



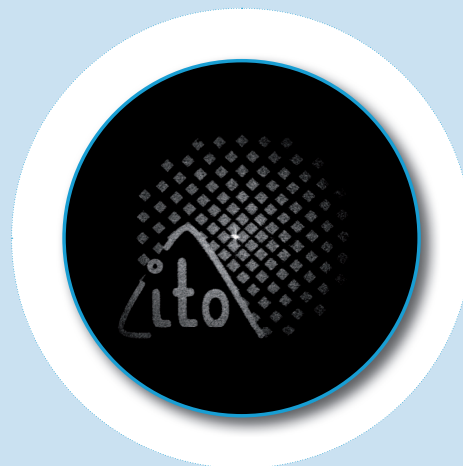
Berichte aus dem  
Institut für Technische Optik

Nr. 62

INSTITUT FÜR  
TECHNISCHE OPTIK  
UNIVERSITÄT STUTTGART

Christian Kohler

Optimierung von  
Flüssigkristall-Lichtmodulatoren  
in aktiven optischen Systemen



Juli 2009



Universität Stuttgart



# Optimierung von Flüssigkristall-Lichtmodulatoren in aktiven optischen Systemen

Von der Fakultät für Konstruktions-, Produktions- und Fahrzeugtechnik  
der Universität Stuttgart zur Erlangung der Würde eines  
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.) genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von

**Dipl.-Ing. Christian Kohler**

geboren in Heilbronn-Neckargartach

Hauptberichter:	Prof. Dr. W. Osten
Mitberichter:	Prof. Dr.-Ing. N. Frühauf
Tag der Einreichung:	15.10.2008
Tag der mündlichen Prüfung:	31.03.2009

Institut für Technische Optik der Universität Stuttgart

2009

ISBN 978-3-923560-61-5

D93      Stuttgart



# Vorwort des Herausgebers

Zahlreiche optische Messtechniken basieren auf der gezielten Formung und Rekonstruktion von Wellenfronten. Der grundlegende physikalische Effekt, der hier zum Einsatz kommt, beruht auf der Beugung des Lichts an diffraktiven Strukturen. Derartige Strukturen lassen sich heute elegant sowohl statisch als auch dynamisch mittels leistungsfähiger räumlicher Lichtmodulatoren (SLM) auf LCD-Basis (LCD - Liquid Crystal Display) erzeugen. Die Effizienz, mit der die Wellenfrontformung bzw. -rekonstruktion gelingt, beschreibt der Beugungswirkungsgrad. Dieser gibt an, wie viel Intensität des einfallenden Lichts durch die diffraktive Struktur in die gewünschte Beugungsordnung übertragen wird. Im Unterschied zu Modulatoren, die lediglich die Amplitude modulieren, lassen sich mit Phasenmodulatoren bedeutend höhere Beugungswirkungsgrade erzielen. Daher richten sich gegenwärtig verstärkte Aktivitäten auf die systematische Untersuchung und Modifikation kommerziell verfügbarer Lichtmodulatoren im Hinblick auf deren Einsatz als Phasenmodulatoren.

Die zielgerichtete Ansteuerung des Modulators setzt jedoch konkrete Kenntnisse über dessen Übertragungs- und Polarisationsverhalten voraus. Entsprechende Methoden zur Charakterisierung des LCD's lassen sich prinzipiell in zwei Klassen unterteilen: Ableitung der Parameter aus einem physikalischen Modell des Modulators (modellgestützt) oder Gewinnung der Parameter durch Vermessung des Übertragungsverhaltens des Modulators infolge systematischer Variation der Ansteuerung (Pixelspannung, Wellenlänge, Eingangspolarisation, ...). Da die modellgestützte Charakterisierung präzise Angaben des Herstellers voraussetzt, die in der Regel nicht oder zumindest nur begrenzt verfügbar sind, wird in der Praxis i.allg. der messtechnische Weg beschritten. So auch in der vorliegenden Arbeit, in der Herr Kohler neue Wege zur vollständigen Charakterisierung von LCD-Modulatoren aufzeigt und die gewonnenen Ergebnisse sowohl zur optimalen Rekonstruktion von digitalen Hologrammen als auch zur Optimierung von Hologrammberechnungsverfahren unter Berücksichtigung der Polarisation einsetzt. Ausgehend von den grundlegenden Prinzipien der dynamischen Wellenfrontformung diskutiert und implementiert Herr Kohler leistungsfähige Methoden zur vollständigen Charakterisierung der Displays und verifiziert diese anhand von praktischen Beispielen. Damit schafft Herr Kohler wichtige Voraussetzungen für den effektiven Einsatz von gängigen Modulatoren für moderne Anwendungen wie die Vergleichende Digitale Holografie und die flexible optische Teilchenmanipulation mittels holografischer Pinzetten. Bei beiden Verfahren spielt der erzielte Beugungs-

---

wirkungsgrad des Displays eine herausragenden Rolle. Dieser kann jedoch nur dann maximiert werden, wenn das Übertragungsverhalten des Elements bekannt ist und gezielt durch den Einsatz weiterer polarisations-optischer Elemente modifiziert wird. Der Nachweis, dass eine systematische Vermessung des Displays den Weg für eine optimale Ansteuerung bereitet, gelingt Herrn Kohler sowohl konzeptionell als auch experimentell überzeugend.

Stuttgart, im Juli 2009

Prof. Dr. W. Osten  
Institut für Technische Optik  
Universität Stuttgart

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Abstract</b>	<b>11</b>
<b>2. Einleitung</b>	<b>22</b>
<b>3. Prinzipien und Elemente zur aktiven räumlichen Lichtmodulation</b>	<b>24</b>
3.1. Wellenoptik . . . . .	24
3.1.1. Darstellung der Polarisierung durch die Schwingungsellipse . . . . .	26
3.1.2. Darstellung des Polarisationszustandes auf der Poincaré-Kugel . . . . .	27
3.1.3. Jones-Formalismus . . . . .	28
3.1.4. Jones-Pupillen . . . . .	31
3.1.5. Interferenzkontrast, geometrische und dynamische Phase . . . . .	31
3.2. Elemente zur aktiven räumlichen Lichtmodulation . . . . .	36
3.2.1. Komplexe Transmission . . . . .	36
3.2.2. Geometrische Weglängenänderung . . . . .	37
3.2.3. Brechungsindexänderungen . . . . .	39
3.2.4. Flüssigkristall Modulatoren . . . . .	40
3.3. Beurteilung der Rekonstruktionen . . . . .	44
3.3.1. Beugungswirkungsgrad . . . . .	44
3.3.2. Rekonstruktionsqualität . . . . .	46
<b>4. Messverfahren</b>	<b>47</b>
4.1. Messung der grauwertabhängigen Transmission . . . . .	47
4.2. Bestimmung der Jones-Matrix . . . . .	47
4.2.1. Messung der phasenreduzierten Jones-Matrix . . . . .	48
4.2.1.1. Bestimmung eines Jones-Vektors mit minimaler Anzahl an Messwerten . . . . .	49
4.2.1.2. Berechnung eines Jones-Vektors mit einem überbestimmten System an Messwerten . . . . .	51
4.2.2. Berechnung der Jones-Matrix . . . . .	53
4.2.3. Optimierung der Jones-Matrix Parameter . . . . .	55

4.2.4.	Bestimmung der Jones-Matrix mit zusätzlichen Elementen im Strahlengang . . . . .	56
4.2.5.	Bestimmung der dynamischen Phase . . . . .	57
4.2.5.1.	Messung der dynamischen Phase ohne geometrischen Anteil . . . . .	58
4.2.5.2.	Messverfahren zur Messung der dynamischen Phase . . . . .	58
4.3.	Übersprechen zwischen LCD-Pixeln . . . . .	64
<b>5.</b>	<b>Verwendete Messaufbauten</b>	<b>65</b>
5.1.	LCD-Prüfstand . . . . .	65
5.2.	Twyman-Green-Interferometer zur Messung der Wellenfrontaberrationen des Modulators . . . . .	67
5.3.	Mach-Zehnder-Interferometer zur Bestimmung des Pixelübersprechens . . . . .	68
5.4.	Messaufbauten für die digitale Holografie . . . . .	69
5.4.1.	Aufbau für die Aufnahme von Hologrammen . . . . .	72
5.4.2.	Aufbau für die Rekonstruktion von Hologrammen . . . . .	72
<b>6.</b>	<b>Messungen und Simulationen</b>	<b>75</b>
6.1.	Linearisierung der Display-Kennlinie . . . . .	75
6.2.	Berechnung spezieller Display-Kennlinien . . . . .	76
6.3.	Evaluierung der Verfahren zur Messung der Phasenschiebung . . . . .	77
6.4.	Messungen mit dem LCR-3000 Display . . . . .	79
6.4.1.	Bestimmung der Jones-Matrix . . . . .	79
6.4.2.	Optimierung der berechneten Jones-Matrix . . . . .	81
6.4.3.	Messung der Phasenschiebung . . . . .	83
6.4.4.	Vergleich der Phasenschiebung zweier LCR-3000 Displays . . . . .	89
6.4.5.	Vergleich der Phasenschiebung von LCR-3000 Displays für verschiedene Farbkanäle . . . . .	90
6.4.6.	Vergleich der Phasenschiebung für mehrere Wellenlängen . . . . .	92
6.4.7.	Abhängigkeit der Phasenschiebung vom Beleuchtungswinkel . . . . .	92
6.4.8.	Messung der Modulator-Aberrationen . . . . .	93
6.4.9.	Messung des Pixelübersprechens . . . . .	94
6.4.10.	Berechnung einer linearen $2\pi$ Phase-Mostly-Kennlinie . . . . .	97
6.4.11.	Berechnung einer Phase-Only-Kennlinie . . . . .	101
6.4.12.	Berechnung einer Amplitude-Only-Kennlinie . . . . .	103
6.4.13.	Rekonstruktion von Hologrammen bei verschiedenen Display-Modi . . . . .	103
6.5.	Messungen mit dem LCR-2500 Display . . . . .	106
6.5.1.	Messung der Phasenschiebung . . . . .	108
6.5.2.	Messung des Beugungswirkungsgrads eines Ronchi-Gitters . . . . .	108

6.6. Messungen mit dem HEO 1080p Display . . . . .	111
6.7. Vergleich des vorgestellten Verfahrens mit einem modellbasierten Verfahren zur Jones-Matrix-Messung . . . . .	113
6.8. Hologrammoptimierung unter Berücksichtigung der Jones-Matrix . . . . .	113
6.8.1. Direct-Binary-Search . . . . .	115
6.8.2. Iterative Fourier Transform Algorithm . . . . .	118
6.8.3. Hologramm-Optimierung unter Berücksichtigung der Modulator-Aber- rationen . . . . .	119
6.8.4. Messung der Beugungseffizienz mit optimierten Hologrammen . . . . .	120
<b>7. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>127</b>
<b>Anhang</b>	<b>129</b>
<b>A. Berechnung der Jones-Matrix-Parameter bei Verwendung eines Strahlteilers</b>	<b>129</b>
<b>B. Daten und Beschreibung der eingesetzten Modulatoren</b>	<b>131</b>
B.1. Holoeye LCR-3000 . . . . .	131
B.2. Holoeye LCR-2500 . . . . .	131
B.3. Holoeye HEO 1080P . . . . .	132
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>133</b>

# Liste der Abkürzungen und Formelzeichen

A	Amplitude
a	Halbe Länge der langen Hauptachse der Schwingungsellipse
$\alpha_{KD}, \beta_{KD}, \gamma_{KD}$	Winkel eines Kugeldreiecks
AM	Amplitude Mostly
Ana	Analysator
AO	Amplitude Only
AOM	Akusto-Optischer Modulator
$A_x, A_y$	Amplitude der x-, bzw. y-Komponente eines Jones-Vektors
b	Halbe Länge der kurzen Hauptachse der Schwingungsellipse
$\beta$	Hauptachsenwinkel der Schwingungsamplitude
BIAS	Bremer Institut für angewandte Strahltechnik
BMBF	Bundesministerium für Bildung und Forschung
BWG	Beugungswirkungsgrad
C	Kontrast
$c_1, c_2, c_2$	Seitenlängen eines Kugeldreiecks
$\delta$	Dirac'sche Deltafunktion
D	Drehmatrix
$\Delta\varphi$	Phasendifferenz der x- und y-Komponente eines Jones-Vektors
DBS	Direct Binary Search
DFG	Deutsche Forschungsgemeinschaft
DISCO	Distant Shape Control (BMBF Projekt)
DMD	Digital Micromirror Device
DPSS	Diode Pumped Solid State
e	Eulersche Zahl
EOM	Elektro-Optischer Modulator
$\varphi$	Phase
$\varphi_0$	Anfangsphase einer Sinusschwingung
$\Gamma_{Rek}$	Rekonstruktionsfehler

---

GW	Grauwert
i	imaginäre Einheit
I	Intensität
IFTA	Iterative Fourier Transform Algorithm
ITO	Institut für Technische Optik
$\bar{J}$	Jones-Vektor
$\overline{\overline{J}}$	Jones-Matrix
JM	Jones-Matrix
$J_x$	komplexe x-Komponente eines Jones-Vektors
$J_y$	komplexe y-Komponente eines Jones-Vektors
$J_{xx}, J_{yx}, J_{xy}, J_{yy}$	komplexe Elemente einer Jones-Matrix
JV	Jones-Vektor
$\lambda$	Wellenlänge
LC	Liquid Crystal
LCD	Liquid Crystal Display
LCOS	Liquid Crystal On Silicon (reflektives LC-Display)
LGS	Lineares Gleichungssystem
$m^*$	konjugiert Komplexes der Zahl m
MZ	Mach-Zehnder
n	Brechungsindex
NA	Numerische Apertur
$N_x, N_y$	Pixelzahl in x- und y-Richtung
O	Offset
$\omega$	Drehwinkel
OASLM	Optically Addressed Spatial Light Modulator
PC	Personal Computer
PK	Poincaré-Kugel
PM	Phase Mostly
PN	Planar-Nematisch
PO	Phase Only
Pol	Polarisator
PZA	Polarisations-Zustands-Analysator
PZG	Polarisations-Zustands-Generator
RAM	Random Access Memory (Computer Arbeitsspeicher)
SLM	Spatial Light Modulator
t	Zeit
$\vartheta$	Elliptizität der Schwingungsellipse

TN	Twisted-Nematisch
TWG	Twyman-Green
VAN	Vertically Aligned Nematic (LCD Typ)
VDH	Vergleichende Digitale Holografie
VGA	Video Graphics Array
WUXGA	Wide Ultra Extended Graphics Array
x, y, z	Raumkoordinate
xi, yi	Pixelkoordinaten
XGA	Extended Graphics Array



# 1. Abstract

In modern optical measurement systems, the active modulation of the illumination, for example using spatial light modulators (SLMs) is of increasing importance. The commonly used modulations are of the amplitude, the phase and the polarization of the light. Liquid Crystal Displays (LCDs) are the most widely used light modulators and they allow the modulation of all these parameters. They are most commonly used as amplitude modulators, however the different types of modulation, i.e. amplitude, phase and polarization, can generally not be separated and the modulator requires a characterization before use.

This work covers the two main aspects which need to be investigated when using LCDs as phase modulators for holography. These are the characterization of the phase and polarization modulation properties and the optimization of the desired amplitude distribution in the reconstructed hologram, whilst considering polarization effects.

All the methods presented were verified with actual modulators and if applicable the results were compared with simulation data.

## Polarization of light and the Jones-Formalism

For the understanding of polarization effects, light is described as an electromagnetic wave which is oscillating in two directions perpendicular to its propagation direction. For unpolarized light, the oscillation is changing very fast with time in contrary to polarized light where the oscillation remains constant in comparison to the oscillation frequency.

For the description of polarized light, different mathematical representations are used:

- Jones-matrices and Jones-vectors,
- coherence-matrices and
- Müller-matrices and Stokes-vectors.

The latter can also be used for the description of partially polarized and unpolarized light. As for LCDs only polarized light is used and especially for the understanding of phase shifting the properties of SLMs are easiest using the electric field vectors. The calculations in this work are carried out using the Jones-Formalism.

Within the Jones-Formalism the light is represented by a complex  $2 \times 1$  vector. The magnitudes of the two elements are the amplitudes of the two perpendicular oscillations and the difference between the arguments is the phase difference of the oscillations. The Jones-Matrices are complex  $2 \times 2$  matrices with overall eight independent elements. It is quite usual to give the Jones-Vectors as well as the Jones-matrices "phase reduced", i.e. for Jones-vectors a common phase factor for both elements is omitted and one of the two elements is purely real in the case of Jones-Matrices. This means only seven of the eight parameters are given and one element may be real. For pure polarization, optical applications this representation is convenient and sufficient. But in applications where the polarization as well as the phase shifting are of interest, it is necessary to use the non phase-reduced versions as the common phase factor is part of the phase difference between two waves.

## Geometric phase and interference contrast

A change in polarization influences the phase difference between two interfering waves and the contrast of the interference pattern. Generally, the phase difference between two waves can be separated into an optical path difference and a difference of polarization of both waves.

The phase change due to the change of polarization is called geometric or Berry phase. The geometric phase difference equals half the spherical excess, i.e. half the surface of the spherical triangle formed by the three states of polarization: the input polarization and the two output polarizations or – in case a joint analyzer is used – by the states of polarization before the joint analyzer and after. The geometric phase difference has to be added to the difference of the optical path of both waves. The sum of both phase differences is then the observable phase difference at the output.

In the case where no joint analyzer is used, the contrast of the interference at the output is not only depending on the relative intensities of both waves but also on their polarization. For perpendicular polarized waves, no interference is observable.

## SLM parameters and types

There is a wide variety of SLMs used in optical systems today, e.g. DMDs (Digital Micromirror Devices), Membrane Mirrors, LCDs. In projection devices, the DMD from Texas Instruments is the most common used SLM. For small displays, e.g. watches and calculators LCDs are preferred. Nevertheless LCDs are also used for projection type devices like projectors. These devices are usually designed for amplitude modulation. Their use as phase modulators requires a special characterization. In general for the use of LCDs in measurement systems there are a number of important parameters that should be measured:

- 
- phase shift,
  - contrast,
  - change of polarization state,
  - modulator surface properties,
  - homogeneity and
  - switching time.

Depending on the type of LCD, it is possible to achieve a phase only modulation, amplitude only modulation or a mixture of both. The common twisted nematic type offers in combination with two polarizers an amplitude mostly modulation. Now, special planar nematic LCDs are available, which allow a phase only modulation.

For some of these parameters, a different measurement procedure and setup is necessary because some of them are closely related. The change of polarization and the contrast can be calculated from the measurement of the modulator's Jones Matrix and the data of the polarizers used. The phase shifting can be calculated with the Jones-Matrix as well, in case all eight parameters were measured. I.e. the Jones-Matrix is not phase reduced. The global phase factor, represented by the eight parameters gives the phase relationship between two gray levels written into the LCD.

## Measurement of the Jones-Matrix

As the measurement of the complete Jones-Matrix is the key for optimizing the modulator's properties, it is an important task in this work. Previous work relies on a model based approach for measuring the Jones-Matrix. This has the advantage that the measurement procedure is more simple. However a physical model and manufacturer's data are needed. Therefore within this work, a model free approach for measuring the Jones-Matrix was investigated and introduced.

The measurement can be subdivided into three steps:

- measurement of a Jones-Vector,
- calculation of the Jones-Matrix from several Jones-Vectors and
- measurement of the missing phase factor and calculation of the complete Jones-Matrix.

## Measurement of a Jones-Vector

The first step of the Jones-Matrix measurement is the measurement of a phase reduced Jones-Vector. This is accomplished by an ellipsometric measurement with a rotation polarizer. A number of values are recorded for a full rotation of the analyzer. Out of these values, the amplitudes of the two oscillations and the phase difference between them are calculated. To solve the sign ambiguity of the phase difference a second measurement with a known well defined retarder placed before the rotating analyzer is performed. As a retarder a quarter wave plate with its fast axis under a  $45^\circ$  angle relative to the coordinate system is placed in the setup.

## Calculation of the phase reduced Jones-Matrix

For the calculation of the phase reduced Jones-Matrix, at least three Jones-Vectors with different input polarizations have to be measured. The calculation of the Jones-Matrix becomes significantly easier with a clever selection of the input polarizations. In the resulting system of equations the phase relation between the different input polarizations are canceled out, except one which can be regarded as common phase factor, and is set to zero for the calculation of the phase reduced Jones-Matrix.

## Measurement of the global phase factor and calculation of the complete Jones-Matrix

For the calculation of the complete Jones-Matrix with eight parameters, the missing global phase factor has to be determined. As the global phase factor is determined by the change of the optical path length within the modulator caused by the change of refraction index, it should be measured without a geometric phase portion. To accomplish this input and output polarizers, i.e. polarizer and analyzer have to be parallel, as it can be seen by analyzing the polarization properties of the measurement system using the Poincaré sphere. For the calculation of the Jones-Matrix a common global phase factor for one of the input polarization states was chosen to be zero. Consequently this input polarization is chosen of the phase shift measurement. The complete Jones-Matrix is then calculated by multiplying the phase reduced Jones-Matrices with the measured phases.

The measurement of the phase shift is made between two rays which are both reflected on the display but at different places and whose interference is recorded with a camera. This setup has the advantage that the accumulated phase difference on the way to the detector is only caused by the display, as all other elements the rays pass through are the same. One of the two rays serves as reference wave. The gray value of the pixels which are illuminated by the reference ray, stays constant, and the gray values of the pixels illuminated by the modulated ray are

---

varied over the whole gray level range. The recorded phase shifting curve is then the phase difference between the reference gray value and the gray value addressed to the modulated ray. The recorded interference has a cosine intensity profile which is shifted lateral on the camera when a phase change between the two rays occurs. Using the phase of the cosine fringe as phase shift by evaluating the power spectrum makes this approach insensitive to local and global intensity variations.

## LCD test bench

For the systematic characterization of LCDs, a test bench was developed. The test bench is of modular setup. It is possible to measure the different LCD parameters with one setup and only few modifications. It is possible to measure the parameters with the LCD perpendicular illuminated using an additional beam splitter or under an incidence angle between  $15^\circ$  and  $45^\circ$  without a beam splitter. The following parameters can be measured:

- contrast,
- gray level dependent intensity,
- gray level dependent Jones-Matrix,
- gray level dependent phase shift and
- the time resolved switching properties.

As all the measurements, except the measurement of the phase shift depend on the input intensity, it is very important to use a stable laser and to compensate variations of the input intensity. This is done by using two photo diodes for the detection of the intensity. One is used to measure the laser intensity after the first polarizer, the second one detects the intensity at the output. The detection of the input intensity behind the rotating polarizers has another advantage: the input light does not need to be completely circular polarized as intensity changes caused by the polarization when rotating the input polarizer are compensated as well.

With the test bench, automated measurements of the phase shift and the gray level dependent intensity for arbitrary combinations of the linear input and output polarizers can be performed. Additional polarization elements can be used for the measurement, too, but they cannot be rotated automatically.

## Characterization of LCDs

With the setup described in the previous section, a number of LCDs were characterized within this work. As mentioned above, the gray level dependent intensity and the gray level depen-

dent phase shifting measurement can be automated for a number of polarizer combinations. This gives the possibility for measuring the complex transmission of a LCD and then simply searching the measured results for the wanted characteristic properties e.g. a phase only or amplitude only characteristic curve. A polarization optical system with only two linear polarizers and one LCD is likely not to offer the searched properties, especially as phase only characteristic curves with modulators set up for amplitude modulation are usually not found. Another approach is to measure the complete Jones-Matrix of the LCD. Therefore, the phase reduced Jones-Matrix and the missing phase shift are measured separately and the complete Jones-Matrix is calculated, as already reported in detail. With the complete Jones-Matrix, a simulation tool can be used to search for the wanted characteristics. This approach has the advantage that significantly less measurements must be performed and is therefore much faster. Besides additional polarization components can be incorporated in the simulation, e.g. to calculate a phase only or phase mostly characteristic curve for an amplitude modulation LCD, a system with two linear polarizers and two quarter wave plates is used. The first pair of polarizer and quarter wave plate is used to illuminate the LCD with arbitrary elliptic polarized light, the second pair is used behind the display as an elliptic analyzer.

## Calculation of special characteristic curves

For the calculation of special characteristic curves, at least the modulator's complete gray level dependent Jones-Matrix is necessary. The Jones-Matrices of the other elements, e.g. polarizers and quarter wave plates, can be set to the ideal values. The properties of the optical system are modeled by multiplying the elements' corresponding Jones-Matrices in their physical order. Out of the resulting Jones-Vector at the systems output, the gray level dependent intensity and phase shift are calculated. A rotation of an optical element is done by multiplying the element's Jones-Matrix with a standard rotation matrix. Even more complex optical systems including high aperture optics can be modeled by introducing Jones-Pupils. For the optics applied within this work considering low numerical apertures, the use of Jones-Pupils was not necessary.

The resulting mathematical system consists of two complex equations for each gray level. They could be incorporated into a closed system of equations using a polynomial approximation. But the polynomial needed to fit the gray level dependent characteristics for the intensity and the phase shift needs to be of higher order. Therefore, a symbolic solution is not possible. Considering this facts, the calculation of a searched characteristic curve is done by calculating the gray level dependent intensity and phase shift for a large number of different optical systems. For the calculation of phase only and amplitude only characteristics, the optical setup used in the simulation consists of the LCD, two polarizers and two quarter wave plates.

---

In the simulation, all the elements, except the LCD, were rotated in steps of one degree and the system's outputs were calculated for all permutations. The simulation is finished in less than 24 hours on a state of the art computer. This is acceptable as it has to be done only once for a modulator.

With this procedure, phase mostly and amplitude mostly curves for a commercial LCD using a twisted nematic LC layer were calculated. The phase mostly curve yields a phase shift of over  $2\pi$  with a remaining contrast of less than 1:16. To verify the procedure, the intensity modulation and phase shift were measured for these settings and the results match very closely the calculated values. The remaining difference between the simulation and the measurement can result from deviations of the Jones-Matrices from the theoretical values used for the other elements of the setup and from imprecision in setting them to the calculated angles. An amplitude mostly curve with a measured contrast of 30:1 and a phase shift of  $0.6\pi$  has been calculated as well. This result shows the good accordance of the simulation with the real optical system since a pure amplitude only curve is very difficult to find. This is based on the fact that the amplitude modulation of the modulator is done by changing the polarization of the incident light. Therefore, the light passing the modulator experiences different refractive indices for the different gray values, which causes an additional phase difference. To achieve amplitude only characteristic, the phase shift caused by the optical path difference has to be compensated by a geometric phase shift.

## Measurement of the modulator aberrations

In addition to the properties of the modulators' LC layer, its surface introduces a phase modulation of the incident wave front. The surface shape cannot be calculated with the test bench introduced above. It is measured in a suitable interferometric setup. Most analyzed modulators have the shape of an aspheric mirror. This causes two main aberrations: a defocus and astigmatism. The aberrations introduced by the modulator surface can be compensated by the modulator itself in the case the modulators' phase modulation is at least  $2\pi$  or the surface shape is not larger than the phase modulation ability of the LCD. In the same way, aberrations introduced by other components of the optical system, e.g. lenses and beam splitters can be compensated. The problem is the measurement of the aberrations, which is not as simple if the LCD is integrated in a complex optical system. The best way of measuring the aberrations is to observe the output wave front with a wave front sensor and to compare the results with the theoretical wave front. Very often, this is not possible. So a more simple approach is used: the Strehl intensity of a spot is maximized by iterative changing the aberrations written into the LCD. In both cases, the achieved aberration correction can be used to improve the diffraction efficiency of gratings written into the LCD.



