNG

In Datennetzwerken der Telekommunikation, der Anlagensteuerung oder der Infrastrukturüberwachung sind optische Glasfasern in Verbindung mit aktiven und passiven Komponenten zur Steuerung der Datenströme das Rückgrat für moderne Kommunikationstechnologien. Die mit größer werdenden Netzwerken wachsende Komplexität und steigenden Anforderungen an deren Ausfallsicherheit spiegeln sich zunehmend in den Forderungen nach aktiven Komponenten mit neuen Funktionen und größtmöglicher Zuverlässigkeit wider.

Durch Kombination und Integration unterschiedlicher aktiver Komponenten können Bauelemente mit neuartigen Funktionalitäten als auch mit einer gesteigerten Zuverlässigkeit in Form kompakter optischer Multifunktionschips entwickelt werden. Optische Schalter, einstellbare Leistungsteiler oder aktive Dämpfungsglieder, wie sie zur Steuerung der Datenströme oder zur Ausbalancierung der optischen Leistungen in faseroptischen Netzwerken eingesetzt werden, sind jedoch zumeist diskrete, entweder auf elektromechanischem oder elektrooptischem Prinzip beruhende, und nur schwer gemeinsam auf einem Chip integrierbare Komponenten.

Elektrooptisch induzierte Wellenleiter, d. h. mittels elektrischer Felder erzeugte Wellenleiter, welche „an- und abgeschaltet“ werden können, erlauben es hingegen, hochintegrierbare optische Funktionen zum Aufbau rekonfigurierbarer Multifunktionschips bereitzustellen. Um die Eignung elektrooptisch induzierter Wellenleiter für die Verwendung in faseroptischen Anwendungen nachzuweisen, wurde im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit eine fasergekoppelte Wellenleiterweiche entwickelt, die das Licht einer Glasfaser mit aktiv einstellbarer Gesamtdämpfung auf zwei Glasfasern wechselseitig schalten bzw. mit steuerbarem Leistungsverhältnis aufteilen kann. Hierbei ermöglicht die Verwendung paranematischer Flüssigkristalle als elektrooptisches Material die Fertigung der Wellenleiterweiche mit Standardprozessen der Halbleitertechnologie, was eine kostengünstige Produktion in großen Stückzahlen ermöglicht.

Aufgrund des elektrooptischen Funktionsprinzips der in dieser Arbeit vorgestellten Wellenleiterweiche können mechanisch bewegliche Teile vermieden und daher ein Ausfall infolge eines mechanischen Verschleißes oder Schockes unterbunden werden. Hierdurch ist die Schaltzyklenanzahl der Wellenleiterweiche praktisch unbegrenzt und die Schaltzeit mit unter einer Mikrosekunde gegenüber mechanischen Lösungen um mehrere Größenordnungen kleiner. Ferner kann die Wellenleiterweiche durch ihre Arbeitsweise und den verwendeten paranematischen Flüssigkristall im gesamten sichtbaren sowie im angrenzenden infraroten Spektralbereich betrieben werden, wodurch sich das Bauelement deutlich von konventionellen elektrooptischen Konzepten unterscheidet.

1.1 ELEKTROOPTISCH INDUZIERTER WELLENLEITER

Elektrooptisch induzierte Wellenleiter¹, wie sie im Jahre 1971 durch *Channin* erstmalig Inhalt einer wissenschaftlichen Veröffentlichung wurden, basieren auf dem Grundgedanke, dass ein elektrostatisches Feld die Brechzahl eines sonst homogenen elektrooptischen Materials lokal ändert, so dass sich ein optischer Wellenleiter ausbildet, welcher mit dem elektrostatischen Feld „an- und abgeschaltet“ werden kann. Für den ersten Nachweis eines solchen elektrooptisch induzierten Wellenleiters wurden, wie Abbildung 1.1 zeigt, zwei durch einen $70\ \mu\text{m}$ schmalen Spalt getrennte Elektroden auf die X-Schnitt-Oberfläche eines $1,7\ \text{cm}$ langen Lithiumniobat-Kristalls abgeschieden. Durch Anlegen einer elektrischen Spannung konnte zwischen den Elektroden im elektrostatischen Feld unterhalb der Kristalloberfläche ein Wellenleiter erzeugt werden, welcher das an einem Wellenleiterende mittels einer Linse eingekoppelte Licht bis zum anderen Ende des Wellenleiters führte. Hierbei konnte die Leistung des Lichtes am Wellenleiterausgang mittels der Spannung gesteuert werden [2].

Im Jahre 1973 wurde der von *Channin* beschriebene Ansatz eines elektrooptisch induzierten Wellenleiters von *Mikami und Ishida* aufgegriffen und mit einem reduzierten Elektrodenabstand von $40\ \mu\text{m}$ in Hinblick auf eine Anwendung als Modulator untersucht und der Auslöschungsgrad des von dem Wellenleiterausgang abgestrahlten Lichtes gemessen. Für ein Rechtecksignal mit einer Frequenz von $10\ \text{kHz}$ wurde bei einer Spannungsamplitude von $25\ \text{V}$ ein Auslöschungsgrad von $10\ \text{dB}$ erreicht [3]. 12 Jahre nach dieser Veröffentlichung berichtete *Baumert et al.* 1985 von einem Wellenleiter, welcher nach dem Konzept von *Channin* in einem Kaliumniobat-Kristall induziert wurde. Dieser erzielte für einen Elektrodenabstand von $10\ \mu\text{m}$ und einer Wellenleiterlänge von $0,34\ \text{cm}$ bei einer Spannung von $30\ \text{V}$ einen Auslöschungsgrad von $12\ \text{dB}$ [4].

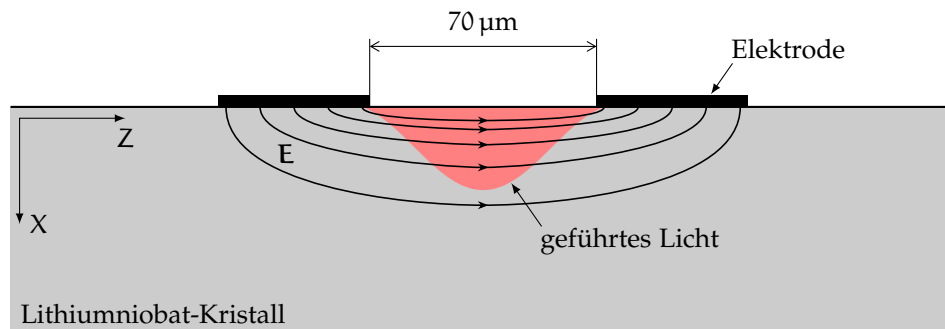


Abbildung 1.1: Querschnitt des elektrooptisch induzierten Wellenleiters nach *Channin*, der sich im elektrischen Feld E zwischen den Elektroden unterhalb der Oberfläche des Lithiumniobat-Kristalls ausbildet und Licht führt

Vorerst abschließend dokumentierten drei von *Jaeger* 1989 veröffentlichte Arbeiten, d. h. eine Dissertation [5], ein Artikel [6] und ein Patent [7], die Berechnung, Fertigung und Charakterisierung elektrooptisch induzierter Wellenleiter. Hierbei wurde der nach dem Vorbild von *Channin* als optischer Modulator

¹ Elektrooptisch induzierte Wellenleiter werden auch als spannungs- oder feldinduzierte Wellenleiter bezeichnet. Abzugrenzen hiervon sind die erstmals 1990 von *Huang* in [1] publizierten feldinduzierten Wellenleiter in GaAs/AlGaAs-Multi-Quantum-Well-Substraten.

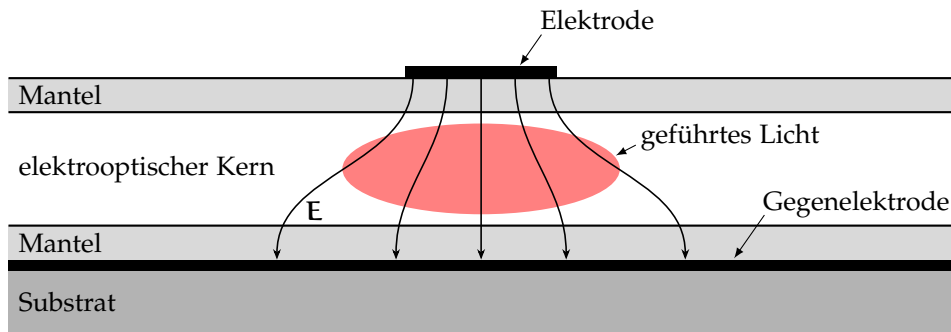


Abbildung 1.2: Querschnitt des elektrooptisch induzierten Wellenleiters nach *Baken*, der sich im elektrischen Feld E zwischen den Elektroden innerhalb des elektrooptischen Kerns ausbildet und Licht führt

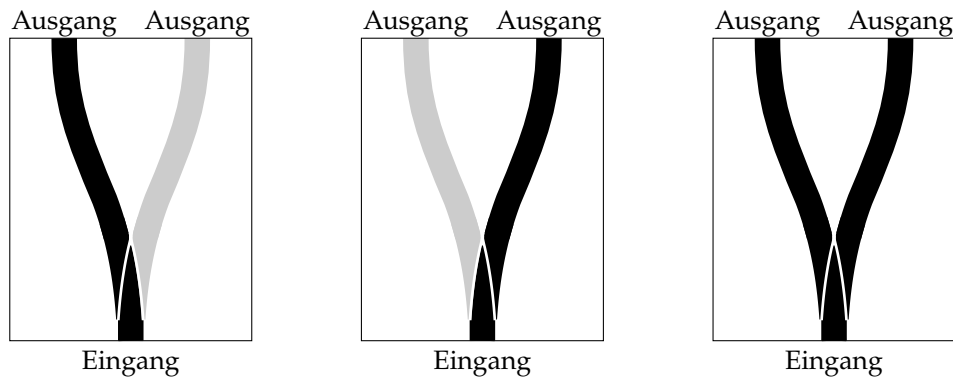


Abbildung 1.3: Schaltzustände einer Wellenleiterweiche, welche je nach Ansteuerung als Modulator, Schalter oder Leistungsteiler verwendet werden kann

entwickelte Wellenleiter um eine zusätzliche Schicht zwischen den Elektroden und dem Lithiumniobat-Kristall ergänzt, welche das Licht von den absorbierenden Elektroden abschirmt, der Einsatz von V-Gruben zur Positionierung optischer Fasern erprobt und der Elektrodenabstand auf $4\ \mu\text{m}$ reduziert. Für eine Dreiecksspannung mit einer Amplitude von $35\ \text{V}$ wurde nunmehr ein Auslöschungsgrad von $23\ \text{dB}$ am Ende des $2,5\ \text{cm}$ langen Wellenleiters erreicht. Erstmals wurde auch eine Aussage zum Koppelverlust gegeben, welcher für die Einkoppelung des Lichtes von der verwendeten optischen Monomodefaser in den elektrooptisch induzierten Wellenleiter theoretisch $1\ \text{dB}$ betragen sollte und experimentell mit $4\ \text{dB}$ bestimmt wurde.

Obwohl spätestens die Arbeiten von *Jaeger* das Potential elektrooptisch induzierter Wellenleiter für faseroptische Anwendungen erkennen ließen, konnte in der hier zugrunde liegenden Literaturstudie mit Ausnahme zweier weiterer Veröffentlichungen, ein von *Baken* 1987 initiiertes Patent [8] und ein von *Pyayt et al.* 2010 veröffentlichter Artikel [9], keine Quelle weiterführender Arbeiten recherchiert werden. Hierbei ist den beiden Veröffentlichungen von *Baken* und *Pyayt et al.* zum einen der in Abbildung 1.2 dargestellte Schichtaufbau der elektrooptisch induzierten Wellenleiter und zum anderen die in Abbildung 1.3 skizzierte Idee rekonfigurierbarer Wellenleiter zur Realisierung optischer Modulatoren, Schalter oder Leistungsteiler gemein.

Der wesentliche Unterschied des Ansatzes nach *Baken* (Abbildung 1.2) zu dem Ansatz nach *Channin* (Abbildung 1.1) ist die veränderte Lage der Elektroden, die sich nun, mit der elektrooptischen Kernschicht dazwischen, gegenüber liegen und durch eine zusätzliche Mantelschicht vom Kern isoliert werden. Je nachdem welche Elektrodenstruktur abgeschieden bzw. welche Elektroden elektrisch angesteuert werden, kann ein einzelnes Bauteil verschiedene Funktionalitäten erfüllen. Wird, wie in Abbildung 1.3 gezeigt, nur eine Elektrode genutzt, kann durch An- und Abschalten der Spannung die optische Leistung am Ausgang digital moduliert oder durch Veränderung der Spannung analog gesteuert werden. Bei der Verwendung mehrerer Elektroden, die einen Eingang mit verschiedenen Ausgängen verbinden, kann hingegen die optische Leistung auf unterschiedliche Ausgänge geschaltet oder bei simultaner Ansteuerung auf mehrere Ausgänge gleichzeitig aufgeteilt werden.

Aus dem bisher noch kaum umrissenen Potential des Einsatzes elektrooptisch induzierter Wellenleiter zur Lösung komplexer faseroptischer Aufgabenstellungen resultiert die Motivation dieser Arbeit die Umsetzbarkeit einer rekonfigurierbaren elektrooptisch induzierten Wellenleiterstruktur sowohl theoretisch als auch praktisch nachzuweisen.

1.2 BAUELEMENTKONZEPT - ZIELSTELLUNG

Um erstmalig die Verwendung elektrooptisch induzierter Wellenleiter für eine komplexere faseroptische Anwendungen zu zeigen, wurde vom Autor dieser Arbeit die in Abbildung 1.4 gezeigte Wellenleiterweiche konzipiert. Die Wellenleiterweiche kann die optische Leistung des Lichtes an deren Eingang auf die

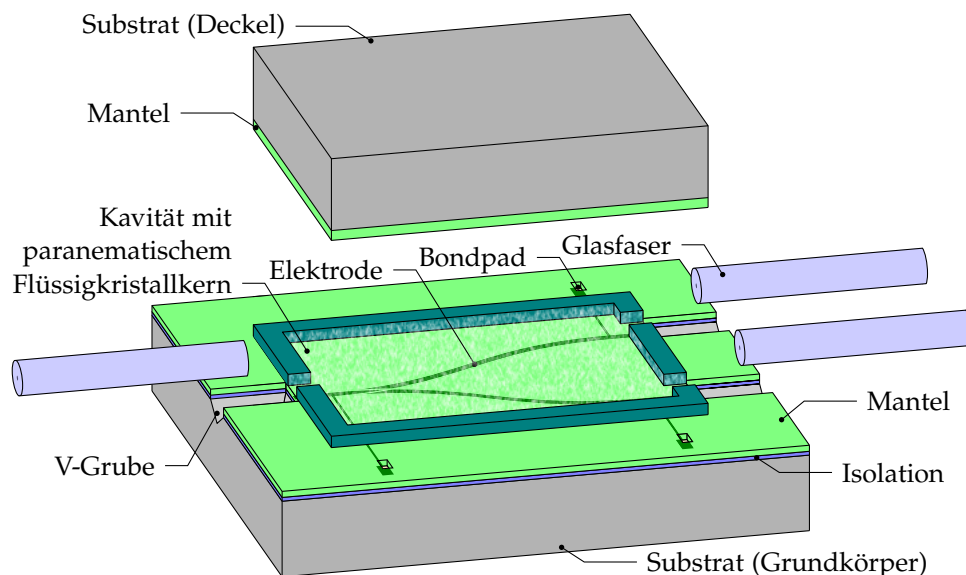


Abbildung 1.4: Bauelementkonzept einer fasergekoppelten Wellenleiterweiche, bestehend aus einem Grundkörper und einem Deckel, die eine Kavität bilden, in welcher oberhalb der Elektroden in dem paranematischen Flüssigkristallkern durch Anlegen elektrischer Spannungen elektrooptisch induzierte Wellenleiter erzeugt werden

beiden Ausgänge wechselseitig schalten bzw. mit steuerbaren Leistungsverhältnis verteilen, wobei die Gesamtdämpfung der Weiche variiert werden kann.

Die Wellenleiterweiche besteht aus einem Grundkörper und einem Deckel, deren Strukturen mittels den im Reinraum des FRAUNHOFER-INSTITUTES FÜR PHOTONISCHE MIKROSYSTEME (IPMS) vorhandenen CMOS-kompatiblen Halbleitertechnologien erzeugt werden. Um die Fertigung der Wellenleiterweiche ausschließlich durch Standardprozesse zu realisieren, wird als elektrooptisches Material das flüssigkristalline Nematogen 5CB verwendet, welches sich aufgrund seines bei Raumtemperatur flüssigen Aggregatzustandes nach der Fertigung der Wellenleiterstrukturen mit nur sehr geringem Aufwand in die Wellenleiterweiche einbringen lässt. Darüber hinaus zeigt die paranematische Flüssigkristallphase von 5CB eine hohe Transmission über einen breiten Wellenlängenbereich, einen sehr stark ausgeprägten elektrooptischen KERR-Effekt, welcher um bis zu zwei Größenordnungen größer ist als der von konventionellen KERR-Substanzen wie z. B. Nitrobenzol, und eine Relaxationszeitkonstante, die kleiner ist als eine Mikrosekunde.

Die Substrate des Grundkörpers und des Deckels bilden gemeinsam mit den Mantelschichten und dem in die Kavität eingebrachten elektrooptischen Material einen Schichtwellenleiter, in welchem oberhalb der Elektroden durch Anlegen einer elektrischen Spannung ein reversibler Wellenleiter erzeugt wird. Die aus der Aluminiumlegierung AlSiCu bestehende Elektrode wird nach oben hin durch die Mantelschicht aus Siliziumoxid (SiO_2) optisch vom 5CB-Kern und nach unten hin durch die SiO_2 -Isolationsschicht elektrisch vom Substrat isoliert. Die Substrate des Grundkörpers und des Deckels bestehen hierbei aus dotiertem Silizium (Si) und bilden die Gegenelektrode zu den durch die Bondpads elektrisch kontaktierbaren AlSiCu-Elektrodensegmenten der Weiche. Die V-Gruben im Grundkörper dienen einer stabilen und reproduzierbaren Ankoppelung der optischen Fasern an die Wellenleiterweiche.

Da in paranematischen Flüssigkristallen, die hier erstmalig für elektrooptisch induzierte Wellenleiter verwendet wurden, neben dem KERR-Effekt sowohl elektrooptische Effekte höherer Ordnung als auch ein für die Anwendung kritischer feldinduzierter nematisch-paranematischer Phasenübergang auftreten können, ergibt sich neben der Entwicklung der Wellenleiterweiche als weiteres Ziel dieser Arbeit, die Eignung paranematischer Flüssigkristalle für die Verwendung in elektrooptisch induzierten Wellenleitern nachzuweisen.

Aufgrund dessen, dass sowohl für die elektrooptisch induzierten Wellenleiter als auch für die paranematischen Flüssigkristalle am FRAUNHOFER IPMS auf keine Vorarbeiten zurückgegriffen werden konnte, war es im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit erforderlich, die paranematischen Flüssigkristalle theoretisch zu beschreiben, deren optische und elektrooptische Eigenschaften zu charakterisieren, wobei der hierfür benötigte Messaufbau noch zu entwickeln war, die Berechnungsmodelle der elektrooptisch induzierten Wellenleiter abzuleiten, die Wellenleiterstrukturen unter Berücksichtigung der Ergebnisse der Materialcharakterisierung zu entwerfen, den Prozessablauf zur Fertigung der Wellenleiterstrukturen in Zusammenarbeit mit den Technologen des FRAUNHOFER IPMS auszuarbeiten sowie abschließend die Wellenleiter aufzubauen und zu charakterisieren, wobei auch hierfür zunächst ein Messplatz zu realisieren war.

1.3 GLIEDERUNG DER ARBEIT

Ein grundlegender Überblick zum elektrooptischen KERR-Effekt, zu optischen und elektrooptischen Eigenschaften von Flüssigkristallen, insbesondere der paranematischen Phase von Nematogenen, eine Einführung in die Thematik der optischen Wellenleiter sowie eine Ableitung der Transfermatrix biaxial doppelbrechender Schichten wird in Kapitel 2 gegeben.

Kapitel 3 umfasst die Charakterisierung der relevanten optischen und elektrooptischen Eigenschaften paranematischer Flüssigkristalle. Hierzu wird das in dieser Arbeit entwickelte und zur Charakterisierung verwendete Dünnschichtrefraktometer vorgestellt. Neben den theoretischen Betrachtungen zu dessen Funktionsprinzip wird anhand des durch die Literatur gut bekannten Nematogens 5CB das Vorgehen zur Bestimmung elektrooptischer Eigenschaften ausführlich aufgezeigt. Neben der Verifizierung der Messmethode anhand den aus der Literatur bekannten KERR-Koeffizienten von 5CB wird die Wirkung hoher elektrischer Felder nahe der nematisch-paranematischen Phasenübergangstemperatur quantifiziert.

Der Entwurf der elektrooptisch induzierten Wellenleiter ist in Kapitel 4 zusammengefasst. Es werden die analytischen Methoden zur Dimensionierung des Schichtsystems sowie die verwendeten auf der Methode der finiten Elemente beruhenden Verfahren vorgestellt. Neben der Modenentwicklung, welche zur Simulation homogener, d. h. gerader Wellenleiter genutzt wurde, wird die Umsetzung der Methode der effektiven Brechzahl zur Simulation inhomogener Strukturen anhand der Wellenleiterweiche beschrieben.

Kapitel 5 gibt einen technologischen Abriss zur Fertigung der elektrooptisch induzierten Wellenleiter, geht auf den im Rahmen dieser Arbeit zur Wellenleitercharakterisierung entstandenen Koppelmessplatz ein und zeigt die experimentellen Ergebnisse des geraden Wellenleiters und der Wellenleiterweiche im Vergleich zu den in Kapitel 4 diskutierten Simulationsergebnissen. Hierbei wurden die minimalen optischen Verluste, der Auslöschungsgrad, das Übersprechen und die Schaltzeiten bestimmt.

Mit einer Zusammenfassung erzielter Ergebnisse und einem Überblick sich hieran anknüpfender Aufgabenstellungen schließt Kapitel 6 diese Arbeit ab.

GRUNDLAGEN ELEKTROOPTISCH INDUZIERTER WELLENLEITER

2.1	Elektrooptischer KERR-Effekt isotroper Substanzen	8
2.2	Elektro-/optische Eigenschaften von Nematogenen	11
2.2.1	Grundbegriffe	11
2.2.2	Optische Eigenschaften	13
2.2.3	Paranematische Phase	19
2.2.4	KERR-Effekt paranematischer Flüssigkristalle	22
2.2.5	Nematisch-paranematischer Phasenübergang	25
2.3	Optische Wellenleiter	28
2.3.1	MAXWELL-Gleichungen	28
2.3.2	Moden eines Wellenleiters	29
2.3.3	Anregung von Moden	31
2.3.4	Verlustbehaftete Moden	32
2.3.5	Schichtwellenleiter	32
2.3.6	GAUSSScher Strahl	34
2.4	Transfermatrix	35
2.4.1	Transmissions- und Reflexionskoeffizienten	37
2.4.2	Ausbreitungskonstante	39

Im nachfolgenden Kapitel werden die Grundlagen der in dieser Arbeit entwickelten elektrooptisch induzierten Wellenleiter vorgestellt. In Abschnitt 2.1 wird zunächst der elektrooptische Effekt beschrieben und ausgehend vom Impermeabilitätstensor der durch den KERR-Effekt gestörte Brechzahlstensor isotroper Substanzen abgeleitet. Abschnitt 2.2 gibt einen Überblick zu den optischen Eigenschaften flüssigkristalliner Nematogene und eine Beschreibung des elektrooptischen KERR-Effektes der paranematischen Flüssigkristallphase sowie des feldinduzierten nematisch-paranematischen Phasenüberganges im Rahmen der LANDAU-DE-GENNES-Theorie. Ausgehend von den MAXWELL-Gleichungen werden in Abschnitt 2.3 die Eigenschaften der Moden optischer Wellenleiter diskutiert sowie auf deren Anregungs- und Verlustmechanismen eingegangen. Des Weiteren wird der GAUSSSche Strahl eingeführt, welcher die Ausbreitung von Laserstrahlen, wie sie von Laserquellen oder auch von optischen Monomodefasern ausgesandt werden, beschreibt. Anschließend wird in Abschnitt 2.4 die Transfermatrix für Schichten anisotroper Brechzahlen abgeleitet. Neben der Berechnung des Transmissions- bzw. Reflexionsgrades von Vielschichtsystemen wird die Verwendung der Transfermatrix für die Bestimmung der Ausbreitungskonstanten von verlustfreien sowie verlustbehafteten Schichtwellenleitermoden vorgestellt.

2.1 ELEKTROOPTISCHER KERR-EFFEKT ISOTROPER SUBSTANZEN

Der elektrooptische Effekt beschreibt über die Änderung [10]

$$\eta_{ij}(\mathbf{E}) - \eta_{ij}(0) \equiv \Delta\eta_{ij} = \sum_k r_{ijk} E_k + \sum_k \sum_l s_{ijkl} E_k E_l + \mathcal{O}(\mathbf{E}^3) \quad (2.1)$$

des Impermeabilitätstensors

$$\boldsymbol{\eta} = \begin{pmatrix} \eta_{xx} & \eta_{xy} & \eta_{xz} \\ \eta_{xy} & \eta_{yy} & \eta_{zy} \\ \eta_{xz} & \eta_{zy} & \eta_{zz} \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

die Wirkung eines elektrischen Feldstärkevektors \mathbf{E} auf den Brechzahlensor

$$\mathbf{n} = \boldsymbol{\eta}^{-1/2}. \quad (2.3)$$

Hierbei sind r_{ijk} die linearen und s_{ijkl} die quadratischen elektrooptischen Koeffizienten. E_k bezeichnet die Komponenten von \mathbf{E} und Terme höherer Ordnung $\mathcal{O}(\mathbf{E}^3)$ werden als vernachlässigbar klein angenommen.

Während in nicht-zentrosymmetrischen Kristallen der als POCKELS-Effekt bezeichnete lineare, sowie der als KERR-Effekt bezeichnete quadratische elektrooptische Effekt existieren, tritt in zentrosymmetrischen Kristallen einzig der KERR-Effekt auf [10]. Da im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich isotrope Flüssigkeiten betrachtet werden, genügt auf Grund deren Zentrosymmetrie die Betrachtung des KERR-Effektes.

Für isotrope Substanzen ist der durch den KERR-Effekt gestörte Tensor der Impermeabilität durch [10]

$$\boldsymbol{\eta}(\mathbf{E}) = \boldsymbol{\eta}(0) + \Delta\boldsymbol{\eta} = \begin{pmatrix} \eta_0 & 0 & 0 \\ 0 & \eta_0 & 0 \\ 0 & 0 & \eta_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \Delta\eta_{xx} & \Delta\eta_{xy} & \Delta\eta_{xz} \\ \Delta\eta_{xy} & \Delta\eta_{yy} & \Delta\eta_{zy} \\ \Delta\eta_{xz} & \Delta\eta_{zy} & \Delta\eta_{zz} \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

mit

$$\begin{pmatrix} \Delta\eta_{xx} \\ \Delta\eta_{yy} \\ \Delta\eta_{zz} \\ \Delta\eta_{yz} \\ \Delta\eta_{xz} \\ \Delta\eta_{xy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{12} & 0 & 0 & 0 \\ s_{12} & s_{11} & s_{12} & 0 & 0 & 0 \\ s_{12} & s_{12} & s_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & s_{44} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_y E_z \\ 2E_x E_z \\ 2E_x E_y \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

und

$$s_{44} = \frac{1}{2}(s_{11} - s_{12}) \quad (2.6)$$

gegeben, wobei zur Beschreibung des elektrooptischen KERR-Effektes die beiden unabhängigen elektrooptischen Koeffizienten s_{11} und s_{12} genügen. η_0 ist die skalare Impermeabilität in Abwesenheit elektrischer Felder.

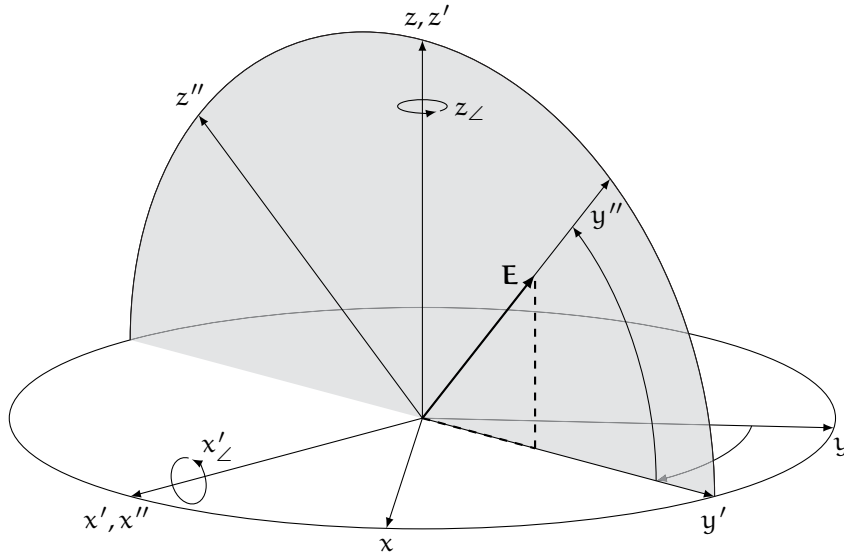


Abbildung 2.1: Rotation des (x, y, z) -Koordinatensystems um die EULER-Winkel z_L und x'_L in das (x'', y'', z'') -Koordinatensystem, dessen y'' -Achse parallel zur Richtung des elektrischen Feldstärkevektors \mathbf{E} liegt.

Zur Ableitung des Brechzahlensensors entsprechend Gl. (2.3) besteht zunächst die Notwendigkeit, η zu diagonalisieren, d. h. in seine Hauptachsenform η_H zu überführen, um ein komponentenweises Radizieren zu ermöglichen. Im Allgemeinen kann dies durch Anwendung der Rotationsmatrix [11]

Ableitung des Brechzahlensensors

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} \cos z''_L & \sin z''_L & 0 \\ -\sin z''_L & \cos z''_L & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos x'_L & \sin x'_L \\ 0 & -\sin x'_L & \cos x'_L \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos z_L & \sin z_L & 0 \\ -\sin z_L & \cos z_L & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

erfolgen, welche mittels

$$\eta''' = \mathbf{R}\eta\mathbf{R}^T \quad (2.8)$$

eine Koordinatentransformation vom (x, y, z) -System in ein zu Diesem gedrehtes (x''', y''', z''') -System repräsentiert. Hierbei wird durch die sukzessive Rotation der Tensorbasis um die zu den EULER-Winkeln z_L , x'_L und z''_L gehörenden Achsen z , x' und z'' der Tensor zunächst vom (x, y, z) -System in das (x', y', z') -System und weiter über das (x'', y'', z'') -System in das (x''', y''', z''') -System überführt. Werden die Winkel so gewählt, dass der Tensor diagonalisiert wird, ist $\eta''' = \eta_H$. Aus η_H folgt durch komponentenweise Berechnung n_H und nach Rücktransformation mittels

$$\mathbf{n} = \mathbf{R}^T\mathbf{n}_H\mathbf{R} \quad (2.9)$$

der Brechzahlensensor im ursprünglichen (x, y, z) -System.

Auf Grund der Symmetrie des elektrooptischen KERR-Effektes verhalten sich isotrope Substanzen unter Wirkung eines elektrischen Feldes wie einachsige doppelbrechende Kristalle, deren optische Achse in Richtung des elektrischen Feldes weist [12]. Demnach genügt zur Diagonalisierung von η die Rotation

um zwei der drei EULER-Winkel. Die EULER-Winkel können aus Abbildung 2.1 abgeleitet werden und lauten

$$z_{\angle} = -\arctan(E_x/E_y), \quad (2.10a)$$

$$x'_{\angle} = \arctan\left(E_z/\sqrt{E_x^2 + E_y^2}\right), \quad (2.10b)$$

$$z''_{\angle} = 0, \quad (2.10c)$$

wobei zu beachten ist, dass Winkel entgegen dem Uhrzeigersinn positiv sind.

Mit den durch Gl. (2.10) gegebenen Winkeln geht der Impermeabilitätstensor aus Gl. (2.4) nach der Berechnung von $\mathbf{R}\boldsymbol{\eta}\mathbf{R}^T$ entsprechend Gl. (2.8) in seine Hauptachsenform

$$\boldsymbol{\eta}_H = \begin{pmatrix} \eta_0 + s_{12}E^2 & 0 & 0 \\ 0 & \eta_0 + s_{11}E^2 & 0 \\ 0 & 0 & \eta_0 + s_{12}E^2 \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

über, woraus nach Gl. (2.3) der Brechzahlstensor

$$\mathbf{n}_H = \begin{pmatrix} (n_0^{-2} + s_{12}E^2)^{-\frac{1}{2}} & 0 & 0 \\ 0 & (n_0^{-2} + s_{11}E^2)^{-\frac{1}{2}} & 0 \\ 0 & 0 & (n_0^{-2} + s_{12}E^2)^{-\frac{1}{2}} \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

folgt. E ist der Betrag des elektrischen Feldstärkevektors und $n_0 = \eta_0^{-2}$ die skalare Brechzahl in Abwesenheit elektrischer Felder. Wird des Weiteren Gl. (2.12) für $s_{11}E^2 \ll 1$ durch

$$\mathbf{n}_H \approx \mathbf{n}(0) + \Delta\mathbf{n}_H = \begin{pmatrix} n_0 & 0 & 0 \\ 0 & n_0 & 0 \\ 0 & 0 & n_0 \end{pmatrix} - \frac{n_0^3}{2}s_{11} \begin{pmatrix} -\nu E^2 & 0 & 0 \\ 0 & E^2 & 0 \\ 0 & 0 & -\nu E^2 \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

genähert, liegt nach der Rücktransformation (2.9) der Brechzahlstensor

$$\mathbf{n} = \mathbf{n}(0) - \frac{n_0^3}{2}s_{11} \begin{pmatrix} E_x^2 - \nu(E_y^2 + E_z^2) & E_x E_y(1 + \nu) & E_x E_z(1 + \nu) \\ E_x E_y(1 + \nu) & E_y^2 - \nu(E_x^2 + E_z^2) & E_y E_z(1 + \nu) \\ E_x E_z(1 + \nu) & E_y E_z(1 + \nu) & E_z^2 - \nu(E_x^2 + E_y^2) \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

schließlich im (x, y, z) -Koordinatensystem vor. Hierbei ist

$$\nu = -\frac{s_{12}}{s_{11}} \quad (2.15)$$

das Verhältnis der elektrooptischen Koeffizienten.

Eine quantitative Aussage über das Verhältnis der elektrooptischen Koeffizienten lässt sich aus der ersten Invariante von \mathbf{n}

$$I_1 = \sum_i n_{ii} = 3n_0 - \frac{n_0^3}{2}s_{11}E^2(1 - 2\nu) \quad (2.16)$$

gewinnen. Wird die durch das elektrische Feld hervorgerufene Brechzahländerung ausschließlich mit einer Ausrichtung der Moleküle assoziiert [12], folgt die Bedingung $I_1/3 = n_0 = \text{konst.}$ und somit $\nu = 1/2$.

Die durch Gl. (2.13) beschriebene Brechzahl parallel bzw. senkrecht zur Richtung des elektrischen Feldes wird als ordentliche

KERR-Koeffizient

$$n_o = n_0 - \frac{n_0^3}{2} s_{12} E^2 \quad (2.17a)$$

bzw. außerordentliche Brechzahl

$$n_a = n_0 - \frac{n_0^3}{2} s_{11} E^2 \quad (2.17b)$$

bezeichnet. Der KERR-Koeffizient B bzw. die mit der Vakuumwellenlänge λ_0 normierte KERR-Konstante $K = B/\lambda_0$ sind ein Maß für die durch das elektrische Feld hervorgerufene und als Doppelbrechung bezeichnete Brechzahldifferenz

$$\Delta n = n_a - n_o = B E^2. \quad (2.18)$$

Zwischen dem KERR-Koeffizienten und den elektrooptischen Koeffizienten folgt aus Gl. (2.18) mit Gl. (2.17a) und Gl. (2.17b) der Zusammenhang

$$B = \frac{n_0^3}{2} (s_{12} - s_{11}), \quad (2.19)$$

bzw. mit Gl. (2.15) für $\nu = 1/2$

$$B = -\frac{3n_0^3}{4} s_{11} = \frac{3n_0^3}{2} s_{12}. \quad (2.20)$$

2.2 ELEKTRO-/OPTISCHE EIGENSCHAFTEN VON NEMATOGENEN

2.2.1 Grundbegriffe

Flüssigkristalle sind Substanzen im flüssigkristallinen Aggregatzustand, welcher sich durch eine Orientierungsfernordnung und eine teilweise oder auch vollständig fehlende Positionsfernordnung der Moleküle auszeichnet und hierdurch das Fließvermögen einer Flüssigkeit sowie die Anisotropie physikalischer Eigenschaften, wie z. B. der Brechzahl oder der elektrischen Leitfähigkeit, eines Kristalls in sich vereint [13].

Verbindungen, die flüssigkristalline Phasen bilden, werden als Mesogene bezeichnet. Typ und Anzahl flüssigkristalliner Phasen eines Mesogens werden durch die Gestalt und Wechselwirkungen der Moleküle bestimmt. Ist das Auftreten einer flüssigkristallinen Phase von der Temperatur bzw. dem Druck abhängig, wird diese als thermotrop bzw. barotrop bezeichnet. Ist das Entstehen einer flüssigkristallinen Phase darüber hinaus von der Konzentration eines hinzugefügten Lösungsmittels abhängig, bezeichnet man diese als lyotrop [13].

Mesogen

thermo-, barotrop

lyotrop

Im Rahmen dieser Arbeit werden thermotrope Nematogene, d. h. Mesogene, die ausschließlich eine thermotrope nematische Flüssigkristallphase ausbilden, genutzt. Wie Abbildung 2.2 zeigt, geht ein Nematogen mit steigender Temperatur, ausgehend von der kristallinen Phase über die thermotrope nematische,

Nematogen

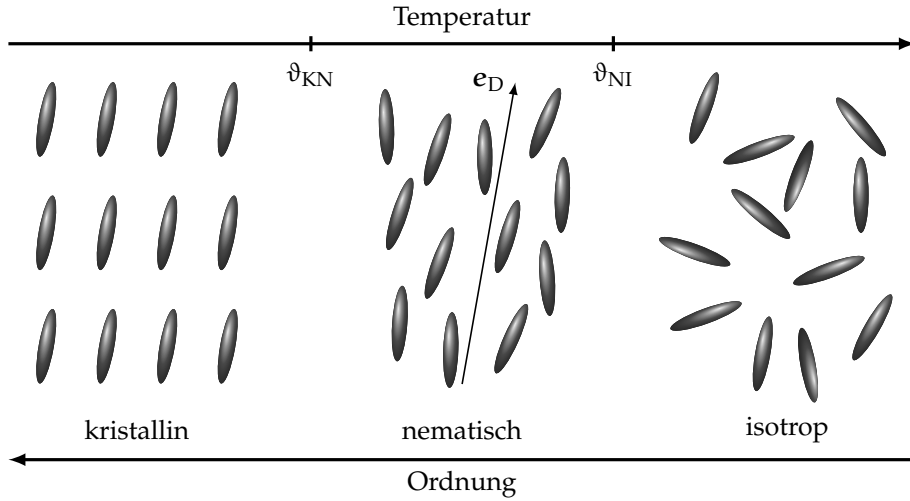


Abbildung 2.2: Phasen eines Nematogens: mit steigender Temperatur geht das Nematogen von der kristallinen in die thermotrope nematische und schließlich in die isotrope Phase über, wobei mit jedem Phasenübergang der Grad der Ordnung sinkt.

in die isotrope Phase über. Die Temperatur des kristallin-nematischen bzw. nematisch-isotropen Phasenüberganges wird mit ϑ_{KN} bzw. ϑ_{NI} bezeichnet.

Direktor

In der nematischen Phase besitzen die Moleküle keine Positionsfernordnung, jedoch eine Orientierungsfernordnung. Die Orientierungsfernordnung äußert sich hierbei durch die Existenz einer Symmetrieachse¹ der anisotropen physikalischen Eigenschaften. Die Richtung der Symmetrieachse wird durch den Direktor e_D gekennzeichnet und entspricht der mittleren Ausrichtung der effektiven Molekülsymmetrieachsen, wobei die beiden Richtungen e_D und $-e_D$ des Direktors gleichwertig sind [13].

Ordnungsgrad

Die Orientierungsfernordnung einachsiger nematischer Phasen wird im Wesentlichen durch den Ordnungsgrad [14]

$$S = \langle P_2(\cos^2 \theta) \rangle = \int_0^\pi P_2(\cos^2 \theta) p(\theta) \sin(\theta) d\theta \quad (2.21)$$

beschrieben. Hierbei ist

$$P_2(\cos^2 \theta) = \frac{3 \cos^2(\theta) - 1}{2} \quad (2.22)$$

das zweite LEGENDRE-Polynom und $p(\theta) \sin(\theta) d\theta$, mit

$$\int_0^\pi p(\theta) \sin(\theta) d\theta = 1, \quad (2.23)$$

die Wahrscheinlichkeit mit der die Molekülachse und der Direktor einen Winkel zwischen θ und $\theta + d\theta$ einschließen [15]. Demnach ist der Ordnungsgrad S ein Maß für die Ausrichtung aller Moleküle eines Ensembles zum Direktor.

¹ Zweiachsige thermotrope nematische Phasen wurde bislang nicht identifiziert [13].

Tabelle 2.1: Bezeichnung der flüssigen Phasen von Nematogenen in Abhängigkeit der Temperatur ϑ und des Ordnungsgrades S [13, 16]

Phase	Temperatur ϑ	Ordnungsgrad S
Nematisch	$\vartheta_{KN} < \vartheta < \vartheta_{NI}$	$0,3 < S < 0,7$
Paranematisch	$\vartheta > \vartheta_{NI}$	$S \neq 0$
Isotrop	$\vartheta > \vartheta_{NI}$	$S = 0$

Die Bedeutung von S kann anhand seiner Extremwerte verdeutlicht werden. Im isotropen Zustand ist, da alle Molekülrichtungen gleichwahrscheinlich sind, $p(\theta)$ konstant $1/2$ und somit $S = 0$. Im Falle perfekter paralleler Ausrichtung der Molekülachsen zum Direktor ist $p(\theta)$ nur für $\theta = 0$ und $\theta = \pi$ von Null verschieden, woraus $S = 1$ folgt. Das dritte Extrem ist die perfekte Ausrichtung der Molekülachsen senkrecht zum Direktor, für das, da $p(\theta)$ nur für $\theta = \pm\pi/2$ ungleich Null ist, $S = -1/2$ gilt.

Wie in Tabelle 2.1 zusammengefasst, wird bei Nematogenen zwischen drei flüssigen Phasen unterschieden. Die nematische Phase, die in einem Temperaturbereich zwischen ϑ_{KN} und ϑ_{NI} existiert, besitzt typischerweise einen Ordnungsgrad von bis zu 0,7 und sinkt mit steigender Temperatur auf bis zu 0,3 am nematisch-isotropen Phasenübergang [13]. Bezogen auf $\vartheta_{OK} = -273,15^\circ\text{C}$ kann die Temperaturabhängigkeit des Ordnungsgrades durch [17]

$$S = \left[\frac{\vartheta^\dagger - \vartheta}{\vartheta^\dagger - \vartheta_{OK}} \right]^{\beta_n} \quad (2.24)$$

beschrieben werden, wobei β_n eine vom Nematogen abhängige Konstante ist und ϑ^\dagger eine Grenztemperatur oberhalb ϑ_{NI} . Für tiefe Temperaturen, bis wenige Grad unterhalb von ϑ_{NI} , kann ϑ^\dagger in Gl. (2.24) durch ϑ_{NI} genähert werden.

In Abwesenheit äußerer elektrischer oder magnetischer Felder verschwindet beim Übergang von der nematischen in die isotrope Phase jegliche Orientierungsfernordnung. Infolgedessen fällt der Ordnungsgrad oberhalb ϑ_{NI} auf 0 und einzig eine kurzreichweitige Orientierungskorrelation zwischen den Molekülen verbleibt, deren Korrelationslänge [14, 18]

$$\xi = \xi_0 \left[\frac{\vartheta^* - \vartheta_{OK}}{\vartheta - \vartheta^*} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.25)$$

mit zunehmender Temperatur sinkt. ξ_0 ist eine molekülspezifische Länge und ϑ^* , wie in Abschnitt 2.2.3 erläutert, eine Temperatur knapp unterhalb ϑ_{NI} .

In Gegenwart äußerer magnetischer oder elektrischer Felder wird in der isotropen Phase eine Symmetrie erzwungen, so dass $S \neq 0$. Zur Abgrenzung von der isotropen Phase wird diese Phase als paranematische Phase bezeichnet [16].

2.2.2 Optische Eigenschaften

Die augenfälligste Eigenschaft flüssigkristalliner Phasen ist deren milchig trübes Aussehen, verursacht durch die Streuung des Lichtes an Brechzahlschwankungen infolge der räumlichen Fluktuationen des Direktors [14].

Streuung

Tabelle 2.2: CAUCHY-Koeffizienten der in Abbildung 2.5 dargestellten Dispersionsfunktionen (2.26) von 5CB bei $\vartheta = \vartheta_{\text{NI}} - 5,8 \text{ K}$ [25]

Brechzahl	C_0	$C_1 [\mu\text{m}^2]$	$C_2 [\mu\text{m}^4]$
n_o	1,50945	0,00934	0,00017
n_a	1,64519	0,01505	0,00012

Wie die in Abbildung 2.3 dargestellte Messung des Streukoeffizienten α_S der nematischen Flüssigkristallmischung E7, dessen Hauptbestandteil mit 51 % Massenanteil 5CB ist, zeigt, beträgt bei einer Wellenlänge von 633 nm α_S in der nematischen Phase ca. 30 dB/cm und fällt beim Überschreiten der nematisch-isotropen Phasenübergangstemperatur ϑ_{NI} bei 59,5 °C auf unter 0,1 dB/cm.

Während der Streukoeffizient α_S in der nematischen Phase nahezu konstant ist, sinkt α_S in der isotropen Phase mit steigender Temperatur. Experimentelle Untersuchungen sowie theoretische Betrachtungen zur Streuung zeigten, dass in der isotropen Phase $\alpha_S \propto \xi^2 \propto (\vartheta - \vartheta^*)^{-1}$ gilt und bestätigen so die Temperaturabhängigkeit der Korrelationslänge ξ nach Gl. (2.25) [18, 19]. In der nematischen sowie isotropen Phase besitzt α_S eine für die RAYLEIGH-Streuung typische Wellenlängenabhängigkeit λ^{-4} [20].

Absorption

In der nematischen Phase wird der Verlust im Wesentlichen durch die Streuung des Lichtes verursacht, wohingegen in der isotropen Phase die Absorption dominiert. Hierbei ist entsprechend Abbildung 2.3 der Absorptionskoeffizient α_A von der Temperatur unabhängig und, wie die in Abbildung 2.4 dargestellte Messung des Nematogens 4-Cyano-4'-pentylbiphenyl (5CB) zeigt, eine durch den Molekülaufbau vorgegebene Funktion der Wellenlänge λ_0 [20, 21].

Im ultravioletten Spektralbereich resultiert die Absorption von 5CB aus Elektronenübergängen zwischen den Biphenylorbitalen, deren Absorptionsbande bei einer Wellenlänge von $\lambda^* = 0,25 \mu\text{m}$ liegt [22]. Im sichtbaren Spektralbereich klingt mit größer werdender Wellenlänge α_A ab und erreicht um 0,8 μm ein Minimum von ca. 0,04 dB/cm. Die Absorptionsbanden im nahen Infrarotbereich um 0,9 μm , 1,2 μm , 1,4 μm und 1,7 μm sind höhere Harmonische fundamentaler Molekülschwingungen [21]. So resultiert die Absorption um 1,7 μm aus der zweiten Harmonischen der mit den Kohlenwasserstoffgruppen assoziierten Molekülschwingung, welche um 3,4 μm lokalisiert ist [23]. Die beiden Absorptionsminima im nahen Infrarot von 0,4 dB/cm und 0,7 dB/cm liegen in den Wellenlängenbereichen des um 1,31 μm zentrierten O-Bandes und des um 1,55 μm zentrierten C-Bandes faseroptischer Netzwerke.

Dispersion der Hauptbrechzahlen

Für Wellenlängen $\lambda_0 \gg \lambda^*$, d. h. oberhalb der Absorptionsbande des ultravioletten Spektralbereiches ist die Dispersion, wie die in Abbildung 2.5 dargestellte Messung der ordentlichen n_o und außerordentlichen Brechzahl n_a der nematischen Phase von 5CB zeigt, normal und kann durch die Dispersionsfunktion nach CAUCHY [26]

$$n = C_0 + \frac{C_1}{\lambda_0^2} + \frac{C_2}{\lambda_0^4} \quad (2.26)$$

dargestellt werden. Die Koeffizienten der in Abbildung 2.5 gezeigten CAUCHY-Funktionen von n_o und n_a sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst.

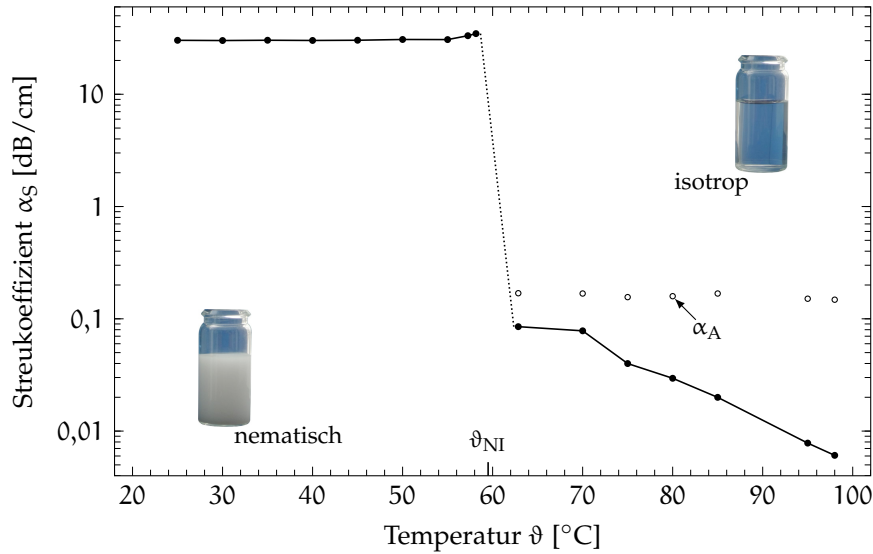


Abbildung 2.3: Streukoeffizient α_S der nematischen Flüssigkristallmischung E7 in Abhängigkeit der Temperatur ϑ sowie mit Kreisen gekennzeichnet der Absorptionskoeffizient α_A , bei einer Wellenlänge λ_0 von 633 nm, die nematisch-isotrope Phasenübergangstemperatur ϑ_{NI} beträgt 59,5°C, Messdaten aus [20]

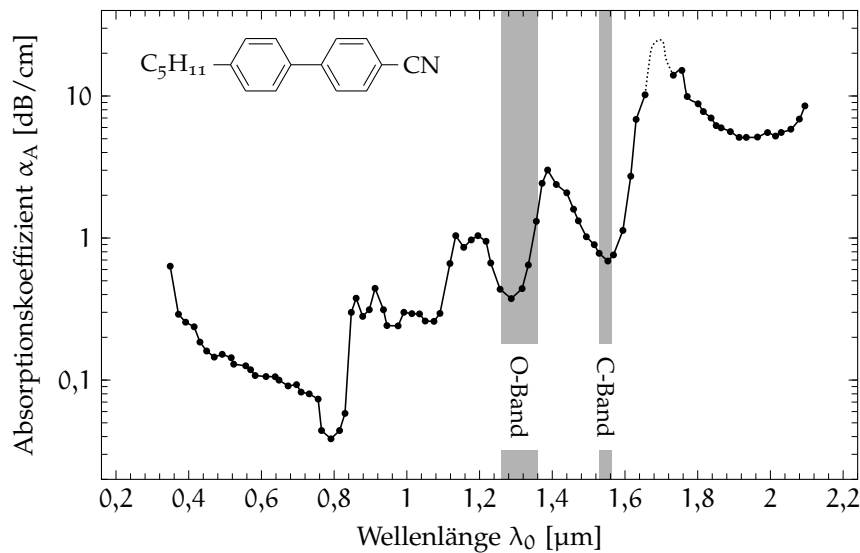


Abbildung 2.4: Absorptionskoeffizient α_A des Nematogens 5CB in Abhängigkeit der Wellenlänge λ_0 bei einer Temperatur von 60°C, die nematisch-isotrope Phasenübergangstemperatur ϑ_{NI} beträgt 35,3°C, die Absorption des 5CB-Moleküls besitzt im infraroten Spektralbereich lokale Minima im Wellenlängenbereich des O- und C-Bandes faseroptischer Netzwerke, Messdaten aus [24]

Auf Grund des Molekülaufbaus von 5CB unterliegt n_a einer stärkeren Dispersion als n_o [27], infolge dessen die Doppelbrechung

$$\Delta n = n_a - n_o \quad (2.27)$$

der nematischen Phase mit zunehmender Wellenlänge abnimmt. Mit Gl. (2.27) und der mittleren Brechzahl der nematischen Phase²

$$\bar{n} = \frac{1}{3}(2n_o + n_a) \quad (2.28)$$

können für kleine Δn die ordentliche Brechzahl

$$n_o = \bar{n} - \frac{1}{3}\Delta n \quad (2.29a)$$

und die außerordentliche Brechzahl

$$n_a = \bar{n} + \frac{2}{3}\Delta n \quad (2.29b)$$

als Summe von \bar{n} und Δn dargestellt werden.

Ausgehend von den Gleichungen (2.29a) und (2.29b) kann die Abhängigkeit der Hauptbrechzahlen n_a und n_o von der Temperatur, wie sie die Messung für 5CB in Abbildung 2.6 zeigt, auf die Temperaturabhängigkeit der mittleren Brechzahl \bar{n} und der Doppelbrechung Δn zurückgeführt werden.

*Temperaturabh. der
Doppelbrechung*

Um die Doppelbrechung in Abhängigkeit der Temperatur zu beschreiben, wird der Ordnungsgrad durch das Verhältnis [29]

$$S = \frac{\alpha_a - \alpha_o}{\alpha_{\perp} - \alpha_{\parallel}} = \frac{\Delta\alpha}{\Delta\alpha_{\max}} \quad (2.30)$$

ausgedrückt, wobei α_{\parallel} und α_{\perp} die Hauptpolarisierbarkeiten des Moleküls und α_a und α_o die auf den Direktor bezogenen mittleren Hauptpolarisierbarkeiten der nematischen Phase sind. Bei perfekter Ausrichtung der Moleküle, d. h. für $S = 1$, geht $\Delta\alpha$ in $\Delta\alpha_{\max}$ über.

Die Hauptpolarisierbarkeiten können mittels der durch VUKS für anisotrope Moleküle verallgemeinerten CLAUSIUS-MOSOTTI-Gleichung [29]

$$\frac{n_{o,a}^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{N}{3\epsilon_0} \alpha_{o,a} \quad (2.31)$$

mit den Hauptbrechzahlen in Beziehung gesetzt werden, wonach

$$\Delta\alpha = \alpha_a - \alpha_o = \frac{3\epsilon_0(n_a^2 - n_o^2)}{N(\bar{n}^2 + 2)} \approx \frac{6\epsilon_0\bar{n}}{N(\bar{n}^2 + 2)}\Delta n \quad (2.32a)$$

und analog hierzu

$$\Delta\alpha_{\max} \approx \frac{6\epsilon_0\bar{n}}{N(\bar{n}^2 + 2)}\Delta n_{\max}, \quad (2.32b)$$

² Um von den Hauptbrechzahlen n_o und n_a auf eine der isotropen Phase äquivalenten Brechzahl n zu schließen, wird von der mittleren Polarisierbarkeit $\bar{\alpha} = (2\alpha_o + \alpha_a)/3$ ausgegangen, wonach entsprechend Gl. (2.31) $n^2 = \bar{n}^2 = (2n_o^2 + n_a^2)/3$ ist. Da $\bar{n}^2 = \bar{n}^2 + 2(\Delta n/3)^2$ gilt, ist für kleine Δn in guter Näherung $n \approx \bar{n} = (2n_o + n_a)/3$.

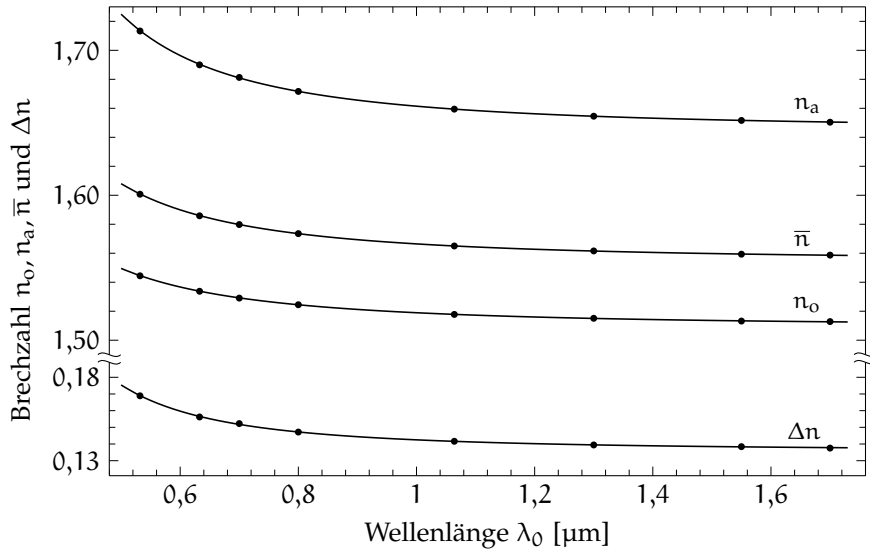


Abbildung 2.5: Ordentliche und außerordentliche Brechzahl n_o und n_a der nematischen Phase des Nematogens 5CB sowie die aus den Messdaten abgeleitete mittlere Brechzahl \bar{n} und Doppelbrechung Δn in Abhängigkeit der Wellenlänge λ_0 , bei der Temperatur $\vartheta = \vartheta_{\text{NI}} - 5,8\text{K}$, die an n_o bzw. n_a angepasste Dispersionsfunktion (2.26) besitzt die in Tabelle 2.2 aufgeführten Koeffizienten, Messdaten aus [25]

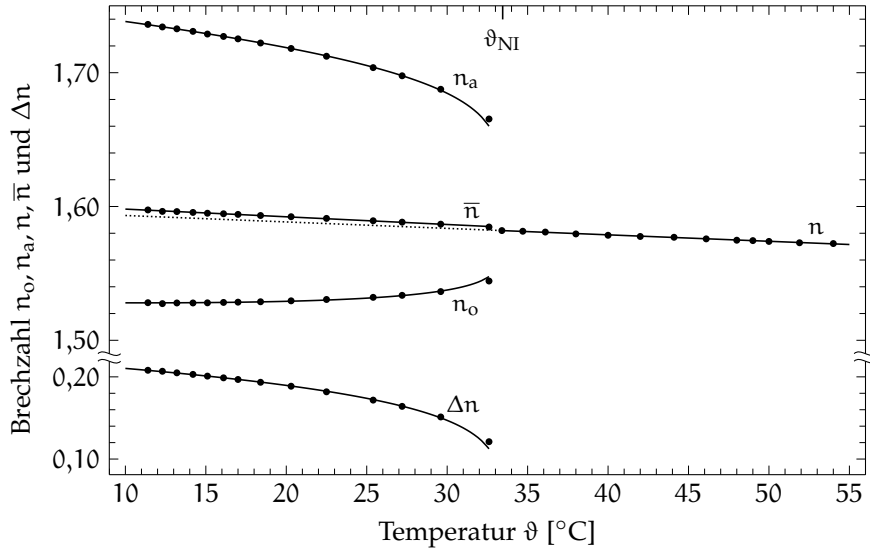


Abbildung 2.6: Ordentliche bzw. außerordentliche Brechzahl n_o bzw. n_a der nematischen Phase des Nematogens 5CB und die Brechzahl der isotropen Phase n sowie die aus den Messdaten abgeleitete mittlere Brechzahl \bar{n} und Brechzahldifferenz Δn in Abhängigkeit der Temperatur ϑ , bei $\lambda_0 = 633\text{nm}$, die nematisch-isotrope Phasenübergangstemperatur ϑ_{NI} ist $33,4^\circ\text{C}$, die an n_o bzw. n_a angepasste Funktion (2.38) besitzt die in Tabelle 2.3 aufgeführten Parameter, Messdaten aus [28]

Tabelle 2.3: Parameter des Vier-Parameter-Modells (2.38) von 5CB für $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$, berechnet anhand der in Abbildung 2.6 dargestellten Messdaten aus [28]

Phase	α_0	$\alpha_1 [\text{K}^{-1}]$	Δn_{max}	β_n
nematisch	1,7609	$-5,75 \cdot 10^{-4}$	0,3389	0,1855
isotrop	1,7297	$-4,82 \cdot 10^{-4}$	–	–

so dass für kleine Δn_{max} Gl. (2.30) durch

$$S = \frac{\Delta \alpha}{\Delta \alpha_{\text{max}}} \approx \frac{\Delta n}{\Delta n_{\text{max}}} \quad (2.33)$$

genähert werden kann. Δn_{max} ist analog zu $\Delta \alpha_{\text{max}}$ die Doppelbrechung bei perfekter Ausrichtung der Moleküle, N die Teilchendichte und ϵ_0 die elektrische Feldkonstante. Durch Gleichsetzen von Gl. (2.24) mit Gl. (2.33) folgt für die Temperaturabhängigkeit der Doppelbrechung der nematischen Phase

$$\Delta n = \Delta n_{\text{max}} \left[\frac{\vartheta^\dagger - \vartheta}{\vartheta^\dagger - \vartheta_{0K}} \right]^{\beta_n} \approx \Delta n_{\text{max}} \left[\frac{\vartheta_{\text{NI}} - \vartheta}{\vartheta_{\text{NI}} - \vartheta_{0K}} \right]^{\beta_n}. \quad (2.34)$$

Temperaturabh. der
mittleren Brechzahl

Die Temperaturabhängigkeit der mittleren Brechzahl \bar{n} bzw. der Brechzahl isotroper Phasen n folgt aus der CLAUSIUS-MOSOTTI-Gleichung

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{N_A \alpha}{3 \epsilon_0 M} \rho, \quad (2.35)$$

mit der Teilchendichte

$$N = \frac{N_A}{M} \rho, \quad (2.36)$$

als Potenzreihe entwickelt

$$n = \alpha_0 + \alpha_1 (\vartheta - \vartheta_{0K}) + \mathcal{O}(\vartheta^2). \quad (2.37)$$

Der Koeffizient α_0 ist die extrapolierte Brechzahl bei 0K und α_1 der lineare Temperaturkoeffizient der Brechzahl. Da die AVOGADRO-Konstante N_A sowie die molare Masse M Konstanten sind und einzig die Dichte ρ von der Temperatur abhängt, können, da im Allgemeinen $d\rho/d\vartheta \ll 1$ und $d^2\rho/d\vartheta^2 \approx 0$ gilt, Terme höherer Ordnung in Gl. (2.37) vernachlässigt werden.

Temperaturabh. der
Hauptbrechzahlen

Aus Gl. (2.29a) bzw. (2.29b) und nach Einsetzen von Gl. (2.34) und Gl. (2.37) kann die Temperaturabhängigkeit der Hauptbrechzahlen nematischer Phasen durch das Vier-Parameter-Modell [30]

$$n_o = \alpha_0 + \alpha_1 (\vartheta - \vartheta_{0K}) - \Delta n_{\text{max}} \frac{1}{3} \left[\frac{\vartheta_{\text{NI}} - \vartheta}{\vartheta_{\text{NI}} - \vartheta_{0K}} \right]^{\beta_n} \quad \text{bzw.} \quad (2.38a)$$

$$n_a = \alpha_0 + \alpha_1 (\vartheta - \vartheta_{0K}) + \Delta n_{\text{max}} \frac{2}{3} \left[\frac{\vartheta_{\text{NI}} - \vartheta}{\vartheta_{\text{NI}} - \vartheta_{0K}} \right]^{\beta_n} \quad (2.38b)$$

beschrieben werden.

Auf Grundlage der in Abbildung 2.6 dargestellten Messdaten der Hauptbrechzahlen von 5CB bei $\lambda_0 = 633\text{nm}$ sind die in Tabelle 2.3 aufgeführten Parameter des Vier-Parameter-Modells berechnet worden³. Auf Grund des im Vergleich zur isotropen Phase größeren Wärmeausdehnungskoeffizienten von 5CB ist $|a_1|$ der nematischen Phase größer als in der isotropen Phase [31]. Der Sprung von \bar{n} zu n bei ϑ_{NI} wird durch die Änderung der Dichte infolge des Phasenüberganges hervorgerufen.

2.2.3 Paranematische Phase

Als paranematische Phase wird die Phase oberhalb der Temperatur des nematisch-isotropen Phasenüberganges ϑ_{NI} bezeichnet, bei der infolge elektrischer oder magnetischer Felder, im Gegensatz zur isotropen Phase, der Ordnungsgrad verschieden von Null ist. Zur Beschreibung der durch die äußeren Felder hervorgerufenen Orientierungsordnung wird, gemäß der LANDAU-DE-GENNES-Theorie, die freie Energie [18]

$$F = F_0 + F_S = F_0 - WS + \frac{a}{2}(\vartheta - \vartheta^*)^\gamma S^2 - \frac{b}{3}S^3 + \frac{c}{4}S^4 + \mathcal{O}(S^5) \quad (2.39)$$

als Potenzreihe des Ordnungsgrades S entwickelt. F_0 ist die freie Energie für $S = 0$. ϑ ist die Temperatur und ϑ^* die Divergenztemperatur, bis zu welcher gerade noch eine unterkühlte isotrope Phase existieren kann. a , b und c sind phänomenologische Konstanten, welche als LANDAU-DE-GENNES-Koeffizienten bezeichnet werden. Die Feldenergiedichte [32]

$$W = \frac{\Delta\chi_{\text{max}}}{3}H^2 + \frac{\Delta\epsilon_{\text{max}}}{3}E^2 \quad (2.40)$$

ist, mit der Anisotropie der magnetischen Suszeptibilität $\Delta\chi_{\text{max}}$ bzw. der elektrischen Permittivität $\Delta\epsilon_{\text{max}}$ der vollständig geordneten Phase ($S = 1$), der Beitrag magnetischer H bzw. elektrischer Felder E zur freien Energie. Im Rahmen der Molekularfeldtheorie ist der kritische Exponent $\gamma = 1$ [18]. Im Gegensatz zur gängigen Literatur wird im Weiteren der kritische Exponent in allen Ableitungen mitgeführt, um die Möglichkeit $\gamma \neq 1$ berücksichtigen zu können.

Stabile bzw. metastabile Phasen werden durch Ordnungsgrade gekennzeichnet, bei welchen die freie Energie ein globales bzw. lokales Minimum besitzt. Zur Interpretation des nematisch-isotropen bzw. des paranematisch-isotropen Phasenüberganges wird anhand der Extremwerte von Gl. (2.39) zunächst der feldfreie Zustand, d. h. $W = 0$, betrachtet.

Im feldfreien Zustand sind die Extremwerte, aus $dF/dS = 0$ folgend, durch

$$S_1 = 0 \quad \text{und} \quad (2.41a)$$

$$S_{2,3} = \frac{b}{2c} \pm \sqrt{\left(\frac{b}{2c}\right)^2 - \frac{a}{c}(\vartheta - \vartheta^*)^\gamma} \quad (2.41b)$$

feldfreier Zustand
 $W = 0$

³ Δn_{max} bzw. β werden anhand von Δn berechnet und a_0 bzw. a_1 entsprechend der Phase anhand von \bar{n} oder n . Der Messwert von Δn bei $\vartheta = 32,6^\circ\text{C}$ ist bei der Berechnung nicht berücksichtigt worden. Der berechnete Wert von a_0 der nematischen Phase ist gegenüber dem in [30] angegebenen um $8 \cdot 10^{-4}$ höher.

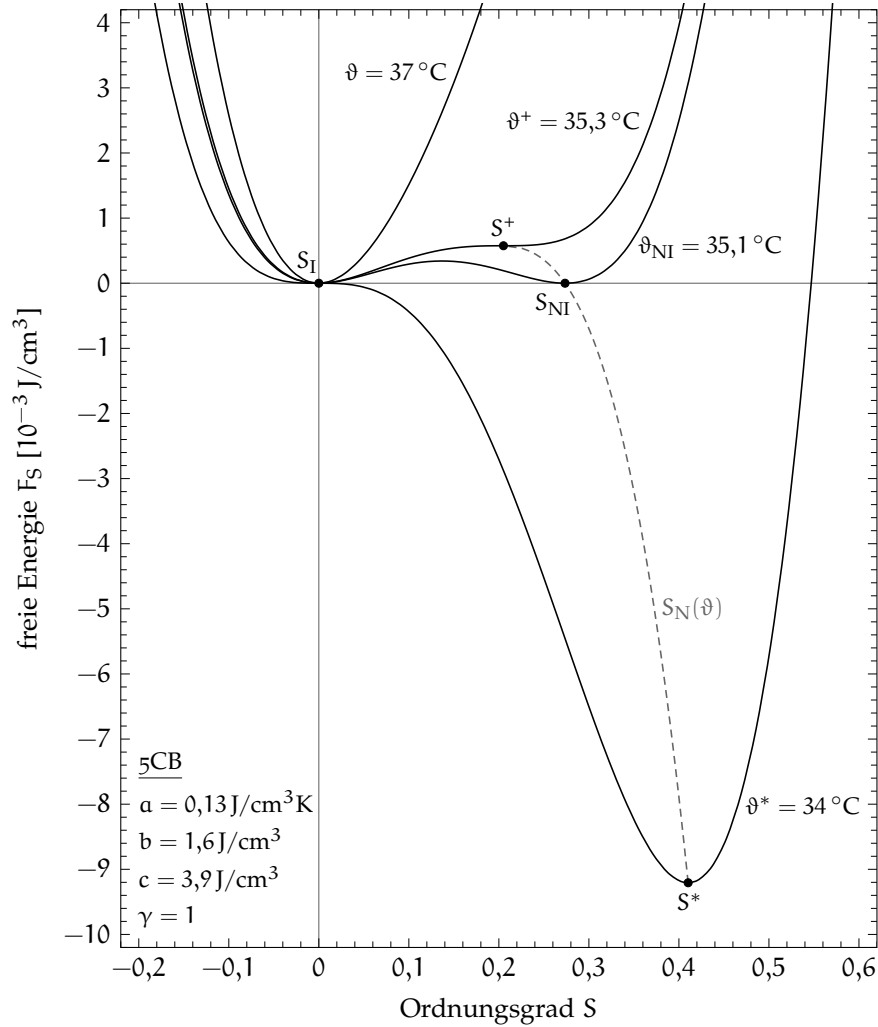


Abbildung 2.7: Freie Energie F_S von 5CB im feldfreien Zustand in Abhängigkeit vom Ordnungsgrad S , für die Temperaturen ϑ^* , ϑ_{NI} , ϑ^+ und 37°C , nach Gl. (2.39) mit den Koeffizienten a , b , c und γ entsprechend Tabelle 2.4 aus [33], sowie der Ordnungsgrad der isotropen S_I bzw. nematischen Phase S_N und dessen charakteristische Werte S^* , S_{NI} , S^+

gegeben. Wie Abbildung 2.7 anhand der Verläufe der freien Energie von 5CB verdeutlicht, sind, ausgehend von der isotropen Phase bei $\vartheta = 37^\circ\text{C}$ für die nur ein reellwertiges Minimum bei $S_1 \equiv S_I = 0$ existiert, mit sinkender Temperatur drei charakteristische Schwelltemperaturen identifizierbar [34]. Anhand des Sattelpunktes $S_2 = S_3 \equiv S^+$ wird die Temperatur

$$\vartheta^+ = \vartheta^* + \left(\frac{b^2}{4ac} \right)^{1/\gamma} \quad (2.42)$$

definiert, unterhalb welcher sich ein lokales Minimum bei S^+ ausbildet, wodurch eine überhitzte nematische Phase existieren kann. Wird die Temperatur weiter reduziert, folgt aus $F(S_1) = F(S_2)$ die Temperatur des nematisch-isotropen Phasenüberganges

$$\vartheta_{\text{NI}} = \vartheta^* + \left(\frac{2b^2}{9ac} \right)^{1/\gamma}, \quad (2.43)$$

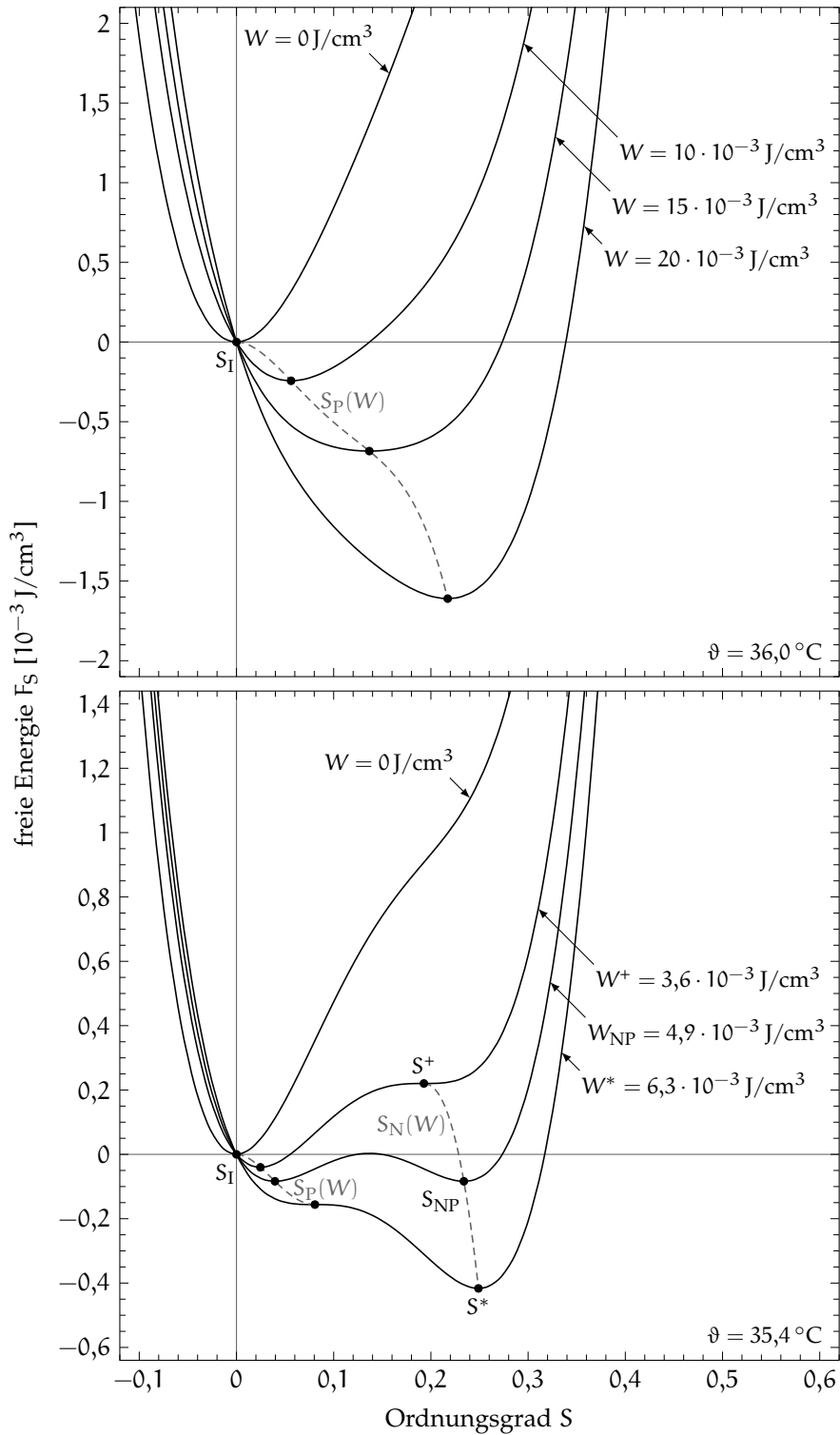


Abbildung 2.8: Freie Energie F_S von 5CB bei einer Temperatur ϑ von (oben) $36,0^\circ \text{C}$ und (unten) $35,4^\circ \text{C}$ in Abhängigkeit vom Ordnungsgrad S , für verschiedene $W \geq 0 \text{ J/cm}^3$ und W^* , W_{NP} , W^+ , nach Gl. (2.39) mit den Koeffizienten a , b , c und γ entsprechend Abbildung 2.7, sowie der Ordnungsgrad der isotropen S_I , paranematischen S_P bzw. nematischen Phase S_N und dessen charakteristischen Werte S^* , S_{NP} , S^+ , ϑ_{NI} beträgt $35,1^\circ \text{C}$

bei welcher das lokale Minimum S_{NI} in ein globales Minimum übergeht. Bei weiterer Absenkung der Temperatur folgt aus dem Sattelpunkt $S_1 = S_3 \equiv S_I$ die Divergenztemperatur ϑ^* , bis zu welcher eine unterkühlte isotrope Phase gerade noch existieren kann, bevor diese in die nematische Phase mit dem Ordnungsgrad S^* übergeht. Bei einer weiteren Verringerung der Temperatur steigt der Ordnungsgrad S an und strebt außerhalb des Gültigkeitsbereiches von Gl. (2.41b) gegen einen Grenzwert zwischen S^* und 1.

nichtfeldfreier
Zustand $W \neq 0$

Der Einfluss der durch stationäre elektrische bzw. magnetische Felder eingebrachten Energiedichte W kann, wie Abbildung 2.8 verdeutlicht, in zwei Effekte unterteilt werden. Ausgehend von der isotropen Phase im feldfreien Zustand, bei welchem das Minimum der freien Energie bei S_I , d. h. bei 0 liegt, verschiebt sich zum einen infolge äußerer Felder die Lage des Minimums S_P der nun als paranematisch bezeichneten Phase und zum anderen kann sich bei einer Temperatur nahe ϑ_{NI} ein mit der nematischen Phase assoziierter Ordnungsgrad S_N ausbilden. Die Verschiebung des Minimums S_P äußert sich als feldinduzierte Doppelbrechung [32, 33], welche in dem folgenden Abschnitt 2.2.4 behandelt wird, und die Ausbildung von S_N führt bei genügend hohen Feldern zu einem feldinduzierten nematisch-paranematischen Phasenübergang [35, 36], welcher in Abschnitt 2.2.5 beschrieben wird.