## Pixel cross talk

The higher fill factor of reflective LCDs compared to transmissive displays offers a much higher light efficiency and reduces losses caused by diffraction into higher orders. This advantage is achieved by placing the addressing circuits under the pixels. A disadvantage of this layout is the increased cross talk between pixels. The problem is intensified for the latest LCDs with always smaller sized pixel structures. Here the addressing voltage remains constant but the cross talk is increased.

The cross talk cannot be measured in the LCD test bench. It was detected in another setup. A Mach-Zehnder (MZ) type interferometer was set up for the evaluation of the cross talk. It was necessary to use this type of interferometer. In case of a Michelson Interferometer, it is not possible to use a separate polarizer and analyzer as well because the polarization control of the reference wave is not optimal, since the waves pass the beam splitter twice. With the MZ interferometer used, the polarization and the intensity of the reference wave can be adjusted easily and the display is placed between two polarizers as usual in setups. Additionally, the object wave was magnified by an afocal imaging lens. This was needed because the size of the LCD pixels is close to the camera pixels and therefore the phase gradient between two gray values written into the display is not observable without magnification.

For the Holoeye LCR-3000 display, the pixel cross talk was found to be about half a pixel. This does not only influence the diffraction efficiency of gratings written into the display but influences the reconstruction of hologram in general. The influence of the cross talk increases with the voltage difference between two pixels, as a result the reconstruction quality of a hologram decreases with the number of voltage discontinuities. For the case where few pixels – in extreme cases a single pixel – are addressed by a high voltage surrounded by not addressed pixels the addressed phase value is no longer achieved. Consequently for the example of one addressed pixel, the maximum phase shift of  $2\pi$  written into the pixel is reduced significantly. The same effect is observed for dense gratings, e.g. Ronchi-Gratings with a period of two pixels.

## Linearization of phase shift

In general, the measured or calculated phase shifting characteristics of the LCDs are not increasing linearly with the gray value written into the display. The displays used within this work offer the possibility to change the relation between the gray value written into the display and the voltage applied for this value. This is achieved by a lookup table that is stored permanently in the driver electronics. To circumvent the error prone use of a lookup table in the computer software applied to address the display, linearized phase shifting curves were calculated for of the phase shifting curves and the voltage values set in the driver electronics. This simplifies the use of the displays in setups.



---

In the same way, a linearized amplitude modulation can be set up. Of course for display modes where phase shift and amplitude modulation occur only, one can be linearized as they are coupled physically and cannot be controlled separately with only one display.

## Optimization of Holograms

Besides the reconstruction of recorded holograms, wave front forming or aberration correction with computer generated holograms is a common application for LC displays. One technical application is the generation of traps in optical tweezers. So there are different aims for the optimization of holograms:

- create a wanted intensity distribution and
- reconstruct the wave front (phase) of a recorded object as exact as possible.

In addition to this primary target of hologram optimization, there can be a number of boundary conditions which should be fulfilled, e.g. minimizing the number of  $2\pi$  jumps for the final hologram or maximizing the overall light transfer for an optical system. Some of the boundary conditions can be solved as a simple pre- or post processing step of the hologram optimization, others have to be integrated into other steps of the process. One topic that has been investigated more deeply in this work is the optimization of the overall light throughput as it is a very important issue for many systems, especially optical tweezers.

This optimization involves all elements that take part in the reconstruction of the hologram. The first step is of course to minimize losses in the fixed optical components, i.e. reduce reflections by using anti reflection coated parts if possible and to adjust the laser's polarization to the first linear polarizer used, e.g. by adjusting the lasers output window or using a half wave plate.

Another quite simple realizable optimization is to use the LCD as a phase modulator and not as an amplitude modulator because phase holograms have significantly higher diffraction efficiency than amplitude holograms. As described above normally for the reconstruction of holograms, a linear polarizer at the output of the LCD is used to enforce a non geometric phase shift. The polarizer and analyzer angles and if applicable the angles of the quarter wave plates should then be selected to maximize the transmission of the polarization optical system consisting of the LCD and the polarization elements.

So far all known hologram optimization algorithms can be used. To further enhance the light transmission, the linear analyzer behind the LCD can be left out. This is quite a big gain of light as e.g. two polarizers already have only a transmission of about 80%. Therefore avoiding the analyzer the light throughput should increase in minimum by 10%. In practice, the gain is higher as the light hitting the analyzer will not be linear polarized but elliptical. In this case,

the conventional optimization algorithms cannot be used or at least have to be adapted. In this work, the adaption of two widely used hologram optimization algorithms are presented. The first one is the Direct Binary Search algorithm which was chosen because it is a straight forward way of hologram optimization and the adaption is fairly simple. The second one is the Iterative Fourier Transform Algorithm, this one was chosen due to its very fast convergence.

## **Direct-Binary-Search hologram optimization in consideration of Jones-Calculus**

Traditionally, the Direct-Binary-Search (DBS) algorithm was designed for the optimization of binary amplitude holograms but the implementation for gray level phase holograms is just an expansion of the iteration loop. The next step is then to include the Jones-Calculus into the optimization routine. This is done by replacing the complex transmission or phase shifting values of the LCD with the respective Jones-Matrices. The illumination is modeled by a Jones-Vector. Both components of the Jones-Vectors behind the LCD are propagated separately to the image plane where the resulting intensity distribution equals the magnitudes of the Jones-Vectors in this plane. The base algorithm remains untouched: The optimization is performed by trying out different gray values written into the LCD pixels and calculating each time the merit function. In case the result is improved by the change in the hologram, it is kept otherwise it is discarded. The optimization loop is run until a maximum number of iterations or a threshold are reached.

## **Iterative Fourier Transform hologram optimization in consideration of Jones-Calculus**

Unlike the DBS, the IFTA optimization is not so straight forward to implement. As in the case of the DBS optimization, the basic algorithm remains as originally, except for the already before mentioned new calculation of the intensity and the separate propagation of the two polarization components. Here, we present only the optimization of an intensity distribution in the image plane, but also here two main problems have to be solved:

- how to replace the calculated intensity in the image plane with the demanded intensity distribution in that plane and
- how to replace the calculated Jones-Vectors in the LCD plane with gray values, that maybe written into the LCD.

The first issue is solved by scaling the Jones-Vectors' magnitudes in the image plane to the values of the target intensity, which is a plain and reasonable choice. The second problem

---

is much more difficult to solve. In each iteration for each LCD pixel, a new Jones-Vector is calculated. That should be written into the display. But as it is only possible to write gray values into the LCD, an algorithm is needed to calculate the optimum gray value written into the display. We use the gray value whose magnitude of the difference to the calculated Jones-Vector is minimal. This approach delivered good experimental results. Again the optimization is run until a maximum number of iterations has been reached or the difference between the resulting intensity distribution and the searched one is below a selected threshold.

## Summary

The focus of this work is to give a number of general and easy to implement methods for the characterization of LCDs and the following steps of system and hologram optimization. All with the objective to enhance the overall efficiency of an active optical system using a LC SLM. Accordingly, in the first chapters methods and setups were described to measure different modulator properties with special attention put on the measurement of the complete, gray level dependent Jones-Matrix since this is the basis for the further optimization steps. In the second part, methods for calculating distinct characteristic curves, e.g. a phase only and a amplitude mostly curve were presented. Finally, two methods for hologram optimization in consideration of Jones-Calculus were presented, which offer the possibility of increasing the light throughput using a LCD significantly. All theoretical considerations were verified with simulations and measurement data.

## 2. Einleitung

In modernen optischen Systemen werden häufig Elemente zur aktiven Beeinflussung des Lichts, d.h. zur Manipulation seiner Amplitude, der Phase oder Polarisation verwendet. In den meisten Fällen handelt es sich dabei um einfache Anzeigen, häufig Flüssigkristallanzeigen, wie z.B. in Digitaluhren und Handys. Neben dieser Anwendung finden räumliche Lichtmodulatoren (engl. Spatial Light Modulators - SLMs) - also Elemente zur orts- und zeitaufgelösten Lichtmodulation - einen immer breiteren Einsatzbereich, speziell in der optischen Messtechnik. Dies liegt an den immer weiter steigenden Fähigkeiten dieser Elemente und der inzwischen bei den meisten Geräten sehr einfachen Ansteuerung mittels eines Computers (PCs). Da der Bereich der optischen Messtechnik im Verhältnis zum Markt der Konsumgüterindustrie wirtschaftlich relativ klein ist, sind die in der optischen Messtechnik eingesetzten Elemente in der Regel nicht dafür ausgelegt worden. Dies führt dazu, dass ein für einen LCD-Projektor (LCD - Liquid Crystal Display) konstruiertes SLM zuerst charakterisiert werden muss, bevor es z.B. als Phasenmodulator in einem optischen Messsystem eingesetzt werden kann. Die für den Einsatz als Amplitudenmodulator unwichtige Phasenmodulation muss in diesem Fall erst ermittelt werden. Insbesondere bei Flüssigkristall-Displays, die sich prinzipiell gut zur Phasenmodulation eignen, haben die ursprünglich als Amplitudenmodulatoren konzipierten Elemente einige Eigenschaften, die sich bei deren Einsatz als Phasenmodulatoren als ungünstig erweisen. So tritt beim Einsatz der meisten LCDs nicht eine reine Phasenmodulation, sondern im Normalfall eine Kombination aus Phasen-, Polarisations- und Amplitudenmodulation auf.

Mit Hilfe der in dieser Arbeit vorgestellten Verfahren lassen sich die für den Einsatz in optischen Messsystemen wichtigsten Parameter ermitteln. Darüber hinaus wird gezeigt, wie speziell die bei vielen LCDs auftretende Polarisationsänderung genutzt und damit die, beim Einsatz als Phasenmodulator unerwünschte Amplitudenmodulation, reduziert werden kann. Die identifizierten Parameter und Verfahren zur Modulator-Optimierung werden durchgängig hinsichtlich ihrer Relevanz in Messsystemen bewertet. Da das Angebot an Amplitudenmodulatoren vielfältig ist und man von den Herstellern im Normalfall auch deren Amplitudenmodulationscharakteristik erhält, liegt der Schwerpunkt auf der Charakterisierung von Modulatoren für deren Einsatz als Phasenmodulatoren. Als Bewertungskriterium wurde der erzielbare Beugungswirkungsgrad gewählt, eine bei statischen diffraktiv-optischen Elementen (DOEs), die zur Strahlformung eingesetzt werden, gebräuchliche Kenngröße. Indirekt ist ein hoher Beu-

---

gungswirkungsgrad auch ein Indiz für eine genaue Wellenfrontrekonstruktion, welche bei der digitalen Holografie (DH) und der vergleichenden digitalen Holografie (VDH) benötigt wird. Allerdings ist eine exakte Rekonstruktion eines komplexen Wellenfeldes erheblich schwieriger zu messen.

Neben den Verfahren zur Charakterisierung der Modulatoren widmet sich ein zweiter Schwerpunkt dieser Arbeit deren Einsatz zur Rekonstruktion von aufgezeichneten und digital erzeugten Hologrammen, eine in der holografischen Messtechnik und in aktiven optischen Systemen wichtige Anwendung. Dafür wurden bestehende Verfahren zur Hologrammoptimierung an die Parameter der Modulatoren angepasst. Es wird eine Methodik vorgestellt, mit deren Hilfe eine Optimierung von Hologrammen hinsichtlich einer gegebenen Intensitätsverteilung unter Berücksichtigung der Polarisationsänderungen der eingesetzten Modulatoren möglich ist.

Die präsentierten Verfahren zur Charakterisierung der Modulatoren, zur Optimierung ihrer Modulationseigenschaften und die neuen vorgestellten Verfahren zur Optimierung von Hologrammen werden jeweils an relevanten Messbeispielen verifiziert. Das Ziel besteht darin, insgesamt ein besseres Verständnis für die beim Einsatz dieser Klasse an Modulatoren zu berücksichtigenden Parameter zu vermitteln und diese dann gezielt zu beeinflussen und optimal zu nutzen.

# 3. Prinzipien und Elemente zur aktiven räumlichen Lichtmodulation

## 3.1. Wellenoptik

Zur Beschreibung der physikalischen Eigenschaften des Lichts werden verschiedene Modelle verwendet. Man unterscheidet hauptsächlich drei Gebiete der Optik [9, 85]:

- die Strahloptik bzw. geometrische Optik,
- die Wellenoptik und
- die Quantenoptik.

Diese Beschreibungen werden entsprechend der zu lösenden Aufgabe eingesetzt. Für die Optikrechnung wird in der Regel die geometrische Optik bevorzugt. Für viele optische Messtechniken, wie z.B. die Interferometrie [85] und die Holografie [17], wird Licht als elektromagnetische Welle beschrieben. Diese Welle, die sich in Form einer Transversalwelle im Raum ausbreitet, lässt sich mathematisch durch eine zeitlich und räumlich modulierte Sinusfunktion beschreiben. Die elektromagnetische Welle ist dabei eine vektorielle Welle, zu deren vollständigen Beschreibung vier Parameter benötigt werden (s. Abbildung 3.1):

- Phase,
- Amplitude,
- Periode,
- und Schwingungsebene des elektrischen oder magnetischen Felds (Polarisation).

Die vier Parameter beziehen sich im Rahmen dieser Arbeit auf die Schwingung des elektrischen Feldstärkevektors da die zu berücksichtigenden Wirkungen durch die elektrische Feldstärke beeinflusst werden. Der Vektor des magnetischen Felds steht senkrecht sowohl zur Ausbreitungsrichtung des Lichts als auch zum elektrischen Feldstärkevektor und lässt sich daher jederzeit ebenfalls eindeutig aus den vier Parametern und der Ausbreitungsrichtung ableiten.

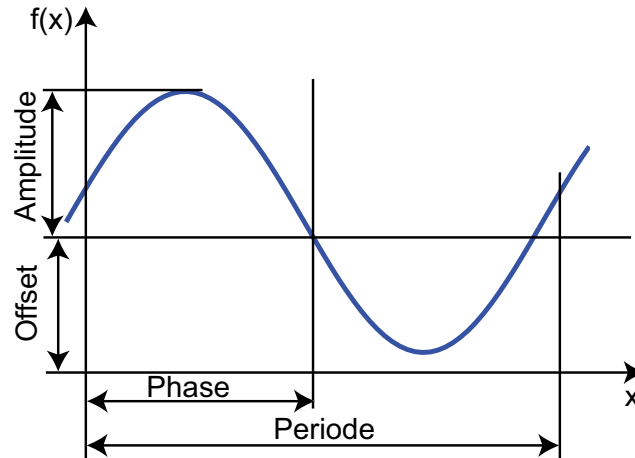


Abbildung 3.1.: Sinusschwingung mit ihren Parametern: Amplitude, Offset, Phase und Periode.

Für eine in  $z$ -Richtung propagierende Welle können wir für den elektrischen Feldstärkevektor angeben:

$$\begin{aligned} \bar{E} &= \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_x \cos(k \cdot \lambda + \omega \cdot t + \varphi_x) \\ A_y \cos(k \cdot \lambda + \omega \cdot t + \varphi_y) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_x \cos(2\pi(z/\lambda + f \cdot t) + \varphi_x) \\ A_y \cos(2\pi(z/\lambda + f \cdot t) + \varphi_y) \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \operatorname{Re}\{A_x \exp(2\pi i(z/\lambda + f \cdot t) + i\varphi_x)\} \\ \operatorname{Re}\{A_y \exp(2\pi i(z/\lambda + f \cdot t) + i\varphi_y)\} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Dabei bezeichnet  $\lambda$  die Wellenlänge des Lichts.  $f$  ist die Frequenz, die über die Lichtgeschwindigkeit  $c$  im Medium durch die Dispersionsrelation  $c = \lambda f$  mit der Wellenlänge verbunden ist. Die Phasen  $\varphi_x$  und  $\varphi_y$  zeigen an, dass zwischen beiden Komponenten der Welle eine Phasenschiebung vorliegen kann.

Die zu berücksichtigenden Wellenlängen liegen in der optischen Messtechnik zwischen einigen nm und mehreren  $\mu\text{m}$ , wobei der Wellenlängenbereich von 380 nm bis 780 nm für den Menschen sichtbar ist und üblicherweise als „Licht“ bezeichnet wird. Dadurch ergibt sich eine Frequenz des Lichts in der Größenordnung von einigen hundert Terrahertz (380 nm  $\rightarrow$  789 THz).

Da der zeitliche Verlauf der Schwingung auf Grund ihrer hohen Frequenz nicht direkt gemessen werden kann [38, 107], stellt die zeitlich gemittelte Intensität für alle optischen Messsysteme die primäre Messgröße dar. In interferometrischen Messsystemen wird die Phase indirekt aus der Messung der Intensitätsverteilungen bei Interferenzerscheinungen ermittelt. Im Falle der Interferometrie [70] und der Holografie [17] wird die Interferenz des Lichts vom Messobjekt mit einer Referenzwelle aufgenommen. Zur Messung der Interferenz ist eine kohärente Lichtquelle nötig.

Die Beschreibung der Propagation von Licht im Wellenmodell erfolgt letztlich durch Lösung der Maxwell'schen Gleichungen. Für Abstände deutlich größer als die Wellenlänge und homoge-

ne Medien kann unter Vernachlässigung von Polarisierungseffekten eine vereinfachte Berechnung mittels des Kirchhoffschen Beugungsintegrals vorgenommen werden, wobei üblicherweise drei wichtige Sonderfälle berücksichtigt werden können, [35, 85]:

- die Fernfeld-Näherung (Fraunhofer Näherung),
- die Näherung für geringe Abstände (Fresnel Näherung, paraxialer Fall) und
- die Berechnung des Felds für größere Beugungswinkel.

Dabei soll hier auf die mathematische Besonderheit der Fernfeld-Beugung hingewiesen werden, die hinsichtlich ihrer Intensitätsverteilung dem Betragsquadrat der Fourier-Transformation des Eingangslichtfeldes entspricht. Die Fernfeld-Näherung ist für einen Abstand  $d \gg b^2/(2 \cdot \lambda)$  von der Blende mit dem Durchmesser  $b$  gültig. Diese Distanz ist meist zu groß für optische Messaufbauten und kann durch den Einsatz einer sog. „Fourier-Linse“ erheblich verkürzt werden. Das Fernfeld-Beugungsbild entsteht dann bei kollimierter Beleuchtung des Objekts in der bildseitigen Brennebene der Linse [32].

Für die Berechnung von Nahfeld-Beugungsbildern müssen Polarisierungseffekte berücksichtigt werden und die Kirchhoffsche Wellengleichung ist nicht mehr anwendbar. Es werden in diesem Fall unterschiedliche numerische Methoden verwendet, z.B. die Rigorous Coupled Wave Analysis (RCWA) [73], die Vectorial Kirchhof Approximation (VKA) [27] und die Finite Difference Time Domain (FDTD) Methode [4].

#### 3.1.1. Darstellung der Polarisation durch die Schwingungsellipse

Je nachdem, ob vollständig polarisiertes Licht oder nur teil- bzw. unpolarisiertes Licht betrachtet werden soll, wird ein anderer Formalismus zur mathematischen Beschreibung verwendet. Für vollständig polarisiertes Licht werden der Jones-Formalismus [1, 44] oder Kohärenzmatrizen [1, 13] eingesetzt und für teil- oder unpolarisiertes Licht werden Stokes-Vektoren und Müller-Matrizen [1, 13] verwendet.

Die Polarisation des Lichts lässt sich als Schwingungsellipse darstellen. Die Ellipse repräsentiert dabei die Projektion der in den Raum hinein fortschreitenden Schwingung in eine zur Ausbreitungsrichtung senkrecht stehenden Ebene (s. Bild 3.2) [58]. Der Hauptachsenwinkel  $\beta$  entspricht dem Winkel der größten Intensität, wenn man die auslaufende Wellenfront mit einem linearen Polarisator analysiert. Der elliptische Winkel  $\vartheta$ , der teilweise als „Elliptizität“ bezeichnet wird, gibt das Längenverhältnis der beiden Ellipsenhauptachsen  $b$  und  $a$  zueinander an:

$$\tan(\vartheta) = e = \pm b/a. \quad (3.2)$$

Eine Elliptizität von 0 entspricht damit linear polarisiertem Licht und eine Elliptizität von  $\pi/4$  zirkular polarisiertem Licht. Linear polarisiertes Licht lässt sich in der komplexen Ebene



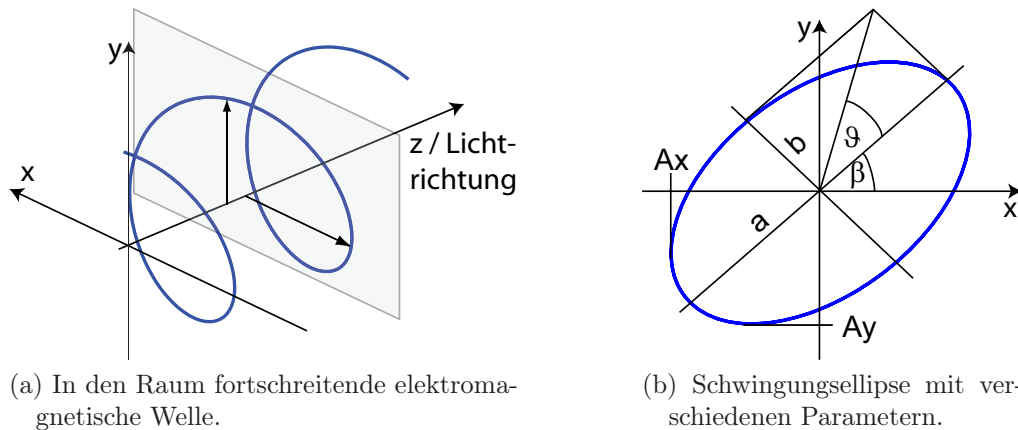


Abbildung 3.2.: Entstehung der Schwingungsellipse und Darstellung der Schwingungsellipse mit verschiedenen Parametern.

$(E_x, E_y)$  als Gerade darstellen. Der Steigungswinkel der Geraden entspricht dem Winkel der Polarisation relativ zum gewählten Koordinatensystem, also dem Hauptachsenwinkel  $\beta$ . In x-Richtung linear polarisiertes Licht wird demnach durch die x-Achse repräsentiert. Zirkular polarisiertes Licht ergibt in dieser Darstellung einen Einheitskreis (s. Abbildung 3.3).

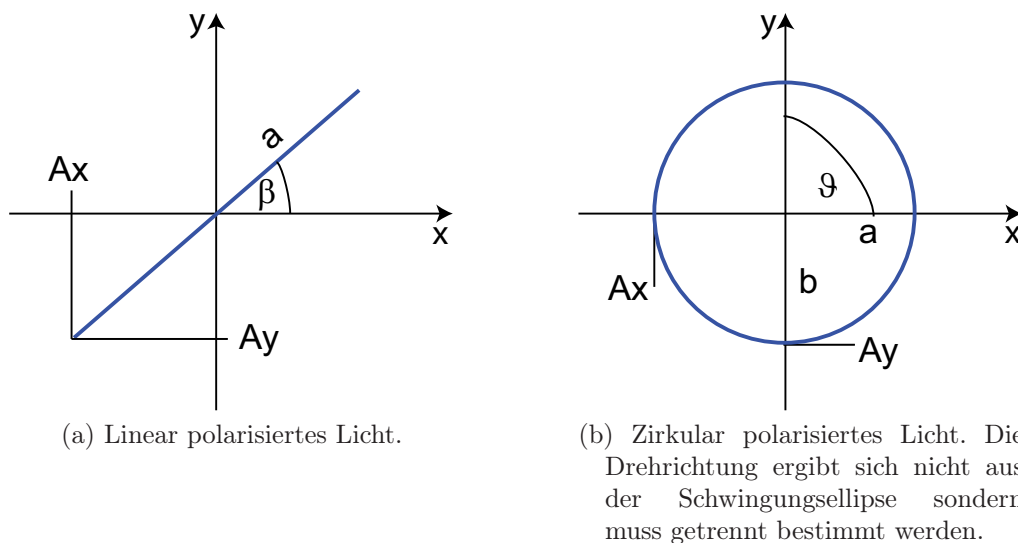


Abbildung 3.3.: Die Schwingungsellipsen zweier spezieller Polarisationszustände.

### 3.1.2. Darstellung des Polarisationszustandes auf der Poincaré-Kugel

Außer der grafischen Darstellung in Form der Schwingungsellipse ist noch die Darstellung auf der Poincaré-Kugel [1, 9, 13] üblich. Hier repräsentiert jeder Punkt auf der Kugel einen Polarisationszustand. Die Punkte entlang des Äquators entsprechen linear polarisiertem Licht. Der

Nordpol repräsentiert rechtszirkular polarisiertes Licht, der Südpol entsprechend linkszirkular polarisiertes Licht (s. Bild 3.4 (links)). Sind die Parameter der Schwingungsellipse bekannt, kann aus diesen sehr einfach der entsprechende Punkt auf der Poincaré-Kugel bestimmt werden. Der Azimut entspricht gerade dem doppelten Hauptachsenwinkel  $\beta$  der Ellipse und die Elevation der doppelten Elliptizität  $\vartheta$  (s. Bild 3.4 (rechts)).

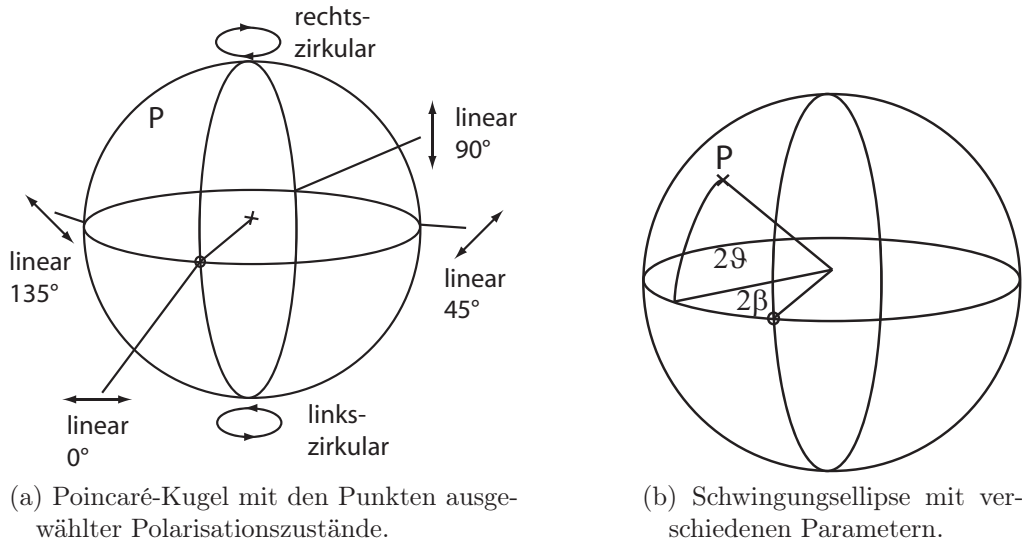


Abbildung 3.4.: Darstellung verschiedener Polarisationszustände auf der Poincaré-Kugel.

### 3.1.3. Jones-Formalismus

Mit dem Jones-Formalismus lässt sich vollständig polarisiertes Licht mathematisch beschreiben. Im Jones-Formalismus werden Jones-Vektoren verwendet, um den Zustand von Licht zu beschreiben. Der große Vorteil des Jones-Formalismus ist, dass direkt mit den Größen des Schwingungsvektors gerechnet wird. Daher lassen sich Phasenterme sehr einfach berechnen, was vor allem bei der Berechnung von Phasenunterschieden zwischen zwei Wellen vorteilhaft ist. Jones-Vektoren sind Vektoren mit je zwei komplexen Elementen [44] (s. Gl. 3.3). Die beiden Elemente beschreiben dabei die komplexe Amplitude des elektrischen Felds unter Vernachlässigung des zeitabhängigen Anteils (vgl. Gl. 3.1) in den beiden zur Ausbreitungsrichtung senkrechten Koordinaten. Die Wirkung optischer Elemente wird durch Jones-Matrizen dargestellt. Dies sind 2x2 Matrizen mit vier komplexen Elementen, entsprechend acht Parametern (s. Gl. 3.4).

$$\vec{J} = \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_x \exp(i \varphi_x) \\ A_y \exp(i \varphi_y) \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

$$\vec{\vec{J}} = \begin{pmatrix} J_{xx} & J_{yx} \\ J_{xy} & J_{yy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{xx} \exp(i \varphi_{xx}) & A_{xy} \exp(i \varphi_{xy}) \\ A_{yx} \exp(i \varphi_{yx}) & A_{yy} \exp(i \varphi_{yy}) \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

Die beiden komplexen Zahlen des Jones-Vektors beschreiben die Schwingung entlang der x- und y-Achse. Der Betrag entspricht dabei jeweils der Schwingungsamplitude und das Argument der Anfangsphase der Schwingung. Für die meisten Anwendungen ist nur die Phasendifferenz der beiden Schwingungen von Interesse. Daher werden Jones-Vektoren üblicherweise „phasenreduziert“ angegeben, d.h. eines der beiden Elemente ist rein reell (s. Gl. 3.5).

$$\bar{\mathbf{J}} = \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \exp(i[\varphi_y - \varphi_x]) \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

Entsprechend werden oft nur phasenreduzierte Jones-Matrizen verwendet, d.h. es werden nur sieben der acht Parameter der Jones-Matrix ermittelt. Eines der vier Elemente der Jones-Matrix kann dann rein reell gewählt werden [85] (s. Gl. 3.6).

$$\bar{\bar{\mathbf{J}}}_{PhaseRed} = \begin{pmatrix} A_{xx} & A_{yx} \exp(i \varphi_{yx}) \\ A_{xy} \exp(i \varphi_{xy}) & A_{yy} \exp(i \varphi_{yy}) \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

mit:

$\varphi_{ij}$  Phase des ij. Elements der Jones-Matrix,

$A_{ij}$  Phase des ij. Elements der Jones-Matrix.

Für linear polarisiertes Licht sind die reduzierten Jones-Vektoren rein reell (s. Gl. 3.7, 3.8). Für zirkular polarisiertes Licht ist eine Komponente rein reell und die andere rein imaginär (s. Gl. 3.9).

$$\bar{\mathbf{J}}_{linear, 0Grad} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

$$\bar{\mathbf{J}}_{linear, 90Grad} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

$$\bar{\mathbf{J}}_{rechts-zirkular} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

Die Jones-Vektoren lassen sich auch in den Parametern der Schwingungsellipse ausdrücken, was neben der anschaulichen Bedeutung durchaus eine praktische Relevanz hat, da diese Parameter sich einfach und hoch genau messen lassen. In den Parametern der Schwingungsellipse ausgedrückt lauten die Jones-Vektoren [58]:

$$\bar{\mathbf{J}} = \begin{pmatrix} \cos(\beta) \cos(\vartheta) - i \sin(\beta) \sin(\vartheta) \\ \sin(\beta) \cos(\vartheta) + i \cos(\beta) \sin(\vartheta) \end{pmatrix}. \quad (3.10)$$

Die vier Parameter des Jones-Vektors lassen sich daraus mittels Gl. 3.2 explizit angeben:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} A_x \exp(i \varphi_x) \\ A_y \exp(i \varphi_y) \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos(\beta) \cos(\vartheta) - i \sin(\beta) \sin(\vartheta) \\ \sin(\beta) \cos(\vartheta) + i \cos(\beta) \sin(\vartheta) \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos(\beta)a - i \sin(\beta)b \\ \sin(\beta)a + i \cos(\beta)b \end{pmatrix} \\ \rightarrow A_x &= (a \cos(\varphi)) / (\cos [\arctan(-b/a \tan(\beta))]) \end{aligned} \quad (3.11)$$

$$\rightarrow A_y = (a \sin(\beta)) / (\cos [\arctan(b/a \cot(\beta))]) \quad (3.12)$$

$$\rightarrow \varphi_x = \arctan(-b/a \tan(\beta)) \quad (3.13)$$

$$\rightarrow \varphi_y = \arctan(b/a \cot(\beta)). \quad (3.14)$$

Umgekehrt lassen sich die Parameter der Schwingungsellipse aus den Größen des E-Feld-Vektors durch

$$\tan(2\beta) = (2 A_x A_y \cos(\varphi_y - \varphi_x)) / (A_x^2 - A_y^2) \quad (3.15)$$

$$\sin(2\vartheta) = (2 A_x A_y \sin(\varphi_y - \varphi_x)) / (A_x^2 + A_y^2) \quad (3.16)$$

berechnen.

Sollen komplette optische Systeme mit Hilfe des Jones-Formalismus betrachtet werden, kann dies unter Zuhilfenahme von elementaren Matrix-Operationen geschehen. Es wird vor allem eine Drehmatrix benötigt, da die häufigste vorkommende Operation eine Drehung der Elemente um ihre optische Achse ist. Hierfür kann die allgemeine Drehmatrix, wie sie auch für reelle Matrizen verwendet wird, eingesetzt werden:

$$\overline{\overline{D}} = \begin{pmatrix} \cos(\omega) & \sin(\omega) \\ -\sin(\omega) & \cos(\omega) \end{pmatrix}. \quad (3.17)$$

Soll nun ein um den Winkel  $\omega$  gedrehtes Element in einer Simulation verwendet werden, so ergibt sich die Jones-Matrix  $\overline{\overline{J}}_{rot}$  des gedrehten Elements zu:

$$\overline{\overline{J}}_{rot} = \overline{\overline{D}}^T \overline{\overline{J}} \overline{\overline{D}} = \begin{pmatrix} \cos \omega & -\sin \omega \\ \sin \omega & \cos \omega \end{pmatrix} \overline{\overline{J}} \begin{pmatrix} \cos(\omega) & \sin(\omega) \\ -\sin(\omega) & \cos(\omega) \end{pmatrix}. \quad (3.18)$$

Das zu untersuchende optische System wird dann modelliert, in dem man die rotierten Jones-Matrizen der einzelnen Elemente entsprechen ihrer physikalischen Reihenfolge miteinander multipliziert. Als Ergebnis bei der Multiplikation der Gesamtmatrix mit einem Jones-Vektor des Eingangsfeldes erhält man den Jones-Vektor der austretenden Wellenfront. Aus diesem lassen sich dann Polarisationszustände, Amplituden und Phasen am Ausgang des optischen

Systems berechnen. Wird diese Berechnung räumlich aufgelöst durchgeführt, können komplexe Wellenfelder orts aufgelöst berechnet werden.

### 3.1.4. Jones-Pupillen

Trifft Licht auf eine Grenzfläche zwischen zwei dielektrischen Medien, so treten Brechung und Reflexion auf. Der Anteil des reflektierten und des transmittierten Lichts hängt dabei vom Winkel, unter dem das Licht auf die Oberfläche trifft, der Polarisation und von den Brechungsindices der beiden Medien ab. Diese Betrachtung ist bei polarisiertem Licht getrennt für die x- und y-polarisierten Teilwellen anzuwenden und wurde erstmals von Fresnel [9] durchgeführt (s. Fresnel'sche Gleichungen). Dies führt dazu, dass polarisiertes Licht bei der Reflexion und Transmission im Normalfall eine Polarisationsänderung erfährt. Bei optischen Gläsern und kleinen Einfallswinkeln ist diese Änderung gering, weshalb bei niederaperturigen Optiken dieser Effekt normalerweise vernachlässigt wird. Werden allerdings Spiegel mit einer erheblichen Strahlumlenkung oder Strahlteiler eingesetzt und das einfallende Licht ist nicht in einer der Eigenpolarisationen des optischen Elements polarisiert, so können erhebliche Polarisationsänderungen auftreten. Daher ist auch der Einsatz von Spiegeln oder Strahlteilern im Zusammenspiel mit einem SLM stets kritisch zu betrachten und für einen aus polarisationsoptischer Sicht einfachen Aufbau sollte auf diese Elemente zwischen Polarisator, SLM und Analysator verzichtet werden. Ansonsten müssen diese Elemente, wie z.B. in Abschnitt 4.2.4 beschrieben, mittels ihrer Jones-Matrix berücksichtigt werden. Bei gekrümmten optischen Flächen, wie z.B. Linsen, erfolgt die Berücksichtigung durch eine so genannte Jones-Pupille, welche eine über der Fläche nicht konstante Jones-Matrix aufweist [75].

In den Abbildungen 3.5, 3.6 sind die Jones-Pupillen zweier Luft-Glasübergänge gezeigt. Abb. 3.5 zeigt die Polarisationsänderung bei einem maximalen Winkel von  $3^\circ$  zwischen der Glasoberfläche und der Achse des auftreffenden Lichts. Die hervorgerufene Polarisationsänderung ist gering und kann in der Regel vernachlässigt werden. In Abbildung 3.6 ist der maximal auftretende Winkel  $45^\circ$ . Die dabei entstehende Polarisationsänderung ist nicht mehr vernachlässigbar. Für den Maximalwert am Rand entspricht diese Polarisationsänderung gerade der Wirkung eines Strahlteilers.

### 3.1.5. Interferenzkontrast, geometrische und dynamische Phase

Da die Phase, wie bereits beschrieben (s. Abschnitt 3.1), nicht direkt gemessen werden kann, wird sie indirekt durch geeignete Intensitätsmessungen bestimmt. In vielen Bereichen der optischen Messtechnik wird hierbei die Phase als unabhängig von der Polarisation und der Wechselwirkung mit Oberflächen betrachtet, was allerdings z.B. im Bereich höchst auflösender Messsysteme [48, 47, 45], aber auch für weiter verbreitete Messverfahren wie z.B. Streifen-

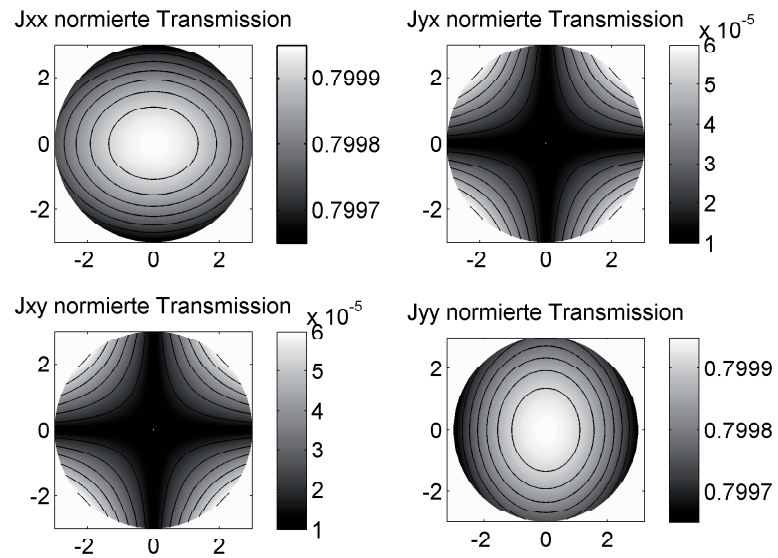


Abbildung 3.5.: Jones-Pupille in Transmission eines Luft-Glas Übergangs mit einem Randwinkel von  $3^\circ$  und einer Brechzahl des Glases von 1,5.

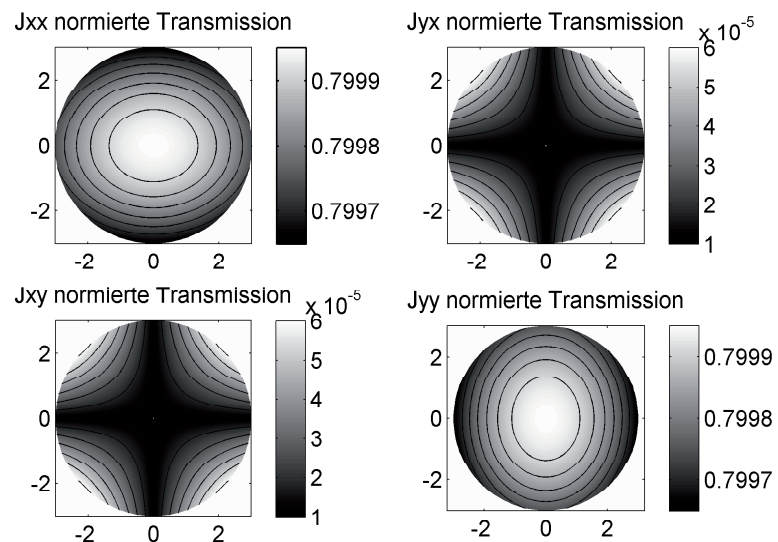


Abbildung 3.6.: Jones-Pupille in Transmission eines Luft-Glas Übergangs mit einem Randwinkel von  $45^\circ$  und einer Brechzahl des Glases von 1,5.

projektion und Weißlicht-Interferometrie nicht generell gilt [55, 56, 57, 54]. Tritt aber neben der zu messenden skalaren Phasenänderung durch das Messobjekt noch eine erhebliche Polarisationsänderung auf, so hat diese oft einen wesentlichen Einfluss auf das Messergebnis. Die Polarisationsänderung beeinflusst nicht nur den Kontrast aufgenommener Interferenzerscheinungen (s. Gleichung 3.25) [25, 52, 53] und damit die Sichtbarkeit von Interferenzstreifen, sondern hat auch einen direkten Einfluss auf den gemessenen Phasenunterschied zwischen zwei Wellen. Bei makroskopischen Messsystemen und bei Strukturen, die wesentlich größer als die Wellenlänge des Lichts sind, werden die Polarisationsänderungen durch die Wechselwirkung von Licht und Material verursacht. Bei Strukturen deren Größe im Bereich der Wellenlänge liegt, haben diese ebenfalls einen Einfluss auf die Polarisation [8].

Der Phasenunterschied zweier Wellen lässt sich somit in zwei Beiträge unterteilen. Zum einen den Anteil, der durch einen Unterschied im optischen Weg verursacht wird. Dieser wird auch als dynamische Phase [95, 63] bezeichnet. Zum anderen der durch die Polarisation verursachte Anteil, der auch als „geometrische Phase“ oder „Pancharatnam Phase“ bezeichnet wird [95, 5]. Der Beitrag der geometrischen Phase zu der Phasendifferenz zweier Wellen lässt sich anschaulich auf der Poincaré-Kugel darstellen. Die geometrische Phase entspricht dabei der halben Fläche des sphärischen Dreiecks (sphärischer Excess) auf der Poincaré-Kugel [5], das aus drei Polarisationszuständen gebildet wird. Die drei Polarisationszustände sind dabei die Ausgangspolarisationszustände der beiden zur Interferenz gebrachten Teilwellen sowie die durch den gemeinsamen Analysator erzeugte Polarisation. Der sphärische Excess lässt sich aus der Winkelsumme des Kugeldreiecks berechnen [12]:

$$\epsilon = \alpha_{KD} + \beta_{KD} + \gamma_{KD} - \pi. \quad (3.19)$$

Entsprechend ist die geometrische Phase dieses Dreiecks:

$$\varphi_{geom} = 1/2\epsilon = 1/2(\alpha_{KD} + \beta_{KD} + \gamma_{KD} - \pi). \quad (3.20)$$

Dafür müssen die Winkel des Kugeldreiecks berechnet werden. Um dies zu tun, werden zunächst die zu jedem Polarisationszustand gehörigen Punkte auf der Poincaré-Kugel bestimmt. Diese ergeben sich direkt aus den jeweiligen Parametern der Schwingungsellipse [58]. Der Azimut entspricht dem doppelten Hauptachsenwinkel der Schwingungsellipse  $\beta$  und die Elevation dem doppelten Elliptizitätswinkel  $\vartheta$ . Dazu wird der Jones-Vektor in Parametern der Schwingungsellipse dargestellt, siehe Abschnitt 3.1.1. Mittels der Darstellung der Jones-Vektoren in den Größen der Schwingungsellipse kann jedem Jones-Vektor sofort ein Punkt auf der Poincaré-Kugel zugeordnet werden, siehe Abb. 3.7. Aus den Winkeln und den daraus resultierenden Punkten auf der Poincaré-Kugel lassen sich die Seitenlängen  $c_1$ ,  $c_2$  und  $c_3$  des entstehenden sphärischen Dreiecks berechnen. Aus diesen Seitenlängen können wiederum die Winkel des

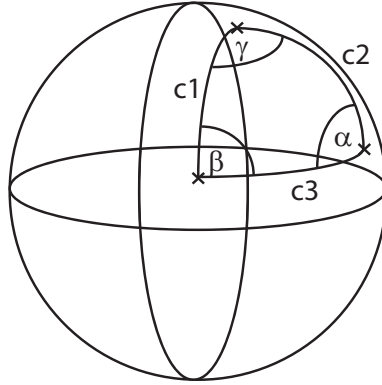


Abbildung 3.7.: Sphärisches Dreieck auf der Poincaré-Kugel mit seinen Größen.

Kugeldreiecks und schließlich die Fläche des Kugeldreiecks berechnet werden.

$$\begin{aligned}
 c1 &= \arccos(\cos(\theta_1) \cos(\theta_3) \sin(\beta_1) \sin(\beta_3) + \cos(\beta_1) \cos(\beta_3) + \sin(\theta_1) \sin(\theta_3)) \\
 c2 &= \arccos(\cos(\theta_2) \cos(\theta_1) \sin(\beta_2) \sin(\beta_1) + \cos(\beta_2) \cos(\beta_1) + \sin(\theta_2) \sin(\theta_1)) \\
 c3 &= \arccos(\cos(\theta_3) \cos(\theta_2) \sin(\beta_3) \sin(\beta_2) + \cos(\beta_3) \cos(\beta_2) + \sin(\theta_3) \sin(\theta_2)) \quad (3.21)
 \end{aligned}$$

Die Winkel des Kugeldreiecks ergeben sich dann zu:

$$\begin{aligned}
 \alpha_{KD} &= \arccos([\cos(c_1) - \cos(c_2) \cos(c_3)] / [\sin(c_2) \sin(c_3)]) \\
 \beta_{KD} &= \arccos([\cos(c_2) - \cos(c_1) \cos(c_3)] / [\sin(c_1) \sin(c_3)]) \\
 \gamma_{KD} &= \arccos([\cos(c_3) - \cos(c_2) \cos(c_1)] / [\sin(c_2) \sin(c_1)]) . \quad (3.22)
 \end{aligned}$$

Wird kein gemeinsamer Analysator verwendet, so wird die Interferenz zweier Strahlen nicht nur durch deren Phasen und Amplituden, sondern auch durch deren Polarisation beeinflusst. Es muss dann der komplexe Interferenzkontrast betrachtet werden. Die komplexe Interferenz zweier vollständig polarisierter Wellen lässt sich ebenfalls mittels des Jones-Formalismus berechnen. Wie die folgende Berechnung zeigt, spielen für die entstehende Intensität der Interferenz alle acht Parameter, d.h. jeweils die Amplituden und Phasen der beiden Jones-Vektoren, eine Rolle:

$$\begin{aligned}
 I_{aus} &= |\bar{J}_1 + \bar{J}_2|^2 \quad (3.23) \\
 &= \begin{pmatrix} J_{1,x} + J_{2,x} \exp(i \Delta) \\ J_{1,y} \exp(i \Delta \varphi_1) + J_{2,y} \exp(i(\Delta \varphi_2 + \Delta)) \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
 & \left( \begin{array}{c} J_{1,x} + J_{2,x} \exp(-i \Delta) \\ J_{1,y} \exp(-i \Delta \varphi_1) + J_{2,y} \exp(-i(\Delta \varphi_2 + \Delta)) \end{array} \right) \\
 = & J_{1,x}^2 + J_{1,y}^2 + J_{2,x}^2 + J_{2,y}^2 + J_{1,x} J_{2,x} \exp(i \Delta - i \Delta) \\
 & + J_{1,y} J_{2,y} (\exp(i(\Delta \varphi_1 - \Delta \varphi_2 - \Delta)) + \exp(\Delta \varphi_2 - \Delta \varphi_1 + \Delta)) \\
 = & J_{1,x}^2 + J_{1,y}^2 + J_{2,x}^2 + J_{2,y}^2 + J_{1,x} J_{2,x} 2 \cos(\Delta) \\
 & + J_{1,y} J_{2,y} 2 \cos(\Delta \varphi_1 - \Delta \varphi_2 - \Delta)
 \end{aligned}$$

mit:

$\Delta$  Phasendifferenz der beiden Jones-Vektoren,

$\Delta \varphi_1, \Delta \varphi_2$  Phasendifferenz der x- und y- Komponenten der Jones-Vektoren.

Mit Hilfe des Additionstheorems für zwei Sinusschwingungen [12] lässt sich dieser Ausdruck weiter vereinfachen zu:

$$I = O + A \cos(\varphi_0)$$

mit :

$$O = J_{1,x}^2 + J_{1,y}^2 + J_{2,x}^2 + J_{2,y}^2$$

$$A = \sqrt{J_{1,x}^2 J_{2,x}^2 + J_{1,y}^2 J_{2,y}^2 + 2 J_{1,x} J_{2,x} J_{1,y} J_{2,y} \cos(\Delta \varphi_2 - \Delta \varphi_1)}$$

$$\varphi_0 = \Delta + \arctan((J_{1,y}^2 J_{2,y}^2 - J_{1,x}^2 J_{2,x}^2) / (2 J_{1,x} J_{2,x} J_{1,y} J_{2,y} \cos(\Delta \varphi_2 - \Delta \varphi_1))). \quad (3.24)$$

Der Kontrast C der entstehenden Interferenz ergibt sich aus der minimalen und maximalen Intensität zu:

$$\begin{aligned}
 I_{max} &= J_{1,x}^2 + J_{1,y}^2 + J_{2,x}^2 + J_{2,y}^2 + 2 \sqrt{J_{1,x}^2 J_{2,x}^2 + J_{1,y}^2 J_{2,y}^2 + 2 J_{1,x} J_{2,x} J_{1,y} J_{2,y} \cos(\Delta \varphi_2 - \Delta \varphi_1)} \\
 I_{min} &= J_{1,x}^2 + J_{1,y}^2 + J_{2,x}^2 + J_{2,y}^2 - 2 \sqrt{J_{1,x}^2 J_{2,x}^2 + J_{1,y}^2 J_{2,y}^2 + 2 J_{1,x} J_{2,x} J_{1,y} J_{2,y} \cos(\Delta \varphi_2 - \Delta \varphi_1)} \\
 C &= (I_{max} + I_{min}) / (I_{max} - I_{min}) \\
 C &= \left( 2 \sqrt{J_{1,x}^2 J_{2,x}^2 + J_{1,y}^2 J_{2,y}^2 + 2 J_{1,x} J_{2,x} J_{1,y} J_{2,y} \cos(\Delta \varphi_2 - \Delta \varphi_1)} \right) \\
 & / (J_{1,x}^2 + J_{1,y}^2 + J_{2,x}^2 + J_{2,y}^2). \quad (3.25)
 \end{aligned}$$

Daraus lässt sich auch die bekannte Form für nicht polarisierte Wellen ableiten [85]:

$$\begin{aligned}
 I_{ges} &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta) \\
 I_{max} &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \\
 I_{min} &= I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \\
 C &= \left( I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \right) / \left( I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \right). \quad (3.26)
 \end{aligned}$$

## 3.2. Elemente zur aktiven räumlichen Lichtmodulation

In vielen Bereichen der Optik besteht der Wunsch, eine möglichst komplette Wellenfrontformung durchzuführen [102, 6, 106, 105]. Es soll also die Phase und die Amplitude einer Wellenfront gezielt und möglichst präzise geformt werden. Damit lassen sich z.B. dynamische Hologramme mit hoher Qualität rekonstruieren oder gezielt und mit höchster Effizienz nahezu beliebige Intensitätsverteilung realisieren.

Da Phasenmodulatoren einen erheblich höheren Beugungswirkungsgrad erreichen als Amplitudenmodulatoren [17, 49], werden reine Amplitudenmodulatoren wie z.B. das Texas-Instruments Kippspiegeelement [104] selten als diffraktive Elemente eingesetzt. Sie werden daher im Folgenden nicht weiter betrachtet.

Um eine reine Phasenmodulation zu erreichen, muss die optische Weglänge zwischen Lichtquelle und Objektebene durch den Modulator modifiziert werden. Dies lässt sich auf verschiedene Art und Weise erreichen. Eine Möglichkeit besteht in einer geometrischen Weglängenänderung. Die zweite Möglichkeit ist eine Änderung des Brechungsindex entlang des Wegs. Es können natürlich auch beide Möglichkeiten kombiniert werden. Die hier beschriebenen Wellenfrontmodulatoren werden daher zunächst in diese beiden Gruppen eingeteilt.

Die beiden Gruppen werden dann wieder in pixelierte und nicht-pixelierte Elemente unterteilt. Dies ist im Hinblick auf einen Einsatz in der digitalen Holografie sowie der Interferometrie sinnvoll, da pixelierte Elemente zu zusätzlichen höheren Beugungsordnungen führen. Unter pixelierten Elementen werden alle Modulatoren zusammengefasst, die durch diskrete Pixel angesteuert werden, auch wenn sie, wie z.B. im Falle reflektiver LCDs, eine durchgängige, nicht pixelierte Spiegelfläche haben [11]. Beide Arten von Modulatoren haben ihre Vor- und Nachteile und entsprechend kann die eine oder andere Art für ein Messsystem von Vorteil sein. Nicht pixelierte Elemente eignen sich gut für eine Aberrationskompensation, bei der hauptsächlich Zernike-Terme niedriger Ordnung und folglich nur niedrigen Ortsfrequenzen kompensiert werden. Mögliche Anwendungen hierfür sind z.B. Fasereinkopplungen, die Optimierung von Laserresonatoren und die Korrektur von Teleskopen in der Astronomie, oder die Vermessung asphärischer Oberflächen [91]. Sollen Wellenfronten mit einer höheren lateralen Auflösung oder mit hohen lokalen Phasengradienten erzeugt werden, so ist der Einsatz pixelierter Elemente, bei denen kleine Pixel diskret angesteuert werden, von Vorteil.

### 3.2.1. Komplexe Transmission

Die komplexe Transmission eines Lichtmodulators beschreibt zusammengefasst die Absorption und die Phasenänderung des Lichts beim Durchgang durch das Element. Die Darstellung erfolgt üblicherweise in der komplexen Ebene in normierten Polarkoordinaten (vgl. Abb. 3.8). Der Radius entspricht dabei entweder der transmittierten Intensität oder der transmittierten

Amplitude, jeweils normiert auf die Eingangsintensität 1. Der Winkel gibt die Phasenverzögerung zur einfallenden Welle an.