2.2.4 KERR-Effekt paranematischer Flüssigkristalle

Zur Beschreibung der feldinduzierten Doppelbrechung der paranematischen Phase wird in erster Näherung davon ausgegangen, dass der durch die Feldenergiedichte W hervorgerufene Ordnungsgrad $S \ll 1$ ist und es daher genügt, in Gl. (2.39) nur Terme bis S^3 zu berücksichtigen [37]. Demnach folgt aus $dF/dS = 0$ der durch W induzierte Ordnungsgrad

$$S_P = \frac{a(\vartheta - \vartheta^*)^\gamma - \sqrt{a^2(\vartheta - \vartheta^*)^{2\gamma} - 4bW}}{2b} \approx \frac{W}{a(\vartheta - \vartheta^*)^\gamma}. \quad (2.44)$$

Wird sich im Weiteren auf die Wirkung des elektrischen Feldes F beschränkt, folgt aus Gl. (2.33) mit Gl. (2.40) und Gl. (2.44) für die Doppelbrechung

$$\Delta n = \frac{\Delta \epsilon_{\max} \Delta n_{\max}}{3a(\vartheta - \vartheta^*)^\gamma} E^2. \quad (2.45)$$

Aus dem Vergleich von Gl. (2.45) mit Gl. (2.18) folgt der KERR-Koeffizient [33]

$$B = \frac{\Delta \epsilon_{\max} \Delta n_{\max}}{3a(\vartheta - \vartheta^*)^\gamma} = \frac{B^*}{(\vartheta - \vartheta^*)^\gamma}, \quad (2.46)$$

wobei die Materialkonstanten in dem Parameter B^* zusammengefasst werden.

Abbildung 2.9 zeigt die Messdaten entsprechend [38] der KERR-Koeffizienten B bzw. deren reziproken Werte B^{-1} des Nematogens 5CB in Abhängigkeit der Temperatur ϑ . Hierbei ist entsprechend Gl. (2.46) und für einen üblicherweise vorausgesetzten kritischen Exponent γ von 1 der Verlauf von B^{-1} linear abhängig von ϑ , so dass der durch Extrapolation ermittelte Schnittpunkt der Regressionsgeraden mit der Abszisse bei $B^{-1} = 0$ der Divergenztemperatur ϑ^* entspricht und der Anstieg der Regressionsgeraden B^{*-1} ist.

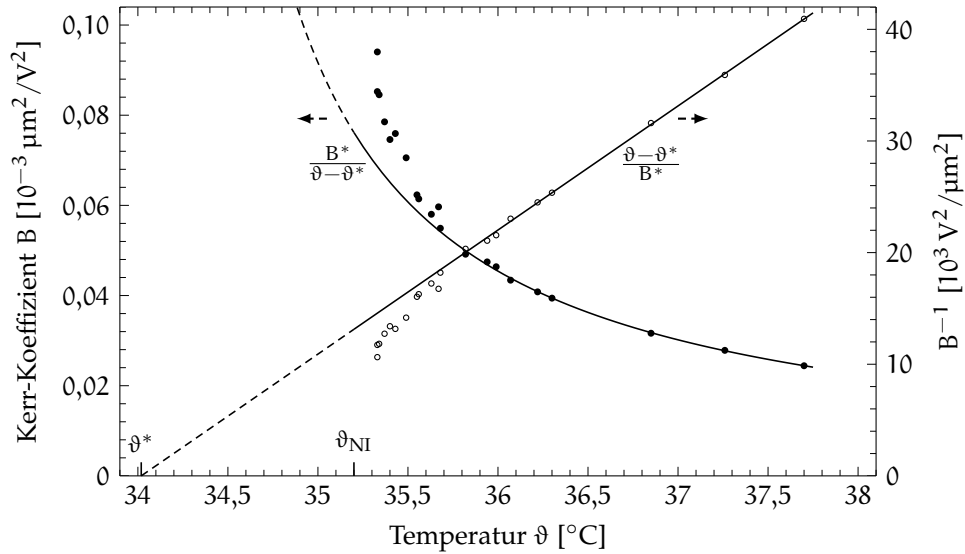


Abbildung 2.9: KERR-Koeffizient B und dessen Reziprok B^{-1} von 5CB in Abhängigkeit der Temperatur ϑ bei einer Wellenlänge von 633 nm, ϑ_{NI} ist 35,2 °C, $\vartheta^* = 34,0$ °C und $B^* = 90 \cdot 10^{-6} \text{ K}\mu\text{m}^2/\text{V}^2$ folgen aus der linearen Regression für Messwerte $> 35,8$ °C von B^{-1} , Messdaten aus [38]

Tabelle 2.4: Literaturwerte der LANDAU-DE-GENNES-Koeffizienten a, b, c , der nematisch-isotropen Phasenübergangstemperatur ϑ_{NI} , der Differenz zur Divergenztemperatur ($\vartheta_{\text{NI}} - \vartheta^*$), der Anisotropie der Permittivität $\Delta\epsilon_{\text{max}}$ und Brechzahl Δn_{max} , des KERR-Koeffizienten B^* von 5CB für $\gamma = 1$ bei $\lambda_0 = 633$ nm

Parameter	Einheit	Wert
γ	–	1 ^{d, e, i}
a	$10^6 \text{ J/m}^3\text{K}$	$0,13 \pm 0,01^d, 0,105 \pm 0,01^e$
b	10^6 J/m^3	$1,6 \pm 0,2^d, 1,37 \pm 0,1^e$
c	10^6 J/m^3	$3,9 \pm 3^d, 2,81 \pm 0,2^e$
ϑ_{NI}	°C	$35,1 \pm 0,1^d, 33,65 \pm 0,05^e, 35,2^f, 35,0^g$
$\vartheta_{\text{NI}} - \vartheta^*$	K	$1,1 \pm 0,3^d, 1,4 \pm 0,2^e, 1,2^f, 1,5^g$
$\Delta\epsilon_{\text{max}}$	As/Vm	$\epsilon_0 \cdot 9,9^d$
Δn_{max}	–	$0,3389^h$
B^*	$10^{-18} \text{ Km}^2/\text{V}^2$	$76 \pm 6^d, 94 \pm 9^e, 90^f, 140^g, 95^i$

d [33]; *d'* Berechnet nach Gl. (2.46) mit a aus [33];

e [35]; *e'* Berechnet nach Gl. (2.46) mit a aus [35];

f [38]; *d'* Regression anhand der Messdaten aus [38], (vgl. Abbildung 2.9);

g [39]; *g'* Regression anhand der Messdaten aus [39];

h Regression anhand der Messdaten aus [28], (siehe Tabelle 2.3);

i [37]

Während sich bei höheren Temperaturen $\vartheta > \vartheta_{\text{NI}} + 0,5 \text{ K}$ der lineare Zusammenhang zwischen B^{-1} und T bestätigt, wird nahe des nematisch-isotropen Phasenüberganges eine Abweichung beobachtet, die darauf hindeutet, dass der kritische Exponent γ kleiner 1 ist, wodurch die tatsächliche Divergenztemperatur ϑ^* in Richtung ϑ_{NI} verschoben ist [38, 40].

Elektrooptische Untersuchungen paranematischer Phasen beschränken sich vorwiegend auf den KERR-Effekt mit der Annahme $\gamma = 1$ [33, 37–45]. Effekte höherer Ordnung, die nahe des nematisch-isotropen Phasenüberganges bzw. bei hohen Feldstärken zum Tragen kommen [36], bleiben meist unberücksichtigt. Tabelle 2.4 gibt einen Überblick der in der Literatur gelisteten LANDAU-DE-GENNES-Koeffizienten sowie weiterer Materialkonstanten von 5CB. Die angegebenen Unsicherheiten der mittels Gl. (2.46) aus den Koeffizienten a berechneten B^* -Werte resultieren aus den Unsicherheiten von a . Die Werte des KERR-Koeffizienten unterliegen einer Streuung, welche unter anderem auf eine schwankende Reinheit des Probenmaterials, Inhomogenitäten der elektrischen Felder oder den betrachteten Temperaturbereich zurückgeführt werden kann.

Relaxation

Die Zeitabhängigkeit des KERR-Effektes kann aus der Relation [37]

$$\nu_d \frac{\partial S}{\partial t} = -\frac{\partial F}{\partial S} \quad (2.47)$$

abgeleitet werden, wobei in erster Näherung nur die niedrigen Terme der freien Energie F bis S^2 berücksichtigt werden, wonach mit Gl. (2.39) der Ordnungsgrad in Abhängigkeit der Zeit durch [46–49]

$$S(t) = \frac{e^{-t/\tau}}{\nu_d} \int_{-\infty}^t W(t') e^{t'/\tau} dt' \quad (2.48)$$

beschrieben wird. ν_d ist die dynamische Viskosität und [50]

$$\tau = \frac{\nu_d}{a(\vartheta - \vartheta^*)^\gamma} = \frac{\tau^*}{(\vartheta - \vartheta^*)^\gamma} \quad (2.49)$$

die Relaxationszeitkonstante, wobei die Materialkonstanten zu τ^* zusammengefasst werden.

Durch Einsetzen von Gl. (2.48) in Gl. (2.33) folgt schließlich mit Gl. (2.40) die Zeitabhängigkeit der im Rahmen der LANDAU-DE-GENNES-Theorie beschriebenen elektrooptischen Doppelbrechung:

$$\Delta n(t) = e^{-t/\tau} \frac{\Delta \epsilon_{\text{max}} \Delta n_{\text{max}}}{3\nu_d} \int_{-\infty}^t E^2(t') e^{t'/\tau} dt'. \quad (2.50)$$

Demnach zeigt $\Delta n(t)$ bei einem Sprung von $F(t)$ eine mit der Zeitkonstante τ exponentielle Annäherung an den stationären Endwert.

Untersuchungen zum zeitlichen Verhalten von Flüssigkristallen in externen Feldern zeigen, dass neben der mit der LANDAU-DE-GENNES-Theorie assoziierten Zeitkonstante τ , welche die Orientierung von Molekül-Clustern⁴ im Feld

⁴ Als Molekül-Cluster wird hier die Menge von Molekülen bezeichnet, die innerhalb der Korrelationslänge entsprechend Gl. (2.25) eine kurzreichweitige Orientierungskorrelation aufweisen.

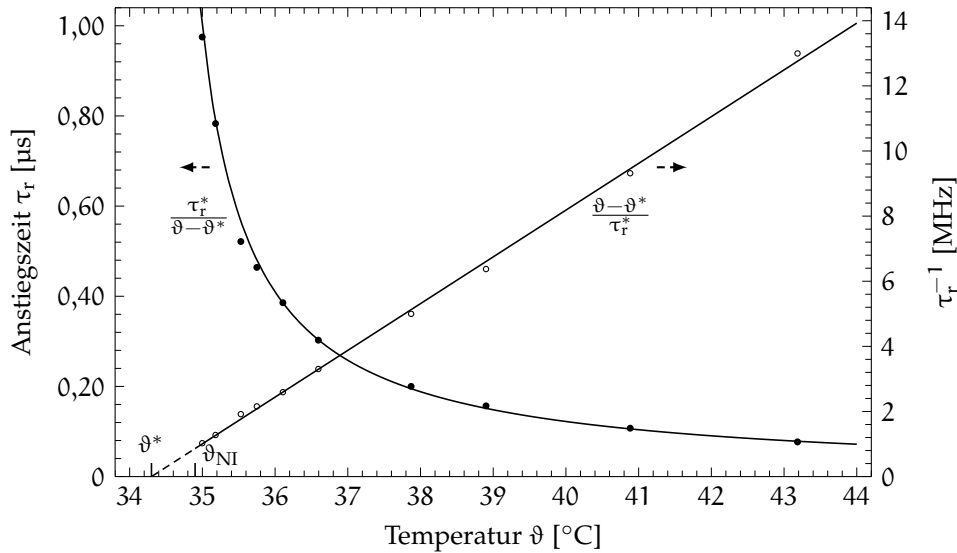


Abbildung 2.10: Anstiegszeit des elektrooptischen KERR-Effektes τ_r und τ_r^{-1} von 5CB in Abhängigkeit der Temperatur ϑ , ϑ_{NI} ist $34,9^\circ\text{C}$, $\vartheta^* = 34,3^\circ\text{C}$ und $\tau_r^* = 0,7 \mu\text{s/K}$ folgen aus der Regression von τ_r^{-1} , Messdaten aus [51]

beschreibt, weitere Prozesse mit Zeitkonstanten $< \tau$, wie z. B. die individuelle Ausrichtung der Moleküle, das Relaxationsverhalten beeinflussen [51–54]. Daher kann streng genommen das zeitliche Verhalten nicht durch eine auf einen einzelnen Prozess beruhende Zeitkonstante beschrieben werden, weswegen die Anstiegszeit τ_r definiert wird, welche bei einem Sprung von $F(t)$ die Dauer angibt, die $n(t)$ für die Änderung von 10% auf 90% des stationären Endwertes benötigt [51]. Für eine exponentielle Zeitabhängigkeit ist $\tau_r \approx 2,2\tau$.

Abbildung 2.10 zeigt die Anstiegszeit τ_r des elektrooptischen KERR-Effektes von 5CB in Abhängigkeit der Temperatur ϑ . Hierbei wird bei der Darstellung von τ_r^{-1} deutlich, dass in dem Temperaturbereich $\vartheta_c < \vartheta < \vartheta_c + 10\text{K}$ entsprechend Gl. (2.49) in guter Näherung $\tau_r \propto \tau$ gilt, da die durch die LANDAU-DE-GENNES-Theorie beschriebene Zeitkonstante τ um Größenordnungen größer ist als die Zeitkonstanten der anderen Relaxationsprozesse [51, 54]. Demnach kann nahe des nematisch-isotropen Phasenüberganges die Anstiegszeit durch

$$\tau_r \approx \frac{\tau_r^*}{\vartheta - \vartheta^*} \quad (2.51)$$

genähert werden.

2.2.5 Nematisch-paranematischer Phasenübergang

Zur Beschreibung des induzierten nematisch-paranematischen Phasenüberganges ist die im vorangegangenen Abschnitt zum KERR-Effekt genutzte Vereinfachung kleiner Ordnungsparameter nicht hinreichend und es daher notwendig, in Gl. (2.39) Terme bis S^4 zu berücksichtigen [35]. Aus $dF/dS = 0$ folgt

$$S_1 = \frac{b}{3c} - \frac{p_2}{3cp_1} + \frac{p_1}{3c} \quad (2.52a)$$

und

$$S_{2,3} = \frac{b}{3c} + \frac{(1 \pm i\sqrt{3})p_2}{6cp_1} - \frac{(1 \mp i\sqrt{3})p_1}{6c}, \quad (2.52b)$$

mit

$$p_1 = \left[-\frac{p_3}{2} + \sqrt{\left(\frac{p_3}{2}\right)^2 + p_2^3} \right]^{1/3}, \quad (2.53a)$$

$$p_2 = 3ac(\vartheta - \vartheta^*)^\gamma - b^2, \quad (2.53b)$$

$$p_3 = 9abc(\vartheta - \vartheta^*)^\gamma - 2b^3 - 27c^2W. \quad (2.53c)$$

Wie in Abbildung 2.8 ersichtlich, kann eine nematische Phase nur induziert werden, wenn sich neben dem Minimum S_P ein weiteres Minimum S_N ausbilden kann, d. h. die Extremwerte (2.52) real sind. Dies ist gegeben, wenn $p_2 < 0$ [55], woraus folgt, dass für Temperaturen unterhalb der kritischen Temperatur

$$\vartheta_c = \vartheta^* + \left(\frac{b^2}{3ac} \right)^{1/\gamma} \quad (2.54)$$

eine feldinduzierte nematische Phase hervorgerufen werden kann [35].

Analog zu den Temperaturen ϑ_{NI} , ϑ^* und ϑ^+ können durch Auswerten von $W(S_1) = W(S_2)$ mit Gl. (2.43) und Gl. (2.54) für $\vartheta \leq \vartheta_c$ die Energiedichten

$$W_{NP} = \frac{ab}{3c} [(\vartheta - \vartheta^*)^\gamma - (\vartheta_{NI} - \vartheta^*)^\gamma], \quad (2.55)$$

$$W^+ = W_{NP} - 2W_c \left[1 - \frac{(\vartheta - \vartheta^*)^\gamma}{(\vartheta_c - \vartheta^*)^\gamma} \right]^{3/2} \quad \text{und} \quad (2.56)$$

$$W^* = W_{NP} + 2W_c \left[1 - \frac{(\vartheta - \vartheta^*)^\gamma}{(\vartheta_c - \vartheta^*)^\gamma} \right]^{3/2} \quad (2.57)$$

definiert werden, wobei der Index NP den nematisch-paranematischen Phasenübergang bezeichnet und

$$W_c = \frac{b^3}{27c^2} \quad (2.58)$$

die Energiedichte W_{NP} bei $\vartheta = \vartheta_c$ ist. Entsprechend Abbildung 2.11 konvergieren W^* und W^+ mit größer werdender Temperatur gegen W_{NP} . Oberhalb ϑ_c existiert keine mit einer Phasenumwandlung assoziierte Feldenergiedichte.

Wie das Phasendiagramm in Abbildung 2.12 zeigt, steigt für $\vartheta \leq \vartheta_c$ mit größer werdender Feldenergiedichte W der Ordnungsgrad der paranematischen Phase

$$S_P = \begin{cases} S_2 & \vartheta \leq \vartheta_c \\ S_1 & \vartheta > \vartheta_c \end{cases} \quad (2.59)$$

kontinuierlich an. Mit Erreichen der Binodale⁵ ist eine Phasenumwandlung von der paranematischen in die nematische Phase thermodynamisch günstiger und mit Erreichen der Spinodale⁶ zwingend [34]. Der mit dem Phasenübergang

⁵ Die Binodale entspricht nach unten hin zur paranematischen Phase $S_{NP} = S_2(W_{NP})$ und nach oben hin zur nematischen Phase $S_{NP} = S_1(W_{NP})$.

⁶ Die Spinodale ist nach unten hin zur paranematischen Phase $S^* = S_2(W^*)$ und nach oben hin zur nematischen Phase $S^+ = S_1(W^+)$.

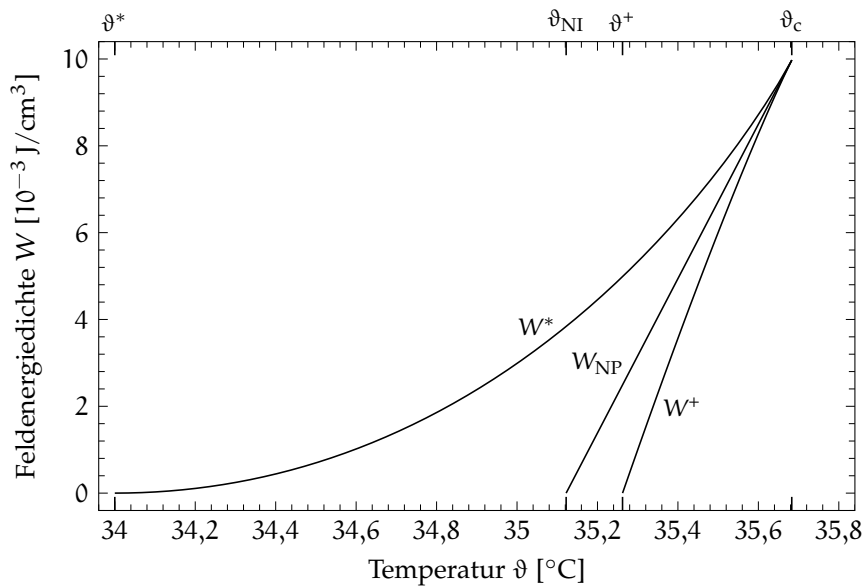


Abbildung 2.11: Feldenergiedichten W^* , W_{NP} und W^+ in Abhängigkeit der Temperatur ϑ nach Gl. (2.55) bis Gl. (2.57) mit den Koeffizienten a , b , c und γ entsprechend Abbildung 2.7

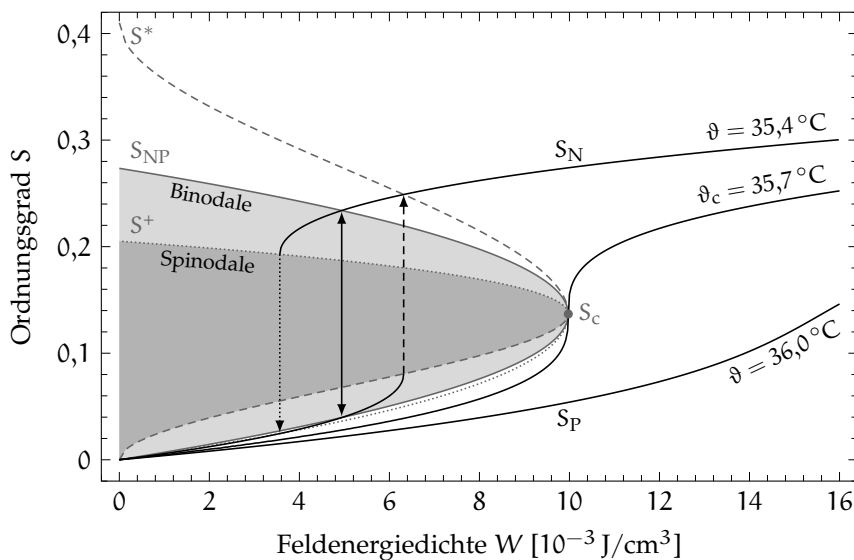


Abbildung 2.12: Ordnungsgrad der paranematischen S_{P} und nematischen Phase S_{N} von 5CB in Abhängigkeit der Feldenergiedichte W für $\vartheta = 35,4^{\circ}\text{C}$, $\vartheta_c = 35,7^{\circ}\text{C}$ und $\vartheta = 36,0^{\circ}\text{C}$ nach Gl. (2.59) und Gl. (2.60) mit den Koeffizienten a , b , c und γ aus Abbildung 2.7 sowie die Binodale S_{NP} und die aus der Schnittmenge von S^+ und S^* gebildete Spinodale mit dem zur Temperatur ϑ_c gehörenden kritischen Punkt bei S_c

verbundenen abrupten Änderung des Ordnungsgrades folgt bei weiterer Erhöhung von W ein fortwährender Anstieg des Ordnungsgrades der erzwungenen nematischen Phase

$$S_N = \begin{cases} S_1 & \vartheta \leq \vartheta_c \\ \emptyset & \vartheta > \vartheta_c \end{cases}. \quad (2.60)$$

Erfolgt die Phasenumwandlung an der Binodalen, ist, unabhängig von der Richtung des Phasenüberganges, die Feldenergiedichte, bei welcher die Phasenumwandlung stattfindet, W_{NP} , wohingegen sich bei einer Phasenumwandlung an der Spinodalen eine Hysterese ausbildet, da $W^* > W^+$. Bei der kritischen Temperatur ϑ_c verschwindet die Unstetigkeit der Änderung des Ordnungsgrades am kritischen Punkt bei S_c und für $\vartheta > \vartheta_c$ kann keine Phasenumwandlung mehr verzeichnet werden, so dass S_P kontinuierlich mit W ansteigt.

Der Übergang von der paranematischen zur nematischen Phase erfolgt zwischen W_{NP} und W^* . Auf Grund des hohen Streukoeffizienten der nematischen Phase ist der Phasenübergang durch einen plötzlichen Anstieg der Opazität gekennzeichnet, welcher als Einbruch der Transmission detektiert werden kann [36, 56]. Bei ausreichend dünnen Flüssigkristallschichten kann des Weiteren beobachtet werden, dass sich nach Anlegen eines elektrischen Feldes in einem Bereich um den Phasenübergang über einen Messzeitraum bis $100 \mu\text{s}$ kein stabiler Zustand einstellt, wohingegen sich sowohl die paranematische als auch die nematische Phase innerhalb weniger Mikrosekunden stabilisiert [35].

2.3 OPTISCHE WELLENLEITER

Optische Wellenleiter, welche vorwiegend aus einer Kombination unterschiedlicher dielektrischer Materialien bestehen, können aufgrund ihrer Beschaffenheit Licht⁷ in ihrem Kern führen. Hierbei besteht der Kern eines Wellenleiters aus einem Material, dessen Brechzahl höher ist als die des den Kern umgebenden Materials, dem Mantel. Vereinfacht betrachtet wird das Licht an der Grenzfläche von Kern und Mantel infolge des Brechzahlunterschiedes totalreflektiert, so dass sich das Licht in einem Zickzackweg entlang des Wellenleiterkerns ausbreitet. Die vollständige Beschreibung optischer Wellenleiter erfordert die Berücksichtigung der elektromagnetischen Natur des Lichtes mit Hilfe der MAXWELL-Gleichungen.

2.3.1 MAXWELL-Gleichungen

Für die in dieser Arbeit behandelten optischen Wellenleiter wird angenommen, dass, bezogen auf die Frequenz des Lichtes, die Leitfähigkeit der Materialien verschwindend gering ist, der Tensor der Permittivität $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ eine von der Zeit unabhängige Materialkonstante darstellt und der Tensor der Permeabilität $\mu = \mu_0 \mu_r$ durch die magnetische Feldkonstante μ_0 genähert werden kann.

⁷ Den sichtbaren Spektralbereich einschließend, wird in dieser Arbeit als Licht der Bereich des elektromagnetischen Spektrums vom nahen Ultraviolett bis zum nahen Infrarot bezeichnet.

Unter den getroffenen Annahmen sind die MAXWELL-Gleichungen [57]

$$\nabla \times \tilde{\mathbf{E}} = -\partial \tilde{\mathbf{B}} / \partial t, \quad (2.61a)$$

$$\nabla \times \tilde{\mathbf{H}} = \partial \tilde{\mathbf{D}} / \partial t, \quad (2.61b)$$

in Verbindung mit den Materialgleichungen

$$\tilde{\mathbf{D}} = \epsilon_0 \epsilon_r \tilde{\mathbf{E}}, \quad (2.62a)$$

$$\tilde{\mathbf{B}} = \mu_0 \tilde{\mathbf{H}} \quad (2.62b)$$

und dem Tensor der komplexen Brechzahl

$$\mathbf{n} = (\mathbf{n}' - i\mathbf{n}'') = \epsilon_r^{1/2} \quad (2.63)$$

Ausgangspunkt für die Beschreibung optischer Wellenleiter. Hierbei ist t die Zeit, $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)$ der NABLA-Operator, $\tilde{\mathbf{E}}$ bzw. $\tilde{\mathbf{H}}$ der zeitabhängige elektrische bzw. magnetische Feldstärkevektor und $\tilde{\mathbf{D}}$ bzw. $\tilde{\mathbf{B}}$ der Vektor der zeitabhängigen elektrischen bzw. magnetischen Flussdichte. ϵ_0 ist die elektrische Feldkonstante und \mathbf{n}' bzw. \mathbf{n}'' sind der Real- bzw. Imaginärteil von \mathbf{n} .

An der Grenzfläche zweier Gebiete unterschiedlicher Materialkonstanten gehen die in der Grenzfläche liegenden Feldstärkekomponenten sowie die in Richtung der Einheitsnormalenvektor \mathbf{e}_n gerichteten Flussdichtekomponenten vom Gebiet 1 stetig in das Gebiet 2 über, so dass gilt [57]:

$$\mathbf{e}_n \times (\tilde{\mathbf{E}}_1 - \tilde{\mathbf{E}}_2) = 0, \quad \mathbf{e}_n \cdot (\tilde{\mathbf{D}}_1 - \tilde{\mathbf{D}}_2) = 0, \quad (2.64a)$$

$$\mathbf{e}_n \times (\tilde{\mathbf{H}}_1 - \tilde{\mathbf{H}}_2) = 0, \quad \mathbf{e}_n \cdot (\tilde{\mathbf{B}}_1 - \tilde{\mathbf{B}}_2) = 0. \quad (2.64b)$$

Unter der Annahme einer mit der Kreisfrequenz ω harmonischen zeitabhängigen Feldstärke

$$\tilde{\mathbf{E}} = \mathbf{E} e^{i\omega t} \quad \text{bzw.} \quad (2.65a)$$

$$\tilde{\mathbf{H}} = \mathbf{H} e^{i\omega t} \quad (2.65b)$$

folgt aus Gl. (2.61) und Gl. (2.62) für die komplexen Amplituden \mathbf{E} und \mathbf{H}

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega \mu_0 \mathbf{H}, \quad (2.66a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = i\omega \epsilon_0 \mathbf{n}^2 \mathbf{E}. \quad (2.66b)$$

2.3.2 Moden eines Wellenleiters

Ist, wie in Abbildung 2.13 dargestellt, die Brechzahlverteilung $\mathbf{n}(x, y)$ unabhängig von z , kann die Lösung der MAXWELL-Gleichungen 2.66 durch [58]

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{E}_{kl}(x, y) e^{-i\beta_{kl} z} \quad \text{bzw.} \quad (2.67a)$$

$$\mathbf{H}(x, y, z) = \mathbf{H}_{kl}(x, y) e^{-i\beta_{kl} z} \quad (2.67b)$$

ausgedrückt werden. Eine solche Lösung wird als Mode des Wellenleiters bezeichnet und beschreibt die elektrische $\mathbf{E}_{kl}(x, y)$ bzw. magnetische $\mathbf{H}_{kl}(x, y)$

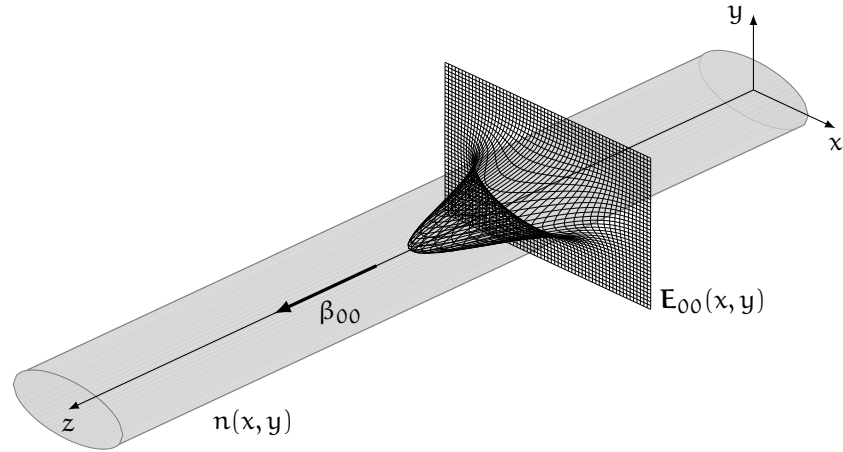


Abbildung 2.13: Zum Brechzahlverteilung $n(x, y)$ gehörende Grundmode E_{00} die sich mit der Ausbreitungskonstante β_{00} in z -Richtung fortpflanzt

Feldverteilung einer elektromagnetischen Welle, welche sich mit der Ausbreitungskonstante β_{kl} in z -Richtung fortpflanzt. Die Indizes k und l dienen der Unterscheidung der Moden. Für die Grundmode ist $k = l = 0$. Mit [58]

$$\beta = k_0 n_{\text{eff}} \tag{2.68}$$

kann β durch eine effektive Brechzahl n_{eff} ausgedrückt werden, wobei

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \tag{2.69}$$

die Vakuumkreiswellenzahl mit der zugehörigen Vakuumwellenlänge λ_0 ist. Die Ausbreitungskonstante β besitzt für geführte Moden diskrete Werte β_{kl} und für nicht geführte Moden, welche als Strahlungsmoden bezeichnet werden, einen kontinuierlichen Wertebereich $\beta(k, l)$.

Orthonormalität

Die Gesamtheit aller Moden bilden ein vollständiges Orthonormalsystem, wonach für geführte Moden [58, 59]

$$\frac{1}{2P_{kl}} \iint_{-\infty}^{+\infty} \{\mathbf{E}_{kl} \times \mathbf{H}_{k'l'}^*\}_z \, dx \, dy = \delta_{kk'} \delta_{ll'} \tag{2.70a}$$

bzw. für Strahlungsmoden

$$\frac{1}{2P(k', l')} \iint_{-\infty}^{+\infty} \{\mathbf{E}(k, l) \times \mathbf{H}^*(k', l')\}_z \, dx \, dy = \delta(k - k') \delta(l - l') \tag{2.70b}$$

gilt. $\delta_{kk'}$ ist das KRONECKER-Delta und $\delta(k - k')$ die Deltafunktion. Die Normierung erfolgt durch die von der Mode in Ausbreitungsrichtung z transportierte Leistung [58]

$$P_{kl} = \frac{1}{2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \{\mathbf{E}_{kl} \times \mathbf{H}_{kl}^*\}_z \, dx \, dy \quad \text{bzw.} \tag{2.71a}$$

$$P(k, l) = \frac{1}{2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \{\mathbf{E}(k, l) \times \mathbf{H}^*(k, l)\}_z \, dx \, dy. \tag{2.71b}$$

2.3.3 Anregung von Moden

Auf Grund der Orthogonalität und Vollständigkeit der Moden eines Wellenleiters können die tangentialen Komponenten eines beliebigen elektrischen Feldes $\mathbf{E}_Q^{(t)}(x, y)$ im Querschnitt eines Wellenleiters bei $z = \text{konst.}$ eindeutig durch die lineare Überlagerung [57–59]

$$\mathbf{E}_Q^{(t)}(x, y) = \sum_k \sum_l a_{kl} \mathbf{E}_{kl}^{(t)}(x, y) + \iint_0^\infty a(k, l) \mathbf{E}^{(t)}(k, l; x, y) dk dl \quad (2.72a)$$

der tangentialen Komponenten der geführten Moden $\mathbf{E}_{kl}^{(t)}(x, y)$ sowie der ungeführten Strahlungsmoden $\mathbf{E}^{(t)}(k, l; x, y)$ beschrieben werden. Existieren keine sich gegenläufig ausbreitenden Moden, gilt für das magnetische Feld:

$$\mathbf{H}_Q^{(t)}(x, y) = \sum_k \sum_l a_{kl} \mathbf{H}_{kl}^{(t)}(x, y) + \iint_0^\infty a(k, l) \mathbf{H}^{(t)}(k, l; x, y) dk dl. \quad (2.72b)$$

Hierbei beschreibt der Koeffizient

$$\begin{aligned} a_{kl} &= \frac{1}{2P_{kl}} \iint_{-\infty}^{+\infty} \{\mathbf{E}_Q \times \mathbf{H}_{kl}^*\}_z dx dy \\ &= \frac{1}{2P_{kl}} \iint_{-\infty}^{+\infty} \{\mathbf{E}_{kl}^* \times \mathbf{H}_Q\}_z dx dy \end{aligned} \quad (2.73a)$$

die relative Anregung der geführten Moden durch \mathbf{E}_Q und

$$\begin{aligned} a(k, l) &= \frac{1}{2P(k, l)} \iint_{-\infty}^{+\infty} \{\mathbf{E}_Q \times \mathbf{H}^*(k, l)\}_z dx dy \\ &= \frac{1}{2P(k, l)} \iint_{-\infty}^{+\infty} \{\mathbf{E}^*(kl) \times \mathbf{H}_Q\}_z dx dy \end{aligned} \quad (2.73b)$$

die relative Anregung des Kontinuums der Strahlungsmoden.

Wird Licht in einen Wellenleiter eingestrahlt, ist für viele Anwendungen der Anteil der Leistung, der von dem eingestrahlenen Licht in eine bestimmte geführte Mode des Wellenleiters übergeht, von Interesse. Da die eingestrahlte und durch die Gesamtheit der Moden transportierte Leistung mittels der Koeffizienten a_{kl} und $a(k, l)$ durch [58]

$$\begin{aligned} P_Q &= \frac{1}{2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \{\mathbf{E}_Q \times \mathbf{H}_Q^*\}_z dx dy \\ &= \sum_k \sum_l a_{kl} a_{kl}^* P_{kl} + \iint_0^\infty a(k, l) a^*(k, l) P(k, l) dk dl \end{aligned} \quad (2.74)$$

Koppeffizienz

ausgedrückt werden kann, lässt sich schlussfolgern, dass $\alpha_{kl} \alpha_{kl}^* P_{kl}$ dem Anteil der eingestrahnten Leistung entspricht, welcher von der geführten Mode kl transportiert wird. Das Verhältnis der in die Mode kl eingekoppelten Leistung zu der gesamten in den Wellenleiter eingestrahnten Leistung wird als Koppelkoeffizienz

$$\Gamma_{kl} = \frac{P_{kl}}{P_Q} = \mu_{kl} \mu_{kl}^* \quad (2.75)$$

bezeichnet, wobei

$$\mu_{kl} = \alpha_{kl} \sqrt{\frac{P_{kl}}{P_Q}} \quad (2.76)$$

der auf das elektrische Feld bezogene Koppelkoeffizient ist. Γ_{kl} bemisst mit dessen Wertebereich $0 \leq \Gamma_{kl} \leq 1$ die Ähnlichkeit zwischen E_{kl} und E_Q .

2.3.4 Verlustbehaftete Moden

Verluste in Wellenleitern, wie sie infolge von Absorption, Streuung oder durch Leckmoden⁸ entstehen, werden durch einen imaginären Anteil der Ausbreitungskonstante β'' bzw. der effektiven Brechzahl n''_{eff} repräsentiert. Mit diesen Anteile kann ein auf die Leistung des Lichtes bezogener Verlustkoeffizient

$$\alpha = 2\beta'' = \frac{4\pi}{\lambda_0} n''_{\text{eff}} \quad (2.77)$$

definiert werden, welcher das Abklingen der in einem Wellenleiter geführten Leistung in Abhängigkeit der Weglänge $(z - z_0)$ entsprechend [58]

$$P(z - z_0) = P(z_0) e^{-\alpha(z - z_0)} \quad (2.78)$$

quantifiziert. Hierbei ist der Verlustkoeffizient

$$\alpha = \alpha_A + \alpha_S + \alpha_L \quad (2.79)$$

die Summe aus Absorptions- α_A , Streu- α_S und Leckkoeffizienten α_L . Der Verlustkoeffizient wird üblicherweise in der Einheit 1/cm oder dB/cm angegeben. Die Umrechnung zwischen diesen Einheiten erfolgt gemäß [58]

$$\alpha [\text{dB/cm}] = 10 \log(e) \cdot \alpha [1/\text{cm}] \approx 4,343 \cdot \alpha [1/\text{cm}]. \quad (2.80)$$

2.3.5 Schichtwellenleiter

Schichtwellenleiter sind planare wellenleitende Strukturen, in denen die Feldverteilung der Moden senkrecht zu deren Ausbreitungsrichtung ausschließlich eine eindimensionale Abhängigkeit aufweisen, so dass $\partial E / \partial y = 0$ und $\partial H / \partial y = 0$. Unter dieser Voraussetzung und unter der Annahme isotroper Brechzahlen n ergeben sich aus Gl. (2.66) zwei für die beiden mit TE und TM bezeichneten Polarisationsrichtungen unabhängige Wellengleichungen [60].

⁸ Eine Leckmode, wie sie Abbildung 2.17b zeigt, ist eine im Wesentlichen geführte Mode, welche aufgrund eines zu dünnen Mantels Leistung in die Umgebung des Wellenleiters abstrahlt.

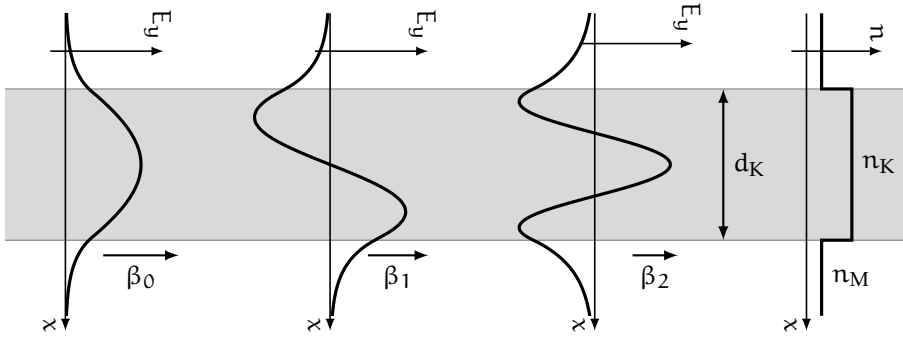


Abbildung 2.14: Elektrische Feldstärke E_y der TE-Grundmode sowie der ersten und zweiten TE-Mode eines symmetrischen Schichtwellenleiters mit der Kernbrechzahl n_K , der Mantelbrechzahl n_M und der Kerndicke d_K

Für die TE-Moden ist $E_x, E_z, H_y = 0$ und es gilt die Wellengleichung [60]

TE-Moden

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + (k_0^2 n^2 - \beta^2) E_y = 0. \quad (2.81)$$

Wird von einem symmetrischen Wellenleiter ausgegangen, bei dem, wie in Abbildung 2.14 dargestellt, die Brechzahlen des oberen und unteren Mantels identisch sind und zudem innerhalb aller Schichten konstant, folgt aus der allgemeinen Lösung der Wellengleichung (2.81) und den Stetigkeitsbedingungen (2.64) die Eigenfunktion geführter Moden

$$E_{y,m} = \begin{cases} \varepsilon \cos(ux - m\pi/2) & , |x| \leq d_K/2 \\ \varepsilon \cos(ud_K/2 - m\pi/2) e^{-w(|x| - d_K/2)} & , |x| > d_K/2 \end{cases} \quad (2.82)$$

sowie die zugehörige Eigenwertgleichung [58]

$$\tan(ud_K) = \frac{2uw}{u^2 - w^2}, \quad (2.83)$$

mit $m = 0, 1, 2, \dots$ und

$$u^2 = k_0^2 n_K^2 - \beta^2, \quad (2.84a)$$

$$w^2 = \beta^2 - k_0^2 n_M^2. \quad (2.84b)$$

Neben der Amplitude ε in Gl. (2.82) wird die Form und Anzahl der Moden durch die Brechzahl des Kerns n_K , dessen Schichtdicke d_K und der Brechzahl des Mantels n_M bestimmt. Aufgrund der Symmetrie der Brechzahlverteilung entsprechen die elektrischen Felder der TE-Moden mit steigender Ordnung m abwechselnd geraden oder ungeraden Funktionen. Die Bedingungen 2.64 fordern die Stetigkeit von E_y sowie dE_y/dx an den Grenzflächen und erlauben in dem Bereich $k_0 n_M < \beta_m < k_0 n_K$ ausschließlich diskrete Ausbreitungskonstanten β_m . Die Grundmode entspricht der Ordnung $m = 0$. Mit steigender Ordnung erhöht sich die Anzahl der Knoten des elektrischen Feldes und der Anteil des im Mantel exponentiell abfallenden evaneszenten Feldes wächst an, während die Ausbreitungskonstante kleiner wird.

TM-Moden

Für die TM-Moden gilt $H_x, H_z, E_y = 0$ und die Wellengleichung lautet [60]

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{1}{n^2} \frac{dH_y}{dx} \right) + \left(k_0^2 - \frac{\beta^2}{n^2} \right) H_y = 0. \quad (2.85)$$

Analog zu den TE-Moden folgt mit der Amplitude \mathcal{H} des magnetischen Feldes für die Eigenfunktion der TM-Moden

$$H_{y,m} = \begin{cases} \mathcal{H} \cos(ux - m\pi/2) & , |x| \leq d_K/2 \\ \mathcal{H} \cos(ud_K/2 - m\pi/2) e^{-w(|x| - d_K/2)} & , |x| > d_K/2 \end{cases} \quad (2.86)$$

mit der Eigenwertgleichung [58]

$$\tan(ud_K) = \frac{2uw}{u^2 n_M^2 / n_K^2 - w^2 n_K^2 / n_M^2}. \quad (2.87)$$

Die allgemeinen Aussagen zum elektrischen Feld der TE-Moden gelten ebenso für das magnetische Feld der TM-Moden, mit Ausnahme der Stetigkeit an den Grenzflächen. Im Gegensatz zur elektrischen Feldstärke der TE-Moden ist bei den TM-Moden $n^{-2} dH_y/dx$ stetig, wodurch das evaneszente Feld der TM-Moden weiter in den Mantel hinein reicht und so die Ausbreitungskonstanten gegenüber TE-Moden gleicher Ordnung geringer sind.

2.3.6 GAUSSScher Strahl

Der GAUSSSche Strahl ist eine Lösung der paraxialen HELMHOLTZ-Gleichung und dient der Beschreibung der Ausbreitung von Laserstrahlen wie sie von Laserquellen oder auch von optischen Monomodefasern ausgesandt werden [61]. Hierbei wird der Vektor der elektrischen Feldstärke \mathbf{E} durch die skalare Feldstärke E genähert und davon ausgegangen, dass ein Laserstrahl als eine sich in z -Richtung ausbreitende ebene Welle beschrieben werden kann, so dass $E(x, y, z) = A(x, y, z) e^{-ikz}$ gilt. Unter der Annahme, dass sich A nur langsam in Richtung von z ändert, folgt als Lösung der paraxialen HELMHOLTZ-Gleichung die Grundmode des GAUSSSchen Laserstrahls [61]

$$E(x, y, z) = \mathcal{E} \frac{w_0}{w(z)} e^{-[x^2 + y^2]/w^2(z)} e^{-ik[x^2 + y^2]/2R(z)} e^{-i[kz + p(z)]}. \quad (2.88)$$

Die Parameter des GAUSSSchen Strahls sind der Strahlradius

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + z^2/z_R^2}, \quad (2.89)$$

der Krümmungsradius der Wellenfront

$$R(z) = z \left(1 + z_R^2/z^2 \right), \quad (2.90)$$

die GUOYSche-Phasenverschiebung

$$p(z) = \arctan(z/z_R) \quad (2.91)$$

und die RAYLEIGH-Länge

$$z_R = \pi w_0^2 / \lambda. \quad (2.92)$$

Somit ist der GAUSSSche Strahl durch die Wellenlänge $\lambda = \lambda_0/n$, den Radius der Strahltaile w_0 bei $z = 0$ und der Amplitude \mathcal{E} definiert.

2.4 TRANSFERMATRIX

Die Transfermatrix dient der wellenoptische Beschreibung von Vielschichtsystemen, wodurch sowohl die Transmissions- und Reflexionskoeffizienten von Schichtstapeln als auch die Ausbreitungskonstanten von Vielschichtwellenleitern berechnet werden können [58]. Die Brechzahlen der Schichten können hierbei komplexwertige Tensoren⁹ sein. Unter der Voraussetzung, dass eine Hauptachse des Brechzahlensensors senkrecht zur Grenzfläche der jeweiligen Schicht orientiert ist und zwei der Hauptachsen die Einfallsebene des Lichtes aufspannen, ist der Tensor der j-ten Schicht durch

$$\mathbf{n}_j = \begin{pmatrix} n_{x,j} & 0 & 0 \\ 0 & n_{y,j} & 0 \\ 0 & 0 & n_{z,j} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} n'_{x,j} - in''_{x,j} & 0 & 0 \\ 0 & n'_{y,j} - in''_{y,j} & 0 \\ 0 & 0 & n'_{z,j} - in''_{z,j} \end{pmatrix} \quad (2.93)$$

gegeben und es können zwei unabhängige Transfermatrizen für die beiden ausgezeichneten Polarisationszustände TE und TM abgeleitet werden.

Entsprechend Abbildung 2.15 ist für TE-polarisiertes Licht $E_x, E_z, H_y = 0$, so dass für die einzelnen Schichten die Feldansätze¹⁰

$$\mathbf{E}_j = E_{y,j} \mathbf{e}_y = \mathcal{E}_{y,j} \mathbf{e}_y e^{-ik_j r}, \quad (2.94a)$$

$$\mathbf{H}_j = H_{x,j} \mathbf{e}_x + H_{z,j} \mathbf{e}_z = (\mathcal{H}_{x,j} \mathbf{e}_x + \mathcal{H}_{z,j} \mathbf{e}_z) e^{-ik_j r} \quad (2.94b)$$

gewählt werden können, wobei in jeder Schicht Felder existieren, die sich in positive (+) und negative (-) x-Richtung ausbreiten, so dass gilt:

$$\mathbf{E}_j = \mathbf{E}_j^+ + \mathbf{E}_j^-, \quad (2.95a)$$

$$\mathbf{H}_j = \mathbf{H}_j^+ + \mathbf{H}_j^-. \quad (2.95b)$$

\mathcal{E} bzw. \mathcal{H} sind die Amplituden der elektrischen bzw. magnetischen Feldstärke, $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$ bzw. \mathbf{e}_z Einheitsvektoren, $\mathbf{k}_j = k_{x,j} \mathbf{e}_x + k_{z,j} \mathbf{e}_z$ die Wellenzahlvektoren und $\mathbf{r}_j = r_{x,j} \mathbf{e}_x + r_{z,j} \mathbf{e}_z$ die Ortsvektoren.

⁹ Verallgemeinernd zu der in [58] abgeleiteten Transfermatrix wird in dieser Arbeit ein biaxialer Brechzahlensensor anstelle einer isotropen Brechzahl zugrunde gelegt.

¹⁰ Im Gegensatz zu [58] wird eine sich in positive x-Richtung ausbreitende Welle angenommen.

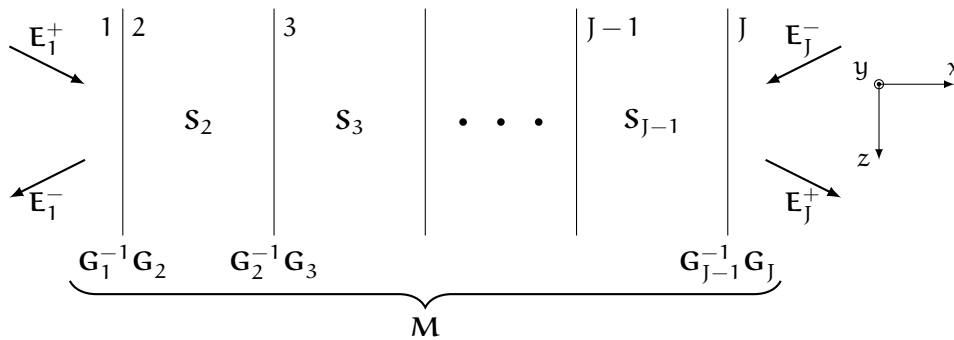


Abbildung 2.15: Transfermatrix M eines Vielschichtsystems, bestehend aus dem Produkt der Grenzflächen- G_j und Schichtmatrizen S_j

Transfermatrix für
TE-polarisiertes
Licht

Durch Einsetzen von Gl. (2.94) in die MAXWELL-Gleichungen (2.66) folgt für die zu den Grenzflächen transversalen Feldkomponenten

$$H_{z,j}^{\pm} = \pm \gamma_j^{\text{TE}} E_{y,j}^{\pm} \quad \text{mit} \quad (2.96)$$

$$\gamma_j^{\text{TE}} = \frac{k_{x,j}}{\omega \mu_0} \quad (2.97)$$

sowie die Relation der Wellenzahlvektorkomponenten

$$k_0^2 = \frac{k_{x,j}^2}{n_{y,j}^2} + \frac{k_{z,j}^2}{n_{y,j}^2} \quad (2.98)$$

mit der Vakuumkreiswellenzahl k_0 .

Die Transfermatrix für TE-polarisiertes Licht verknüpft das elektrische Feld vor dem Schichtstapel im Gebiet 1 mit dem elektrischen Feld hinter dem Stapel im Gebiet J in der Form

$$\begin{pmatrix} E_{y,1}^+ \\ E_{y,1}^- \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} E_{y,J}^+ \\ E_{y,J}^- \end{pmatrix} \quad (2.99)$$

mit

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} = \mathbf{G}_1^{-1} \left[\prod_{j=2}^{J-1} (\mathbf{G}_j \mathbf{S}_j \mathbf{G}_j^{-1}) \right] \mathbf{G}_J. \quad (2.100)$$

Hierbei beschreibt $\mathbf{G}_j^{-1} \mathbf{G}_{j+1}^1$, gefordert durch Gl. (2.64), entsprechend

$$\begin{pmatrix} E_{y,j}^+ \\ E_{y,j}^- \end{pmatrix} = \mathbf{G}_j^{-1} \begin{pmatrix} E_{y,j} \\ H_{z,j} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1/\gamma_j^{\text{TE}} \\ 1 & -1/\gamma_j^{\text{TE}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{y,j} \\ H_{z,j} \end{pmatrix} \quad (2.101)$$

bzw.

$$\begin{pmatrix} E_{y,j} \\ H_{z,j} \end{pmatrix} = \mathbf{G}_j \begin{pmatrix} E_{y,j}^+ \\ E_{y,j}^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \gamma_j^{\text{TE}} & -\gamma_j^{\text{TE}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{y,j}^+ \\ E_{y,j}^- \end{pmatrix} \quad (2.102)$$

den stetigen Übergang der transversalen Feldkomponenten an der Grenzfläche von der j -ten zur $(j+1)$ -ten Schicht und \mathbf{S} repräsentiert entsprechend

$$\begin{pmatrix} E_{y,j}^+ \\ E_{y,j}^- \end{pmatrix}_l = \mathbf{S}_j \begin{pmatrix} E_{y,j}^+ \\ E_{y,j}^- \end{pmatrix}_r = \begin{pmatrix} e^{ik_{x,j}d_j} & 0 \\ 0 & e^{-ik_{x,j}d_j} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{y,j}^+ \\ E_{y,j}^- \end{pmatrix}_r \quad (2.103)$$

die Ausbreitung des Feldes in x -Richtung vom linken (l) Rand der Schicht zum rechten (r). d_j ist die Dicke der j -ten Schicht.

Für TM-polarisiertes Licht sind entsprechend Abbildung 2.15 die Feldstärken $E_y = H_x = H_z = 0$, so dass der Feldansatz

$$\mathbf{E}_j = E_{x,j} \mathbf{e}_x + E_{z,j} \mathbf{e}_z = (\mathcal{E}_{x,j} \mathbf{e}_x + \mathcal{E}_{z,j} \mathbf{e}_z) e^{-ik_j r} \quad (2.104a)$$

$$\mathbf{H}_j = H_{y,j} \mathbf{e}_y = \mathcal{H}_{y,j} \mathbf{e}_y e^{-ik_j r}, \quad (2.104b)$$

Transfermatrix für
TM-polarisiertes
Licht

genutzt wird, mit welchem aus den MAXWELL-Gleichungen (2.66) für die transversalen Feldkomponenten

$$\mathbf{E}_{z,j}^{\pm} = \pm \gamma_j^{\text{TM}} \mathbf{H}_{y,j}^{\pm} \quad \text{mit} \quad (2.105)$$

$$\gamma_j^{\text{TM}} = -\frac{k_{x,j}}{\omega \epsilon_0 n_{z,j}^2} \quad (2.106)$$

folgt und die Beziehung zwischen den Komponenten des Wellenzahlvektors durch

$$k_0^2 = \frac{k_{x,j}^2}{n_{z,j}^2} + \frac{k_{z,j}^2}{n_{x,j}^2} \quad (2.107)$$

gegeben ist.

Im Gegensatz zur TE-Polarisation verknüpft \mathbf{M} für TM-polarisiertes Licht die magnetischen Felder

$$\begin{pmatrix} H_{y,1}^+ \\ H_{y,1}^- \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} H_{y,J}^+ \\ H_{y,1}^- \end{pmatrix}, \quad (2.108)$$

wobei γ_j^{TE} durch γ_j^{TM} ersetzt wird.

2.4.1 Transmissions- und Reflexionskoeffizienten

Zur Bestimmung des Transmissions- bzw. Reflexionskoeffizienten wird angenommen, dass das von links auf den in Abbildung 2.16 dargestellten Schichtstapel einfallende Licht $\mathcal{E}_1^+ = |\mathbf{E}_1^+|$ sich in einen transmittierten $\mathcal{E}_J^+ = t\mathcal{E}_1^+$ und einen reflektierten Anteil $\mathcal{E}_1^- = r\mathcal{E}_1^+$ aufspaltet und $\mathcal{E}_J^- = 0$ ist [58]. Demnach folgt aus Gl. (2.99) und Gl. (2.108) der Transmissionskoeffizient

$$t = \frac{q}{m_{11}} \quad (2.109)$$

bzw. der Reflexionskoeffizient

$$r = \frac{m_{21}}{m_{11}}. \quad (2.110)$$

Beide Gleichungen gelten für TE- und für TM-polarisiertes Licht, je nachdem ob γ_j^{TE} oder γ_j^{TM} eingesetzt wird. Da entsprechend Gl. (2.108) im Falle der

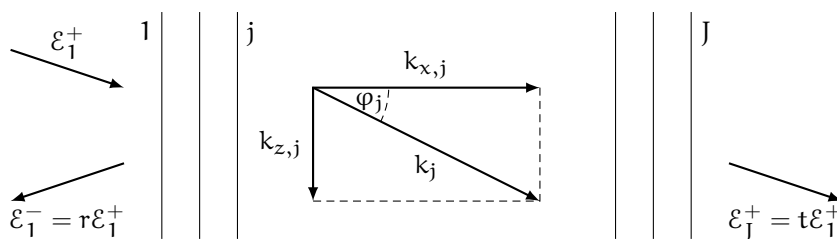


Abbildung 2.16: Reflexion und Transmission von Licht an einem Vielschichtsystem und der Wellenzahlvektor k_j der j -ten Schicht

TM-Polarisation die magnetischen Feldstärken betrachtet werden, folgt für das elektrische Feld der Koeffizient q in Gl. (2.109) aus der Überführung von \mathcal{H} in \mathcal{E} . Sind die Brechzahlen in den Gebieten 1 und J isotrop sowie verlustfrei, so ist $\mathcal{H}_j = \epsilon_0 c_0 n_j \mathcal{E}_j$ und es gilt für das elektrische Feld

$$q = \begin{cases} 1 & , \text{TE-Polarisation} \\ n_1/n_J & , \text{TM-Polarisation} \end{cases} . \quad (2.111)$$

Für das magnetische Feld kehren sich die Verhältnisse um, weswegen

$$q = \begin{cases} n_J/n_1 & , \text{TE-Polarisation} \\ 1 & , \text{TM-Polarisation} \end{cases} . \quad (2.112)$$

Es ist sinnvoll, die Komponente $k_{x,j}$ des Wellenzahlvektors der jeweiligen Schicht in Beziehung zum Einfallswinkel φ_1 des auf den Schichtstapel einfallenden Lichtes zu stellen. Die in Gl. (2.64) gegebenen Stetigkeitsbedingungen fordern die Kontinuität der Phase an den Grenzflächen, wonach $k_{z,j} = k_{z,1}$ gilt [62]. Unter der Bedingung, dass die Brechzahl im Gebiet 1 isotrop ist, folgt aus Gl. (2.98) bzw. Gl. (2.107) und nach Anwendung der Winkelbeziehungen aus Abbildung 2.16 die Relation

$$k_{x,j}^2 = \begin{cases} k_0^2 [n_{y,j}^2 - n_1^2 \sin^2(\varphi_1)] & , \text{TE-Polarisation} \\ k_0^2 \frac{n_{z,j}^2}{n_{x,j}^2} [n_{x,j}^2 - n_1^2 \sin^2(\varphi_1)] & , \text{TM-Polarisation} \end{cases} . \quad (2.113)$$

Mit t und r kann die transmittierte Leistung $P_J^+ = TP_1^+$ und die reflektierte Leistung $P_1^- = RP_1^+$ berechnet werden. Für isotrope verlustfreie Brechzahlen der Gebiete 1 und J ist der Transmissionsgrad [62]

$$T = \frac{k_{x,J}}{k_{x,1}} tt^* \quad (2.114)$$

und der Reflexionsgrad

$$R = rr^* . \quad (2.115)$$

Sind zudem alle Schichten des Systems verlustfrei, so gilt

$$R + T = 1 . \quad (2.116)$$

Der in Gl. (2.114) auftretende Faktor

$$\frac{k_{x,J}}{k_{x,1}} = \frac{\sqrt{n_J^2 - n_1^2 \sin^2(\varphi_1)}}{n_1 \cos(\varphi_1)} \quad (2.117)$$

resultiert aus den unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten und Energiedichten des Lichtes der Gebiete 1 und J.

2.4.2 Ausbreitungskonstante

Zur Ableitung der Bestimmungsgleichung der Ausbreitungskonstante β aus der Transfermatrix wird der Ansatz gewählt, wonach für Wellenleitermoden, die sich innerhalb der Schichten in z -Richtung ausbreiten, die aus der Schicht austretenden Felder E_1^- und E_J^+ verschwinden [58]. Mit $E_1^- = E_J^+ = 0$ folgt aus Gl. (2.99) bzw. Gl. (2.108) die Bestimmungsgleichung

$$m_{22} = 0, \quad (2.118)$$

wobei entsprechend des Polarisationszustandes γ^{TE} bzw. γ^{TM} eingesetzt wird. Die gesuchte Ausbreitungskonstante $\beta \equiv k_{z,j}$ folgt aus der durch Gl. (2.98) bzw. Gl. (2.107) gegebenen Beziehung

$$k_{x,j}^2 = \begin{cases} k_0^2 n_{y,j}^2 - \beta^2 & , \text{TE-Polarisation} \\ \frac{n_{z,j}^2}{n_{x,j}^2} (k_0^2 n_{x,j}^2 - \beta^2) & , \text{TM-Polarisation} \end{cases} \quad (2.119)$$

Gl. (2.118) kann sowohl für die Bestimmung der komplexen Ausbreitungskonstante $\beta = \beta' - i\beta''$ von Moden in Schichtwellenleitern mit absorbierenden Materialien als auch zur Berechnung der Verluste von Leckmoden genutzt werden (vgl. Abschnitt 2.3.4). Hierbei ist auf die richtige Wahl des Vorzeichens von $k_{x,j}$ zu achten. Wie Abbildung 2.17 anhand eines Fünfschicht-Wellenleiters verdeutlicht, existieren im Gegensatz zu geführten Moden bei Leckmoden oszillierende Felder in den unendlich ausgedehnten Randbereichen 1 und 5. Durch diese Felder erfolgt ein Leistungstransport senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Mode vom Wellenleiter weg. Da Gl. (2.118) aus der Bedingung $E_1^- = E_J^+ = 0$ abgeleitet worden ist, muss im Falle von Leckmoden für $k_{x,j}$ die negative Wurzel der Lösung von Gl. (2.119) gewählt werden. Ebenso wie bei Leckmoden führen auch Randbereiche aus absorbierenden Materialien zu einem Leistungstransport in die den Wellenleiter umliegenden Gebiete, weswegen auch in diesem Falle für $k_{x,j}$ die negative Wurzel genutzt wird. Wird keine Leistung in Form von Leckmoden abgestrahlt oder in den Randgebieten 1 bzw. J absorbiert, ist für $k_{x,j}$ die positive Wurzel der Lösung von Gl. (2.119) zu nutzen.

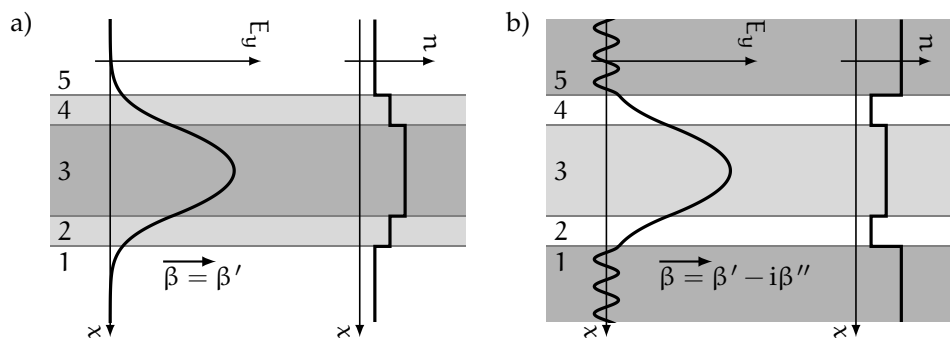


Abbildung 2.17: Absorptionsfreier Fünfschicht-Wellenleiter a) verlustloser Moden und b) verlustbehafteter Leckmoden

CHARAKTERISIERUNG PARANEMATISCHER FLÜSSIGKRISTALLE

3.1	Methoden zur Messung des KERR-Effektes	42
3.2	Doppelprisma des Dünnschichtrefraktometers	43
3.2.1	Prisma-, Schicht- und Grenzwinkel	45
3.2.2	Elektrostatisches Feld im Flüssigkristall	45
3.2.3	Transfermatrix des Schichtstapels	48
3.2.4	Berechnung der Schichtdicke	51
3.2.5	Berechnung elektrooptischer Konstanten	52
3.3	Dünnschichtrefraktometer	55
3.3.1	Messaufbau	55
3.3.2	Messung der Brechzahl	58
3.3.3	Messung der Schichtdicke	59
3.3.4	Messung elektrooptischer Konstanten	60
3.3.5	Messung im nahen Infrarot bei $1,55 \mu\text{m}$	67
3.4	Messung bei hohen Feldstärken am Phasenübergang	69
3.4.1	Verhältnis ν der elektrooptischen Konstanten	70
3.4.2	Elektrooptischer Effekt höherer Ordnung	70
3.4.3	Nematisch-Paranematischer Phasenübergang	72

In dem sich anschließenden Kapitel wird der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Messaufbau zur elektrooptischen Charakterisierung paranematischer Flüssigkristalle vorgestellt und die Ergebnisse der elektrooptischen Untersuchungen des Nematogens 5CB diskutiert. Hierzu gibt Abschnitt 3.1 zunächst einen allgemeinen Überblick zu den Messmethoden der KERR-Konstanten. In Abschnitt 3.2 wird das Doppelprisma, welches die Kernkomponente des in dieser Arbeit entwickelten Dünnschichtrefraktometers bildet, vorgestellt und auf Grundlage der Transfermatrix die Messmethoden zur elektrooptischen Charakterisierung formuliert. Der vollständige Aufbau des Dünnschichtrefraktometers und die Messvorschrift zur Bestimmung der elektrooptischen Konstanten wird in Abschnitt 3.3 beschrieben. Hierzu wird die zur Verifizierung des entwickelten Messverfahrens durchgeführte elektrooptische Charakterisierung von 5CB ausführlich diskutiert. In Abschnitt 3.4 werden die Untersuchungsergebnisse zum Verhalten der paranematischen Phase von 5CB bei hohen elektrischen Feldstärken bis $10 \text{ V}/\mu\text{m}$ zusammengefasst, wobei das Verhältnis der elektrooptischen Konstanten und die Beschreibung des elektrooptischen Effektes bis zum Einsetzen des nematisch-paranematischen Phasenüberganges im Vordergrund stehen.

3.1 METHODEN ZUR MESSUNG DES KERR-EFFEKTES

Zur Messung des elektrooptischen KERR-Effektes isotroper Substanzen werden entweder relative Messverfahren verwendet, bei welchen die Doppelbrechung

$$\Delta n = n_a - n_o = BF^2 \quad (2.18)$$

in Abhängigkeit des elektrostatischen Feldes F gemessen wird, oder absolute Verfahren, bei denen die ordentliche

$$n_o = n_0 - \frac{n_0^3}{2} s_{12} F^2 \quad (2.17a)$$

bzw. außerordentliche Brechzahl

$$n_a = n_0 - \frac{n_0^3}{2} s_{11} F^2 \quad (2.17b)$$

bestimmt wird. Zwischen dem KERR-Koeffizienten B und den beiden elektrooptischen Koeffizienten s_{11} und s_{12} besteht der allgemeine Zusammenhang

$$B = \frac{n_0^3}{2} (s_{12} - s_{11}). \quad (2.19)$$

relative Verfahren

Meist werden zur elektrooptischen Charakterisierung von Flüssigkeiten relative Messverfahren verwendet. Am verbreitetsten ist, wie z. B. in [63] beschrieben, die Verwendung einer KERR-Zelle innerhalb einer Polarisator-Analysator-Anordnung. Hierbei resultiert aus der Doppelbrechung Δn der Probe, die sich in der KERR-Zelle zwischen zwei sich gegenüberliegenden Plattenelektroden befindet, eine Änderung des Polarisationszustandes des Lichtes, welche als charakteristische Intensitätsänderung nach Passieren des Analysators gemessen wird. Durch eine zusätzliche zwischen die KERR-Zelle und den Analysator eingebrachte Viertelwellenplatte kann zudem zwischen positiver und negativer Doppelbrechung unterschieden werden [64, 65]. Alternativ zur KERR-Zelle werden auch Dünnschichtzellen verwendet, in denen die Probe als dünne Schicht zwischen zwei Glasplatten eingebracht wird. Hierbei wird das elektrostatische Feld entweder zwischen zwei Kamm-Elektroden erzeugt, die sich auf einer der beiden Glasplatten befinden [44], oder durch transparente Elektroden, mit denen die beiden Glasplatten beschichtet worden sind [66].

Um neben der Doppelbrechung eine zusätzliche Information zum Verhältnis der elektrooptischen Konstanten

$$v = -\frac{s_{12}}{s_{11}} = -\frac{\Delta n_o}{\Delta n_a} \quad (3.1)$$

zu gewinnen, ist es notwendig, die Änderung der ordentlichen

$$\Delta n_o = n_o - n_0 \quad (3.2a)$$

bzw. außerordentlichen Brechzahl

$$\Delta n_a = n_a - n_0 \quad (3.2b)$$

zu bestimmen. Hierzu können interferometrische Verfahren verwendet werden, bei denen eine KERR-Zelle oder eine Dünnschichtzelle in einen Arm eines MACH-ZEHNDER- oder MICHELSON-Interferometers eingebracht werden [67, 68]. Je nach Polarisierung und Einfallswinkel des in die Probenzelle eingestrahlt Lichtes kann aus dem Interferenzsignal auf die Brechzahländerung Δn_o bzw. Δn_a geschlossen werden. Zur Erhöhung der mechanischen Stabilität und Messgenauigkeit kann die Probenzelle, als Resonator aufgebaut, ein FABRY-PÉROT-Interferometer bilden [69].

Um die absoluten Werte der ordentlichen n_o bzw. außerordentlichen Brechzahl n_a zu bestimmen, werden reflektometrische Methoden genutzt. Hierbei wird von der Intensität und / oder dem Polarisationszustand des von einer Probe bei definierten Einfallswinkeln reflektierten Lichtes auf n_o und n_a geschlossen. Neben verschiedenen Varianten der Ellipsometrie [70–72] werden die Oberflächenplasmonenresonanzspektroskopie [73], Verfahren auf Grundlage der abgeschwächten Totalreflexion [74] oder Refraktometer [75] genutzt. Allen reflektometrischen Verfahren ist gemein, dass sie bei geringen Proben-schichtdicken im Mikrometerbereich eingesetzt und durch die in Abschnitt 2.4 beschriebene Transfermatrixmethode beschrieben werden können.

absolute Verfahren

3.2 DOPPELPRISMA DES DÜNNSCHICHTREFRAKTOMETERS

Da in der vorliegenden Arbeit neben dem KERR-Koeffizienten auch das Verhältnis der elektrooptischen Konstanten paranematischer Flüssigkristalle von Interesse ist, wurde eine reflektometrische Methode in Form eines Dünnschichtrefraktometers entwickelt, dessen Kernkomponente das in Abbildung 3.1 skizzierte Doppelprisma darstellt. Hierbei befindet sich der Flüssigkristall zwischen zwei mit transparenten Elektroden beschichteten Prismen. Die Elektroden bestehen aus Indiumzinnoxid (ITO) und die Prismen aus dem hochbrechenden Glas N-SF11. Tabelle 3.1 gibt eine Übersicht über die Eigenschaften der relevanten Materialien sowie von 5CB als typischen Flüssigkristall.