Ein reiner Amplitudenmodulator ergibt eine Gerade entlang der positiven  $0^\circ$ -Gerade, siehe Abb. 3.8, linkes Bild. Ein reiner Phasenmodulator führt zu einem zum Koordinatenursprung konzentrischen Kreissegment, wobei der Winkel im Idealfall von 0 bis  $2\pi$  läuft, siehe Abb. 3.8, rechtes Bild. Vielfache von  $2\pi$  sind im Normalfall nicht erforderlich, da mit einer  $2\pi$  Phasenmodulation alle Interferenzzustände moduliert werden können. In der Praxis treten diese beiden Idealfälle nicht auf. Stattdessen ergibt sich für reale Modulatoren eine Kombination aus Phasen- und Amplitudenmodulation. Dies führt dann zu beliebigen Kurven in der komplexen Ebene. Auch wenn mit realen Elementen in der Regel keine ideale Phasenmodulation

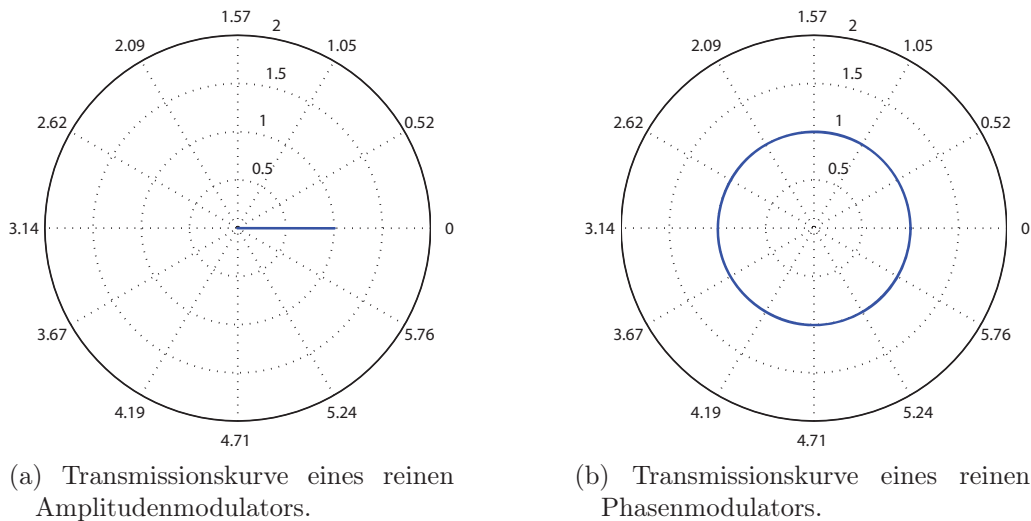


Abbildung 3.8.: Komplexe Transmissionskurven eines Phasen- und Amplitudenmodulators.

erzielt werden kann, spricht man von „Phasenmodulatoren“, wenn die Restmodulation der Amplitude gering ist. Teilweise wird auch der Begriff „phase-mostly Modulation“ verwendet. Für Amplitudenmodulatoren, welche eine verbleibende, kleine Phasenmodulation aufweisen ist der Begriff „amplitude-mostly“ gebräuchlich. Im Allgemeinen hängt die komplexe Transmission optischer Elemente von der Polarisation der Beleuchtungswellenfront ab, so dass sich für unterschiedliche Eingangspolarisationen meist verschiedene Kurven der komplexen Transmission ergeben. Im Folgenden werden die gebräuchlichsten phasenmodulierenden Elemente kurz besprochen.

### 3.2.2. Geometrische Weglängenänderung

Eine geometrische Weglängenänderung führt durch eine Längenänderung zu einer Änderung des optischen Weges und damit zu einer Phasenmodulation. Im wesentlichen sind zwei Klassen von Elementen am Markt verfügbar, die diese Modulationstechnik nutzen:

- Membranspiegel und
- Pistonspiegel.

#### **Membranspiegel**

Membranspiegel [10, 23, 18] bestehen aus einer sehr dünnen Membran, die von ihrer Rückseite über wenige Elektroden elektrostatisch oder elektromechanisch oder pneumatisch angesteuert wird. Die Membran selbst kann aus unterschiedlichen Materialien bestehen, z.B. Polymeren oder eine Aluminiumlegierung und ist mit einem Dielektrikum oder einem Schichtstapel aus verschiedenen Dielektrika beschichtet. Bei der üblicherweise verwendeten elektrostatischen Ansteuerung wird eine Spannung im Bereich einiger Hundert Volt zwischen der Membran und den Elektroden angelegt. Die Membran wird durch die auftretenden elektrostatischen Kräfte verformt. In Abhängigkeit von der Anzahl und Verteilung der Elektroden können mit einem Membranspiegel im Phasenverlauf stetige Wellenfronten erzeugt werden. Neben der durch die geringe Anzahl an Elektroden niedrigen lateralen Auflösung muss beim Einsatz beachtet werden, dass die Oberfläche nur stetige Funktionen abbilden kann. Ein Vorteil der Elemente ist, dass sie mit zeitlich hohen Frequenzen angesteuert werden können. Um Frequenzen im kHz-Bereich zu erreichen, müssen sich die Modulatoren im Vakuum befinden. Dadurch wird die Dämpfung durch die Luft vermieden. In diesem Fall können die Elemente zur Echtzeitwellenfront-Korrektur, z.B. in Teleskopen oder zur Laserresonator-Optimierung, eingesetzt werden [117, 86, 16, 116].

#### **Mikromechanische Spiegelarrays**

Wie auch die Membranspiegel werden die mikromechanischen Spiegelarrays in Reflexion betrieben und arbeiten daher unabhängig von der Wellenlänge [26, 51]. Allerdings haben sie keine durchgehende Membranoberfläche, sondern eine pixelierte Oberfläche, deren einzelne Elemente diskret angesteuert werden können. Dies ist auch einer der wesentlichen Vorteile dieser Elemente gegenüber den Membranspiegeln, welche nur stetige Phasenverteilungen reproduzieren können. Allerdings hat dies auch Nachteile. Insbesondere ist die durch die Gitterstruktur der Pixel verursachte Beugung von Nachteil, da sie einen hohen Lichtverlust in höhere, meist nicht nutzbare Beugungsordnungen zur Folge hat. Weiterhin führt die mechanische Befestigung der einzelnen Pixelelemente zu unmoduliertem Licht, welches den Interferenzkontrast verschlechtert. Das einzige, momentan kommerziell erhältliche Element hat mit 240 x 200 Pixeln und einem Pixelpitch von 40  $\mu m$  [26] auch eine im Vergleich zu den aktuellen LC-Modulatoren (s.u.) geringe laterale Auflösung. Da die Entwicklung in diesem Bereich nicht durch einen stetig wachsenden Massenmarkt getrieben wird, ist nicht zu erwarten, dass die Weiterentwicklung dieser Elemente ebenso schnell voranschreitet wie die der LCDs, welche in kommerziellen Pro-

jektionssystemen eingesetzt werden.

Abb. 3.9 zeigt die mit einem Weißlichtinterferometer aufgenommene Oberfläche eines Spiegelarrays. In der Messung sind die Aufhängungselemente der einzelnen Spiegel gut zu erkennen.

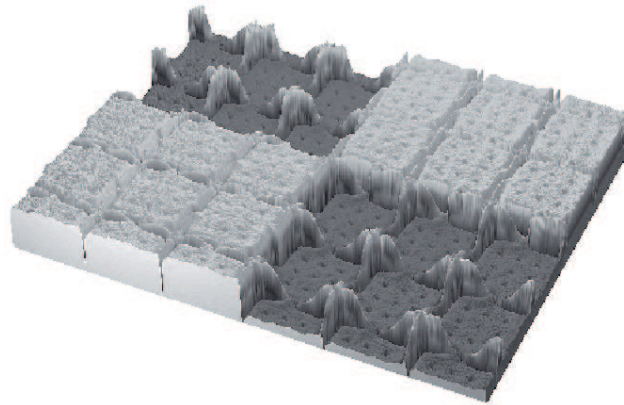


Abbildung 3.9.: Weißlichtinterferometer-Messung eines mikromechanischen Spiegelarray-Modulators (Bild mit freundlicher Genehmigung des IPMS [26]).

### 3.2.3. Brechungsindexänderungen

Da die optische Weglänge und damit die Phase zum einen vom geometrischen Weg und zum anderen vom Brechungsindex abhängt, kann die optische Weglänge auch durch die Änderung des Brechungsindex entlang dieses Weges moduliert werden. Es gibt verschiedene optische Elemente, die dafür genutzt werden können, z.B.:

- akustooptische Modulatoren (AOM),
- elektrooptische Modulatoren (EOM),
- Flüssigkristallmodulatoren, u.a. optisch- (OALCD) und elektrisch- (LCD) adressierte LC-Modulatoren.

#### AOMs und EOMs

AOMs bestehen aus einem Kristall, der z.B. durch einen Piezoaktuator zu Schwingungen ange-regt wird. Durch die Druckänderungen innerhalb des Materials ändert sich der Brechungsindex. AOMs können somit die Phase des Lichts modulieren [100, 36]. EOMs werden in ähnlichen Be-reichen wie AOMs verwendet. Im Unterschied zu den AOMs wird bei den EOMs die Variation des Brechungsindex durch einen elektrooptischen Effekt erreicht. Dazu werden Materialien eingesetzt, die beim Anlegen einer Spannung ihren Brechungsindex ändern, z.B. LiNb. Ein

Vorteil von EOMs gegenüber den AOMs ist ihre höhere Modulationsgeschwindigkeit. Allerdings sind die anzulegenden Spannungen sehr hoch (einige 10 kV), so dass AOMs wegen ihres einfacheren Aufbaus und ihrer einfacheren Handhabung meist bevorzugt werden. Pixelierte Elemente sind bei den EOMs auf Grund der dafür hohen lokalen Spannungsunterschiede nicht sinnvoll, da es zu Spannungsüberschlägen kommen könnte.

#### 3.2.4. Flüssigkristall Modulatoren

Es gibt neben den am häufigsten eingesetzten isotropen Materialien auch Materialien mit anisotropen optischen Eigenschaften. Ein Sonderfall sind doppelbrechende Materialien. Diese weisen neben dem eigentlichen Brechungsindex, der auch als ordentlicher Brechungsindex bezeichnet wird, noch andere Brechungsindices auf. Gekennzeichnet werden doppelbrechende Materialien durch einen ordentlichen und einen außerordentlichen Brechungsindex. Der ordentliche Brechungsindex ist dabei dem Strahl zugeordnet, der, dem Brechungsgesetz folgend den Kristall passiert und der außerordentliche dem zweiten, nicht dem Brechungsgesetz folgenden Strahl, der auch bei senkrecht auf den Kristall auftreffendem Strahl entsteht [85]. Das bekannteste, stark doppelbrechende Material ist Kalkspat ( $CaCO_3$ ).

Zu den doppelbrechenden Materialien zählen insbesondere auch die Flüssigkristalle. Flüssigkristalline Materialien [68] weisen neben den drei bei normalen Materialien auftretenden Aggregatzuständen fest, flüssig und gasförmig noch weitere Phasenübergänge innerhalb der makroskopisch flüssigen Phase auf. Diese flüssigkristalline Phase lässt sich weiter in drei Untertypen einteilen [64] (s. Abb 3.10):

- smektisch,
- cholesterisch und
- nematisch.

Bei der smektischen Phase liegt eine zweidimensionale Ordnung der Molekülorientierung vor. Die Moleküle sind in Ebenen angeordnet und innerhalb der Ebenen parallel zueinander ausgerichtet. Bei der cholesterischen Phase sind die Moleküle ebenfalls innerhalb von Ebenen zueinander ausgerichtet. Die Ebenen weisen untereinander allerdings eine Verdrehung der Molekülausrichtung auf. Bei der nematischen Phase entfällt die Ebenenausrichtung. Die Moleküle sind nur noch zueinander ausgerichtet, wobei diese Ausrichtung ebenfalls nicht so strikt ist, wie bei den anderen beiden Phasen. Es treten geringe Schwankungen der Molekülausrichtungen zueinander auf.

Die Klasse der Flüssigkristall-Lichtmodulatoren ist sehr groß. Sie lässt sich auf Grund verschiedener Kriterien weiter unterteilen. Unterschieden werden kann nach der Art der Adressierung (optisch oder elektrisch), gemäß dem Aufbau (transmissiv oder reflektiv) oder durch die

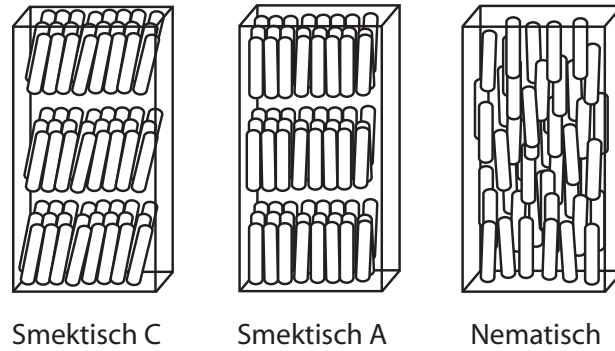


Abbildung 3.10.: Mesophasen der Flüssigkristalle.

Phase des eingesetzten Flüssigkristalls (z.B. nematisch). Allerdings haben sich in der Praxis nur einige wenige der theoretisch möglichen Kombinationen als sinnvoll einsetzbare durchgesetzt [11, 24, 39, 64, 67].

Optisch adressierte SLMs werden vor allem im Bereich der optischen Messtechnik und Informationsverarbeitung eingesetzt. Die meisten LCDs sind elektrisch adressiert. Bei den elektrisch adressierten LCDs stellen die transmissiven LCDs für den Einsatz in Bildschirmen (z.B. LCD-TV) die größte Gruppe dar. Bei den LC-Displays für Projektoren und Rückprojektionsfernseher werden in zunehmendem Maße reflektive LCDs bevorzugt, da diese einen erheblich höheren Füllfaktor und damit eine verbesserte Lichteffizienz aufweisen. Transmissive Displays werden aber nach wie vor in größeren Stückzahlen für Projektoren im Niedrigpreissegment hergestellt und vertrieben. Gegenüber der Projektionsanwendung sind beim Einsatz in optischen Messsystemen oft weitere Eigenschaften maßgebend. Insbesondere

- Phasenschiebung,
- Kontrast,
- Aberrationen,
- Polarisationsänderung,
- Homogenität und
- Schaltzeit

hängen maßgeblich von der eingesetzten Flüssigkristallschicht und dem Aufbau der Zelle ab. Zunächst wird der prinzipielle Aufbau einer klassischen transmissiven Zelle, siehe Bild 3.11 (a), und im Vergleich dazu der einer reflektiven LCOS-Zelle (engl.: Liquid Crystal on Silicon), siehe Bild 3.11 (b), gezeigt. Da bei der reflektiven Zelle die Adressleitungen für die Pixel nicht zwischen den Zeilen, bzw. Spalten des Displays geführt werden müssen, steht mehr Platz für



die optisch aktive Fläche der einzelnen Bildpunkte zur Verfügung. Bei hohen Auflösungen ist eine aktive Ansteuerung mit mehreren diskreten Elementen pro Pixel unumgänglich. Bei den reflektiven Zellen kann diese Ansteuerung von der Rückseite aus erfolgen und die aktive Pixelfläche (bzw. der Füllfaktor) kann entsprechend hohe Werte annehmen. Dadurch ist die erreichbare Lichteffizienz der reflektiven Displays erheblich höher als die der transmissiven Elemente (transmissive ca. 50% Füllfaktor, reflektive ca. 90% Füllfaktor). Insbesondere bei holografischen Anwendungen ist dies von hoher Bedeutung, da die Beugungseffizienz proportional zum Quadrat des Füllfaktors ist.

Allerdings bringt der reflektive Aufbau auch Nachteile mit sich. Der optische Aufbau, in dem das Display eingesetzt werden soll, kann nicht mehr linear sein. Es muss mindestens ein Strahlteiler eingesetzt werden, wenn das Display senkrecht beleuchtet wird oder das Display muss schräg beleuchtet werden. Für die oftmals verwendeten nematischen Modulatoren mit paralleler Molekülanordnung, z.B. planar-nematisch oder VAN (engl. Vertically Aligned Nematic) s.u., muss beim Einsatz als Phasenmodulator ein unpolarisierender Strahlteiler eingesetzt werden, so dass die Lichtverluste hoch sind. Von den in Abschnitt 3.2.4 beschriebenen Flüssigkristallen werden am häufigsten die nematischen verwendet. Deren genaue Anordnung innerhalb des Displays ergibt sich wiederum durch die Anordnung der Orientierungsschichten, siehe Bild 3.12. Abgesehen von den nematischen Flüssigkristallen werden zur Zeit auch hochauflösende Mikrodisplays mit ferroelektrischer Flüssigkristallschicht angeboten. Diese weisen einige Besonderheiten auf. Die ferroelektrischen Displays sind im Gegensatz zu den nematischen bistabil. Dies wird durch zwei Gleichgewichtsstellungen der Flüssigkristallmoleküle bedingt. Zwischen diesen beiden Zuständen kann sehr schnell gewechselt werden. Allerdings gibt es keine stabilen Zwischenzustände. Daher können die ferroelektrischen Displays, wie die mikromechanischen DMDs (engl. Digital Micromirror Device) auch, nur als binäre Modulatoren verwendet werden und werden hier nicht weiter berücksichtigt.

Auf Grund der großen Zahl an unterschiedlichen LC-Displays werden hier nur die beschriebenen, an denen Messungen im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden. Dies sind auch die gebräuchlichsten Typen. Für eine umfassende Zusammenstellung an Display-Typen und deren Funktionsweise sei auf die entsprechende Fachliteratur verwiesen [64, 110].

Alle LC-Displays weisen grundsätzlich einen ähnlichen Aufbau auf. Die erste Schicht ist das Deckglas, welches zum Schutz des Displays und als mechanisch stabiler Träger für die ITO Schicht und die Ausrichtungsschicht dient. Darauf folgt die ITO-Schicht. Das ist eine transparente, elektrisch leitende Schicht, die als Gegenelektrode zu den Adressierungselektroden dient. Danach folgt die Ausrichtungsschicht (engl. Alignment Layer). Die beiden Ausrichtungsschichten zwischen denen das Flüssigkristallmaterial angeordnet ist bestimmen zusammen mit dem eingesetzten Flüssigkristall den Typ des Displays. Als nächstes folgt die eigentliche Flüssigkristallschicht. Die „andere Seite“ des Displays hat im Prinzip einen gespiegelten Aufbau,



abgesehen davon, dass auf dieser Seite die Adressierungsschicht keine durchgehende Elektrode ist, sondern die einzelnen Pixel jeweils über eine Elektrode angesteuert werden.

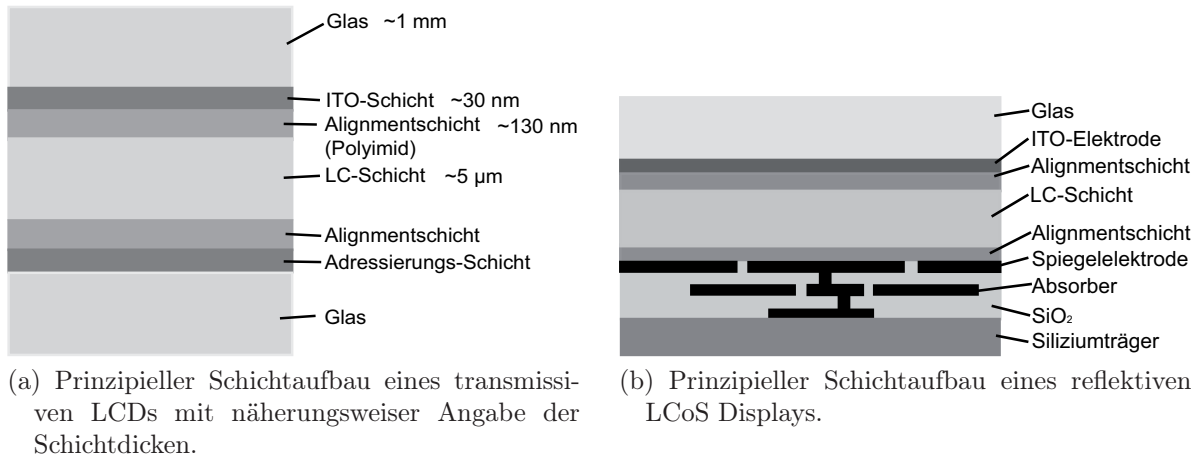


Abbildung 3.11.: Prinzipieller Aufbau einer transmissiven LCD-Zelle und einer LCOS LCD-Zelle.

### Nematische Zelle

Die planar-nematische Zelle hat den in Abschnitt 3.2.4 beschriebenen Grundaufbau. Bei ihr sind die Ausrichtungsschichten parallel zueinander angeordnet. Die Flüssigkristalle sind für einen Amplitudenmodulator um  $45^\circ$  zu den Polarisatoren gedreht. Das auftreffende, linear polarisierte Licht erfährt dadurch eine Polarisationsänderung, was in Verbindung mit einem zweiten linearen Polarisator hinter dem Display eine Amplitudenmodulation verursacht. Für eine Phasenmodulation sind sie parallel zu einer der Displayachsen ausgerichtet. Dieser Modulator Typ ermöglicht eine einfache Berechnung und Beeinflussung des Polarisations- und Phasenschiebe-, bzw. Amplitudenmodulationsverhaltens.

### Vertikal ausgerichtete Zelle

Die VA- bzw. VAN-Zelle ist ebenfalls eine nematische Zelle. Die Direktorschichten sind parallel zueinander ausgerichtet. Allerdings sind hier die Moleküle im spannungsfreien Zustand senkrecht zu der Displayoberfläche orientiert, siehe Abb. 3.12. Bei einer Ansteuerung der Zelle drehen sich die Moleküle aus der Senkrechten heraus. Hohe Schaltgeschwindigkeiten erreicht man durch eine sogenannte „Overdrive“-Ansteuerung. Dabei wird die Zelle kurzzeitig mit hohen Spannungen beaufschlagt [64].

## Verdreht-Nematische Zelle

Die Twisted-Nematische Zelle ist der am weitesten verbreitete Zellentyp. Sie wird auch für die meisten LCD-Kleinanzeigen, wie z.B. Digitaluhren eingesetzt. Die Direktorschichten der beiden die Flüssigkristallschicht begrenzenden Medien sind bei diesem Typ gekreuzt zueinander angeordnet, so dass im spannungslosen Zustand eine Polarisationsdrehung um  $90^\circ$  auftritt, siehe Abb. 3.12. Bei älteren, relativ dicken Zellen folgt das einfallende Licht dabei der Drehung der LC-Moleküle von Schicht zu Schicht. Dieser Effekt ist unter dem Namen „Waveguiding“ bekannt. Bei den aktuell verwendeten Zellen, welche im ersten Intensitäts-Minimum betrieben werden ist dies nicht mehr der Fall.

Die im Vergleich zu den planar-nematischen Displays höhere Zelldicke führt zu verbesserten Fertigungsausbeuten, da die Gefahr von Defekten durch Staubpartikel reduziert ist [64]. Ein Problem beim Einsatz dieses Modulatorstyps als Phasenmodulator ist die häufig mit einer Phasenschiebung gekoppelte teilweise erhebliche Polarisationsänderung. Die einzige Möglichkeit, eine Polarisationsänderung zu vermeiden, ist die Beleuchtung und Analyse des LCDs in Eigenpolarisation [122, 74, 21, 88]. Dies sind bei einem twisted-nematischen LCD elliptische Polarisationszustände, wobei für eine Beleuchtung und Analyse in Eigenpolarisationsrichtung die erreichbare Phasenschiebung nicht optimal ist [74], da keine geometrischen Phasenanteile genutzt werden (s. Abschnitt 4.2.5). Daher ist es von Vorteil, die auftretende Polarisationsänderung zu einer Steigerung der erreichbaren Phasenschiebung zu nutzen. Diese führt zu einer zusätzlichen nichtlinearen geometrischen Phasenschiebung, s. Abschnitt 3.1.5. Allgemein muss zum Erreichen einer Phase-only Kennlinie das Display nicht in Eigenpolarisation beleuchtet werden. Es muss ausschließlich die Lichtintensität hinter dem Analysator konstant bleiben, was auch für andere Kombinationen aus elliptisch polarisierter Beleuchtung und elliptischem Analysator möglich ist.

Die TN-Zelle hat durch ihren Aufbau einige spezifische Parameter, die sie charakterisieren. Der Winkel zwischen zwei Molekülschichten wird als Twist-Winkel bezeichnet. Der Pretilt-Winkel ist der Winkel zwischen der Direktorschicht und der ersten Molekülschicht.

## 3.3. Beurteilung der Rekonstruktionen

### 3.3.1. Beugungswirkungsgrad

Die in Abschnitt 3.2.4 beschriebenen Lichtmodulatoren können als elektronisch ansteuerbare Beugungsgitter verwendet werden. Vergleicht man die an ihnen praktisch entstehenden Beugungsbilder mit den theoretisch berechneten, so stellt man Abweichungen fest. Der Unterschied zwischen den erwartenden Beugungsbildern und den realen Beugungsbildern kann als Maß für die Qualität des eingesetzten Modulators verwendet werden.

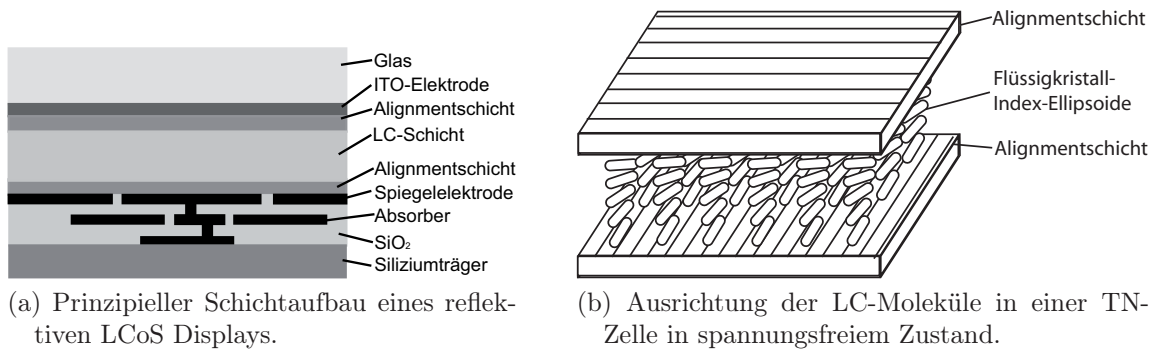


Abbildung 3.12.: Darstellung der Molekülausrichtungen einer VA- und einer TN-Zelle in spannungsfreiem Zustand.

Für den „Beugungswirkungsgrad“  $BWG$  sind verschiedene Definitionen möglich und gebräuchlich. Letztlich ist der  $BWG$  ein Maß für die in die Nutzordnung rekonstruierte Intensität. Bei der hier verwendeten Definition wird das Licht in der gewünschten Beugungsordnung  $I_{BO}$  zu dem gesamten, vom Modulator transmittieren Licht  $I_{tot}$ , in Beziehung gesetzt:

$$BWG = \frac{I_{BO}}{I_{tot}} \quad (3.27)$$

mit:

$BWG$  Beugungswirkungsgrad,

$I_{BO}$  Intensität in der gewünschten Beugungsordnung und

$I_{tot}$  gesamte, vom Modulator transmittierte Intensität.

Neben der Nutzung von Lichtmodulatoren als reine Beugungsgitter können diese ebenfalls zur komplexen Wellenfrontformung, also z.B. zur Aberrationskorrektur oder zur Rekonstruktion digitaler Hologramme verwendet werden. Dazu ist es zunächst notwendig, ein Hologramm zu erzeugen. Dies kann entweder durch die Aufnahme eines Hologramms mittels einer Kamera oder durch digitale Berechnung eines Hologramms erfolgen. Beide Möglichkeiten und auch Mischformen, bei denen zunächst ein Hologramm aufgenommen wird und dieses dann vor der Rekonstruktion digital weiterverarbeitet wird, werden in der optischen Messtechnik eingesetzt. Analog zum Einsatz der Modulatoren als elektronisch steuerbare Beugungsgitter wird beim Einsatz der Modulatoren in der Holografie ebenfalls ein Beugungswirkungsgrad definiert. Die Berechnung des  $BWG$  kann analog der Formel 3.27 vorgenommen werden. Allerdings ist die messtechnische Erfassung des Beugungswirkungsgrads bei Hologrammrekonstruktionen nicht immer einfach. Dies liegt daran, dass die Rekonstruktionen oft ausgedehnt sind und sich somit leicht mit anderen, nicht gewünschten Beugungseffekten überlagern können. Dies ist möglich, da das Pixelgitter des LCDs die gleiche Ortsfrequenz hat, die auch das dichtest mögliche eingeschriebene Gitter haben kann.

### 3.3.2. Rekonstruktionsqualität

Neben dem BWG ist auch die Qualität der Rekonstruktion im Sinne der „Originaltreue“ eines Hologramms von Bedeutung. Mit einem Hologramm sollen Amplitude und Phase eines Objekts rekonstruiert werden, d.h. neben einer möglichst hohen Menge an Licht in der gewünschten Beugungsordnung sollen die Phase und Amplitude möglichst genau rekonstruiert werden. Es soll also möglichst kein zusätzliches Rauschen erzeugt werden und keine Überlappung verschiedener Beugungsordnungen auftreten.

Die bisherigen Betrachtungen bezogen sich ausschließlich auf die erzeugte Intensitätsverteilung. Neben der Intensitätsbetrachtung kann auch die erzeugte Phasenverteilung als Qualitätsmaß herangezogen werden. Dies ist z.B. für interferometrische Anwendungen sinnvoll [65]. Bei der interferometrischen Kontrolle optischer Flächen wird die Abweichung einer an der Fläche reflektierten Welle gegenüber einer Referenzwellenfront ermittelt. Als zusätzliches Fehlermaß kann damit allgemein das Integral des Betrags der Differenzen zwischen rekonstruiertem Hologramm und der zu rekonstruierenden Wellenfront verwendet werden. Sollen nur Intensitätsverteilungen rekonstruiert werden, hat es sich als vorteilhaft erwiesen, die Phasenverteilung bei der Berechnung des Fehlers nicht zu berücksichtigen. Der allgemeine Fehler kann dann berechnet werden mittels [99]:

$$\begin{aligned} \Gamma_{Rek} &= 1/(N_x N_y) \sum_{xi=-N_x/2}^{N_x/2-1} \sum_{yi=-N_y/2}^{N_y/2-1} |f_{xi,yi} - \Lambda g_{xi,yi}|^2 \\ \Lambda &= \left( \sum_{xi=-N_x/2}^{N_x/2-1} \sum_{yi=-N_y/2}^{N_y/2-1} f_{xi,yi} g_{xi,yi}^* \right) / \left( \sum_{xi=-N_x/2}^{N_x/2-1} \sum_{yi=-N_y/2}^{N_y/2-1} |g_{xi,yi}|^2 \right) \end{aligned} \quad (3.28)$$

und der Fehler für die Optimierung einer Intensitätsverteilung durch:

$$\Gamma_{Rek} = 1/(N_x N_y) \sum_{xi=-N_x/2}^{N_x/2-1} \sum_{yi=-N_y/2}^{N_y/2-1} (|f_{xi,yi}| - \Lambda |g_{xi,yi}|)^2. \quad (3.29)$$

mit:

- $N_x$  Pixel in x-Richtung
- $N_y$  Pixel in y-Richtung
- $xi, yi$  Pixel mit den Koordinaten  $xi, yi$
- $f_{xi,yi}$  komplexer Sollwert des Pixels  $xi, yi$
- $g_{xi,yi}$  komplexer Wert des digital rekonstruierten Hologramms an der Stelle  $xi, yi$

## 4. Messverfahren

### 4.1. Messung der grauwertabhängigen Transmission

Die komplexe Transmission wird auch als Kennlinie des Displays bezeichnet und bestimmt maßgeblich seinen erreichbaren Beugungswirkungsgrad. Dabei ist entscheidend, dass diese Kennlinie bei polarisationsabhängigen Elementen (z.B. LCDs) von der verwendeten Eingangs- und Ausgangspolarisation abhängt. Um die komplexe Transmission zu bestimmen, werden die Phasenschiebung und die Amplitudenmodulation mit dem gleichen System aus Polarisator, Display, Analysator und ggf. anderen polarisationsoptischen Komponenten gemessen. Die grauwertabhängige Amplitudenmodulation kann entweder orts aufgelöst oder als Mittelwert über eine größere Fläche des Displays ermittelt werden. Für eine orts aufgelöste Messung muss das Display auf eine Kamera oder einen anderen Photodetektor abgebildet werden. Für die Bestimmung eines Mittelwertes reicht jedoch die Verwendung einer Fotodiode aus. In jedem Fall werden nacheinander alle Grauwerte in das Display eingeschrieben, wobei die übrigen Komponenten des Messaufbaus unverändert bleiben. Um Intensitätsvariationen der Lichtquelle auszugleichen, kann die Beleuchtungsintensität hinter dem Polarisator mit einer zweiten Fotodiode gemessen werden.

Das Ergebnis der Messung der grauwertabhängigen Transmission zusammen mit dem Ergebnis der Phasenschiebungsmessung lässt sich in der komplexen Ebene als Transmissionskurve des Displays darstellen. Der Winkel entspricht dabei der Phasenschiebung über dem Grauwert und der Radius der relativen Amplituden-Transmission (s. Abschnitt 3.2.1).

### 4.2. Bestimmung der Jones-Matrix

Für die Messung der Jones-Matrix stehen bereits viele etablierte und gut dokumentierte Verfahren zur Verfügung. Allerdings wird bei den Verfahren, welche die Jones-Matrix beliebiger Elemente messen, im Normalfall die phasenreduzierte Jones-Matrix gemessen, d.h. der grauwertabhängige gemeinsame Phasen-Faktor der x- und y-Komponente des elektrischen Felds bleibt unbestimmt. Üblicherweise werden ellipsometrische Messverfahren eingesetzt [58]. Es wird hier der Begriff grauwertabhängig verwendet, da die verwendeten Displays über eine PC als zweiter Bildschirm betrieben werden und durch das Einschreiben von Grauwertverteilungen

adressiert werden. Es handelt sich eigentlich um eine Abhängigkeit von der Ansteuerspannung, welche über ein in der Display-Elektronik abgelegte Lookup-Tabelle aus den eingeschriebenen Grauwerten bestimmt wird.

Dies ist für viele praktische Probleme, bei denen die Jones-Matrix sich nicht verändernder Elemente bestimmt werden soll, ausreichend. Sollen allerdings dynamisch adressierbare Elemente gemessen werden, wie z.B. LCDs, so ist dieser gemeinsame Phasenfaktor entscheidend. Er repräsentiert die von der Polarisation unabhängige Phasenschiebung des Elements. Verschiedene Messmethoden sind möglich. Im Wesentlichen muss zwischen direkten und modellbasierten Methoden zur Messung der Jones-Matrix unterschieden werden. Bei den modellbasierten Methoden wird für das zu messende LCD ein physikalisches Modell, basierend auf dessen Aufbau, angesetzt [77, 76, 115, 101]. Geeignet gewählte Messungen führen dann zur Bestimmung benötigter Modellparameter und so zu einer Charakterisierung des Elements. Dieses Vorgehen erfordert allerdings ein hinreichend exaktes Modell des Elements. Wenn entscheidende Parameter nicht bekannt sind (z.B. zusätzliche doppelbrechende Schichten im Element), ist diese Vorgehensweise zum Scheitern verurteilt. Des Weiteren ist eine Modellierung auf Grund des komplexen Aufbaus der LCDs bei nicht senkrechter Beleuchtung überaus schwierig [121], da nicht nur die einzelnen Schichten, sondern bei reflektiven LCDs auch die in der LC-Schicht auf dem Hin- und Rückweg unterschiedlichen Brechungsindices beachtet werden müssen. Dies ist durchaus möglich, setzt aber eine sehr genaue Kenntnis der für den Aufbau der Zelle verwendeten Schichten voraus. Als Folge dieser Überlegung wird hier ein Verfahren vorgestellt, mit dem die Jones-Matrix beliebiger Elemente inklusive des gemeinsamen Phasenfaktors relativ zu einem frei wählbaren Grundzustand gemessen werden kann. Die Messprozedur teilt sich in zwei Teilbereiche:

- Messung der phasenreduzierten Jones-Matrix ohne den gemeinsamen Phasenfaktor und
- Messung des gemeinsamen Phasenfaktors.

#### 4.2.1. Messung der phasenreduzierten Jones-Matrix

Für die Messung der phasenreduzierten Jones-Matrix werden im Folgenden zwei Verfahren vorgestellt. Zum einen ein Verfahren, das mit der minimalen Anzahl an Messungen auskommt und zum anderen ein in der Praxis – wegen der deutlich höheren erreichbaren Messgenauigkeit – bevorzugtes Verfahren, bei dem ein überbestimmtes System an Messwerten verwendet wird. Die Messung der relativen Phasenschiebung zwischen zwei diskreten Zuständen des Elements wird im Kapitel 4.2.5 beschrieben. Die Berechnung der Jones-Matrix wird in zwei Teilprobleme zerlegt, was die Berechnung erheblich vereinfacht. Die eigentliche Berechnung der Jones-Matrix wird mit Hilfe von mindestens drei, vorher zu bestimmenden, Jones-Vektoren durchgeführt. Damit ergeben sich zwei zu lösende Teilaufgaben:

- Messung eines Jones-Vektors und
- Berechnung der Jones-Matrix aus mehreren gemessenen Jones-Vektoren.

#### 4.2.1.1. Bestimmung eines Jones-Vektors mit minimaler Anzahl an Messwerten

Zunächst soll beschrieben werden, wie sich ein beliebiger phasenreduzierter Jones-Vektor messen lässt. Es sind dazu die beiden Amplituden sowie die Phasendifferenz zwischen den beiden Jones-Vektor-Komponenten zu messen. Für die meisten Anwendungen ist es ausreichend, den Betrag der Phasendifferenz zu kennen. Dies vereinfacht das Messverfahren weiter. Soll hingegen nicht nur der Betrag der Phasendifferenz, sondern auch das Vorzeichen bestimmt werden, was bei der Charakterisierung eines LCDs notwendig ist, müssen hierfür zusätzliche Messungen mit einer in den Parametern bekannten Verzögerungsplatte durchgeführt werden. Die ersten drei Messungen reichen aus, um den Jones-Vektor ohne das Vorzeichen der Phasendifferenz zu berechnen. Soll das Vorzeichen auch bestimmt werden, müssen noch zwei weitere Messungen durchgeführt werden. Die Parameter für die Messungen wurden so gewählt, dass ein mathematisch möglichst einfaches Gleichungssystem entsteht.

1. Messung: Analysator in Richtung x-Achse (mechanischer Drehhalter (Linos)  $90^\circ/270^\circ$ )

$$\begin{aligned}
 \bar{J}_{90} &= \bar{\bar{J}}_{Ana, 90} \bar{J}_{Mess} \\
 \bar{J}_{90} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix} \\
 \rightarrow I_{90} &= (|J_x|)^2 = A_x^2 \rightarrow A_x = \sqrt{I_{90}}
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

2. Messung: Analysator in Richtung y-Achse (mechanischer Drehhalter (Linos)  $0^\circ/180^\circ$ )

$$\begin{aligned}
 \bar{J}_0 &= \bar{\bar{J}}_{Ana, 0} \bar{J}_{Mess} \\
 \bar{J}_0 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix} \\
 \rightarrow I_0 &= (|J_y|)^2 = A_y^2 \rightarrow A_y = \sqrt{I_0}
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

3. Messung: Analysator in Richtung  $45^\circ$

$$\begin{aligned}
 \bar{J}_{45} &= \bar{\bar{J}}_{Ana, 45} \bar{J}_{Mess} \\
 \bar{J}_{45} &= 1/2 \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \bar{J}_{45} &= 1/2 \begin{pmatrix} J_x + J_y \\ J_x + J_y \end{pmatrix} \\
 \rightarrow I_{45} &= 2/4 (J_x + J_y) (J_x + J_y)^* \\
 &= 1/2 (A_x + A_y \exp(i\delta)) (A_x + A_y \exp(-i\delta)) \\
 &= 1/2 (A_x^2 + A_y^2) + A_x A_y \cos(\delta) \\
 \text{mit :} \\
 \delta &= \arccos((2I_{45} - A_x^2 - A_y^2)/(2A_x A_y)) \tag{4.3}
 \end{aligned}$$

Mit den beiden nachfolgenden Messungen kann das Vorzeichen der Phasendifferenz bestimmt werden. Es werden dazu zwei zusätzliche Messungen mit einer  $\lambda/4$ -Platte durchgeführt.

4. Messung: Analysator in Richtung  $0^\circ$  oder  $90^\circ$  und  $\lambda/4$ -Platte in Richtung  $45^\circ$ .

$$\begin{aligned}
 \bar{J}_{0, \lambda/4} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} k_{\lambda/4}/2 \begin{pmatrix} 1+i & 1-i \\ 1-i & 1+i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix} \\
 &= k_{\lambda/4}/2 \begin{pmatrix} (1+i)J_x + (1-i)J_y \\ 0 \end{pmatrix} \\
 \rightarrow I_{0, \lambda/4} &= k_{\lambda/4}^2/2 (A_x^2 + A_y^2) + k_{\lambda/4}^2 A_x A_y \sin(\delta) \tag{4.4}
 \end{aligned}$$

5. Messung: Analysator in Richtung  $45^\circ$  und  $\lambda/4$ -Platte in Richtung  $45^\circ$ .

$$\begin{aligned}
 \bar{J}_{45, \lambda/4} &= 1/2 \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} k_{\lambda/4}/2 \begin{pmatrix} 1+i & 1-i \\ 1-i & 1+i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix} \\
 &= k_{\lambda/4}/2 \begin{pmatrix} (1+i)J_x + (1-i)J_y \\ (1-i)J_x + (1+i)J_y \end{pmatrix} \\
 \rightarrow I_{45, \lambda/4} &= k_{\lambda/4}^2 (A_x^2 + A_y^2) \tag{4.5}
 \end{aligned}$$

Aus den Messungen 1, 2 und 5 (s. Gl. 4.1, 4.2 und 4.5) lässt sich der Absorptionskoeffizient  $k_{\lambda/4}$  der  $\lambda/4$ -Platte berechnen:

$$k_{\lambda/4} = \sqrt{4 I_{45, \lambda/4} / (I_0 + I_{90})}. \tag{4.6}$$



Damit kann nun  $\delta$  vorzeichenrichtig aus den Gleichungen 4.1, 4.2, 4.3 und 4.4 berechnet werden:

$$\begin{aligned}
 I_{0, \lambda/4} - 2 I_{45, \lambda/4} &= k_{\lambda/4}^2 J_x J_y \sin(\delta) \\
 J_x J_y \sin(\delta) &= [(I_0 + I_{90})(I_{0, \lambda/4} - 2I_{45, \lambda/4})] / (4 I_{45, \lambda/4}) \\
 \tan(\delta) &= [I_{45} - 1/2(I_0 + I_{90})] / [I_{45} - 1/2(I_0 + I_{90})] \\
 &\quad / [(I_0 + I_{90})(I_{0, \lambda/4} - 2I_{45, \lambda/4}) / (4I_{45, \lambda/4})] \\
 \delta &= \arctan_{2\pi} \left( [I_{45} - 1/2(I_0 + I_{90})] 4I_{45, \lambda/4} \right. \\
 &\quad \left. / [(I_0 + I_{90})(I_{0, \lambda/4} - 2I_{45, \lambda/4})] \right). \tag{4.7}
 \end{aligned}$$

#### 4.2.1.2. Berechnung eines Jones-Vektors mit einem überbestimmten System an Messwerten

Um eine höhere Messgenauigkeit zu erreichen, ist es üblich, über mehrere Messwerte zu mitteln. Dies bietet sich auch bei der Jones-Matrix-Messung an, um eine möglichst hohe Messgenauigkeit zu erreichen. Der hier präsentierte Auswertalgorithmus nutzt zusätzlich noch aus, dass der Intensitätsverlauf bei einer Drehung des Analysators einer Cosinusschwingung entsprechen muss. Es wird eine Art Lock-in-Detektion verwendet, was das Verfahren relativ robust gegenüber hochfrequenten Änderungen der Intensität macht. Allerdings muss für diese Art der Auswertung die Samplingfrequenz konstant sein. Dies kann auf zwei Arten erreicht werden: Durch einen sich mit konstanter Winkelgeschwindigkeit drehenden Analysator und eine zeitlich genaue Abtastung oder durch Drehen des Polarisators um definierte Winkelinkremente und eine zeitlich nicht genau zu synchronisierende Messung der Intensität bei Stillstand des Analysators. In beiden Fällen muss auf eine möglichst genaue Einhaltung der Samplingfrequenz, bzw. der Winkelinkremente des Polarisators zwischen zwei Messwerten, geachtet werden, da größere Abweichungen von der Samplingfrequenz nicht von der Auswertung korrigiert werden können. Für die Messungen werden auch wieder die beiden bereits im vorigen Abschnitt vorgestellten Systeme eingesetzt: Ein rotierender Polarisator sowie eine  $\lambda/4$ -Platte unter einem Winkel von  $45^\circ$  mit einem nachfolgenden rotierenden Polarisator.

1. System - rotierender Analysator:

$$\begin{aligned}
 \bar{J}_{aus, rotAna} &= \begin{pmatrix} \cos^2(\alpha_{Ana}) & \sin(\alpha_{Ana}) \cos(\alpha_{Ana}) \\ \sin(\alpha_{Ana}) \cos(\alpha_{Ana}) & \sin^2(\alpha_{Ana}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} \cos^2(\alpha_{Ana})A_x + \cos(\alpha_{Ana}) \sin(\alpha_{Ana})A_y \exp(i \delta) \\ \cos(\alpha_{Ana}) \sin(\alpha_{Ana})A_x + \sin^2(\alpha_{Ana})A_y \exp(i \delta) \end{pmatrix}. \tag{4.8}
 \end{aligned}$$

Damit ergibt sich die in der Detektorebene aufgenommene Intensität aus dem Betragsquadrat

des in Gleichung 4.8 berechneten Jones-Vektors. Dieser Ausdruck lässt sich durch algebraische Umformungen und Anwendung der Additionstheoreme der Trigonometrie [12] vereinfachen zu:

$$I_{RotAna} = A_x^2/2 + A_y^2/2 + \cos(2\alpha_{Ana})(A_y^2/2 - A_x^2/2) - A_x A_y \cos(\delta) \sin(2\alpha_{Ana}). \quad (4.9)$$

Durch die Verwendung des Additionstheorems für Sinusschwingungen gleicher Frequenz kann man weiter vereinfachen:

$$\begin{aligned} A &= \sqrt{1/4 * (A_x^2 - A_y^2)^2 + A_x^2 A_y^2 \cos^2(\delta)} \\ \rightarrow \varphi &= \arctan(A_x^2 - A_y^2) / (2 A_x A_y \cos(\delta)) \\ \rightarrow O &= 1/2 (A_x^2 + A_y^2). \end{aligned} \quad (4.10)$$

Der gemessene Intensitätsverlauf hat damit die Form:

$$I = O + A \cos(\alpha_{Ana} + \varphi). \quad (4.11)$$

Da der Polarisator das Koordinatensystem vorgibt, lassen sich die gesuchten Amplituden der beiden Jones-Vektor-Komponenten auf einfache Weise aus der durch Lock-in-Detektion ermittelten Schwingung bestimmen. Dafür muss lediglich die Wurzel aus der Intensität für einen Winkel  $\alpha_{Ana}=0^\circ$  und  $\alpha_{Ana}=90^\circ$  berechnet werden:

$$\begin{aligned} A_x &= \sqrt{O + A \cos(-\varphi)} \\ A_y &= \sqrt{O - A \cos(-\varphi)}. \end{aligned} \quad (4.12)$$

2. System - rotierender Analysator mit vor dem Analysator stehender  $\lambda/4$ -Platte unter einem Winkel von  $45^\circ$ :

$$\begin{aligned} \bar{J}_{rot Ana, \lambda/4} &= \begin{pmatrix} \cos^2(\alpha_{Ana}) & \sin(\alpha_{Ana}) \cos(\alpha_{Ana}) \\ \sin(\alpha_{Ana}) \cos(\alpha_{Ana}) & \sin^2(\alpha_{Ana}) \end{pmatrix} k_{\lambda/4}/2 \\ &\quad \begin{pmatrix} (1+i) & (1-i) \\ (1-i) & (1+i) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix} \\ &= k_{\lambda/4} \begin{pmatrix} [1/2(1+i) \cos^2(\alpha_{Ana}) + 1/2(1-i) \cos(\alpha_{Ana}) \sin(\alpha_{Ana})] A_x \\ [1/2(1+i) \cos(\alpha_{Ana}) \sin(\alpha_{Ana}) + 1/2(1-i) \sin^2(\alpha_{Ana})] A_x \end{pmatrix} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & +k_{\lambda/4} \begin{pmatrix} [1/2(1-i)\cos^2(\alpha_{Ana}) + 1/2(1+i)\cos(\alpha_{Ana})\sin(\alpha_{Ana})] \\ [1/2(1-i)\cos(\alpha_{Ana})\sin(\alpha_{Ana}) + 1/2(1+i)\sin^2(\alpha_{Ana})] \\ A_y \exp(i\delta) \\ A_y \exp(i\delta) \end{pmatrix}. \quad (4.13)
 \end{aligned}$$

Ebenso errechnet man für das zweite System die Intensität. Diese lässt sich vereinfachen zu:

$$I_{rot\ Ana, \lambda/4} = k_{\lambda/4}^2 (A_x^2/2 + A_y^2/2 + A_y A_x \sin(2\alpha_{Ana} + \delta)). \quad (4.14)$$

Betrachtet man die Funktion des Intensitätsverlaufs des Systems mit  $\lambda/4$ -Platte, die in Gleichung 4.14 angegeben ist, fällt auf, dass die Phasenlage der resultierenden Schwingung gerade dem noch zu bestimmenden Phasenunterschied  $\delta$  der beiden Teilschwingungen entspricht.

### 4.2.2. Berechnung der Jones-Matrix

Die Messung einzelner Jones-Vektoren ist die Voraussetzung zur Messung und Berechnung der Jones-Matrix. Dabei ist allerdings zu beachten, dass phasenreduzierte Jones-Vektoren gemessen wurden, was zur Folge hat, dass nur eine phasenreduzierte Jones-Matrix berechnet werden kann. Zur Berechnung der Jones-Matrix werden mindestens drei Jones-Vektoren benötigt. Es bietet sich an, ein einfaches lineares Gleichungssystem (LGS) durch die geschickte Wahl der Eingangspolarisation zu erzeugen. Daher wird zur Beleuchtung ebenfalls ein linearer Polarisator verwendet. Dieser wird jeweils auf  $0^\circ$ ,  $45^\circ$  und  $90^\circ$  eingestellt. Zur Erhöhung der Messgenauigkeit können noch weitere Messungen durchgeführt werden, um dann das resultierende Gleichungssystem nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate analytisch zu lösen. Allerdings entstehen hierbei sehr schnell Gleichungssysteme, die aktuelle Arbeitsplatzrechner (2,5 GHz, 2 GB RAM) nicht mehr innerhalb eines Tages lösen können. Als praktische Obergrenze wurden daher vier Eingangspolarisationszustände gewählt. Als vierte Eingangspolarisation wurde ein Winkel von  $135^\circ$  verwendet:

1. Beleuchtung mit Polarisator auf  $0^\circ$ :

$$\bar{J}_{aus, Pol0} = \begin{pmatrix} J_{xx} & J_{xy} \\ J_{yx} & J_{yy} \end{pmatrix} \exp(i\delta_{Pol0}) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \exp(i\delta_{Pol0}) \begin{pmatrix} J_{xx} \\ J_{yx} \end{pmatrix} \quad (4.15)$$

2. Beleuchtung mit Polarisator auf 45°:

$$\begin{aligned}\bar{J}_{aus, Pol45} &= \begin{pmatrix} J_{xx} & J_{xy} \\ J_{yx} & J_{yy} \end{pmatrix} 1/\sqrt{2} \exp(i\delta_{Pol45}) \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \\ &= 1/\sqrt{2} \exp(i\delta_{Pol45}) \begin{pmatrix} J_{xx} + J_{xy} \\ J_{yx} + J_{yy} \end{pmatrix}\end{aligned}\quad (4.16)$$

3. Beleuchtung mit Polarisator auf 90°:

$$\bar{J}_{aus, Pol90} = \begin{pmatrix} J_{xx} & J_{xy} \\ J_{yx} & J_{yy} \end{pmatrix} \exp(i\delta_{Pol90}) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \exp(i\delta_{Pol90}) \begin{pmatrix} J_{xy} \\ J_{yy} \end{pmatrix}\quad (4.17)$$

Die Faktoren  $\exp(i\delta_{Pol})$  kennzeichnen dabei jeweils die Absolutphase der drei Systeme. Da die Absolutphase der Jones-Vektoren nicht bestimmbar ist und eine phasenreduzierte Jones-Matrix berechnet werden soll, darf einer der drei Phasenterme zu null gesetzt werden [58]. Mit  $\exp(i\delta_{Pol0}) = 1$  erhält man dann ein eindeutig lösbares lineares Gleichungssystem:

$$\begin{aligned}\bar{J}_{aus, Pol0} &= \begin{pmatrix} J_{xx} & J_{xy} \\ J_{yx} & J_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} J_{xx} \\ J_{yx} \end{pmatrix} \\ \rightarrow J_{xx} &= J_{aus, Pol0}(1)\end{aligned}\quad (4.18)$$

$$\rightarrow J_{yx} = J_{aus, Pol0}(2).\quad (4.19)$$

Dabei bezeichnet „(1)“ jeweils die x- und „(2)“ jeweils die y-Komponente des Jones-Vektors. Die beiden anderen Phasenfaktoren lassen sich durch eine Division der x- und y-Komponenten eliminieren[58]. Als Ergebnis erhält man:

$$\begin{aligned}\rightarrow J_{xy} &= \frac{\{[J_{aus, Pol0}(2)J_{aus, Pol45}(1) - J_{aus, Pol45}(2)J_{aus, Pol0}(1)] J_{aus, Pol90}(1)\}}{[J_{aus, Pol45}(2)J_{aus, Pol90}(1) - J_{aus, Pol45}(1)J_{aus, Pol90}(2)]}\end{aligned}\quad (4.20)$$

$$\begin{aligned}\rightarrow J_{yy} &= \frac{\{[J_{aus, Pol0}(2)J_{aus, Pol45}(1) - J_{aus, Pol45}(2)J_{aus, Pol0}(1)] J_{aus, Pol90}(2)\}}{[J_{aus, Pol45}(2)J_{aus, Pol90}(1) - J_{aus, Pol45}(1)J_{aus, Pol90}(2)]}.\end{aligned}\quad (4.21)$$

Für die vierte Einstellung mit 135° für den Polarisator ergibt sich:

$$\rightarrow J_{xx} = J_{aus, Pol0}(1)\quad (4.22)$$

$$\rightarrow J_{yx} = J_{aus, Pol0}(2) \quad (4.23)$$

$$\begin{aligned} \rightarrow J_{xy} &= 1/2 \{ [-J_{aus, Pol0}(1)J_{aus, Pol45}(1) + J_{aus, Pol45}(2)J_{aus, Pol0}(1)] J_{aus, Pol90}(1) \} \\ &/ [-J_{aus, Pol90}(2)J_{aus, Pol45}(1) - J_{aus, Pol45}(2)J_{aus, Pol90}(1)] \\ &+ 1/2 \{ [-J_{aus, Pol0}(2)J_{aus, Pol135}(1) + J_{aus, Pol135}(2)J_{aus, Pol0}(1)] J_{aus, Pol90}(1) \} \\ &/ [-J_{aus, Pol90}(2)J_{aus, Pol135}(1) - J_{aus, Pol135}(2)J_{aus, Pol90}(1)] \end{aligned} \quad (4.24)$$

$$\begin{aligned} \rightarrow J_{xy} &= 1/2 \{ [-J_{aus, Pol0}(1)J_{aus, Pol45}(1) + J_{aus, Pol45}(2)J_{aus, Pol0}(1)] J_{aus, Pol90}(2) \} \\ &/ [-J_{aus, Pol90}(2)J_{aus, Pol45}(1) - J_{aus, Pol45}(2)J_{aus, Pol90}(1)] \\ &+ 1/2 \{ [-J_{aus, Pol0}(2)J_{aus, Pol135}(1) + J_{aus, Pol135}(2)J_{aus, Pol0}(1)] J_{aus, Pol90}(2) \} \\ &/ [-J_{aus, Pol90}(2)J_{aus, Pol135}(1) - J_{aus, Pol135}(2)J_{aus, Pol90}(1)]. \end{aligned} \quad (4.25)$$

Das Ergebnis ist eine phasenreduzierte Jones-Matrix mit nicht bestimmtem gemeinsamen Phasenfaktor  $\delta(GW)$ :

$$\bar{\bar{J}}(GW) = \exp [i\delta(GW)] \begin{pmatrix} J_{xx}(GW) & J_{xy}(GW) \\ J_{yx}(GW) & J_{yy}(GW) \end{pmatrix}. \quad (4.26)$$

Dabei kann immer mindestens eines der Jones-Matrix-Elemente rein reell sein, da ja die Absolutphase ausgeklammert und momentan unbestimmt ist. Die Variable GW drückt aus, dass die gemessene Jones-Matrix für nur einen in ein LCD eingeschriebenen Grauwert gültig ist. Sollen grauwertabhängige Größen berechnet werden, wie z.B. der Intensitätsverlauf über dem eingeschriebenen Grauwert, so muss die Jones-Matrix für jeden Grauwert separat gemessen werden.