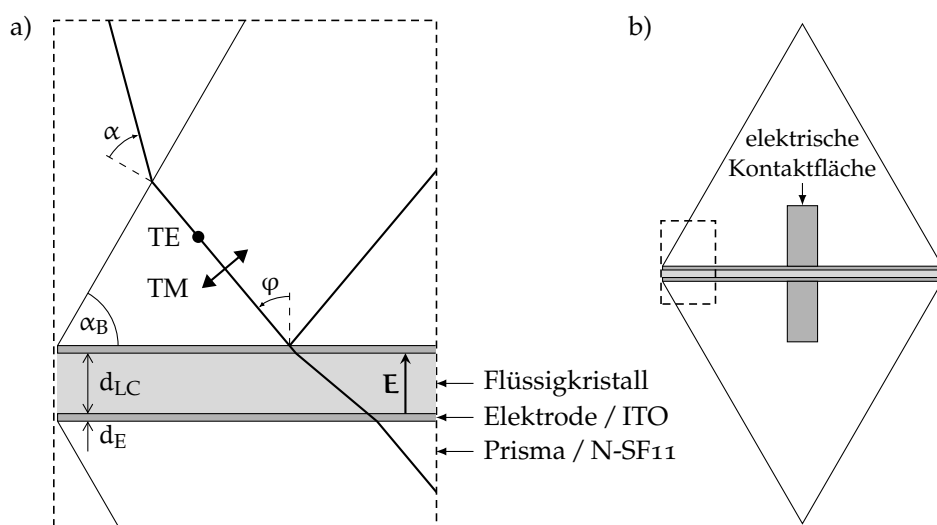


Abbildung 3.1: a) Ausschnitt des b) Doppelprismas des Dünnschichtrefraktometers

Tabelle 3.1: Eigenschaften der Materialien des Doppelprismas und von 5CB bei einer Wellenlänge von $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$

Bestandteil	Eigenschaft	Einheit	Wert
Luft	Brechzahl n_L		$1,00025 \pm 3 \cdot 10^{-5}^a$
Prisma ^b	Material	–	N-SF11
	Basiswinkel α_B	°	$60 \pm 1/30$
	Fläche α_B	cm^2	2×2
	Brechzahl n_P	–	$1,7786 \pm 0,0005$
Elektrode ^d	$ dn_P/d\vartheta $	K^{-1}	$< 10^{-6}^c$
	Material	–	ITO
	Dicke d_E	μm	$0,20 \pm 0,01$
	spez. Widerstand ρ_E	$\Omega \text{ cm}$	$(8 \pm 1) \cdot 10^{-4}^e$
	Brechzahl n_E	–	$1,85 \pm 0,15^f$
Flüssigkristall	Material	–	5CB
	Dicke d_{LC}	μm	$25,4 \pm 1,3^g, 76,2 \pm 3,8^g$
	spez. Widerstand ρ_{LC}	$\Omega \text{ cm}$	$(1 \pm 0,2) \cdot 10^9^h$
	rel. Permittivität ϵ_{LC}	–	$10,9 \pm 0,5^i$
	Brechzahl $n_0(\vartheta_{NI})$	–	$1,582^j$
	$dn_0/d\vartheta$	K^{-1}	$-4,8 \cdot 10^{-4}^k$

a unter Normaldruck für $10^\circ\text{C} < \vartheta < 80^\circ\text{C}$, extrapoliert anhand [76];

b Spezifikation bei $\vartheta = 20^\circ\text{C}$, entsprechend Anbieter Edmund Optics GmbH;

c laut Angaben für N-SF11 von Schott AG, im Temperaturbereich $0^\circ\text{C} < \vartheta < 100^\circ\text{C}$;

d Schichten abgeschieden durch Fraunhofer-Institut für Werkstoff- und Strahltechnik IWS;

e bestimmt durch Vier-Punkt-Flächenwiderstandsmessung an den beschichteten Prismen;

f abhängig vom Substrat, Schichtdicke, Abscheideprozess und Prozessparametern [77];

g Prismenabstand definiert durch Polymerstreifen von Precision Brand Products, Inc.;

h im Doppelprisma mit $d_{LC} = 76,2 \mu\text{m}$ bei $\vartheta = 40^\circ\text{C}$ und 230 V Gleichspannung;

i Mittelwert und Breite des Bereiches veröffentlichter Messwerte [78–81];

j Brechzahl bei $\vartheta = \vartheta_{NI}$ entsprechend Gl. (2.37) und Tabelle 2.3;

k siehe Tabelle 2.3

Schichtdicke

Zum Einstellen der Dicke der Flüssigkristallschicht werden Polymerstreifen definierter Dicke als Abstandshalter verwendet, welche zwischen den beiden Prismen eingeklemmt werden. Zur Verifizierung des entwickelten Dünnschichtrefraktometers und der zugehörigen Messmethode sind zur Reduzierung des Einflusses möglicher Grenzflächeneffekte Polymerstreifen mit einer Dicke von $76,2 \mu\text{m}$ verwendet worden. Für die weitergehenden Charakterisierungen bei höheren elektrischen Feldstärken wurde, um eine maximale Feldstärke von $12 \text{ V}/\mu\text{m}$ erreichen zu können, die Schichtdicke auf $25,4 \mu\text{m}$ reduziert.

physikalische Beschreibung des Doppelprismas

Zur physikalischen Beschreibung wird das Doppelprisma in zwei Grundprobleme zerlegt. (i) Die Prismen werden im Rahmen der geometrischen Optik behandelt und Effekte infolge von Mehrfachreflexionen an den Grenzflächen zwischen Prismen und Luft vernachlässigt. (ii) Der durch die Prismen begrenzte Schichtstapel, bestehend aus den transparenten Elektroden und dem Flüssigkristall, wird als einstufiges optisches Element betrachtet.

sigkristall, wird wellenoptisch durch die Transfermatrixmethode beschrieben, wobei die Flüssigkristallschicht unter den in Abschnitt 3.2.2 diskutierten Bedingungen als homogenes optisch anisotropes Medium behandelt werden kann.

3.2.1 Prisma-, Schicht- und Grenzwinkel

Das unter dem Winkel α auf das Prisma einfallende Licht wird infolge des Unterschiedes der Brechzahl der Luft n_L zur Brechzahl des Prismas n_P gebrochen. Entsprechend Abbildung 3.1 beträgt der Winkel an der Grenzfläche zwischen Prisma und Elektrode

$$\varphi = \alpha_B + \arcsin\left(\frac{n_L}{n_P} \sin(\alpha)\right), \quad (3.3)$$

wobei α_B den Basiswinkels des Prismas bezeichnet.

Ausgehend von Tabelle 3.1 ist die Brechzahl des Flüssigkristalls n_0 kleiner als die des Prismas und der Elektrode, wonach bei Einfallswinkeln φ kleiner dem Grenzwinkel

$$\varphi_g = \arcsin\left(\frac{n_0}{n_P}\right) \quad (3.4)$$

Totalreflexion an der Flüssigkristallgrenzfläche stattfindet. Aus dem zu φ_g über Gl. (3.3) zugehörigen Winkel α_g des Prismas kann die Brechzahl des paranematischen Flüssigkristalls im feldfreien Zustand durch

$$n_0 = n_P \sin\left[\alpha_B + \arcsin\left(\frac{n_L}{n_P} \sin(\alpha_g)\right)\right] \quad (3.5)$$

bestimmt werden.

Bei der Messung der optischen Konstanten paranematischer Flüssigkristalle wird der Grenzwinkel α_g entsprechend Gl. (3.5) zur Ermittlung der Brechzahl im feldfreien Zustand genutzt. Wie in Abschnitt 3.2.3 gezeigt wird, ist es prinzipiell möglich, über den Grenzwinkel auch die ordentliche n_o bzw. außerordentliche Brechzahl n_a des paranematischen Flüssigkristalls in Abhängigkeit des elektrostatischen Feldes zu bestimmen. Da hierbei jedoch ausschließlich an der Grenzfläche des Flüssigkristalls gemessen wird, können Grenzflächeneffekte, wie z. B. die im folgenden Abschnitt diskutierte Ionenbildung an den Elektroden, die Messung der elektrooptischen Konstanten überlagern.

3.2.2 Elektrostatistisches Feld im Flüssigkristall

Zur elektrischen Kontaktierung werden die ITO-Elektroden bis auf die Deckflächen der Prismen herausgeführt. Da eine zwischen den elektrischen Kontakten der Prismen angelegte Spannung U sowohl über die Flüssigkristallschicht als auch entlang der Elektroden abfällt, sinkt die Feldstärke E in der Flüssigkristallschicht mit wachsendem Abstand vom Kontakt. Ausgehend von numerischen Berechnungen auf Grundlage der in Tabelle 3.1 aufgeführten Materialeigenschaften kann, wie Abbildung 3.2 für zwei Dicken d_{LC} der Flüssigkristallschicht

*Einfluss der spez.
Widerstände*

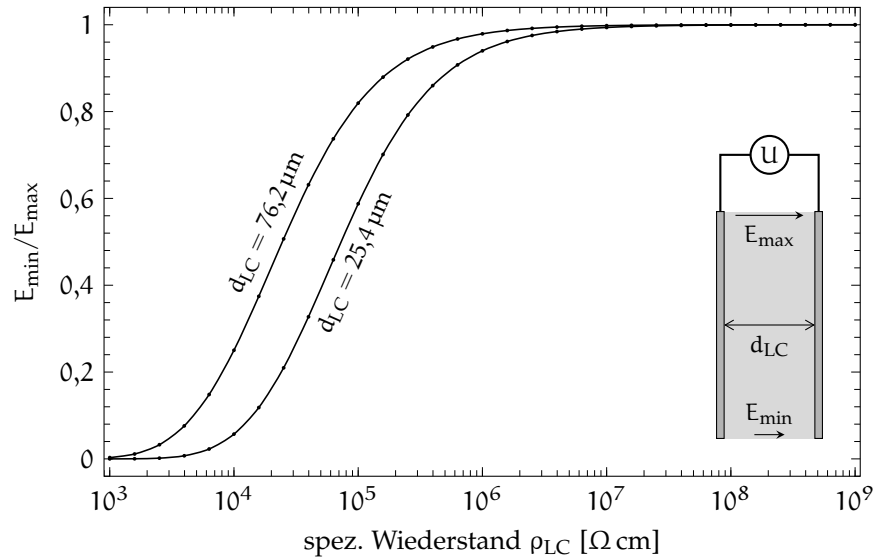


Abbildung 3.2: Verhältnis der minimalen zur maximalen Feldstärke E_{\min}/E_{\max} in der Flüssigkristallschicht zwischen zwei ITO-Elektroden in Abhängigkeit des spez. Widerstandes des Flüssigkristalls ρ_{LC} auf Grundlage der in Tabelle 3.1 aufgeführten Materialeigenschaften

verdeutlicht, für spezifische Widerstände des Flüssigkristalls $\rho_{LC} > 10^7 \Omega \text{ cm}$ das elektrostatische Feld über die gesamte Fläche als konstant, mit

$$E = \frac{U}{d_{LC}}, \quad (3.6)$$

angenommen werden, wobei das Verhältnis der minimalen zur maximalen Feldstärke $E_{\min}/E_{\max} > 0,99$ ist.

Einfluss des Ionenstromes

Ein weiterer zu berücksichtigender Aspekt ist die räumlich und zeitlich variierende Ladungsträgerdichte im Flüssigkristall infolge der an den Elektroden entstehenden und im elektrostatischen Feld beschleunigten Ionen. Hieraus resultiert über der Dicke der Flüssigkristallschicht ein inhomogenes elektrostatisches Feld. Des Weiteren entstehen oberhalb kritischer Feldstärken zusätzliche Fluidbewegungen infolge elektrohydrodynamischer Effekte [82].

Im Folgenden wird eine dem Doppelprisma entsprechende Elektrodenanordnung betrachtet, bei der die räumliche Ausdehnung der Elektroden groß gegenüber dem Elektrodenabstand d_{LC} ist und angenommen, dass der Ladungsträgertransport durch eine einzige Ionenart dominiert wird. An die erste Elektrode in der Ebene bei $x = 0$ wird die Spannung U angelegt. Die zweite Elektrode bei $x = d_{LC}$ liegt auf dem Nullpotential.

Kurz nach Anlegen der Spannung können Einflüsse durch entstehende Ionen vernachlässigt werden, wonach das elektrostatische Feld und entsprechend Gl. (2.18) und Gl. (3.6) die Doppelbrechung

$$\Delta n = BE^2 = B \frac{U^2}{d_{LC}^2} \quad (3.7)$$

in der Flüssigkristallschicht homogen ist [82].

Mit fortschreitender Zeit bilden sich positiv geladene Ionen an der Elektrode bei $x = 0$, die zur Gegenelektrode hin beschleunigt werden. Hierdurch entsteht

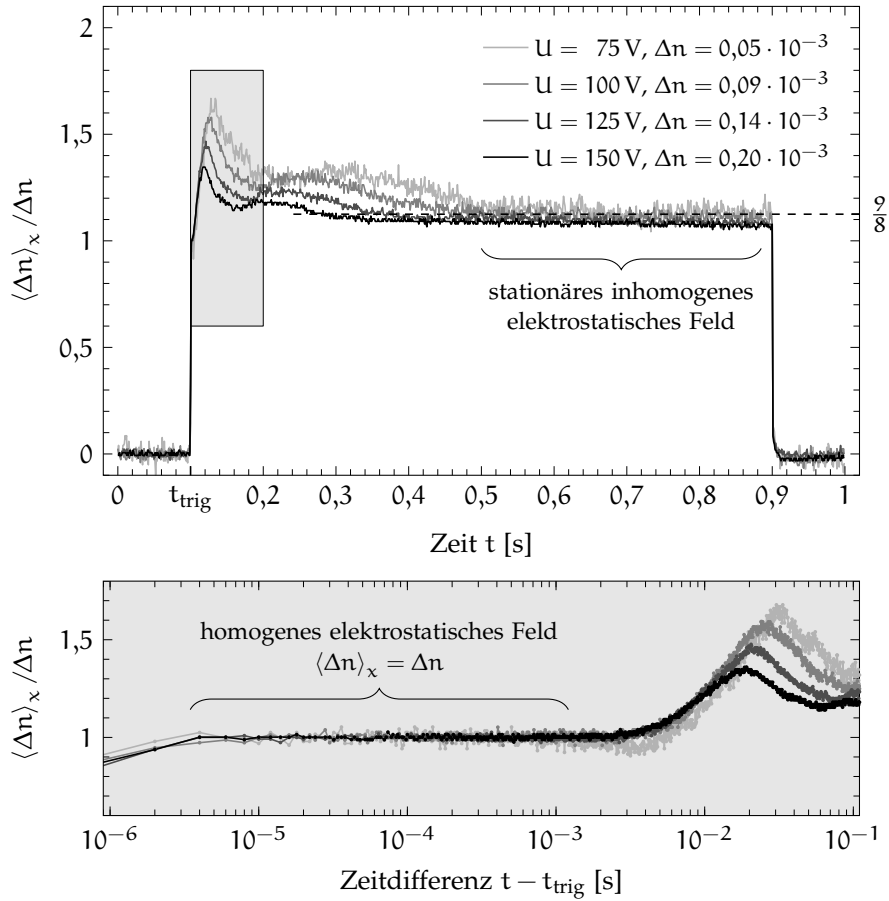


Abbildung 3.3: Verhältnis der gemessenen mittleren Doppelbrechung zur Doppelbrechung im homogenen elektrostatischen Feld $\langle \Delta n \rangle_x / \Delta n$ von 5CB bei $\vartheta = 36,0^\circ\text{C}$ in Abhängigkeit der Zeit t für verschiedenen Spannungen U eines $0,8\text{ s}$ langen Spannungspulses, der bei $t = t_{\text{trig}}$ einsetzt, ϑ_{NI} ist $35,0^\circ\text{C}$, $\lambda_0 = 633\text{ nm}$ und der Elektrodenabstand beträgt $72,6\text{ }\mu\text{m}$

zunächst eine zeitlich und räumlich veränderliche Verteilung der Ladungsträgerdichte bis sich schließlich ein stabiler Ionenstrom ausbildet und die Ladungsträgerdichteverteilung stationär, d. h. zeitunabhängig wird. Im stationären Zustand ist unter den getroffenen Annahmen das elektrostatische Feld [83]

$$E(x) = \frac{3U}{2d^{3/2}} \sqrt{x}. \quad (3.8)$$

Infolge des inhomogenen Feldes resultiert eine lokale von x abhängige Doppelbrechung $\Delta n_1(x)$, wobei die bei der Messung im Doppelprisma zugängliche mittlere Doppelbrechung mit Gl. (3.8)

$$\langle \Delta n \rangle_x = \frac{1}{d_{\text{LC}}} \int_0^{d_{\text{LC}}} \Delta n_1(x) dx = \frac{B}{d_{\text{LC}}} \int_0^{d_{\text{LC}}} E^2(x) dx = \frac{9}{8} \Delta n \quad (3.9)$$

beträgt. Abbildung 3.3 zeigt hierzu die zeitliche Entwicklung der gemessenen mittleren Brechzahl $\langle \Delta n \rangle_x$ von 5CB unter der Wirkung $0,8\text{ s}$ langer Spannungspulse unterschiedlicher Höhe U .

Nach Einsetzen des Spannungspulses bei $t = t_{\text{trig}}$ erreicht $\langle \Delta n \rangle_x$ ca. $4 \mu\text{s}$ Anstiegszeit ein erstes ca. 1 ms andauerndes Plateau. Auf Grund des für kurze Zeiten vernachlässigbaren Einflusses der sich an den Elektroden bildenden Ionen kann von einem homogenen elektrostatischen Feld ausgegangen werden, wonach $\langle \Delta n \rangle_x = \Delta n$. Die Anstiegszeit von $4 \mu\text{s}$ resultiert aus der elektrischen Leistung der Spannungsversorgung sowie der Kapazität und den Zuleitungswiderständen des Doppelprismas.

Nach ca. 1 ms wird der Einfluss des sich ausbildenden Ionenstromes als ein zeitlich veränderliches Signal von $\langle \Delta n \rangle_x$ erkennbar. Hierbei ist die Änderung des Signales um so höher je geringer die Spannung des Pulses ist. Entsprechend der angelegten Spannung stellt sich nach $t - t_{\text{trig}} = 0,2 \text{ ms}$ bis $0,4 \text{ ms}$ ein konstanter Wert von $\langle \Delta n \rangle_x / \Delta n$ um $9/8$ ein, was nach Gl. (3.9) dem sich einstellenden Verhältnis bei einem konstanten Ionenstrom entspricht. Hierbei stabilisiert sich $\langle \Delta n \rangle_x$ um so schneller je höher die Spannung ist.

homogenes Feld im
Flüssigkristall

Unter der Voraussetzung, dass der spezifische Widerstand des Flüssigkristalls groß ist, so dass die an den Elektroden angelegte Spannung nahezu vollständig über den Flüssigkristall abfällt und des Weiteren die Spannungspulse ausreichend kurz sind, um den Einfluss des sich ausbildenden Ionenstroms vernachlässigen zu können, kann die Flüssigkristallschicht als homogenes optisch anisotropes Medium behandelt werden.

3.2.3 Transfermatrix des Schichtstapels

Zur Beschreibung des Schichtstapels, wie er in Abbildung 3.4 skizziert ist, wird die in Abschnitt 2.4 beschriebene Transfermatrixmethode genutzt. Ausgehend von Gl. (2.100) ist mit den für die Prismen, Elektroden und dem Flüssigkristall stehenden Indizes P, E und LC die Transfermatrix des Schichtstapels

$$\mathbf{M} = \mathbf{G}_P^{-1} \mathbf{G}_E \mathbf{S}_E \mathbf{G}_E^{-1} \mathbf{G}_{LC} \mathbf{S}_{LC} \mathbf{G}_{LC}^{-1} \mathbf{G}_E \mathbf{S}_E \mathbf{G}_E^{-1} \mathbf{G}_P. \quad (3.10)$$

Hierbei ist entsprechend den Gleichungen (2.102), (2.103), (2.97), (2.106) und (2.113) sowie der Annahme verlustfreier Materialien,

$$\mathbf{G}_j = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \gamma_j & -\gamma_j \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

mit

$$\gamma_P = \begin{cases} \frac{k_0 \sqrt{n_P^2 - n_P^2 \sin^2(\varphi)}}{\omega \mu_0} & , \text{TE-Polarisation} \\ -\frac{k_0 \sqrt{n_P^2 - n_P^2 \sin^2(\varphi)}}{\omega \epsilon_0 n_P^2} & , \text{TM-Polarisation} \end{cases}, \quad (3.12)$$

$$\gamma_E = \begin{cases} \frac{k_0 \sqrt{n_E^2 - n_P^2 \sin^2(\varphi)}}{\omega \mu_0} & , \text{TE-Polarisation} \\ -\frac{k_0 \sqrt{n_E^2 - n_P^2 \sin^2(\varphi)}}{\omega \epsilon_0 n_E^2} & , \text{TM-Polarisation} \end{cases}, \quad (3.13)$$

$$\gamma_{LC} = \begin{cases} \frac{k_0 \sqrt{n_0^2 - n_P^2 \sin^2(\varphi)}}{\omega \mu_0} & , \text{TE-Polarisation} \\ -\frac{k_0 \frac{n_0}{n_a} \sqrt{n_a^2 - n_P^2 \sin^2(\varphi)}}{\omega \epsilon_0 n_0^2} & , \text{TM-Polarisation} \end{cases} \quad (3.14)$$

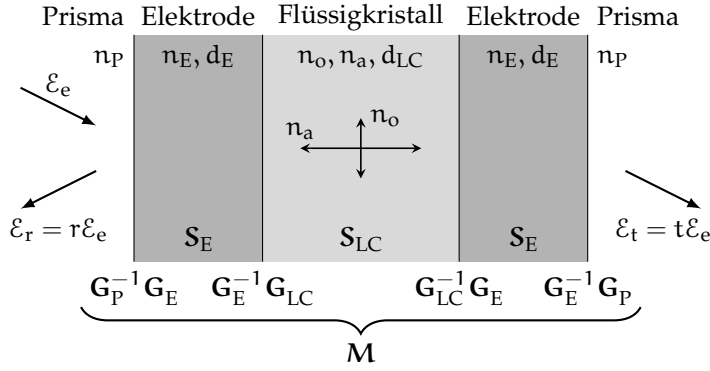


Abbildung 3.4: Schichtstapel des Doppelprismas nach Abbildung 3.1 bestehend aus den umgebenden Prismen, den Elektroden und dem Flüssigkristall

und

$$S_j = \begin{pmatrix} e^{i\delta_j} & 0 \\ 0 & e^{-i\delta_j} \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

mit

$$\delta_E = d_E k_0 \sqrt{n_E^2 - n_P^2 \sin^2(\varphi)}, \quad (3.16)$$

$$\delta_{LC} = \begin{cases} d_{LC} k_0 \sqrt{n_o^2 - n_P^2 \sin^2(\varphi)} & , \text{TE-Polarisation} \\ d_{LC} k_0 \frac{n_o}{n_a} \sqrt{n_a^2 - n_P^2 \sin^2(\varphi)} & , \text{TM-Polarisation} \end{cases} \quad (3.17)$$

Wie in Abschnitt 2.4.1 beschrieben, ist der Transmissions- t bzw. Reflexionskoeffizient r des Schichtstapels über die Elemente der Transfermatrix definiert. Im Weiteren ist für die Charakterisierung des Flüssigkristalls die vom Schichtstapel reflektierte Leistung von Interesse, welche entsprechend Gl. (2.115) mit Gl. (2.110) durch den Reflexionsgrad

$$R = \left| \frac{m_{21}}{m_{11}} \right|^2 \quad (3.18)$$

gegeben ist. Hierzu zeigen Abbildung 3.5 und Abbildung 3.6 den Reflexionsgrad R in Abhängigkeit des Einfallswinkels φ und entsprechend Gl. (3.3) des Prisma-winkels α des in Abbildung 3.4 dargestellten Schichtstapels auf Grundlage der in Tabelle 3.1 gelisteten Schichtparameter. Aus Gründen der Darstellbarkeit von R wurde in Abbildung 3.5 eine Wellenlänge von $\lambda_0 = 20 \cdot 633 \text{ nm}$ gewählt.

Gut identifizierbar ist der durch Gl. (3.4) gegebene Grenzwinkel, der den Übergang zur Totalreflexion kennzeichnet und, da $\Delta n = 0$, für TE- und TM-polarisiertes Licht identisch ist. Für $\Delta n \neq 0$, d. h. $n_o \neq n_a$ kann der Grenzwinkel durch Nullsetzen des Phasenterms (3.17) abgeleitet werden, wonach

$$\varphi_g = \begin{cases} \arcsin(n_o/n_P) & , \text{TE-Polarisation} \\ \arcsin(n_a/n_P) & , \text{TM-Polarisation} \end{cases} \quad (3.19)$$

Für Winkel unterhalb des Grenzwinkels resultiert der Verlauf von R aus dem Zusammenspiel der Reflexionen des Lichtes an den Grenzflächen und dessen

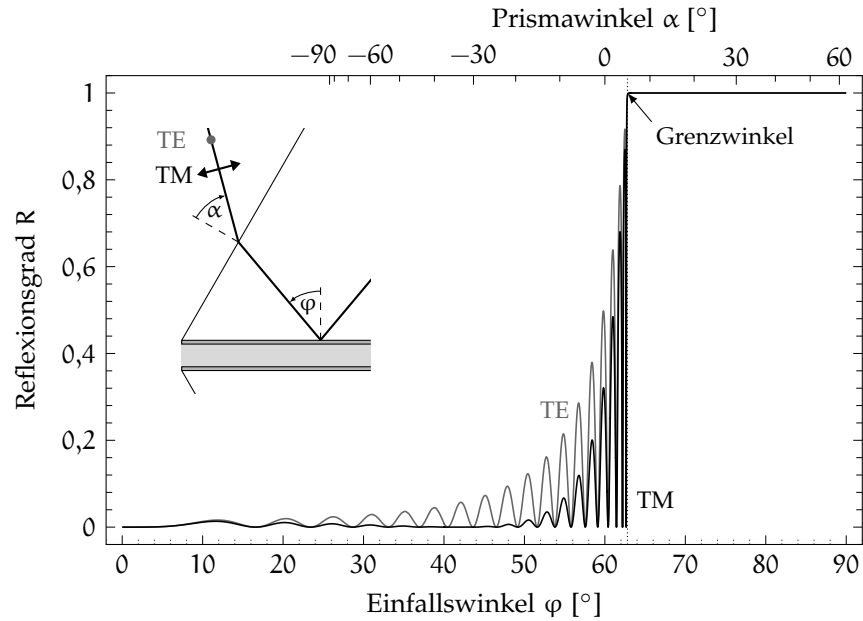


Abbildung 3.5: Reflexionsgrad R in Abhängigkeit des Einfallswinkels φ bzw. Prismawinkels α für TE- und TM-polarisiertes Licht des in Abbildung 3.4 dargestellten Schichtstapels ohne Doppelbrechung, d. h. für $\Delta n = 0$, und den in Tabelle 3.1 gelisteten Schichtparametern $n_P = 1,7786$, $n_E = 1,85$, $n_0 = 1,582$, $d_E = 0,2 \mu\text{m}$, $d_{LC} = 76,2 \mu\text{m}$ und der (aus Gründen der Darstellbarkeit gewählten) Wellenlänge $\lambda_0 = 20 \cdot 633 \text{ nm}$

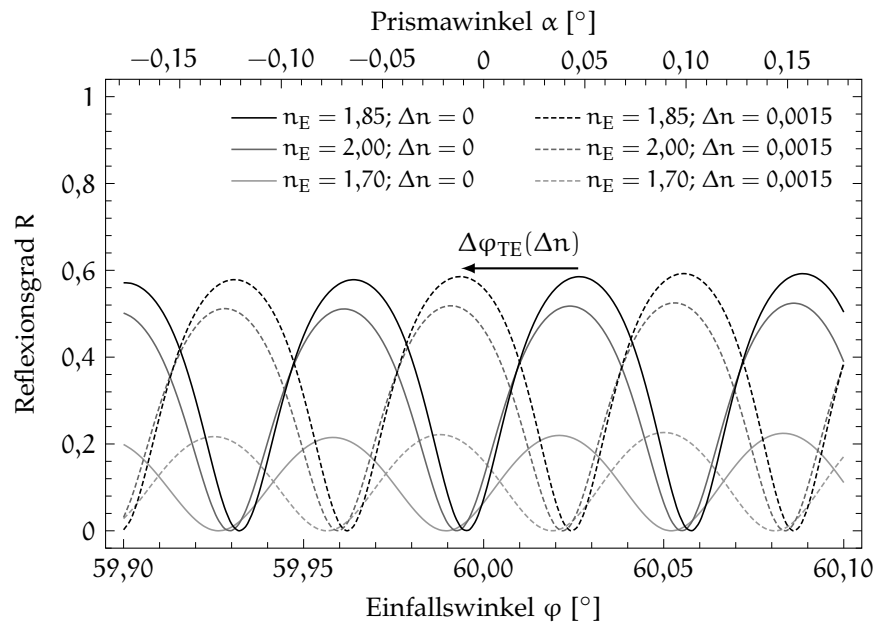


Abbildung 3.6: Reflexionsgrad R in Abhängigkeit des Einfallswinkels φ bzw. Prismawinkels α für TE-polarisiertes Licht des Schichtstapels gemäß Abbildung 3.4 ohne und mit Doppelbrechung, d. h. für $\Delta n = 0$ und $0,0015$, und den in Tabelle 3.1 gelisteten Schichtparametern $n_P = 1,7786$, $n_0 = 1,582$, $d_E = 0,2 \mu\text{m}$, $d_{LC} = 76,2 \mu\text{m}$ für $n_E = 1,70, 1,85$ und $2,0$, mit $\nu = 1/2$ und der Wellenlänge $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$

Phasenänderung innerhalb der Schichten. Hierbei entsteht in dem zugrunde liegenden Schichtsystem die schnelle Oszillation von R , d. h. das Interferenzmuster, durch die Vielstrahlinterferenz innerhalb der Flüssigkristallschicht, da die optische Dicke der Flüssigkristallschicht $n_0 d_{LC} \gg \lambda_0$, wohingegen die optische Dicke der Elektroden $n_E d_E < \lambda_0$ ist. Der Trend von R resultiert im Wesentlichen aus der Reflektivität der Grenzfläche zwischen Elektrode und Flüssigkristall, da die Brechzahldifferenz $|n_E - n_0|$ wesentlich größer ist als $|n_P - n_E|$.

Da die Brechzahl der Elektrode nicht exakt bekannt ist, wird deren Einfluss im Rahmen der Toleranzen auf den Verlauf von R genauer betrachtet. Wie in Abbildung 3.6 zu erkennen, wirkt sich die Änderung der Elektrodenbrechzahl n_E im Wesentlichen auf die Amplitude des Interferenzmusters aus, wohingegen die Periodizität nahezu konstant bleibt und die Lage der einzelnen Interferenzverläufe einen Versatz kleiner $0,01^\circ$ zueinander aufweisen.

Einfluss der Elektrodenbrechzahl n_E auf R

Unter der Wirkung eines elektrischen Feldes wird der Flüssigkristall doppelbrechend. Hierzu zeigt Abbildung 3.6 den Einfluss der Doppelbrechung Δn auf den Verlauf von R . Die Doppelbrechung des Flüssigkristalls bewirkt im Falle TE-polarisierten Lichtes einen Versatz des Interferenzverlaufes um $\Delta\varphi_{TE}$, wobei dieser Versatz nahezu unabhängig von der Elektrodenbrechzahl n_E ist. Wird daher zur Messung der elektrooptischen Konstanten ausschließlich der Versatz $\Delta\varphi_{TE}$ für TE-polarisiertes Licht bzw. $\Delta\varphi_{TM}$ für TM-polarisiertes Licht in Abhängigkeit des elektrischen Feldes ausgewertet, können die Elektroden in der Transfermatrix des Schichtstapels vernachlässigt werden.

Einfluss der Doppelbrechung Δn auf R

Die Vernachlässigung der Elektroden im zugrunde liegenden Schichtsystem entspricht der Näherung, dass $n_E \approx n_P$ oder $d_E \approx 0$, wodurch sich die Transfermatrix (3.10) auf die Flüssigkristallschicht zwischen den Prismen

Vernachlässigung der Elektroden

$$\mathbf{M} = \mathbf{G}_P^{-1} \mathbf{G}_{LC} \mathbf{S}_{LC} \mathbf{G}_{LC}^{-1} \mathbf{G}_P, \quad (3.20)$$

reduziert. Entsprechend Gl. (3.18) ist, mit dem Reflexionsgrad der Grenzfläche zwischen Prisma und Flüssigkristall

$$\rho = \left| \frac{\gamma_P - \gamma_{LC}}{\gamma_P + \gamma_{LC}} \right|^2, \quad (3.21)$$

der Reflexionsgrad der Flüssigkristallschicht

$$R = \frac{2\rho [1 - \cos(2\delta_{LC})]}{1 + \rho^2 - 2\rho \cos(2\delta_{LC})}. \quad (3.22)$$

Für die jeweilige Polarisationsrichtung des Lichtes ist γ_P , γ_{LC} sowie der Phasenterm δ_{LC} durch Gl. (3.12), (3.14) und (3.17) gegeben.

3.2.4 Berechnung der Schichtdicke

Anhand des Interferenzmusters, wie es in Abbildung 3.6 dargestellt ist, kann auf die Schichtdicke des Flüssigkristalls d_{LC} geschlossen werden. Hierbei wird zunächst von Gl. (3.22) ausgegangen und der Einfluss der vernachlässigten Elektrodenschichten auf die Messunsicherheit behandelt.

Entsprechend Gl. (3.22) ist im feldfreien Zustand, d. h. für $\Delta n = 0$ der Reflexionsgrad minimal, wenn

$$\delta_{LC} = m\pi = d_{LC} k_0 \sqrt{n_0^2 - n_P^2 \sin^2(\varphi)}. \quad (3.23)$$

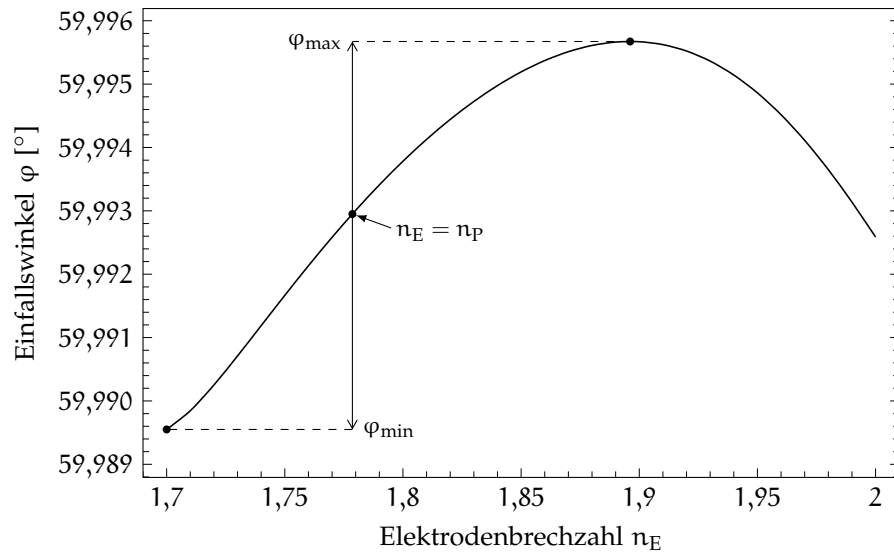


Abbildung 3.7: Einfallswinkel φ des in Abbildung 3.6 dargestellten Minimums um $59,993^\circ$ in Abhängigkeit der Elektrodenbrechzahl n_E

Hierbei ist $m = 0, 1, 2, \dots$ die Ordnung des Minimums. Wird der Abstand zwischen dem Minimum m -ter Ordnung bei φ_m und dem Minimum $(m + \Delta m)$ -ter Ordnung bei $\varphi_{m+\Delta m}$ betrachtet, ist deren Differenz

$$\Delta m = \frac{d_{LC} k_0}{\pi} \left(\sqrt{n_0^2 - n_p^2 \sin^2(\varphi_{m+\Delta m})} - \sqrt{n_0^2 - n_p^2 \sin^2(\varphi_m)} \right), \quad (3.24)$$

wonach die Dicke der Flüssigkristallschicht durch

$$d_{LC} = \frac{\Delta m \pi}{k_0} \left(\sqrt{n_0^2 - n_p^2 \sin^2(\varphi_{m+\Delta m})} - \sqrt{n_0^2 - n_p^2 \sin^2(\varphi_m)} \right)^{-1} \quad (3.25)$$

berechnet werden kann. Hierbei ist der Zusammenhang zwischen den Schichtwinkeln φ_m bzw. $\varphi_{m+\Delta m}$ und dem im Dünnschichtrefraktometer gemessenen Prismawinkeln α_m bzw. $\alpha_{m+\Delta m}$ durch Gl. (3.3) gegeben.

*Einfluss der
Elektroden*

Wie Abbildung 3.7 verdeutlicht, wird die Lage eines Minimums von R durch die Elektrodenbrechzahl n_E beeinflusst. Für den in diesem Beispiel zugrunde liegenden Schichtstapel resultiert für $n_E = n_P$, d. h. bei Vernachlässigung der Elektroden, ein Minimum von R bei einem Einfallswinkel φ von $59,993^\circ$. In Abhängigkeit der Toleranz der Elektrodenbrechzahl entsprechend Tabelle 3.1 variiert die Lage dieses Minimums zwischen φ_{\min} und φ_{\max} . Aus der Unsicherheit des Winkels $\Delta\varphi = \pm(\varphi_{\max} - \varphi_{\min})/2$ resultiert die Messunsicherheit der Schichtdicke $\Delta d_{LC} = |dd_{LC}/d\varphi| \Delta\varphi$. Für $\Delta\varphi = \pm 0,004^\circ$ ist bei einer Schichtdicke von $76,2 \mu\text{m}$ die Unsicherheit $\Delta d_{LC} = \pm 52 \text{ nm}$, d. h. kleiner $\pm 0,1 \%$.

3.2.5 Berechnung elektrooptischer Konstanten

Die Vernachlässigung der Elektroden ermöglicht durch die vergleichsweise einfache Struktur der sich hieraus ergebenden Gl. (3.22) eine intuitive Ableitung eines Zusammenhangs zwischen der Winkelverschiebung des Interferenzmusters und der diese Winkelverschiebung hervorrufenden Doppelbrechung Δn der Flüssigkristallschicht.

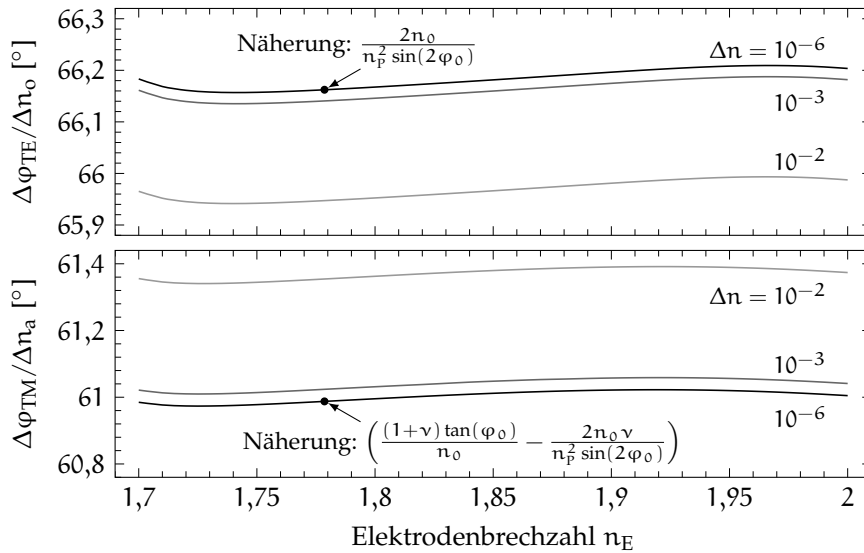


Abbildung 3.8: Sensitivität der Winkelverschiebung $\Delta\varphi_{TE}/\Delta n_o$ und $\Delta\varphi_{TM}/\Delta n_a$ des in Abbildung 3.6 dargestellten Minimums um $\varphi = 59,993^\circ$ für verschiedene Doppelbrechungen Δn mit $\nu = 1/2$ in Abhängigkeit der Elektrodenbrechzahl n_E sowie die mit Punkten gekennzeichneten Näherungen entsprechend Gl. (3.29) und Gl. (3.30)

Es wird zunächst die TE-Polarisation betrachtet und genähert, dass die Änderung der ordentlichen Brechzahl Δn_o des Flüssigkristalls ausschließlich eine Verschiebung des Interferenzmusters um den Winkel $\Delta\varphi_{TE}$ bewirkt, wonach

$$R(\varphi = \varphi_0; n_o = n_0 + \Delta n_o) = R(\varphi = \varphi_0 - \Delta\varphi_{TE}; n_o = n_0). \quad (3.26)$$

Wird des Weiteren ausgenutzt, dass in Gl. (3.22) für kleine $\Delta\varphi_{TE}$ bzw. Δn_o die Änderung von ρ gegenüber der von δ_{LC} vernachlässigt werden kann, genügt die Gleichsetzung der Phasenterme von R

$$\delta_{LC}(\varphi = \varphi_0; n_o = n_0 + \Delta n_o) = \delta_{LC}(\varphi = \varphi_0 - \Delta\varphi_{TE}; n_o = n_0), \quad (3.27)$$

woraus mit Gl. (3.17) für TE-polarisiertes Licht die Relation

$$(n_0 + \Delta n_o)^2 - n_p^2 \sin^2(\varphi_0) = n_0^2 - n_p^2 \sin^2(\varphi_0 - \Delta\varphi_{TE}) \quad (3.28)$$

folgt. Wird die bereits getroffene Annahme kleiner $\Delta\varphi_{TE}$ und Δn_o nochmalig angewendet, ist im Falle TE-polarisierten Lichtes die Winkelverschiebung

$$\Delta\varphi_{TE} = \frac{2n_0}{n_p^2 \sin(2\varphi_0)} \Delta n_o + \mathcal{O}(\Delta\varphi_{TE}^2, \Delta n_o^2). \quad (3.29)$$

Für TM-polarisiertes Licht ist analog zur Ableitung von $\Delta\varphi_{TE}$ und unter Berücksichtigung, dass $\Delta\varphi_{TM} \ll 1$ bzw. $\Delta n_a \ll 1$, die Winkelverschiebung

$$\Delta\varphi_{TM} = \left(\frac{(1+\nu)\tan(\varphi_0)}{n_0} - \frac{2n_0\nu}{n_p^2 \sin(2\varphi_0)} \right) \Delta n_a + \mathcal{O}(\Delta\varphi_{TM}^2, \Delta n_a^2). \quad (3.30)$$

Im Gegensatz zu $\Delta\varphi_{TE}$, welche nur von Δn_o abhängt, ist $\Delta\varphi_{TM}$ eine Funktion von Δn_a und Δn_o , wobei Δn_o in Gl. (3.30) entsprechend Gl. (3.1) durch $-\nu\Delta n_a$ ausgedrückt worden ist.

Verschiebung $\Delta\varphi_{TE}$

Verschiebung $\Delta\varphi_{TM}$

*Einfluss der
Elektroden und
Linearisierung*

Neben der Näherung, dass die Elektrodenschichten vernachlässigbar sind, wird durch das Weglassen höherer Terme in Gl. (3.29) und Gl. (3.30) angenommen, dass die Winkeländerungen $\Delta\varphi_{TE}$ und $\Delta\varphi_{TM}$ linear abhängig von den Änderungen der Brechzahlen Δn_o und Δn_a sind. Um den Einfluss beider Näherungen auf die Messgenauigkeit der Doppelbrechung abzuschätzen, werden die in Abbildung 3.8 dargestellten Sensitivitäten $\Delta\varphi_{TE}/\Delta n_o$ und $\Delta\varphi_{TM}/\Delta n_a$ in Abhängigkeit der Elektrodenbrechzahl n_E und für verschiedene Doppelbrechungen Δn den Näherungen gegenübergestellt.

Für $\Delta\varphi_{TE}/\Delta n_o$ und $\Delta\varphi_{TM}/\Delta n_a$ ist bei einer Doppelbrechung von $\Delta n = 10^{-3}$ die Abweichung zu dem genäherten Wert infolge der Linearisierung in etwa so groß wie die Unsicherheit aufgrund der vernachlässigten Elektroden, welche ca. $\pm 0,05\%$ beträgt. Bei $\Delta n = 10^{-2}$ überwiegt die Abweichung durch die Linearisierung deutlich, wobei für $\Delta\varphi_{TE}/\Delta n_o$ ein relativer Fehler von $0,5\%$ und für $\Delta\varphi_{TM}/\Delta n_a$ von $-0,7\%$ resultiert.

*Berechnung
elektrooptischer
Konstanten*

Zur Messung der elektrooptischen Konstanten wird, wie in Abbildung 3.6 dargestellt, das Interferenzmuster in Abhängigkeit des Prismawinkels α und dessen Verschiebung in einem kleinen Winkelbereich um α_0 ausgewertet. Mit Gl. (3.29) bzw. (3.30) sowie Gl. (3.3) und $\Delta\alpha = (d\varphi/d\alpha)\Delta\varphi$ ist für den in dieser Arbeit verwendeten Winkel $\alpha_0 = 0^\circ$ im Falle TE-polarisierten Lichtes

$$\Delta n_o = \frac{n_L n_P \sin(2\alpha_B)}{2n_o} \Delta\alpha_{TE} \quad (3.31)$$

bzw. TM-polarisierten Lichtes

$$\Delta n_a = \frac{n_L n_P n_o \sin(2\alpha_B)}{2n_P^2(1+\nu) \sin^2(\alpha_B) - 2n_o^2\nu} \Delta\alpha_{TM}. \quad (3.32)$$

Ist das Verhältnis der elektrooptischen Konstanten ν bekannt, kann Δn_a direkt aus der Verschiebung $\Delta\alpha_{TM}$ berechnet werden und für $\nu = 1/2$ folgt

$$\Delta n_a = \frac{n_L n_P n_o \sin(2\alpha_B)}{3n_P^2 \sin^2(\alpha_B) - n_o^2} \Delta\alpha_{TM}. \quad (3.33)$$

Ist ν unbekannt, ergibt sich entsprechend Gl. (3.32) mit Gl. (3.1) und Gl. (3.31) die Änderung der außerordentlichen Brechzahl aus

$$\Delta n_a = \frac{n_L n_o}{n_P \tan(\alpha_B)} \Delta\alpha_{TM} + \left(1 - \frac{n_o^2}{n_P^2 \sin^2(\alpha_B)}\right) \frac{n_L n_P \sin(2\alpha_B)}{2n_o} \Delta\alpha_{TE}. \quad (3.34)$$

Entsprechend Gl. (2.17a) bzw. Gl. (2.17b) folgen aus der Änderung der ordentlichen Brechzahl

$$\Delta n_o = -\frac{n_o^3}{2} s_{12} E^2 \quad (3.35a)$$

bzw. aus der Änderung der außerordentlichen Brechzahl

$$\Delta n_a = -\frac{n_o^3}{2} s_{11} E^2 \quad (3.35b)$$

die elektrooptischen Konstanten senkrecht s_{12} bzw. parallel s_{11} zur Richtung des elektrostatischen Feldes sowie aus Gl. (2.19) der KERR-Koeffizient B und aus Gl. (3.1) das Verhältnis der elektrooptischen Konstanten ν .

3.3 DÜNNSCHICHTREFRAKTOMETER

3.3.1 Messaufbau

Zur Messung der optischen sowie elektrooptischen Konstanten paranematrischer Flüssigkristalle ist das in Abbildung 3.9 skizzierte Dünnschichtrefraktometer entwickelt worden.

Das von einem Helium-Neon-Laser bei einer Wellenlänge von 633 nm emittierte und durch ein Teleskop aufgeweitete Licht wird nach Passieren eines Strahlteilers (ST) über zwei Spiegel (S) umgelenkt und trifft nach Durchlaufen des Polarisationsfilters (PF) auf das Doppelprisma, welches in einer temperierten Probenkammer auf einem Rotationstisch (RT) montiert ist. Das vom Doppelprisma transmittierte Licht fällt auf eine Strahlfalle (SF) und das reflektierte Licht über ein Kompensationsprisma durch die Irisblende (IB_D) auf den Messsignal-Fotodetektor (FD_M). Das Teleskop dient zur Erzeugung eines abgeflachten Intensitätsprofils. Hierzu wird das Licht über zwei Sammellinsen (SL) auf einen Durchmesser von 10 mm aufgeweitet und durch die Irisblende (IB_T) hinter dem Teleskop auf 4 mm begrenzt. Das über den Strahlteiler auf den Referenzsignal-Fotodetektor (FD_R) ausgekoppelte Licht dient der Normierung des Messsignals, um Leistungsschwankungen des Lasers herauszurechnen. Das Kompensationsprisma, welches identisch zu den Prismen des Doppelprismas ist, dient zur Umlenkung des Strahles auf den Detektor FD_M, wobei die aus der Rotation des Doppelprismas resultierende Richtungsänderung des

Komponenten

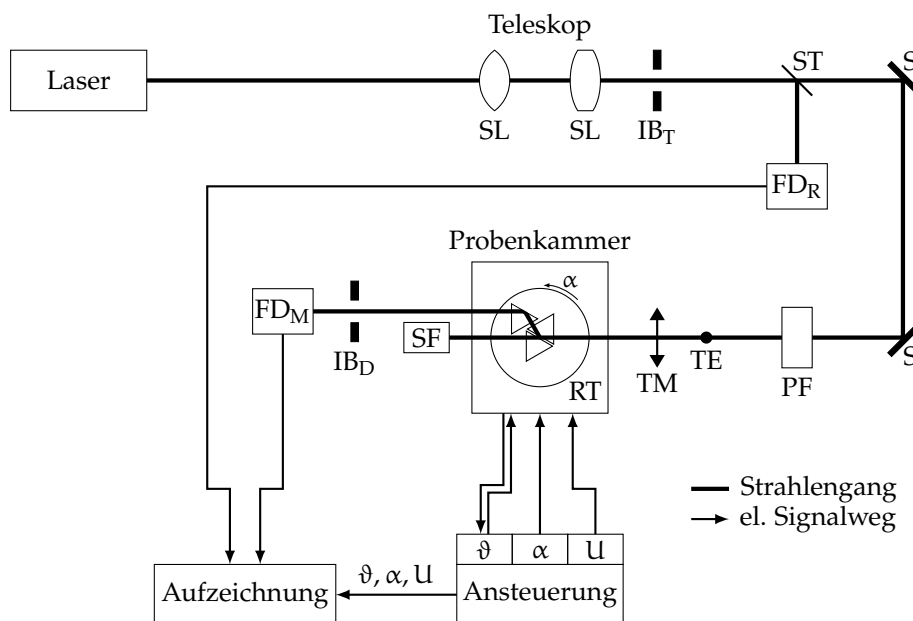


Abbildung 3.9: Dünnschichtrefraktometer, bestehend aus einem Helium-Neon-Laser mit $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$, einem Teleskop aus zwei Sammellinsen (SL) mit der Irisblende IB_T, zwei Spiegeln (S), einem Polarisationsfilter (PF), einer beheizten Probenkammer mit den auf einem Rotationstisch (RT) montierten Doppelprisma und Kompensationsprisma, einer Strahlfalle (SF), einem Messsignal-Fotodetektor (FD_M) mit der Irisblende IB_D, einem Strahlteiler (ST) und einem Referenzsignal-Fotodetektor (FD_R)

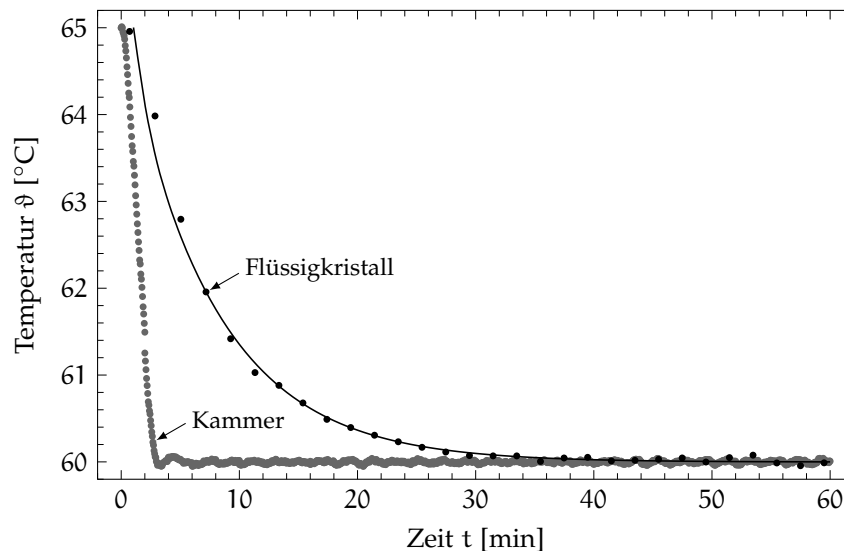


Abbildung 3.10: Temperaturverläufe in der Probenkammer und dem Flüssigkristall über die Zeit bei einem Sprung der Solltemperatur von 65 °C auf 60 °C

reflektierten Lichtes ausgeglichen wird. Zur Abschattung parasitärer Lichtreflexe und zur Verbesserung des Kontrastes des Messsignales wird die Öffnung der Blende IB_D auf einen Durchmesser von 1 mm begrenzt.

Ansteuerung

Die Steuerung des Messaufbaus ist durch die Software LABVIEW umgesetzt worden und umfasst die Regelung der Temperatur ϑ in der Probenkammer, das Einstellen des Prismawinkels α sowie die Vorgabe der Spannung U , welche über der Flüssigkristallschicht im Doppelprisma abfällt.

Temperierung

Zur Regelung der Probenkammertemperatur wird der temperaturabhängige Widerstand eines PT100 Widerstandes über ein Ohmmeter gemessen und als Regelgröße zur Steuerung der elektrischen Leistung eines in die Probenkammer integrierten Heizlüfters genutzt. Hierzu wird die lineare Temperatur-Widerstands-Kennlinie $R(\vartheta) = 100 \Omega + (0,385 \Omega/^\circ\text{C}) \vartheta$ des PT100 Widerstandes zugrunde gelegt. Entsprechend der Genauigkeitsklasse des verwendeten PT100 beträgt die Messunsicherheit der aus dem Widerstand berechneten Temperatur laut Hersteller $\pm(0,3 \text{ } ^\circ\text{C} + 0,005 \vartheta)$.

Um zu gewährleisten, dass die Temperatur der Flüssigkristallschicht im Doppelprisma der vorgegebenen Temperatur entspricht, wird die Probenkammer für mindestens eine Stunde temperiert, bevor die Messung gestartet wird. Wie die in Abbildung 3.10 dargestellten Temperaturverläufe zeigen, entspricht nach dieser Zeitspanne die Temperatur des Flüssigkristalls die der Probenkammer. Hierbei wurde die Flüssigkristalltemperatur indirekt aus der während der Abkühlung gemessenen Brechzahl des Flüssigkristalls abgeleitet.

Die Temperatur der Probenkammer beträgt, begrenzt durch das Heizelement, maximal 70 °C. Bei dieser Temperatur ist auch die Schwankung der Probenkammertemperatur um den Sollwert mit $\pm 0,05 \text{ K}$ und die hieraus resultierende Unsicherheit einer gemessenen Temperaturdifferenz mit $\pm 0,1 \text{ K}$ maximal.

Die Temperatur des nematisch-isotropen Phasenüberganges ϑ_{NI} wird durch die Änderung der Opazität des Nematogens ermittelt. Es ist zu beachten, dass sich ϑ_{NI} , z. B. durch Absorption von Wasser, über die Zeit ändert. Für 5CB

wurde über einen Zeitraum von vier Tagen eine für die durchgeführten Charakterisierungen vernachlässigbare Drift der ϑ_{NI} von $-0,002 \text{ K/h}$ festgestellt.

Der Prismawinkel wird durch den Rotationstisch, auf dem das Doppelprisma montiert ist, eingestellt. Hierbei ist die Genauigkeit des Prismawinkels vom Betriebsmodus des Rotationstisches abhängig. Wird von einem Anfangswinkel α_0 ein Zielwinkel α angefahren, beträgt die Genauigkeit der Winkeldifferenz $(\alpha - \alpha_0)$ für den verwendeten Rotationstisch $\pm 0,002^\circ$. Wird ausgehend vom Zielwinkel der Anfangswinkel nach einmaligem Richtungswechsel direkt angefahren, beträgt die Genauigkeit infolge des Umkehrfehlers $\pm 0,5^\circ$. Wird hingegen ausgehend vom Zielwinkel der Anfangswinkel über einen Zwischenwinkel angefahren, der kleiner ist als der Anfangswinkel, wird durch den zweimaligen Richtungswechsel der Umkehrfehler kompensiert und der Winkelfehler beträgt $\pm 0,01^\circ$. Der als Referenzwinkel dienende Winkel von $\alpha_0 = 0^\circ$ wird manuell mit einer Genauigkeit von $\pm 0,03^\circ$ justiert.

Die Spannung zur Erzeugung des elektrostatischen Feldes in der Flüssigkristallschicht wird durch zwei bipolare Hochspannungsverstärker bereitgestellt, welche die Spannungssignale eines Zweikanal-Funktionsgenerators jeweils mit dem Faktor 50 auf maximal $\pm 150 \text{ V}$ verstärken. Hierdurch können Spannungssignale mit einer Spannungsdifferenz von bis zu $\pm 300 \text{ V}$ erzeugt werden, deren Bandbreite durch die Verstärker auf 5 MHz begrenzt wird.

Während der Messung wird die Temperatur in der Probenkammer überwacht und gemeinsam mit dem Prismawinkel erfasst. Die Spannungssignale der Hochspannungsverstärker sowie die Signale I_M und I_R der Fotodetektoren FD_M und FD_R werden durch ein Oszilloskop aufgezeichnet und durch das Messprogramm des Steuerrechners verarbeitet, wobei, um Schwankungen der Laserleistungen zu berücksichtigen, das Verhältnis

$$I = \frac{\langle I_M \rangle_t}{\langle I_R \rangle_t} \quad (3.36)$$

gebildet wird und die vom Messprogramm weiterverarbeiteten Werte stets zeitliche Mittelwerte der vom Oszilloskop aufgezeichneten Signalverläufe sind.

Die Charakterisierung der isotropen bzw. paranematischen Phase eines Nematogens erfolgt im Allgemeinen in vier Schritten. (i) Zuerst wird durch Messung der Opazität des Flüssigkristalls bei sukzessiver Erhöhung der Probenkammertemperatur die Temperatur des nematisch-isotropen Phasenübergangs gemessen. (ii) Im zweiten Schritt wird anhand des Grenzwinkels der Totalreflexion die Brechzahl der isotropen Phase für verschiedene Temperaturen bestimmt. (iii) Im dritten Schritt wird aus der Periodizität des Interferenzmusters und der vorher gemessenen Brechzahl die Dicke der Flüssigkristallschicht ermittelt und (iv) im vierten Schritt aus der Verschiebung der Interferenzmuster die elektrooptischen Konstanten der paranematischen Phase in Abhängigkeit der Temperatur charakterisiert, wobei in deren Berechnung wiederum die Brechzahl und die Schichtdicke eingeht.

In den drei sich anschließenden Abschnitten wird die Messung der Brechzahl, der Schichtdicke, sowie der elektrooptischen Konstanten des Nematogens 5CB beschrieben und die Messergebnisse zur Verifizierung der Messmethode mit Ergebnissen der Literatur verglichen.

Prismawinkel

Spannungsquelle

Aufzeichnung

Messvorschrift

Verifizierung

3.3.2 Messung der Brechzahl

Zur Messung der Brechzahl wird, wie Abbildung 3.11 für zwei Temperaturen zeigt, das vom Doppelprisma in Reflexion abgeleitete und auf I_{stat} normierte Signal I/I_{stat} in Abhängigkeit des Prismawinkels α aufgezeichnet und der jeweilige Grenzwinkel α_g als Schnittpunkt zweier an I/I_{stat} angepasster Geraden ermittelt. Hierbei entspricht I_{stat} dem Mittelwert $\langle I \rangle_\alpha$ für $\alpha > \alpha_g$.

Aus dem Grenzwinkel wird mit Gl. (3.5) und den in Tabelle 3.1 gelisteten Kenngrößen die Brechzahl im feldfreien Zustand n_0 berechnet. Abbildung 3.12

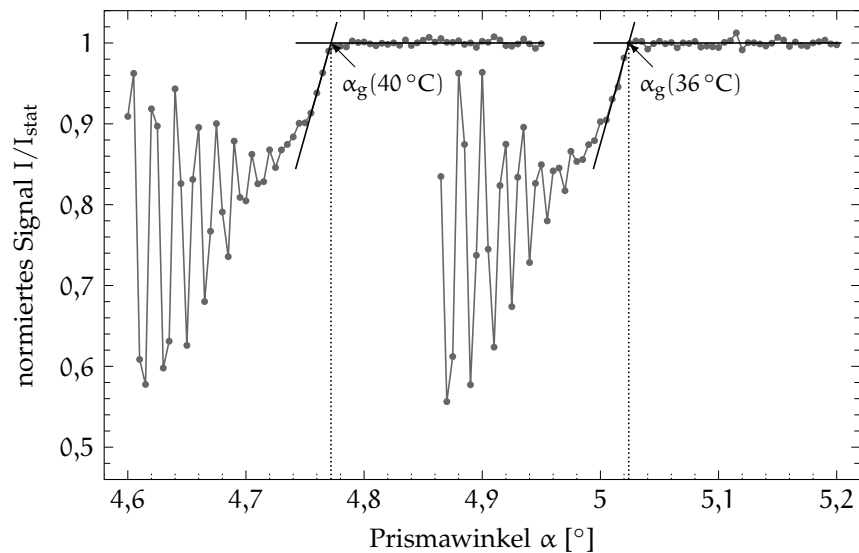


Abbildung 3.11: Normiertes Detektorsignal I/I_{stat} in Abhängigkeit des Prismawinkels α für die beiden Temperaturen 36°C und 40°C , sowie die jeweiligen Grenzwinkel als Schnittpunkt der angepassten Geraden

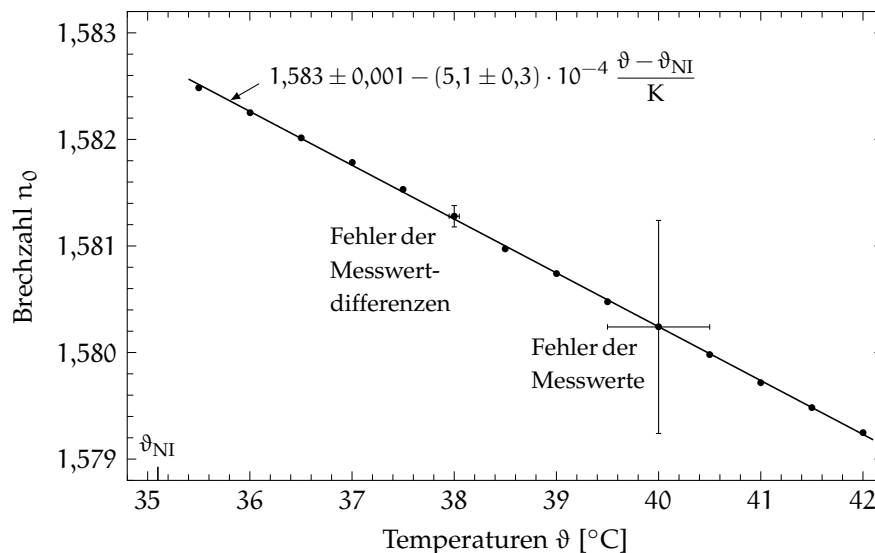


Abbildung 3.12: Gemessene Brechzahl n_0 von 5CB in Abhängigkeit der Temperatur ϑ mit $\vartheta_{\text{NI}} = 35,1^\circ\text{C}$ und der Regressionsgeraden für $\lambda_0 = 633\text{ nm}$ sowie die Angabe der Fehler der Messwerte und der Messwertdifferenzen

Tabelle 3.2: Nematisch-isotrope Phasenübergangstemperatur ϑ_{NI} , Brechzahl $n_0(\vartheta_{\text{NI}})$ bei ϑ_{NI} und Temperaturkoeffizient $dn_0/d\vartheta$ von 5CB bei $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$ entsprechend der Messung in Abbildung 3.12

Parameter	Einheit	Wert	Unsicherheit
ϑ_{NI}	$^{\circ}\text{C}$	35,1	$\pm 0,5$
$n_0(\vartheta_{\text{NI}})$	–	1,583	$\pm 0,001$
$dn_0/d\vartheta$	10^{-4} K^{-1}	–5,1	$\pm 0,3$

zeigt die Brechzahl n_0 von 5CB in Abhängigkeit der Temperatur ϑ für $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$ und deren Regressionsgerade

$$n_0 = n_0(\vartheta_{\text{NI}}) + \frac{dn_0}{d\vartheta}(\vartheta - \vartheta_{\text{NI}}). \quad (3.37)$$

Die in Tabelle 3.2 zusammengefassten Werte der zur Temperatur ϑ_{NI} extrapolierten Brechzahl $n_0(\vartheta_{\text{NI}})$ und des Temperaturkoeffizienten $dn_0/d\vartheta$ werden durch die in Tabelle 3.1 gelisteten Literaturwerte bestätigt. Die Messunsicherheiten entsprechen den oberen Fehlerschranken nach [55] mit den in Tabelle 3.1 gegebenen Toleranzen und der in Abschnitt 3.3 diskutierten Unsicherheit des Prismawinkels α . Hierbei resultiert die Messunsicherheit der absoluten Brechzahl im Wesentlichen aus den Toleranzen des Prismas und der Justiergenauigkeit des Bezugswinkels α_0 von $\pm 0,03^{\circ}$ und die Unsicherheit des Temperaturkoeffizienten hauptsächlich aus der Reproduzierbarkeit des Prismawinkels von $\pm 0,01^{\circ}$ und der Spanne des betrachteten Temperaturbereiches von 6,5 K.

3.3.3 Messung der Schichtdicke

Die Messung der Schichtdicke anhand der Winkeldifferenz zwischen den Minima des Interferenzmusters, wie es in Abschnitt 3.2.4 beschrieben wird, dient zum einen der Kontrolle des Prismenabstandes, welcher je nach verwendetem Abstandshalter $(76,2 \pm 3,8) \mu\text{m}$ oder $(25,4 \pm 1,3) \mu\text{m}$ beträgt, und zum anderen der Überprüfung der gemessenen Brechzahl des Flüssigkristalls. Zu große Abweichungen der gemessenen von der durch die Abstandshalter vorgegebenen

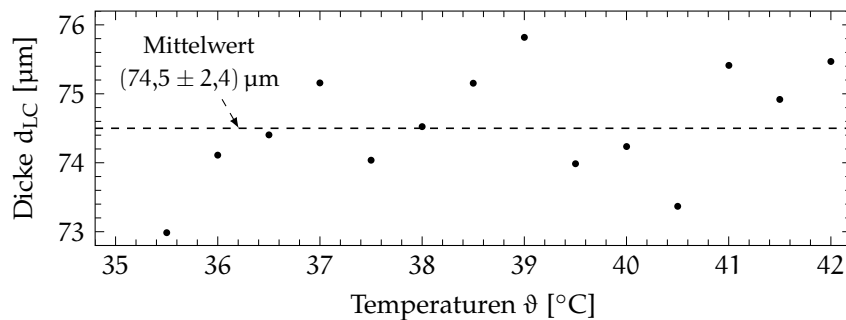


Abbildung 3.13: Bei verschiedenen Temperaturen ϑ gemessene Schichtdicken d_{LC} der 5CB-Schicht und deren Mittelwert

Schichtdicke deuten auf ungenügend gegeneinander gepresste Prismen oder eine Diskrepanz gegenüber der Brechzahlmessung hin.

Abbildung 3.13 zeigt die für einen Abstandshalter von $76,2\ \mu\text{m}$ gemessene Dicke der Flüssigkristallschicht d_{LC} für verschiedene Temperaturen und deren Mittelwert von $74,5\ \mu\text{m}$. Entsprechend den in Tabelle 3.1 gegebenen Toleranzen und der Messunsicherheit der Winkeldifferenz zwischen zwei Minima von $\pm 0,002^\circ$ beträgt die obere Fehlerschranke der gemessenen Schichtdicke bei einmaliger Messung $\pm 3,5\ \mu\text{m}$ bei der $76,2\ \mu\text{m}$ dicken Schicht bzw. $\pm 0,9\ \mu\text{m}$ bei der $25,4\ \mu\text{m}$ dicken Schicht. Wird die Messunsicherheit in einen statistischen und einen systematischen Anteil unterteilt, so sinkt bei n -maliger Messung der statistische Anteil der Unsicherheit des Mittelwertes mit $1/\sqrt{n}$ [55], so dass sich für große n die Messunsicherheit dem systematischen Anteil annähert. Der systematische Anteil der Unsicherheit beträgt $\pm 2\ \mu\text{m}$ bei der $76,2\ \mu\text{m}$ dicken Schicht bzw. $\pm 0,7\ \mu\text{m}$ bei der $25,4\ \mu\text{m}$ dicken Schicht. Für den in Abbildung 3.13 bestimmten Mittelwert der 14 Messwerte der Schichtdicke beträgt die Messunsicherheit $\pm(2 + 1,5/\sqrt{14})\ \mu\text{m} = \pm 2,4\ \mu\text{m}$.

3.3.4 Messung elektrooptischer Konstanten

Spannungssignal

Zur Messung der elektrooptischen Konstanten wird bei einer vorgegebenen Temperatur und einem definierten Prismawinkel das in Abbildung 3.14 dargestellte stufenförmige Spannungssignal $U(t)$ verwendet und die zu den Mittelwerten der Spannungsplateaus $\langle U \rangle_t$ gehörenden Plateaus des Detektorsignales $\langle I \rangle_t$ bestimmt. Die zu dem Mittelwert $\langle I \rangle_t$ gehörende Standardabweichung σ_I quantifiziert hierbei die Stabilität des Signales, wodurch das Einsetzen des nematisch-paranematischen Phasenüberganges registriert werden kann. Da die Mittelwerte der einzelnen Plateaus $\langle U \rangle_t$ und $\langle I \rangle_t$ im Sinne der Messung kon-

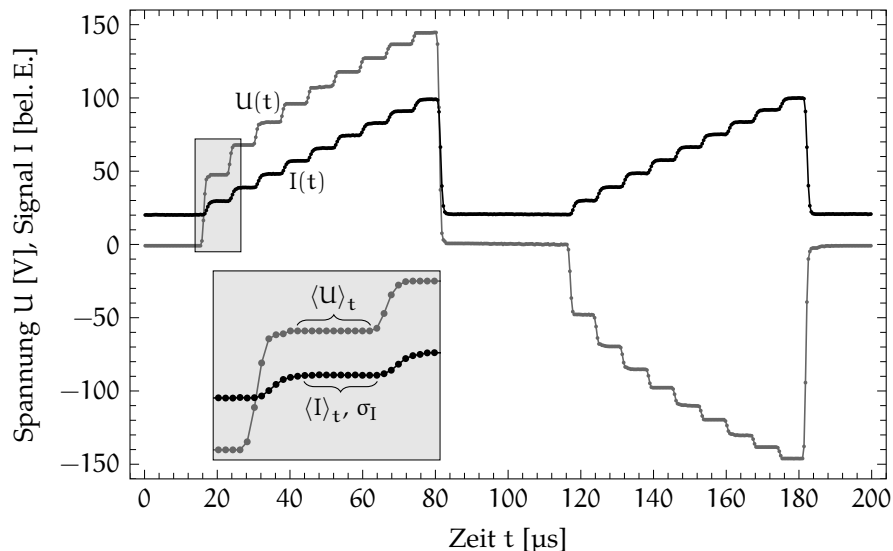


Abbildung 3.14: Verlauf des stufenförmigen Spannungssignales $U(t)$ und des aus der Brechzahländerung resultierenden Detektorsignales $I(t)$ in Abhängigkeit der Zeit t bei TM-polarisiertem Licht und $\vartheta = 36^\circ\text{C}$

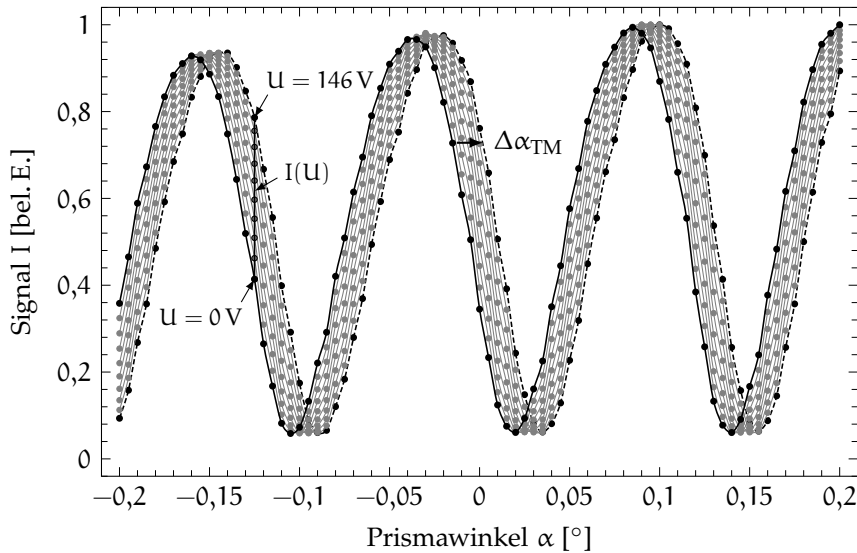


Abbildung 3.15: Anhand der $I(U)$ -Messungen konstruierte Interferenzverläufe $I(\alpha)$ für 10 Spannungen von $U = 0\text{ V}$ bis $U = 146\text{ V}$ bei TM-polarisiertem Licht

stante Werte repräsentieren, wird im Weiteren auf die explizite Kennzeichnung als Mittelwert verzichtet.

Die Höhen der einzelnen Spannungsstufen sind so gewählt, dass deren Quadrate äquidistant sind. Die Dauer des Spannungssignales ist mit ca. $160\ \mu\text{s}$ ausreichend kurz, so dass, wie in Abschnitt 3.2.2 diskutiert, von einem homogenen elektrischen Feld im Flüssigkristall ausgegangen werden kann. Zur Reduzierung des Rauschens des Messsignales wird über 256 Spannungssignale gemittelt. Hierbei wird, um die in den Flüssigkristall eingebrachte thermische Leistung vernachlässigen zu können, die Wiederholrate auf etwa 100 Hz begrenzt und zur Unterdrückung eines über mehrere Spannungssignale hinweg einsetzenden Ionenstromes ein alternierendes Spannungssignal verwendet.