### 4.2.3. Optimierung der Jones-Matrix Parameter

Die in der Intensitätsmessung begründete Nichtlinearität hinsichtlich der Amplituden der Jones-Vektoren führt dazu, dass kein lineares Optimierungsverfahren zur Lösung des überbestimmten Gleichungssystems verwendet werden kann. Daher wurde eine nichtlineare Optimierung der Parameter verwendet. Die Optimierung erfolgt wie die vorige Berechnung der Jones-Vektoren und -Matrizen für jeden Grauwert separat. Für das eingesetzte Optimierungsverfahren sind Startwerte für alle Parameter nötig, die ausreichend nah an den Endwerten liegen, da sonst keine Konvergenz gewährleistet ist bzw. die Optimierung bei einem lokalen Minimum endet. Dies ist jedoch durch die vorherige analytische Berechnung der Jones-Vektoren und -Matrizen kein Problem, da bereits diese eine sehr gute Näherung der endgültigen Werte darstellen. Zu-

sätzlich bietet die Optimierung die Möglichkeit, Ungenauigkeiten der eingesetzten optischen Elemente selbst zu berücksichtigen. So kann z.B. die  $\lambda/4$ -Platte hinsichtlich ihrer exakten Verzögerung gemessen werden. Die Verwendung dieser Messung in der Optimierung erlaubt dann eine verbesserte Bestimmung der Jones-Matrix. Bei der analytischen Berechnung der Werte ist dies nicht möglich, da sonst das entstehende symbolische Gleichungssystem nicht lösbar ist. Wegen seiner schnellen Konvergenz und guten numerischen Stabilität wurde eine Levenberg-Marquardt-Optimierung [72, 79] zur Verbesserung der berechneten Parameter verwendet. Bei diesem Verfahren wird iterativ das Fehlerbetragsquadrat zwischen den gemessenen und den berechneten Werten minimiert. Durch die Art des Jones-Matrix Messverfahrens und der Berechnung ergeben sich zwei Abschnitte der Berechnung, bei denen das Verfahren angewendet werden kann.

Als erstes erfolgt eine Optimierung der berechneten Jones-Vektoren. Da für die Berechnung der Jones-Vektoren der Intensitätsverlauf bei einem sich drehenden Polarisator verwendet wird, ist für jeden Jones-Vektor die Aufstellung eines überbestimmten Gleichungssystems möglich. Es wird hierbei der Ausdruck:

$$\sum_{\text{Messwerte}} \|I_{\text{Mess}} - I(A_x, A_y, \Delta\phi)\| \quad (4.27)$$

mit  $I$  aus den Gleichungen 4.10, 4.12, 4.14 minimiert. Die aus den Jones-Vektoren berechnete Jones-Matrix lässt sich ebenfalls mit diesem Verfahren optimieren. Dabei werden die Werte aller eingestellten Polarisator-Analysatorkombinationen zur Optimierung eingesetzt. Bei diesem Optimierungsschritt wird der folgende Ausdruck minimiert:

$$\sum_{\text{Messwerte}} \|I_{\text{Mess}} - I(J_{11}, J_{J12}, J_{21}, J_{22})\|. \quad (4.28)$$

#### 4.2.4. Bestimmung der Jones-Matrix mit zusätzlichen Elementen im Strahlengang

Das oben beschriebene Verfahren geht davon aus, dass sich keine zusätzlichen polarisationsverändernden Elemente zwischen dem Polarisations-Zustands-Generator (PZG), in diesem Fall der erste Polarisator, und dem Polarisations-Zustands-Analysator (PZA), in diesem Fall der zweite Polarisator bzw. der zweite Polarisator mit vorangestellter  $\lambda/4$ -Platte, befinden. Dies schränkt allerdings die möglichen optischen Aufbauten erheblich ein. Es kann insbesondere kein Element unter senkrechter Beleuchtung gemessen werden, da hierfür ein Strahlteiler benötigt wird und dieser eine polarisationsändernde Wirkung hat. Um Aufbauten mit zusätzlichen Elementen zu erstellen, muss das System vor der Messung kalibriert werden. Dazu misst man die Jones-Matrix der Elemente vor dem Display und die Jones-Matrix der Elemente dahinter. Dies kann wieder mit dem oben beschriebenen Verfahren durchgeführt werden. Hat man die

benötigten Jones-Matrizen gemessen, ergibt sich ein neues System zur Berechnung der Jones-Matrix des Messobjekts. Das wird hier beispielhaft für ein LCD, das über einen Strahlteiler (BS) beleuchtet wird, berechnet:

$$\overline{\overline{J}}_{gesamt} = \overline{\overline{J}}_{BS180} \overline{\overline{J}}_{LCD} \overline{\overline{J}}_{BS90}, \quad (4.29)$$

mit:

$$\begin{aligned} \overline{\overline{J}}_{BS180} & \text{ Jones-Matrix des Strahlteilers in gerader Transmission,} \\ \overline{\overline{J}}_{BS90} & \text{ Jones-Matrix des Strahlteilers bei } 90^\circ \text{ Umlenkung.} \end{aligned}$$

Die Berechnung der Jones-Matrix des LCDs aus dem entstehenden linearen Gleichungssystem ist relativ einfach möglich. Das Ergebnis ist ein umfangreicher Ausdruck für jedes der vier Jones-Matrix-Elemente und daher im Anhang A aufgeführt.

#### 4.2.5. Bestimmung der dynamischen Phase

Das Ziel ist die Messung einer kompletten Jones-Matrix eines Bauelements, z.B. eines LCD-Displays, einschließlich des relativen gemeinsamen Phasenvorfaktors. Da dieser bei dem bisher beschriebenen Verfahren unbestimmt blieb, werden in den folgenden Abschnitten geeignete Messverfahren zur Ermittlung dieses Faktors beschrieben. Dazu wird zunächst wieder das zu messende Bauelement mit seiner Jones-Matrix betrachtet:

$$\overline{\overline{J}}_{LCD} = \exp(i\delta(GW)) \begin{pmatrix} J_{11}(GW) & J_{12}(GW) \\ J_{21}(GW) & J_{22}(GW) \end{pmatrix}. \quad (4.30)$$

Der ausmultiplizierte Phasenfaktor  $\exp(i\delta(GW))$  besteht aus zwei, durch das LCD eingeführten, jedoch separierbaren Komponenten:

$$\exp(i\delta_{LCD}(GW)) = \exp(i\delta_{absolut}) \exp(i\delta(GW)). \quad (4.31)$$

Die erste Komponente repräsentiert die Phasendifferenz des nicht adressierten LCDs relativ zu einem Referenzstrahl, der nicht durch das LCD moduliert wird. Dieser Term ändert sich nicht mit dem eingeschriebenen Grauwert und ist für die praktische Anwendung des LCDs in der Regel nicht relevant. Er wird daher hier nicht weiter betrachtet. Der zweite Term stellt die zwischen zwei, in das LCD eingeschriebenen Grauwerten auftretende relative Phasendifferenz dar. Dies ist beim Einsatz des LCDs als Phasenmodulator die eigentliche Messgröße. Dieser Anteil unterteilt sich in einen dynamischen Anteil, der unabhängig von der Polarisation ist,

und einen geometrischen, polarisationsabhängigen Anteil.

Soll die dynamische Phase gemessen werden, muss diese entweder durch eine speziell angepasste Messung oder rechnerisch von der geometrischen Phase getrennt werden (siehe Abschnitt 3.1.5). Daher wird zunächst der Messaufbau an Hand der Polarisationsseigenschaften bezüglich der geometrischen Phase betrachtet. Soll der für eine komplette Jones-Matrix noch fehlende Anteil der dynamischen Phase gemessen werden, muss entweder die Messung so erfolgen, dass kein geometrischer Anteil in die Messung eingeht, oder dieser muss mit Hilfe der Jones-Matrix berechnet und dann subtrahiert werden. Dabei ist zu beachten, dass auch eine Wellenfront, deren Polarisationsänderung einem geschlossenen Weg auf der Poincaré-Kugel entspricht, einen geometrischen Phasenunterschied zu einer nicht veränderten Wellenfront aufweist.

### 4.2.5.1. Messung der dynamischen Phase ohne geometrischen Anteil

Um die dynamische Phase isoliert zu messen, ist ein System zu verwenden, bei dem keine geometrische Phase auftritt. Dazu muss die Fläche des Kugeldreiecks auf der Poincaré-Kugel null werden. Dies kann man erreichen, in dem man einen optischen Aufbau verwendet, der nur aus einem linearen PZG, dem Display und einem linearen PZA, der parallel zum PZG ausgerichtet ist, besteht. Es entsteht dann ein entartetes Kugeldreieck, dessen eine Seite die Länge null hat, siehe Abb. 4.1 (b). Mit diesem Aufbau wird der bisher als null gesetzte dynamische Phasenanteil bestimmt und mit der Jones-Matrix multipliziert. Zur Messung der dynamischen Phase kann dabei ein Zweistrahl-Interferenzverfahren verwendet werden. Das Ergebnis ist dann die gesuchte komplette, jedoch bei einem LCD auch grauwertabhängige, Jones-Matrix, siehe Gl. 4.30.

### 4.2.5.2. Messverfahren zur Messung der dynamischen Phase

In vielen optischen Messverfahren werden Elemente zur Wellenfrontformung und -korrektur eingesetzt. Hierbei ist oft allein die Phase der Wellenfront von Interesse und nicht die Polarisation. Dabei kann die lokale Phase des Lichts durch eine skalare Funktion beschrieben werden. Wird polarisiertes Licht eingesetzt und befinden sich im Aufbau polarisationsändernde Komponenten, dann kann durch einen linearen Polarisator vor der eigentlichen Messebene erreicht werden, dass die Phasenverteilung und -schiebung skalar betrachtet werden kann. Die Phasenschiebung des LCDs wird dann als relative Phasenschiebung zwischen zwei Grauwerten ermittelt. Dafür gibt es verschiedene Möglichkeiten.



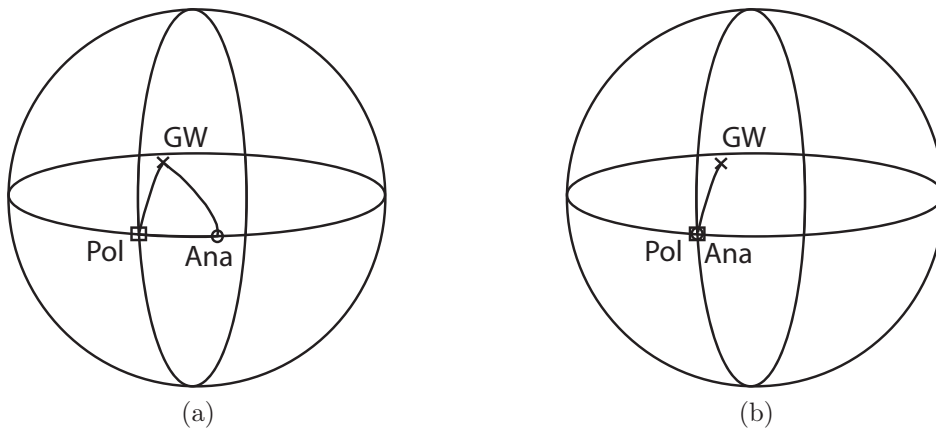


Abbildung 4.1.:

(a) Orte auf der Poincaré-Kugel für einen grauwertabhängigen Polarisationszustand nach dem LCD (GW), einen linearen Polarisator (Pol) und einen linearen Analysator (Ana) auf der Poincaré-Kugel und das sich daraus ergebende sphärische Dreieck.

(b) Das gleiche System wie in der Abbildung 4.1a, allerdings sind jetzt Polarisator und Analysator parallel und es tritt keine geometrische Phase auf.

### Messung der Phasenschiebung mit dem Doppelspaltverfahren

Eine einfache Methode, die relative Phasenschiebung zu messen, ist das klassische Doppelspalt-Verfahren [3, 93]. Hierzu wird eine Doppellochblende vor das Display gestellt, so dass zwei diskrete Teilwellen an zwei unterschiedlichen Stellen auf das Display treffen. Diese werden dann mittels einer Linse auf einer CCD-Kamera zur Interferenz gebracht (s. Bild 4.2). Der Grauwert der Pixel, auf die die Teilwelle 1 trifft, wird während der gesamten Messung konstant gehalten. Der Grauwert der Pixel, auf die die Teilwelle 2 trifft, wird verändert. Durch die Änderung des Grauwerts entsteht eine relative Phasenänderung zwischen den beiden Teilwellen und das Interferenzmuster verschiebt sich lateral. Die laterale Verschiebung entspricht dabei direkt der relativen Phasenänderung zwischen den beiden Wellen. Durch eine Fourier-Auswertung wird das Verfahren sehr stabil gegenüber lokalen und globalen Intensitätsvariationen (s. Bild 4.3), da eine Intensitätsvariation der Lichtquelle keinen Einfluss auf die Phase hat, siehe Gl. 4.32.

$$\begin{aligned}
 FT \{O + A \sin(px + \varphi_0)\} &= 2OA \delta(fx) - iA \delta(fx - p) \exp(i\varphi_0) \\
 &\quad + iA \delta(fx + p) \exp(-i\varphi_0)
 \end{aligned}
 \tag{4.32}$$

mit:

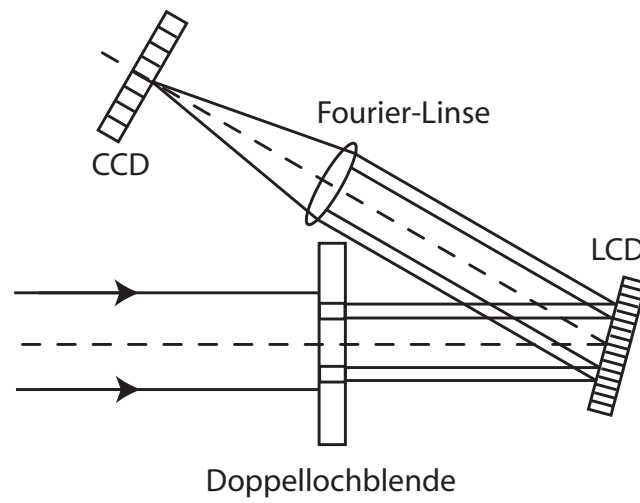


Abbildung 4.2.: Skizze des Doppelspalt-Messverfahrens zur Messung der Phasenschiebung.

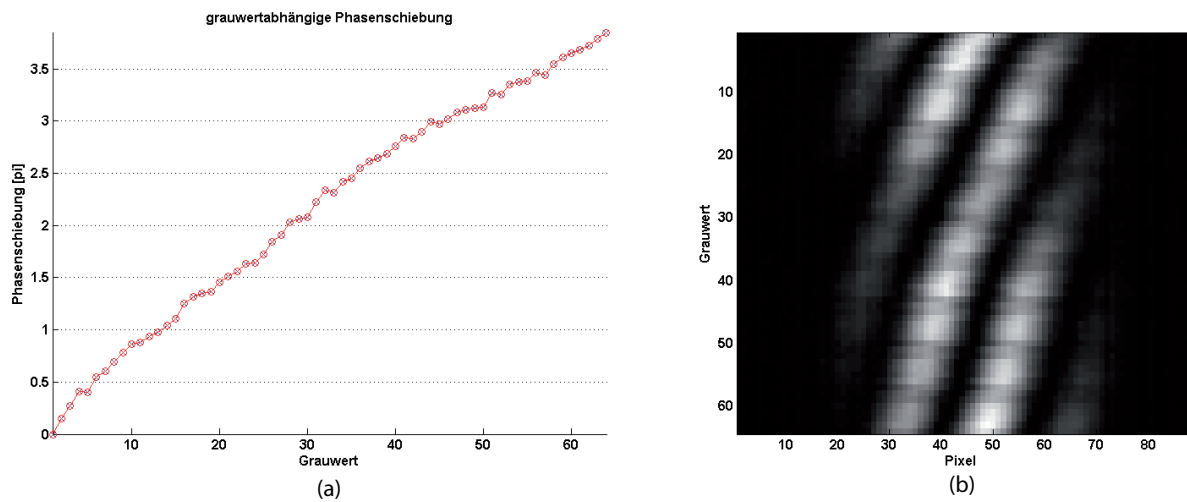


Abbildung 4.3.:

- (a) Auswertung der Messung. Es sind keine Artefakte durch die Intensitätsschwankungen sichtbar,
- (b) Phasenschiebungsmessung mit starker Variation der Laserintensität während der Messung.

O	Offset
A	Amplitude
p	Periode
$\varphi_0$	Anfangsphase
x	laterale Koordinate
$\delta$	Dirac'sche Deltafunktion

Zur Messung der grauwertabhängigen Phasenschiebung eines Displays wird der Grauwert in den Displaypixeln des Objektstrahls variiert und für jeden eingeschriebenen Grauwert wird ein Kamerabild des Interferenzmusters aufgenommen. Aus den Interferenzbildern werden für alle Grauwerte die gleichen Zeilen ausgeschnitten und in einer Matrix gespeichert. Diese Matrix zeigt anschaulich bereits den Verlauf der Phasenschiebung über den eingeschriebenen Grauwert (s. Abb. 4.3(b)). Zur Auswertung der Messung wird die Matrix zeilenweise Fouriertransformiert und es wird die Phase der +1. oder -1. Ordnung bestimmt. Gegebenenfalls muss der Verlauf der Phasenschiebung noch verstetigt werden, da er in  $2\pi$  periodisch ist. Die Nachteile dieses Verfahrens sind, dass die Phasenschiebung nicht orts aufgelöst bestimmt werden kann und dass die Justage auf Grund der notwendigen relativ exakten Positionierung der Doppellochblende aufwändiger ist als beim Ronchi-Gitter-Verfahren und beim Twyman-Green-Interferometer.

### Messung der Phasenschiebung mit einem Twyman-Green-Interferometer

Ein klassisches Verfahren zur Wellenfrontanalyse ist die Messung mit einem Twyman-Green-Interferometer. Wie bei allen interferometrischen Zweistrahl-Messverfahren wird hier die Interferenz zweier Wellenfronten ausgewertet. Dazu wird das Licht in eine Objektwelle und eine Referenzwelle aufgeteilt (s. Bild 4.4). Im statischen Fall, das heißt, das Display wird nicht adressiert, zeigt das Interferenzmuster den doppelten Wellenfront-Unterschied zwischen dem Display und dem Referenzspiegel. Dies kann genutzt werden, um den durch die Unebenheit des Displays eingebrachten Wellenfrontfehler zu korrigieren. Wird das Display adressiert, ändert sich die Phase. Für die Auswertung stehen verschiedene Methoden zur Verfügung. Es kann z.B. durch eine Verkipfung des Referenzspiegels ein zusätzliches räumliches Trägersignal aufmoduliert werden, so dass in der Detektorebene mit einer Differenzphotodiode das Signal zwischen einer Stelle des Streifenmusters mit konstruktiver und einer Stelle mit destruktiver Interferenz aufgenommen wird [90]. Werden in das Display verschiedene Grauwerte eingeschrieben, so ändert sich das aufgenommene Differenzsignal, aus dem wiederum die Phase berechnet werden kann. Da die Aufteilung des Lichtes in den Objekt- und Referenzstrahl bei diesem Interferometertyp mittels eines Strahlteilerwürfels oder einer Strahlteilerplatte durchgeführt wird, sind die Ergebnisse der Messungen nicht so einfach zu interpretieren, wie beim Doppelspaltverfahren. Der eingesetzte Strahlteiler besitzt im Normalfall eine Jones-Matrix, die nicht der Identitäts-

matrix entspricht, und muss daher bei der Auswertung der Messung berücksichtigt werden. Dazu ist es notwendig, zunächst die Jones-Matrix des Strahlteilers für einen  $180^\circ$ -Durchgang sowie für einen  $90^\circ$ -Durchgang zu ermitteln. Mit der Kenntnis dieser Daten und der phasenreduzierten Jones-Matrix des Displays ist es möglich, die effektive, durch das Display erzeugte Phasenschiebung zu berechnen (s. Abschnitte 4.2.5.1, 4.2.5.2).

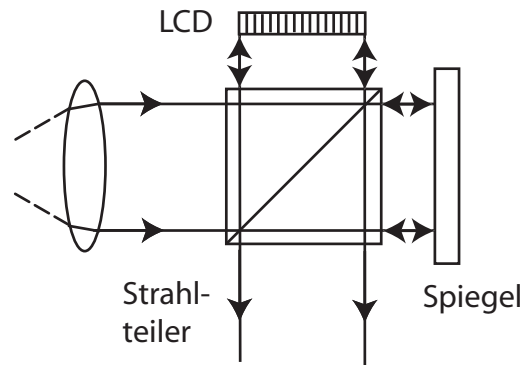


Abbildung 4.4.: Skizze eines Twyman-Green Interferometers.

### Messung der Phasenschiebung mit einem Mach-Zehnder-Interferometer

Das Verfahren zur Messung der Phasenschiebung mit dem Mach-Zehnder-Interferometer ist dem Verfahren der Messung mit Twyman-Green-Interferometer sehr ähnlich. Allerdings werden bei diesem Interferometertyp genau die oben beschriebenen Nachteile vermieden. Das Ergebnis der Messungen ist in diesem Fall wieder nur die mit dem Display erzeugte Phasenschiebung. Um dies zu erreichen, ist es allerdings erforderlich, einen polarisationsoptisch geeigneten Aufbau des Interferometers zu wählen. Dabei werden die Polarisatoren so in das Interferometer eingestellt, dass sich zwischen ihnen nur das Display befindet und keine zusätzlichen optischen Komponenten (s. Bild 4.5). Ein weiterer Vorteil des Mach-Zehnder-Interferometers ist, dass die Intensität und Polarisation der Referenzwelle beliebig gewählt werden können. Dies ermöglicht es, Messungen auch unter Bedingungen zu machen, bei denen dies mit den anderen Verfahren nicht möglich ist. Wenn sich z.B. die Intensität der Referenzwelle zu stark von der Intensität der Objektwelle unterscheidet und damit der Interferenzkontrast zu gering ist (s. Abschnitt 3.1.5). Allerdings bringt auch dieser Aufbau nicht unerhebliche Nachteile mit sich. So ist die Justage des Aufbaus aufwändiger, da sowohl der optische Weg als auch der Winkel für beide Strahlengänge möglichst optimal aufeinander abgestimmt werden müssen. Außerdem ist es prinzipiell nicht möglich, mit diesem Aufbau das Display unter senkrechter Beleuchtung zu vermessen. Es dient daher, vor allem als Vergleichsverfahren für die anderen vorgestellten Messverfahren.

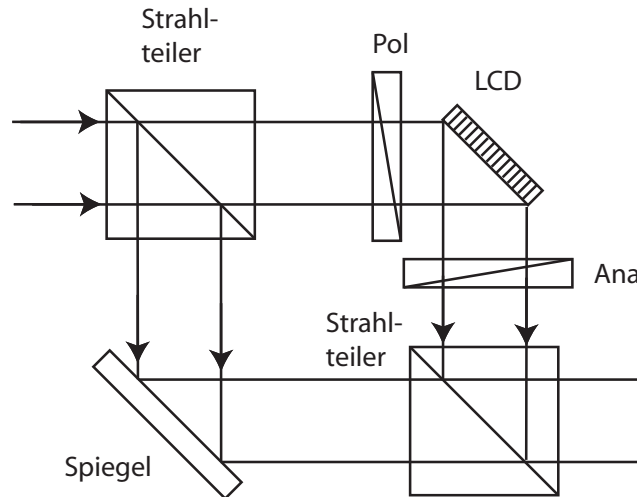


Abbildung 4.5.: Skizze eines Mach-Zehnder Interferometers.

### Messung der Phasenschiebung mit dem Ronchi-Gitter-Verfahren

Die Phasenschiebung des Displays wird bei diesem Verfahren gemessen, indem ein binäres Grauwertgitter in das Display eingeschrieben wird [120]. Dieser optische Aufbau ist der einfachste der hier vorgestellten Verfahren. Für die Messung werden in das Display entweder horizontale oder vertikale Streifen eines Grauwerts eingeschrieben und es wird die Intensität der 0. und der +1. oder -1. Beugungsordnung des eingeschriebenen Gitters ermittelt. Aus diesen Intensitäten lässt sich dann unter der Annahme, dass das eingeschriebene Phasengitter einem Rechteckgitter entspricht, die Phasenschiebung des Displays berechnen.

Allerdings hat sich bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen gezeigt, dass diese Annahme nicht für alle Displays zutrifft und zu erheblichen Messfehlern führen kann. Die meisten Displays haben keine exakt quadratische oder rechteckige Pixelstruktur, sondern weisen zusätzlich Asymmetrien auf. Dies kann z.B. durch die Adressierungsleitungen, Spacer oder andere Bauelemente des Displays verursacht werden. Darüber hinaus entstehen in den Flüssigkristalldisplays auch keine perfekten Rechteckgitter. An den Pixelgrenzen treten Übersprecheffekte und Übergangsbereiche zwischen benachbarten Pixeln auf, was vor allem bei höheren Adressierspannungen zu beobachten ist. Wird nun ein Binärgitter mit der doppelten oder vierfachen Periode des Display-Pixelgitters zur Messung verwendet, sind die Abweichungen zu groß, um ohne eine genauere Kenntnis des Displays, d.h. der Größe der Übergangsbereiche und der realen Pixelstruktur, noch quantitativ belastbare Messungen durchzuführen. Werden Gitter mit größeren Perioden verwendet, ist die Auswertung schwierig und fehleranfällig, da die Beugungsordnungen sehr nahe beieinander liegen und die Spots auf Grund der durch die Form des Modulators erzeugten Aberrationen ausgedehnt sind und sich überlappen.

### 4.3. Übersprechen zwischen LCD-Pixeln

Beim Einsatz von LCDs als Beugungsgitter oder zur Rekonstruktion von Hologrammen ist neben der erreichbaren Phasenschiebung auch die laterale Auflösung des SLMs von Bedeutung. Sie gibt bei einer Abbildung des SLMs die laterale Auflösung im Objektraum oder im Falle der Rekonstruktion von Hologrammen die maximal übertragbare Ortsfrequenz, bzw. den größten Beugungswinkel vor. Die laterale Auflösung der Modulatoren wird durch verschiedene Effekte beeinflusst. Die mit einem Modulator höchste erreichbare laterale Auflösung ist zunächst durch den Pixelabstand vorgegeben. Diese wird in der Praxis durch ein optisches und elektrisches Übersprechen zwischen benachbarten Pixeln reduziert. Ein optisches Übersprechen entsteht insbesondere dann, wenn der Modulator unter einem Winkel und nicht senkrecht beleuchtet wird. Auch eine divergierende oder konvergierende Beleuchtungswellenfront kann zu einem optischen Übersprechen führen, da einzelne Strahlen dann schräg durch den SLM laufen. Das elektrische Übersprechen wird durch die Art der Ansteuerung der einzelnen Pixel erzeugt. Zur Messung des Übersprechens zwischen den Pixel wurden nacheinander verschiedene LCDs in einen Arm eines Mach-Zehnder Interferometers eingebaut. Es wurde so der Phasenverlauf eingeschriebener Ronchi-Gitter und Blazed-Gitter ermittelt. Aus der Breite des Übergangsbereichs zwischen den eingeschriebenen Grauwerten im Verhältnis zur Pixelgröße wurde das Pixelübersprechen bestimmt, siehe Abb. 4.6.

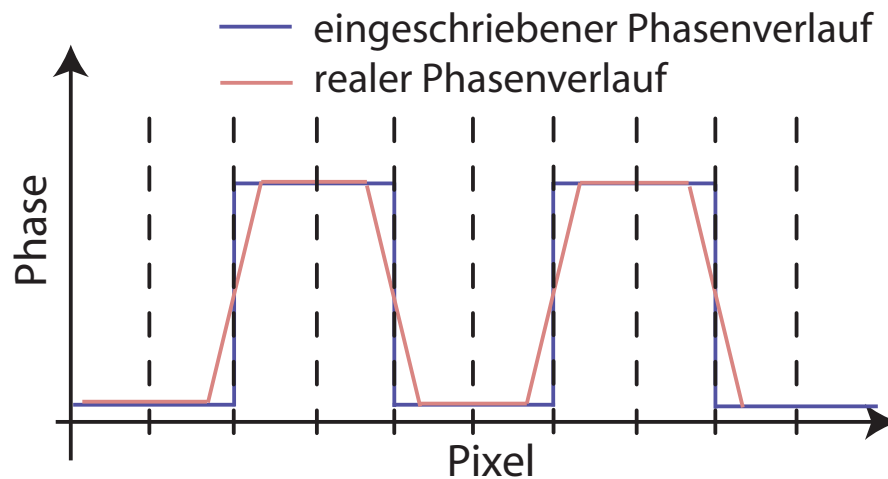


Abbildung 4.6.: Schematische Darstellung des Phasenverlaufs, der durch das Pixelübersprechen bei einem Ronchi-Gitter entsteht.

# 5. Verwendete Messaufbauten

Die meisten Messungen zur Charakterisierung der verwendeten Modulatoren wurden mit einem speziell dafür erstellten Prüfstand durchgeführt. Mit diesem Prüfstand können die folgenden Parameter gemessen werden:

- grauwertabhängige Helligkeit,
- Kontrast (ANSI und Hell- Dunkelkontrast),
- grauwertabhängige Phasenschiebung,
- grauwertabhängige Jones-Matrix und
- zeitaufgelöstes Schaltverhalten.

Für den Einsatz in Anwendungen, bei denen Wellenfrontfehler von Bedeutung sind, z.B. in der Interferometrie, muss zusätzlich noch die Oberflächenform des Modulators gemessen werden. Hierzu wurde ein gesondert aufgebautes Twyman-Green-Interferometer verwendet. Darüber hinaus ist in einem weiteren Aufbau das Pixelübersprechen gemessen worden und ebenfalls in einem separaten Aufbau wurden Messungen mit verschiedenen rekonstruierten Hologrammen durchgeführt.

## 5.1. LCD-Prüfstand

Der LCD-Prüfstand ermöglicht durch seinen modularen Aufbau, eine Vielzahl verschiedener Messungen in nur einem Versuchsaufbau mit möglichst geringen Modifikationen des Aufbaus durchzuführen. Durch die drehbare Halterung des zu untersuchenden Modulators und die auf einem Dreharm angebrachte Beleuchtung und Strahlaufbereitung können alle oben genannten Messungen auch in Abhängigkeit vom Einfallswinkel durchgeführt werden.

Die Beleuchtung erfolgt über eine polarisationserhaltende Monomodefaser (s. Abb. 5.1). Dies hat den Vorteil, dass keine weitere Raumfrequenzfilterung der Beleuchtung im Beleuchtungsarm durchgeführt werden muss. Der Strahl wird dann mit einer  $\lambda/4$ -Platte möglichst zirkular polarisiert. Die zirkulare Polarisation wird benötigt, um die Intensitätsvariation beim Drehen des darauf folgenden Polarisators (B&W-Filter, Typ KS-MIK) gering zu halten und darf

daher eine geringe Restelliptizität aufweisen. Der Polarisator ist motorisiert und über einen PC ansteuerbar. Die Intensität hinter dem Polarisator wird mit einer Fotodiode (Typ BPX65 mit einem selbst hergestelltem Verstärker) gemessen, um Schwankungen der Beleuchtungsintensität und Intensitätsänderungen, die bei Drehungen des Polarisators auftreten, ausgleichen zu können. Das zu vermessende Display ist auf einem kleinen Drehtisch montiert. Die axiale Position ( $z$ ) des Displays kann zusätzlich mit einer Mikrometerschraube angepasst werden. Außerdem kann das Display noch gekippt werden, um eine leichte Kippung des Beleuchtungsarms relativ zum Detektionsarm des Prüfstands auszugleichen. Hinter dem Display folgt ein weiterer motorisierter Polarisator. Die Intensität wird mit einer zweiten Fotodiode gemessen. Mit diesem Aufbau können die meisten Messungen zur Display-Charakterisierung durchgeführt werden. Zur Messung der Phasenschiebung muss der Prüfstand leicht modifiziert werden. Hierzu wird vor dem Display eine Doppellochblende (Lochdurchmesser ca. 1 mm, Lochabstand ca. 3 mm, s. Abschnitt 4.2.5.2) eingebaut, mit der das Display mit zwei getrennten Wellen beleuchtet wird. Diese werden mit einer Fourier-Linse hinter dem zweiten Polarisator, dem sogenannten Analysator, zur Interferenz gebracht und mit einer Kamera an Stelle der Fotodiode betrachtet, siehe Abb. 5.2. Das Display kann mit dem Dreharm unter einem Einfallswinkel

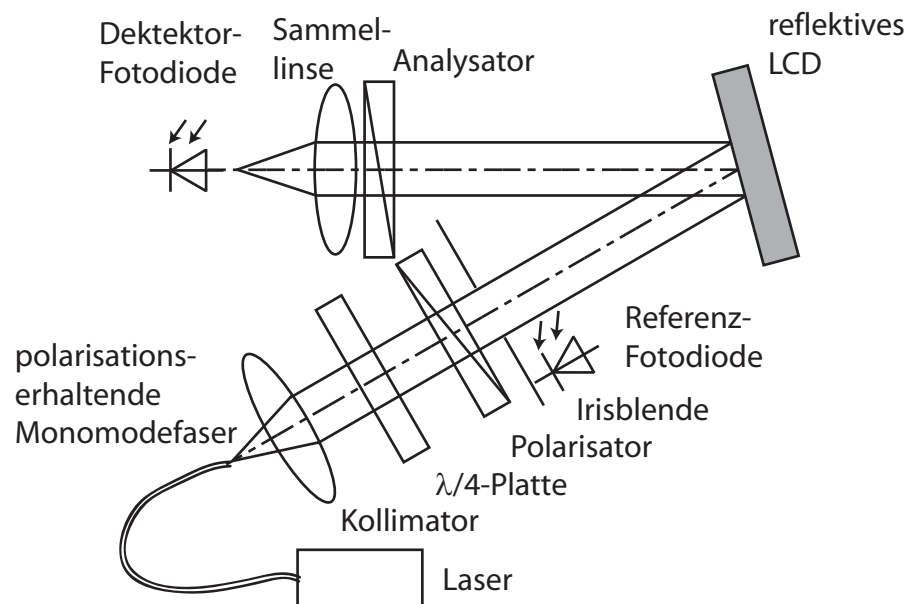


Abbildung 5.1.: LCD-Prüfstand in der Konfiguration zur Messung der Jones-Matrix mit zwei Fotodioden als Detektoren.

von  $15^\circ$  bis  $90^\circ$  beleuchtet werden. Für Messungen mit senkrechter Beleuchtung des Displays kann der komplette Dreharm demontiert und auf zwei separate Halter gestellt werden. Damit sind auch Messungen mit einem Strahlteiler und einer senkrechten Displaybeleuchtung möglich. Dies hat allerdings den Nachteil, dass die Jones-Matrizen für eine  $90^\circ$ -Umlenkung und für einen geraden Durchgang des Strahlteilers bei allen Auswertungen berücksichtigt werden



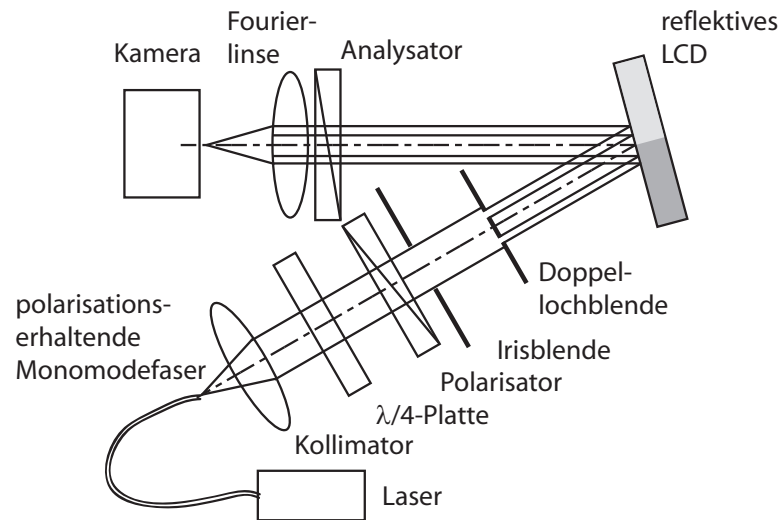


Abbildung 5.2.: LCD-Prüfstand in der Konfiguration zur Messung der Phasenschiebung eines Displays mit einer Kamera als Detektor.

müssen, siehe Abb. 5.3. Zusätzlich zu den Polarisatoren können noch  $\lambda/4$ -Platten vor und nach dem Display verwendet werden, was eine elliptische Eingangspolarisation und eine elliptische Polarisations-Analyse ermöglicht.

## 5.2. Twyman-Green-Interferometer zur Messung der Wellenfrontaberrationen des Modulators

Die verschiedenen Schichten der LCOS Displays aber hauptsächlich die Spiegelschicht oder die Dicke der eingesetzten Modulatoren sowie alle anderen Elemente der optischen Systeme, in denen die Modulatoren eingesetzt werden, sind potenzielle Quellen von Aberrationen. Diese Aberrationen können interferometrisch gemessen werden. Eine hochgenaue Messung der Aberrationen erfolgt oft in phasenschiebenden Interferometern, bei denen die Phasenschiebung z.B. über einen Piezosteller im Referenzarm, erfolgt [65]. Für die in unserem Fall dominierenden niederfrequenten Aberrationen ist es üblich, die ermittelten Aberrationen durch Zernike-Polynome [65] auszudrücken, wobei die Polynomkoeffizienten ein Maß für die Stärke der Aberrationen darstellen.

Die Modulator-Oberflächen wird mit einem Twyman-Green-Interferometer gemessen [65, 70]. Dazu wird das Display in den Messarm des Interferometers gestellt. Als Referenz wird ein hoch ebener Spiegel verwendet, der mit einem Piezo-Verschiebetisch in z-Richtung verschoben werden kann, um ein Phasenschiebe-Messverfahren einsetzen zu können (s. Abb. 5.4).

Es kann einer der bekannten Phasenschiebe-Algorithmen [14, 111, 97, 94], z.B. ein Vier-Phasen-Algorithmus, verwendet werden. Ein Zweiwellenlängen-Verfahren zur Verstetigung der Ober-

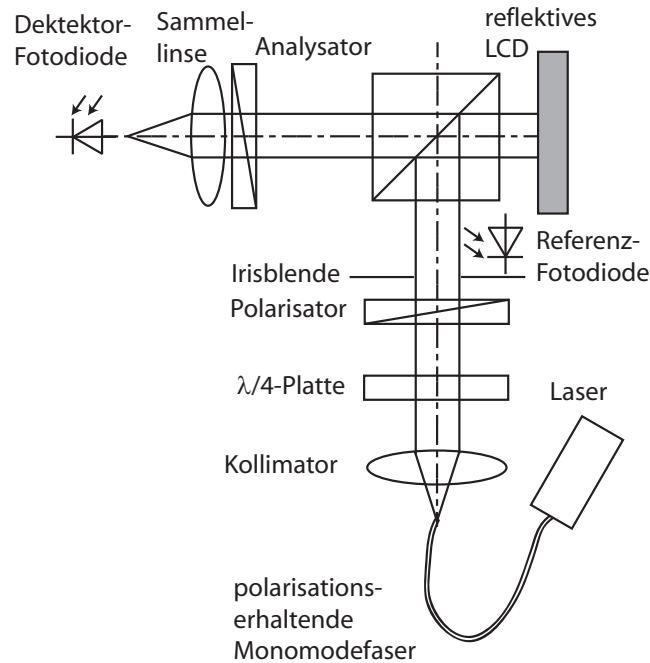


Abbildung 5.3.: LCD-Prüfstand in der Konfiguration zur Messung der Jones-Matrix mit Strahlteiler und senkrechter Beleuchtung des SLM.

fläche ist hierzu nicht notwendig. Es genügt ein einfacher Unwrapping-Algorithmus [20, 40, 29], da mit Sicherheit von einer stetigen Oberfläche ausgegangen werden kann. Die sich ergebende Formabweichung entspricht dann der doppelten Formdifferenz zwischen Spiegel und Display, da die Messung in Reflexion erfolgt. Mit der jeweiligen Wellenlänge der verwendeten Lichtquelle kann dann die Oberflächenform berechnet werden. Soll die jetzt bekannte Aberration  $\Phi_{Mess}$  des Displays bei der Rekonstruktion eines Hologramms korrigiert werden, muss die Phasenverteilung entsprechend dem Verhältnis aus der zur Messung der Form benutzten Wellenlänge  $\lambda_{Mess}$  und der bei der durchgeführten Messung verwendeten Wellenlänge  $\lambda_{Nutz}$  mit Gleichung 5.1 skaliert werden.

$$\Phi_{korr}(x, y) = \lambda_{Mess}/\lambda_{Nutz} \Phi_{Mess}(x, y) \quad (5.1)$$

### 5.3. Mach-Zehnder-Interferometer zur Bestimmung des Pixelübersprechens

Im Gegensatz zu den Messaufbauten für die Messung der Phasenschiebung kann zur Messung des Pixelübersprechens kein Common-Path-Interferometer verwendet werden. Damit die Polarisation der Beleuchtung und der Analysator getrennt einstellen werden können, wurde ein

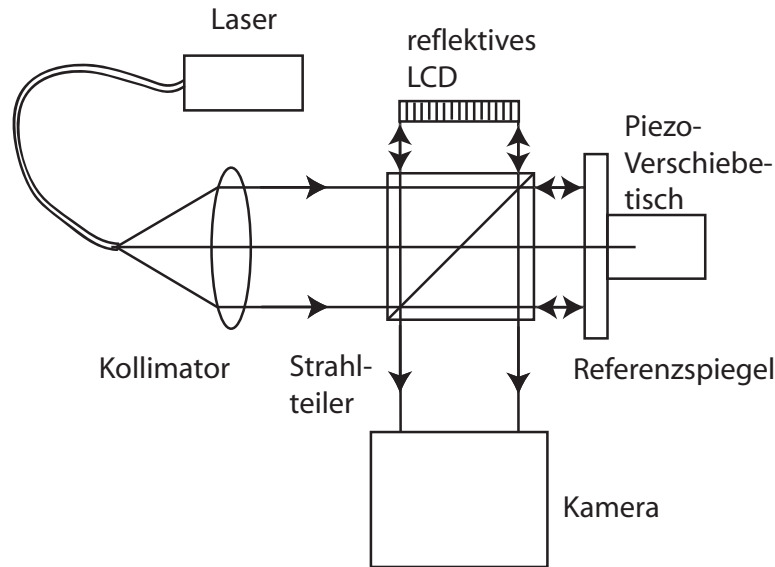


Abbildung 5.4.: Twyman-Green Interferometer zur Vermessung der Modulator-Aberrationen.

Mach-Zehnder-Interferometer gewählt. Um eine Subpixel-aufgelöste Phasenverteilung messen zu können, wurde zusätzlich eine vergrößernde Abbildungsstufe in den Objektarm eingebaut, siehe Abb. 5.5. Es wurde damit ein Mach-Zehnder-Interferometer realisiert, bei dem das Display unter einem Winkel von  $45^\circ$  beleuchtet wird. Auf Grund der Vergrößerung im Objektarm ist noch eine Intensitätsanpassung des Referenzarms notwendig. Diese wurde mit Graufiltern realisiert. Da eine möglichst einfache Auswertung der interferometrischen Bilder erzielt werden sollte, wurde eine afokale Abbildungsstufe verwendet. Dazu wurden zwei Achromate ( $f'_1 = 20\text{ mm}$  und  $f'_2 = 200\text{ mm}$ ) verwendet. Als Lichtquelle kam ein in eine polarisationserhaltende Monomode-Faser eingekoppelter DPSS-Laser der Wellenlänge  $\lambda = 532\text{ nm}$  zum Einsatz. Eine weitere Erhöhung des Interferenzstreifenkontrasts wird durch einen zusätzlichen Analysator vor der Kamera erreicht, der dafür sorgt, dass von Referenz- und Objektarm nur Licht durchgelassen wird, das vollständig miteinander interferieren kann. Um eine möglichst genaue Auswertung der Interferenzbilder ohne zusätzliche Phasenschiebung vornehmen zu können, wurde das Display leicht gegenüber der Referenzwelle um eine Achse verkippt. Die dadurch entstehenden Interferenzstreifen werden als Trägerfrequenz für eine genaue Auswertung des Interferenzmusters und damit zur Berechnung der Phasenverteilung mittels räumlichen Phasenschiebens genutzt [103].

## 5.4. Messaufbauten für die digitale Holografie

In der optischen Oberflächenmesstechnik lassen sich die Messverfahren in zwei prinzipiell unterschiedliche Ansätze unterteilen. Zum einen in Verfahren, bei denen die Messung mittels einer

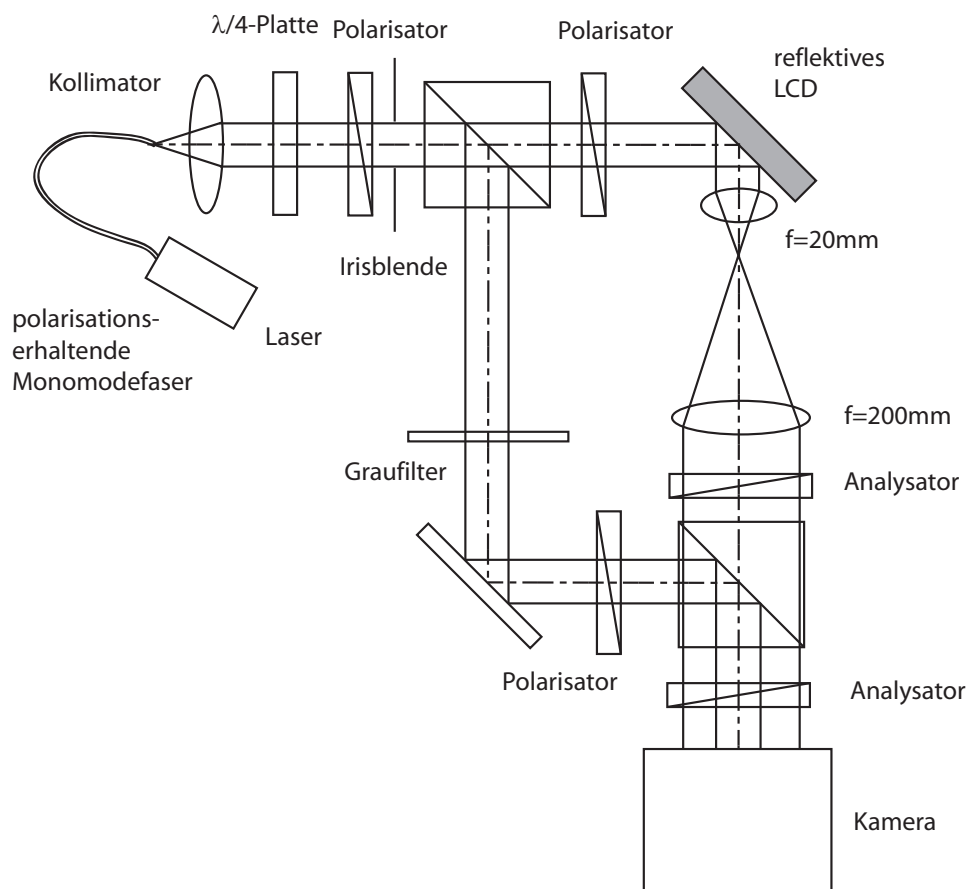


Abbildung 5.5.: Mach-Zehnder-Interferometer zur Bestimmung des Pixelübersprechens.

Intensitätsmodulation erfolgt, z.B. Streifenprojektion [89, 41], konfokale Mikroskopie [71, 19] [108] und Lichtschnittverfahren [98], zum anderen in Verfahren, bei denen Interferenzerscheinungen ausgewertet werden.

Die auf Interferenz basierenden Verfahren lassen sich weiter unterteilen in interferometrische Methoden, bei denen die auftretenden Interferenzmuster direkt ausgewertet werden und in Verfahren, bei denen ein Specklemuster mit einer statistischen Phasenverteilung entsteht und ausgewertet wird. Die interferometrischen Verfahren erlauben eine direkte Formmessung und werden an optisch eher glatten Oberflächen angewendet, z.B. bei der Weißlichtinterferometrie mit Phasenauswertung. Bei den Speckleverfahren ist eine Formmessung nicht direkt möglich. Es werden bei diesen Verfahren für eine Verschiebungs- oder Dehnungsmessung immer mindestens zwei Specklebilder benötigt, damit die durch die Speckle verursachte Intensitätsmodulation und damit der Rauheitseinfluss des Objekts eliminiert werden kann. Zu den Speckleverfahren gehören z.B. die temporal speckle pattern interferometry (TSPI) [42] und die Gruppe der holografischen Messtechniken [114, 96]. Bei den holografischen Messverfahren wird die Interferenz des vom Objekt zurückgestreuten Lichts mit einer bekannten Referenzwelle aufgenommen 5.6(a). Das aufgenommene Bild wird als Hologramm bezeichnet. Je nach Art des verwendeten Aufnahmemediums und der weiteren Verarbeitung unterscheidet man die analoge und die digitale Holografie. Bei der analogen Holografie werden zur Aufnahme des Hologramms spezielle fotografische Filme mit einer sehr hohen lateralen Auflösung verwendet. Davon ausgehend hat sich durch den Fortschritt bei den digitalen Bildsensoren die digitale Holografie entwickelt. Dabei werden die Hologramme mit Kameras aufgenommen und in einem Computer gespeichert. Die Weiterverarbeitung der Hologramme kann in der digitalen Holografie entweder rein digital im Computer oder analog mittels eines geeigneten Modulators oder als eine Mischung der beiden Varianten erfolgen. Zur Rekonstruktion des Hologramms wird dieses mit der phasenkonjugierten Referenzwelle beleuchtet. Dadurch entsteht ein Bild des Objekts an seiner ursprünglichen Stelle 5.6(rechts). In der optischen Messtechnik wird die Holografie zur Form [66] und Verformungsmessung [84] [46] eingesetzt. Die aufgenommenen Hologramme können entweder digital in einem Computer oder analog mit speziellen Wellenfront-Modulatoren rekonstruiert werden. Es werden verschiedene Weiterentwicklungen des ursprünglichen analogen Verfahrens der Holografie eingesetzt. So wurde der früher zur Aufzeichnung der Hologramme verwendete Film durch digitale Bildsensoren ersetzt („Digitale Holografie“ [112]). Seit einiger Zeit werden räumliche Lichtmodulatoren zur optischen Hologrammrekonstruktion eingesetzt [7, 28] Die Ergebnisse der Charakterisierung haben einen direkten Einfluss auf die erzielbaren Genauigkeiten bei der digitalen Holografie. Es wurden daher Aufbauten zur Aufnahme von Hologrammen sowie zur Rekonstruktion und anschließender Untersuchung der Rekonstruktion realisiert. Die beiden Aufbauten wurden verwendet, um den Einfluss der verschiedenen Hologramme (Amplitudenhologramme und Phasenhologramme) und Einflüsse des Modula-

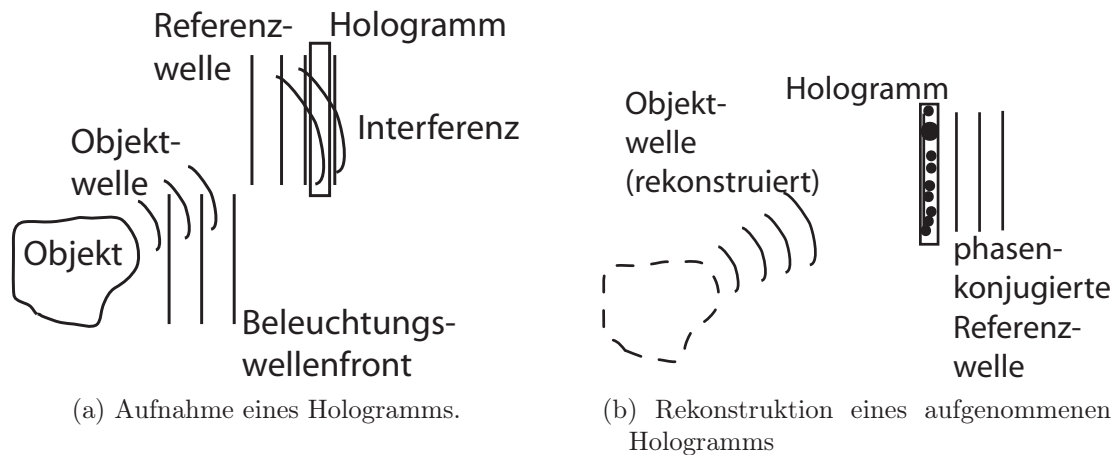


Abbildung 5.6.: Aufnahme und Rekonstruktion von Hologrammen.

tors, insbesondere des Modus, in dem der Modulator betrieben wird (Amplitude-Only (AO), Amplitude-Mostly (AM), Phase-Mostly (PM) und Phase-Only (PO)), bei der Rekonstruktion der Hologramme zu untersuchen [17, 49].