Aus der sequentiellen Messung von $I(U)$ über mehrere Prismawinkel α hinweg werden, wie in Abbildung 3.15 dargestellt, die Interferenzverläufe $I(\alpha)$ für die einzelnen Spannungen U konstruiert. Hierdurch wird der Winkelfehler des Rotationstisches auf ein Minimum reduziert, da für die Aufzeichnung aller Interferenzverläufe auf ein Umlenken des Rotationstisches verzichtet wird.

Zur Berechnung der Brechzahländerung, wie es in Abschnitt 3.2.5 beschrieben wird, ist die Winkelverschiebung der Interferenzverläufe in Abhängigkeit der Spannung zu ermitteln. Ist $i(\alpha) = I(\alpha) - \langle I(\alpha) \rangle_\alpha$ der um den Mittelwert $\langle I(\alpha) \rangle_\alpha$ reduzierte Interferenzverlauf und $i_0(\alpha)$ der Interferenzverlauf im feldfreien Zustand, d. h. für $U = 0$, so ist, wie Abbildung 3.16 verdeutlicht, die Winkelverschiebung $\Delta\alpha = \Delta\alpha_{\text{TE}}$ für TE- bzw. $\Delta\alpha = \Delta\alpha_{\text{TM}}$ für TM-polarisiertes Licht durch das Maximum des Korrelationskoeffizienten

$$\mu(\Delta\alpha) = \frac{\int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}} i_0(\alpha) i(\alpha + \Delta\alpha) d\alpha}{\sqrt{\int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}} i_0^2(\alpha) d\alpha} \sqrt{\int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}} i^2(\alpha + \Delta\alpha) d\alpha}} \quad (3.38)$$

Interferenzverlauf

Winkelverschiebung

gekennzeichnet. Hierbei werden die Integrale sowohl für die Berechnung von μ als auch für die Berechnung der Mittelwerte auf den gemeinsamen Winkelbereich zwischen α_{\min} und α_{\max} von $i_0(\alpha)$ und $i(\alpha + \Delta\alpha)$ begrenzt.

Die durch den Korrelationskoeffizienten ermittelte Winkelverschiebung ist, da alle n Messpunkte eines Interferenzverlaufes einbezogen werden, ein Mittelwert. Wird angenommen, dass der Fehler des Prismawinkels statistisch streut, ist die Messunsicherheit dieses Mittelwertes um den Faktor $1/\sqrt{n}$ kleiner als die Unsicherheit des einzelnen Messwertes [55]. Werden alle 81 Messpunkte

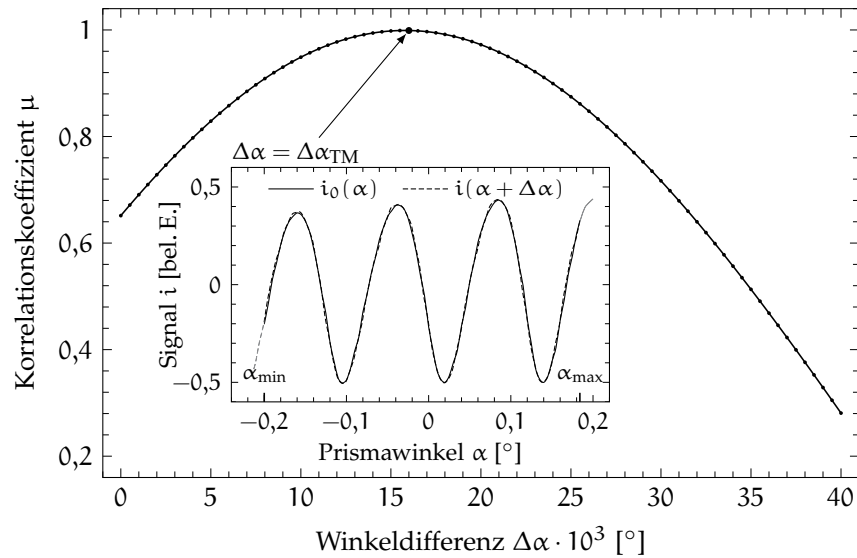


Abbildung 3.16: Korrelationskoeffizient μ in Abhängigkeit der Winkeldifferenz $\Delta\alpha$ zwischen den in Abbildung 3.15 dargestellten Interferenzverläufen bei $U = 0\text{ V}$ und $U = 146\text{ V}$ entsprechend Gl. (3.38) sowie das Maximum von μ , welches die größtmögliche Übereinstimmung zwischen $i_0(\alpha)$ und $i(\alpha + \Delta\alpha)$ bei $\Delta\alpha = \Delta\alpha_{\text{TM}}$ kennzeichnet

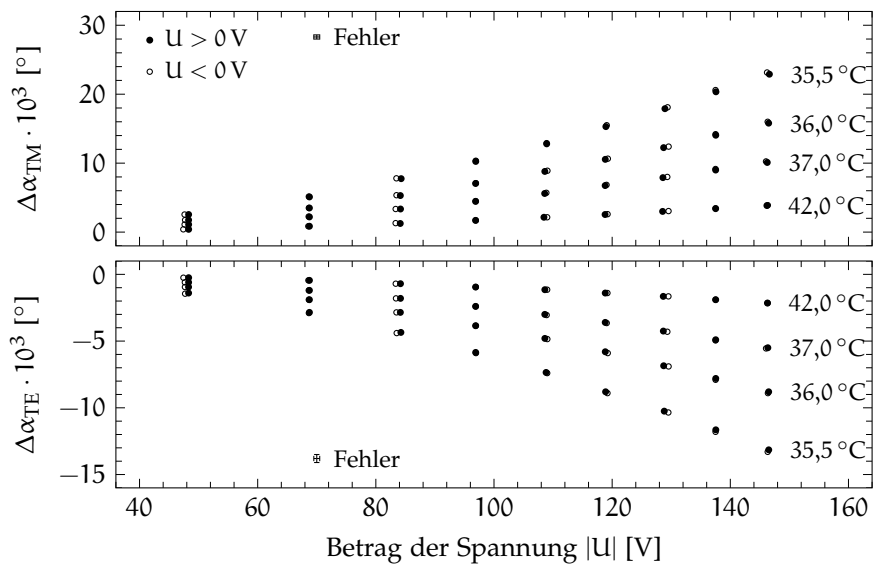


Abbildung 3.17: Winkelverschiebung $\Delta\alpha_{\text{TE}}$ und $\Delta\alpha_{\text{TM}}$ in Abhängigkeit des Betrages der Spannung $|U|$ für verschiedene Temperaturen

zur Berechnung der Winkeldifferenz $\Delta\alpha_{TE}$ bzw. $\Delta\alpha_{TM}$ genutzt, beträgt deren Messunsicherheit $\Delta_{\Delta\alpha_{TE}} = \Delta_{\Delta\alpha_{TM}} = (\pm 0,002/9)^\circ = (\pm 0,3 \cdot 10^{-3})^\circ$.

Abbildung 3.17 zeigt für 5CB die Winkeldifferenzen $\Delta\alpha_{TE}$ und $\Delta\alpha_{TM}$ in Abhängigkeit der Spannung U bei verschiedenen Temperaturen. Aufgrund der nicht perfekten Linearität der Spannungsverstärker und der Messunsicherheit der Spannung von $\pm 0,5V$ weisen die Messwerte der positiven Spannungen zum Teil einen horizontalen Versatz gegenüber den Messwerten negativer Spannungen auf. Der geringe vertikale Versatz zwischen den Messwerten bestätigt die Reproduzierbarkeit der Messung der Winkelverschiebung.

Aus der Winkelverschiebung $\Delta\alpha_{TE}$ wird mittels Gl. (3.31) die Änderung der ordentlichen Brechzahl Δn_o und aus $\Delta\alpha_{TM}$ mit $\Delta\alpha_{TE}$ über Gl. (3.34) die Änderung der außerordentlichen Brechzahl Δn_a berechnet. Hierbei ist entsprechend Tabelle 3.1 in dem untersuchten Temperaturbereich zwischen $35^\circ C$ und $42^\circ C$ die Brechzahländerung $\Delta n_o \approx \frac{0,49}{\text{rad}} \Delta\alpha_{TE}$ und $\Delta n_a \approx \frac{0,51}{\text{rad}} \Delta\alpha_{TM} - \frac{0,025}{\text{rad}} \Delta\alpha_{TE}$.

Brechzahländerung

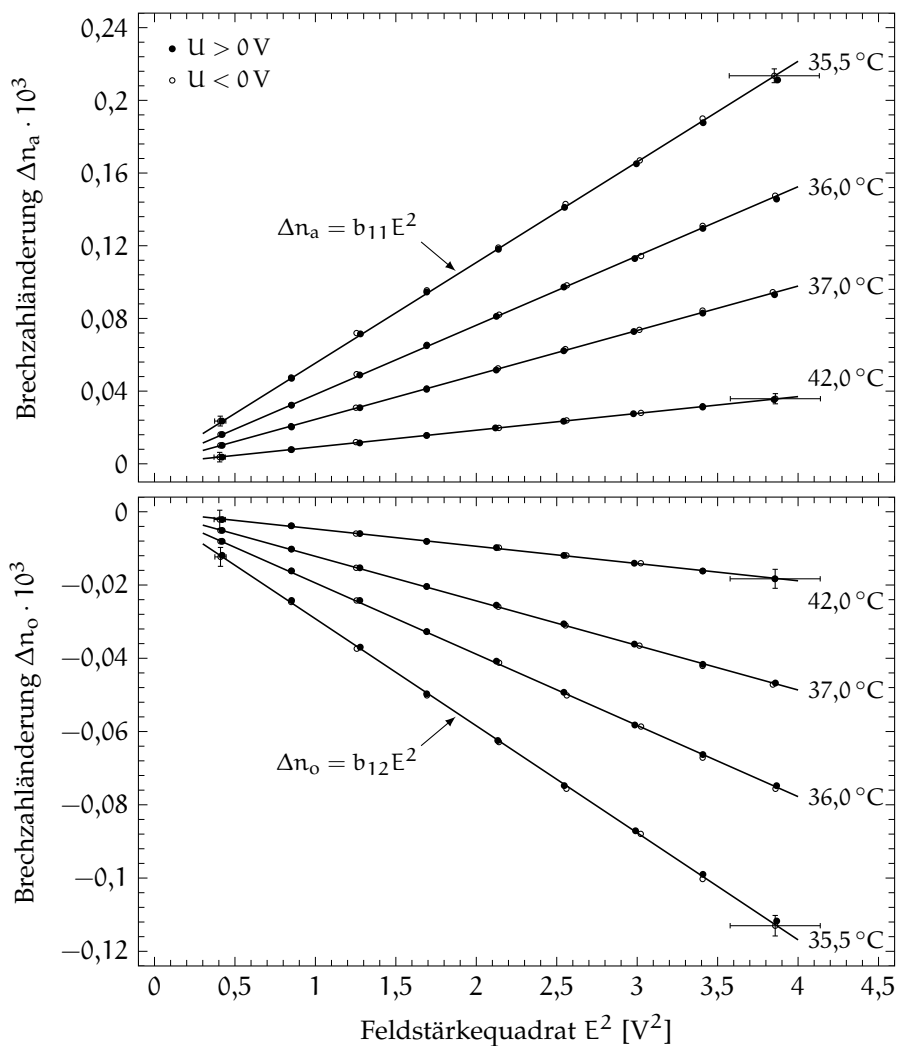


Abbildung 3.18: Änderung der ordentlichen Δn_o und außerordentlichen Brechzahl Δn_a von 5CB in Abhängigkeit des Quadrates der elektrischen Feldstärke E^2 und den daran angepassten Regressionsgeraden mit den Anstiegen b_{11} und b_{12} für verschiedene Temperaturen

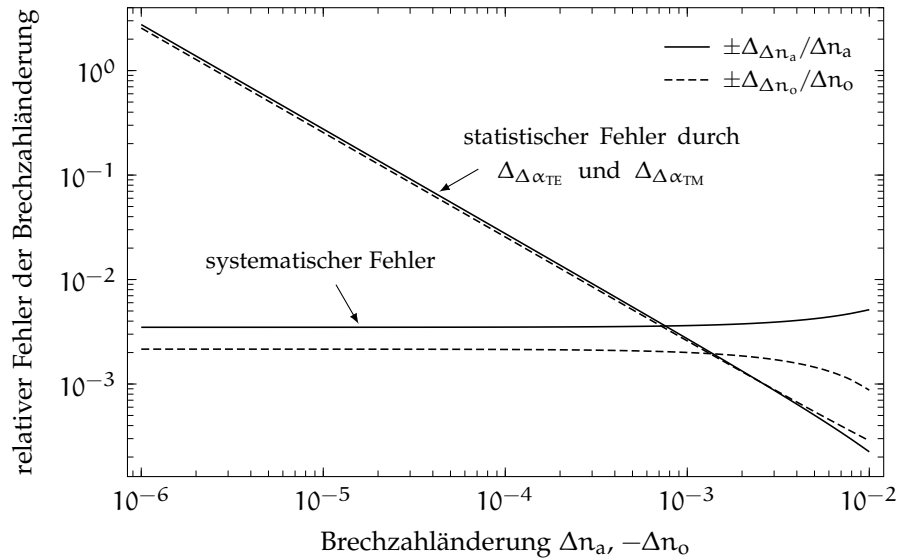


Abbildung 3.19: Systematischer und statistischer Anteil des relativen Fehlers der außerordentlichen $\Delta\Delta n_a/\Delta n_a$ bzw. ordentlichen Brechzahländerung $\Delta\Delta n_o/\Delta n_o$ in Abhängigkeit der Brechzahländerung Δn_a bzw. Δn_o für die Unsicherheit $\Delta\Delta\alpha_{TE} = \Delta\Delta\alpha_{TM} = (\pm 0,3 \cdot 10^{-3})^\circ$

Abbildung 3.18 zeigt die aus den Winkeldifferenzen in Abbildung 3.17 berechneten Brechzahländerungen Δn_o und Δn_a in Abhängigkeit des Quadrates der elektrischen Feldstärke $E^2 = U^2/d_{LC}^2$. Es bestätigt sich der durch den KERR-Effekt beschriebene quadratische Zusammenhang.

Die Messunsicherheit der Feldstärke bzw. des Feldstärkequadrates resultiert aus der Unsicherheit der gemessenen Spannung von $\pm 0,5V$ und der Unsicherheit der gemessenen Schichtdicke $d_{LC} = (74,5 \pm 2,4) \mu m$ und beträgt im Mittel, ausgedrückt als relativer Fehler, $\Delta_E/E = 4\%$ bzw. $\Delta_{E^2}/E^2 = 8\%$.

Die Messunsicherheit von Δn_o bzw. Δn_a resultiert, wie Abbildung 3.19 verdeutlicht, im Wesentlichen aus dem Fehler der Winkelverschiebung $\Delta\Delta\alpha_{TE}$ bzw. $\Delta\Delta\alpha_{TM}$. Mit größer werdender Brechzahländerung sinkt der durch die Unsicherheit $\Delta\Delta\alpha_{TE}$ und $\Delta\Delta\alpha_{TM}$ bedingte statistische Fehler und der systematische Fehler, welcher die Messgenauigkeit des Dünnschichtrefraktometers limitiert, gewinnt an Bedeutung. Hierbei resultiert der systematische Fehler aus den in Tabelle 3.1 aufgeführten Toleranzen und der Justiergenauigkeit des 0° -Referenzwinkels des Prismas. Bei einer Brechzahländerung um 10^{-3} sinkt der statistische unter den systematischen Fehler, welcher bis zu dieser Brechzahländerung nahezu konstant ist und für Δn_o ca. $\pm 0,2\%$ bzw. für Δn_a ca. $\pm 0,4\%$ beträgt. Der hier diskutierte systematische Fehler beinhaltet noch nicht den in Abschnitt 3.2.5 diskutierten Fehler aufgrund der eingeführten Näherungen, welcher bis zu einer Brechzahländerung von 10^{-3} ca. $\pm 0,1\%$ beträgt.

Entsprechend Gl. (3.35a) und Gl. (3.35b) sind die Anstiege der an Δn_o und Δn_a angepassten Regressionsgeraden die Koeffizienten

$$b_{11} = -\frac{n_0^3}{2} s_{11} \quad (3.39a)$$

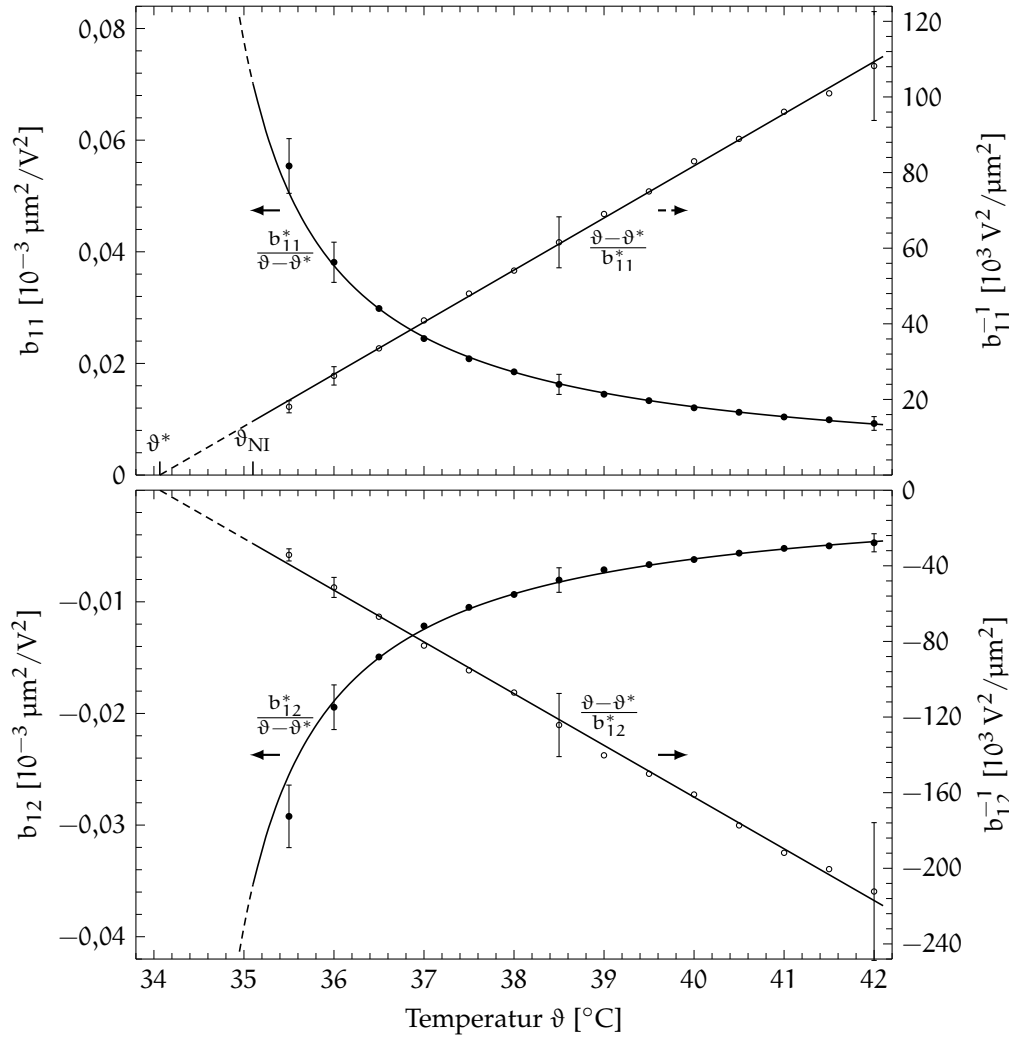


Abbildung 3.20: KERR-Koeffizienten b_{11} und b_{12} bzw. deren Reziproke in Abhängigkeit der Temperatur ϑ von 5CB mit $\vartheta_{NI} = 35,1$ °C sowie die Regressionsfunktionen mit den Parametern $b_{11}^* = 0,073 \mu\text{m}^2/(\text{V}^2\text{K})$ bzw. $b_{12}^* = -0,037 \mu\text{m}^2/(\text{V}^2\text{K})$ und der Divergenztemperatur $\vartheta^* = 34,1$ °C

und

$$b_{12} = -\frac{n_0^3}{2} s_{12}. \quad (3.39b)$$

Das Verhältnis dieser Koeffizienten ist entsprechend Gl. (3.1)

$$\nu = -\frac{b_{12}}{b_{11}} \quad (3.40)$$

und deren Differenz entsprechend Gl. (2.19) der KERR-Koeffizient

$$B = b_{11} - b_{22}. \quad (3.41)$$

Abbildung 3.20 zeigt die Koeffizienten b_{11} und b_{12} bzw. deren reziproker Verläufe in Abhängigkeit der Temperatur ϑ . Hierbei sind die angegebenen Messunsicherheiten der Koeffizienten Mittelwerte, die aus den Unsicherheiten der zugrunde liegenden Brechzahländerungen resultieren.

Tabelle 3.3: Nematisch-isotrope Phasenübergangstemperatur ϑ_{NI} , Temperaturdifferenz zur Divergenztemperatur ($\vartheta_{\text{NI}} - \vartheta^*$), die KERR-Koeffizienten b_{11}^* , b_{12}^* , B^* und das Verhältniss ν von 5CB für $\gamma = 1$ bei $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$

Parameter	Einheit	Wert	Unsicherheit
ϑ_{NI}	$^{\circ}\text{C}$	35,1	$\pm 0,5$
$\vartheta_{\text{NI}} - \vartheta^*$	K	1,0	$\pm 0,2$
b_{11}^*	$10^{-18} \text{ Km}^2/\text{V}^2$	73	± 7
b_{12}^*	$10^{-18} \text{ Km}^2/\text{V}^2$	37	± 4
B^*	$10^{-18} \text{ Km}^2/\text{V}^2$	109	± 10
ν	–	0,5	$\pm 0,02$

Für den Vergleich mit den in der Literatur angegebenen Werten zum KERR-Effekt von 5CB wird die durch die LANDAU-DE-GENNES-Theorie nach Gl. (2.46) beschriebene Temperaturabhängigkeit des KERR-Koeffizienten

$$B = \frac{B^*}{(\vartheta - \vartheta^*)^\gamma}, \quad (3.42)$$

welche sich für ein konstantes Verhältnis ν auf

$$b_{11} = \frac{b_{11}^*}{(\vartheta - \vartheta^*)^\gamma} \quad (3.43a)$$

und

$$b_{12} = \frac{b_{12}^*}{(\vartheta - \vartheta^*)^\gamma} \quad (3.43b)$$

überträgt, für den Fall $\gamma = 1$ betrachtet.

In guter Näherung werden die Messwerte durch Gl. (3.43a) und Gl. (3.43b) abgebildet (vgl. Abschnitt 2.2.4). Anhand der für $\gamma = 1$ an die reziproken Messwerte angepassten Regressionsgeraden sind b_{11}^* und b_{12}^* und hieraus der KERR-Parameter B^* mit der Temperaturdifferenz ($\vartheta_{\text{NI}} - \vartheta^*$) sowie das Verhältnis ν bestimmt worden, welche neben der gemessenen Phasenübergangstemperatur ϑ_{NI} in Tabelle 3.3 zusammenfasst sind.

Das gemessene Verhältnis $\nu = 0,5 \pm 0,02$ zeigt, wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, dass die Brechzahl der isotropen Phase n_0 im feldfreien Zustand im Rahmen der Messgenauigkeit der mittleren Brechzahl $\bar{n} = (2n_0 + n_a)/3$ im elektrischen Feld entspricht. Die für $\gamma = 1$ ermittelten Werte von B^* und ($\vartheta_{\text{NI}} - \vartheta^*$) reihen sich in die in Tabelle 2.4 gelisteten Werte aus anderen Veröffentlichungen ein. Hierbei gilt es zu beachten, dass, da die Messwerte nur in erster Näherung durch die Temperaturabhängigkeit $(\vartheta_{\text{NI}} - \vartheta^*)^{\gamma=1}$ abgebildet werden, die ermittelten Parameter B^* und ($\vartheta_{\text{NI}} - \vartheta^*$) vom betrachteten Temperaturbereich abhängen. Für die in Tabelle 3.3 zusammengefassten Parameter sind alle Werte im Temperaturbereich von $35,5^{\circ}\text{C}$ bis 42°C einbezogen worden. Wird hingegen B^* , wie in [35], auf Basis der Messwerte in dem Temperaturbereich von ϑ_{NI} bis $\vartheta_{\text{NI}} + 1,5 \text{ K}$ bestimmt, ist $B^* = (95 \pm 9) \cdot 10^{-18} \text{ Km}^2/\text{V}^2$.

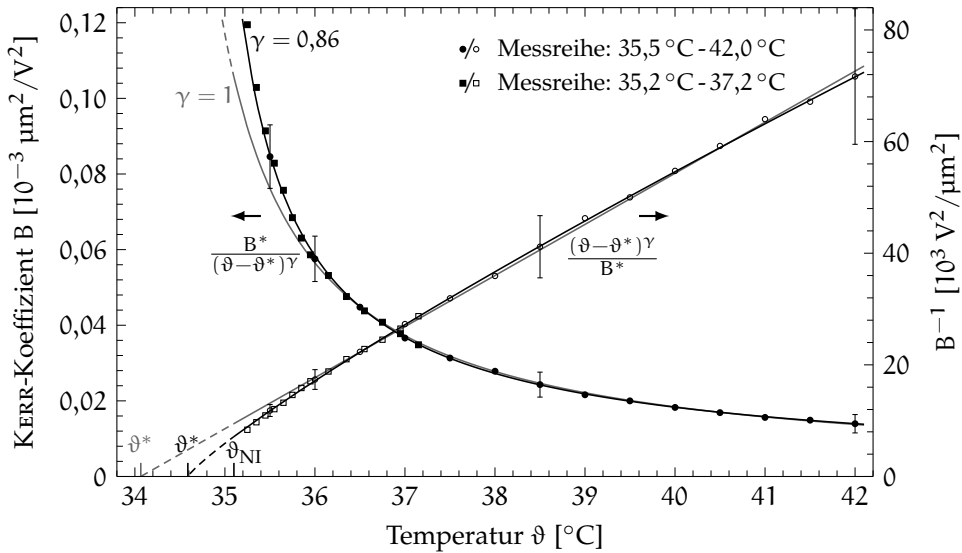


Abbildung 3.21: KERR-Koeffizienten B bzw. deren Reziproke in Abhängigkeit der Temperatur ϑ von 5CB sowie die Regressionsfunktionen mit $\gamma = 1$ bzw. $\gamma = 0,86$ und den in Tabelle 3.3 bzw. Tabelle 3.4 gelisteten Parametern

Tabelle 3.4: Kritischer Exponent γ , Differenz zur Divergenztemperatur $(\vartheta_{NI} - \vartheta^*)$ und KERR-Koeffizient B^* von 5CB für bei $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$

Parameter	Einheit	Wert	Unsicherheit
γ	–	0,86	$\pm 0,07$
$\vartheta_{NI} - \vartheta^*$	K	0,5	$\pm 0,2$
B^*	$10^{-18} \text{ K}^{0,86} \text{ m}^2 / \text{V}^2$	79	± 8

Die in Abbildung 3.20 ab $36,5^\circ\text{C}$ mit sinkender Temperatur zunehmenden Abweichungen der Messwerte von den Regressionsfunktionen deuten, wie in Abschnitt 2.2.4 beschrieben, darauf hin, dass der kritische Exponent $\gamma < 1$. Wie Abbildung 3.21 anhand der aus b_{11} und b_{12} berechneten KERR-Koeffizienten B bestätigt, wird die Temperaturabhängigkeit von B durch die Funktion (3.42) mit $\gamma = 0,86$ (Tabelle 3.4) besser repräsentiert als durch jene mit $\gamma = 1$ (Tabelle 3.3).

3.3.5 Messung im nahen Infrarot bei $1,55 \mu\text{m}$

Für die Messungen optischer bzw. elektrooptischer Konstanten im Wellenlängenbereich des nahen Infrarot kann das in Abbildung 3.9 beschriebene Dünnschichtrefraktometer verwendet werden, wenn der Helium-Neon-Laser durch eine Quelle gewünschter Wellenlänge ersetzt wird, wobei die ITO-Elektroden eine noch ausreichend hohe Transmission aufweisen müssen. Für die Verwendung paranematischer Flüssigkristalle in elektrooptisch induzierten Wellenleitern sind besonders die optischen bzw. elektrooptischen Konstanten bei Wellenlängen des O- bzw. C-Bandes faseroptischer Netzwerke von Interesse.

Zum Nachweis der Eignung des Dünnschichtrefraktometers zur Charakterisierung paranematischer Flüssigkristalle im nahen Infrarot wurde ein faserge-

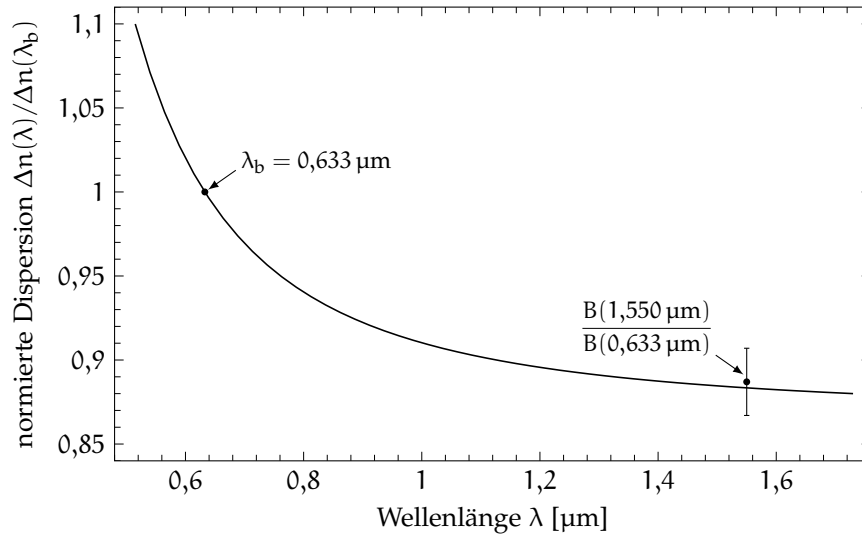


Abbildung 3.22: Berechnete normierte Dispersion der Doppelbrechung $\Delta n(\lambda)/\Delta n(\lambda_b)$ für $\lambda_b = 0,633 \mu\text{m}$, entsprechend der Dispersionsfunktion (2.26) mit den in Tabelle 2.2 aufgeführten Koeffizienten, und das gemessene Verhältnis des KERR-Koeffizienten B bei $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ zu B bei $0,633 \mu\text{m}$

koppelter Diodenlaser mit einer Wellenlänge von $1,55 \mu\text{m}$ genutzt. Bei dieser Wellenlänge ist die in den Berechnungen zu berücksichtigende Brechzahl des Prismenmaterials N-SF11 $n_p = 1,7434$.

Ist die Dispersion der Doppelbrechung der nematischen Phase eines Nematogens bekannt, kann von dieser auf die Dispersion des KERR-Koeffizienten geschlossen werden. Nach Gl. (2.33) und Gl. (2.46) ist der KERR-Koeffizient B proportional zur Doppelbrechung der nematischen Phase $\Delta n = S\Delta n_{\text{max}}$. Ist daher $B(\lambda_b)$ bei einer Wellenlänge λ_b gegeben, kann mit der Dispersion der Doppelbrechung $\Delta n(\lambda)$ über

$$\frac{B(\lambda)}{B(\lambda_b)} = \frac{\Delta n(\lambda)}{\Delta n(\lambda_b)} \quad (3.44)$$

die Dispersion des KERR-Koeffizienten berechnet werden.

Abbildung 3.22 zeigt die anhand der Dispersion der Hauptbrechzahlen aus [25] abgeleitete normierte Dispersion $\Delta n(\lambda)/\Delta n(\lambda_b)$ der Doppelbrechung der nematischen Phase von 5CB mit $\lambda_b = 0,633 \mu\text{m}$ als Bezugswellenlänge und das im Vergleich hierzu mit dem Dünnschichtrefraktometer gemessene Verhältnis $B(1,55 \mu\text{m})/B(0,633 \mu\text{m}) = 0,89 \pm 0,02$ des KERR-Koeffizienten bei einer Wellenlänge von $1,55 \mu\text{m}$ zum KERR-Koeffizienten bei einer Wellenlänge von $0,633 \mu\text{m}$. Die Übereinstimmung zwischen dem gemessenen und dem erwarteten Verhältnis der KERR-Koeffizienten bestätigt das Ergebnis der Messung. Die Temperatur, bei welcher die Messung durchgeführt wurde, betrug 38°C und die zugehörige Brechzahl des 5CB im feldfreien Zustand $n_0 = 1,555$.

Die Dispersion des KERR-Koeffizienten B bei einer vorgegebenen Temperatur gilt in gleicher Weise entsprechend Gl. (2.46) für B^* oder auch für den in Abschnitt 3.4.2 beschriebenen elektrooptischen Koeffizienten höherer Ordnung.

3.4 MESSUNG BEI HOHEN FELDSTÄRKEN AM PHASENÜBERGANG

Für die Anwendung paranematischer Flüssigkristalle in elektrooptisch induzierten Wellenleitern werden Brechzahländerungen größer 10^{-3} genutzt und daher hohe elektrostatische Felder verwendet, deren Wirkung auf die paranematische Phase zu charakterisieren ist, da hier zum einen elektrooptische Effekte höherer Ordnungen zum Tragen kommen und zum anderen der feldinduzierte nematisch-paranematische Phasenübergang als für die Anwendung limitierender Effekt an Relevanz gewinnt.

Für die Messungen bei hohen Feldstärken sind die $25,4 \mu\text{m}$ dicken Abstandshalter verwendet worden. Die Dicke der Flüssigkristallschicht wurde gemäß Abschnitt 3.3.3 gemessen und betrug $d_{\text{LC}} = (25,4 \pm 0,8) \mu\text{m}$.

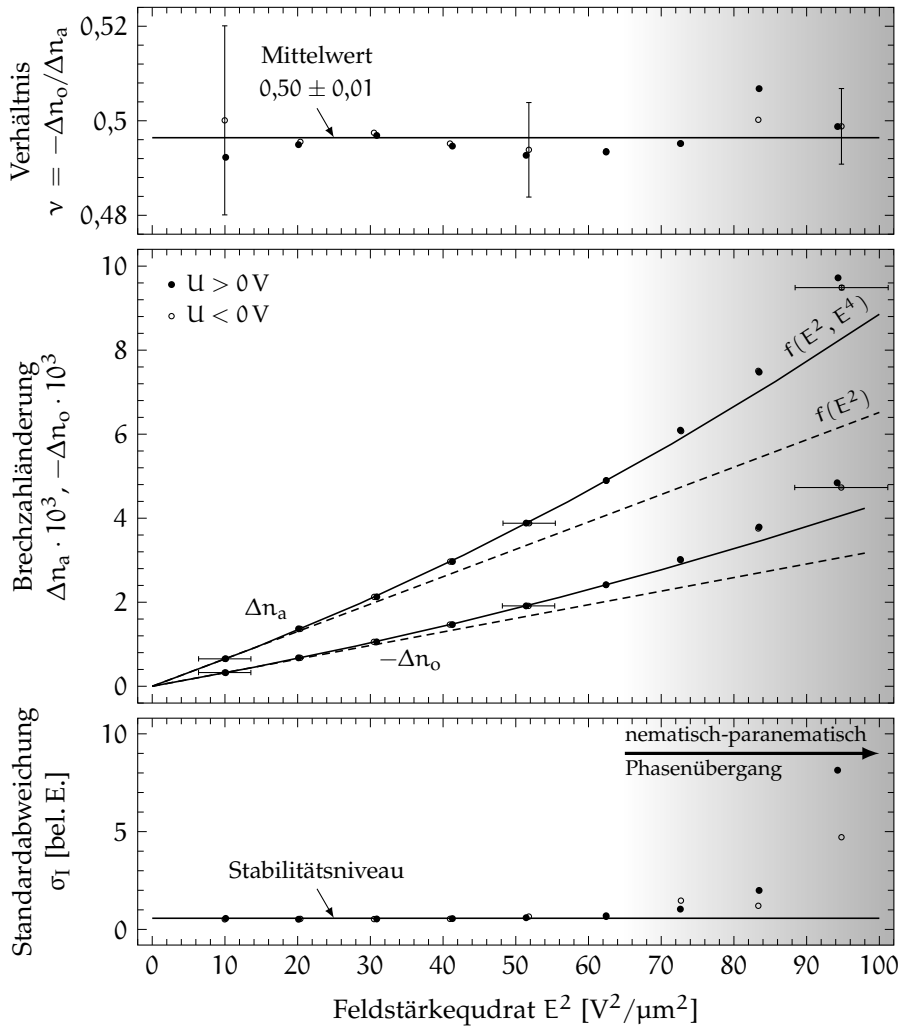


Abbildung 3.23: Änderung der ordentlichen Δn_o und außerordentlichen Δn_a Brechzahl und das hieraus berechnete Verhältnis ν in Abhängigkeit des Feldstärkequadrates E^2 sowie die Standardabweichung des Messsignals σ_I , welche das Einsetzen des nematisch-paranematischen Phasenüberganges anzeigt, für $\vartheta \approx \vartheta_{\text{NI}} + 0,2 \text{ K}$

3.4.1 Verhältnis ν der elektrooptischen Konstanten

Anhand der in Abschnitt 3.3.4 erörterten Messungen ist gezeigt worden, dass entfernt von der nematisch-isotropen Phasenübergangstemperatur ϑ_{NI} und für Feldstärken bis $2 \text{ V}/\mu\text{m}$ das Verhältnis der elektrooptischen Konstanten ν im Rahmen der Messgenauigkeit 0,5 beträgt. Im Weiteren wird ν bei hohen Feldstärken bis $10 \text{ V}/\mu\text{m}$ nahe ϑ_{NI} bis zum Erreichen des nematisch-paraematischen Phasenübergangs bestimmt.

Abbildung 3.23 zeigt das aus der Änderung der ordentlichen Δn_o und außerordentlichen Δn_a Brechzahl berechnete Verhältnis $\nu = -\Delta n_o/\Delta n_a$ sowie die Standardabweichung des Messsignales σ_I für eine Temperatur ca. $0,2 \text{ K}$ oberhalb ϑ_{NI} . Der nematisch-paraematische Phasenübergang beginnt, wie in Abschnitt 3.4.3 näher beschrieben, mit dem signifikanten Anstieg von σ_I für Feldstärken oberhalb $8 \text{ V}/\mu\text{m}$ einzusetzen.

Das Verhältnis ν , welches hier direkt aus den Brechzahländerungen berechnet wurde, ist im Rahmen der Messgenauigkeit unabhängig von der Feldstärke bis hin zum Einsetzen des nematisch-paraematischen Phasenüberganges konstant 0,5. Demnach genügt zur Charakterisierung der paraematischen Phase von 5CB die Messung nur einer der beiden Brechzahländerungen Δn_o bzw. Δn_a , da die Andere über $\Delta n_o/\Delta n_a = -1/2$ definiert ist.

Die Unsicherheit der Messwerte von Δn_o und Δn_a wird im Wesentlichen durch die Messunsicherheit der Feldstärke bestimmt, welche aus der Messgenauigkeit der Schichtdicke des Flüssigkristalls sowie der Genauigkeit der gemessenen Spannung resultiert. Bei dem aus Δn_o und Δn_a berechneten Verhältnis ν kürzt sich die Unsicherheit der Schichtdicke heraus.

Anhand der quadratischen $f(E^2)$ bzw. biquadratischen Funktion $f(E^2, E^4)$ in Abbildung 3.23 wird deutlich, dass bereits vor dem Beginn des paraematischen Phasenüberganges neben dem KERR-Koeffizienten auch Terme höherer Ordnungen zum elektrooptischen Effekt beitragen.

3.4.2 Elektrooptischer Effekt höherer Ordnung

Aus Gl. (2.44), welche den durch die Feldenergiedichte W induzierten Ordnungsparameter S_P beschreibt, folgt mit Gl. (2.33) und Gl. (2.40) für die durch das elektrische Feld E hervorgerufene Doppelbrechung

$$\Delta n = \frac{\alpha(\vartheta - \vartheta^*)^\gamma - \sqrt{\alpha^2(\vartheta - \vartheta^*)^{2\gamma} - 4bE^2\Delta\epsilon_{\text{max}}/3}}{2b} \Delta n_{\text{max}}, \quad (3.45)$$

welche als Potenzreihe

$$\Delta n = \underbrace{\frac{\Delta\epsilon_{\text{max}}\Delta n_{\text{max}}}{3\alpha(\vartheta - \vartheta^*)^\gamma}}_{\text{KERR-Effekt}} E^2 + \underbrace{\frac{b(\Delta\epsilon_{\text{max}})^2\Delta n_{\text{max}}}{9\alpha^3(\vartheta - \vartheta^*)^{3\gamma}}}_{\text{Biquadratischer Effekt}} E^4 + \mathcal{O}(E^6) \quad (3.46)$$

entwickelt werden kann.

Der erste Summand in Gl. (3.46) repräsentiert, wie in Abschnitt 2.2.4 beschrieben, den elektrooptischen KERR-Effekt mit dem KERR-Koeffizienten

$$B_1 = \frac{\Delta\epsilon_{\text{max}}\Delta n_{\text{max}}}{3\alpha(\vartheta - \vartheta^*)^\gamma} = \frac{B_1^*}{(\vartheta - \vartheta^*)^\gamma}, \quad (3.47)$$

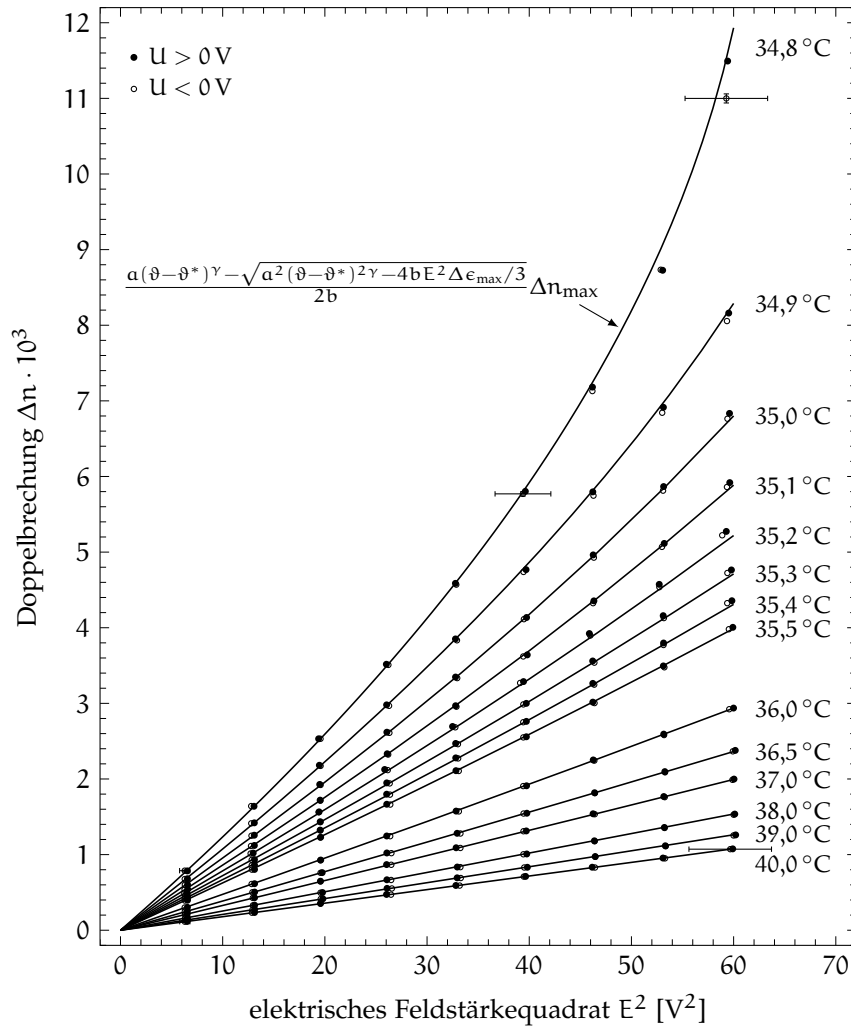


Abbildung 3.24: Doppelbrechung Δn in Abhängigkeit des Feldstärkequadrates E^2 von 5CB für verschiedene Temperaturen und die Regressionsfunktion nach Gl. (3.45) mit den in Tabelle 3.5 gelisteten Parametern

wobei der Index 1 zur Unterscheidung von Koeffizienten höherer Ordnung dient. Der zweite Summand in Gl. (2.45) berücksichtigt den biquadratischen elektrooptischen Effekt. Analog zu B_1 kann der Koeffizient

$$B_2 = \frac{b(\Delta\epsilon_{\max})^2 \Delta n_{\max}}{9a^3(\vartheta - \vartheta^*)^{3\gamma}} = \frac{B_2^*}{(\vartheta - \vartheta^*)^{3\gamma}} \quad (3.48)$$

definiert werden, welcher ebenso wie B_1 , jedoch sehr viel schneller, mit zunehmender Temperaturdifferenz $(\vartheta - \vartheta^*)$ sinkt.

Zur Beschreibung der Doppelbrechung paranematischer Flüssigkristalle sind in gleichem Maße Gl. (3.45) oder dessen Reihenentwicklung (3.46) anwendbar. Werden anhand der Messwerte über Gl. (3.46) die Koeffizienten B_1^* und B_2^* bestimmt, können aus deren Temperaturabhängigkeit der kritische Exponent γ sowie mittels Gl. (3.47) und Gl. (3.48) bei gegebenem Δn_{\max} und $\Delta\epsilon_{\max}$ die LANDAU-DE-GENNES-Koeffizienten a und b berechnet werden. Mit diesen so ermittelten Koeffizienten als Ausgangswerte kann Gl. (3.45) direkt an die Messwerte angepasst und a , b sowie γ direkt bestimmt werden. Hierbei ist die Re-

Tabelle 3.5: Kritischer Exponent γ , LANDAU-DE-GENNES-Koeffizienten a , b , c , nematisch-isotrope Phasenübergangstemperatur ϑ_{NI} , Differenz zur Divergenztemperatur ($\vartheta_{\text{NI}} - \vartheta^*$), KERR-Koeffizient B_1^* und biquadratischer Koeffizient B_2^* von 5CB bei $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$

Parameter	Einheit	Wert	Unsicherheit
γ	–	0,82	$\pm 0,04$
a	$10^6 \text{ J/m}^3 \text{ K}^{0,82}$	0,13	$\pm 0,01$
b	10^6 J/m^3	0,9	$\pm 0,2$
c	10^6 J/m^3	$2,7^a$	± 2
ϑ_{NI}	$^\circ\text{C}$	34,75	$\pm 0,5$
$\vartheta_{\text{NI}} - \vartheta^*$	K	0,5	$\pm 0,1$
B_1^*	$10^{-18} \text{ K}^{0,82} \text{ m}^2 / \text{V}^2$	75^b	± 5
B_2^*	$10^{-30} \text{ K}^{2,46} \text{ m}^4 / \text{V}^4$	$0,12^c$	$\pm 0,05$

a Berechnet nach Gl. (2.43);

b Berechnet nach Gl. (3.47) mit $\Delta\epsilon_{\text{max}}$ und Δn_{max} aus Tabelle 2.4;

c Berechnet nach Gl. (3.48) mit $\Delta\epsilon_{\text{max}}$ und Δn_{max} aus Tabelle 2.4

gression von Gl. (3.45) mit den aus der Reihenentwicklung (3.46) gewonnenen Startwerten zuverlässiger als eine Regression mit geschätzten Startwerten.

Abbildung 3.24 zeigt die aus der gemessenen Änderung der außerordentlichen Brechzahl berechnete Doppelbrechung $\Delta n = \frac{3}{2}\Delta n_a$ in Abhängigkeit des Feldstärkequadrates E^2 von 5CB in einem Temperaturbereich von $34,8^\circ\text{C}$ bis 40°C und die daran angepasste Regressionsfunktion entsprechend Gl. (3.45) mit den in Tabelle 3.5 zusammengefassten Parametern. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung des theoretischen Verlaufes der LANDAU-DE-GENNES-Theorie mit den gemessenen Werten. Die ermittelten Koeffizienten a , b , und c sind im Einklang mit den in Tabelle 2.4 gelisteten Literaturwerten und B_1^* bzw. γ bestätigen die in Tabelle 3.4 gelisteten Ergebnisse der voran gezeigten Messung.

Die Unsicherheiten der Regressionsparameter a , b , γ und $(\vartheta_{\text{NI}} - \vartheta^*)$ ergeben sich aus den Grenzen des Wertebereiches, den ein einzelner Parameter bei Konstanthalten der Anderen innerhalb der Fehlerschranken der Doppelbrechung annehmen kann. Die Unsicherheiten von c , B_1^* und B_2^* leiten sich aus den Unsicherheiten der Regressionsparameter ab.

3.4.3 Nematisch-Paranematischer Phasenübergang

Der Bereich des nematisch-paranematischen Phasenüberganges ist, wie in Abschnitt 2.2.5 beschrieben, dadurch gekennzeichnet, dass sich unter der Wirkung eines elektrostatischen Feldes auch über einen längeren Zeitraum kein stabiler Zustand einstellt. Hierdurch steigt, wie in Abbildung 3.25 dargestellt, die Standardabweichung σ_1 ab einer von der Temperaturdifferenz $(\vartheta - \vartheta_{\text{NI}})$ abhängigen Feldstärke F an, bevor σ_1 nach Erreichen eines Maximums abfällt. Hierbei ist mit größer werdender Temperaturdifferenz das Maximum von σ_1 in Richtung höherer Feldstärken verschoben.

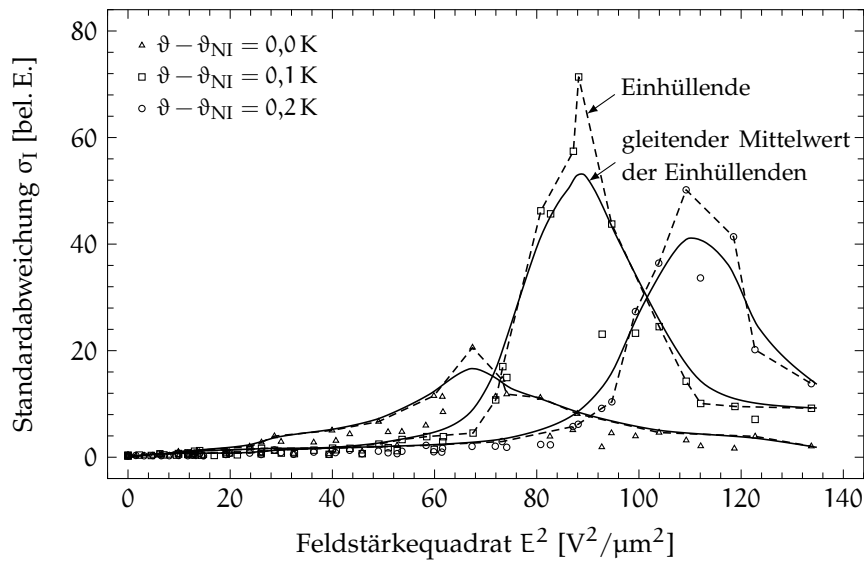


Abbildung 3.25: Standardabweichung σ_I des Messsignals in Abhängigkeit des elektrischen Feldstärkequadrates E^2 sowie die Einhüllende und deren gleitender Mittelwert für verschiedene Temperaturdifferenzen ($\vartheta - \vartheta_{NI}$)

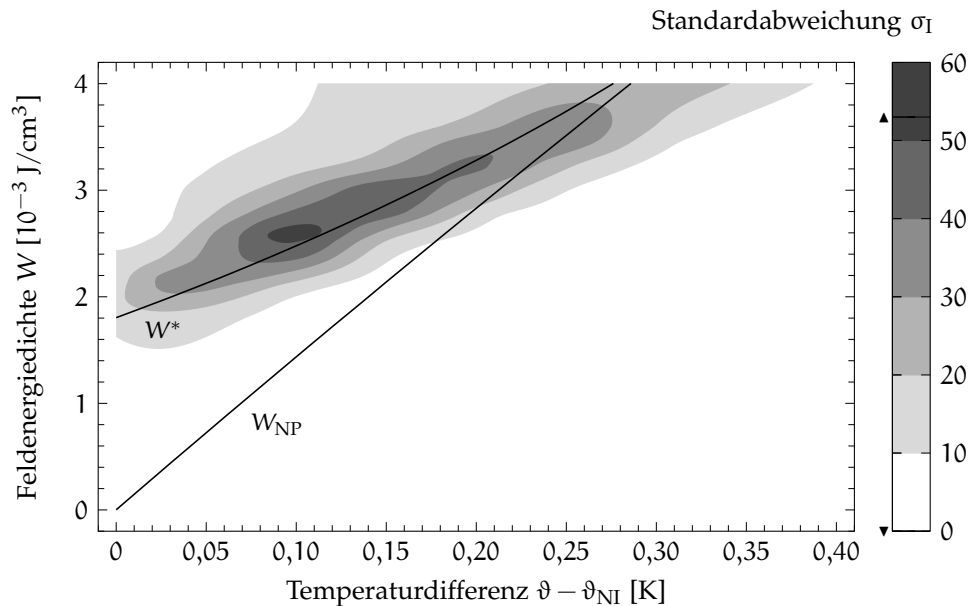


Abbildung 3.26: Konturplot der Standardabweichung σ_I , welche qualitativ die Lage des nematisch-paranematischen Phasenüberganges anzeigt, in Abhängigkeit der Temperaturdifferenz ($\vartheta - \vartheta_{NI}$) und der Feldenergiedichte W im Vergleich zu den beiden Feldenergiedichten W_{NP} und W^* .

Der Anstieg von σ_I wird als eine durch die Annäherung an den Phasenübergang größer werdende Relaxationszeitkonstante der paranematischen Phase interpretiert, welche im instabilen Bereich des Phasenüberganges maximal wird. Nach dem Überschreiten des Maximums strebt σ_I gegen einen für die Relaxationszeitkonstante der nematischen Phase charakteristischen Wert. Hierbei ist im Rahmen dieser Arbeit der Verlauf von σ_I ausschließlich als qualitativer Nachweis des nematisch-paranematischen Phasenüberganges genutzt worden.

Zur weiteren Auswertung der Standardabweichung σ_I wird, wie in Abbildung 3.25 gezeigt, die Einhüllende, welche sich an lokalen Maximalwerten der Messpunkte orientiert, bestimmt und der hieraus abgeleitete gleitende Mittelwert genutzt. Auf Grundlage dieser so geglätteten Verläufe von Messungen in 0,05 K Temperaturschritten und Feldstärken bis ca. 12 V/ μm zeigt der in Abbildung 3.26 dargestellte Konturplot von σ_I qualitativ die Lage des nematisch-paranematischen Phasenüberganges in Abhängigkeit der Temperaturdifferenz $(\vartheta - \vartheta_{NI})$ und der durch Gl. (2.40) gegebenen Feldenergiedichte $W = E^2 \Delta\epsilon_{\text{max}}/3$.

Der Vergleich des Konturplotes von σ_I mit den beiden Feldenergiedichten W_{NP} und W^* , welche anhand der Werte aus Tabelle 3.5 mittels Gl. (2.55) und Gl. (2.57) berechnet wurden, zeigt eine gute Korrelation zwischen der mittels σ_I abgeschätzten Lage des nematisch-paranematischen Phasenüberganges und der Feldenergiedichte W^* . Hierbei kann der erst bei W^* stattfindende Phasenübergang auf die geringe Dauer der einzelnen Spannungsstufen des verwendeten und in Abbildung 3.14 dargestellten Signales zurückgeführt werden.

ENTWURF ELEKTROOPTISCH INDUZIERTER WELLENLEITER

4.1	Aufbau des elektrooptisch induzierten Wellenleiters	76
4.2	Leck- und Absorptionsverluste	78
4.3	Faserkoppelung	80
4.3.1	Transmissionsgrad der Stirnflächen	81
4.3.2	Lichtausbreitung zwischen Faser und Wellenleiter	81
4.3.3	Berechnung & Näherung des Koppelkoeffizienten	83
4.3.4	Einfluss der Faserposition auf die Koppeffizienz	84
4.3.5	Einfluss der Kerndicke auf die Koppeffizienz	85
4.4	Transmission elektrooptisch induzierter Wellenleiter	87
4.4.1	Simulationsmethoden	87
4.4.2	FEM-Modelle	89
4.4.3	Brechzahlensor	91
4.4.4	Modenentwicklung homogener Wellenleiter	94
4.4.5	FEM-Simulation inhomogener Wellenleiter	101
4.4.6	Elektrooptisch induzierte Wellenleiterweichen	110

In diesem Kapitel wird der Entwurf elektrooptisch induzierter Wellenleiter auf Grundlage analytischer Betrachtungen und semianalytischer Finite-Elemente-Modelle vorgestellt. Ausgehend von dem in Abschnitt 4.1 vorgestellten Aufbau des Querschnittes elektrooptisch induzierter Wellenleiter werden zunächst in Abschnitt 4.2 die Leck- und Absorptionsverluste des dem Wellenleiter zugrunde liegenden Schichtsystems in Abhängigkeit der Kern- und Manteldicken betrachtet und die optimale Dickenkombination der Mantelschichten abgeleitet. In Abschnitt 4.3 wird die Einkoppelung des Lichtes von einer Standardmonomodefaser in den elektrooptisch induzierten Wellenleiter auf Grundlage der Ausbreitung GAUSSscher Strahlen und der Anregung von Wellenleitermoden beschrieben. Hierbei werden der Einfluss der Faserposition und der Kernschichtdicke auf die Koppeffizienz zwischen Faser und Wellenleiter diskutiert. Abschnitt 4.4 gibt einen Überblick zu den in der vorliegenden Arbeit angewendeten Methoden zur Simulation der Ausbreitung des Lichtes in elektrooptisch induzierten Wellenleitern. Es werden das Verfahren der Modenentwicklung zur Beschreibung der Lichtausbreitung in homogenen Wellenleitern und die Umsetzung der Methode der effektiven Brechzahl zur Simulation der Lichtausbreitung in inhomogenen Wellenleitern vorgestellt. Abschließend wird anhand der Simulationsergebnisse die Transmissionscharakteristik der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Wellenleiterweiche dargestellt.

4.1 AUFBAU DES ELEKTROOPTISCH INDUZIERTEN WELLENLEITERS

Abbildung 4.1 zeigt den charakteristischen Querschnitt eines elektrooptisch induzierten Wellenleiters wie er im Rahmen dieser Arbeit für eine Wellenlänge von $1,55 \mu\text{m}$ und den paranematischen Flüssigkristall 5CB als Kernmaterial entworfen, gefertigt und charakterisiert wurde. Während die verwendeten Materialien Silizium (Si), Siliziumdioxid (SiO_2) und die Aluminiumlegierung AlSiCu durch die am FRAUNHOFER IPMS eingesetzten CMOS-kompatiblen Halbleiterfertigungsverfahren vorgegeben werden, sind die Schichtdicken des unteren d_{Mu} und des oberen Mantels d_{Mo} , die Dicke des Kerns d_{K} sowie die Breite der Elektrode b_{E} die im Bauelemententwurf optimierbare Parameter.

Schichten

Die Tabellen 4.1 und 4.2 fassen die Materialien, Dicken sowie die für die elektrooptisch induzierten Wellenleiter relevanten Materialkonstanten der Schichten zusammen. Die Dicke der Isolation d_{I} wird durch die geforderte elektrische Spannungsfestigkeit und die Dicke der Elektrode d_{E} durch deren elektrischen Widerstand vorgegeben. Die Schichtdicken der Mäntel und des Kerns sowie die Breite der Elektrode liegen typischerweise im Mikrometerbereich. Da keine Polierprozesse zur Oberflächennivellierung genutzt worden sind, überträgt sich die Form der Elektrode auf die Topologie des darüber liegenden Mantels. Hierbei ist die Verbreiterung b_{V} vom Prozess der Schichterzeugung abhängig und d_{K} wird auf die Schichtdicke des Kerns oberhalb der Elektroden bezogen.

Verbreiterung b_{V}

Je nach Anisotropie des Schichtwachstums ist die Verbreiterung b_{V} des unteren Mantels seitlich der AlSiCu-Elektrode zwischen $0 \mu\text{m}$ und d_{Mu} . Für den in Abschnitt 5.1.1 benannten Beschichtungsprozess wurde mittels Rasterkraftmikroskopie für die Manteldicke $d_{\text{Mu}} = 0,5 \mu\text{m}$ das Verhältnis $b_{\text{V}}/d_{\text{Mu}} \approx 1$ und für die Dicke $d_{\text{Mu}} = 1,5 \mu\text{m}$ das Verhältnis $b_{\text{V}}/d_{\text{Mu}} \approx 1/2$ ermittelt.

Substrat

Die Substrate sind Bor-dotierte, d. h. p-leitende Si-Wafer, welche aufgrund ihres spezifischen Widerstandes von $20 \Omega \text{ cm}$ als Gegenelektroden dienen und mit Metallen wie Aluminium oder Silber einen OHMSchen Kontakt ausbilden.

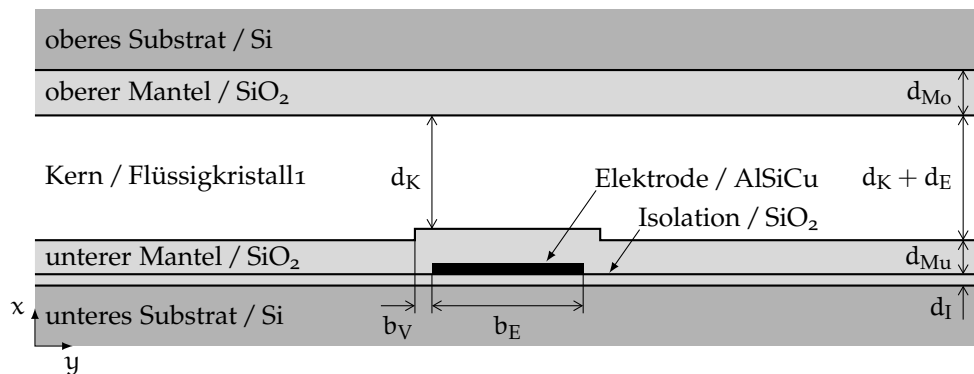


Abbildung 4.1: Querschnitt des entwickelten elektrooptisch induzierten Wellenleiters nach Blasl, bestehend aus dem paranematischen Flüssigkristallkern, dem oberen und unteren SiO_2 -Mantel, der SiO_2 -Isolationsschicht, der strukturierten AlSiCu-Elektrode und den als Gegenelektroden dienenden oberen und unteren mit Bor dotierten Si-Substraten

Tabelle 4.1: Material, Dicke d und Breite b sowie relevante Materialkonstanten der Schichten der elektrooptisch induzierter Wellenleiter nach Abbildung 4.1

Schicht	Material	d [μm]	b [μm]	n	ρ	ϵ_r
Substrat	Si	–	–	n_{Si}	ρ_{Si}	ϵ_{Si}
Isolation	SiO_2	0,5	–	n_{SiO_2}	–	ϵ_{SiO_2}
Mantel	SiO_2	0,5 - 5	–	n_{SiO_2}	–	ϵ_{SiO_2}
Elektrode	AlSiCu	0,5	1 - 25	n_{AlSiCu}	ρ_{AlSiCu}	–
Kern	5CB	1 - 15	–	$n_{5\text{CB}}$	$\rho_{5\text{CB}}$	$\epsilon_{5\text{CB}}$

Tabelle 4.2: Real- n' bzw. Imaginärteil n'' der Brechzahl bei $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$, spezifischer Widerstand ρ und relative Permittivität ϵ_r der Schichtmaterialien

Material	n'	n''	ρ [$\Omega \text{ cm}$]	ϵ_r
Si	3,476 ^a	–	20 ^b	11,7 ^c
SiO_2	1,444 ^d	–	–	3,8 - 5,8 ^e
AlSiCu	1,423 ^f	13,7 ^f	$2,7 \cdot 10^{-6g}$	–
5CB	1,555 ^h	$2 \cdot 10^{-6i}$	10^9j	10,4 - 11,4 ^j

a interpoliert anhand der Werte aus [84];

b bei Raumtemperatur laut Spezifikation des Herstellers;

c bei Raumtemperatur für einen spezifischen Widerstand von $20 \Omega \text{ cm}$ [85];

d Prismenkopplermessung durch Metricon Corp. an $4 \mu\text{m}$ dicker SiO_2 -Schicht auf Si;

e abhängig vom Substrat, Herstellungsprozess und den Prozessparametern [86, 87];

f Ellipsometriemessung an 200 nm dicker AlSiCu-Schicht auf Si-Wafer;

g Widerstandsmessung an 500 nm dicker AlSiCu-Elektrode;

h Brechzahl bei $\vartheta = 38^\circ\text{C}$, vgl. hierzu Abschnitt 3.3.5;

i entsprechend Abbildung 2.4 und Gl. (2.77);

j siehe Tabelle 3.1

Für die Dimensionierung der elektrooptisch induzierten Wellenleiter wird deren physikalische Beschreibung in drei Teilaspekte gegliedert. (i) Die Dicke des Mantels wird auf Basis des Modells eines Schichtwellenleiters hinsichtlich der Leck- und Absorptionsverluste optimiert. (ii) Die Ausbreitung des Lichtes, ausgehend von der Faser bis hin zum elektrooptisch induzierten Wellenleiter, wird analytisch auf Grundlage des GAUSSSchen Strahles beschrieben. Hierbei kann bereits ein geeigneter Bereich der Kerndicke abgeschätzt werden, welcher eine hohe Koppeffizienz erlaubt. (iii) Die Koppeffizienz und die Ausbreitung des Lichtes im elektrooptisch induzierten Wellenleiter wird mittels der Finite-Elemente-Methode (FEM) berechnet. Hierbei kann das FEM-Modell bei ausreichender Dicke des Mantels wesentlich vereinfacht werden, da die Wechselwirkung des Lichtes mit dem Substrat und der Elektrode vernachlässigt werden kann. Des Weiteren reduziert sich der Optimierungsaufwand der Wellenleitergeometrie, da nach (i) und (ii) die Manteldicken bereits festgelegt und die Dicke des Kerns auf einen sinnvollen Bereich eingeschränkt wurden.

*Dimensionierung
der Wellenleiter*

4.2 LECK- UND ABSORPTIONSVERLUSTE

Bei der Dimensionierung der Schichtdicken des Mantels stehen zwei konträre Aspekte im Vordergrund. Zum einen sollte der Mantel ausreichend dick sein, um Verluste durch Leckmoden oder Absorption zu vermeiden. Zum anderen sinkt mit zunehmender Dicke des Mantels die elektrische Feldstärke in der Kernschicht, wodurch höhere Spannungen zur Erzeugung eines elektrooptisch induzierten Wellenleiters benötigt werden.

*Verlust in
Abhängigkeit
der Manteldicke*

Zur Abschätzung des von der Manteldicke abhängigen Verlustes wird die TM-Grundmode eines Schichtwellenleiters bei der angestrebten Wellenlänge von $1,55 \mu\text{m}$ betrachtet und das Schichtsystem des zugrunde liegenden Wellenleiters in zwei symmetrische, voneinander getrennt zu betrachtende Schichtsysteme I und II aufgeteilt, wobei die Absorption des Kernmaterials, welche am Ende dieses Abschnittes diskutiert wird, zunächst unberücksichtigt bleibt. Das Schichtsystem I: Si-SiO₂-5CB-SiO₂-Si beinhaltet neben dem Kern und dem Mantel das den Wellenleiter umgebende Material Silizium. Bei dem Schichtsystem II: AlSiCu-SiO₂-5CB-SiO₂-AlSiCu umgibt AlSiCu den Wellenleiter. Durch Lösen der zur TM-Mode gehörenden Bestimmungsgleichung (2.118) wird für das jeweilige Schichtsystem der Verlust bei einer bestimmten Kombination von Kernschichtdicke d_K und Mantelschichtdicke d_M berechnet.

In Abbildung 4.2 sind die Graphen für Verluste von $0,001 \text{ dB/cm}$, $0,01 \text{ dB/cm}$, $0,1 \text{ dB/cm}$ und 1 dB/cm beider Schichtsysteme einander gegenübergestellt. Die Verluste des Schichtsystems I werden hierbei ausschließlich durch die Leckmoden getragen und die des Schichtsystems II allein durch die Absorption

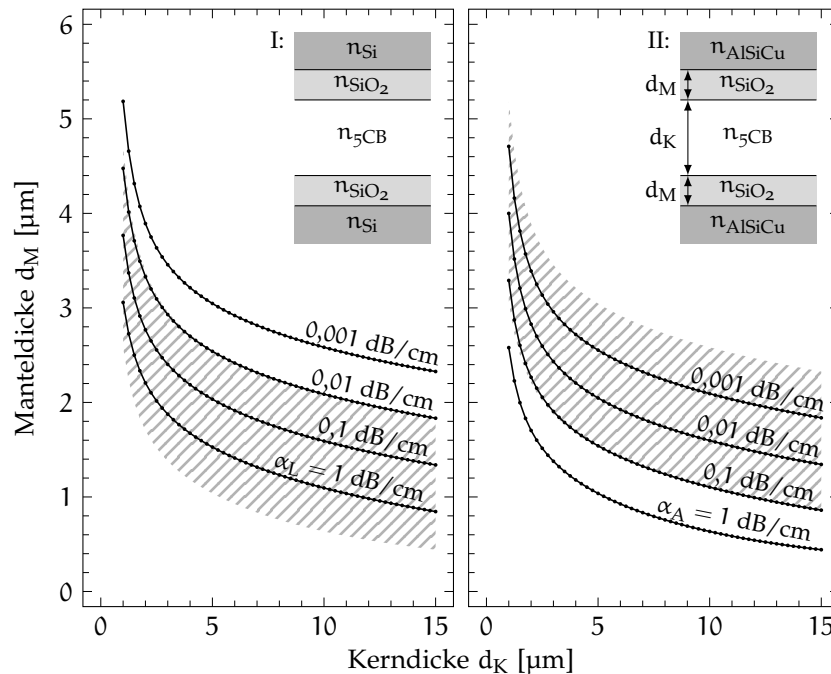


Abbildung 4.2: Kerndicke d_K und Manteldicke d_M bei definierten Verlusten des Schichtsystems (links) I: Si-SiO₂-5CB-SiO₂-Si infolge von Leckmoden α_L und (rechts) II: AlSiCu-SiO₂-5CB-SiO₂-AlSiCu durch Absorption α_A sowie schraffiert die Verluste des jeweils anderen Schichtsystems

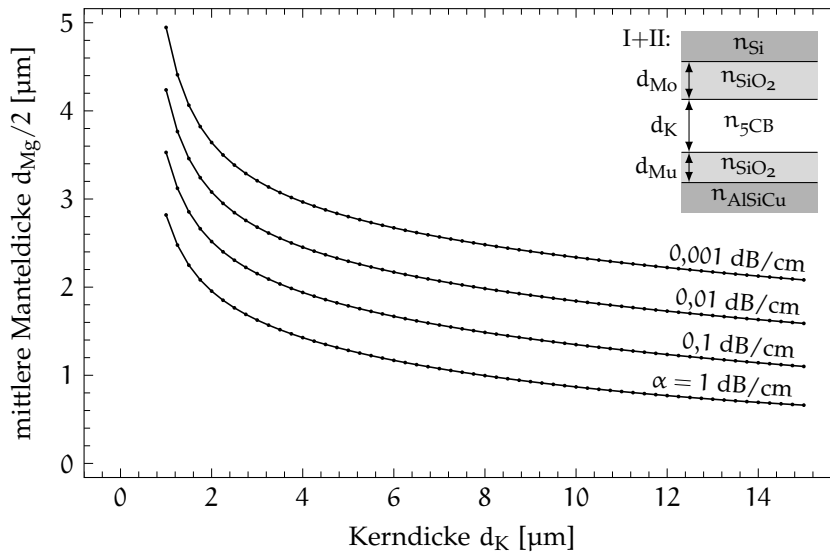


Abbildung 4.3: Kerndicke d_K und mittlere Manteldicke $d_{Mg}/2 = (d_{Mo} + d_{Mu})/2$ der Schichtsystemkombination I+II: AlSiCu-SiO₂-5CB-SiO₂-Si bei definierten Verlusten α für die optimale Kombination $d_{Mo} = d_{Mu} + 0,5 \mu\text{m}$

des AlSiCu verursacht. Zum besseren Vergleich ist grau schraffiert jeweils der Verlust des anderen Schichtsystems dargestellt. Es ist zu erkennen, dass mit zunehmender Dicke des Kerns bzw. des Mantels sich die Verluste verringern. Bei einer definierten Kerndicke ändert sich bei Variation der Manteldicke um einen festen Betrag der Verlust in erster Näherung um einen konstanten Faktor, weswegen für den betrachteten Bereich der Zusammenhang

$$\alpha_A = A_A e^{-\alpha_A d_M} \quad \text{bzw.} \quad (4.1a)$$

$$\alpha_L = A_L e^{-\alpha_L d_M} \quad (4.1b)$$

zugrunde gelegt wird. Beim Vergleich beider Schichtsysteme wird ersichtlich, dass $A_L \approx 10A_A$ und $\alpha_L \approx \alpha_A$. Für Kerndicken größer $3 \mu\text{m}$ ist α_L bzw. α_A nahezu unabhängig von der Kerndicke und aus dem Verhältnis des Verlustes von ca. 100 bei einer Änderung der Manteldicke um $1 \mu\text{m}$ folgt $\alpha_A \approx 4,6 \mu\text{m}^{-1}$.

Durch die getroffenen Aussagen kann für den Wellenleiter aus Abbildung 4.1 eine geeignete Kombination der Manteldicken d_{Mu} und d_{Mo} bestimmt werden, bei welcher der Verlust minimal wird, wenn die Gesamtdicke des Mantels $d_{Mg} = (d_{Mu} + d_{Mo})$ vorgegeben ist. Hierzu wird die Summe der Verluste $\alpha = \alpha_L(d_{Mo}) + \alpha_A(d_{Mu})$ betrachtet, wobei berücksichtigt wird, dass d_{Mo} den Verlust durch die Leckmoden und d_{Mu} den Verlust durch die Absorption im Elektrodenmaterial bestimmt. Mit Gl. (4.1) folgt aus dem Extremwertproblem von $\alpha(d_{Mo})$, dass bei gegebener Dicke d_{Mg} der Verlust minimal ist, wenn

$$d_{Mo} = \frac{\alpha_L}{\alpha_A} d_{Mu} + \frac{1}{\alpha_A} \ln \left(\frac{\alpha_L A_L}{\alpha_A A_A} \right) \approx d_{Mu} + 0,5 \mu\text{m}. \quad (4.2)$$

Entsprechend Gl. (4.2) sollte für das Schichtsystem AlSiCu-SiO₂-5CB-SiO₂-Si des zugrunde liegenden Wellenleiters der obere Mantel zwischen Kern und Si-Substrat $0,5 \mu\text{m}$ dicker sein als der untere Mantel zwischen Kern und AlSiCu-

*optimale
Manteldicken*

Elektrode. Abbildung 4.3 zeigt die zur Kerndicke korrespondierende Manteldicke für Verluste α von 0,001 dB/cm bis 1 dB/cm. Hierbei resultiert der Verlust aus der Kombination von Leckmoden und Absorption.

Für TE-polarisiertes Licht ist in dem betrachteten Parameterbereich bei identischen Schichtdicken der Verlust im Verhältnis zu dem des TM-polarisierten Lichtes um den Faktor 4,5 geringer.

Verlust im
Kernmaterial

Bisher ist bei der Berechnung der Verluste die Absorption, welche durch das Kernmaterial selbst verursacht wird, nicht berücksichtigt worden. Da, bedingt durch den hohen Brechzahlkontrast zwischen dem Kernmaterial 5CB und dem Mantelmaterial SiO₂, das Licht überwiegend im Kern geführt wird, entspricht der durch das Kernmaterial hervorgerufene Verlust in guter Näherung der Absorptionskonstante des Kernmaterials, d. h. 0,7 dB/cm bei $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$.

4.3 FASERKOPPELUNG

Die Einkoppelung des Lichtes in einen Wellenleiter ist bei der Wellenleiterdimensionierung ein zentraler Aspekt. Im Falle der in dieser Arbeit behandelten elektrooptisch induzierten Wellenleiter wird das Licht, wie in Abbildung 4.4 skizziert, über eine Faser eingekoppelt. Hierbei wird das durch die Grundmode der Faser E_F transportierte Licht über einen Abstand g in den Wellenleiter eingestrahlt und die Moden des Wellenleiters E_{kl} angeregt. Als Kenngröße der Qualität der Einkoppelung in die Mode kl dient der Koppelgrad

$$K_{kl} = \frac{P_{kl}}{P_F} = T_F T_{kl} \Gamma_{kl}, \quad (4.3)$$

der dem Verhältnis der in die Mode kl eingekoppelten Leistung P_{kl} zu der in der Faser geführten Leistung P_F entspricht. Hierbei werden zur Berechnung des Koppelgrades drei wesentliche Effekte betrachtet. (i) Die Transmission des Feldes durch die Stirnfläche der Faser bzw. des Wellenleiters wird durch den Transmissionsgrad T_F bzw. T_{kl} beschrieben, wobei Interferenzeffekte durch Mehrfachreflexion nicht berücksichtigt werden. (ii) Die Ausbreitung des Lichtes $E_G(z)$ von der Stirnfläche der Faser bei $z = 0$ bis hin zur Stirnfläche des Wellenleiters bei $z = g$ wird als GAUSSSCHER STRAHL und (iii) die Anregung der Wellenleitermode E_{kl} durch das Feld $E_G(g)$ über die Koppel-effizienz Γ_{kl} ausgedrückt.

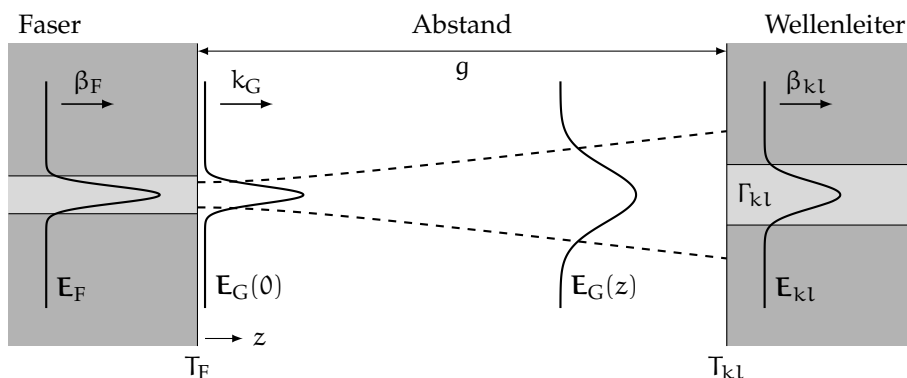


Abbildung 4.4: Einkoppelung der Grundmode E_F einer Monomodefaser in die Mode E_{kl} eines Wellenleiters, welcher sich in einem Abstand g befindet

4.3.1 Transmissionsgrad der Stirnflächen

Zur Ableitung des Transmissionsgrades der Faser- bzw. Wellenleiterstirnfläche wird das Feld zwischen der Faser und dem Wellenleiter als eine ebene sich in z -Richtung ausbreitende Welle betrachtet, für welche der Transmissionskoeffizient durch Gl. (2.109) gegeben ist. Entsprechend Gl. (2.100) bis (2.102) mit Gl. (2.97)¹ ist die Komponente m_{11} der Transfermatrix $(k_{z,1} + k_{z,2})/(2k_{z,1})$ und gemäß Gl. (2.111) für das elektrische Feld der Faktor $q = 1$, wonach für die elektrische Feldstärke der Transmissionskoeffizient einer Grenzfläche

$$t = \frac{q}{m_{11}} = \frac{2k_{z,1}}{k_{z,1} + k_{z,2}} \quad (4.4)$$

entspricht. Hierbei ist $k_{z,1}$ bzw. $k_{z,2}$ die Komponente des Wellenzahlvektors in Ausbreitungsrichtung vor bzw. hinter der Grenzfläche.

Da für die Fasermode $k_z \equiv \beta_F$, für das Feld zwischen der Faser und dem Wellenleiter $k_z \equiv k_G$ und für die Mode des Wellenleiters $k_z \equiv \beta_{kl}$, folgen für die in Abbildung 4.4 dargestellten Grenzflächen die Koeffizienten

$$t_F = \frac{2\beta_F}{\beta_F + k_G} \quad (4.5)$$

und

$$t_{kl} = \frac{2k_G}{k_G + \beta_{kl}}, \quad (4.6)$$

sowie nach Gl. (2.114) die Transmissionsgrade

$$T_F = \frac{k_G}{\beta_F} |t_F|^2 = \frac{4\beta_F k_G}{(\beta_F + k_G)^2} \quad (4.7)$$

und

$$T_{kl} = \frac{\beta_{kl}}{k_G} |t_{kl}|^2 = \frac{4k_G \beta_{kl}}{(k_G + \beta_{kl})^2}. \quad (4.8)$$

Im Gegensatz zur leistungsbezogenen Größe T , welche für elektrische sowie magnetische Felder gilt, bezieht sich t ausschließlich auf die elektrischen Felder.

4.3.2 Lichtausbreitung zwischen Faser und Wellenleiter

Das Licht, welches von der Faser in Richtung des Wellenleiters abgestrahlt wird, kann als eine sich in z -Richtung ausbreitende ebene Welle genähert werden, wobei sich zur Darstellung der Moden von Monomodefasern besonders der GAUSSsche Strahl eignet, welcher hier in Form der normierten Feldstärke

$$\Psi_G(r, z) = \mathcal{C}\psi e^{-r^2/w^2(z)} e^{-ik_G r^2/2R(z)} e^{-i[k_G z + p(z)]} \quad (4.9)$$

ausgedrückt wird. Die Funktionen $w(z)$, $R(z)$ und $p(z)$ des GAUSSschen Strahles sind in Abschnitt 2.3.6 beschrieben,

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (4.10)$$

¹ Es ist die gegenüber Gl. (2.97) geänderte Ausbreitungsrichtung zu beachten.

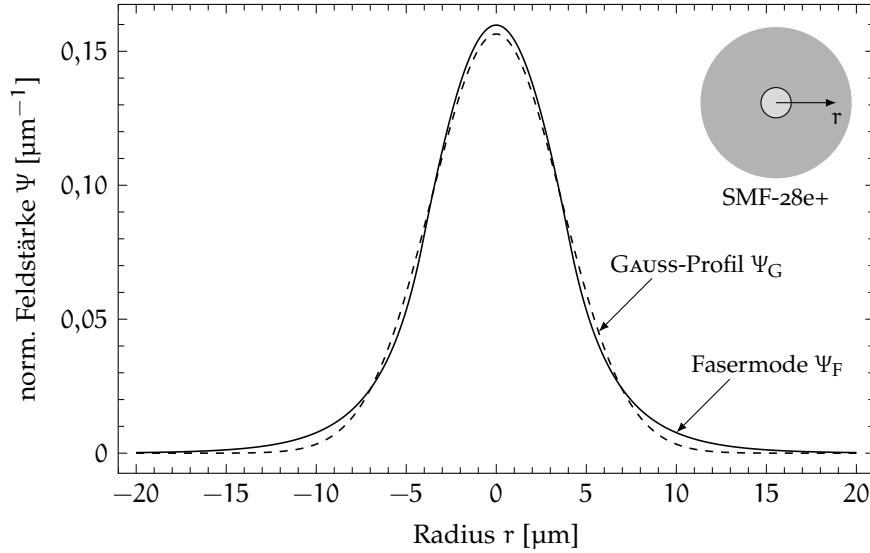


Abbildung 4.5: Betrag der normierten Feldstärke Ψ_F der Standardmonomodefaser SMF-28e+ des Herstellers Corning für $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ im Vergleich zu dem daran angepassten GAUSSschen Profil Ψ_G mit $w_0 = 5,1 \mu\text{m}$

ist der Radius,

$$c = \frac{1}{w(z)} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \quad (4.11)$$

die Konstante, welche das Integral $\iint_{-\infty}^{+\infty} |\Psi_G|^2 dx dy$ auf 1 normiert und [61]

$$\psi = \begin{pmatrix} \cos(\theta) \\ \sin(\theta)e^{i\delta} \end{pmatrix} \quad (4.12)$$

repräsentiert mit dem Polarisationswinkel θ und der Phasenwinkeldifferenz δ den Polarisationszustand des GAUSSschen Strahles.

Abbildung 4.5 zeigt den Betrag der normierten Feldstärke² Ψ_F der Standardmonomodefaser SMF-28e+ des Herstellers Corning für eine Wellenlänge von $1,55 \mu\text{m}$ sowie das hieran angepasste GAUSSsche Strahlprofil $\Psi_G = c e^{-r^2/w_0^2}$ bei $z = 0$. Die Anpassung erfolgt hierbei analog zur Berechnung des Koppelkoeffizienten in Abschnitt 4.3.3 mit dem Ziel, das Integral $\iint_{-\infty}^{+\infty} \Psi_F \Psi_G dx dy$ zu maximieren. Für den Radius der Strahltaile von $w_0 = 5,1 \mu\text{m}$ besitzt dieses Integral mit einem Wert von 0,996 sein Maximum. Demnach breiten sich ausgehend von der Stirnfläche der Faser 99,6% des Feldes der Fasermode in Form eines GAUSSschen Strahles mit $w_0 = 5,1 \mu\text{m}$ aus.

Zur Ein- bzw. Auskoppelung des Lichtes wird neben der Faser SMF-28e+ die hierzu äquivalente polarisationserhaltende Faser vom Typ PM1550-XP des Anbieters Thorlabs genutzt, dessen w_0 mit $4,95 \mu\text{m}$ spezifiziert ist. Da die Toleranz von w_0 beider Fasertypen $\pm 0,25 \mu\text{m}$ beträgt, wird für alle Berechnungen ein einheitlicher Wert von $w_0 = (5,0 \pm 0,4) \mu\text{m}$ zugrunde gelegt.

² Die Modenform ist anhand der Herstellerangaben für die effektive Brechzahl von 1,4677, den Kerndurchmesser von $8,2 \mu\text{m}$ und den Modenfelddurchmesser (nach Petermann II) von $10,4 \mu\text{m}$ berechnet worden.

4.3.3 Berechnung & Näherung des Koppelkoeffizienten

Als Ausgangspunkt zur Berechnung der Einkoppelung des Lichtes in einen Wellenleiter dient der Koppelkoeffizient nach Gl. (2.76), welcher mit Gl. (2.71a), Gl. (2.73a) und Gl. (2.74) durch

$$\mu_{kl} = \frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} \{\mathbf{E}_{kl}^* \times \mathbf{H}_Q\}_z \, dx \, dy}{\sqrt{\iint_{-\infty}^{+\infty} \{\mathbf{E}_Q \times \mathbf{H}_Q^*\}_z \, dx \, dy \iint_{-\infty}^{+\infty} \{\mathbf{E}_{kl} \times \mathbf{H}_{kl}^*\}_z \, dx \, dy}} \quad (4.13)$$

ausgedrückt werden kann. Hierbei sind \mathbf{E}_{kl} bzw. \mathbf{H}_{kl} die elektrischen bzw. magnetischen Feldstärkevektoren der durch das Feld Q angeregten Mode kl . Der Index z bezeichnet die z -Komponente des jeweiligen Kreuzproduktes.

Um Gl. (4.13) zu vereinfachen, werden im Zähler von Gl. (4.13) die Komponenten des magnetischen Feldstärkevektors entsprechend Gl. (2.66a)

*Näherung des
Koppelkoeffizienten*

$$H_{x,Q} = \frac{i}{\mu_0 \omega} \left(\frac{\partial}{\partial y} E_{z,Q} - \frac{\partial}{\partial z} E_{y,Q} \right), \quad H_{y,Q} = \frac{-i}{\mu_0 \omega} \left(\frac{\partial}{\partial x} E_{z,Q} - \frac{\partial}{\partial z} E_{x,Q} \right) \quad (4.14)$$

durch die der elektrischen Feldstärke ausgedrückt, wonach mit Gl. (2.67a)

$$\begin{aligned} \iint_{-\infty}^{+\infty} \{\mathbf{E}_{kl}^* \times \mathbf{H}_Q\}_z \, dx \, dy &= \frac{\beta_{kl}}{\mu_0 \omega} \iint_{-\infty}^{+\infty} E_{x,kl}^* E_{x,Q} + E_{y,kl}^* E_{y,Q} \, dx \, dy \\ &\quad - \underbrace{\frac{i}{\mu_0 \omega} \iint_{-\infty}^{+\infty} E_{x,kl}^* \frac{\partial}{\partial x} E_{z,Q} + E_{y,kl}^* \frac{\partial}{\partial y} E_{z,Q} \, dx \, dy}_{\text{wird vernachlässigt}} \end{aligned} \quad (4.15)$$

folgt. Unter der für die meisten Anwendungen ausreichenden Annahme, dass das Feld Q in Ausbreitungsrichtung z wesentlich schneller oszilliert als es sich senkrecht zur Ausbreitungsrichtung ändert, kann, da $\partial E_z / \partial y \ll \partial E_y / \partial z$ bzw. $\partial E_z / \partial x \ll \partial E_x / \partial z$, der Beitrag des Integrals in der zweiten Zeile von Gl. (4.15) vernachlässigt werden. Gleiches gilt für die Ausdrücke im Nenner von Gl. (4.13), wonach mit der normierten transversalen Feldstärke

$$\Psi = \frac{\mathbf{E}^{(t)}}{\sqrt{\iint_{-\infty}^{+\infty} |\mathbf{E}^{(t)}|^2 \, dx \, dy}} \quad (4.16)$$

der Koppelkoeffizient durch

$$\mu_{kl} \approx \iint_{-\infty}^{+\infty} \Psi_{kl}^* \Psi_Q \, dx \, dy \quad (4.17)$$

genähert werden kann. Die Koppelkoeffizienz bleibt unverändert zu Gl. (2.75)

$$\Gamma_{kl} = |\mu_{kl}|^2. \quad (4.18)$$

Entsprechend Gl. (4.16) genügt es, die transversalen elektrischen Felder $\mathbf{E}^{(t)}$ zur Berechnung des Koppelkoeffizienten nach Gl. (4.17) zu berücksichtigen. In gleicher Weise wie für das elektrische Feld kann die Näherung des Koppelkoeffizienten μ_{kl} auch auf das magnetische Feld zurückgeführt werden, wonach $\mathbf{H}^{(t)}$ anstelle von $\mathbf{E}^{(t)}$ in Gl. (4.16) einzusetzen ist.

Gültigkeitsbereich
der Näherung

Um den Gültigkeitsbereich der Näherung (4.17) von μ_{kl} abzuschätzen, wird, ausgehend von der eindimensionalen magnetischen Feldverteilung

$$H_y = \begin{cases} \mathcal{H} \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}x\right)e^{-i\frac{2\pi}{\Lambda}z} & , |x| \leq \Lambda/4 \\ 0 & , |x| > \Lambda/4 \end{cases} \quad (4.19)$$

einer TM-polarisierten Welle, deren elektrische Feldkomponenten E_x und E_z durch Gl. (2.66b) gegeben sind, das Verhältnis des vernachlässigten Anteils zum berücksichtigten Anteil von Gl. (4.15)

$$\frac{\partial E_z / \partial x}{\partial E_x / \partial z} = \frac{\lambda^2}{\Lambda^2} \ll 1 \quad (4.20)$$

betrachtet. Demnach sollte, um die Bedingung $\partial E_z / \partial y \ll \partial E_y / \partial z$ zu erfüllen, in einem Medium der Brechzahl n , die Wellenlänge $\lambda = \lambda_0/n$ wesentlich kleiner sein als die Modulationslänge Λ der Feldverteilung.

4.3.4 Einfluss der Faserposition auf die Koppeffizienz

Die Koppeffizienz zwischen der Mode der Faser und der des elektrooptisch induzierten Wellenleiters ist zum einen von der Form beider Moden und zum anderen von der relativen Lage der Faser zum induzierten Wellenleiter abhängig. Hierbei sollte, um eine hohe Koppeffizienz zu erzielen, die Mode der Faser der Mode des Wellenleiters stark ähneln. Dies wird durch das Elektrodesign des elektrooptisch induzierten Wellenleiters erreicht.

Um auch ohne genaue Kenntnis der Modenform des induzierten Wellenleiters eine qualitative Aussage über den Einfluss der Faserposition auf die Lichtkoppelung treffen zu können, wird angenommen, dass die Wellenleitermode der Fasermode ähnelt. Daher wird die Koppeffizienz zweier GAUSSScher Strahlen Ψ_{G1} und Ψ_{G2} betrachtet, deren relative Lage zueinander durch deren Versatz v und Abstand g beschrieben wird. Durch Einsetzen der Gl. (4.9), mit

$$\Psi_{G1}(r, z) = \Psi_G(r - v, g), \quad (4.21a)$$

$$\Psi_{G2}(r, z) = \Psi_G(r, 0) \quad (4.21b)$$

und $(r - v)^2 = (x - v_x)^2 + (y - v_y)^2$, in Gl. (4.17) folgt aus Gl. (4.18) für die Koppeffizienz der beiden GAUSSSchen Strahlen

$$\Gamma_G(v, g) = \left| \iint_{-\infty}^{+\infty} \Psi_{G1} \Psi_{G2}^* dx dy \right|^2 = \left(\frac{w_0}{w_{g/2}} \right)^2 e^{-v^2/w_{g/2}^2} \quad (4.22)$$

mit $v^2 = v_x^2 + v_y^2$ und

$$w_{g/2} = w_0 \sqrt{1 + (g/2)^2/z_R^2}. \quad (4.23)$$

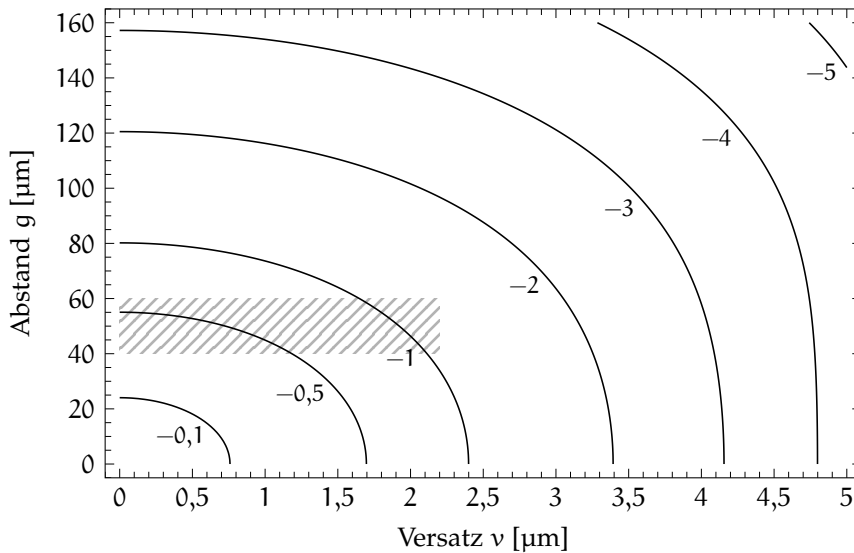


Abbildung 4.6: Koppel-effizienz Γ_G nach Gl. (4.22) zweier GAUSSscher Strahlen in Abhängigkeit des Versatzes v und des Abstandes g für $\lambda_0 = 1,55$ μm , $n = n_{5\text{CB}}$ und $w_0 = 5$ μm sowie schraffiert der aus der Position der Faser und dessen Toleranz resultierende Bereich der Einkoppelung

Durch den Vergleich von Gl. (4.23) mit Gl. (2.89) wird ersichtlich, dass $w_{g/2}$ dem Radius des GAUSSschen Strahles bei $z = g/2$ entspricht. Somit kann die Koppel-effizienz der beiden GAUSSschen Strahlen als ein Produkt angesehen werden, wobei der erste Faktor in Gl. (4.22) dem Verhältnis der durch die beiden Strahlradien w_0 und $w_{g/2}$ definierten Flächen entspricht und der zweite Faktor, d. h. der Exponentialterm, den Versatz zweier GAUSSscher Strahlprofile repräsentiert, deren Radius $w_{g/2}$ beträgt.

Abbildung 4.6 zeigt die Koppel-effizienz Γ_G zweier GAUSSscher Strahlen in Abhängigkeit des Versatzes v und des Abstandes g entsprechend Gl. (4.22) für die Wellenlänge $\lambda_0 = 1,55$ μm , die Brechzahl $n = n_{5\text{CB}}$ und den Radius der Strahl-tailen $w_0 = 5$ μm . Deutlich zu erkennen ist die Sensitivität der Koppel-effizienz gegenüber dem Versatz. Schraffiert hervorgehoben ist der Bereich, welcher, wie in Abschnitt 5.1.2 beschrieben, bei den gefertigten Wellenleiterstrukturen der Lage zuzüglich der Toleranz der Ein- bzw. Auskoppelfasern relativ zum elektrooptisch induzierten Wellenleiter entspricht. Hierbei resultiert der Abstand g von (50 ± 10) μm hauptsächlich aus den für die Wellenleiterfertigung verwendeten Verfahren und der Versatz v von $\pm 2,2$ μm aus den Fertigungstoleranzen und den Toleranzen der verwendeten Fasern.

4.3.5 Einfluss der Kerndicke auf die Koppel-effizienz

Die optische Leistung, die von einer Faser in den elektrooptisch induzierten Wellenleiter eingekoppelt werden kann, wird durch die Schichtdicke des Kerns, in dem der Wellenleiter induziert wird, begrenzt. Zur Abschätzung der einkoppelbaren Leistung wird die Koppel-effizienz zwischen der eingestrahnten Fasermode und der angeregten TM-Grundmode des Schichtwellenleiters berechnet.

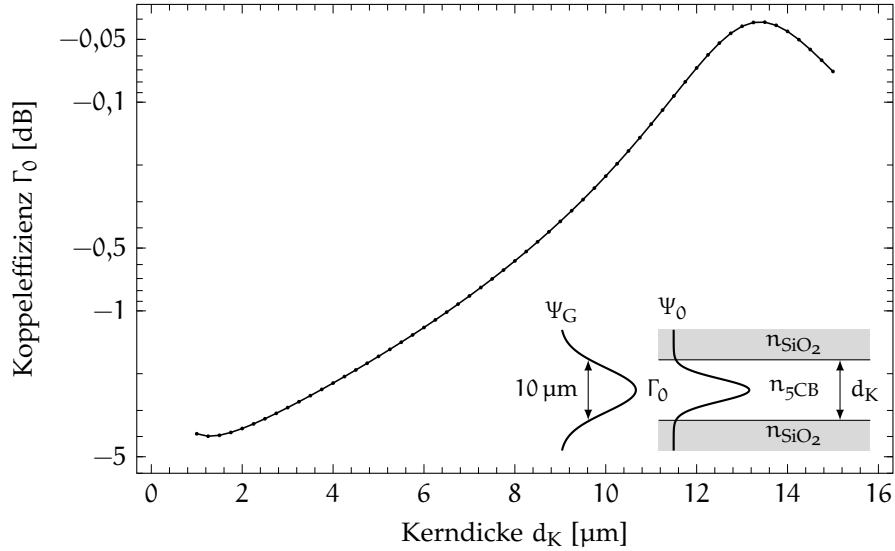


Abbildung 4.7: Koppeffizienz Γ_0 nach Gl. (4.26) zwischen dem GAUSSSchen Strahlprofil Ψ_G mit $w_0 = 5 \mu\text{m}$ und der TM-Grundmode Ψ_0 des SiO_2 -5CB- SiO_2 -Schichtwellenleiters für $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ in Abhängigkeit der Dicke d_K

Zur Berechnung der Koppeffizienz wird die Mode der Faser durch ein GAUSSSches Strahlprofil

$$H_G \propto e^{-x^2/w_0^2} \quad (4.24)$$

genähert. Die TM-Grundmode des Schichtwellenleiters ist, wie ausführlicher in Abschnitt 2.3.5 beschrieben, gemäß Gl. (2.86) mit $m = 0$

$$H_0 \propto \begin{cases} \cos(ux) & |x| \leq d_K/2 \\ \cos(ud_K/2)e^{-w(|x|-d_K/2)} & |x| > d_K/2 \end{cases}, \quad (4.25)$$

wobei sich die Ausbreitungskonstante aus der Eigenwertgleichung (2.87) ergibt. Nach Einsetzen von Gl. (4.24) und Gl. (4.25) mittels Gl. (4.16) in Gl. (4.17) folgt aus Gl. (4.18) die Koppeffizienz

$$\Gamma_0 = \left| \iint_{-\infty}^{+\infty} \Psi_0^* \Psi_G dx dy \right|^2 = \frac{\left| \int_{-\infty}^{+\infty} H_0 H_G dx \right|^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} H_0^2 dx \int_{-\infty}^{+\infty} H_G^2 dx} \quad (4.26)$$

zwischen dem GAUSSSchen Strahlprofil und der Mode des Schichtwellenleiters.

Abbildung 4.7 zeigt die mittels Gl. (4.26) für die Wellenlänge $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ berechnete Koppeffizienz des GAUSSSchen Strahlprofils mit $w_0 = 5 \mu\text{m}$ und der TM-Grundmode eines SiO_2 -5CB- SiO_2 -Schichtwellenleiters in Abhängigkeit der Kernschichtdicke d_K . Bei einer Kerndicke von $13,4 \mu\text{m}$ wird die maximale Leistung in die Grundmode des Schichtwellenleiters eingekoppelt, wobei die Koppeffizienz $-0,04 \text{ dB} \cong 99\%$ beträgt. Werden hohe Koppeffizienzen angestrebt, sollte die Dicke der Kernschicht $6 \mu\text{m}$ nicht unterschreiten. Die im Rahmen dieser Arbeit realisierten Wellenleiterstrukturen besitzen Kernschichtdicken von $8 \mu\text{m}$ und $12,7 \mu\text{m}$.

4.4 TRANSMISSION ELEKTROOPTISCH INDUZIERTER WELLENLEITER

4.4.1 Simulationsmethoden

Als Gesamt-Transmissionsgrad eines Wellenleiters

$$T_T = \frac{P_{F,a}}{P_{F,e}} \quad (4.27)$$

wird das Verhältnis der am Ausgang des Wellenleiters in eine Faser ausgekoppelten Leistung $P_{F,a}$ zu der über eine Faser in den Wellenleiter eingestrahnten Leistung $P_{F,e}$ bezeichnet. Die Transmission der elektrooptisch induzierten Wellenleiter wird neben dem verwendeten Schichtsystem, welches den Schichtwellenleiter bildet, maßgeblich von der Form und Anordnung sowie den elektrischen Potentialen der Elektroden³ vorgegeben, da das von den Elektroden erzeugte elektrische Feld die Brechzahlverteilung innerhalb der Kernschicht und so die Form und Anzahl der sich ausbildenden Moden bestimmt. Das Design der Elektroden hängt hierbei von der angestrebten Funktionalität der Wellenleiter ab und muss an die zu erzielenden Eigenschaften angepasst werden.

Zur Berechnung der Moden und Ausbreitung elektromagnetischer Felder in Wellenleitern existieren eine Vielzahl analytischer, semianalytischer bzw. numerischer Verfahren, die zum Teil auf unterschiedliche Approximationen der zugrunde liegenden Wellengleichung beruhen [60, 88]. Da im Rahmen dieser Arbeit für die Berechnung elektrooptisch induzierter Wellenleiter die stationäre Lösung monochromatischer elektromagnetischer Felder in anisotropen Medien im Vordergrund steht und die Bestimmung des Brechzahlensensors die Berechnung der von den Elektroden ausgehenden elektrostatischen Felder erfordert, wird die Methode der Finiten Elemente genutzt. Zur Simulation der elektrostatischen sowie der elektromagnetischen Felder wurde die kommerzielle Software COMSOL MULTIPHYSICS mit der Erweiterung WAVE OPTICS MODULE genutzt.

Berechnungsverfahren

Um die Berechnungen vereinfachen und hierdurch effizient gestalten zu können, wird die in Gl. (4.27) definierte Gesamt-Transmission durch

$$T_T \approx T_F^2 T_{00}^2 T_V T_W \quad (4.28)$$

dargestellt. Hierbei repräsentiert der Transmissionsgrad T_W das Übertragungsverhalten des Wellenleiters, wobei die in Abschnitt 4.2 beschriebenen Verluste infolge der Absorption des Lichtes im Wellenleiter bzw. durch die Abstrahlung des Lichtes in das Substrat separiert und im Transmissionsgrad T_V zusammengefasst werden. Ebenso wird der in Abschnitt 4.3.1 diskutierte Transmissionsgrad der Faserstirnfläche durch T_F berücksichtigt, wobei Ein- und Auskoppelfaser als identisch angenommen werden. Um auch den zur Mode kl gehörenden Transmissionsgrad T_{kl} der Wellenleiterstirnfläche separieren zu können, wird dieser durch den Transmissionsgrad T_{00} der Grundmode genähert.

Abbildung 4.8 zeigt das in dieser Arbeit verwendete Vorgehen zur Berechnung der Transmission eines elektrooptisch induzierten Wellenleiters. Ausgehend von einem geometrischen Modell des Wellenleiters wird für eine vorgegebene Spannung an den Elektroden das elektrostatische Feld mittels der Finite-

Berechnungsschritte & deren Abfolge

³ Der Begriff Elektrode schließt den Grundkörper und Deckel aus halbleitenden Material mit ein.

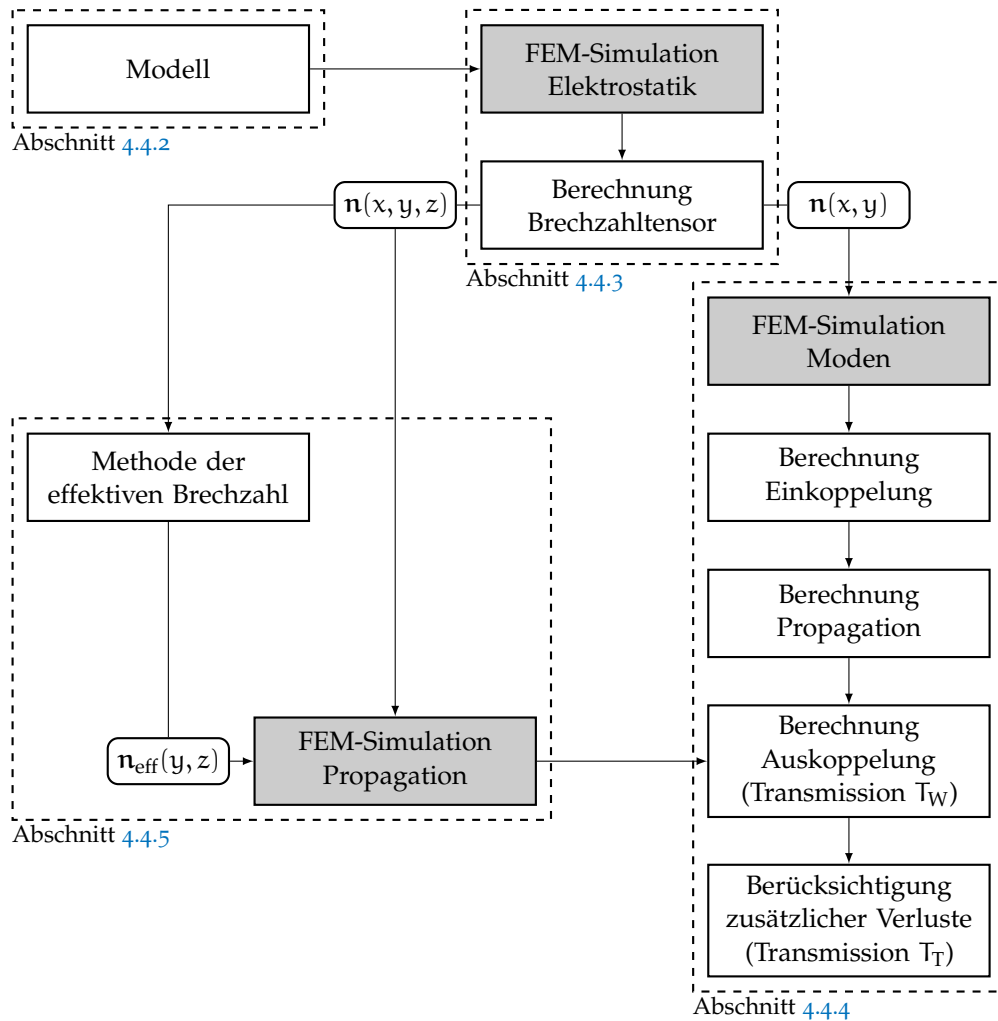


Abbildung 4.8: Berechnung der Transmission elektrooptisch induzierter Wellenleiter

Elemente-Methode (FEM) simuliert. Auf Grundlage des elektrostatischen Feldes wird der Brechzahlensor des elektrooptisch aktiven Kernmaterials abgeleitet. Zur Berechnung der Ausbreitung des Lichtes innerhalb des Wellenleiters von der Einkoppel- bis zur Auskoppelfaser werden je nach Art der Brechzahlverteilung unterschiedliche Verfahren verwendet.

*homogene
Wellenleiter
 $\mathbf{n}(x, y)$*

Im Falle homogener, d. h. gerader Wellenleiter, ist die Brechzahl in Ausbreitungsrichtung z der Moden konstant, so dass $\mathbf{n} = f(x, y)$. Unter dieser Voraussetzung werden zur Berechnung der Transmission zunächst die Moden im Querschnitt des induzierten Wellenleiters mittels FEM berechnet. Durch Bildung der Koppelkoeffizienten zwischen der Mode der Einkoppelfaser und den Moden des Wellenleiters wird das anregende Feld der Fasermode am Eingang des Wellenleiters durch die Moden des Wellenleiters abgebildet. Innerhalb des Wellenleiters breiten sich die Moden mit der jeweilig zugehörigen Ausbreitungskonstante aus. Die Superpositionierung aller Moden am Ausgang des Wellenleiters entspricht schließlich dem Feld, welches die Mode der Auskoppelfaser anregt und aus dessen Koppelkoeffizienten die Transmission T_W des Wellenleiters resultiert. Da bei diesem Vorgehen zur Berechnung der Transmission ausschließlich die Moden im Querschnitt des Wellenleiters betrachtet werden,

reduzieren sich die Anforderungen an die benötigten Rechenressourcen und es können die Querschnitte homogener Wellenleiter hinsichtlich ihrer Transmissionsseigenschaften effizient optimiert werden.

Für inhomogene Wellenleiter, wie z. B. Krümmungen, ist $\mathbf{n} = f(x, y, z)$, weshalb die gesamte Propagation des eingekoppelten Lichtes bis zum Ausgang des Wellenleiters mittels FEM simuliert wird. Da dieses Verfahren bei räumlich ausgedehnten Wellenleitern hohe Ansprüche an die Rechenressourcen stellt, wird zur Reduktion des zu lösenden Problems die Methode der effektiven Brechzahl [58] angewandt. Hierbei wird die dreidimensionale Brechzahlverteilung $\mathbf{n}(x, y, z)$ des Wellenleiters auf die (y, z) -Ebene projiziert, wobei die reduzierte Dimension in jedem Punkt der Ebene durch die zugehörige effektive Brechzahl $n_{\text{eff}}(y, z)$ berücksichtigt wird.

*inhomogene
Wellenleiter
 $\mathbf{n}(x, y, z)$*

4.4.2 FEM-Modelle

Abbildung 4.9 zeigt anhand eines Wellenleiterquerschnittes die zur Berechnung der elektrostatischen und elektromagnetischen Felder abgeleiteten FEM-Modelle mit den dazugehörigen Randbedingungen.

Zur Berechnung des elektrostatischen Feldes \mathbf{E} werden, wie Abbildung 4.9 b verdeutlicht, die Potentiale der strukturierten Elektrode sowie des oberen und unteren Substrates durch die Randbedingungen U_E sowie U_T und U_B repräsentiert. Für die seitlichen Modellränder ist die Randbedingung $\mathbf{e}_n \cdot \mathbf{E} = 0$, d. h. $E_y = 0$, gewählt worden, welche sich aus der Annahme eines ausreichend großen Abstandes zwischen der strukturierten Elektrode und dem Rand ergibt.

*elektrostatisches
Feld \mathbf{E}*

Die Materialien SiO_2 und 5CB werden durch ihre relativen Permittivitäten ϵ_{SiO_2} und $\epsilon_{5\text{CB}}$ repräsentiert. Der endliche spezifische Widerstand $\rho_{5\text{CB}}$ von 5CB wird bei der Berechnung des elektrostatischen Feldes nicht berücksichtigt, wodurch das Ergebnis für einen Zeitraum Gültigkeit besitzt, der wesentlich kleiner ist als die Relaxationszeit $\tau = \epsilon_0 \epsilon_{5\text{CB}} \rho_{5\text{CB}}$ [89]. Nach Tabelle 4.2 ist $\tau \approx 1$ ms.

Für die Berechnung der elektromagnetischen Felder⁴ Ψ der Moden, welche sich aus der Brechzahländerung⁵ $\Delta n(\mathbf{E})$ ergeben, wird, wie in Abbildung 4.9 c gezeigt, ausschließlich der Kern und der Mantel im FEM-Modell berücksichtigt. Hierbei wird, wie in Abschnitt 4.1 beschrieben, unter der Annahme hinreichend dicker Mantelschichten die Wechselwirkung der elektromagnetischen Felder mit der strukturierten AlSiCu-Elektrode sowie den Si-Substraten vernachlässigt und die Randbedingung $\Psi = 0$ gewählt. Die durch die Elektrode und die Substrate verursachten Verluste werden durch die in Abbildung 4.3 gegebenen Werte des korrespondierenden Schichtwellenleiters genähert.

*elektromagnetisches
Feld Ψ*

Die Materialien SiO_2 und 5CB werden durch ihre Brechzahlen n_{SiO_2} und $n_{5\text{CB}}$ repräsentiert, wobei der imaginäre Anteil von $n_{5\text{CB}}$ bei der FEM-Simulation vernachlässigt und der hieraus resultierende Verlust, wie in Abschnitt 4.2 näher beschrieben, durch die Absorptionskonstante des 5CB berücksichtigt wird.

Die seitliche Begrenzung des Modells wird durch PMLs (perfectly matched layers) gebildet, welche, zur Nachbildung der Lichtausbreitung in offenen un-

4 Um eine Verwechslung zwischen elektrostatischen und elektromagnetischen Feldern zu vermeiden, wird das elektromagnetische Feld durch die normierte Feldstärke nach Gl. (4.16) dargestellt.

5 Ab COMSOL 4.0 (geprüft bis 5.0) ist die Gleichung $\epsilon_r = n^2$ zur Umrechnung des Tensors der Brechzahl in den der relativen Permittivität fehlerhaft und muss korrigiert werden.

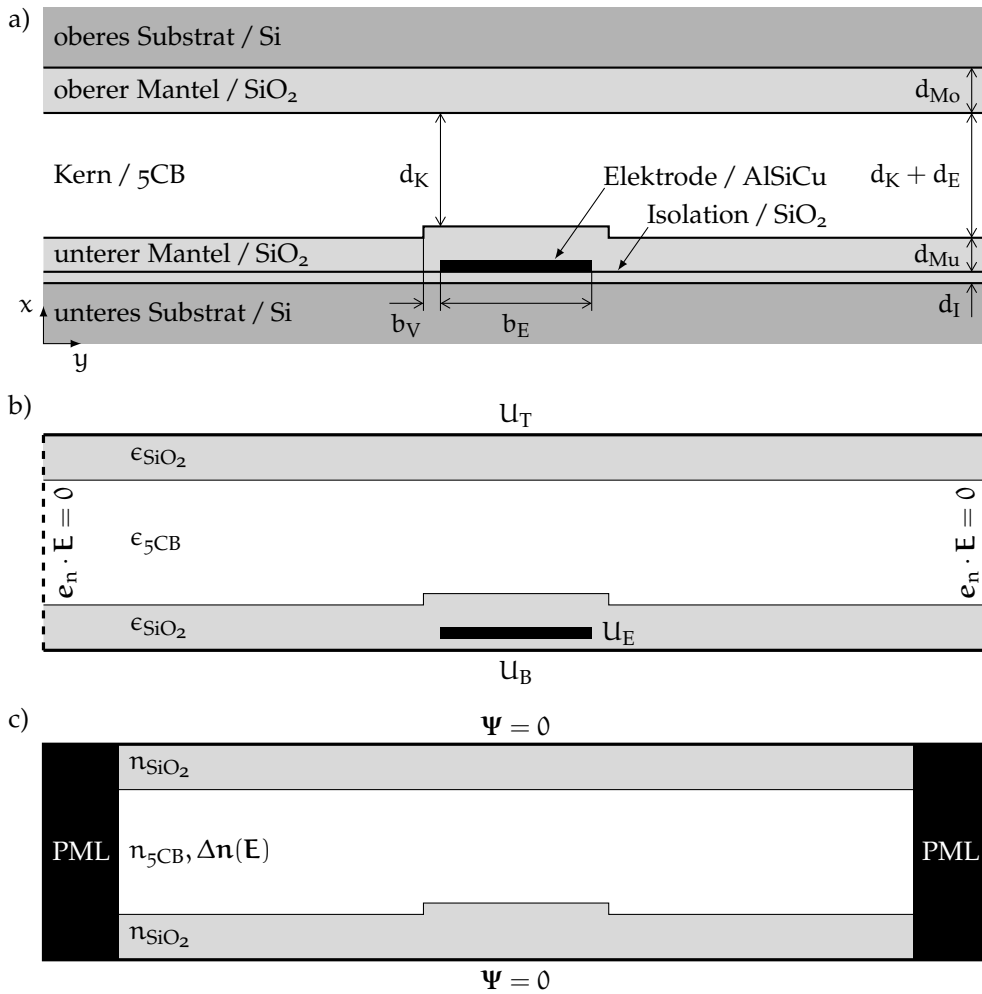


Abbildung 4.9: a) Querschnitt des elektrooptisch induzierten Wellenleiters entsprechend Abbildung 4.1 und die hiervon abgeleiteten FEM-Modelle zur Berechnung b) des durch die Spannungen U_E , U_T und U_B hervorgerufenen elektrostatischen Feldes \vec{E} und b) der elektromagnetischen Felder Ψ der durch die Brechzahländerung $\Delta n(\vec{E})$ induzierten Moden

begrenzten Systemen, die eindringenden elektromagnetischen Felder idealerweise reflexionsfrei und vollständig absorbieren [90].

Für die in dieser Arbeit vorgestellten FEM-Ergebnisse wurden zur Berechnung der Moden in Abschnitt 4.4.4 rechteckige Finite Elemente zweiter Ordnung mit einer Kantenlänge von $1 \mu\text{m}$ bis $2 \mu\text{m}$ verwendet. Für die FEM-Simulationen der Lichtausbreitung in Abschnitt 4.4.5 sind je nach Anzahl der Raumdimensionen rechteckige Elemente zweiter Ordnung oder quaderförmige Elemente erster Ordnung genutzt worden, deren Kantenlängen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichtes $1 \mu\text{m}$ bis $2 \mu\text{m}$ und in Ausbreitungsrichtung des Lichtes $20 \mu\text{m}$ bis $50 \mu\text{m}$ betragen.

In Hinblick auf einen im Rahmen dieser Arbeit zur Verifizierung der Modelle gefertigten geraden elektrooptisch induzierten Wellenleiter, dessen Charakterisierung in Abschnitt 5.3.2 beschrieben wird, werden für die im Folgenden diskutierten Beispiele zur Berechnung des Brechzahlensensors in Abschnitt 4.4.3 und zur Modenentwicklung homogener Wellenleiter in Abschnitt 4.4.4 die in Tabel-

Größe und Ordnung der Finiten Elemente

Berechnungsbeispiele

Tabelle 4.3: Für die Berechnung eines homogenen Wellenleiters verwendete Parameter

Parameter	Bedeutung	Einheit	Wert
λ_0	Vakuumwellenlänge	μm	1,55
b	Breite des Modellquerschnittes	μm	500
b_E	Breite der AlSiCu-Elektrode	μm	16
b_V	Verbreiterung des Mantels	μm	0,75
d_E	Dicke der AlSiCu-Elektrode	μm	0,5
d_{Mo}	Dicke des oberen Mantels	μm	2
d_{Mu}	Dicke des unteren Mantels	μm	1,5
d_I	Dicke der Isolation	μm	0,5
d_K	Dicke des Kerns	μm	12,7
g	Koppelabstand	μm	50
w_0	Strahltaille	μm	5
L	Länge des Wellenleiters	cm	1
BU_E^2	normierte Elektrodenspannung	μm^2	0 - 1
U_T	Spannung am oberen Substrat	V	0
U_B	Spannung am unteren Substrat	V	0
n_{5CB}	Brechzahl von 5CB		1,555
n_{SiO_2}	Brechzahl von SiO_2		1,444
ϵ_{5CB}	rel. Permittivität von 5CB		11
ϵ_{SiO_2}	rel. Permittivität von SiO_2		3,8
α	Wellenleiterverlustkoeffizient	dB/cm	0,71

le 4.3 zusammengefassten Modellparameter verwendet. Für die Beschreibung der Simulation der Lichtausbreitung inhomogener Wellenleitern am Beispiel der in dieser Arbeit entwickelten Wellenleiterweiche, deren Charakterisierung in Abschnitt 5.4 vorgestellt wird, fasst Tabelle 4.6 in Abschnitt 4.4.6 die zur Tabelle 4.3 abweichenden Parameter zusammen.

4.4.3 Brechzahlensor

Ausgangspunkt zur Berechnung der Transmission elektrooptisch induzierter Wellenleiter ist die Bestimmung des Brechzahlensors des Kernmaterials.

Wie in Abschnitt 3.4 beschrieben, zeigen paranematische Flüssigkristalle nahe der nematisch-isotropen Phasenübergangstemperatur und bei hohen elektrischen Feldstärken ein vom elektrooptischen KERR-Effekt abweichendes Verhalten. So werden für die hervorgerufene Doppelbrechung mit größer werdender Feldstärke elektrooptische Effekte höherer Ordnung immer ausschlaggebender bis mit dem Erreichen des nematisch-paranematischen Phasenüberganges der Verlust infolge der Streuung des Lichtes am nematischen Flüssigkristall der dominierende Effekt ist. Um beiden Effekten Rechnung zu tragen, können mit

*Berücksichtigung
Effekte höherer
Ordnung*

dem Kronecker-Delta δ_{ij} und Gl.(2.20) für $\nu = 1/2$ die Komponenten des in Gl. (2.14) gegebenen Brechzahlensensors durch

$$n_{ij} = \underbrace{\delta_{ij}n_0}_{n'} - \underbrace{\delta_{ij}i\frac{\alpha_S}{2k_0}\theta(E - E_k)}_{n''} + \underbrace{(B_1 + B_2E^2)}_{\Delta n_{ij}} \left(E_i E_j - \frac{\delta_{ij}}{3} E^2 \right) \quad (4.29)$$

dargestellt werden, wobei die Heaviside-Funktion

$$\theta(x) = \begin{cases} 0 & , x < 0 \\ 1 & , x \geq 0 \end{cases} \quad (4.30)$$

das Umschlagen der paranematischen zur nematischen Phase bei Überschreiten der zugehörigen kritischen Feldstärke E_k abbildet, der Streukoeffizient α_S den Streuverlust der nematischen Phase repräsentiert, B_1 der KERR-Koeffizient ist und B_2 den biquadratischen elektrooptischen Effekt quantifiziert.

*Vernachlässigung
Effekte höherer
Ordnung*

Für Temperaturen der paranematischen Phase entfernt von der Temperatur des nematisch-isotropen Phasenüberganges können, wie in den weiteren Betrachtungen angenommen, Effekte höherer Ordnung vernachlässigt werden, wonach sich die Tensorkomponenten aus Gl. (4.29) zu

$$n_{ij} = \delta_{ij}n_0 + B \underbrace{\left(E_i E_j - \frac{\delta_{ij}}{3} E^2 \right)}_{\Delta n_{ij}} \quad (4.31)$$

vereinfacht und mit $\mathbf{E} = fU_E$ die Änderungen der Tensorkomponenten durch

$$\Delta n_{ij} = BU_E^2 \left(f_i f_j - \frac{\delta_{ij}}{3} f^2 \right) \quad (4.32)$$

ausgedrückt werden können. Hierbei ist f ein Vektor, welcher die Spannung U_E und das elektrostatische Feld \mathbf{E} in Relation setzt und $B \equiv B_1$.

Ausgehend von dem FEM-Model nach Abbildung 4.9b und Tabelle 4.3 wird zunächst für eine vorgegebene Spannung an den Elektroden das elektrische Potential φ simuliert. Abbildung 4.10a zeigt das Ergebnis in Form des durch die Spannung an der AlSiCu-Elektrode normierten Potentials φ/U_E sowie die Vektoren des elektrostatischen Feldes $\mathbf{E} = \nabla\varphi$, wobei die Spannungen U_T und U_B der Substrate 0V betragen. Das zu den Seiten hin rasch abfallende Potential bewirkt, wie Abbildung 4.10a verdeutlicht, eine Feldstärkeverteilung, welche oberhalb der AlSiCu-Elektrode räumlich konzentriert ist. Aus dem Betrag $E = |\mathbf{E}|$ der elektrostatischen Feldstärke folgen entsprechend Gl. (2.13) die in Abbildung 4.10b gezeigten Hauptachsen des Brechzahlensensors

$$n_1 = n_0 + \frac{2}{3}BE^2, \quad (4.33a)$$

$$n_2 = n_0 - \frac{1}{3}BE^2, \quad (4.33b)$$

$$n_3 = n_2, \quad (4.33c)$$

wobei n_1 parallel zu \mathbf{E} orientiert ist und n_2 bzw. n_3 senkrecht hierzu.

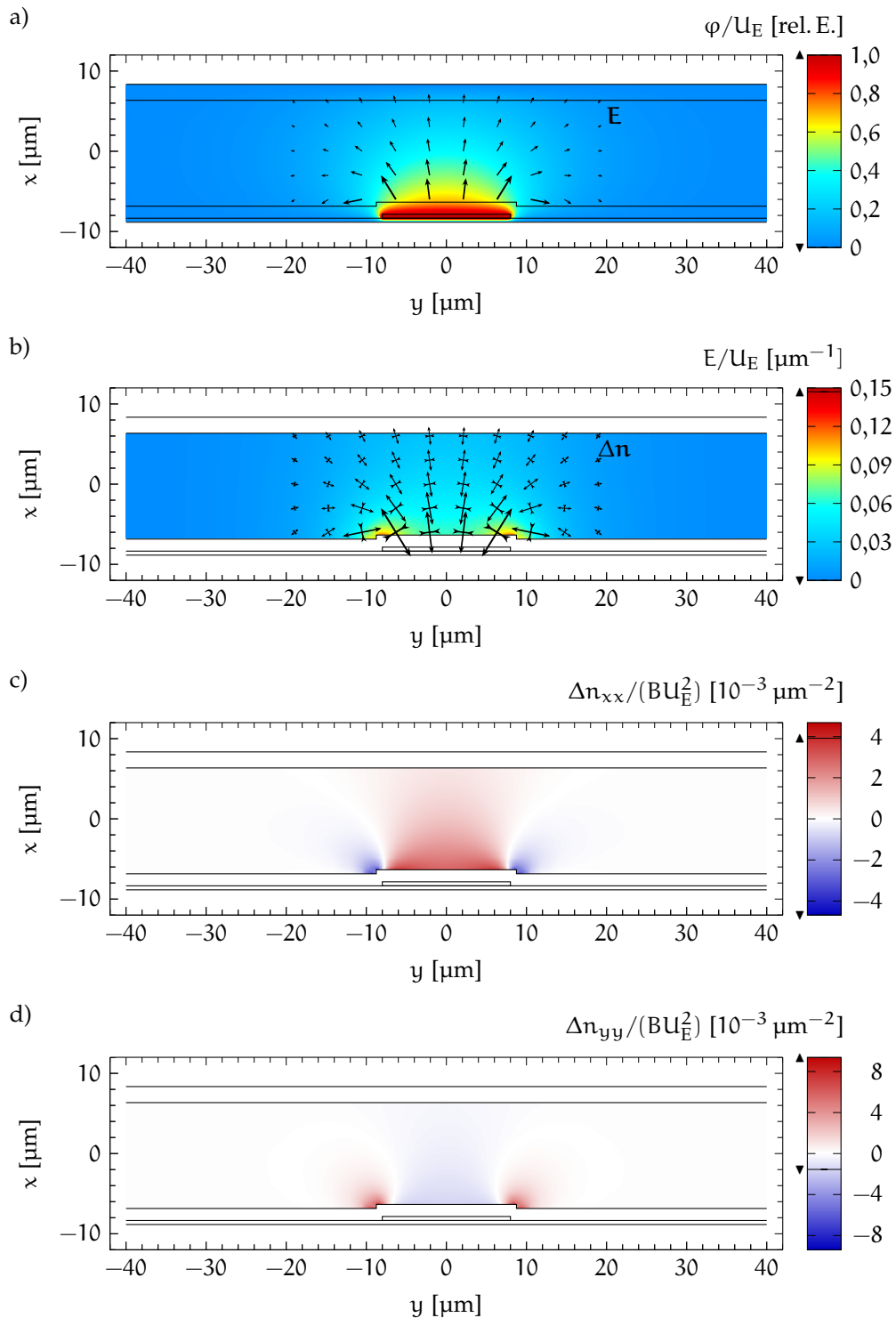


Abbildung 4.10: a) normiertes Potential φ/U_E und Vektoren des elektrostatischen Feldes E , b) normierter Betrag des elektrostatischen Feldes E/U_E im Kern und Hauptachsen des Tensors der Brechzahländerung Δn und c) normierte Komponente $\Delta n_{xx}/(BU_E^2)$ bzw. d) $\Delta n_{yy}/(BU_E^2)$ von Δn des Wellenleiterquerschnittes entsprechend Abbildung 4.9 und Tabelle 4.3

Skalierung

Nach Gl. (4.32) genügt es, Δn_{ij} für das Produkt BU_E^2 zu berechnen und die Elektrodenspannung U_E gemäß dem KERR-Koeffizienten B zu skalieren. Zur Abschätzung eines sinnvollen Wertebereiches von BU_E^2 wird für die Doppelbrechung $\Delta n = BE^2$, entsprechend den in Abbildung 3.24 dargestellten Messergebnissen von 5CB, eine maximale Größenordnung von 10^{-2} angenommen und berücksichtigt, dass nach Abbildung 4.10b E/U_E maximal ca. $10^{-1} \mu\text{m}^{-1}$ beträgt. Demnach liegt für den hier diskutierten Wellenleiterquerschnitt BU_E^2 im Bereich von $0 \mu\text{m}^2$ bis $1 \mu\text{m}^2$.

Für kleine BU_E^2 wird die Polarisation der Moden des elektrooptisch induzierten Wellenleiters maßgeblich durch den Schichtwellenleiter bestimmt, so dass die Moden im Wesentlichen eine TM- oder TE-Polarisation aufweisen, infolgedessen die Brechzahlkomponenten n_{xx} die Ausbildung geführter TM-Moden und n_{yy} die Ausbildung geführter TE-Moden dominiert. Aus Abbildung 4.10c wird ersichtlich, dass die Führung der TM-Moden hauptsächlich durch die Brechzahlerhöhung Δn_{xx} direkt oberhalb der Elektrode erfolgt, wohingegen Abbildung 4.10d zeigt, dass die Führung der TE-Mode von der Brechzahlerhöhung Δn_{yy} seitlich der Elektroden ausgeht. Anhand der geringen räumlichen Ausdehnung der Bereiche, für die $\Delta n_{yy} > 0$, und der die TE-Moden verdrängenden Wirkung der Bereiche, in denen $\Delta n_{yy} < 0$, kann auf eine stark polarisationsabhängige Charakteristik des Wellenleiters geschlossen werden.

4.4.4 Modenentwicklung homogener Wellenleiter

Für die Berechnung der Transmission homogener Wellenleiter werden nach der Bestimmung des Brechzahlensensors die Moden im Querschnitt ermittelt. Hierbei wird unterschieden, ob ausschließlich geführte Moden betrachtet werden, deren Ausbreitungskonstanten $\beta = \beta'$ im verwendeten FEM-Model reellwertig sind oder ob Strahlungsmoden mit einbezogen werden, deren Ausbreitungskonstanten $\beta = \beta' - i\beta''$ komplexwertig sind. Zunächst werden die für die Dimensionierung des Wellenleiters relevanten geführten Moden betrachtet.

geführte Moden

Für den im vorangegangenen Abschnitt diskutierten Wellenleiter zeigt Abbildung 4.11 den Betrag Ψ und die Vektoren der normierten elektrischen Feldstärke der Grundmode Ψ_{00} für $BU_E^2 = 1 \mu\text{m}^2$ und Abbildung 4.12 die Form und Anzahl aller geführten Moden in Abhängigkeit von BU_E^2 . Bei Einsetzen der Führung sind die elektrischen Felder der Moden zunächst in y-Richtung ausgedehnt und kontrahieren mit wachsendem BU_E^2 in einem für die jeweilige Mode charakteristischem Gebiet. So konzentriert sich die Grundmode Ψ_{00} in einem Bereich mittig oberhalb der AlSiCu-Elektrode und die erste angeregte Mode Ψ_{01} seitlich oberhalb der Elektrode. Für $BU_E^2 = 1 \mu\text{m}^2$ ist die höchste Mode des Wellenleiters Ψ_{02} , deren Feldverteilung sich sowohl in Bereichen mittig als auch seitlich oberhalb der Elektrode ausbildet.

Der Wert von BU_E^2 , bei dem eine zunächst noch abstrahlende Mode in eine geführte Mode übergeht, kann nur näherungsweise bestimmt werden, da für den durch β'' repräsentierten Verlust kein Grenzwert existiert und β'' von der Ausdehnung des Simulationsgebietes abhängt. Daher wird in dieser Arbeit eine Mode als geführt bezeichnet, wenn deren Dämpfung in den absorbierenden Randbereichen des $500 \mu\text{m}$ breiten Modells kleiner 10^{-3} dB/cm ist.

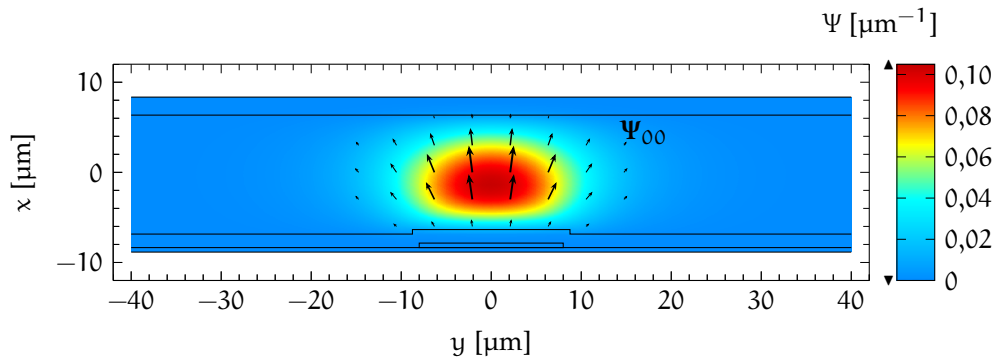


Abbildung 4.11: Betrag Ψ und die Vektoren des normierten elektrischen Feldes Ψ_{00} der Grundmode des elektrooptisch induzierten Wellenleiters entsprechend Abbildung 4.9 und Tabelle 4.3 für $BU_E^2 = 1 \mu\text{m}^2$

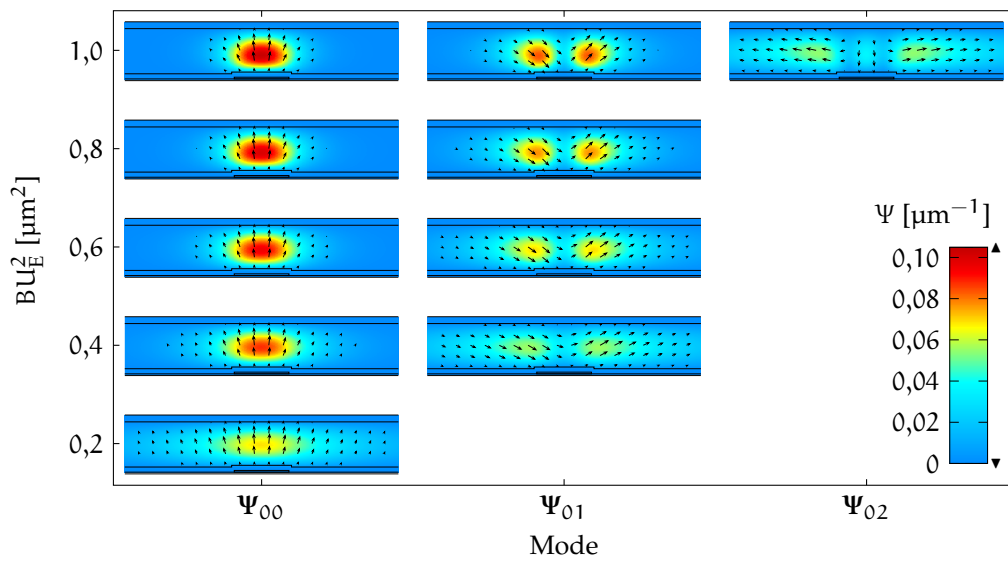


Abbildung 4.12: Entwicklung des Betrages Ψ und der Vektoren der normierten elektrischen Felder aller geführten Moden Ψ_{00} , Ψ_{01} und Ψ_{02} für den elektrooptisch induzierten Wellenleiter entsprechend Abbildung 4.9 und Tabelle 4.3 in Abhängigkeit von BU_E^2

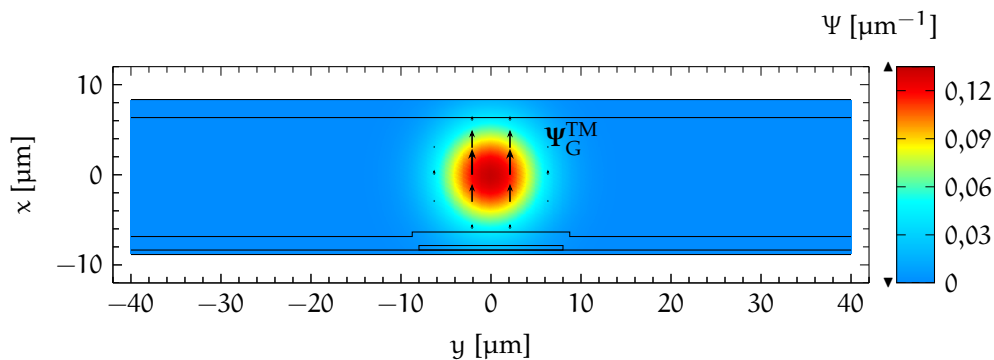


Abbildung 4.13: Betrag Ψ und Vektoren des normierten elektrischen Feldes des TM-polarisierten GAUSSschen Strahles Ψ_G^{TM} mit $w_0 = 5 \mu\text{m}$ und $z = 50 \mu\text{m}$, welcher die Feldverteilung der Einkoppelfaser nachbildet, in Relation zur Wellenleitergeometrie aus Abbildung 4.9 und Tabelle 4.3

Einkoppelung

Die Berechnung des Koppelkoeffizienten zwischen der Mode der Einkoppel-faser und den Moden des Wellenleiters erfolgt mittels Gl. (4.17). Hierbei wird die Feldverteilung des von der Einkoppel-faser in den Wellenleiter eingestrah-lten Lichtes, wie in Abbildung 4.13 gezeigt, durch einen GAUSSschen Strahl mit $w_0 = 5 \mu\text{m}$ dargestellt (vgl. Abschnitt 4.3.2), wobei der Abstand g zwischen der Faser und dem Wellenleiter bei der in dieser Arbeit verwendeten Koppelvari-ante, wie in Abschnitt 4.3.4 beschrieben, $50 \mu\text{m}$ beträgt und in der Gl. (4.9) des GAUSSschen Strahles durch $z = g$ berücksichtigt wird.

Zur Berechnung der Koppelkoeffizienten entsprechend Gl. (4.17) werden für das anregende Feld Ψ_Q die beiden Extremfälle eines TM-polarisierten GAUSS-schen Strahles Ψ_G^{TM} und eines TE-polarisierten GAUSSschen Strahles Ψ_G^{TE} be-trachtet. Im Falle der TM-Polarisation ist, da $\Psi_{y,G}^{\text{TM}} = 0$, der Koppelkoeffizient

$$\mu_{kl}^{\text{TM}} = \iint_{-\infty}^{+\infty} \Psi_{x,kl}^* \Psi_{x,G}^{\text{TM}} dx dy \quad (4.34)$$

und im Falle der TE-Polarisation, mit $\Psi_{x,G}^{\text{TE}} = 0$,

$$\mu_{kl}^{\text{TE}} = \iint_{-\infty}^{+\infty} \Psi_{y,kl}^* \Psi_{y,G}^{\text{TE}} dx dy. \quad (4.35)$$

Mit Gl. (4.34) und Gl. (4.35) ergibt sich für beliebige Polarisationszustände mit dem zur x -Achse gemessenen Polarisationswinkel θ und der Phasenwinkeldif-ferenz δ der Koppelkoeffizient aus

$$\mu_{kl} = \mu_{kl}^{\text{TM}} \cos(\theta) + \mu_{kl}^{\text{TE}} \sin(\theta) e^{i\delta}. \quad (4.36)$$

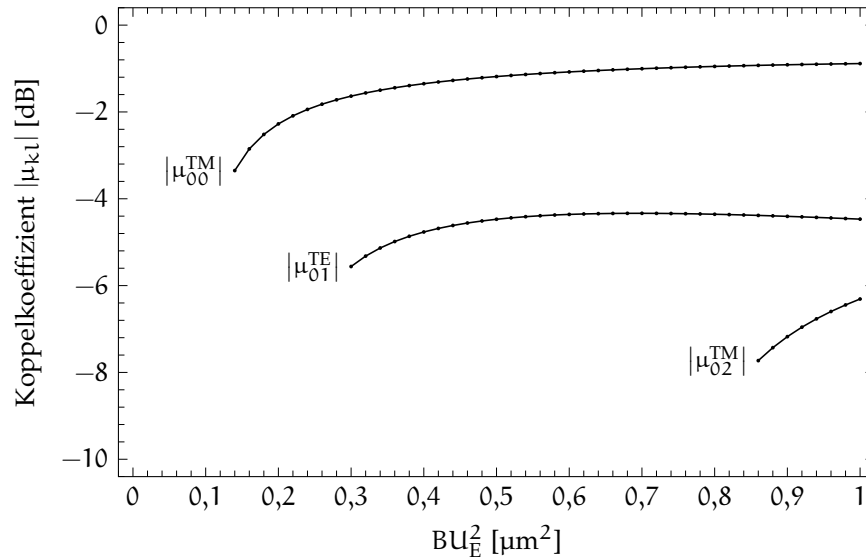


Abbildung 4.14: Betrag des Koppelkoeffizienten $|\mu_{kl}|$ in Abhängigkeit von BU_E^2 zwischen den Moden Ψ_{00} , Ψ_{01} und Ψ_{02} des induzierten Wellenleiters aus Abbildung 4.12 und der Feldverteilung Ψ_G^{TM} bzw. Ψ_G^{TE} der Einkoppel-faser entsprechend Abbildung 4.13, nach Gl. (4.34) und Gl. (4.35)

Für einen GAUSSschen Strahl, dessen Maximum, wie in Abbildung 4.13 dargestellt, mit dem Mittelpunkt des Wellenleiterquerschnittes bei $(x = 0, y = 0)$ zusammenfällt, zeigt Abbildung 4.14 den Betrag des Koppelkoeffizienten $|\mu_{kl}|$ der geführten Moden. Hierbei ist bei spiegelsymmetrischer Koppelung⁶ jeweils nur eine der beiden Koppelkoeffizienten μ_{kl}^{TM} oder μ_{kl}^{TE} von Null verschieden, da aufgrund der Symmetrie der Brechzahl die Feldstärkevektoren der Moden ausschließlich symmetrisch $\Psi_{kl}(x, y) = \Psi_{x,kl}(x, -y)\mathbf{e}_x - \Psi_{y,kl}(x, -y)\mathbf{e}_y$ oder antisymmetrisch $\Psi_{kl}(x, y) = -\Psi_{x,kl}(x, -y)\mathbf{e}_x + \Psi_{y,kl}(x, -y)\mathbf{e}_y$ sind. Nach Einsetzen der Führung steigt $|\mu_{kl}|$ für größer werdende BU_E^2 aufgrund der Kontraktion der Moden an und als Maß der Ähnlichkeit zwischen Ψ_G und Ψ_{kl} ist $|\mu_{00}^{\text{TM}}| > |\mu_{01}^{\text{TE}}| > |\mu_{02}^{\text{TM}}|$. Das Absinken von μ_{01}^{TE} für $\text{BU}_E^2 > 0,68\text{V}\mu\text{m}^2$ resultiert aus der sich verringernden Überlappung zwischen Ψ_G^{TE} und Ψ_{01} .

Das in die Moden des Wellenleiters eingekoppelte Feld breitet sich, wie in Abschnitt 2.3.3 beschrieben, entlang des homogenen Wellenleiters in Form sich ungestört überlagernder Moden aus. Ist die Länge L des Wellenleiters so groß, dass der Beitrag der Strahlungsmoden für die Betrachtung der Lichtauskoppelung vernachlässigbar ist, kann mit der zur geführten Mode kl gehörenden Ausbreitungskonstante β_{kl} das Feld am Wellenleiterausgang durch

$$\Psi_W \approx \sum_k \sum_l \mu_{kl} \Psi_{kl} e^{-i\beta_{kl}L} \quad (4.37)$$

genähert werden. Hierbei ist, da nur über die endliche Anzahl geführter Moden summiert wird, $\iint_{-\infty}^{+\infty} |\Psi_W|^2 dx dy < 1$.

Am Ausgang des Wellenleiters koppelt das Feld Ψ_W in die Auskoppelfaser über. Hierbei wird die Mode der Faser zunächst durch einen in eine beliebige Richtung X linear polarisierten GAUSSschen Strahl Ψ_G^X dargestellt, wobei der Abstand g zwischen dem Wellenleiter und der Auskoppelfaser mit $z = -g$ in Gl. (4.9) eingeht. Der Koppelkoeffizient ist hierbei

$$\mu_G^X = \iint_{-\infty}^{+\infty} \Psi_G^{X*} \Psi_W dx dy = \iint_{-\infty}^{+\infty} \Psi_{x,G}^{X*} \Psi_{x,W} + \Psi_{y,G}^{X*} \Psi_{y,W} dx dy. \quad (4.38)$$

Da die Grundmode einer Monomodefaser entartet ist, das heißt zwei Moden mit gleicher Ausbreitungskonstante existieren, deren Polarisationsrichtungen X und Y senkrecht zueinander orientiert sind, entspricht

$$T_W = |\mu_G^X|^2 + |\mu_G^Y|^2 \quad (4.39)$$

der durch den Wellenleiter von der Einkoppelfaser zur Auskoppelfaser übertragenen Leistung. Bezogen auf den Polarisationszustand des Lichtes, welches in den Wellenleiter eingekoppelt wird, bezeichnet im Weiteren T_W^{TM} die transmittierte Leistung des ausgekoppelten Lichtes, wenn das eingekoppelte Licht TM-polarisiert ist, und T_W^{TE} , wenn das eingekoppelte Licht TE-polarisiert ist.

Abbildung 4.15 zeigt die Transmission T_W eines 1 cm langen Wellenleiters. Nach dem Ausbilden geführter Moden steigt analog zu $|\mu_{kl}|$, entsprechend Abbildung 4.14, T_W^{TM} und T_W^{TE} mit größer werdenden BU_E^2 an. Hierbei werden T_W^{TM} und T_W^{TE} durch die Charakteristik von μ_{00}^{TM} und μ_{01}^{TE} dominiert. Ab $\text{BU}_E^2 > 0,84\mu\text{m}^2$ entstehen aus der Überlagerung der Moden Ψ_{00} und Ψ_{02} Interferenzeffekte, woraus ein Oszillieren von T_W^{TM} resultiert.

6 Die Symmetrieebene des eingekoppelten Feldes entspricht der Symmetrieebene der Moden.

Propagation

Auskoppelung

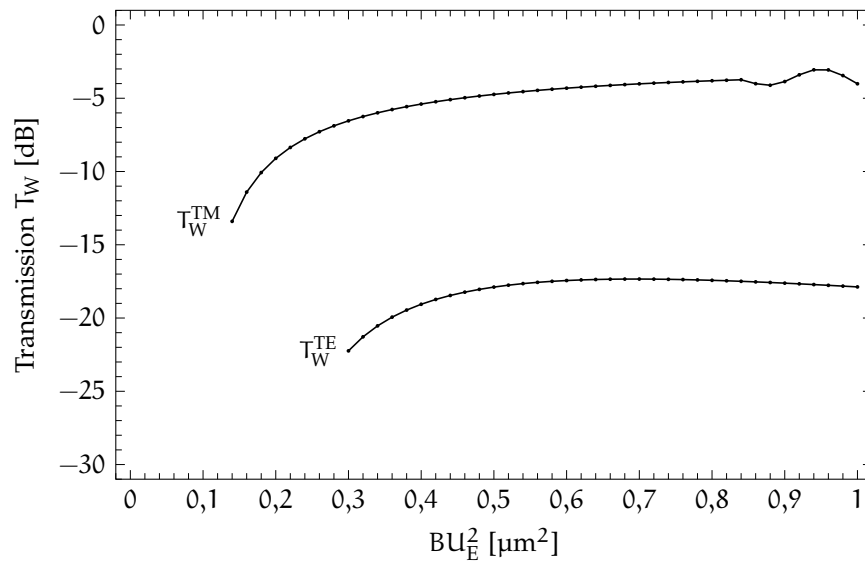


Abbildung 4.15: Transmission T_W in Abhängigkeit von BU_E^2 eines 1 cm langen Wellenleiters entsprechend Abbildung 4.9 und Tabelle 4.3 nach Gl. (4.39) bei Berücksichtigung ausschließlich geführter Moden für TM- bzw. TE-Polarisation des in den Wellenleiter eingekoppelten Lichtes

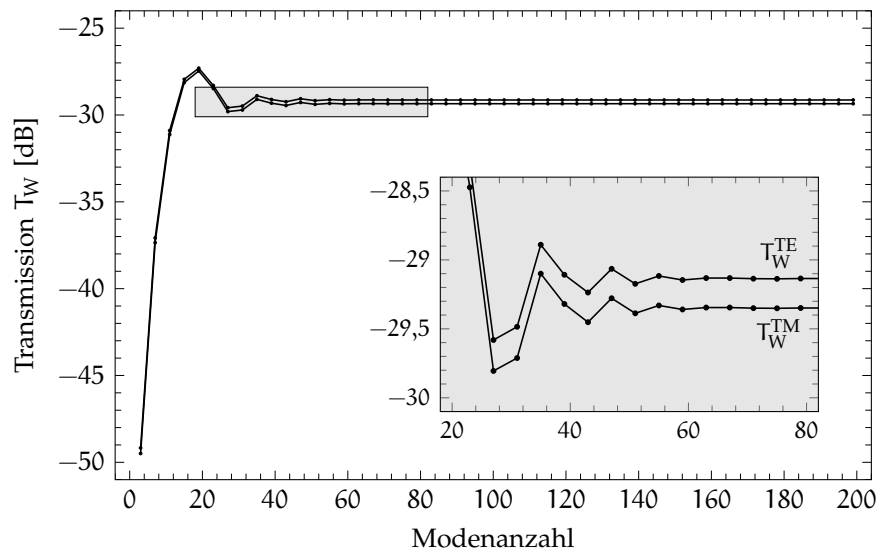


Abbildung 4.16: Transmission T_W in Abhängigkeit der Anzahl der berücksichtigten Moden nach Gl. (4.39) eines 1 cm langen Wellenleiters entsprechend Abbildung 4.9 und Tabelle 4.3 für $BU_E^2 = 0 \mu\text{m}^2$ unter Berücksichtigung geführter sowie abstrahlender Moden für TM- bzw. TE-polarisiertes in den Wellenleiter eingekoppeltes Licht

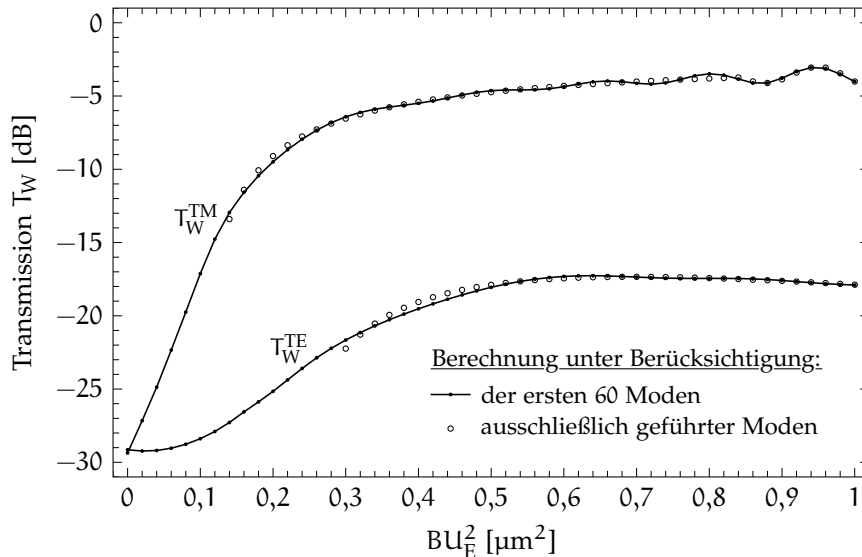


Abbildung 4.17: Transmission T_W in Abhängigkeit von BU_E^2 eines 1 cm langen Wellenleiters entsprechend Abbildung 4.9 und Tabelle 4.3 nach Gl. (4.39) bei Berücksichtigung der ersten 60 Moden im Vergleich zu T_W ausschließlich geführter Moden entsprechend Abbildung 4.15 für TM- bzw. TE-Polarisation des in den Wellenleiter eingekoppelten Lichtes

Werden ausschließlich geführte Moden berücksichtigt, ist die Transmissionscharakteristik des Wellenleiters vor dem Entstehen geführter Moden nicht zugänglich. Um den Beitrag der Strahlungsmoden zu der vom Wellenleiter übertragenen Leistung zu betrachten, ist es notwendig, eine ausreichend hohe Anzahl von Strahlungsmoden zu berücksichtigen, wobei deren imaginärer Anteil β'' der Ausbreitungskonstante, welcher aus der Absorption der Strahlungsmoden im Randbereich des Simulationsgebietes resultiert, als die Leistung interpretiert wird, die das Simulationsmodell pro Propagationslänge verlässt.

Abbildung 4.16 zeigt die Transmission T_W in Abhängigkeit der Anzahl der berücksichtigten Moden eines 1 cm langen Wellenleiters für $BU_E^2 = 0$, wobei die geführten sowie die abstrahlenden Moden nach dem Realteil ihrer Ausbreitungskonstante entsprechend der Reihung $\beta'_n > \beta'_{n+1}$ absteigend sortiert sind. Zunächst steigt mit zunehmender Anzahl der berücksichtigten Moden T_W an. Das sich hieran anschließende, aus der Interferenz der Strahlungsmoden hervorgerufene Oszillieren von T_W klingt mit weiter zunehmender Modenanzahl ab und T_W strebt gegen einen stabilen Wert um $-29,3$ dB, wobei $T_W^{TE} > T_W^{TM}$. Ab einer Anzahl von 60 Moden führt eine weitere Erhöhung der Modenanzahl zu keiner signifikanten Änderung von T_W . Demnach ist die Berücksichtigung der ersten 60 Moden ausreichend, um die Transmissionscharakteristik des hier diskutierten Wellenleiters über den relevanten Wertebereich von BU_E^2 abzubilden.

Abbildung 4.17 zeigt die Transmission T_W in Abhängigkeit von BU_E^2 unter Berücksichtigung der ersten 60 Moden im Vergleich zur Transmission auf Basis ausschließlich geführter Moden. Die Einbeziehung der Strahlungsmoden ermöglicht es, sowohl Aussagen über T_W in Abwesenheit geführter Moden zu treffen als auch die Interaktion der Strahlungsmoden mit den geführten Moden zu berücksichtigen. So äußert sich beispielsweise nach einsetzender Führung

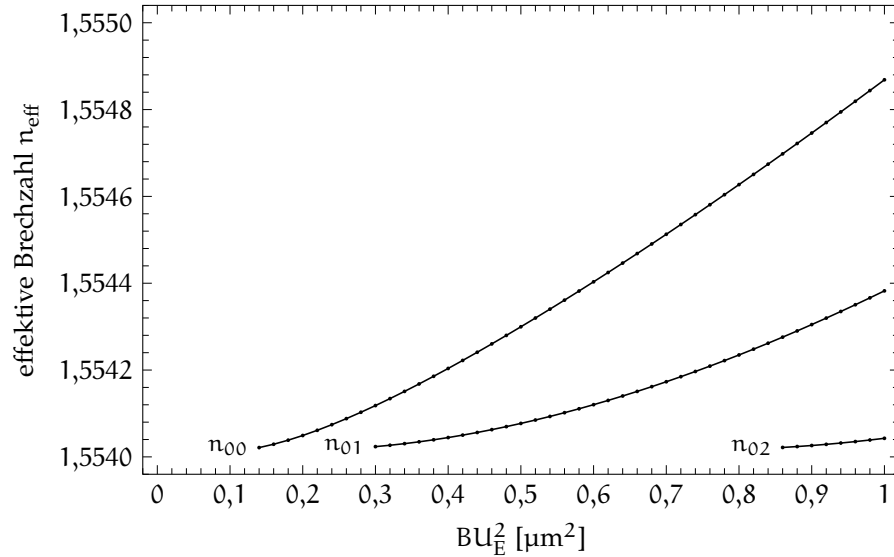


Abbildung 4.18: Entwicklung der effektiven Brechzahl n_{eff} in Abhängigkeit von BU_E^2 der in Abbildung 4.12 dargestellten geführten Moden Ψ_{00} , Ψ_{01} und Ψ_{02} des elektrooptisch induzierten Wellenleiters

der Grundmode oberhalb $BU_E^2 > 0,14 \mu\text{m}^2$ die Interferenz der Grundmode mit den Strahlungsmoden in einer sich mit BU_E^2 ausprägenden Oszillation.

Durch das Einbeziehen der Strahlungsmoden kann die Transmission des Wellenleiters über den gesamten Wertebereich von BU_E^2 berechnet werden, jedoch wächst mit der Anzahl berücksichtigter Moden der Rechen- und Zeitaufwand, weswegen für die Optimierung einer Wellenleitergeometrie die Berechnung der Transmission auf Grundlage ausschließlich geführter Moden anzustreben ist.

Gesamt-
Transmission

Für die Berechnung der Gesamt-Transmission⁷ müssen entsprechend

$$T_T \approx T_F^2 T_{00}^2 T_V T_W \quad (4.28)$$

neben dem durch T_W repräsentierten Übertragungsverhalten des Wellenleiters die Transmission T_F der Faser- bzw. T_{00} der Wellenleiterstirnfläche sowie die Verluste infolge der Absorption im Kernmaterial bzw. der Abstrahlung ins Substrat durch T_V berücksichtigt werden. Mit dem Verlustkoeffizienten des Wellenleiters $\alpha = 0,71 \text{ dB/cm} \hat{=} 0,163 \text{ cm}^{-1}$ (vgl. Tabelle 4.3) ist entsprechend Gl. (2.78) für den Wellenleiter der Länge $L = 1 \text{ cm}$

$$T_V = \frac{P(z=L)}{P(z=0)} = e^{-\alpha L} = 0,85. \quad (4.40)$$

Für die verwendeten Ein- und Auskoppelfasern werden die in Abschnitt 4.3.2 beschriebenen Fasern genutzt. Wird für deren effektive Brechzahl die der Monomodefaser SMF-28e+ $n_{\text{eff}} = 1,4677$ angenommen und berücksichtigt, dass die Faser im direkten Kontakt mit dem Flüssigkristall der Brechzahl $n_{5\text{CB}} = 1,555$ steht, ist entsprechend Gl. (4.7)

$$T_F = \frac{4\beta_F k_G}{(\beta_F + k_G)^2} = \frac{4n_{\text{eff}} n_{5\text{CB}}}{(n_{\text{eff}} + n_{5\text{CB}})^2} = 0,9992, \quad (4.41)$$

⁷ Es werden, wie in Abschnitt 4.3 beschrieben, Interferenzeffekte zwischen den Stirnflächen der Faser und des Wellenleiters vernachlässigt und der durch Gl. (4.8) gegebene modenspezifische Transmissionsgrad T_{kl} der Wellenleiterstirnfläche durch den der Grundmode T_{00} genähert.

wonach, verglichen mit T_V , der Transmissionsgrad der Faserstirnfläche bei der Berechnung von T_T vernachlässigt werden kann. Ebenso ist, wie Abbildung 4.18 verdeutlicht, die Differenz zwischen der effektiven Brechzahl des Wellenleiters und der Brechzahl des Flüssigkristalls kleiner 0,001, so dass T_{00} praktisch 1 ist, infolgedessen für die Gesamt-Transmission in sehr guter Näherung gilt:

$$T_T \approx T_V T_W = 0,85 T_W. \quad (4.42)$$

4.4.5 FEM-Simulation inhomogener Wellenleiter

Zur Berechnung inhomogener Wellenleiter, deren Brechzahl $n(x, y, z)$ eine von der initialen Ausbreitungsrichtung des Lichtes z abhängige Funktion ist, wird die Ausbreitung des Lichtes im Wellenleiter mittels FEM simuliert, wobei hier die Reduzierung des Rechen- und Zeitaufwandes im Vordergrund steht.

Während es, um die Feldverteilung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichtes abzubilden, genügt, Finite Elemente zu verwenden, deren Kantenlänge in etwa der Wellenlänge λ des Lichtes entspricht, sollte bei rigorosen FEM-Simulationen der Lichtausbreitung die Kantenlänge der Finiten Elemente in Ausbreitungsrichtung kleiner $\lambda/5$ sein, um die schnell oszillierende Phase des elektromagnetischen Feldes \mathbf{E} aufzulösen. Um dennoch auch räumlich ausge dehnte Strukturen behandeln zu können, bietet das WAVE OPTICS MODULE von COMSOL MULTIPHYSICS die Möglichkeit, bei Kenntnis des Phasenterms $e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}$, die FEM auf die Berechnung der Einhüllenden $\hat{\mathbf{E}}$ des elektrischen Feldes

*Berechnung der
Strahleinhüllenden*

$$\mathbf{E} = \hat{\mathbf{E}} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} \quad (4.43)$$

zu reduzieren, welche sich bei den hier behandelten Wellenleitern sehr viel langsamer als die Phase ändert, wodurch die Kantenlänge der Finiten Elemente in Ausbreitungsrichtung des Lichtes wesentlich größer als $\lambda/5$ gewählt werden kann. Hierzu wird, ausgehend von der Wellengleichung nach Gl. (2.66)

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2 \mathbf{n}^2 \mathbf{E} = 0, \quad (4.44)$$

durch Einsetzen von Gl. (4.43) die Differentialgleichung der Einhüllenden [90]

$$(\nabla - i\mathbf{k}) \times ((\nabla - i\mathbf{k}) \times \hat{\mathbf{E}}) - k_0^2 \mathbf{n}^2 \hat{\mathbf{E}} = 0 \quad (4.45)$$

abgeleitet, deren Lösung, da ihr keine Näherung zugrunde liegt, exakt bleibt. Einzig die zulässige Größe der Finiten Elemente wird durch die Genauigkeit der Schätzung des Phasenterms, d. h. des Wellenzahlvektors \mathbf{k} bestimmt. Wird der Wellenzahlvektor exakt geschätzt, genügen Elemente, deren Größe das Verhalten der Einhüllenden $\hat{\mathbf{E}}$ abbilden. Weicht der geschätzte Wellenzahlvektor vom exakten Wert ab, oszilliert die Lösung von $\hat{\mathbf{E}}$ im Sinne einer Schwebung, wodurch sich, um diese aufzulösen, die Elementgröße verringert. Deutlich wird dies, wenn \mathbf{k} mit 0 geschätzt wird, wonach Gl. (4.45) in Gl. (4.44) übergeht, d. h. $\hat{\mathbf{E}}$ mit der zum wahren Wellenzahlvektor gehörenden Phase oszilliert, und so die Elementgröße, wie ursprünglich, kleiner $\lambda/5$ sein sollte.

Durch die Beschränkung der FEM auf die Berechnung der Einhüllenden des elektromagnetischen Feldes kann die Elementdichte derartig reduziert werden,

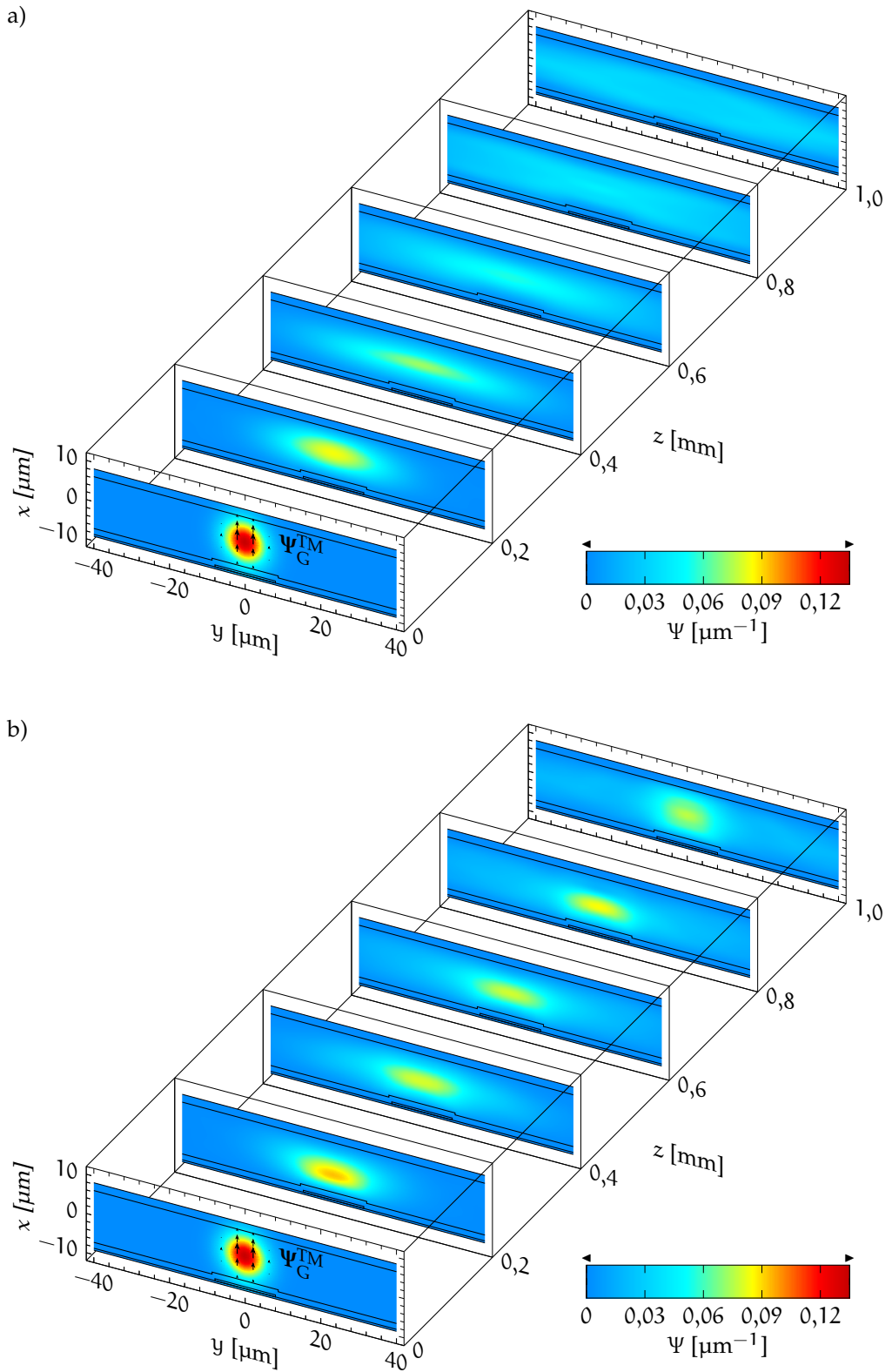


Abbildung 4.19: Schnittbilddarstellung der FEM-Ergebnisse zur Ausbreitung des Lichtes im ersten Millimeter des elektrooptisch induzierten Wellenleiters entsprechend Abbildung 4.9 und Tabelle 4.3 bei Einkoppelung des Feldes Ψ_G^{TM} (vgl. Abbildung 4.13), für a) $BU_E^2 = 0 \mu\text{m}^2$ und b) $1 \mu\text{m}^2$

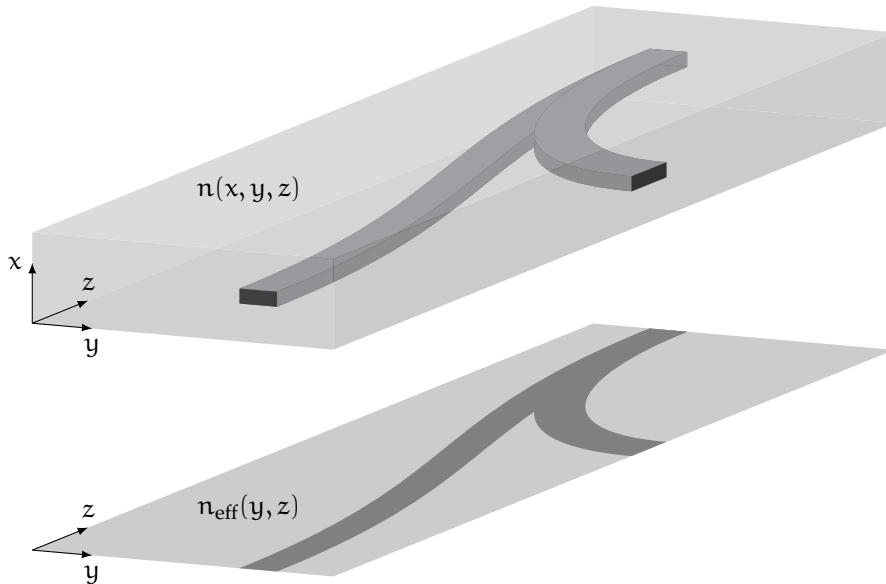


Abbildung 4.20: Projektion der dreidimensionalen Brechzahlverteilung $n(x, y, z)$ auf die (y, z) -Ebene in Form der effektiven Brechzahl $n_{\text{eff}}(y, z)$

dass die Ausbreitung des Lichtes auch in dreidimensionalen Strukturen bei vertretbarem Rechenaufwand simuliert werden kann. Für die in Abbildung 4.19 gezeigten FEM-Ergebnisse zur Lichtausbreitung innerhalb des ersten Millimeters eines elektrooptisch induzierten Wellenleiters betrug die Kantenlänge der Finiten Elemente in Ausbreitungsrichtung des Lichtes $50 \mu\text{m}$, d. h. $50 \cdot \lambda$, wodurch sich, verglichen mit der Kantenlänge rigoroser FEM-Simulationen von $\lambda/5$, die Anzahl der benötigten Elemente um zwei Größenordnungen reduziert. Hierbei ist der Wellenzahlvektor \mathbf{k} mit $k_0 n_{\text{5CB}} \mathbf{e}_z$ geschätzt worden.

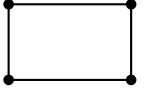
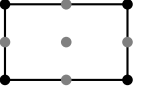
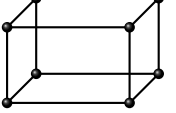
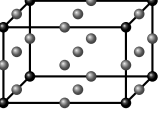
Obwohl die Berechnung der Einhüllenden die Anforderungen an die Rechenressourcen drastisch senkt, ist für die Simulation der Lichtausbreitung in inhomogenen Wellenleitern von mehreren Millimetern Länge eine weitergehende Vereinfachung erforderlich, da die Anzahl der Elemente mit der Länge des Wellenleiters wächst und ein inhomogener Brechzahlverlauf eine größere Abweichung des global geschätzten Wellenzahlvektors vom lokal Vorherrschenden bedingt, wodurch die Elementdichte steigt.

Um den Rechenaufwand, d. h. den Zeit- und Speicherbedarf noch weiter zu senken, ist die Methode der effektiven Brechzahl eine etablierte Näherung [57, 58]. Hierbei wird, wie Abbildung 4.20 verdeutlicht, die Brechzahlverteilung $n(x, y, z)$ einer dreidimensionalen Struktur auf die (y, z) -Ebene projiziert, wobei die reduzierte Dimension in jedem Punkt dieser Ebene durch die effektive Brechzahl n_{eff} des Brechzahlverlaufes $n(x)$ repräsentiert wird, woraus sich die Brechzahlverteilung $n_{\text{eff}}(y, z)$ der Ebenen ergibt [91].

Durch den Wegfall einer Dimension wird die Anzahl der Freiheitsgrade des FEM-Modells typischerweise um mindestens eine Größenordnung reduziert. Diese Reduktion resultiert zum einen aus der Anzahl der eingesparten Elemente und zum anderen, wie in Tabelle 4.4 gegenübergestellt, aus der sich bei gleicher Elementanzahl halbierten Anzahl der Freiheitsgrade bei dem Übergang von quaderförmigen zu rechteckigen Elementen zweiter Ordnung. Ein

Methode der effektiven Brechzahl

Tabelle 4.4: Anzahl der Freiheitsgrade (DoF) in Abhängigkeit der Anzahl der Elemente N_E und Unbekannten N_U entsprechend des Elementtyps, sowie Zeit/DoF, RAM/DoF und RAM/Länge für den Direktlöser MUMPS zum Lösen von E der Wellengleichung (4.45) mit $N_U = 3$

Elementtyp	Rechteck		Quader	
	1. Ordnung	2. Ordnung	1. Ordnung	2. Ordnung
				
DoF ^a	$1 \cdot N_U N_E$	$4 \cdot N_U N_E$	$1 \cdot N_U N_E$	$8 \cdot N_U N_E$
Zeit/DoF ^b	19 μ s	23 μ s	145 μ s	280 μ s
RAM/DoF	3,1 kB	3,6 kB	17,9 kB	30,2 kB
RAM/Länge ^c	0,02 GB/mm	0,09 GB/mm	1,1 GB/mm	14,5 GB/mm

- ^a Näherung für große N_E , eines in alle Raumrichtungen gleichermaßen ausgedehnten Netzes;
^b Prozessor: INTEL CORE i7-3930K, Kerne: 3(6) von 6(12) physikalische(logische), RAM: 64 GB, OS: WINDOWS 7, Modellgröße: ca. 16 GB;
^c FEM-Modell mit 10 Elementen Höhe (x), 100 Elementen Breite (y) und 50 μ m Kantenlänge der Finiten Elemente in Längsrichtung (z)

weiterer und für den Rechenaufwand entscheidender Aspekt ist die mit der Reduktion der Dimension einhergehende Verringerung des Zeit- und Speicherbedarfes pro Freiheitsgrad um eine weitere Größenordnung, wodurch sich für das in Tabelle 4.4 angeführt Beispiel eines FEM-Modells der Speicherbedarf pro Länge für Elemente zweiter Ordnung um zwei Größenordnungen verringert. In diesem Sinne kann je nach zu lösendem Problem auch der Übergang von Elementen zweiter Ordnung, welche in dieser Arbeit bevorzugt verwendet werden, zu Elementen erster Ordnung, wie sie zur Berechnung der dreidimensionalen Struktur in Abbildung 4.19 genutzt worden sind, von Vorteil sein.

Berechnung von $\mathbf{n}_{\text{eff}}(y, z)$

Zur Berechnung der Brechzahlverteilung $\mathbf{n}_{\text{eff}}(y, z)$ elektrooptisch induzierter Wellenleiter wird in dieser Arbeit der Verlauf der effektive Brechzahl $\mathbf{n}_{\text{eff}}(y)$ im Wellenleiterquerschnitt bestimmt und dieser entsprechend der Funktion

$$\mathbf{n}_{\text{eff}}(y, z) = \mathbf{n}_{\text{eff}}(y - p(z)) \quad (4.46)$$

entlang des Wellenleiterpfades $p(z)$ extrudiert. Hierbei wird der Tensor

$$\mathbf{n}_{\text{eff}}(y) = \begin{pmatrix} n_{\text{eff}}^{\text{TM}}(y) & 0 & 0 \\ 0 & n_{\text{eff}}^{\text{TE}}(y) & 0 \\ 0 & 0 & n_{\text{eff}}^{\text{TE}}(y) \end{pmatrix} \quad (4.47)$$

im Querschnitt des Wellenleiters durch die dem Polarisationszustand entsprechenden effektiven Brechzahlen $n_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ und $n_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ gebildet.

Berechnung von $n_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ und $n_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ im feldfreien Zustand

Zunächst werden die effektiven Brechzahlen der Grundmoden im feldfreien Zustand, d. h. für $E = 0$ betrachtet. Ausgehend von den beiden Eigenwertgleichungen (2.83) und (2.87) für TE- bzw. TM-polarisiertes Licht eines Schichtwellenleiters ist die effektive Brechzahl von der Brechzahl n_M des Mantels sowie

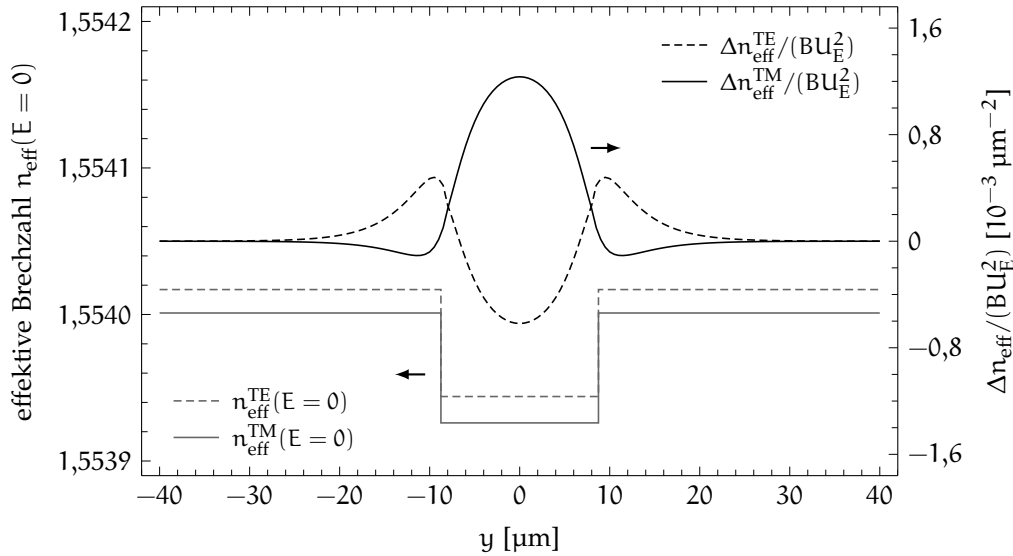


Abbildung 4.21: Die auf y projizierte effektive Brechzahl $n_{\text{eff}}(E=0)$ im feldfreien Zustand des Wellenleiterquerschnittes entsprechend Abbildung 4.9 und Tabelle 4.3 sowie die normierte Brechzahländerung $\Delta n_{\text{eff}}/(BU_E^2)$ für die beiden Polarisationszustände TE und TM

Tabelle 4.5: Parameter der Brechzahlfunktion (4.48) der beiden Polarisationszustände TE und TM für $n_K = 1,555$, $n_M = 1,444$ und $d_K \geq 5 \mu\text{m}$

Brechzahl	c_1	$c_2 [\mu\text{m}^{-c_3}]$	c_3
$n_{\text{eff}}^{\text{TE}}$	18,2725	18,6442	0,08136
$n_{\text{eff}}^{\text{TM}}$	21,3397	21,6069	0,07248

der Brechzahl n_K und der Schichtdicke⁸ d_K des Kerns abhängig. Für die Implementierung der effektiven Brechzahl in das Modell wird diese durch

$$n_{\text{eff}}(E=0) \approx n_K - (n_K - n_M)e^{c_1 - c_2 d_K^{c_3}} \quad (4.48)$$

genähert. Mit den in Tabelle 4.5 gelisteten Parametern ist mit den Brechzahlen $n_K = n_{5\text{CB}}$ und $n_M = n_{\text{SiO}_2}$ entsprechend Tabelle 4.3 für Schichtdicken oberhalb $5 \mu\text{m}$ der absolute Fehler der Näherung (4.48) kleiner $\pm 10^{-5}$.

Abbildung 4.21 zeigt die auf y projizierte effektive Brechzahl $n_{\text{eff}}(E=0)$ im feldfreien Zustand des in Abbildung 4.9 gezeigten Wellenleiterquerschnittes. Hierbei resultiert aus der geringeren Dicke der Kernschicht oberhalb der Elektroden eine geringere effektive Brechzahl. Daher muss, bevor sich ein elektrooptisch induzierter Wellenleiter bilden kann, die durch ein elektrisches Feld hervorgerufene Brechzahländerung größer sein als die durch die Topologie der Elektrode verursachte Brechzahlabenkung. Dieser Effekt ist umso größer je dicker die Elektrode ist und kommt um so stärker zum Tragen je dünner die Schichtdicke des Kerns im Allgemeinen ist.

⁸ Im Gegensatz zum Modell-Parameter d_K , welcher die Dicke des Kerns oberhalb der Elektrode bemisst (vgl. Abbildung 4.1), entspricht d_K hier der bei y vorherrschenden Schichtdicke.

Berechnung von
 $n_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ und $n_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ im
elektrischen Feld

Für die Berechnung der effektiven Brechzahl unter der Wirkung eines elektrostatischen Feldes wird die Änderung der effektiven Brechzahl

$$\Delta n_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}(E) - n_{\text{eff}}(E = 0) \quad (4.49)$$

aus der durch das Feld hervorgerufenen Brechzahländerung

$$\Delta n_K = n_K(E) - n_K(E = 0) \quad (4.50)$$

im Kern des Wellenleiters abgeleitet.

Ausgehend von der TE-Wellengleichung (2.81) eines Schichtwellenleiters

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} + (k_0^2 n^2(x) - \beta^2)\Psi = 0 \quad (4.51)$$

ist nach Multiplikation mit Ψ und anschließender Integration

$$\beta^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi(x) \frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} + k_0^2 n^2(x) \Psi^2(x) dx \approx \int_{-\infty}^{+\infty} k_0^2 n^2(x) \Psi^2(x) dx, \quad (4.52)$$

wobei die Eigenschaft $\int_{-\infty}^{+\infty} \Psi^2(x) dx = 1$ der normierten Feldstärke ausgenutzt worden ist und die Näherung in Gl. (4.52) auf der in Abschnitt 4.3.3 eingeführten Annahme beruht, dass $\partial\Psi(x)/\partial x$ vernachlässigbar klein ist. Wird des Weiteren angenommen, dass die Brechzahländerung Δn_K so klein ist, dass $\Psi(\Delta n_K) \approx \Psi(0)$, folgt aus Gl. (4.52) mit $n_K^2 \approx 2n_K \Delta n_K$ und $\beta \approx k_0 n_K$ für die Änderung der effektiven Brechzahl [58]

$$\Delta n_{\text{eff}} = \frac{\Delta\beta}{k_0} \approx \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta n_K(x) \Psi^2(x) dx. \quad (4.53)$$

Für den TE-Zustand, d. h. für $\Delta n_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ wird in Gl. (4.53) zur Berechnung der normierten Feldstärke Ψ die elektrische Feldstärke der Grundmode nach Gl. (2.82) mit $m = 0$ zugrunde gelegt und die Brechzahländerung Δn_K entspricht der Änderung der Brechzahlensorkomponente Δn_{yy} . Für den TM-Zustand, d. h. für $\Delta n_{\text{eff}}^{\text{TM}}$, folgt Ψ aus der magnetischen Feldstärke entsprechend Gl. (2.86) mit $m = 0$ und Δn_K ist Δn_{xx} . Für den hier diskutierten Fall einer isotropen und homogenen Kernbrechzahl des feldfreien Zustandes sind bis auf die Ausbreitungskonstanten die Funktionen der normierten Feldstärke für beide Polarisationszustände identisch.

Werden neben dem elektrooptischen KERR-Effekt Terme höherer Ordnung vernachlässigt, ist entsprechend Gl. (4.32) die Änderung Δn_{ij} der Brechzahlensorkomponenten proportional zum Produkt BU_E^2 des KERR-Koeffizienten B und dem Quadrat der Elektrodenspannung U_E^2 , wonach auch $\Delta n_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ bzw. $\Delta n_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ proportional zu BU_E^2 sind. Abbildung 4.21 zeigt hierzu die normierten Änderungen der effektiven Brechzahlen $\Delta n_{\text{eff}}^{\text{TE}}/(BU_E^2)$ und $\Delta n_{\text{eff}}^{\text{TM}}/(BU_E^2)$ des Wellenleiterquerschnittes aus Abbildung 4.9 für die in Tabelle 4.3 gelisteten Parameter.

Analog zu den in Abbildung 4.10 c bzw. Abbildung 4.10 d dargestellten normierten Änderungen von Δn_{xx} und Δn_{yy} zeigen die auf y projizierten Verläufe Δn_{TM} und Δn_{TE} in Abbildung 4.21 für TM-polarisiertes Licht eine mit größer

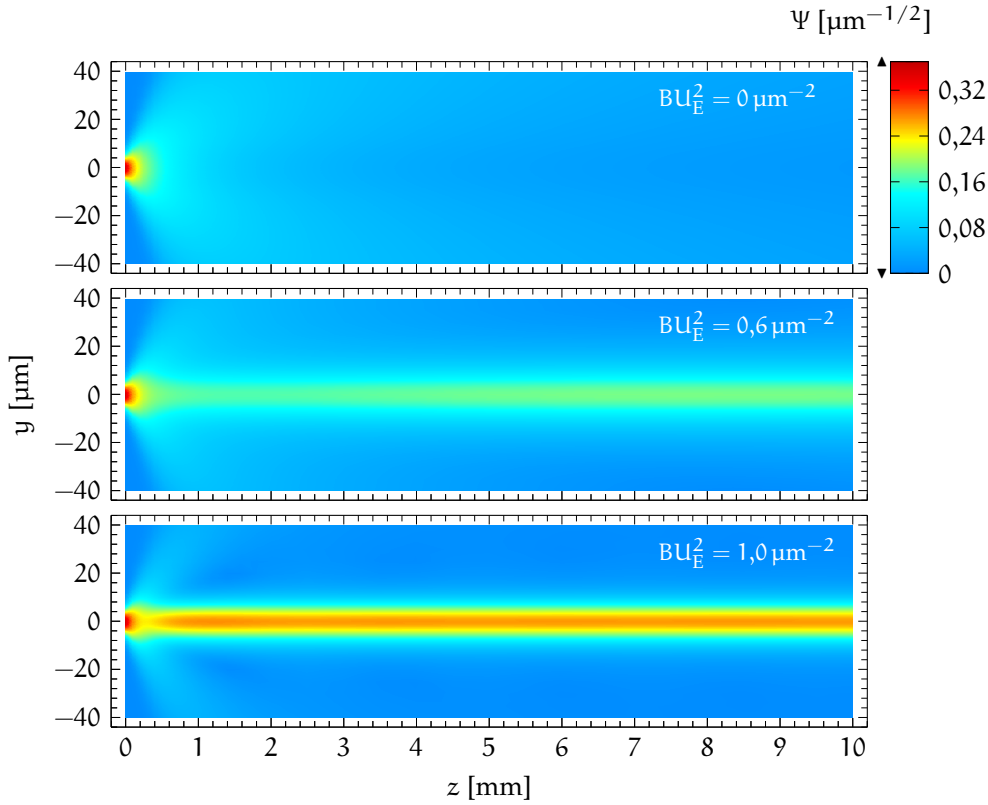


Abbildung 4.22: Mittels der Methode der effektiven Brechzahl berechnete Ausbreitung des in den Wellenleiter aus Abbildung 4.9 und Tabelle 4.3 eingekoppelten TM-polarisierten Lichtes für $BU_E^2 = 0 \mu\text{m}^2$, $0,6 \mu\text{m}^2$ und $1,0 \mu\text{m}^2$

werdender Spannung zunehmende Brechzahl oberhalb der Elektrode, wohingegen für TE-polarisiertes Licht die Brechzahl am Elektrodenrand zunimmt.

Für die Berechnung der Lichtausbreitung, wie sie Abbildung 4.22 für einen geraden elektrooptisch induzierten Wellenleiter zeigt, wird, analog zu den Ausführungen in Abschnitt 4.3.2, das in den Wellenleiter bei $z = 0$ eingekoppelte Feld durch die normierte Feldstärke des GAUSSSchen Strahles

$$\Psi_G(y, g) = \mathcal{C}\psi e^{-y^2/w^2(g)} e^{-ik_G r^2/2R(g)} e^{-i[k_G z + p(g)]} \quad (4.54)$$

als Randbedingung des FEM-Modells dargestellt, wobei die Funktionen $w(g)$, $R(g)$ und $p(g)$ in Abschnitt 2.3.6 erläutert werden und die Konstante

$$\mathcal{C} = \left[\frac{1}{w(z)} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.55)$$

gewährleistet, dass $\int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi_G|^2 dy = 1$. Der den Polarisationszustand beschreibende Vektor ψ ist durch Gl. (4.12) gegeben und ist für TE-polarisiertes Licht e_y bzw. für TM-polarisiertes Licht e_x . Der mit g assoziierte Abstand zwischen der Faser und dem Wellenleiter geht zur Beschreibung der Einkoppelung positiv und zur Berechnung der Auskoppelung negativ in Gl. (4.54) ein.

Mithilfe der FEM-Ergebnisse zur Lichtausbreitung wird der Anteil T_W der Leistung, welcher der induzierte Wellenleiter von der Einkopplungsfaser zur Aus-

Einkoppelung

Auskoppelung

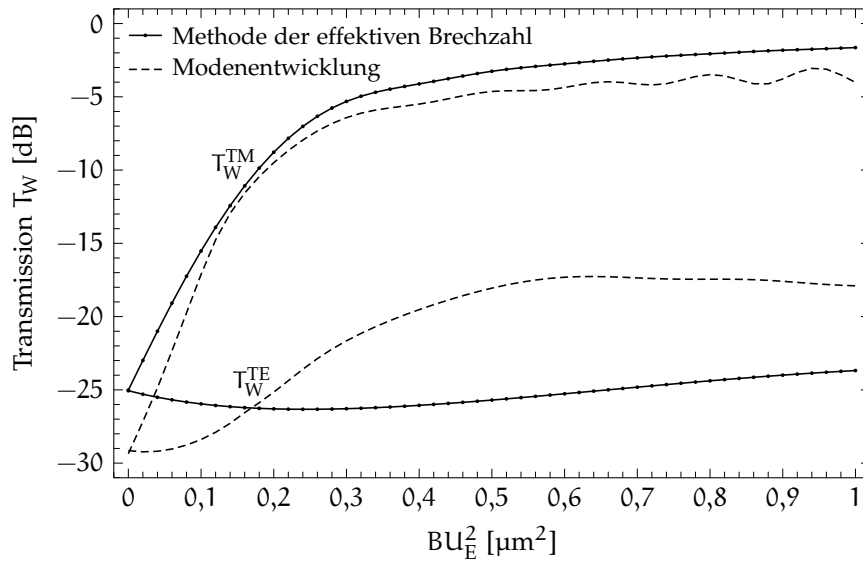


Abbildung 4.23: Mittels der Methode der effektiven Brechzahl berechnete Transmission T_W in Abhängigkeit von BU_E^2 des 1 cm langen Wellenleiters aus Abbildung 4.22 für TE- bzw. TM-Polarisation des in den Wellenleiter eingekoppelten Lichtes im Vergleich zu der mittels Modenentwicklung berechneten Transmission aus Abbildung 4.17

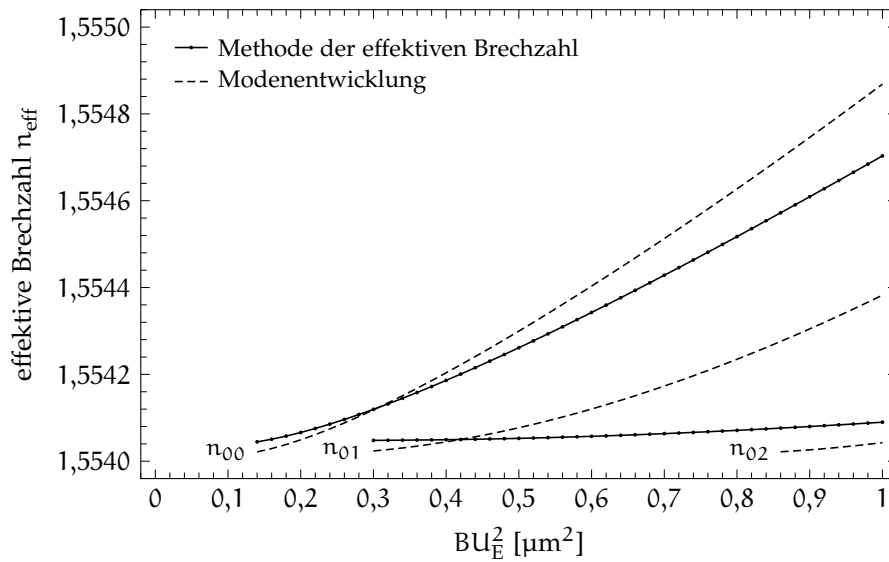


Abbildung 4.24: Entwicklung der mittels MEB berechneten effektiven Brechzahl n_{eff} in Abhängigkeit von BU_E^2 im Vergleich zu n_{eff} der geführter Moden Ψ_{00} , Ψ_{01} und Ψ_{02} des Wellenleiterquerschnittes (vgl. Abbildung 4.18)

koppelfaser überträgt, durch die Berechnung des Koppelkoeffizienten entsprechend Gl. (4.38) bestimmt. Hierbei ist Ψ_W das elektrische Feld des Wellenleiters an der Stelle der Auskoppelung bei $z = L$ und es können, da im Gegensatz zum dreidimensionalen Modell die Moden entweder vollständig TE- oder TM-polarisiert sind, die Koppelkoeffizienten für TE-polarisiertes Licht

$$\mu_G^{\text{TE}} = \iint_{-\infty}^{+\infty} \Psi_G^{\text{TE}*} \Psi_W \, dy = \iint_{-\infty}^{+\infty} \Psi_{y,G}^{\text{TE}*} \Psi_{y,W} \, dy \quad (4.56)$$

bzw. für TM-polarisiertes Licht

$$\mu_G^{\text{TM}} = \iint_{-\infty}^{+\infty} \Psi_G^{\text{TM}*} \Psi_W \, dy = \iint_{-\infty}^{+\infty} \Psi_{x,G}^{\text{TM}*} \Psi_{x,W} \, dy \quad (4.57)$$

getrennt voneinander betrachtet werden. Mit den beiden Koppelkoeffizienten ist je nach Polarisationszustand des eingekoppelten Lichtes der vom Wellenleiter übertragene Anteil der Leistung $T_W^{\text{TE}} = |\mu_G^{\text{TE}}|^2$ bzw. $T_W^{\text{TM}} = |\mu_G^{\text{TM}}|^2$. Wird der Absorptionskoeffizient des Flüssigkristalls mit einbezogen, ergibt sich die Gesamt-Transmission aus Gl. (4.42).

Abbildung 4.23 zeigt die mittels der Methode der effektiven Brechzahl (MEB) berechnete Transmission T_W eines geraden elektrooptisch induzierten Wellenleiters im Vergleich zu der in Abschnitt 4.4.4 anhand der Modenentwicklung berechneten Transmission.

Für TE-polarisiertes Licht ist die MEB-Näherung zu grob, so dass lediglich festgestellt werden kann, dass T_W^{TE} über den betrachteten Wertebereich von BU_E^2 klein ist. Eine weitergehende Aussage über den qualitativen Verlauf von T_W^{TE} lässt die MEB nicht zu. Ursächlich hierfür ist, wie in Abbildung 4.12 zu erkennen, dass der Polarisationszustand der Mode Ψ_{01} , welche für T_W^{TE} ausschlaggebend ist, der für die MEB getroffenen Annahme einer nahezu vollständigen TE- oder TM-Polarisation nicht genügt. Dementsprechend kann auch der in Abbildung 4.24 dargestellte Verlauf, der durch die MEB bestimmten effektiven Brechzahlen, den tatsächlichen Verlauf von n_{01} der Mode Ψ_{01} nicht abbilden.

Für TM-polarisiertes Licht zeigt der in Abbildung 4.23 dargestellte Verlauf von T_W^{TM} , welcher mithilfe der MEB berechnet wurde, eine qualitativ gute Übereinstimmung mit dem der Modenentwicklung. Die ca. 4 dB höhere Transmission bei $BU_E^2 = 0 \, \mu\text{m}^2$ resultiert zum einen aus der MEB und zum anderen aus der im Modell nicht abbildbaren Divergenz des von der Faser abgestrahlten Lichtes in x -Richtung. Hierbei kann anhand Abbildung 4.6 abgeschätzt werden, dass der aus dieser Divergenz resultierende Verlust für $g = 50 \, \mu\text{m}$ je Koppelung ca. 0,2 dB, d. h. insgesamt 0,4 dB beträgt. Die bei der MEB für höhere BU_E^2 ausbleibende Oszillation von T_W^{TM} , welche wie in Abschnitt 4.4.4 beschrieben, durch die Interferenz der beiden Moden Ψ_{00} und Ψ_{02} entsteht, erklärt sich anhand Abbildung 4.24 durch das Fehlen einer zu Ψ_{02} korrespondierenden Mode.

Ausgehend von dem Vergleich zwischen der mittels MEB abgeleiteten und der durch die Modenentwicklung berechneten Transmission bzw. effektiven Brechzahl, wird angenommen, dass die MEB qualitative hinreichende Aussagen über das Verhalten inhomogener elektrooptisch induzierter Wellenleiter zulässt, wenn deren Transmission, wie in dem hier diskutierten Beispiel im Wesentlichen durch eine stark polarisierte Grundmode bestimmt wird.

4.4.6 Elektrooptisch induzierte Wellenleiterweichen

Der Elektrodenpfad einer elektrooptisch induzierten Wellenleiterweiche, wie ihn Abbildung 4.25 a zeigt, wird durch die Längen l_e und l_a der geraden Abschnitte sowie durch die Länge l_k und die Höhe h_k der S-Krümmers definiert, deren Form in dieser Arbeit durch die Funktion [58]

$$s(z) = h_k \left[\frac{z}{l_k} - \frac{1}{2\pi} \sin \left(\frac{2\pi}{l_k} z \right) \right] \quad (4.58)$$

beschrieben wird. Um eine individuelle Ansteuerung der beiden Kanäle der Weiche zu ermöglichen, wird, wie Abbildung 4.25 b verdeutlicht, die Elektrode im Bereich des Abzweiges unterbrochen, so dass drei isolierte und mit den Potentialen U_{E0} , U_{E1} und U_{E2} ansteuerbare Segmente entstehen.

Für die FEM-Simulation der Wellenleiterweiche wird die in Abschnitt 4.4.5 beschriebene Methode der effektiven Brechzahl (MEB) genutzt und die aus

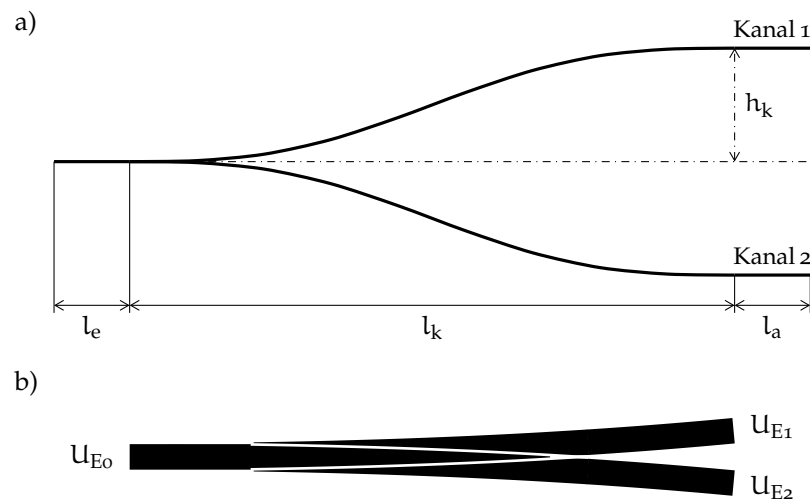


Abbildung 4.25: a) Elektrodenpfad der elektrooptisch induzierten Wellenleiterweiche mit deren geometrischen Parametern l_e , l_a , l_k und h_k sowie b) der vergrößert dargestellte Bereich der Abzweigung mit der Bezeichnung der zugehörigen Elektrodenspannungen U_{E0} , U_{E1} und U_{E2}

Tabelle 4.6: Für die Berechnung der Wellenleiterweiche von Tabelle 4.3 abweichende Parameter des Wellenleiterquerschnittes sowie die Parameter der Pfade

Parameter	Bedeutung	Einheit	Wert
b_E	Breite der AlSiCu-Elektrode	μm	6
d_K	Dicke des Kerns	μm	8
h_k	Höhe des S-Krümmers	μm	500
l_k	Länge des S-Krümmers	mm	8
l_e	Länge des Weicheneinganges	mm	1
l_a	Länge des Weichenausganges	mm	1
α	Wellenleiterverlustkoeffizient	dB/cm	0,73

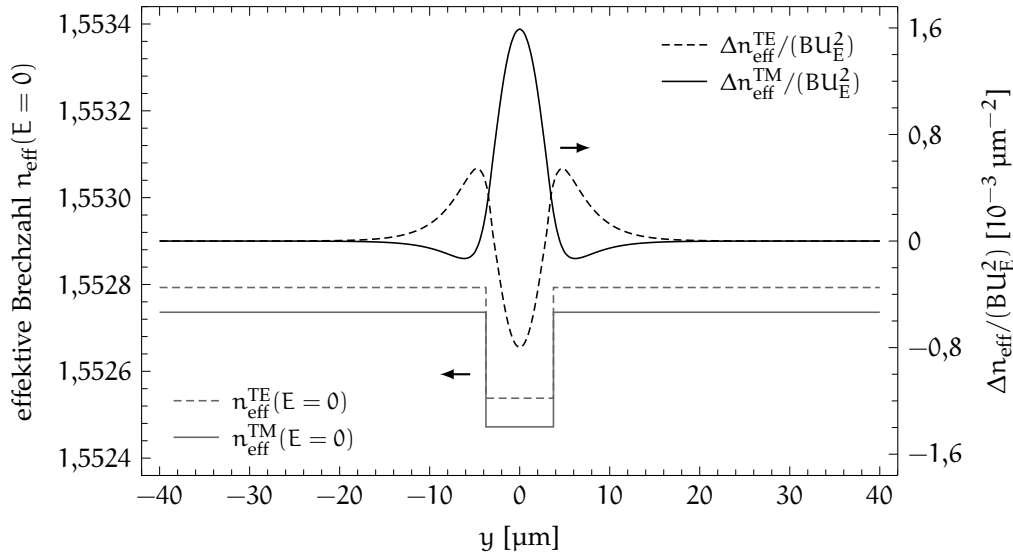


Abbildung 4.26: Die auf y projizierte effektive Brechzahl $n_{\text{eff}}(E = 0)$ im feldfreien Zustand des Wellenleiterquerschnittes entsprechend Abbildung 4.9 und Tabelle 4.6 sowie die normierte Brechzahländerung $\Delta n_{\text{eff}}/(BU_E^2)$ für die beiden Polarisationszustände TE und TM

dem Querschnitt des Wellenleiters abgeleitete effektive Brechzahl $n_{\text{eff}}(y)$ entsprechend Gl. (4.46) entlang des dem Kanal 1 zugeordneten Pfades

$$p_1(z) = \begin{cases} 0 & , 0 \leq x \leq l_e \\ s(z - l_e) & , l_e < x < l_e + l_k \\ h_k & , l_e + l_k \leq x \leq l_e + l_k + l_e \end{cases} \quad (4.59)$$

bzw. des dem Kanal 2 zugeordneten Pfades

$$p_2(z) = -p_1(z) \quad (4.60)$$

extrudiert, wobei die Unterbrechungen zur Isolation der Elektrodensegmente nicht berücksichtigt werden.

Abbildung 4.26 zeigt die effektive Brechzahl $n_{\text{eff}}(E = 0)$ im feldfreien Zustand sowie die normierte Brechzahländerung $\Delta n_{\text{eff}}/(BU_E^2)$ des Wellenleiterquerschnittes der Weiche entsprechend Abbildung 4.9 und Tabelle 4.6. Im Vergleich zu den in Tabelle 4.3 gelisteten Parametern des bisher in dieser Arbeit diskutierten homogenen Wellenleiters ist für die Weiche die Höhe des Kerns h_k sowie die Breite der Elektrode b_E wesentlich geringer. Der Vergleich mit der effektiven Brechzahl des homogenen Wellenleiters aus Abbildung 4.21 verdeutlicht, dass durch die geringere Kernhöhe für TM-polarisiertes Licht die durch den elektrooptischen Effekt hervorgerufene Brechzahländerung $\Delta n_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ größer und durch die geringere Elektrodenbreite deutlich schmaler ist. Dieses so beschaffene Brechzahlprofil entgegnet, wie der Vergleich der Transmission T_W^{TM} zwischen geraden und gekrümmten Wellenleitern in Abbildung 4.27 zeigt, der Eigenschaft, dass mit zunehmender Höhe h_k des S-Krümmers größere Spannungen benötigt werden, um das Licht im gekrümmten Wellenleiter zu führen.

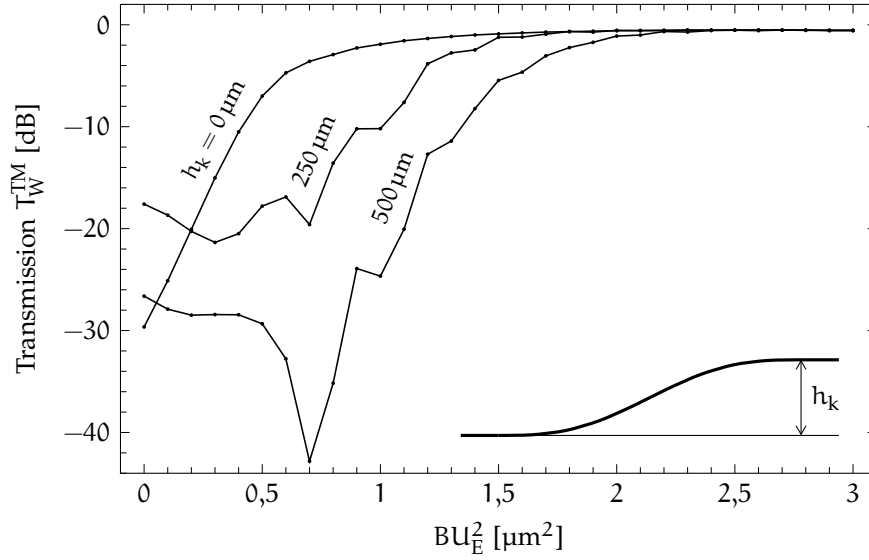


Abbildung 4.27: Transmission T_W des S-Krümmers der Wellenleiterweiche in Abhängigkeit von BU_E^2 für verschiedene h_k , berechnet mittels MEB

Um die durch die Elektrodenstruktur der Wellenleiterweiche hervorgerufene Brechzahlverteilung

$$n_{\text{eff}}(y, z; E) = n_{\text{eff}}(y, z; E = 0) + \Delta n_{\text{eff}}(y, z) \quad (4.61)$$

nachzubilden, werden die entlang der beiden Pfade $p_1(z)$ und $p_2(z)$ extrudierten effektiven Brechzahlen des feldfreien Zustandes

$$n_{\text{eff},1}(E = 0) = n_{\text{eff}}(y - p_1(z); E = 0), \quad (4.62a)$$

$$n_{\text{eff},2}(E = 0) = n_{\text{eff}}(y - p_2(z); E = 0) \quad (4.62b)$$

und die extrudierten Brechzahländerungen

$$\Delta n_{\text{eff},1} = \frac{\Delta n_{\text{eff}}(y - p_1(z))}{BU_{E1}^2} BU_{E1}^2, \quad (4.63a)$$

$$\Delta n_{\text{eff},2} = \frac{\Delta n_{\text{eff}}(y - p_2(z))}{BU_{E2}^2} BU_{E2}^2 \quad (4.63b)$$

durch

$$n_{\text{eff}}(y, z; E = 0) = \min[n_{\text{eff},1}(E = 0), n_{\text{eff},2}(E = 0)] \quad (4.64)$$

und

$$\Delta n_{\text{eff}}(y, z) = \text{sgn}[\Delta n_{\text{eff},1} + \Delta n_{\text{eff},2}] \cdot \max[|\Delta n_{\text{eff},1}|, |\Delta n_{\text{eff},2}|] \quad (4.65)$$

miteinander verknüpft. Hierbei ist $\text{sgn}(x)$ die Vorzeichenfunktion und $\min(x, y)$ bzw. $\max(x, y)$ entspricht dem kleineren bzw. größeren Wert der Argumente.

Abbildung 4.28 zeigt den Verlauf der effektiven Brechzahl der Wellenleiterweiche, welcher mittels Gl. (4.61) bis Gl. (4.65) aus dem in Abbildung 4.26 dargestellten Brechzahlprofil des Wellenleiterquerschnittes abgeleitet worden ist.

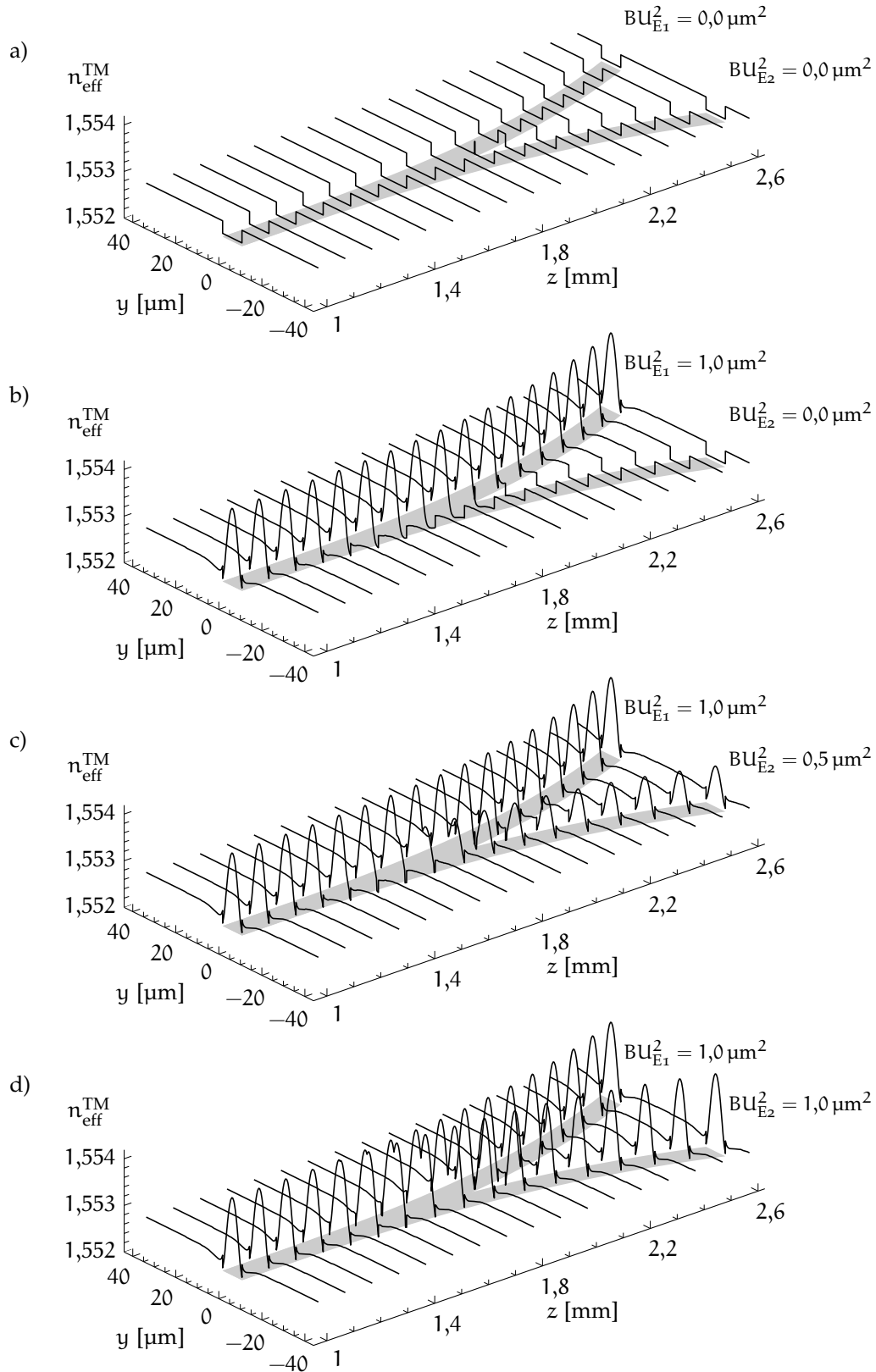


Abbildung 4.28: Effektive Brechzahl des TM-polarisierten Lichtes $n_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ der Wellenleiterweiche für verschiedene Werte von BU_{E1}^2 und BU_{E2}^2 , entsprechend Gl. (4.61) bis Gl. (4.65) und Abbildung 4.26

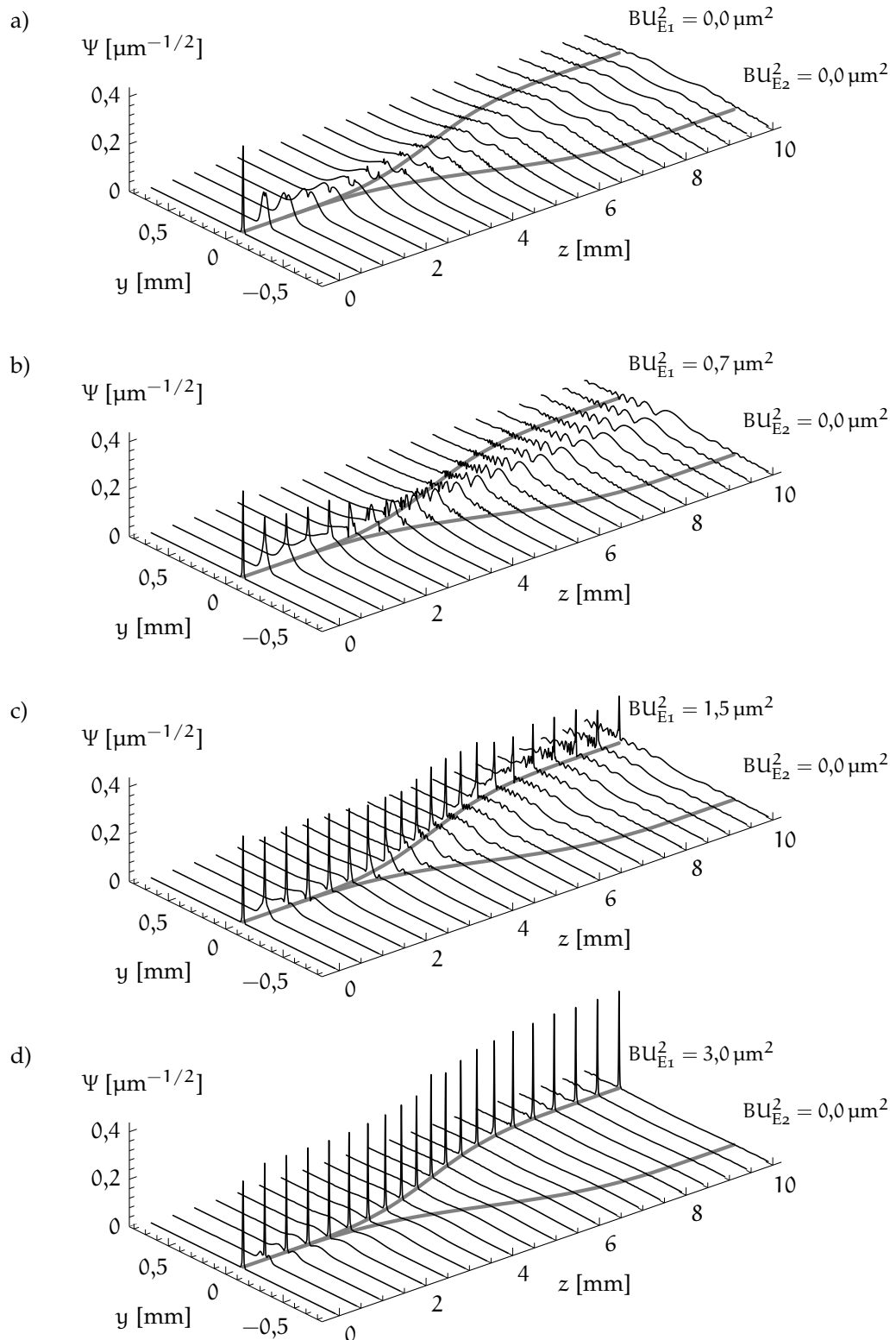


Abbildung 4.29: FEM-Simulation der Ausbreitung des bei $z = 0$ in die Wellenleiterweiche eingekoppelten TM-polarisierten Lichtes für verschiedene $BU_{E_1}^2$ bei $BU_{E_2}^2 = 0$, basierend auf $n_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ entsprechend Abbildung 4.28

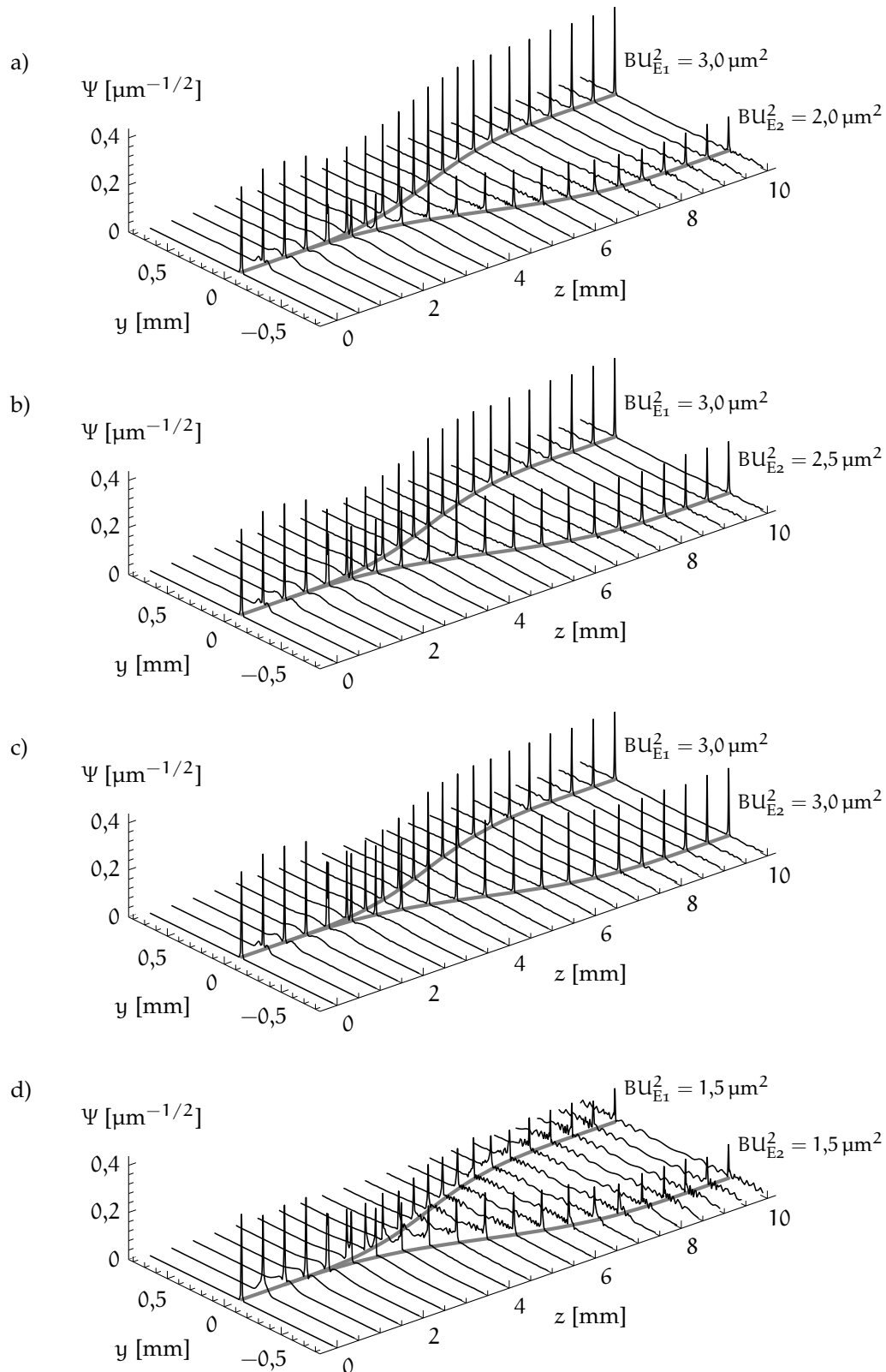


Abbildung 4.30: FEM-Simulation der Ausbreitung des bei $z = 0$ in die Wellenleiterweiche eingekoppelten TM-polarisierten Lichtes für verschiedene BU_{E1}^2 und BU_{E2}^2 , basierend auf $n_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ entsprechend Abbildung 4.28

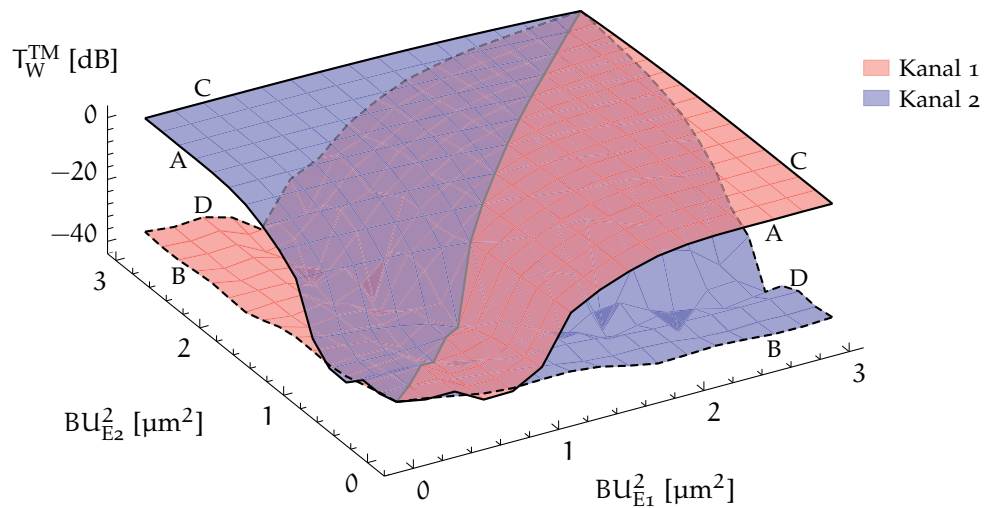


Abbildung 4.31: Transmission T_W^{TM} beider Kanäle der in Abbildung 4.30 dargestellten Wellenleiterweiche in Abhängigkeit von BU_{E1}^2 und BU_{E2}^2 sowie die mit A, B, C und D bezeichneten Konturen, die zu der durch $U_{E1} = U_{E2}$ definierten Ebene spiegelsymmetrisch sind

spannungsloser
Zustand

Für den in Abbildung 4.28 a gezeigten spannungslosen Zustand resultiert aus der Topologie des Wellenleiters eine Vertiefung der effektiven Brechzahl $n_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ oberhalb der Elektrode, welche sich im Bereich der Abzweigung zunächst verbreitert bis sie sich schließlich aufteilt. Hierdurch wird, wie Abbildung 4.29 a anhand der FEM-Simulation zur Ausbreitung des Lichtes in der Wellenleiterweiche zeigt, das Licht am Anfang der Weiche aus dem Bereich oberhalb der Elektrode zu den Seiten hin verdrängt. Dieser Abschattungseffekt zeigt sich besonders deutlich in Abbildung 4.27 durch die geringe Transmission T_W^{TM} des geraden Wellenleiters bei $BU_E^2 = 0$.

Einkanal-Betrieb

Wird, wie es für einen optischen Schalter typisch ist, nur einer der beiden Kanäle angesteuert, bildet sich entsprechend Abbildung 4.28 b oberhalb der zugehörigen Elektrode das Brechzahlprofil des elektrooptisch induzierten Wellenleiters aus, wodurch, wie Abbildung 4.29 zeigt, zunächst der gerade Abschnitt des Weicheneinganges beginnt das eingekoppelte Licht zu führen bis die Spannung ausreichend hoch ist, so dass mit ansteigender Spannung das Licht mit immer weniger Abstrahlungsverlusten dem Verlauf der Weiche folgen kann. Hierbei resultiert, wie besonders aus Abbildung 4.27 für $BU_E^2 = 0,7 \mu\text{m}^2$ und Abbildung 4.29 b hervorgeht, aus der Interferenz des von der Weiche abgestrahlten Lichtes eine mit der Spannung nicht monoton steigende Transmission. Hiervon abgesehen kann die Weiche im Einkanal-Betrieb als optischer Schalter mit aktiv einstellbarer Dämpfung eingesetzt werden.

Zweikanal-Betrieb

Im Zwei-Kanalbetrieb bilden sich entsprechend Abbildung 4.28 c bzw. 4.28 d oberhalb beider Elektrodenpfade induzierte Wellenleiter aus, welche, wie Abbildung 4.30 verdeutlicht, durch die Variation der Elektrodenspannungen den Betrieb der Weiche als aktiv einstellbaren Leistungsteiler ermöglichen, dessen beide Kanäle zusätzlich gedämpft werden können. Hierzu zeigt Abbildung 4.31 die Transmission T_W^{TM} beider Kanäle der Wellenleiterweiche über den gesamten Wertebereich von BU_{E1}^2 und BU_{E2}^2 , wobei sich die Symmetrie der Weiche in

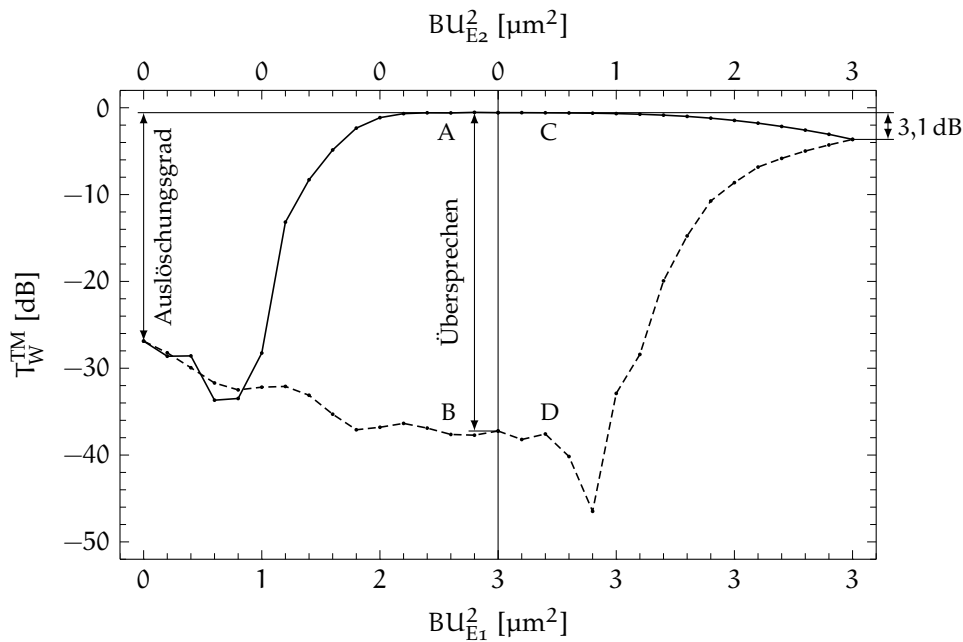


Abbildung 4.32: Transmission T_W^{TM} der Wellenleiterweiche entlang der mit A, B, C und D bezeichneten Konturen aus Abbildung 4.31 sowie die Definitionen des Auslöschungsgrades und des Übersprechens

der Spiegelsymmetrie von T_W^{TM} beider Kanäle zueinander wiederfindet und die Charakteristik der Wellenleiterweiche maßgeblich durch die Konturen A, B, C und D wiedergegeben wird.

Entsprechend der in Abbildung 4.32 detaillierter dargestellten Kurven A und B aus Abbildung 4.31 kann abgelesen werden, dass im Betrieb als Schalter, d. h. für $BU_{E2}^2 = 0 \mu\text{m}^2$, der Auslöschungsgrad eines einzelnen Kanales 26 dB und das Übersprechen zwischen den Kanälen 36 dB beträgt. Der Verlust, welcher durch die vom Wellenleiter abgestrahlte Leistung entsteht, ist für BU_{E1}^2 zwischen $2,4 \mu\text{m}^2$ und $3 \mu\text{m}^2$ mit 0,6 dB minimal. Der Vergleich mit Abbildung 4.23 lässt jedoch die Schlussfolgerung zu, dass der minimale Verlust aufgrund der MEB-Näherung um ca. 2 dB größer sein wird. Für die Anwendung als Leistungsteiler kann anhand der Kurven C und D abgeleitet werden, dass für $BU_{E1}^2 = BU_{E2}^2$, d. h. bei einem Teilungsverhältnis von 1 : 1, bei Werten um $3 \mu\text{m}^2$ ein zusätzlicher Verlust von 0,1 dB pro Kanal entsteht. Für Werte $< 3 \mu\text{m}^2$ steigen entsprechend Abbildung 4.31 die Verluste aufgrund der von den Wellenleitern abgestrahlten Leistung an, wodurch beide Kanäle in gleichem Maße gedämpft werden.

Analog zu den Ausführungen in Abschnitt 4.4.4 ist die Gesamt-Transmission der Wellenleiterweiche nach Gl. (4.42) und Gl. (4.40) mit dem in Tabelle 4.6 gegebenen Verlustkoeffizienten von 0,73 dB/cm für die in guter Näherung 1 cm langen Wellenleiterpfade

*Gesamt-
Transmission*

$$T_T^{\text{TM}} \approx 0,85 T_W^{\text{TM}}. \quad (4.66)$$

5.1	Fertigung und Aufbau der Wellenleiterstrukturen	120
5.1.1	Grundkörper	120
5.1.2	V-Grube	121
5.1.3	Deckel und Kavität	123
5.1.4	Chipaufbau und Befüllung	124
5.2	Koppelmessplatz	126
5.3	Charakterisierung gerader Wellenleiter	130
5.3.1	Toleranzanalyse	130
5.3.2	Messung der Transmission	134
5.3.3	Messung der Anstiegszeit	136
5.4	Transmission der Wellenleiterweiche	139

In dem folgenden Kapitel wird die Fertigung der Wellenleiterstrukturen und deren Aufbau zu Wellenleiterchips beschrieben, der Koppelmessplatz zur Wellenleitercharakterisierung vorgestellt und die Charakterisierungsergebnisse eines geraden Wellenleiters sowie der Wellenleiterweiche diskutiert. Ausgehend von Siliziumwafern als Substrate der Wellenleitergrundkörper und -deckel wird in Abschnitt 5.1 die Fertigung der Wellenleiterstrukturen mithilfe CMOS-kompatibler Siliziumbearbeitungsprozesse umrissen und auf die zur Lichteinkoppelung maßgebenden Toleranzen der V-Grube eingegangen. Des Weiteren wird der Aufbau der Wellenleiterchips und deren Befüllung mit Flüssigkristall erläutert. In Abschnitt 5.2 wird der Koppelmessplatz zur Messung der Transmissionscharakteristik der elektrooptisch induzierten Wellenleiter skizziert und auf die im Chip integrierten AlSiCu-Temperatursensoren eingegangen. Die Charakterisierung eines zur Verifizierung der Simulationsmodelle gefertigten geraden elektrooptisch induzierten Wellenleiters wird in Abschnitt 5.3 vorgestellt, wobei nach einer eingehenden Toleranzanalyse das Ergebnis der Simulation mit dem der Transmissionsmessung des geraden Wellenleiters verglichen wird. Ferner werden Ergebnisse zur Messung der Anstiegszeiten der Doppelbrechung und der Transmission dargestellt. Abschließend wird in Abschnitt 5.4 die gemessene Transmissionscharakteristik der entwickelten Wellenleiterweiche präsentiert und diese der simulierten gegenübergestellt.

5.1 FERTIGUNG UND AUFBAU DER WELLENLEITERSTRUKTUREN

Die Fertigung und der Aufbau der in Abschnitt 4 beschriebenen elektrooptisch induzierten Wellenleiter unterteilt sich in drei Schritte. Im ersten Schritt werden die Strukturen, d. h. der Grundkörper und der Deckel, die den Wellenleiter bilden, gefertigt. Im zweiten Schritt wird aus den gefertigten Strukturen der Wellenleiterchip aufgebaut, indem der Grundkörper und der Deckel auf einer Platine miteinander verbunden und im Anschluss mit der Platine elektrisch kontaktiert werden. Im dritten Schritt wird die von dem Grundkörper und dem Deckel gebildete Kavität im Chip mit Flüssigkristall befüllt.

Die Strukturen der Wellenleiter werden mittels CMOS-kompatibler Standardverfahren der Halbleitertechnologie im Reinraum des FRAUNHOFER IPMS gefertigt, so dass die für den Aufbau der Wellenleiterchips verwendeten Grundkörper und Deckel in Form prozessierter und gesägter Wafer, wie sie Abbildung 5.1 zeigen, bereitgestellt werden. Hierbei wurde der Prozessablauf zur Fertigung der Wellenleiterstrukturen, welcher im Folgenden beschrieben wird, von den Technologen des FRAUNHOFER IPMS entwickelt und die Fertigung durch die Operatoren des Reinraums durchgeführt.

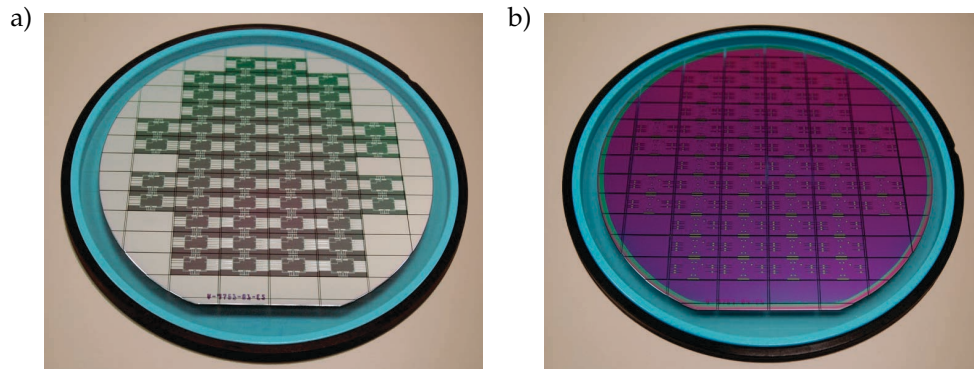


Abbildung 5.1: Prozessierter Wafer des a) Grundkörpers und des b) Deckels

5.1.1 Grundkörper

Abbildung 5.2 zeigt einen Grundkörper und dessen wesentliche Strukturen. Die Elektroden werden sowohl zur Erzeugung der elektrooptisch induzierten Wellenleiter als auch für die elektrische Zuleitung genutzt. Die Bondpads dienen der elektrischen Kontaktierung der Elektroden und die V-Gruben der Positionierung der Fasern, über welche das Licht ein- und ausgekoppelt wird.

Als Ausgangsmaterial des Grundkörpers dienen $\langle 100 \rangle$ -orientierte p-dotierte Siliziumwafer. Wie der Prozessablauf in Abbildung 5.3 skizziert, wird im ersten Prozessschritt mittels thermischer Oxidation der Siliziumoberfläche eine SiO_2 -Schicht erzeugt, welche als elektrischer Isolator dient. Im zweiten Schritt wird eine AlSiCu-Schicht durch Kathodenzerstäubung abgeschieden, welche in einem fotolithografischen Verfahren durch reaktives Ionenätzen (RIE) im dritten Schritt strukturiert wird und die Elektroden bildet. Im vierten Prozessschritt wird eine weitere SiO_2 -Schicht mittels plasmaunterstützter chemischer

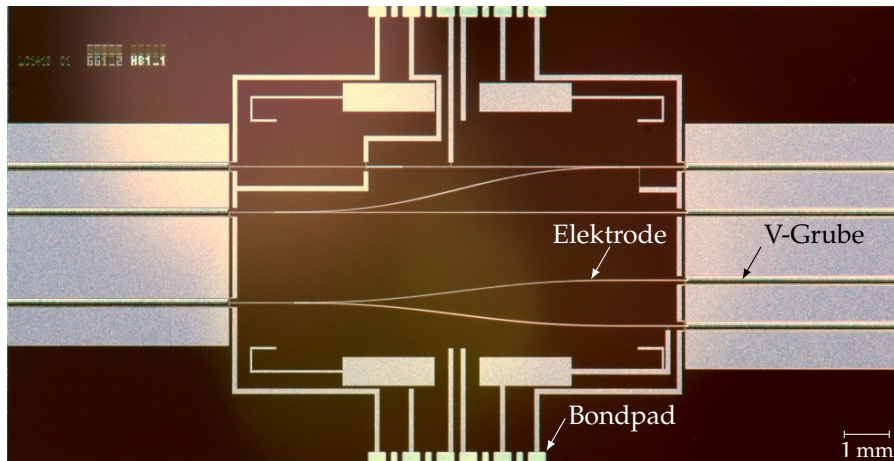


Abbildung 5.2: Gefertigter Grundkörper elektrooptisch induzierter Wellenleiter

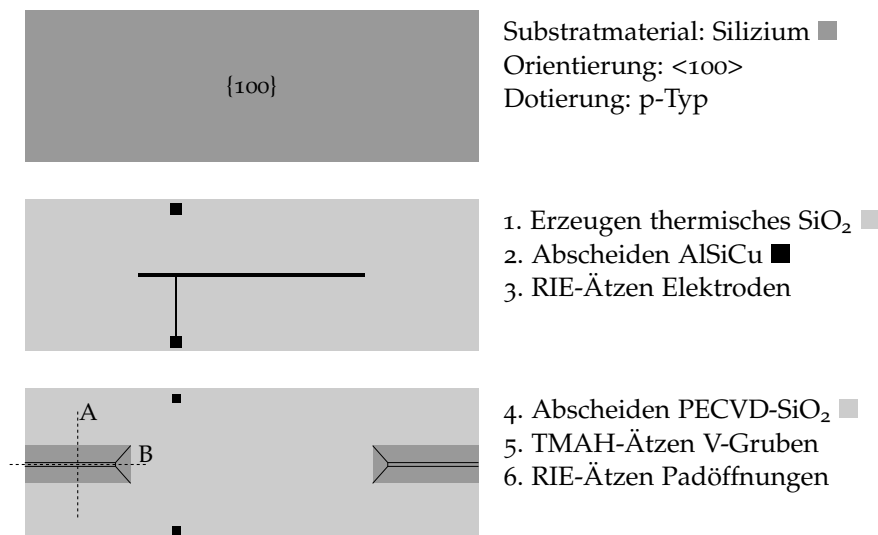


Abbildung 5.3: Technologieschritte zur Fertigung des Grundkörpers elektrooptisch induzierter Wellenleiter (Draufsicht) sowie Lage der Schnitte A und B zur Darstellung der V-Grube in Abbildung 5.4

Gasphasenabscheidung (PECVD) erzeugt. Diese dient im Wellenleiter als Mantel und bildet zudem die in einem RIE-Schritt strukturierte Hartmaske für die im fünften Schritt mittels Tetramethylammoniumhydroxid (TMAH) geätzten V-Gruben. Im abschließenden sechsten Prozessschritt wird das Oxid oberhalb der Bondpads in einem RIE-Schritt geöffnet, um die Elektroden später mittels Drahtbonden kontaktieren zu können.

5.1.2 V-Grube

Für Nutzung elektrooptisch induzierter Wellenleiter ist die Qualität der Licht-einkoppelung bzw. -auskoppelung von hoher Relevanz. Hierfür ermöglichen die V-Gruben eine reproduzierbare Positionierung der Fasern. Abbildung 5.4

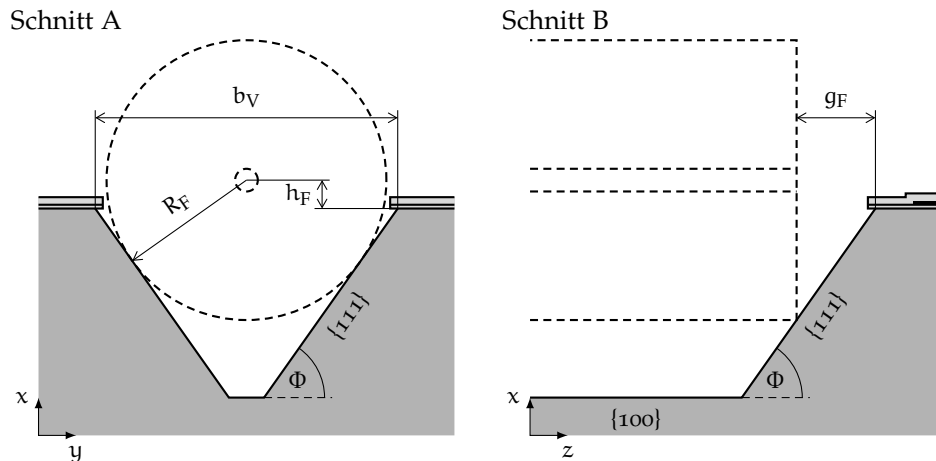


Abbildung 5.4: Skizze der V-Grube in den Schnitten A und B der Abbildung 5.3

zeigt die V-Grube in den Schnitten A und B aus Abbildung 5.3. Die Position der Faser wird durch die Höhe des Fasermittelpunktes

$$h_F = \frac{R_F}{\cos(\Phi)} - \frac{b_V}{2} \tan(\Phi) \quad (5.1)$$

über der Oberfläche des unstrukturierten Siliziums und dem Abstand

$$g_F = \frac{R_F - h_F}{\tan(\Phi)} \quad (5.2)$$

der Faserstirnfläche zur Kante der V-Grube definiert. Der Winkel Φ beträgt $54,74^\circ$ und resultiert aus der Orientierung der Kristallebenen im Silizium und dem anisotropen nasschemischen Ätzverfahren mittels TMAH, bei welchem die Ätzrate der $\{100\}$ -Ebene ca. 40 mal größer ist als die der $\{111\}$ -Ebene.

Die Position der zur Lichtein- bzw. auskoppelung genutzten Faser relativ zur Elektrode, welche den Wellenleiter induziert, wird durch die Lage und Breite der V-Grube sowie dem Mantelradius R_F der Faser vorgegeben. Abbildung 5.5 a zeigt hierzu die Höhe h_F und den Abstand g_F der Faser in Abhängigkeit der Breite der V-Grube b_V , wobei der Radius der verwendeten Fasern mit $62,5 \mu\text{m}$ spezifiziert wird. Für die in dieser Arbeit verwendeten Wellenleiterstrukturen liegt h_F im Bereich von $6 \mu\text{m}$ bis $9 \mu\text{m}$, wonach g_F ca. $40 \mu\text{m}$ beträgt. Um sicherzustellen, dass die Faserende vollständig in der V-Grube liegt, wird die Faser so eingelegt, dass der Abstand der Faserstirnfläche zum Rand der V-Grube $50 \mu\text{m} \pm 10 \mu\text{m}$ beträgt.

Aus den Toleranzen der Faser und der V-Grube ergibt sich ein möglicher Versatz zwischen dem Mittelpunkt des Faserkerns und dem des induzierten Wellenleiters. In Abbildung 5.5 b ist gestrichelt der Versatz, welcher aus den Fasertoleranzen resultiert, dargestellt. Neben der Toleranz des Radius der Faser von $\pm 0,5 \mu\text{m}$ trägt die Exzentrizität des Faserkerns zum Mantel, welche mit $0,5 \mu\text{m}$ angegeben wird, zum Versatz bei. Hierzu gepunktet dargestellt ist der Versatz, der aus den Toleranzen der V-Grube resultiert. Da die Breite der V-Gruben mit einer Genauigkeit von $\pm 1 \mu\text{m}$ eingestellt werden kann, folgt hieraus ein möglicher Versatz von $\pm 0,7 \mu\text{m}$ in x -Richtung. Die Unsicherheit der Lage der V-Grube in y -Richtung beträgt durch die verwendeten Lithografie-

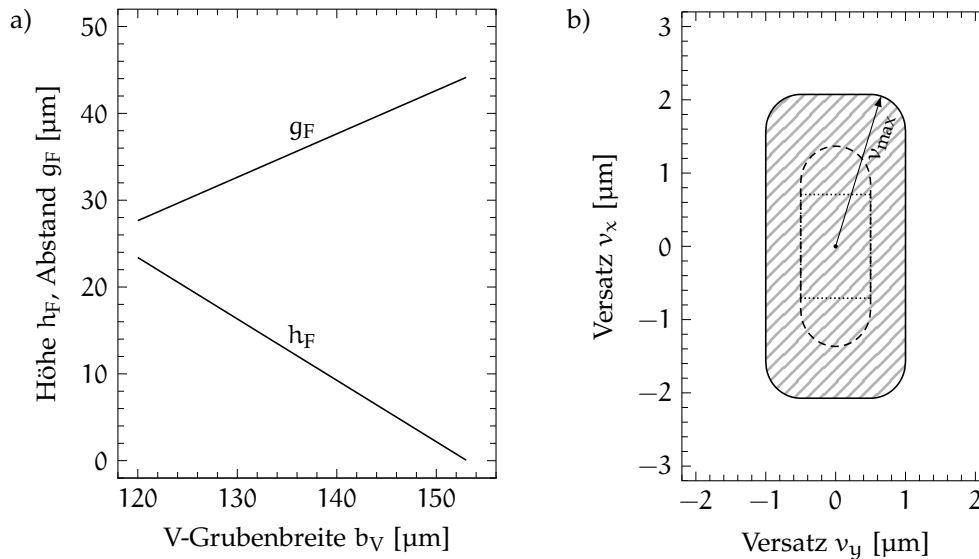


Abbildung 5.5: a) Höhe h_F und Abstand g_F der Faser zum Wellenleiter in Abhängigkeit der V-Grubenbreite b_V nach Gl. (5.1) und Gl. (5.2) und b) schraffiert die Unsicherheit der Lage des Fasermittelpunktes zum Wellenleitermittelpunkt, der aus den Toleranzen der Faser (gestrichelt) und der V-Grube (gepunktet) resultiert, mit dem maximalen Versatz $v_{\text{max}} = 2,2 \mu\text{m}$

und Ätzprozesse $\pm 0,5 \mu\text{m}$. Der schraffierte Bereich kennzeichnet die aus allen Beiträgen resultierende Unsicherheit der Lage der Faser zum Wellenleiter. Der maximale Versatz v_{max} beträgt $2,2 \mu\text{m}$.

5.1.3 Deckel und Kavität

Gemeinsam mit dem Grundkörper bildet der Deckel die Kavität, in welcher der Flüssigkristall eingebracht und der Wellenleiter induziert wird. Der Deckel besteht im Wesentlichen aus einem Siliziumsubstrat, auf dem eine als Mantel dienende SiO_2 -Schicht abgeschieden worden ist. Der Abstand zwischen dem Grundkörper und dem Deckel, wodurch die Höhe der Kavität definiert wird, kann durch zusätzliche Strukturen auf dem Grundkörper und/oder dem Deckel oder durch separat eingebrachte Abstandshalter erzeugt werden.

Abbildung 5.6 zeigt einen Deckel mit strukturierter Kavität und Öffnungen zur Befüllung der Kavität mit dem Flüssigkristall. Die Kavität unterteilt sich in eine Hauptkavität, in welcher die Wellenleiter erzeugt werden, und weiteren Ausgleichskavitäten, welche über Kanäle mit der Hauptkavität verbunden sind, wodurch die temperaturbedingte Volumenänderung des Flüssigkristalls kompensiert wird. In den Durchgängen verlaufen die elektrooptisch induzierten Wellenleiter, die das eingekoppelte Licht von der Faser in die Kavität führen.

Zur Fertigung des in Abbildung 5.6 dargestellten Deckels dient ein $\langle 100 \rangle$ -orientierter p-dotierter Siliziumwafer als Ausgangsmaterial, in welchen, wie Abbildung 5.7 zeigt, zunächst die Kavitäten mit den Durchgängen und den Kanälen mittels TMAH geätzt werden. Anschließend wird eine als Mantel dienende PECVD- SiO_2 -Schicht abgeschieden und im letzten Schritt die Öffnungen zur Befüllung und Entlüftung durch reaktives Ionentiefenätzen (DRIE) erzeugt.

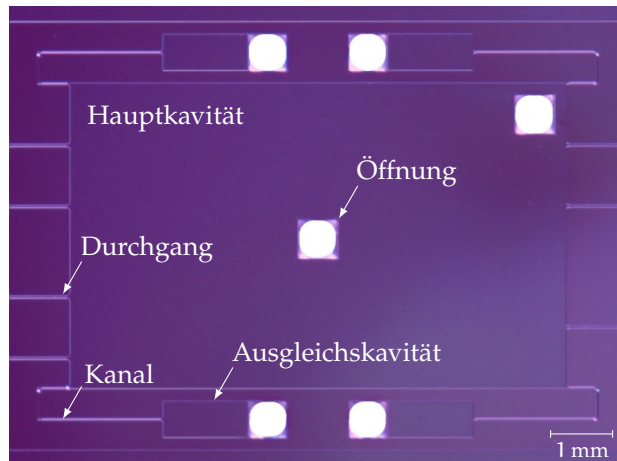


Abbildung 5.6: Gefertigter Deckel elektrooptisch induzierter Wellenleiter mit Kavität

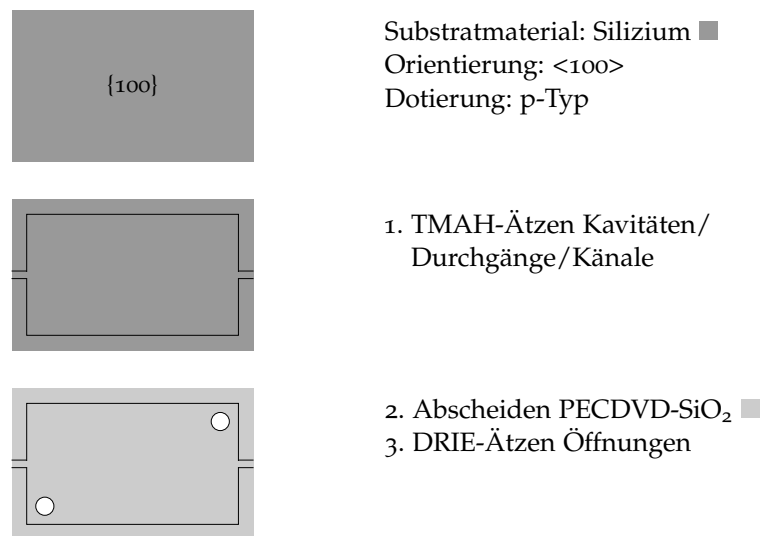


Abbildung 5.7: Technologieschritte zur Fertigung eines Deckels elektrooptisch induzierter Wellenleiter mit strukturierter Kavität (Draufsicht)

5.1.4 Chipaufbau und Befüllung

Für den Wellenleiteraufbau wird als Träger eine Platine genutzt, wie sie Abbildung 5.8 zeigt. Neben einer Kontaktfläche für den Grundkörper dienen die Bondpads zur elektrischen Kontaktierung der Elektrodenstrukturen. Durch den Mäander auf der Rückseite der Platine wird der Wellenleiter beheizt und über einen optional auf der Platine aufzulötenden PT100-Widerstand kann, wenn kein Temperatursensor im Wellenleitergrundkörper integriert ist, auf die Temperatur in der Kavität geschlossen werden.

Zum Aufbau des Wellenleiterchips, wie ihn Abbildung 5.9 zeigt, wird zunächst der Grundkörper mittels elektrisch leitfähigem Kleber mit der Kontaktfläche auf der Platine verbunden. Im Anschluss werden die Elektrodenstrukturen über die Bondpads des Grundkörpers durch Drahtbonden mit den Bondpads der Platine kontaktiert. Die Drähte werden hierbei durch eine zusätzlich aufgebrauchte Lackschicht geschützt. Nach dem Drahtboden wird der Deckel

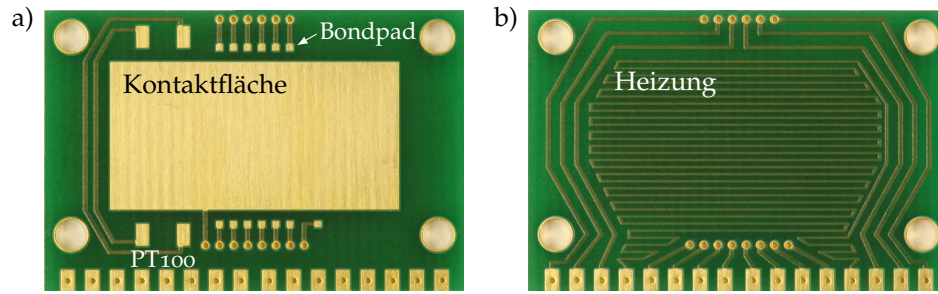


Abbildung 5.8: a) Vorderseite und b) Rückseite der Platine zum Wellenleiteraufbau

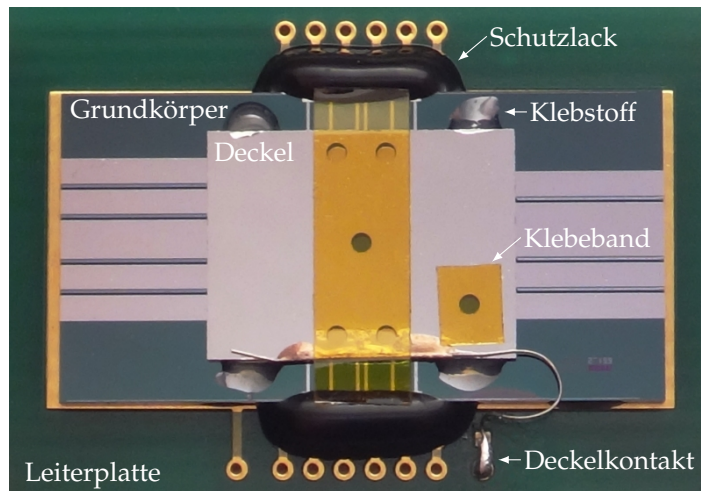


Abbildung 5.9: Aufgebauter Wellenleiterchip, bestehend aus Grundkörper und Deckel

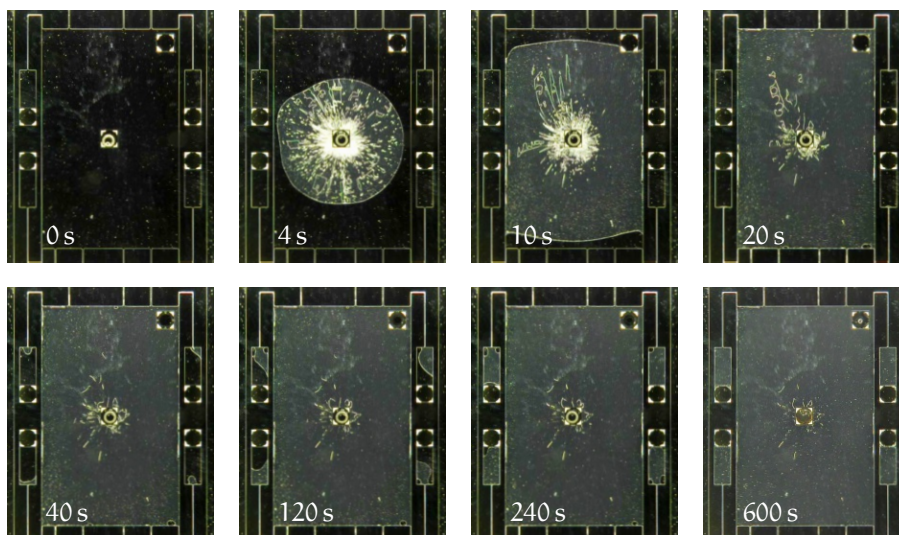


Abbildung 5.10: Befüllung der $8\ \mu\text{m}$ tiefen Kavität mit 5CB zu verschiedenen Zeitpunkten bei Raumtemperatur des auf ein PDMS-beschichtetes Glassubstrat gebondeten Deckels entsprechend Abbildung 5.6

auf den Grundkörper gepresst und durch Zweikomponentenklebstoff fixiert. Im letzten Schritt wird der Deckel durch einen mit elektrisch leitfähigem Kleber befestigten Draht kontaktiert. Zum Schutz vor Staub verschließt Kaptonklebeband die Deckelöffnungen.

Um das Befüllverhalten der Chips zu untersuchen, wurde der Deckel auf ein mit Polydimethylsiloxan (PDMS) beschichtetes Glassubstrat gebondet und die Deckelkavität über eine Küvette ohne Druckbeaufschlagung mit 5CB bei Raumtemperatur befüllt. Abbildung 5.10 zeigt den Befüllvorgang zu verschiedenen Zeitpunkten. Das von der Füllöffnung aus einströmende 5CB breitet sich ausschließlich durch die Kapillarwirkung in der $8\ \mu\text{m}$ tiefen Hauptkavität innerhalb der ersten 20 s vollständig aus. Nach 40 s beginnen sich die durch die $20\ \mu\text{m}$ breiten Kanäle verbundenen Ausgleichskavitäten zu füllen und noch vorhandene Lufteinschlüsse in der Hauptkavität abzubauen. Nach 600 s sind die Strukturen vollständig gefüllt und keine Lufteinschlüsse mehr erkennbar.

5.2 KOPPELMESSPLATZ

Zur Charakterisierung der elektrooptisch induzierten Wellenleiter wird der in Abbildung 5.11 skizzierte Koppelmessplatz genutzt. Als Lichtquelle dient ein polarisierter fasergekoppelter Laser mit einer Wellenlänge von $1,55\ \mu\text{m}$. Die Fasern vom Laser bis zum Chip sind polarisationserhaltend, wobei die langsame bzw. schnelle Achse der Fasern, bezogen auf den elektrooptisch induzierten Wellenleiter, in TM- bzw. TE-Richtung orientiert sind. Der in einer Freistrah-

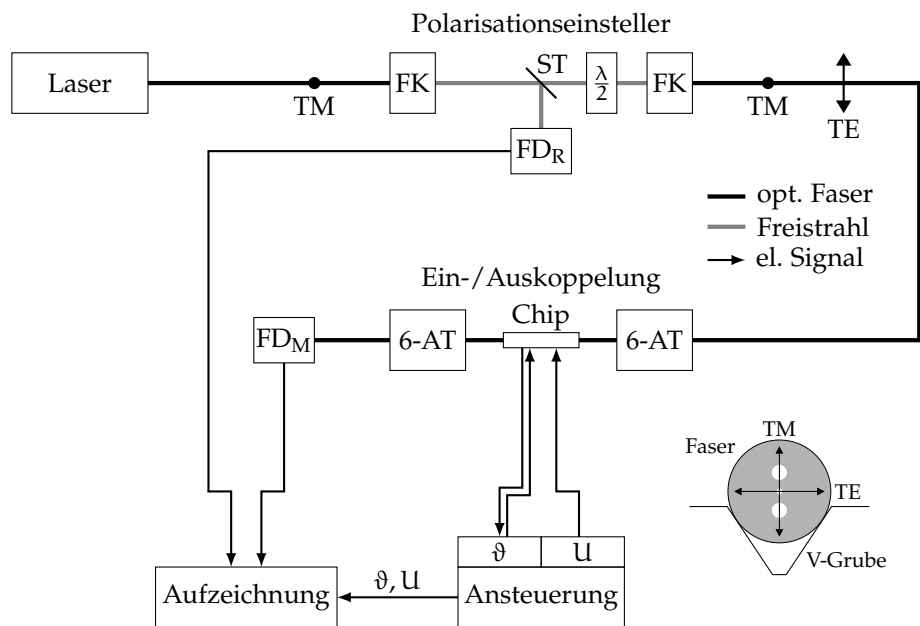


Abbildung 5.11: Koppelmessplatz zur Charakterisierung elektrooptisch induzierter Wellenleiter, bestehend aus einem fasergekoppelten Diodenlaser mit $\lambda_0 = 1,55\ \mu\text{m}$, einem Polarisationssteller aus zwei Faserkollimatoren (FK) und einem $\lambda/2$ -Plättchen, zwei 6-Achs-Tischen (6-AT), einem Messsignal-Fotodetektor (FD_M), einem Strahlteiler (ST) und einem Referenzsignal-Fotodetektor (FD_R)

anordnung aufgebaute Polarisationssteller besteht aus einem Faserkollimator zur Aufweitung des vom Laser kommenden Lichtes, einem $\lambda/2$ -Plättchen zur Einstellung des TM- oder TE-Polarisationszustandes und einem weiteren Faserkollimator zur Einkopplung des Lichtes in die Faser, die zum Chip führt. Der Strahlteiler (ST) im Strahlengang des Polarisationssteller reflektiert einen Teil des Lichtes in Richtung des Referenzsignal-Fotodetektors (FD_R), dessen Signal proportional zur Leistung des Lichtes ist, dass in den Chip eingekoppelt wird. Die Positionierung der Fasern in den V-Gruben des Chips zur Ein- bzw. Auskoppelung des Lichtes erfolgt mithilfe zweier 6-Achsenteische (6-AT), die jeweils drei translatorische und drei rotatorische Freiheitsgrade besitzen. Das aus dem induzierten Wellenleiter ausgekoppelte Licht wird über eine monomodige Auskoppelfaser zum Messsignal-Fotodetektor (FD_M) geführt, dessen Signal proportional zur transmittierten Leistung des induzierten Wellenleiters ist.

Die Ansteuerung des Chips umfasst die Regelung der Chipheizung sowie die Spannungsversorgung der elektrooptisch induzierten Wellenleiter. Zur Steuerung der Heizung wird die Chiptemperatur über einen temperaturabhängigen Widerstand überwacht und die Heizleistung auf eine vorgegebene Temperatur ϑ geregelt. Je nach Chipvariante wird ein PT100 Widerstand auf der Platine oder, wenn vorhanden, ein im Chip integrierter temperaturabhängiger Widerstand genutzt. Die Spannung U für die elektrooptisch induzierten Wellenleiter wird durch einen Zweikanal-Funktionsgenerator und zwei nachgeschaltete bipolare Hochspannungsverstärker bereitgestellt. Die Bandbreite des Funktionsgenerators beträgt 25 MHz und die der Hochspannungsverstärker 5 MHz. Die Hochspannungsverstärker liefern bei einer 50-fachen Verstärkung eine maximale Ausgangsspannung von ± 150 V. Es werden vorwiegend Spannungspulse mit einer Länge von bis $10 \mu\text{s}$, einer Flankensteilheit von $1 \mu\text{s}$ und einer Wiederholrate von ca. 100 Hz genutzt, um transiente aus der Leitfähigkeit des Flüss-

Ansteuerung

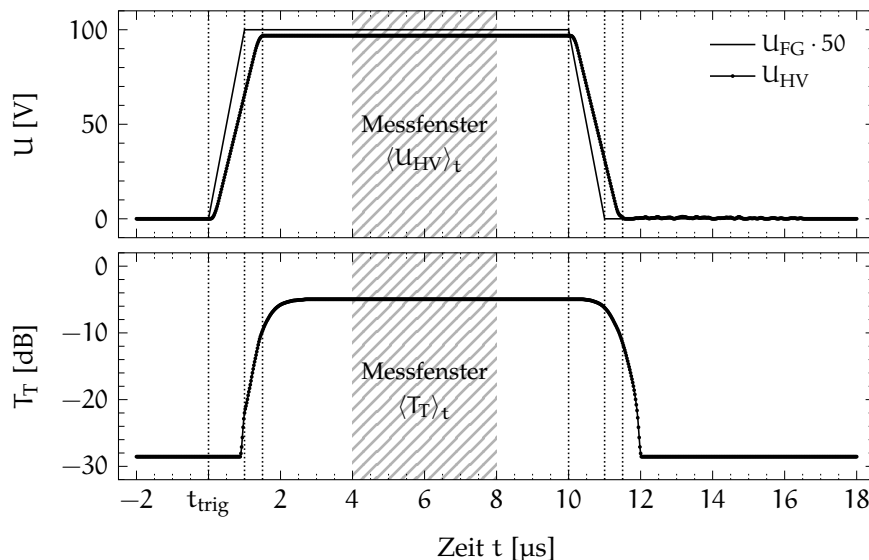


Abbildung 5.12: Spannungssignal des Frequenzgenerators U_{FG} und des Hochspannungsverstärkers U_{HV} sowie die Transmission T_T über die Zeit t und die Lage des Messfensters zur Mittelwertbildung

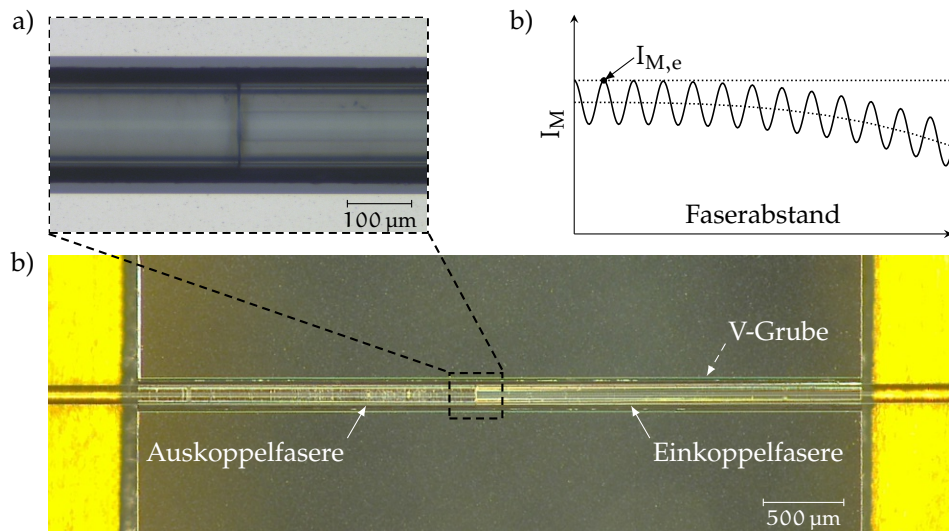


Abbildung 5.13: a) Direktkoppelung der in einer b) V-Grube positionierten Einkoppel- faser auf die Auskoppel- faser sowie der c) qualitative Verlauf des Signals I_M in Abhängigkeit des Faserabstandes mit der Lage von $I_{M,e}$

sigkristalls herrührende Effekte zu vermeiden und eine JOULEsche Erwärmung der Elektroden weitestgehend zu unterbinden.

Aufzeichnung

Während der Messung werden die Temperatur und die Spannung nach Vorgabe automatisiert eingestellt und das Spannungssignal sowie das Signal der Fotodioden durch ein Oszilloskop erfasst. Abbildung 5.12 zeigt das vom Oszilloskop aufgezeichnete Signal des Frequenzgenerators U_{FG} und des Hochspannungsverstärkers U_{HV} sowie den aus den Signalen der Fotodioden berechneten Verlauf der Gesamt-Transmission T_T über die Zeit t . Durch die begrenzte Bandbreite des Verstärkers resultiert ein zeitlicher Versatz des Hochspannungssignales zu dem vom Frequenzgenerator vorgegebenen Spannungsverlauf. Ebenso resultiert aus der Bandbreite der Fotodioden von 1 MHz eine weitere Verzögerung des optischen Signales T_T . Dies wird bei der Lage des Messfensters berücksichtigt, innerhalb dem die zur Aufzeichnung genutzten Mittelwerte gebildet werden.

Aus den Signalen I_M und I_R der Fotodioden FD_M und FD_R ist im Sinne von Gl. (4.27) die über die Zeit gemittelte Gesamt-Transmission

$$\langle T_T \rangle_t \equiv \frac{\langle P_{F,a} \rangle_t}{\langle P_{F,e} \rangle_t} = \frac{\langle I_{M,a} \rangle_t}{\langle I_{M,e} \rangle_t} \cdot \frac{\langle I_{R,e} \rangle_t}{\langle I_{R,a} \rangle_t}, \quad (5.3)$$

wobei die Signale mit dem Index e aus einer vorangegangenen Normierungsmessung ohne Chip stammen. Da sich im Weiteren alle gemessenen Signale zur Berechnung der Transmission als Mittelwerte im Sinne von Gl. (5.3) verstehen, wird auf die explizite Bezeichnung als Mittelwert verzichtet.

Normierung

Zur Berechnung der Gesamt-Transmission muss das Signal am Chipeingang $I_{M,e}$ bekannt sein. Hierzu wird anstelle des Chips im Messaufbau aus Abbildung 5.11 ein V-Gruben-Substrat eingesetzt, in welchem, wie in Abbildung 5.13 gezeigt, die Ein- und Auskoppel- faser zueinander ausgerichtet werden. Bei der Annäherung der beiden Fasern oszilliert das Signal I_M aufgrund der Interferenz des Lichtes zwischen den Stirnflächen der Fasern. Daher wird das Signal

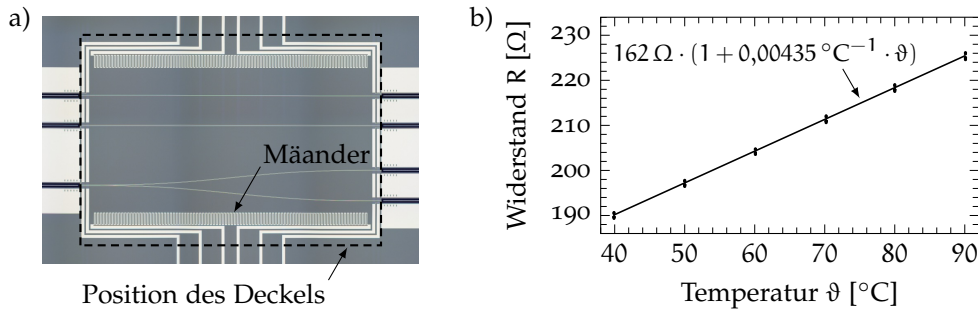


Abbildung 5.14: a) Mäander aus AlSiCu als integrierter Temperatursensor im Chipgrundkörper und Position des Deckels sowie die b) Temperatur-Widerstands-Kennlinie des AlSiCu-Mäanders

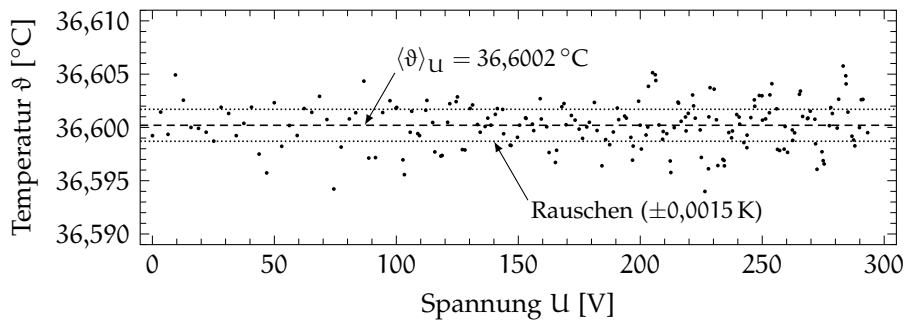


Abbildung 5.15: Temperatur ϑ im Chip bei eingestellter Solltemperatur von $36,6 \text{ } ^\circ\text{C}$ und Spannungen bis $U = 300 \text{ V}$

$I_{M,e}$ beim Maximum der Oszillation kurz vor Kontakt der Faserstirflächen genutzt, auf welche die nachfolgenden Messungen von $I_{M,a}$ am Chip bezogen werden. Durch die Berücksichtigung des Verhältnisses $I_{R,a}/I_{R,e}$ werden etwaige Leistungsschwankungen des Lasers herausgerechnet.

Durch die optischen Verluste bei der Direktkoppelung der Fasern ist der gemessene Wert von $I_{M,e}$ niedriger als der wirkliche Wert, wodurch die berechnete Transmission des Chips höher ist als die Tatsächliche. Zur Abschätzung der Messunsicherheit werden typische Verluste mechanischer Spleiße zugrunde gelegt und abgeschätzt, dass der berechnete Wert der Transmission um $0,2 \text{ dB}$ höher sein kann als der reale Wert.

Zur Temperierung des Chips wird bei konstanter Spannung der Strom des Netzgerätes, das die Chipheizung versorgt, gesteuert. Als Regelgröße wird der Widerstandswert eines PT100-Widerstandes auf der Platine oder, wie in Abbildung 5.14 gezeigt, der Widerstand eines im Chip integrierten AlSiCu-Mäanders genutzt, welcher mit einem Ohmmeter gemessen und anhand der linear genäherten Temperatur-Widerstands-Kennlinie

$$R(\vartheta) = R_0(1 + \alpha \vartheta) \quad (5.4)$$

des Widerstandes $R(\vartheta)$ in eine entsprechende Temperatur ϑ umgerechnet wird. R_0 ist der Widerstandswert bei $\vartheta = 0 \text{ } ^\circ\text{C}$ und α ist der Temperaturkoeffizient.

Für den verwendeten PT100 ist entsprechend den Angaben des Herstellers $R_0 = 100 \Omega$ und $\alpha = 3,85 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$. Die Toleranz der aus dem Widerstand berechneten Temperatur beträgt hierbei $\pm(0,3 \text{ } ^\circ\text{C} + 0,005 \vartheta)$.

Temperierung

PT100

AlSiCu-Mäander

Für den in Abbildung 5.14 dargestellten AlSiCu-Mäander ist anhand der Messung von 6 Mäandern die Kennlinie mit $R_0 = 162 \Omega$ und $\alpha = 4,35 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ bestimmt worden, wobei die Unsicherheit $\pm(1 \text{ }^\circ\text{C} + 0,002 \vartheta)$ beträgt.

Im Vergleich zum PT100-Widerstand, der sich auf der Platine neben dem Chip befindet und durch welchen die Chiptemperatur nur indirekt gemessen wird, ist über den integrierten AlSiCu-Mäander die Temperatur des Chipinneren messbar, wodurch der Chip wesentlich stabiler temperiert werden kann.

Abbildung 5.15 zeigt die gemessene Temperatur ϑ im Inneren des Chips während der Charakterisierung eines elektrooptisch induzierten Wellenleiters mit Spannungspulse bis zu $U = 300 \text{ V}$. Zur eingestellten Solltemperatur von $36,6 \text{ }^\circ\text{C}$ schwankt der Messwert in einem Bereich von $\pm 0,006 \text{ K}$ um den Mittelwert der Temperatur $\langle \vartheta \rangle_U = 36,6002 \text{ }^\circ\text{C}$, wobei das Rauschen des Messsignals $\pm 0,0015 \text{ K}$ beträgt. Die Regelabweichung der Temperatur ist über den gesamten Spannungsbereich kleiner $\pm 0,01 \text{ K}$. Ein von der Spannung abhängiger Trend der Temperatur kann nicht aufgelöst werden, weswegen davon ausgegangen wird, dass eine JOULESche Erwärmung der Elektrodenstrukturen vernachlässigbar ist und die Messung nicht beeinflusst.

5.3 CHARAKTERISIERUNG GERADER WELLENLEITER

5.3.1 Toleranzanalyse

Mit den Toleranzen der Wellenleitergeometrie, der Lage der Ein- und Auskoppelfaser sowie der Materialkonstanten ist eine Abweichung der tatsächlichen von der nach der Berechnung zu erwartenden Transmission der Wellenleiter verbunden. Anhand des konkreten Beispiels des in Abschnitt 4.4.4 theoretisch diskutierten und in Abschnitt 5.3.2 experimentell charakterisierten homogenen Wellenleiters entsprechend Abbildung 4.9 und Tabelle 4.3 werden die Einflüsse unterschiedlicher Abweichungen simuliert.

Faserposition

Wie in Abschnitt 5.1.2 beschrieben, beträgt der Abstand zwischen den Stirnflächen der Ein- bzw. Auskoppelfasern und dem Wellenleiter $g = (50 \pm 10) \mu\text{m}$. Der Versatz des Faserzentrums gegenüber dem Zentrum des Wellenleiters kann in x -Richtung bis zu $v_x = \pm 2 \mu\text{m}$ und in y -Richtung bis zu $v_y = \pm 1 \mu\text{m}$ betragen. Allgemeine Aussagen über den Einfluss der Faserposition auf die Transmission des Wellenleiters können bereits anhand Abbildung 4.6 getroffen werden. Demnach wird die Transmission durch einen horizontalen Versatz v der Faser gegenüber dem Wellenleiter stärker beeinflusst als durch die Änderung des Abstandes g und der Einfluss der Lagetoleranz auf die Transmission kann für die Ein- und für die Auskoppelung jeweils mit 1 dB , d. h. insgesamt 2 dB abgeschätzt werden. Dies bestätigt sich durch die in Abbildung 5.16 dargestellte exakte Berechnung auf Grundlage des in Abschnitt 4.4.4 diskutierten homogenen Wellenleiters. Während die Toleranz des Abstandes g die Transmission T_W nur marginal beeinflusst, wird T_W durch den Versatz in x -Richtung v_x signifikant verringert und ein Versatz in y -Richtung v_y durch ein zunehmendes Oszillieren von T_W^{TE} deutlich. Der grau hinterlegte Bereich wird von der günstigsten Koppelung mit $g = 40 \mu\text{m}$ und der ungünstigen Einkoppelung mit $g = 60 \mu\text{m}$ und $v_x = 2 \mu\text{m}$ begrenzt.

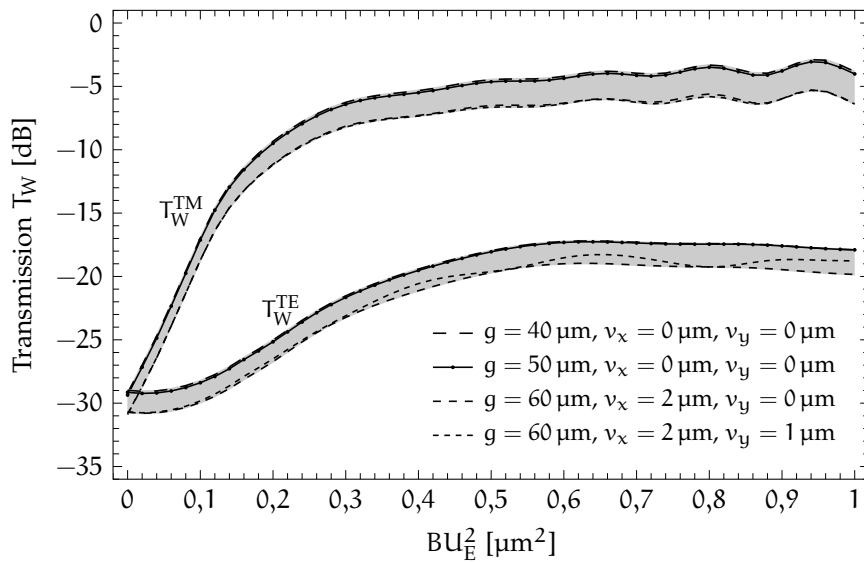


Abbildung 5.16: Einfluss der Toleranzen des Faserabstandes $g = (50 \pm 10) \mu\text{m}$ und des Versatzes $v_x = 2 \mu\text{m}, v_y = 1 \mu\text{m}$ der Ein- und Auskoppelfaser auf die Transmission T_W für TE- bzw. TM-Polarisation des eingekoppelten Lichtes des Wellenleiters entsprechend Abbildung 4.9 und Tabelle 4.3 aus Abschnitt 4.4.4

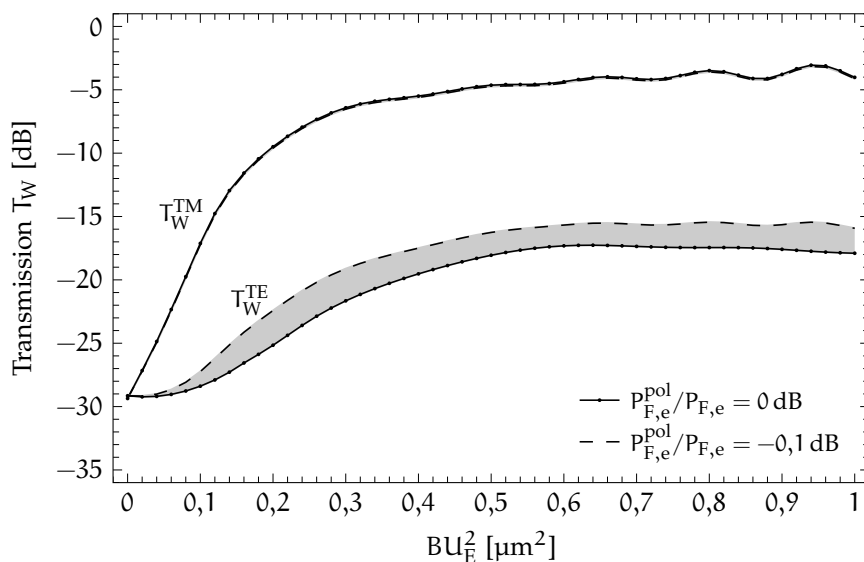


Abbildung 5.17: Einfluss des Polarisationsgrades $p_{F,e}^{\text{pol}}/P_{F,e}$ auf die Transmission T_W für TE- bzw. TM-Polarisation des eingekoppelten Lichtes des in Abschnitt 4.4.4 diskutierten Wellenleiters entsprechend Abbildung 4.9 und Tabelle 4.3

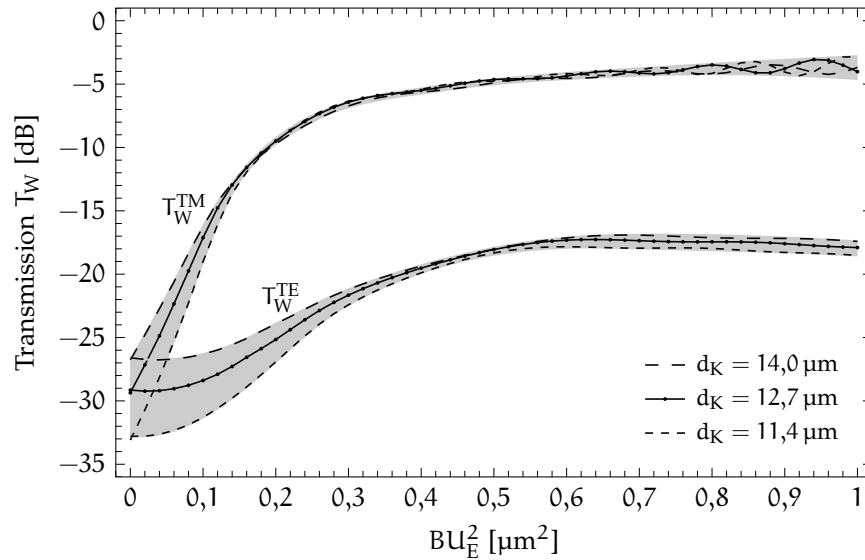


Abbildung 5.18: Einfluss der Toleranzen der Kernschichtdicke $d_K = (12,7 \pm 1,3) \mu\text{m}$ auf die Transmission T_W für TE- bzw. TM-Polarisation des eingekoppelten Lichtes des Wellenleiters entsprechend Abbildung 4.9 und Tabelle 4.3 aus Abschnitt 4.4.4

Polarisationsgrad

Neben der Faserposition wirkt sich auch der Polarisationsgrad $P_{F,e}^{\text{pol}}/P_{F,e}$ des in den Wellenleiter eingekoppelten Lichtes auf die Transmission aus. Der Polarisationsgrad kennzeichnet den Anteil des TM- oder TE-polarisierten Lichtes $P_{F,e}^{\text{pol}}$ bezogen auf die Gesamtleistung des Lichtes $P_{F,e}$. Für den zur Charakterisierung der Wellenleiter genutzten Koppelmessplatz beträgt $P_{F,e}^{\text{pol}}/P_{F,e} \geq -0,1 \text{ dB}$. Aus Abbildung 5.17 ist ersichtlich, dass sich eine Reduzierung des Polarisationsgrades durch eine Verringerung der Differenz $T_W^{\text{TM}} - T_W^{\text{TE}}$ äußert und das Oszillieren von T_W^{TM} auch bei T_W^{TE} erkennbar wird.

Kernschichtdicke

Der Einfluss der Fertigungstoleranzen der Wellenleiter auf die Transmission des Wellenleiters wird durch die Toleranz der Kernschichtdicke dominiert, welche mit $\pm 10\%$, d. h. $d_K = (12,7 \pm 1,3) \mu\text{m}$ abgeschätzt wird. Abbildung 5.18 zeigt hierzu den Einfluss der Kernschichtdicke d_K auf die Transmission T_W des Wellenleiters. Mit größer werdender Dicke des Kernes nimmt die Transmission bei $BU_E^2 = 0$ zu und die Differenz der maximalen zur minimalen Transmission nimmt ab. Des Weiteren äußert sich die aufgrund der mit zunehmender Kerndicke sinkende elektrostatische Feldstärke im Kern durch eine Verschiebung der Oszillationen in Richtung größerer BU_E^2 .

KERR-Koeffizient

Die Unsicherheit des KERR-Koeffizienten B wird mit $\pm 15\%$ abgeschätzt und resultiert entsprechend Tabelle 3.4 aus der Messgenauigkeit des Koeffizienten B^* von $\pm 8\%$ und der Messgenauigkeit der Temperaturdifferenz $\vartheta - \vartheta_{\text{NI}}$ von $\pm 0,1 \text{ K}$, die für $\vartheta - \vartheta_{\text{NI}} = 1 \text{ K}$ zu einer weiteren Ungenauigkeit von rund $\pm 7\%$ führt. Hierbei wird, wie Abbildung 5.19 zeigt, T_W mit größer werdendem KERR-Koeffizienten in Richtung der BU_E^2 -Achse gestaucht.

Permittivität

Ebenso wie der KERR-Koeffizient ist die Permittivität des Kernmaterials ϵ_K sowie des Mantelmaterials ϵ_M nicht exakt bekannt. Hierbei unterliegt das elektrostatische Feld im Kern einer Abhängigkeit vom Verhältnis ϵ_K/ϵ_M . Für den als Kernschicht verwendeten Flüssigkristall und das für den Mantel genutzte

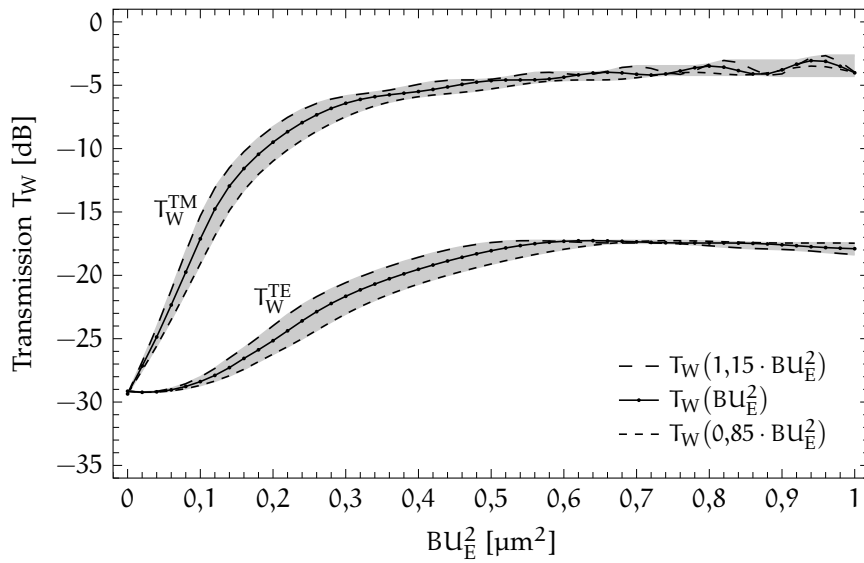


Abbildung 5.19: Einfluss der Unsicherheit des KERR-Koeffizient B von $\pm 15\%$ auf die Transmission T_W für TE- bzw. TM-Polarisation des eingekoppelten Lichtes des Wellenleiters entsprechend Abbildung 4.9 und Tabelle 4.3 aus Abschnitt 4.4.4

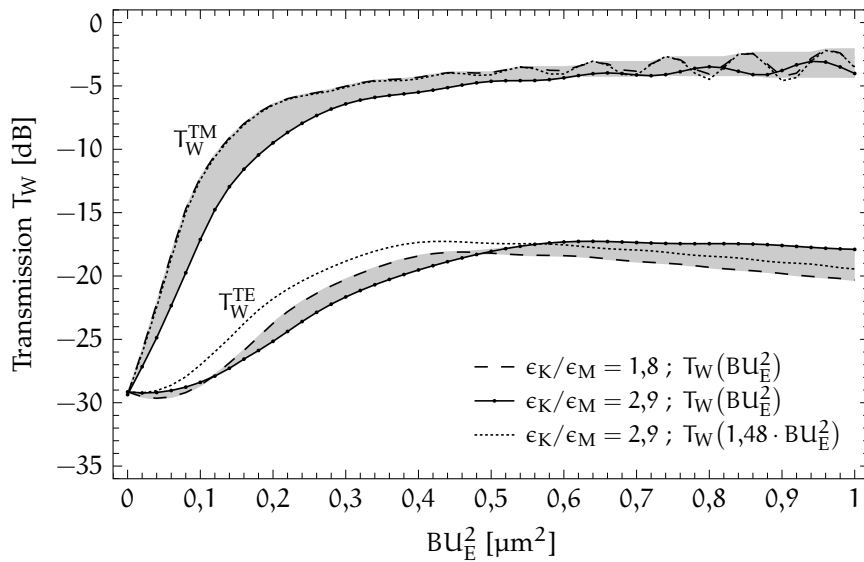


Abbildung 5.20: Einfluss des Verhältnisses der Permittivität ϵ_K/ϵ_M auf die Transmission T_W für TE- bzw. TM-Polarisation des eingekoppelten Lichtes des in Abschnitt 4.4.4 diskutierten Wellenleiters entsprechend Abbildung 4.9 und Tabelle 4.3

Oxid liegt ϵ_K/ϵ_M entsprechend Tabelle 4.2 zwischen 1,8 und 3. Abbildung 5.20 zeigt hierzu die Transmission T_W für den Extremfall $\epsilon_K/\epsilon_M = 1,8$ und das in Abschnitt 4.4.4 zur Berechnung des Wellenleiters verwendete Verhältnis von 2,9. Analog zur Erhöhung des Kerr-Koeffizienten werden mit sinkendem ϵ_K/ϵ_M die Verläufe von T_W^{TE} und T_W^{TM} in Richtung der BU_E^2 -Achse gestaucht. Hierbei entspricht der Verlauf von T_W^{TM} bei Reduktion des Verhältnisses ϵ_K/ϵ_M von 2,9 auf 1,8 in guter Näherung dem Verlauf bei einem um den Faktor 1,48 erhöhten KERR-Koeffizienten. Demnach lässt sich für den hier diskutierten Wellenleiter durch dessen Charakterisierung nicht eindeutig zwischen der Unsicherheit von ϵ_K/ϵ_M und der Unsicherheit von B unterscheiden, da zwar die Stauchungen von T_W^{TE} gegenüber T_W^{TM} unterschiedlich sind, dies jedoch durch die Unsicherheit des Polarisationsgrades entsprechend Abbildung 5.17 überlagert wird.

nicht weitergehend
untersuchte Effekte

Weitere jedoch im Rahmen dieser Arbeit bei der Behandlung der Wellenleiter nicht weitergehend untersuchte Effekte sind der elektrooptische Effekt höherer Ordnung und der feldinduzierte nematisch-paranematische Phasenübergang, welche, wie in Abschnitt 3.4 beschrieben, erst bei hohen elektrischen Feldstärken nahe der nematisch-isotropen Phasenübergangstemperatur zum Tragen kommen. Des Weiteren werden transiente aus der Leitfähigkeit des Flüssigkristalls herrührende Effekte nicht betrachtet, welche bei Anlegen einer Spannung, je nach Leitfähigkeit des Flüssigkristalls, typischerweise nach 10 μ s bis 1 ms, aufgrund der im Kern sinkenden elektrischen Feldstärke zu einem allmählichen Zusammenbrechen des elektrooptisch induzierten Wellenleiters führen. Ebenso werden etwaige Grenzflächeneffekte zwischen Isolatoren und Halbleitern nicht berücksichtigt und die Einflüsse von Kontaktübergangswiderständen als vernachlässigbar klein angenommen. Ferner bleiben optische Verluste infolge der Rauigkeit der AlSiCu-Elektroden unberücksichtigt.

5.3.2 Messung der Transmission

Für die Messung der Transmission eines homogenen Wellenleiters und somit zur Verifikation des in Abschnitt 4.4.4 beschriebenen Simulationsverfahrens ist ein gerader Wellenleiter entsprechend dem in Abbildung 4.9 skizzierten Querschnitt und den in Tabelle 4.3 gelisteten Parametern zur Wellenleitergeometrie, wie in Abschnitt 5.1 beschrieben, gefertigt worden. Hierbei besitzt der aufgebaute Chip einen integrierten Temperatursensor in Form des in Abbildung 5.14 gezeigten AlSiCu-Mäanders. Der Abstand zwischen dem Grundkörper und dem unstrukturierten Deckel wird, wie in Abschnitt 5.1.3 beschrieben, durch zusätzliche als Abstandshalter eingebrachte Polymerstreifen definiert.

Abbildung 5.21 zeigt den aus den Messwerten mittels Gl. (5.3) berechneten Verlauf der Gesamt-Transmission T_T des geraden Wellenleiters in Abhängigkeit der Spannung U_E bei einer Temperatur 1 K oberhalb der nematisch-isotropen Phasenübergangstemperatur ϑ_{NI} im Vergleich zu den mittels Gl. (4.42) berechneten Verläufen zweier Simulationen unterschiedlicher Parametersätze.

Die Simulation auf Basis der in Tabelle 4.3 gelisteten initialen Parameterwerte zeigt bereits eine qualitativ gute Übereinstimmung mit der Messung. Hierbei sind, wie Tabelle 5.1 ergänzt, ein Versatz in x-Richtung v_x bzw. y-Richtung v_y der Einkoppel- (Index e) bzw. Auskoppelfaser (Index a) mit 0 μ m und der Grad

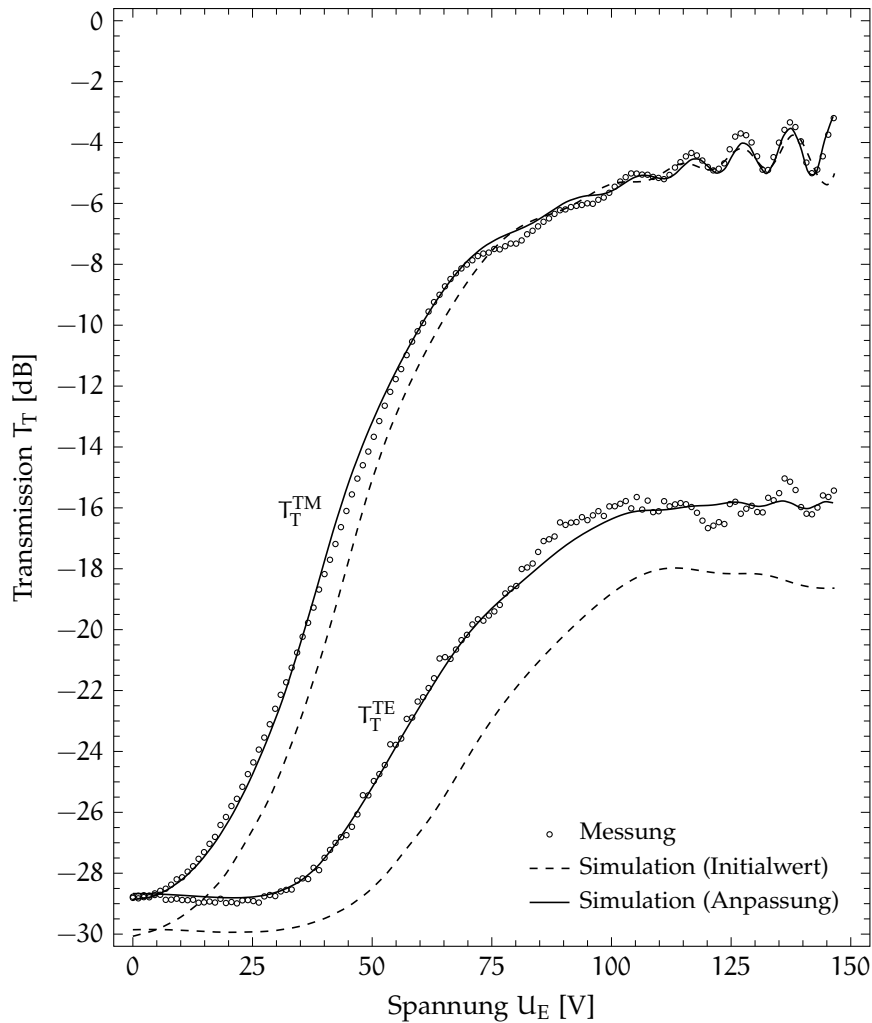


Abbildung 5.21: Aus den Messwerten berechnete Gesamt-Transmission T_T des geraden elektrooptisch induzierten Wellenleiters bei $\vartheta - \vartheta_{NI} = 1$ K in Abhängigkeit der Spannung U_E für TE- bzw. TM-Polarisation des eingekoppelten Lichtes im Vergleich zu zwei Simulationen entsprechend den durch Tabelle 4.3 und Tabelle 5.1 gegebenen Parametersätzen des in Abbildung 4.9 dargestellten Wellenleiterquerschnittes

des linear polarisierten Lichtes $P_{F,e}^{pol}/P_{F,e}$ mit 1, d. h. 0 dB, angenommen worden. Der KERR-Koeffizient von $49,6 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2/\text{V}^2$ resultiert aus Gl. (3.42) mit den in Tabelle 3.4 gelisteten Materialkonstanten von 5CB und dem in Abschnitt 3.3.5 beschriebenen Skalierungsfaktor von 0,89 für $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$.

Um zu prüfen, ob die Abweichungen zwischen der Simulation und der Messung durch die in Abschnitt 5.3.1 beschriebenen Toleranzen erklärt werden können, wurde durch Variation der in Tabelle 5.1 gelisteten Parameter im Rahmen des durch die Toleranzen vorgegebenen Wertebereiches der Verlauf der Simulation der Messung angenähert. Hierzu wurde zunächst anhand der Differenz von T_T bei $U_E = 0$ V zwischen der Simulation auf Basis der Initialwerte und der Messwerte die Dicke der Kernschicht abgeschätzt und, da der KERR-Koeffizient $58 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2/\text{V}^2$ betragen müsste, um die Verläufe einander anzunähern, wie in Abschnitt 5.3.1 beschrieben, das Verhältnis der Permittivitäten ϵ_K/ϵ_M redu-

Tabelle 5.1: Wertebereich der als toleranzbehaftet angenommenen Parameter und die Parametersätze der beiden in Abbildung 5.21 dargestellten Simulationen

Parameter	Einheit	Wertebereich	Initialwert	Anpassung
g_e	μm	40 - 60	50	50
g_a	μm	40 - 60	50	50
$v_{x,e}$	μm	-2 - 2	0	-1,5
$v_{x,a}$	μm	-2 - 2	0	-1,5
$v_{y,e}$	μm	-1 - 1	0	0,8
$v_{y,a}$	μm	-1 - 1	0	0
$P_{F,e}^{\text{pol}}/P_{F,e}$	dB	-0,1 - 0	0	-0,09
d_K	μm	11,4 - 14,0	12,7	13,6
B	$10^{-18} \text{ m}^2/\text{V}^2$	42,1 - 57,1	49,6	51,5
ϵ_K/ϵ_M	-	1,8 - 3,0	2,9	2,3

ziert. Mit den in Tabelle 5.1 gelisteten angepassten Werten der Kernschichtdicke d_K und des Verhältnisses ϵ_K/ϵ_M wurden die Moden des Wellenleiters und anhand derer die Transmission für verschiedene Ein- und Auskoppelszenarien berechnet. Tabelle 5.1 fasst den Parametersatz zusammen, welcher die Abweichungen zwischen den in Abbildung 5.21 dargestellten angepassten Verläufe und den Messwerten von T_T^{TM} und T_T^{TE} gleichermaßen minimiert.

Die gute Übereinstimmung zwischen den in den Grenzen der Parametertoleranzen angepassten Verläufe der Simulation und der Messwerte bestätigt das zur Berechnung der homogenen Wellenleiter genutzte Verfahren. Hierbei wird durch die Simulation neben dem Verhältnis der minimalen Transmission T_T^{TM} von ca. 29 dB zur maximalen Transmission von ca. 3 dB auch das Oszillieren von T_T^{TM} quantitativ gut beschrieben. Ebenso zeigen die Verläufe von T_T^{TE} eine gute Übereinstimmung, wobei die Streuung der Messwerte auf eine Zeitabhängigkeit des Anteils sowie der Phasendifferenz des eingekoppelten parasitären, d. h. TM-polarisierten, Lichts zurückgeführt werden kann.

5.3.3 Messung der Anstiegszeit

Zur Messung der Anstiegszeit der Transmission wurde der gerade Wellenleiter des vorangegangenen Abschnittes verwendet, wobei der in Abschnitt 5.2 beschriebene Koppelmessplatz so modifiziert wurde, dass auch Anstiegszeiten unter einer Mikrosekunde gemessen werden konnten. Hierzu wurde anstelle des $1,55 \mu\text{m}$ -Lasers ein fasergekoppelter Diodenlaser mit einer Wellenlänge von $0,53 \mu\text{m}$ genutzt, wodurch die Indiumgalliumarsenid-Fotodetektoren (1 MHz) durch schnellere Silizium-Fotodetektoren (150 MHz) ausgetauscht werden konnten. Des Weiteren wurden die Hochspannungsverstärker (5 MHz) umgangen und der Wellenleiter direkt über die beiden Kanäle des Frequenzgenerators (25 MHz) angesteuert, deren Spannungsdifferenz maximale $\Delta U = \pm 20 \text{ V}$ beträgt. Aufgrund der kleinen Spannungen ist der Temperaturbereich, in wel-

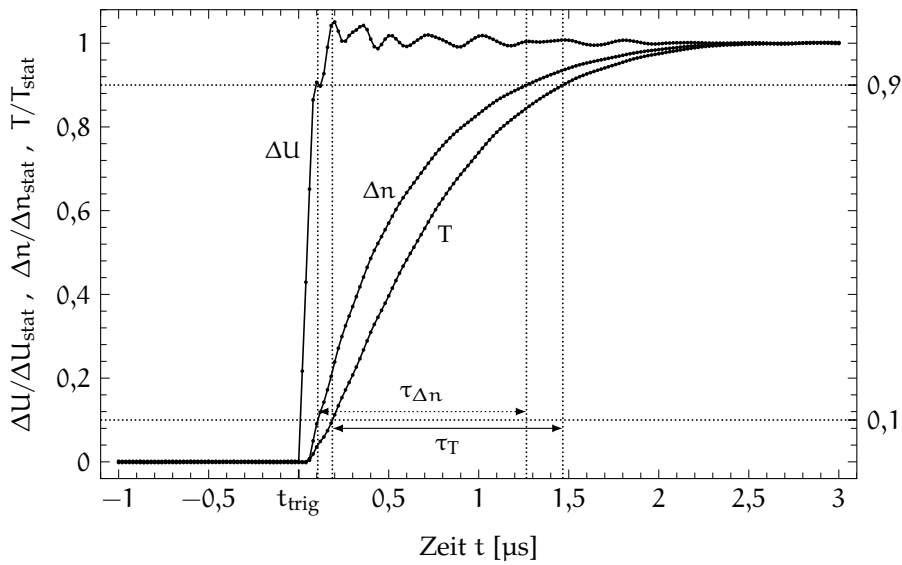


Abbildung 5.22: Verlauf der durch die stationären Werte normierten Spannungsdifferenz ΔU , Transmission T und Doppelbrechung Δn des geraden Wellenleiters in Abhängigkeit der Zeit t bei $\vartheta = \vartheta_{NI} + 0,1K$ sowie die Definitionen der Anstiegszeiten τ_T und $\tau_{\Delta n}$.

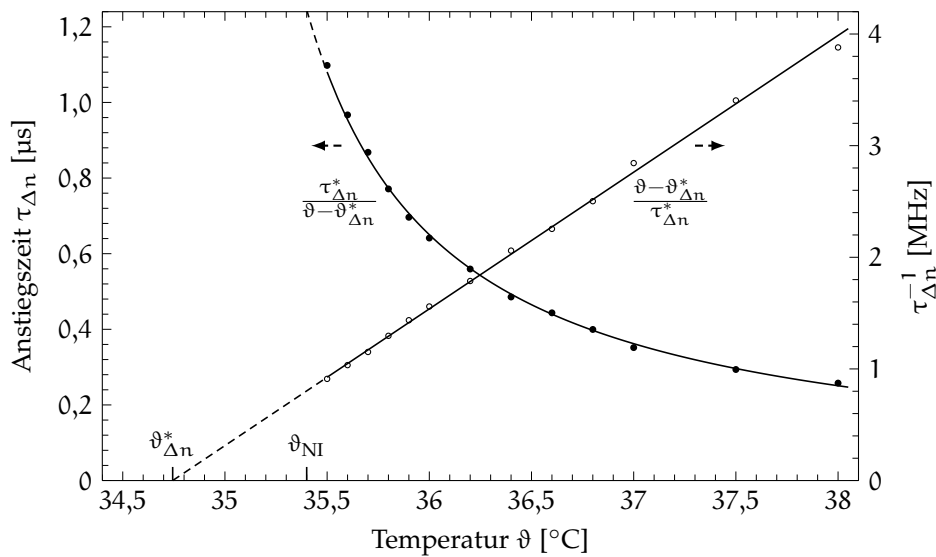


Abbildung 5.23: Anstiegszeit der Doppelbrechung $\tau_{\Delta n}$ bzw. $\tau_{\Delta n}^{-1}$ des geraden Wellenleiters in Abhängigkeit der Temperatur ϑ sowie die Regressionsfunktionen mit den in Tabelle 5.2 gegebenen Parametern, ϑ_{NI} ist $34,4\text{ }^\circ\text{C}$

Tabelle 5.2: Regressionsparameter τ_i^* und ϑ_i^* der Anstiegs- und Abfallzeiten der Transmission ($i = T$) und Doppelbrechung ($i = \Delta n$) entsprechend Gl. (2.51) sowie die Anstiegs- bzw. Abfallzeit $\tau_i(\vartheta_{NI})$ bei $\vartheta_{NI} = 34,4^\circ\text{C}$

i	Anstiegszeit			Abfallzeit		
	τ_i^* [$\mu\text{s}/\text{K}$]	ϑ_i^* [$^\circ\text{C}$]	$\tau_i(\vartheta_{NI})$ [μs]	τ_i^* [$\mu\text{s}/\text{K}$]	ϑ_i^* [$^\circ\text{C}$]	$\tau_i(\vartheta_{NI})$ [μs]
T	0,89	34,77	1,4	0,88	34,23	0,8
Δn	0,81	34,74	1,2	0,96	34,66	1,3

chem Fotodetektor-Signale mit einem ausreichenden Signal-Rausch-Verhältnis aufgezeichnet werden können, auf $\vartheta_{NI} < \vartheta \leq \vartheta_{NI} + 2,6\text{ K}$ begrenzt.

Abbildung 5.22 zeigt die durch die stationären Werte (Index: stat) normierten Verläufe der Spannungsdifferenz ΔU , der Transmission T sowie der Doppelbrechung Δn in Abhängigkeit der Zeit t bei einer Temperatur 0,1 K oberhalb ϑ_{NI} . Der Verlauf der Transmission ist hierbei von verschiedenen Faktoren abhängig. Neben der Relaxationszeitkonstante des Flüssigkristalls, welche das zeitliche Verhalten von T maßgeblich prägt, wirken sich Zuleitungswiderstände und Kapazitäten des Wellenleiters auf die Geschwindigkeit aus, mit der sich das elektrische Feld im Kern aufbauen kann. Ebenso wirkt sich das Einschwingverhalten von ΔU , infolge der Fehlanpassung der elektrischen Impedanz des Chips, auf den Verlauf von T aus. Des Weiteren beeinflusst die Nichtlinearität von $T(\Delta U)$ den zeitlichen Verlauf von T, so dass $T(t)/T_{\text{stat}}$ von ΔU_{stat} abhängt. Um den Einfluss der Übertragungsfunktion $T(\Delta U)$ herauszurechnen, wurde die Umkehrfunktion $\Delta U(T)$ bestimmt und mit $\Delta n \propto (\Delta U)^2$ der Verlauf der Doppelbrechung $\Delta n(t)/\Delta n_{\text{stat}}$ berechnet und ausgewertet.

Abbildung 5.23 zeigt die Anstiegszeit der Doppelbrechung $\tau_{\Delta n}$ bzw. $\tau_{\Delta n}^{-1}$ im 5CB-Kern des Wellenleiters sowie die analog zu Gl. (2.51) daran angepassten Regressionsfunktionen in Abhängigkeit der Temperatur ϑ . Gut zu erkennen ist wie sich die in Abbildung 2.10 beschriebene Temperaturabhängigkeit der Anstiegszeit τ_r des Nematogens 5CB auf die Temperaturabhängigkeit der Doppelbrechung $\tau_{\Delta n}$ im Kern des Wellenleiters überträgt. Der Vergleich zwischen den hier ermittelten Anstiegszeiten $\tau_{\Delta n}$ und den in Abbildung 2.10 gegebenen Literaturwerten von τ_r ergibt, dass in dem hier betrachteten auf ϑ_{NI} bezogenen Temperaturbereich $\tau_{\Delta n} \approx 1,1\tau_r$.

Neben den Parametern der in Abbildung 5.23 gezeigten Regressionsgeraden von $\tau_{\Delta n}^{-1}$ sind in Tabelle 5.2 die Regressionsparameter der Anstiegszeit der Transmission τ_T^{-1} sowie die Parameter der entsprechenden Abfallzeiten zusammengefasst. Anhand der extrapolierten Zeit $\tau_T(\vartheta_{NI})$ wird deutlich, dass aufgrund der Nichtlinearität von $T(U)$ die Anstiegszeit der Transmission um den Faktor 1,8 größer ist als die Abfallzeit. Im Gegensatz hierzu ist zwar die Anstiegszeit und Abfallzeit der Doppelbrechung bei ϑ_{NI} nahezu identisch, jedoch ist $\tau_{\Delta n}^*$ der Abfallzeit um einen Faktor von ca. 0,2 größer als $\tau_{\Delta n}^*$ der Anstiegszeit. Ursächlich hierfür kann sein, dass die Ausrichtung der Moleküle durch das elektrische Feld erzwungen wird, wohingegen nach dessen Verschwinden sich der Übergang in den ungeordneten Ausgangszustand ausschließlich durch intermolekulare Wechselwirkungen vollzieht [92, 93].

5.4 TRANSMISSION DER WELLENLEITERWEICHE

Für den Nachweis der Funktionsfähigkeit einer Wellenleiterweiche auf Basis elektrooptisch induzierter Wellenleiter ist die in Abschnitt 4.4.6 beschriebene Wellenleiterweiche mit den in Tabelle 4.3 und Tabelle 4.6 gelisteten Parametern gefertigt worden. Abbildung 5.24 zeigt hierzu die strukturierte AlSiCu-Elektrode im Bereich der Abzweigung, wobei der zur elektrischen Isolation dienende Abstand zwischen den einzelnen Elektrodensegmenten $1\ \mu\text{m}$ beträgt. Die Temperatur des Chips wird über einen PT100-Widerstand auf der Platine ermittelt und die Kavität, in welcher der Wellenleiter induziert wird, durch die Strukturen des in Abbildung 5.6 dargestellten Deckels gebildet.

Abbildung 5.25 zeigt die aus den Messwerten mittels Gl. (5.3) berechnete Gesamt-Transmission T_T^{TM} der Wellenleiterweiche in Abhängigkeit der Elektrodenspannungen U_{E1} und U_{E2} der beiden Weichenarme bei $\vartheta - \vartheta_{\text{NI}} = 0,4\ \text{K}$ im Vergleich zu T_T^{TM} der Simulation entsprechend Abbildung 4.31 und Gl. (4.66). Hierbei ist, um den durch Gl. (4.65) beschriebenen Verlauf der Brechzahländerung nachzubilden, die Spannung der Eingangselektrode $U_{E0} = \max(U_{E1}, U_{E2})$.

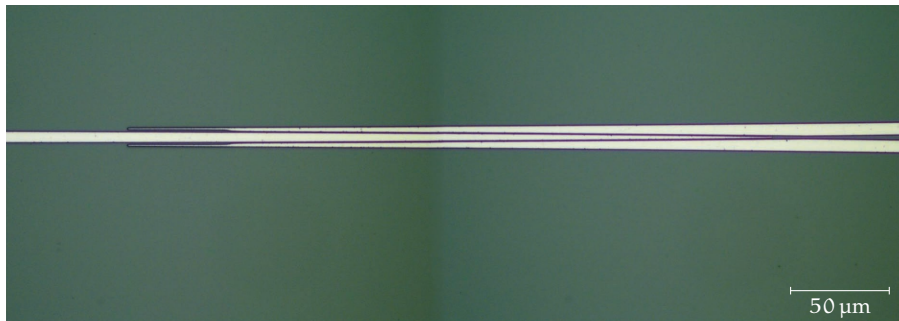


Abbildung 5.24: Strukturierte AlSiCu-Elektrode des Abzweiges der Wellenleiterweiche

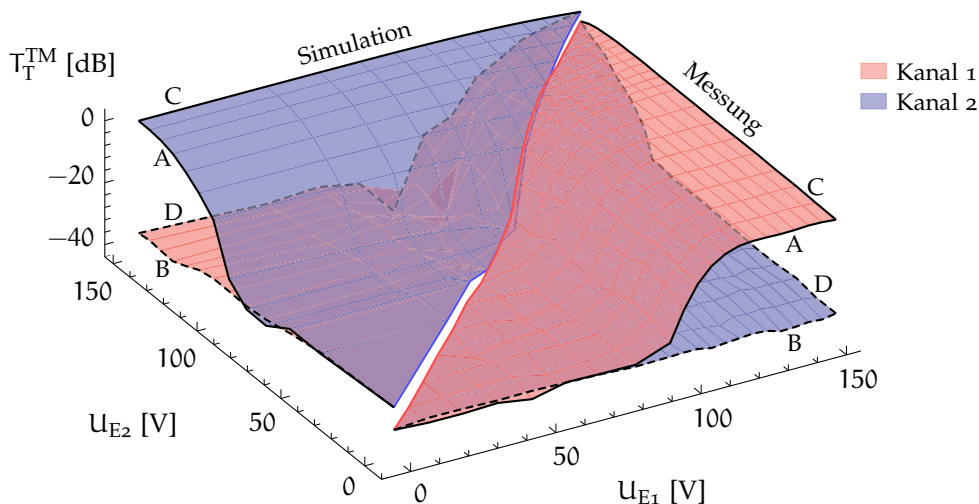


Abbildung 5.25: Transmission T_T^{TM} beider Kanäle der gefertigten Wellenleiterweiche ($U_{E1} \geq U_{E2}$) im Vergleich zur Simulation ($U_{E1} \leq U_{E2}$) entsprechend Abbildung 4.31 in Abhängigkeit der Spannungen U_{E1} und U_{E2} sowie die mit A, B, C und D bezeichneten zur Ebene $U_{E1} = U_{E2}$ spiegelsymmetrischen Konturen

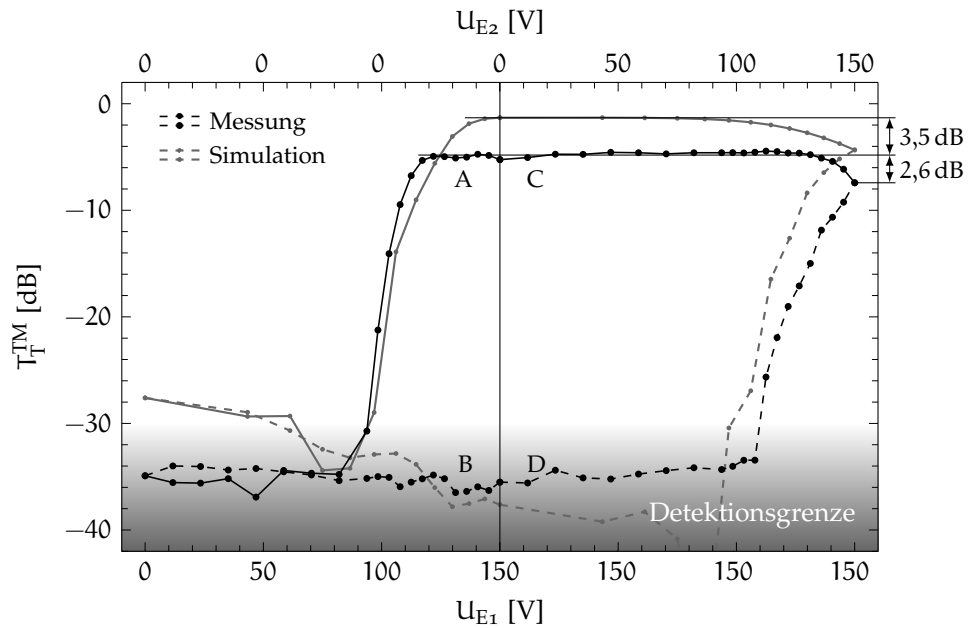


Abbildung 5.26: Transmission T_T^{TM} der gefertigten Wellenleiterweiche im Vergleich zum simulierten Verlauf entsprechend Abbildung 4.32 entlang der mit A, B, C und D bezeichneten Konturen aus Abbildung 5.25

Anhand Abbildung 5.25 und Abbildung 5.26, welche explizit die Konturen A, B, C und D zeigt, ist ersichtlich, dass das Verhalten der realen Wellenleiterweiche dem durch die Simulation Beschriebenen entspricht. Hierbei ist, um den Verlauf der Simulation dem der Messung anzunähern, ein KERR-Koeffizient von $104 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2/\text{V}^2$ zugrunde gelegt worden, welcher ca. 35 % größer ist als bei der eingestellten Chiptemperatur erwartet wurde. Diese Diskrepanz kann zum Teil durch die in Abschnitt 5.3.1 diskutierte Unsicherheit des KERR-Koeffizienten, welche bei der Temperaturdifferenz $\vartheta - \vartheta_{\text{NI}}$ von 0,4 K etwa $\pm 20\%$ beträgt, begründet werden. Darüber hinaus legt die Charakterisierung des geraden Wellenleiters in Abschnitt 5.3.2 nahe, dass das Verhältnis der Kern- zur Mantelpermittivität ϵ_K/ϵ_M mit 2,9 in der Simulation zu groß gewählt wurde, wodurch im Vergleich zu dem realen Wellenleiter der Betrag der elektrostatischen Feldstärke im Kern kleiner ist, was bei der Skalierung des Produktes BU_E^2 für die Anpassung der Simulationsergebnisse an die Messergebnisse zu einem scheinbar größeren KERR-Koeffizienten führt.

Wie in Abbildung 5.26 gut zu erkennen, ist für die gefertigte Wellenleiterweiche sowohl der Auslöschungsgrad als auch das Übersprechen größer 25 dB (vgl. Abbildung 4.32), wobei der zur Verfügung stehende Messbereich von ca. 30 dB eine genauere Angabe nicht zulässt. Im Bereich der Elektrodenspannung U_{E1} von 120 V bis 150 V beträgt für $0 \text{ V} \leq U_{E2} \leq 130 \text{ V}$ der minimale Verlust der Wellenleiterweiche $(4,8 \pm 0,6) \text{ dB}$. Hierbei setzt sich der angegebene Bereich von $\pm 0,6 \text{ dB}$ aus der Schwankungsbreite und der Messunsicherheit der Transmission in dem betrachteten Spannungsbereich zusammen. Die Differenz von 3,5 dB zum minimalen Verlust der Simulation kann zum einen, wie in Abschnitt 4.4.5 gezeigt, auf die MEB-Näherung zurückgeführt werden und ist zum anderen, wie in Abschnitt 5.3.1 diskutiert, stark von der Position der Fasern abhängig.

Tabelle 5.3: Auslöschung, Übersprechen, minimaler Verlust und Zusatzverlust (1:1) der gefertigten Wellenleiterweiche im Vergleich zu den Werten der Simulation

Parameter	Einheit	Simulation	Messung
Auslöschungsgrad	dB	26	> 25
Übersprechen	dB	36	> 25
minimaler Verlust	dB	1,3	$4,8 \pm 0,6$
Zusatzverlust (1:1)	dB/Kanal	0,1	-0,4

Ebenso kann die Differenz bei $U_{E_1} = U_{E_2} = 0V$ auf die MEB-Näherung zurückgeführt werden, wobei hier die in Abbildung 5.6 gezeigten und bei der Simulation nicht berücksichtigten Durchgänge im Deckel des Chips zu einer zusätzlichen Abschattung der Auskoppelfasern von der Einkoppelfaser führen. Übereinstimmend mit der Simulation beträgt bei $U_{E_1} = U_{E_2} = 150V$ das Leistungsteilungsverhältnis der Weiche 1:1, wobei die Differenz der Transmission von ca. 2,6 dB zur maximalen Transmission einem Leistungsgewinn von 0,4 dB entspricht. Tabelle 5.3 fasst die spezifizierten Parameter der gefertigten Wellenleiterweiche zusammen und gibt einen vergleichenden Überblick zu den Ergebnissen der Simulation.

6.1 ZUSAMMENFASSUNG

Im Rahmen dieser Arbeit ist eine Wellenleiterweiche auf Basis elektrooptisch induzierter Wellenleiter theoretisch beschrieben, mittels Siliziumtechnologien gefertigt und experimentell charakterisiert worden. Als elektrooptisches Material diente das Nematogen 5CB, dessen paranematische Phase, welche sich in elektrischen Feldern oberhalb der nematisch-isotropen Phasenübergangstemperatur ausbildet, einen ausgeprägten elektrooptischen KERR-Effekt aufweist.

Da in paranematischen Flüssigkristallen neben dem genannten KERR-Effekt auch elektrooptische Effekte höherer Ordnung und ein anwendungskritischer feldinduzierter nematisch-paranematischer Phasenübergang auftreten können, wurde, um die Eignung von paranematischen Flüssigkristalle für die Verwendung in elektrooptisch induzierten Wellenleitern nachzuweisen, insbesondere die Wirkung hoher elektrischer Felder auf die paranematische Phase theoretisch beschrieben und mit dem in dieser Arbeit entwickelten Dünnschichtrefraktometer am Nematogen 5CB untersucht.

Die theoretische Behandlung des elektrooptischen Effektes paranematischer Flüssigkristalle erfolgte auf Grundlage der LANDAU-DE-GENNES-Theorie unter Berücksichtigung des kritischen Exponenten γ , welcher verallgemeinernd nicht auf 1 beschränkt wurde, wonach der KERR-Koeffizient durch $B_1 = B_1^*/(\vartheta - \vartheta^*)^\gamma$ und der biquadratische Koeffizient durch $B_2 = B_2^*/(\vartheta - \vartheta^*)^{3\gamma}$ definiert ist.

Messungen mit dem Dünnschichtrefraktometer an 5CB erbrachten für die Wellenlänge von $0,63 \mu\text{m}$ die Koeffizienten $B_1^* = (75 \pm 5) \cdot 10^{-18} \text{K}^{0,82} \text{m}^2/\text{V}^2$ und $B_2^* = (12 \pm 5) \cdot 10^{-32} \text{K}^{2,46} \text{m}^4/\text{V}^4$, die isotrope-nematische Phasenübergangstemperatur $\vartheta_{\text{NI}} = (34,8 \pm 0,5) \text{ }^\circ\text{C}$, die Differenz zur Divergenztemperatur $(\vartheta_{\text{NI}} - \vartheta^*) = (0,5 \pm 0,1) \text{ K}$ und den kritischen Exponenten $\gamma = 0,82 \pm 0,04$.

Des Weiteren wurde gezeigt, dass die elektrooptische Charakterisierung der paranematischen Phase genügt, um die LANDAU-DE-GENNES-Koeffizienten a , b und c abzuleiten, auf Grundlage derer die von der Temperatur des Flüssigkristalls abhängige Feldstärke des feldinduzierten nematisch-paranematischen Phasenüberganges berechnet werden kann. Experimentelle Untersuchungen des feldinduzierten nematisch-paranematischen Phasenüberganges von 5CB mit dem Dünnschichtrefraktometer bestätigten die theoretischen Berechnungen.

Das zur elektrooptischen Charakterisierung paranematischer Flüssigkristalle entwickelte Dünnschichtrefraktometer besteht im Kern aus einer um den Winkel α drehbaren Anordnung zweier mit transparenten Elektroden beschichteter Prismen, zwischen denen sich die Probe in Form einer dünnen Schicht befindet. Gemessen wird die Leistung des von der Probe reflektierten Lichtes in Abhängigkeit des Einfallswinkels, der elektrischen Feldstärke und der Proben-temperatur. Somit kann für verschiedene Temperaturen die isotrope Brechzahl anhand des Grenzwinkels und die durch ein elektrisches Feld hervorgerufene

Brechzahländerung durch die Winkelverschiebung $\Delta\alpha$ des Interferenzmusters, welches an der Probenschicht entsteht, bestimmt werden.

Die Beschreibung des Zusammenhanges zwischen der Winkelverschiebung $\Delta\alpha$ des Interferenzmusters und der Brechzahländerung der Probe erfolgte auf Grundlage der Transfermatrix, welche in dieser Arbeit für biaxial doppelbrechende Schichten formuliert wurde. Es konnte gezeigt werden, dass für die verwendete Kombination aus N-SF₁₁-Prismen und ITO-Elektroden die Elektrodenschichten vernachlässigt werden können und in sehr guter Näherung ein linearer Zusammenhang zwischen der Winkelverschiebung $\Delta\alpha$ und der Änderung der ordentlichen Δn_o bzw. außerordentlichen Brechzahl Δn_a besteht. Für die verwendeten Messeinstellungen ist mit einem Näherungsfehler von unter $\pm 1\%$ die Sensitivität des Dünnschichtrefraktometers $\Delta\alpha/\Delta n_o = 118^\circ$ bzw. $\Delta\alpha/\Delta n_a = 109^\circ$ und für Brechzahländerungen bis ca. 10^{-3} die absolute Messunsicherheit der Brechzahländerungen kleiner $5 \cdot 10^{-6}$.

Wird die durch das elektrische Feld hervorgerufene Brechzahländerung ausschließlich mit einer Ausrichtung der Moleküle assoziiert ist nach theoretischen Betrachtungen das Verhältnis der Brechzahländerungen $\Delta n_o/\Delta n_a = -1/2$. In experimentellen Untersuchungen des elektrooptischen Effektes an 5CB konnte dieser theoretische Wert für elektrische Feldstärken bis zum Einsetzen des feldinduzierten nematisch-paranematischen Phasenüberganges innerhalb der Messunsicherheit von $\pm 0,01$ bestätigt werden.

Auf Grundlage der Untersuchungen des elektrooptischen Effektes von 5CB, welche die Eignung paranematischer Flüssigkristalle als Kernmaterial elektrooptisch induzierter Wellenleiter bestätigten und zeigten, dass für Temperaturen der paranematischen Phase entfernt von der Temperatur des nematisch-isotropen Phasenübergangs Effekte höherer Ordnung gegenüber dem elektrooptischen KERR-Effekt vernachlässigt werden können, sind die Modelle zur Berechnung der Transmissionscharakteristik elektrooptisch induzierter Wellenleiter abgeleitet worden. Der Transmissionsgrad, welcher hier das Verhältnis der von dem induzierten Wellenleiter in eine Auskoppelfaser übergekoppelten Leistung zu der in den induzierten Wellenleiter durch eine Einkoppelfaser eingestrahlt Leistung bemisst, wurde je nach Wellenleitertyp durch zwei Berechnungsverfahren simuliert. Homogene, d.h. gerade Wellenleiter, wurden auf Grundlage der Modenentwicklung und inhomogene Wellenleiter, wie die Wellenleiterweiche, mittels der Methode der effektiven Brechzahl behandelt.

Die Modenentwicklung, bei der das in einen Wellenleiter eingestrahlte Licht durch die Superpositionierung der Wellenleitermoden dargestellt wird, ermöglichen bereits mit geringen Anforderungen an Rechenressourcen die Optimierung der Wellenleitergeometrie hinsichtlich der gewünschten Transmissionscharakteristik, da ausschließlich die Moden des elektrooptisch induzierten Wellenleiters numerisch, d. h. im Rahmen dieser Arbeit mittels der Methode der Finiten Elemente, berechnet werden müssen, wohingegen die Lichteinkoppelung, -ausbreitung und -auskoppelung mittels semianalytischer Verfahren beschrieben werden kann. Da die Modenentwicklung bei einer ausreichend hohen Anzahl berücksichtigter Moden quasi näherungsfrei ist, wurden die Simulationsergebnisse mit den Ergebnissen der Transmissionsmessungen des im Rahmen dieser Arbeit gefertigten geraden Wellenleiters verglichen und eine quantitativ sehr gute Übereinstimmung mit Abweichungen kleiner ± 1 dB nachgewiesen.

Für inhomogene Wellenleiterstrukturen wie die der elektrooptisch induzierten Wellenleiterweiche wurde die gesamte Lichtausbreitung in der Weiche mittels der Methode der Finiten Elemente simuliert. Um für die Simulation der ca. 1 cm langen Weiche die benötigten Rechenressourcen zu reduzieren, wurde die Näherungsmethode der effektiven Brechzahl, welche die dreidimensionale Wellenleiterstruktur in Form einer effektiven Brechzahl auf eine zweidimensionale Ebene projiziert, genutzt und sich auf das Lösen der Strahleinhüllenden beschränkt, wodurch der Rechenaufwand um mehrere Größenordnungen verringert werden konnte. Es konnte gezeigt werden, dass die simulierte Transmissionscharakteristik der Wellenleiterweiche das tatsächliche Verhalten der gefertigten Wellenleiterweiche gut abbildet.

Die in dieser Arbeit entwickelten elektrooptisch induzierten Wellenleiter bestehen aus einem Grundkörper mit den strukturierten Wellenleiterelektroden und V-Gruben zur Faserpositionierung und einem Deckel, welcher gemeinsam mit dem Grundkörper die Kavität bildet, in der das Nematogen 5CB eingebracht und der Wellenleiter erzeugt wird. Hierbei wurden Grundkörper und Deckel mittels Siliziumtechnologien gefertigt, auf einer Platine als Wellenleiterchip manuell aufgebaut und mittels Drahtbonden elektrisch kontaktiert.

Die Charakterisierung der Wellenleiterchips erfolgte mittels dem in dieser Arbeit aufgebauten Koppelmessplatz. Es konnte demonstriert werden, dass die entwickelte Wellenleiterweiche, angesteuert mit Spannungen von 0 V bis 150 V, rekonfigurierbar, sowohl als variables Dämpfungsglied, als Schalter, als auch als einstellbarer Leistungsteiler mit variabler Gesamtdämpfung, betrieben werden kann. Der minimale Verlust der Weiche betrug $(4,8 \pm 0,6)$ dB. Der Auslöschungsgrad und das Übersprechen waren größer als 25 dB. Die Schaltzeit der Wellenleiter, welche durch die Relaxationszeitkonstante des paranematischen Flüssigkristalls limitiert wird, betrug weniger als eine Mikrosekunde.

6.2 AUSBLICK

Obwohl die in dieser Arbeit entwickelten elektrooptisch induzierten Wellenleiter auf Basis paranematischer Flüssigkristalle das Potential besitzen, in Anwendungen der optischen Signalübertragung vielseitig einsetzbar zu sein, konnten drei grundlegende Eigenschaften identifiziert werden, die einer Verbreitung dieser universell einsetzbaren Technologie derzeit noch im Weg stehen.

Eine Grundeigenschaft der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Wellenleiter ist deren stark ausgeprägte Abhängigkeit der Transmissionscharakteristik von der Polarisation des eingekoppelten Lichtes. Während dies für einige Spezialanwendungen, welche einer Polarisationserhaltung bedürfen, von Vorteil ist, stellt dies für den Großteil faseroptischer Anwendungen ein Hindernis dar, da diese überwiegend polarisationsunabhängige Komponenten benötigen. Hierzu konnte bereits in weiterführenden Arbeiten des Autors gezeigt werden, dass durch ein angepasstes Elektrodendesign und in Verbindungen mit auf den Grundkörpern integrierten Taperstrukturen die Polarisationsabhängigkeit nahezu beseitigt werden kann [94, 95]. Daher sollte das Ziel zukünftiger Arbeiten eine weitergehende Optimierung der Elektrodenstrukturen sein, um die noch vorhandenen Wellenleiterverluste zu reduzieren.

Eine weitere Eigenschaft der entwickelten Wellenleiter resultiert aus der Leitfähigkeit des Kernmaterials. Obwohl diese für 5CB mit 10^{-9} S/cm gering ist, wird zur Erzeugung eines konstanten optischen Ausgangssignales eine rechteckförmige im kHz-Bereich alternierende Ansteuerspannung benötigt, deren Umschaltzeit wesentlich kleiner als die Relaxationszeitkonstante der paranematischen Phase, d. h. deutlich unter einer Mikrosekunde, sein muss. In hierzu von dem Autor dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen konnte durch erste experimentelle Ergebnisse nachgewiesen werden, dass eine Modifikation des Schichtsystems die Ansteuerung der elektrooptisch induzierten Wellenleiter mit einer Gleichspannungsquelle erlaubt. Der Fokus sich hieran anschließender Arbeiten sollte auf die Optimierung und Untersuchung der Langzeitstabilität der verwendeten Schichtmaterialien gelegt werden.

Ebenso wie die Leitfähigkeit ist die ausgeprägte Temperaturabhängigkeit des KERR-Effektes eine Eigenschaft der paranematischen Flüssigkristalle, welche den Anwendungsbereich einschränkt. Zum einen wirkt sich die Notwendigkeit der Chipbeheizung negativ auf die Energiebilanz aus und zum anderen werden je nach Einsatzbedingungen hohe bis sehr hohe Anforderungen an die Temperaturstabilisierung gestellt. Obwohl bereits gezeigt werden konnte, dass die Arbeitstemperatur, d. h. die Temperatur des nematisch-isotropen Phasenüberganges, in einem weiten Bereich einstellbar ist [94], sollten aufgrund der verbleibenden Sensitivität des KERR-Effektes gegenüber Temperaturänderungen¹ weiterführende Arbeiten die Recherche nach alternativen Materialien sowie die Untersuchung deren Eignung als Kernmaterial zum Inhalt haben.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde bei der Behandlung elektrooptisch induzierter Wellenleiter ausschließlich der KERR-Effekt paranematischer Flüssigkristalle berücksichtigt. Tiefgreifende Arbeiten des Autors, in denen der Einfluss von Effekten höherer Ordnung auf die Transmissionscharakteristik der induzierten Wellenleiter studiert wurde, zeigten eine abrupte und starke Dämpfung optischer Signale infolge des feldinduzierten nematisch-paranematischen Phasenüberganges [96]. Hieran anknüpfende Arbeiten sollten das Anwendungspotential dieses bis zum jetzigen Zeitpunkt kaum beachteten Effektes identifizieren.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] HUANG, T. C. ; CHUNG, Y. ; DAGLI, N. ; COLDREN, L. A.: GaAs/AlGaAs multiple quantum well field-induced optical waveguide. In: *Applied Physics Letters* 57 (1990), Nr. 2, 114-116. – DOI [10.1063/1.103959](https://doi.org/10.1063/1.103959) (Zitiert auf Seite 2.)
- [2] CHANNIN, D. J.: Voltage-induced optical waveguide. In: *Applied Physics Letters* 19 (1971), Nr. 5, 128-130. – DOI [10.1063/1.1653853](https://doi.org/10.1063/1.1653853) (Zitiert auf Seite 2.)
- [3] MIKAMI, O. ; ISHIDA, A.: Some experiments on a voltage-induced optical waveguide in LiNbO₃. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 12 (1973), Nr. 8, 1294-1295. – DOI [10.1143/JJAP.12.1294](https://doi.org/10.1143/JJAP.12.1294) (Zitiert auf Seite 2.)
- [4] BAUMERT, J.-C. ; WALTHER, C. ; BUCHMANN, P. ; KAUFMANN, H. ; MELCHIOR, H. ; GUNTER, P.: KNbO₃ electro-optic induced optical waveguide/cut-off modulator. In: *Applied Physics Letters* 46 (1985), Nr. 11, 1018-1020. – DOI [10.1063/1.95796](https://doi.org/10.1063/1.95796) (Zitiert auf Seite 2.)
- [5] JAEGER, N. A. F.: *Voltage induced optical waveguide modulators in lithium niobate*, University of British Columbia, Diss., 1989. – ISBN [9780315507098](https://www.isbn-international.org/product/9780315507098) (Zitiert auf Seite 2.)
- [6] JAEGER, N. A. F. ; YOUNG, L.: Voltage-induced optical waveguide modulator in lithium niobate. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 25 (1989), Nr. 4, 720-728. – DOI [10.1109/3.17336](https://doi.org/10.1109/3.17336) (Zitiert auf Seite 2.)
- [7] JAEGER, N.A.F. ; YOUNG, L.: *Voltage-induced optical waveguide modulator having reduced inter-electrode gap*. 28. Februar 1989. – [US 4807952 A](https://www.uspto.gov/patents/publications) (Zitiert auf Seite 2.)
- [8] BAKEN, N. H.: *Electro-optically induced optical waveguide, and active devices comprising such a waveguide*. 21. Oktober 1987. – [EP 0241967 A1](https://www.epo.org/patents/publications) (Zitiert auf Seite 3.)
- [9] PYAYT, A. ; LUO, J. ; JEN, A. K.-Y. ; DALTON, L. ; CHEN, A.: Field-induced guiding optical devices made from electro-optic polymers. In: *Applied Optics* 49 (2010), Nr. 5, 892-896. – DOI [10.1364/AO.49.000892](https://doi.org/10.1364/AO.49.000892) (Zitiert auf Seite 3.)
- [10] YARIV, A. ; YEH, P.: *Optical Waves in Crystals: Propagation and Control of Laser Radiation*. New York : John Wiley & Sons, 1984. – ISBN [9780471091424](https://www.isbn-international.org/product/9780471091424) (Zitiert auf Seite 8.)
- [11] FUJIWARA, H.: *Spectroscopic Ellipsometry: Principles and Applications*. New York : John Wiley & Sons, 2007. – ISBN [9780470016084](https://www.isbn-international.org/product/9780470016084) (Zitiert auf Seite 9.)

- [12] BORN, M.: *Optik: Ein Lehrbuch der elektromagnetischen Lichttheorie*. 3. Auflage. Berlin ; New York : Springer, 1972. – ISBN 9783540059547 (Zitiert auf Seiten 9 und 11.)
- [13] TSCHERSKE, C. ; PELZL, G. ; DIELE, S.: Definitionen von Grundbegriffen mit Bezug zu niedermolekularen und polymeren Flüssigkristallen. In: *Angewandte Chemie* 116 (2004), Nr. 45, 6340-6368. – DOI 10.1002/ange.200461963 (Zitiert auf Seiten 11, 12 und 13.)
- [14] GENNES, P. G. de ; PROST, J.: *The Physics of Liquid Crystals*. 2. Auflage. Oxford : Clarendon Press, 1993. – ISBN 9780198520245 (Zitiert auf Seiten 12 und 13.)
- [15] BORN, M.: Elektronentheorie des natürlichen optischen Drehungsvermögens isotroper und anisotroper Flüssigkeiten. In: *Annalen der Physik* 360 (1918), Nr. 3, 177-240. – DOI 10.1002/andp.19183600302 (Zitiert auf Seite 12.)
- [16] SINGH, S. ; DUNMUR, D. A.: *Liquid Crystals: Fundamentals*. Singapore ; New Jersey : World Scientific, 2002. – ISBN 9789810242503 (Zitiert auf Seite 13.)
- [17] HALLER, I.: Thermodynamic and static properties of liquid crystals. In: *Progress in Solid State Chemistry* 10 (1975), Nr. 2, 103-118. – DOI 10.1016/0079-6786(75)90008-4 (Zitiert auf Seite 13.)
- [18] GENNES, P. G. de: Short range order effects in the isotropic phase of nematics and cholesterics. In: *Molecular Crystals and Liquid Crystals* 12 (1971), Nr. 3, 193-214. – DOI 10.1080/15421407108082773 (Zitiert auf Seiten 13, 14 und 19.)
- [19] STINSON, T. W. ; LITSTER, J. D. ; CLARK, N. A.: Static and dynamic behavior near the order disorder transition of nematic liquid crystals. In: *Journal de Physique Colloques* 33 (1972), Nr. C1, C1-69-C1-75. – DOI 10.1051/jphys-col:1972113 (Zitiert auf Seite 14.)
- [20] WU, S.-T. ; LIM, K.-C.: Absorption and scattering measurements of nematic liquid crystals. In: *Applied Optics* 26 (1987), Nr. 9, 1722-1727. – DOI 10.1364/AO.26.001722 (Zitiert auf Seiten 14 und 15.)
- [21] WU, S.-T.: Absorption measurements of liquid crystals in the ultraviolet, visible, and infrared. In: *Journal of Applied Physics* 84 (1998), Nr. 8, 4462-4465. – DOI 10.1063/1.368671 (Zitiert auf Seite 14.)
- [22] O'SHAUGHNESSY, M. T. ; RODEBUSH, W. H.: Ultraviolet absorption spectra of organic molecules: The dependence upon restricted rotation and resonance. In: *Journal of the American Chemical Society* 62 (1940), Nr. 11, 2906-2911. – DOI 10.1021/ja01868a007 (Zitiert auf Seite 14.)
- [23] WU, S.-T. ; EFRON, U. ; HESS, L. D.: Infrared birefringence of liquid crystals. In: *Applied Physics Letters* 44 (1984), Nr. 11, 1033-1035. – DOI 10.1063/1.94635 (Zitiert auf Seite 14.)

- [24] KHOO, I.-C. ; WU, S.-T.: *Optics and Nonlinear Optics of Liquid Crystals*. World Scientific, 1993. – ISBN [9789810209346](#) (Zitiert auf Seite [15](#).)
- [25] ABBATE, G. ; TKACHENKO, V. ; MARINO, A. ; VITA, F. ; GIOCONDO, M. ; MAZZULLA, A. ; DE STEFANO, L.: Optical characterization of liquid crystals by combined ellipsometry and half-leaky-guided-mode spectroscopy in the visible-near infrared range. In: *Journal of Applied Physics* 101 (2007), Nr. 7, 073105-1-073105-9. – DOI [10.1063/1.2714768](#) (Zitiert auf Seiten [14](#), [17](#) und [68](#).)
- [26] LI, J. ; WU, S.-T.: Extended Cauchy equations for the refractive indices of liquid crystals. In: *Journal of Applied Physics* 95 (2004), Nr. 3, 896-901. – DOI [10.1063/1.1635971](#) (Zitiert auf Seite [14](#).)
- [27] WU, S.-T.: A semiempirical model for liquid-crystal refractive index dispersions. In: *Journal of Applied Physics* 69 (1991), Nr. 4, 2080-2087. – DOI [10.1063/1.348734](#) (Zitiert auf Seite [16](#).)
- [28] LI, J. ; WU, S.-T.: Self-consistency of Vuks equations for liquid-crystal refractive indices. In: *Journal of Applied Physics* 96 (2004), Nr. 11, 6253-6258. – DOI [10.1063/1.1812356](#) (Zitiert auf Seiten [17](#), [18](#) und [23](#).)
- [29] CHANDRASEKHAR, S. ; MADHUSUDANA, N.: Orientational order in p-azoxyanisole, p-azoxyphenetole and their mixtures in the nematic phase. In: *Journal de Physique Colloques* 30 (1969), Nr. C4, C4-24-C4-27. – DOI [10.1051/jphyscol:1969406](#) (Zitiert auf Seite [16](#).)
- [30] LI, J. ; GAUZA, S. ; WU, S.-T.: Temperature effect on liquid crystal refractive indices. In: *Journal of Applied Physics* 96 (2004), Nr. 1, 19-24. – DOI [10.1063/1.1757034](#) (Zitiert auf Seiten [18](#) und [19](#).)
- [31] ORWOLL, R. A. ; SULLIVAN, V. J. ; CAMPBELL, G. C.: Thermal pressure coefficients and specific volumes of cyanobiphenyls and their transition entropies at constant volume. In: *Molecular Crystals and Liquid Crystals* 149 (1987), Nr. 1, 121-140. – DOI [10.1080/00268948708082975](#) (Zitiert auf Seite [19](#).)
- [32] POGGI, Y. ; FILIPPINI, J. C. ; ALEONARD, R.: The free energy as a function of the order parameter in nematic liquid crystals. In: *Physics Letters A* 57 (1976), Nr. 1, 53-56. – DOI [10.1016/0375-9601\(76\)90452-7](#) (Zitiert auf Seiten [19](#) und [22](#).)
- [33] COLES, H. J.: Laser and electric field induced birefringence studies on the cyanobiphenyl homologues. In: *Molecular Crystals and Liquid Crystals* 49 (1978), Nr. 3, 67-74. – DOI [10.1080/00268947808070330](#) (Zitiert auf Seiten [20](#), [22](#), [23](#) und [24](#).)
- [34] GRAMSBERGEN, E. F. ; LONGA, L. ; JEU, W. H. de: Landau theory of the nematic-isotropic phase transition. In: *Physics Reports* 135 (1986), Nr. 4, 195-257. – DOI [10.1016/0370-1573\(86\)90007-4](#) (Zitiert auf Seiten [20](#) und [26](#).)

- [35] LELIDIS, I. ; DURAND, G.: Electric-field-induced isotropic-nematic phase transition. In: *Physical Review E* 48 (1993), Nr. 5, 3822-3824. – DOI [10.1103/PhysRevE.48.3822](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.48.3822) (Zitiert auf Seiten 22, 23, 25, 26, 28 und 66.)
- [36] RJUMTSE, E. I. ; OSIPOV, M. A. ; ROTINYAN, T. A. ; YEVLAMPIEVA, N. P.: Electric field effect on the nematic-isotropic phase transition. In: *Liquid Crystals* 18 (1995), Nr. 1, 87-95. – DOI [10.1080/02678299508036595](https://doi.org/10.1080/02678299508036595) (Zitiert auf Seiten 22, 24 und 28.)
- [37] YAMAMOTO, R. ; ISHIHARA, S. ; HAYAKAWA, S. ; MORIMOTO, K.: The Kerr constants and relaxation times in the isotropic phase of nematic homologous series. In: *Physics Letters A* 69 (1978), Nr. 4, 276-278. – DOI [10.1016/0375-9601\(78\)90185-8](https://doi.org/10.1016/0375-9601(78)90185-8) (Zitiert auf Seiten 22, 23 und 24.)
- [38] DUNMUR, D. A. ; TOMES, A. E.: The pretransitional Kerr effect in 4-n-pentyl-4'-cyanobiphenyl. In: *Molecular Crystals and Liquid Crystals* 76 (1981), Nr. 3-4, 231-240. – DOI [10.1080/00268948108076156](https://doi.org/10.1080/00268948108076156) (Zitiert auf Seiten 22, 23 und 24.)
- [39] GHANADZADEH, A. ; BEEVERS, M. S.: The static Kerr effect of two nematic mixtures comprised of pentyl and heptyl cyanobiphenyls in the isotropic phase. In: *Journal of Molecular Liquids* 112 (2004), Nr. 3, 141-145. – DOI [10.1016/j.molliq.2003.12.017](https://doi.org/10.1016/j.molliq.2003.12.017) (Zitiert auf Seiten 23 und 24.)
- [40] MALRAISON, B. ; POGGI, Y. ; FILIPPINI, J. C.: Breakdown of the Landau theory in the vicinity of the nematic-isotropic transition. In: *Solid State Communications* 31 (1979), Nr. 11, 843-845. – DOI [10.1016/0038-1098\(79\)90400-9](https://doi.org/10.1016/0038-1098(79)90400-9) (Zitiert auf Seite 24.)
- [41] COLES, H. J. ; JENNINGS, B. R.: Static and optical Kerr effect in the nematogen M.B.B.A. In: *Molecular Physics* 31 (1976), Nr. 2, 571-580. – DOI [10.1080/00268977600100431](https://doi.org/10.1080/00268977600100431) (Zitiert auf Seite 24.)
- [42] KHOSHSIMA, H. ; TAJALLI, H. ; GHANADZADEH, A. ; DABROWSKI, R.: Electric birefringence of some nematic liquid crystals having hexyl tail. In: *Proc. SPIE 5947, Liquid Crystals: Optics and Applications* Bd. 5947, 2005, 59470P-1-59470P-9. – DOI [10.1117/12.620884](https://doi.org/10.1117/12.620884) (Zitiert auf Seite 24.)
- [43] GHANADZADEH GILANI, A. ; BEEVERS, M. S.: The electro-optical kerr effect in eutectic nematic mixtures of E7 and E8. In: *Journal of Molecular Liquids* 92 (2001), Nr. 3, 217-225. – DOI [10.1016/S0167-7322\(01\)00193-3](https://doi.org/10.1016/S0167-7322(01)00193-3) (Zitiert auf Seite 24.)
- [44] CHOI, S.-W. ; YAMAMOTO, S.-I. ; HASEBA, Y. ; KIKUCHI, H.: Correlation between the electro-optical Kerr effect and physical parameters of nematogens. In: *Optical Materials* 32 (2009), Nr. 1, 190-193. – DOI [10.1016/j.optmat.2009.07.009](https://doi.org/10.1016/j.optmat.2009.07.009) (Zitiert auf Seiten 24 und 42.)
- [45] MAJLES ARA, M. H. ; MOUSAVI, S. H. ; MOUSAVI, Z. ; ZAKERHAMIDI, M. S.: Investigation of the Kerr effect and third-order susceptibility constants in a nematic liquid crystal. In: *Journal of Molecular Liquids* 161 (2011), Nr. 1, 41-43. – DOI [10.1016/j.molliq.2011.04.005](https://doi.org/10.1016/j.molliq.2011.04.005) (Zitiert auf Seite 24.)

- [46] WONG, G. K. L. ; SHEN, Y. R.: Optical-field-induced ordering in the isotropic phase of a nematic liquid crystal. In: *Phys. Rev. Lett.* 30 (1973), Nr. 19, 895-897. – DOI [10.1103/PhysRevLett.30.895](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.30.895) (Zitiert auf Seite 24.)
- [47] PROST, J. ; LALANNE, J. R.: Laser-induced optical kerr effect and the dynamics of orientational order in the isotropic phase of a nematogen. In: *Physical Review A* 8 (1973), Nr. 4, 2090-2093. – DOI [10.1103/PhysRevA.8.2090](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.8.2090) (Zitiert auf Seite 24.)
- [48] WONG, G. K. L. ; SHEN, Y. R.: Study of pretransitional behavior of laser-field-induced molecular alignment in isotropic nematic substances. In: *Physical Review A* 10 (1974), Nr. 4, 1277-1284. – DOI [10.1103/PhysRevA.10.1277](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.10.1277) (Zitiert auf Seite 24.)
- [49] HANSON, E. G. ; SHEN, Y. R. ; WONG, G. K. L.: Optical-field-induced refractive indices and orientational relaxation times in a homologous series of isotropic nematic substances. In: *Physical Review A* 14 (1976), Nr. 3, 1281-1289. – DOI [10.1103/PhysRevA.14.1281](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.14.1281) (Zitiert auf Seite 24.)
- [50] GENNES, P. G. de: Phenomenology of short-range-order effects in the isotropic phase of nematic materials. In: *Physics Letters A* 30 (1969), Nr. 8, 454-455. – DOI [10.1016/0375-9601\(69\)90240-0](https://doi.org/10.1016/0375-9601(69)90240-0) (Zitiert auf Seite 24.)
- [51] FILIPPINI, J. C. ; POGGI, Y.: Temperature dependence of the Kerr effect response time of nematogenic liquids. In: *Physics Letters A* 65 (1978), Nr. 1, 30-32. – DOI [10.1016/0375-9601\(78\)90123-8](https://doi.org/10.1016/0375-9601(78)90123-8) (Zitiert auf Seite 25.)
- [52] STANKUS, J. J. ; TORRE, R. ; FAYER, M. D.: Influence of local liquid structure on orientational dynamics: Isotropic phase of liquid crystals. In: *The Journal of Physical Chemistry* 97 (1993), Nr. 37, 9478-9487. – DOI [10.1021/j100139a036](https://doi.org/10.1021/j100139a036) (Zitiert auf Seite 25.)
- [53] TORRE, R. ; RICCI, M. ; SAIELLI, G. ; BARTOLINI, P. ; RIGHINI, R.: Orientational dynamics in the isotropic phase of a nematic mixture: Subpicosecond time resolved optical Kerr effect experiments on ZLI-1167 liquid crystal. In: *Molecular Crystals and Liquid Crystals* 262 (1995), Nr. 1, 391-402. – DOI [10.1080/10587259508033542](https://doi.org/10.1080/10587259508033542) (Zitiert auf Seite 25.)
- [54] GOTTKE, S. D. ; CANG, H. ; BAGCHI, B. ; FAYER, M. D.: Comparison of the ultrafast to slow time scale dynamics of three liquid crystals in the isotropic phase. In: *The Journal of Chemical Physics* 116 (2002), Nr. 14, 6339-6347. – DOI [10.1063/1.1462039](https://doi.org/10.1063/1.1462039) (Zitiert auf Seite 25.)
- [55] STÖCKER, H.: *Taschenbuch mathematischer Formeln und moderner Verfahren.* 4., korrigierte Auflage, Sonderausgabe. Frankfurt am Main : Deutsch, 2003. – ISBN [9783817117017](https://doi.org/10.1007/9783817117017) (Zitiert auf Seiten 26, 59, 60 und 62.)
- [56] OSTAPENKO, T. ; WIANT, D. B. ; SPRUNT, S. N. ; JÁKLI, A. ; GLEESON, J. T.: Magnetic-field induced isotropic to nematic liquid crystal phase transition. In: *Physical Review Letters* 101 (2008), Nr. 24, 247801-1-247801-4. – DOI [10.1103/PhysRevLett.101.247801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.247801) (Zitiert auf Seite 28.)

- [57] TAMIR, T. ; ALFERNESS, R. C.: *Guided-Wave Optoelectronics*. 2. Auflage. Berlin ; New York : Springer, 1990. – ISBN [9783540527800](#) (Zitiert auf Seiten [29](#), [31](#) und [103](#).)
- [58] KARTHE, W. ; MÜLLER, R.: *Integrierte Optik*. Leipzig : Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig, 1991. – ISBN [9783321000805](#) (Zitiert auf Seiten [29](#), [30](#), [31](#), [32](#), [33](#), [34](#), [35](#), [37](#), [39](#), [89](#), [103](#), [106](#) und [110](#).)
- [59] BÖRNER, M. ; MÜLLER, R. ; SCHIEK, R. ; TROMMER, G.: *Elemente der integrierten Optik*. Stuttgart : Teubner, 1990. – ISBN [9783519061304](#) (Zitiert auf Seiten [30](#) und [31](#).)
- [60] OKAMOTO, K.: *Fundamentals of Optical Waveguides*. 2. Auflage. Amsterdam ; Boston : Academic Press, 2006. – ISBN [9780125250962](#) (Zitiert auf Seiten [32](#), [33](#), [34](#) und [87](#).)
- [61] SALEH, B. E. A. ; TEICH, M. C.: *Fundamentals of Photonics*. New York : John Wiley & Sons, 1991. – ISBN [9780471839651](#) (Zitiert auf Seiten [34](#) und [82](#).)
- [62] PEDROTTI, F. ; PEDROTTI, L. ; BAUSCH, W. ; SCHMIDT, H.: *Optik für Ingenieure: Grundlagen*. 4., bearb. Auflage. Berlin ; New York : Springer, 2008. – ISBN [9783540734710](#) (Zitiert auf Seite [38](#).)
- [63] YAMAMOTO, R. ; ISHIHARA, S. ; HAYAKAWA, S. ; MORIMOTO, K.: The even-odd effect in the Kerr effect for nematic homologous series. In: *Physics Letters A* 60 (1977), Nr. 5, 414-416. – DOI [10.1016/0375-9601\(77\)90037-8](#) (Zitiert auf Seite [42](#).)
- [64] O'KONSKI, C. T. ; HALTNER, A. J.: Characterization of the monomer and dimer of tobacco mosaic virus by transient electric birefringence. In: *Journal of the American Chemical Society* 78 (1956), Nr. 15, 3604-3610. – DOI [10.1021/ja01596a013](#) (Zitiert auf Seite [42](#).)
- [65] KHOSHIMA, H. ; TAJALLI, H. ; GILANI, A. G. ; DABROWSKI, R.: Electro-optical Kerr effect of two high birefringence nematic liquid crystals. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 39 (2006), Nr. 8, 1495-1499. – DOI [10.1088/0022-3727/39/8/007](#) (Zitiert auf Seite [42](#).)
- [66] LELIDIS, I. ; NOBILI, M. ; DURAND, G.: Electric-field-induced change of the order parameter in a nematic liquid crystal. In: *Physical Review E* 48 (1993), Nr. 5, 3818-3821. – DOI [10.1103/PhysRevE.48.3818](#) (Zitiert auf Seite [42](#).)
- [67] SARDESAI, H. P. ; NUNNALLY, W. C. ; WILLIAMS, P. F.: Interferometric determination of the quadratic electro-optic coefficient of nitrobenzene. In: *Applied Optics* 33 (1994), Nr. 10, 1791-1794. – DOI [10.1364/AO.33.001791](#) (Zitiert auf Seite [43](#).)
- [68] YAN, J. ; CHENG, H.-C. ; GAUZA, S. ; LI, Y. ; JIAO, M. ; RAO, L. ; WU, S.-T.: Extended Kerr effect of polymer-stabilized blue-phase liquid crystals. In: *Applied Physics Letters* 96 (2010), Nr. 7, 071105-1-071105-3. – DOI [10.1063/1.3318288](#) (Zitiert auf Seite [43](#).)

- [69] INBAR, E. ; ARIE, A.: High-sensitivity measurements of the Kerr constant in gases using a Fabry-Pérot-based ellipsometer. In: *Applied Physics B* 70 (2000), Nr. 6, 849-852. – DOI [10.1007/PL00021144](https://doi.org/10.1007/PL00021144) (Zitiert auf Seite 43.)
- [70] TENG, C. C. ; MAN, H. T.: Simple reflection technique for measuring the electro-optic coefficient of poled polymers. In: *Applied Physics Letters* 56 (1990), Nr. 18, 1734-1736. – DOI [10.1063/1.103107](https://doi.org/10.1063/1.103107) (Zitiert auf Seite 43.)
- [71] LEVY, Y. ; CHOLLET, P.-A. ; GADRET, G. ; KAJZAR, F.: Ellipsometry techniques in thin-film electro-optic coefficients measurements. In: *Proc. SPIE 1775, Nonlinear Optical Properties of Organic Materials V* Bd. 1775, 1993, 299-310. – DOI [10.1117/12.139206](https://doi.org/10.1117/12.139206) (Zitiert auf Seite 43.)
- [72] WEDEKIND, F. ; SIEGEL, J. ; GUJBER, J. ; HUMMEL, M.: The pockels coefficient of new polymers for nonlinear optics and its time dependence after poling, compared with dielectric measurements. In: *Polymers for Advanced Technologies* 6 (1995), Nr. 8, 579-585. – DOI [10.1002/pat.1995.220060805](https://doi.org/10.1002/pat.1995.220060805) (Zitiert auf Seite 43.)
- [73] CHU, K. C. ; CHEN, C. K. ; R., Shen Y.: Measurement of refractive indices and study of isotropic-nematic phase transition by the surface plasmon technique. In: *Molecular Crystals and Liquid Crystals* 59 (1980), Nr. 1-2, 97-108. – DOI [10.1080/00268948008073501](https://doi.org/10.1080/00268948008073501) (Zitiert auf Seite 43.)
- [74] WOOD, E. L. ; SAMBLES, J. R. ; CANN, P. S.: Pretransitional electro-optic response of 6CB liquid crystal in the isotropic phase. In: *Liquid Crystals* 16 (1994), Nr. 8, 983-991. – DOI [10.1080/02678299408027868](https://doi.org/10.1080/02678299408027868) (Zitiert auf Seite 43.)
- [75] RIVIERE, D. ; LEVY, Y. ; IMBERT, C.: Determination of liquid crystal refractive indices from critical angle measurements. In: *Optics Communications* 25 (1978), Nr. 2, 206-210. – DOI [10.1016/0030-4018\(78\)90308-5](https://doi.org/10.1016/0030-4018(78)90308-5) (Zitiert auf Seite 43.)
- [76] BIRCH, K. P. ; DOWNS, M. J.: An updated Edlén equation for the refractive index of air. In: *Metrologia* 30 (1993), Nr. 3, 155-162. – DOI [10.1088/0026-1394/30/3/004](https://doi.org/10.1088/0026-1394/30/3/004) (Zitiert auf Seite 44.)
- [77] DOBROWOLSKI, J. A. ; LI, L. ; HILFIKER, J. N.: Long-wavelength cutoff filters of a new type. In: *Applied Optics* 38 (1999), Nr. 22, 4891-4903. – DOI [10.1364/AO.38.004891](https://doi.org/10.1364/AO.38.004891) (Zitiert auf Seite 44.)
- [78] RATNA, B. R. ; SHASHIDHAR, R.: Dielectric properties of 4'-n-alkyl-4-cyanobiphenyls in their nematic phases. In: *Pramana* 6 (1976), Nr. 5, 278-283. – DOI [10.1007/BF02872205](https://doi.org/10.1007/BF02872205) (Zitiert auf Seite 44.)
- [79] URBAN, S. ; GESTBLOM, B. ; DABROWSKI, R.: Comparison of the dielectric properties of 4-(2-methylbutyl)-4'-cyanobiphenyl (5*CB) and 4-pentyl-4'-cyanobiphenyl (5CB) in the liquid state. In: *Physical Chemistry Chemical Physics* 1 (1999), Nr. 20, 4843-4846. – DOI [10.1039/A904647J](https://doi.org/10.1039/A904647J) (Zitiert auf Seite 44.)

- [80] CZECHOWSKI, G. ; JADŹYN, J. ; ZIOŁO, J. ; RZOSKA, S. J. ; PALUCH, M.: Linear and non-linear dielectric pretransitional behavior near the Isotropic-nematic phase transition for 4-cyano-4-n-pentylbiphenyl (5CB). In: *Zeitschrift für Naturforschung A* 57 (2002), Nr. 5, 244 - 246. – DOI [10.1515/zna-2002-0507](https://doi.org/10.1515/zna-2002-0507) (Zitiert auf Seite 44.)
- [81] ABE, K. ; USAMI, A. ; ISHIDA, K. ; FUKUSHIMA, Y. ; SHIGENARI, T.: Dielectric and fluorescence study on phase transitions in liquid crystal 5CB and 8CB. In: *Journal of Korean Physical Society* 46 (2005), Nr. 1, 220 - 223. – DOI [10.3938/jkps.46.217](https://doi.org/10.3938/jkps.46.217) (Zitiert auf Seite 44.)
- [82] FILIPPINI, J. C.: Recent progress in Kerr cell technology: Physical considerations. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 8 (1975), Nr. 3, 201 - 213. – DOI [10.1088/0022-3727/8/3/003](https://doi.org/10.1088/0022-3727/8/3/003) (Zitiert auf Seite 46.)
- [83] STEPHEN, M. J. ; STRALEY, J. P.: Physics of liquid crystals. In: *Reviews of Modern Physics* 46 (1974), Nr. 4, 617 - 704. – DOI [10.1103/RevModPhys.46.617](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.46.617) (Zitiert auf Seite 47.)
- [84] PALIK, E.D.: *Handbook of Optical Constants of Solids*. Orlando : Academic Press, 1998. – ISBN [9780125444200](https://www.isbn-international.org/product/9780125444200) (Zitiert auf Seite 77.)
- [85] RISTIĆ, S. ; PRIJIĆ, A. ; PRIJIĆ, Z.: Dependence of static dielectric constant of silicon on resistivity at room temperature. In: *Serbian Journal of Electrical Engineering* 1 (2004), Nr. 2, 237 - 247. – DOI [10.2298/SJEE0402237R](https://doi.org/10.2298/SJEE0402237R) (Zitiert auf Seite 77.)
- [86] PATRICK, W. J. ; SCHWARTZ, G. C. ; CHAPPLE-SOKOL, J. D. ; CARRUTHERS, R. ; OLSEN, K.: Plasma-enhanced chemical vapor deposition of silicon dioxide films using tetraethoxysilane and oxygen: Characterization and properties of films. In: *Journal of The Electrochemical Society* 139 (1992), Nr. 9, 2604 - 2613. – DOI [10.1149/1.2221272](https://doi.org/10.1149/1.2221272) (Zitiert auf Seite 77.)
- [87] MURASE, K.: Dielectric constant of silicon dioxide deposited by atmospheric-pressure chemical vapor deposition using tetraethylorthosilicate and ozone. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 33 (1994), Nr. 3A, 1385 - 1389. – DOI [10.1143/JJAP.33.1385](https://doi.org/10.1143/JJAP.33.1385) (Zitiert auf Seite 77.)
- [88] CHIANG, K. S.: Review of numerical and approximate methods for the modal analysis of general optical dielectric waveguides. In: *Optical and Quantum Electronics* 26 (1994), Nr. 3, S113 - S134. – DOI [10.1007/BF00384667](https://doi.org/10.1007/BF00384667) (Zitiert auf Seite 87.)
- [89] COMSOL: *Multiphysics Reference Manual*. Version 4.4, November 2013 (Zitiert auf Seite 89.)
- [90] COMSOL: *Wave Optics Module User's Guide*. Version 4.4, November 2013 (Zitiert auf Seiten 90 und 101.)
- [91] HERLITSCHKE, M. ; BLASL, M. ; COSTACHE, F.: Efficient simulation of 3D electro-optical waveguides using the effective refractive index method. In: *Proceeding of the 2011 COMSOL Conference in Stuttgart, 2011* (Zitiert auf Seite 103.)

- [92] INGRAM, P. ; JERRARD, H. G.: Measurement of relaxation times of macromolecules by the Kerr effect. In: *Nature* 196 (1962), Nr. 4849, 57-58. – DOI [10.1038/196057a0](https://doi.org/10.1038/196057a0) (Zitiert auf Seite [138](#).)
- [93] CHANNIN, D. J.: Optical waveguide modulation using nematic liquid crystal. In: *Applied Physics Letters* 22 (1973), Nr. 8, 365-366. – DOI [10.1063/1.1654675](https://doi.org/10.1063/1.1654675) (Zitiert auf Seite [138](#).)
- [94] BLASL, M. ; COSTACHE, F.: Elektrooptische Wellenleiter basierend auf Flüssigkristallen für integrierte optische Schaltungen (EOF-IOS) / Fraunhofer-Institut für Photonische Mikrosysteme. 2015. – Schlussbericht zum BMBF-Forschungsvorhaben mit dem Förderkennzeichen 13N12442. – DOI [10.2314/GBV:847230694](https://doi.org/10.2314/GBV:847230694) (Zitiert auf Seiten [145](#) und [146](#).)
- [95] BLASL, Martin ; BORNHORST, Kirstin ; COSTACHE, Florenta: Polarization insensitive variable optical attenuator based on field induced waveguides with a liquid crystal core. In: *Optical Fiber Communication Conference, 2015, W4A.2*. – DOI [10.1364/OFC.2015.W4A.2](https://doi.org/10.1364/OFC.2015.W4A.2) (Zitiert auf Seite [145](#).)
- [96] BLASL, M. ; HARTWIG, H. ; BORNHORST, K. ; COSTACHE, F.: Optical guiding and loss mechanisms in electro-optically induced waveguides based on isotropic phase liquid crystals. In: *Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO EUROPE/IQEC), 2013, 1-1*. – DOI [10.1109/CLEOE-IQEC.2013.6801266](https://doi.org/10.1109/CLEOE-IQEC.2013.6801266) (Zitiert auf Seite [146](#).)

SACHVERZEICHNIS

- Absorption, 14
- Anstiegszeit, 25
- Ausbreitungskonstante, 30, 39
- Binodale, 26
- biquadratischer Koeffizient, 71
- Brechzahl
 - außerordentliche, 11, 16, 54
 - dispersion, 14
 - Haupt-, 16
 - mittlere, 16
 - ordentliche, 11, 16, 54
 - Temperaturabh., 18
 - tensor, 8, 29, 92
- C-Band, 14
- CAUCHY-Dispersionsfunktion, 14
- CLAUSIUS-MOSOTTI-Gleichung
 - für anisotrope Phasen, 16
 - für isotrope Phasen, 18
- Dünnschichtrefraktometer, 55
 - Ansteuerung, 56
 - Aufzeichnung, 57
 - Doppelprisma, 43
 - Komponenten, 55
 - Messvorschrift, 57
 - Prismawinkel, 57
 - Spannungsquelle, 57
 - Spannungssignal, 60
 - Temperierung, 56
- Direktor, 12
- Divergenztemperatur, 19, 20
- Doppelbrechung, 11, 16, 22, 70
 - Dispersion, 68
 - mittlere, 47
 - Temperaturabh., 16
- Doppelprisma, 43
 - Grenzwinkel
 - anisotrop, 49
 - isotrop, 45
 - Prismawinkel, 45, 57
 - Reflexionsgrad, 49, 51
 - Schichtbrechzahl
 - außerordentliche, 54
 - ordentliche, 54
- Schichtdicke, 52
- Schichtwinkel, 45
- Transfermatrix, 48, 51
- elektroopt. induzierter Wellenleiter
 - Brechzahltensor, 92
 - homogener, 88
 - inhomogener, 89
 - Kernschichtdicke, 85
 - Koppelgrad, 80
 - Koppelkoeffizient, 96
 - Manteldicke, 78
 - Modenentwicklung, 88
 - Querschnitt
 - nach *Baken*, 4
 - nach *Blasl*, 76
 - nach *Channin*, 2
 - rekonfigurierbar, 4
 - Schichtsystem, 76
 - Transmissionsgrad
 - Gesamt-, 87, 100, 117
 - Wellenleiter-, 97, 116
 - Weiche, 4, 110
- EULER-Winkel, 9
- Feldenergiedichte, 19
- Finite Elemente
 - Größe, 90
 - Ordnung, 90
 - Typ, 103
- freie Energie, 19
- GAUSSSCHER Strahl, 34
 - GUOY-Phase, 34
 - normierter, 81
 - RAYLEIGH-Länge, 34
- Grenzwinkel
 - anisotroper Substanzen, 49
 - isotroper Substanzen, 45
- GUOY-Phase, 34
- Impermeabilitätstensor, 8

- KERR
 -Effekt, 8, 22
 -Koeffizient, 11, 22, 66, 70
 -Konstante, 11
- Koppel
 -effizienz, 31
 -grad, 80
 -koeffizient, 31, 83, 96
- Koppelmessplatz, 126
 Ansteuerung, 127
 Aufzeichnung, 128
 Normierung, 128
 Temperierung, 129
- Kreiswellenzahl, 30
 kritischer Exponent, 19
- LANDAU-DE-GENNES-Theorie, 19
 Divergenztemperatur, 19, 20
 Feldenergiedichte, 19
 freie Energie, 19
 kritischer Exponent, 19
 Ordnungsgrad, 19, 22
- MAXWELL-Gleichung, 29
- Mesogen, 11
- Methode d. eff. Brechzahl, 89, 103
 Auskoppelung, 107
 Einkoppelung, 107
 Propagation, 107
- Mode, 29
 Anregung, 31
 Ausbreitungskonstante, 30, 39
 Koppelleffizienz, 31
 Koppelkoeffizient, 31
 Orthonormalität, 30
 Schichtwellenleiter-, 32
 TE-, 33
 TM-, 34
 Verlustkoeffizient, 32
- Modenentwicklung, 88
 Auskoppelung, 97
 Einkoppelung, 96
 geführter Moden, 94
 Propagation, 97
 Strahlungsmoden, 99
 Transmissionsgrad
 Gesamt-, 100
 Wellenleiter-, 97
- Nematogen, 11
- O-Band, 14
- Ordnungsgrad, 12, 16, 19, 22
- Orthonormalität, 30
- paranematische Phase, 19
 Anstiegszeit, 25
 Binodale, 26
 Doppelbrechung, 22
 freie Energie, 19
 KERR-Effekt, 22
 KERR-Koeffizient, 22
 LANDAU-DE-GENNES, 19
 Phasenübergang, 25
 Relaxation, 24
 Spinodale, 26
- Phase
 isotrope, 13
 nematische, 11
 paranematische, 13, 19
- POCKELS-Effekt, 8
- Prismawinkel, 45, 57
- RAYLEIGH-Länge, 34
- Reflexions
 -grad, 38, 49, 51
 -koeffizient, 37
- Relaxation, 24
- Rotationsmatrix, 9
- S-Krümmen, 110
- Schichtwinkel, 45
- Spinodale, 26
- Strahlhüllende, 101
- Streuung, 13
- Transfermatrix, 35
 Ausbreitungskonstante, 39
 Doppelprisma, 48, 51
 Reflexionsgrad, 38
 Reflexionskoeffizient, 37
 TE-, 35
 TM-, 36
 Transmissionsgrad, 38
 Transmissionskoeffizient, 37
- Transmissionsgrad, 38, 81
 Gesamt-, 87, 100, 117
 Wellenleiter-, 97, 116

Transmissionskoeffizient, 37, 81

Verlustkoeffizient, 32

Wellenleiter, 28

elektroopt. induzierter

nach *Baken*, 4

nach *Blasl*, 76

nach *Channin*, 2

homogener, 88

inhomogener, 89

-mode, 29

Modenentwicklung, 88

rekonfigurierbarer, 4

Schicht-, 32

-verlust, 32

-weiche, 4, 110

Wellenleiterweiche, 4, 110

Bauelementkonzept, 5

eff. Brechzahl, 112

Elektrodenpfad, 111

S-Krümmen, 110

Transmissionsgrad

Gesamt-, 117

Wellenleiter-, 116

KOLOPHON

Der Satz dieser Arbeit basiert auf der von André Miede entwickelten Vorlage `classicthesis`. Diese Vorlage ist inspiriert von Robert Bringhursts Buch *“The Elements of Typographic Style”* und ist sowohl für \LaTeX als auch für \LyX verfügbar unter

<https://www.ctan.org/pkg/classicthesis>

ENDE