#### 5.4.1. Aufbau für die Aufnahme von Hologrammen

In der digitalen Holografie wird zunächst ein Hologramm des Objekts aufgenommen. Das Licht einer kohärenten Lichtquelle wird in eine Objektwelle und eine Referenzwelle geteilt. Das Objekt wird mit der Objektwelle beleuchtet und das reflektierte Licht wird mit der Referenzwelle auf der Kamera zur Interferenz gebracht, siehe Abb. 5.7. Das aufgezeichnete Interferenzmuster ist das Hologramm des Messobjekts. Ist die Referenzwelle eine Punktquelle, die den gleichen Abstand zum Detektor hat wie das Objekt, so spricht man von einem Quasi-Fourier-Hologramm [50]. Die Aufnahme von Fourier- oder Quasi-Fourier-Hologrammen stellt eine Vereinfachung des allgemeinen Falls dar. Hierbei lässt sich das Objekt durch eine Fourier-Transformation aus dem Hologramm rekonstruieren. Dies hat Vorteile, vor allem wenn das Hologramm digital aufgezeichnet wird und im Rechner bearbeitet oder rekonstruiert werden soll [109].

#### 5.4.2. Aufbau für die Rekonstruktion von Hologrammen

Für die Untersuchung der rekonstruierten Hologramme wurde ein Aufbau verwendet, der dem für die vergleichende digitale Holografie [49, 78] sehr ähnlich ist. Es wird im Folgenden der verwendete Aufbau kurz beschrieben, dabei wird allerdings nicht auf die vergleichende digitale Holografie eingegangen. Der Aufbau diente lediglich zur Beurteilung der Qualität der aufgenommenen Hologramme. An der Stelle, an der bei der Aufnahme die Kamera stand, wird zur Rekonstruktion der SLM platziert. Dieser wird mit der konjugierten Referenzwelle beleuchtet.

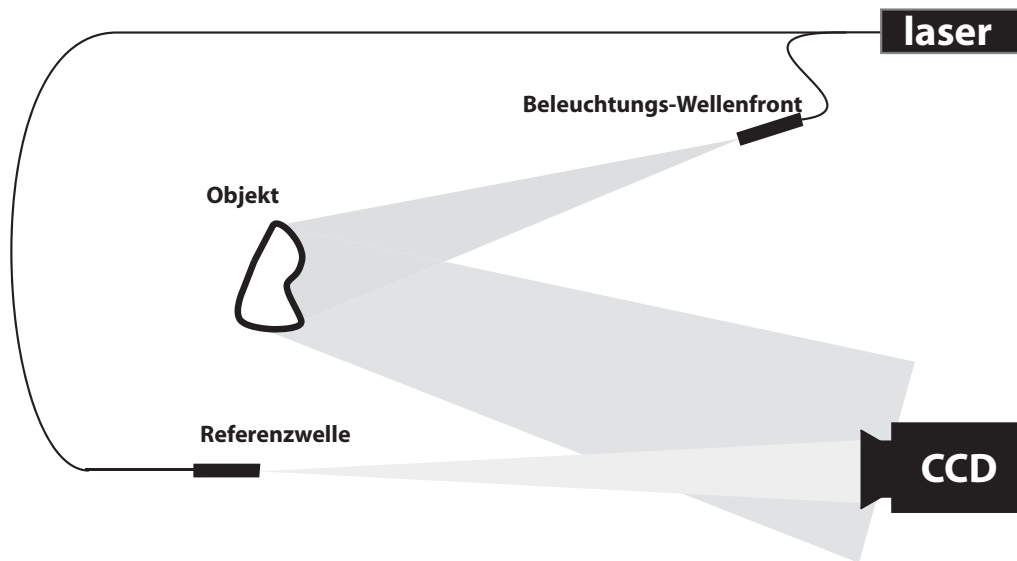


Abbildung 5.7.: Aufbau zur Aufzeichnung digitaler Quasi-Fourier-Hologramme.

Dadurch entsteht ein reelles Abbild des aufgenommenen Objekts an der Stelle, an der bei der Aufnahme das Objekt stand. Das durch die Rekonstruktion des Hologramms entstehende reelle Bild des Objekts wird wieder auf eine Kamera abgebildet und aufgenommen, siehe Abb. 5.8. Mit der Kamera kann qualitativ die Intensität der Rekonstruktion beurteilt werden. Zur Ermittlung des Beugungswirkungsgrads des eingeschriebenen Hologramms wurde die Kamera durch einen Leistungsmesser, bzw. eine Fotodiode, ersetzt. Die durch die Pixelstruktur des Displays entstehenden höheren Beugungsordnungen wurden für die Bestimmung des Beugungswirkungsgrads mit einer Blende abgeschattet.

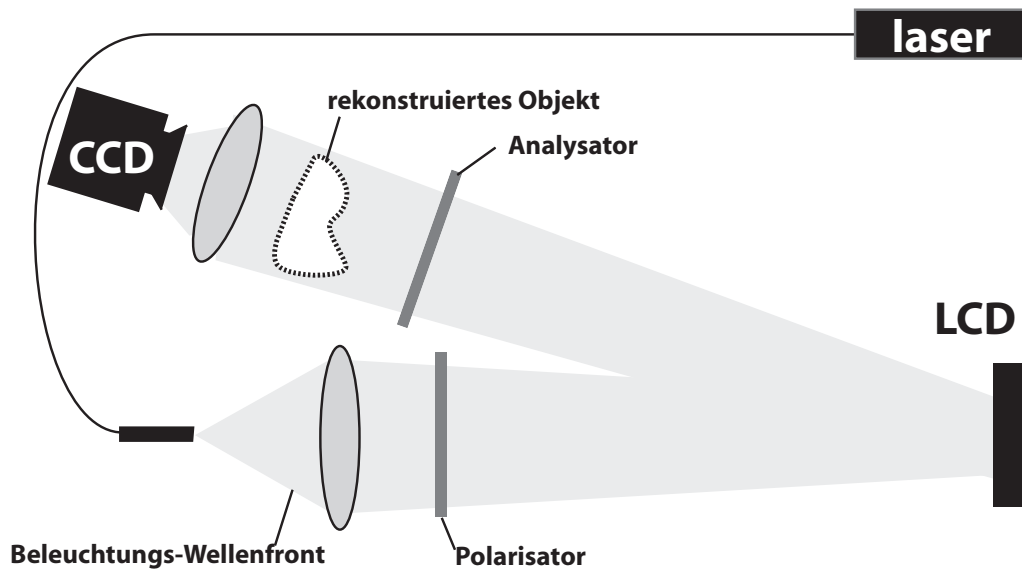


Abbildung 5.8.: Aufbau zur Rekonstruktion der aufgenommenen Hologramme mittels eines SLMs und gleichzeitiger Aufnahme der rekonstruierten Hologramme mittels einer Kamera.



# 6. Messungen und Simulationen

## 6.1. Linearisierung der Display-Kennlinie

Neben der Berechnung spezieller Kennlinien, z.B. Amplitude-Only oder Phase-Only Kennlinien, ist auch deren Linearisierung von großer praktischer Bedeutung. Betrachtet man z.B. die Kennlinien in Bild 6.1 so ist erkennbar, dass die Phasenänderung zwischen zwei Grauwerten teilweise sehr groß ist, während es an anderen Stellen der Kennlinie praktisch keinen Phasenunterschied zwischen direkt benachbarten Grauwerten gibt. Dies führt dazu, dass man nicht die vollen 256 Graustufen, mit denen ein 8-Bit Graustufen-Display angesteuert werden kann, zur Adressierung eines linearen Phasenkeils effektiv zur Verfügung hat. Hieraus ergibt sich eine Verschlechterung der Beugungseffizienz. Bei effektiven 8 Phasenstufen erreicht sie theoretisch aber bereits 95% [32, 33].

Die Hauptmotivation für eine Linearisierung der Kennlinie ist eine deutliche Vereinfachung der Hologrammrekonstruktion. Im Fall einer nichtlinearen Display-Kennlinie müssten sonst stets die Grauwerte der eingeschriebenen Hologramme angepasst werden, oder eine entsprechende Farbpalette des Betriebssystems verwendet werden. Eine Anpassung der Hologramme, oder die Anwendung einer entsprechenden Lookup-Tabelle ist im Vergleich zur Änderung der Gammakurve fehleranfälliger.

Für eine Linearisierung wird zunächst der Phasenverlauf gemessen. Um nun daraus eine linearisierte Kennlinie zu berechnen, wurden zwei einfache Methoden verwendet. Bei der ersten wird ein Polynom nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate berechnet, aus dessen Umkehrfunktion werden die Werte für eine linearisierte Kennlinie bestimmt. Die linearisierte Kennlinie wird dann berechnet, in dem man die gewünschten Phasenwerte in das bestimmte Polynom einsetzt und man erhält die entsprechende Ansteuerspannung. Bei der zweiten Methode ist ein Polynom nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate zu berechnen, wobei man hier die gemessenen Phasenwerte als x-Werte und die eingeschriebenen Spannungswerte als y-Werte verwendet. Bei der zweiten Methode kann sofort aus dem berechneten Polynom eine linearisierte Kennlinie berechnet werden. Jedoch hat diese Methode den Nachteil, dass teilweise doppelte Funktionswerte vorhanden sind, so dass das berechnete Polynom numerisch instabil ist. Die Amplitudenmodulation kann dabei nicht getrennt beeinflusst werden. Sie ändert sich entsprechend der Änderung der für jeden Grauwert eingeschriebenen Spannungswerte.

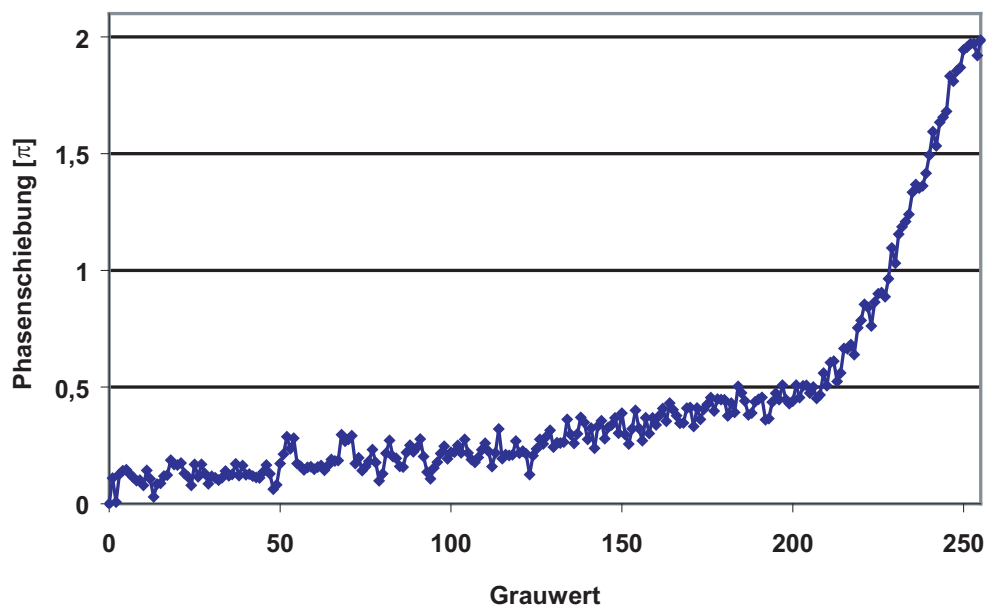


Abbildung 6.1.: Nichtlineare Phasenschiebung eines Displays bei Verwendung der Hersteller-Gammakurve.

## 6.2. Berechnung spezieller Display-Kennlinien

LC-Displays lassen sich in verschiedenen Betriebsmodi verwenden. Zwischen reiner Phasenmodulation bis zu reiner Amplitudenmodulation gibt es sehr viele Zwischenmodi. Die Art und Weise wie das LCD verwendet wird, wird durch die zusätzlich im Aufbau eingebauten, polarisationsoptischen Komponenten und ihre jeweiligen Orientierungen bestimmt. Ist das Display zwischen zwei linearen Polarisatoren angeordnet, können nicht alle Betriebsarten eingestellt werden. Dazu werden weitere Komponenten benötigt. Bei den hier durchgeführten Simulationsrechnungen hat sich gezeigt, dass durch die Verwendung zweier zusätzlicher  $\lambda/4$ -Platten quasi alle gewünschten Kennlinien erreicht werden können. Die Berechnung einer speziellen Kennlinie erfolgt dabei durch eine Simulationssoftware, die mit Hilfe der Jones-Matrizen aller verwendeter Komponenten die Display-Kennlinien, nämlich die Phasenkennlinie und die Amplitudenkennlinie, berechnet. In der Simulation werden die Polarisatoren und die  $\lambda/4$ -Platten schrittweise gedreht und auf diese Art und Weise alle möglichen Kombinationen untersucht. So ist es möglich, Amplitude-Only- und Phase-Only-Kennlinien für das Display zu finden. Neben der numerischen Suche nach den Parametern der gewünschten Kennlinie käme eine analytische Lösung des Problems ebenfalls in Frage. Allerdings ist es für einen allgemeinen Fall nicht möglich, eine Lösung zu berechnen. Beispielhaft ist hier das Gleichungssystem für ein System, bestehend aus linearem Polarisator, LCD und linearem Analysator, angegeben.

Optische Systeme mit weiteren Elementen sind entsprechend komplizierter:

$$\begin{aligned}
 I &= \left| \begin{pmatrix} \cos(\alpha_{Ana}) & \sin(\alpha_{Ana}) \\ -\sin(\alpha_{Ana}) & \cos(\alpha_{Ana}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_{11} & J_{12} \\ J_{21} & J_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\alpha_{Pol}) \\ \sin(\alpha_{Pol}) \end{pmatrix} \right|^2 \\
 I &= ((J_{11}^2 + J_{22}^2 - J_{12}^2 - J_{21}^2) \cos^2(\alpha_{Ana}) + (2 J_{11} J_{21} - 2 J_{12} J_{22}) \sin(\alpha_{Ana}) \cos(\alpha_{Ana}) \\
 &\quad + J_{21}^2 - J_{22}^2) \cos^2(\alpha_{Pol}) + ((2 J_{11} J_{12} - 2 J_{21} J_{22}) \sin(\alpha_{Ana}) \cos^2(\alpha_{Ana}) \\
 &\quad + (2 J_{21} J_{12} - J_{21} J_{22}) \sin(\alpha_{Ana}) \sin(\alpha_{Pol}) \cos(\alpha_{Ana}) + 2 J_{21} \sin(\alpha_{Pol}) J_{22}) \cos(\alpha_{Pol}) \\
 &\quad + (J_{22}^2 + J_{12}^2) \cos^2(\alpha_{Ana}) + 2 \cos(\alpha_{Ana}) \sin(\alpha_{Ana}) J_{12} J_{22} + J_{22}^2. \tag{6.1}
 \end{aligned}$$

Soll nun daraus eine Amplitude-Only- oder Phase-Only-Kennlinie berechnet werden, müssen die Extrema des Intensitätsverlaufs berechnet werden. Da der Intensitätsverlauf eine Funktion von mehreren Variablen ist, nämlich je eine Variable für den Winkel eines jeden eingebrachten optischen Elements, sowie der in das Display eingeschriebenen Grauwerte, muss für eine Extremwertberechnung zunächst die Hesse-Matrix aufgestellt werden [12, 69]. Diese besteht aus den partiellen Differentialen der Intensitätsfunktion von allen Variablen. Für einen Extremwert muss die Determinante der Hesse-Matrix positiv oder negativ definit sein. Da allerdings jedes der acht Elemente der Jones-Matrix ein Polynom höherer Ordnung in Abhängigkeit des Grauwerts ist, wobei man üblicherweise zur Berechnung eines Ausgleichspolynoms mit einer Abweichung kleiner 3% zum realen Parameterverlauf des Jones-Matrix-Parameters über dem Grauwert ein Polynom achter bis 13. Ordnung wählen muss, kann keine analytische Lösung berechnet werden. Dies folgt daraus, dass es für Polynome mit einem Polynomgrad größer fünf keine geschlossene Lösung für eine Nullstellenberechnung gibt [87]. Allerdings ist noch zu bemerken, dass für ein optisches System, bestehend aus einem linearen Polarisator und einer  $\lambda/4$ -Platte als PZG, dem Display sowie einer  $\lambda/4$ -Platte und einem linearen Analysator als PZA, die komplette Berechnung der Phasen- sowie Amplituden-Kennlinien bei einer Drehung der polarisationsoptischen Elemente in  $1^\circ$  Schritten mit einem in der Programmiersprache C geschriebenen Programm, das auf einem aktuellen Dual-Core PC (Athlon64 X2 4800+) ausgeführt wird, nur ca. 12h dauert. Dies stellt, da die Kennlinienberechnung nur einmal durchgeführt werden muss, eine noch akzeptable Rechenzeit dar.

### 6.3. Evaluierung der Verfahren zur Messung der Phasenschiebung

Um die Ergebnisse der Phasenschiebungsmessungen zu verifizieren, wurden die Messergebnisse mehrerer Messverfahren verglichen. Dazu wurde die Phasenschiebung eines LCR-3000-Displays mit den folgenden Messverfahren gemessen (s. Abschnitt 4.2.5):

- Ronchi-Gitter Verfahren,
- Twyman-Green Interferometer,
- Mach-Zehnder Interferometer und
- Doppelspalt Verfahren.

Die beiden zuerst genannten Messverfahren weisen prinzipbedingte Fehlerquellen auf und liefern ohne eine zusätzliche modellbasierte Kalibrierung keine verlässlichen Ergebnisse. Es wird hier daher nur gezeigt, dass die Abweichungen der Messergebnisse beträchtlich sind und die Ergebnisse dieser Verfahren nicht direkt zur Erstellung einer Displaykennlinie verwendet werden können.

Beim Einsatz eines Twyman-Green-Interferometers zur Messung der Phasenschiebung ist zu beachten, dass der verwendete Strahlteilerwürfel oder die verwendeten Teilerplatten ebenfalls eine nicht zu vernachlässigende Jones-Matrix besitzen. Diese können die gemessene geometrische Phase und damit den Phasenverlauf erheblich ändern. Der Einsatz eines Twyman-Green-Interferometers zur Ermittlung der Phasenschiebung ist dann sinnvoll, wenn das Display im endgültigen Messsystem unter senkrechter Beleuchtung mit dem gleichen Strahlteiler verwendet werden soll.

Bei Verwendung des Ronchi-Gitter-Verfahrens stellen Reflexe und die Beugung am Pixelgitter des LCDs wesentliche Probleme dar. Bei diesem Verfahren werden die Intensitäten der 0. und 1. Beugungsordnung ausgewertet. Die Reflexion des Display-Deckglases wird aber ebenfalls in die 0. Beugungsordnung geleitet. Dieser Messfehler kann durch das Verfahren nicht kompensiert werden. Außerdem wird davon ausgegangen, dass ein perfektes Rechteckgitter eingeschrieben wird, was bei realen Modulatoren im Allgemeinen nicht der Fall ist. Durch ein Pixelübersprechen entspricht das eingeschriebene Gitter eher einem Trapezgitter als einem Rechteckgitter. Diese Fehlerquellen führten zu großen Messfehlern bei den untersuchten reflektiven Displays. Abbildung 6.2 zeigt die Messergebnisse der Phasenschiebungsmessung mit einem Twyman-Green-Interferometer, dem Ronchi-Gitter-Verfahren sowie dem Doppelspalt-Verfahren. Man sieht die großen Abweichungen der Messergebnisse mit steigender Phasenschiebung des Modulators. Dass das Doppelspaltverfahren tatsächlich das korrekte Messergebnis liefert, konnte mit einer weiteren Messung gezeigt werden. Hierbei wird die mit dem Doppelspalt-Verfahren gemessene Phasenschiebung mit dem Messergebnis eines Mach-Zehnder-Interferometers verglichen. Die Abbildung 6.3 zeigt die Messergebnisse für verschiedene Polarisator- und Analytoreinstellungen.

Die beiden oben genannten Fehlerquellen, d.h. eine geänderte Phasenschiebung durch zusätzliche optische Elemente und die falsche Bestimmung einer Intensität durch die Überlagerung der gesuchten Beugungsordnung mit der Beugung durch die Pixelstruktur des Displays, treten bei

diesen beiden Verfahren nicht auf. Zusätzlich hat man beim Mach-Zehnder-Interferometer noch den Vorteil, dass man die Polarisation der Referenzwelle beliebig einstellen kann und damit den Einfluss der Polarisation der Referenzwelle auf das Messergebnis zeigen kann. Außerdem lässt sich die Intensität der Referenzwelle anpassen, was vor allem bei starker Intensitätsvariation der Objektwelle bei einer Amplitudenmodulation durch das LCD notwendig ist.

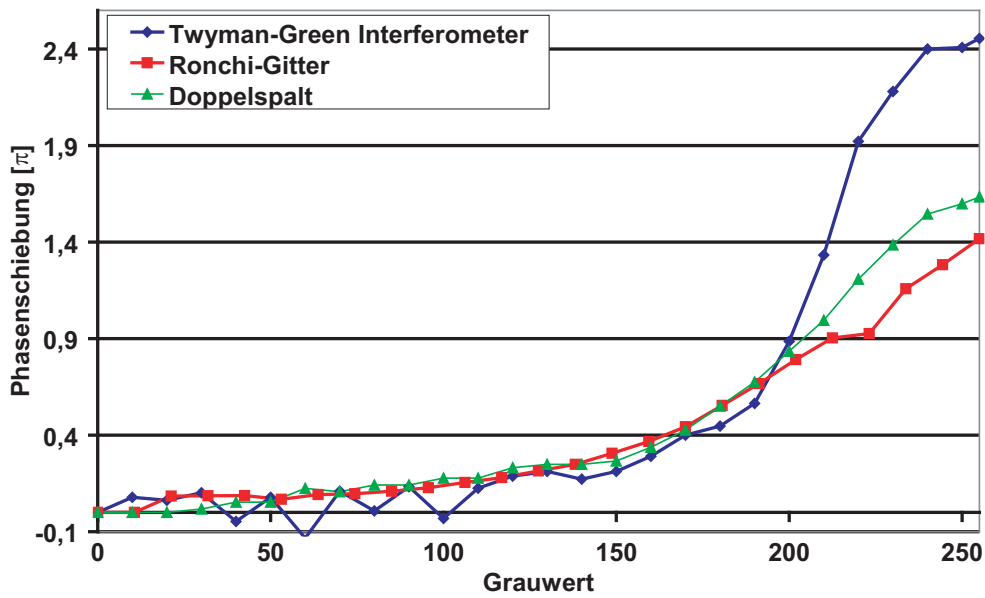


Abbildung 6.2.: Vergleich der Messergebnisse der Phasenschiebungsmessung mit dem Ronchi-Gitter-Verfahren, dem Twyman-Green-Interferometer und dem Doppelspaltverfahren (Polarisator  $70^\circ$ , Analysator  $105^\circ$ , LCR-3000 Display).

## 6.4. Messungen mit dem LCR-3000 Display

Alle für eine Displaycharakterisierung relevanten Verfahren wurden mit dem Holoeye LCR-3000 Modulator (Modulatordaten s. Anhang B.1) durchgeführt. Außerdem wurden die gewonnenen Ergebnisse noch an realen Hologrammen überprüft sowie weiterführende Simulationen durchgeführt.

### 6.4.1. Bestimmung der Jones-Matrix

Die phasenreduzierte Jones-Matrix ist neben der dynamischen Phasenschiebung der wichtigste Charakterisierungs-Parameter eines Displays. Mit Hilfe der Jones-Matrix und der dynamischen Phasenschiebung können die Amplitudenmodulation, die Gesamtphasenschiebung sowie die Polarisationsänderung berechnet werden. Die Messungen der Jones-Matrix sowie der

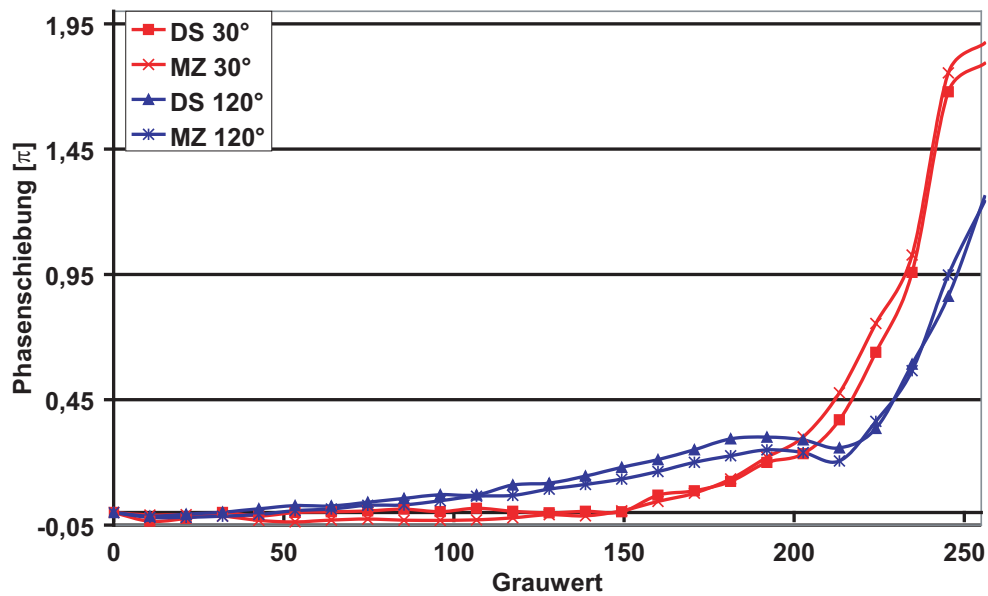


Abbildung 6.3.: Vergleich der Messergebnisse der Phasenschiebungsmessung mit dem Doppelspaltverfahren und dem Mach-Zehnder-Interferometer (Polarisator  $41^\circ$ , LCR-3000 Display), für die Analysatorwinkel  $30^\circ$  und  $120^\circ$ .

Phasenschiebung stellen somit die Grundlage aller folgenden Simulationsrechnungen dar. Die gemessene Jones-Matrix kann relativ einfach überprüft werden, indem man aufgenommene und berechnete Intensitätskurven vergleicht. Dabei sind vor allem die folgenden Polarisator-Analysatorkombinationen interessant, da diese das Betragsquadrat einzelner Elemente der Jones-Matrix bzw. der Addition zweier Elemente liefern, siehe Abschnitt 4.2.2:

- Polarisator  $0^\circ$ , Analysator  $0^\circ$ ,
- Polarisator  $0^\circ$ , Analysator  $90^\circ$ ,
- Polarisator  $45^\circ$ , Analysator  $0^\circ$ ,
- Polarisator  $45^\circ$ , Analysator  $90^\circ$ ,
- Polarisator  $90^\circ$ , Analysator  $0^\circ$ ,
- Polarisator  $90^\circ$ , Analysator  $90^\circ$ .

In der Tabelle 6.1 ist zusammengefasst, welche Elemente man für welche Einstellungen erhält.

In Abbildung 6.4 ist das Ergebnis der Jones-Matrix Messung dargestellt. Da zunächst nur die phasenreduzierte Jones-Matrix gemessen werden kann, ist eines der vier Elemente der Jones-Matrix rein reell. Welches der vier Elemente reell ist, kann frei gewählt werden. In diesem Fall ist es das 1-1 Element, siehe Abb. 6.4. Abbildung 6.5 zeigt den Vergleich des

	Pol 0°	Pol 45°	Pol 90°
Ana 0°	$J_{11}$	$J_{11} + J_{12}$	$J_{12}$
Ana 90°	$J_{21}$	$J_{21} + J_{22}$	$J_{22}$

Tabelle 6.1.

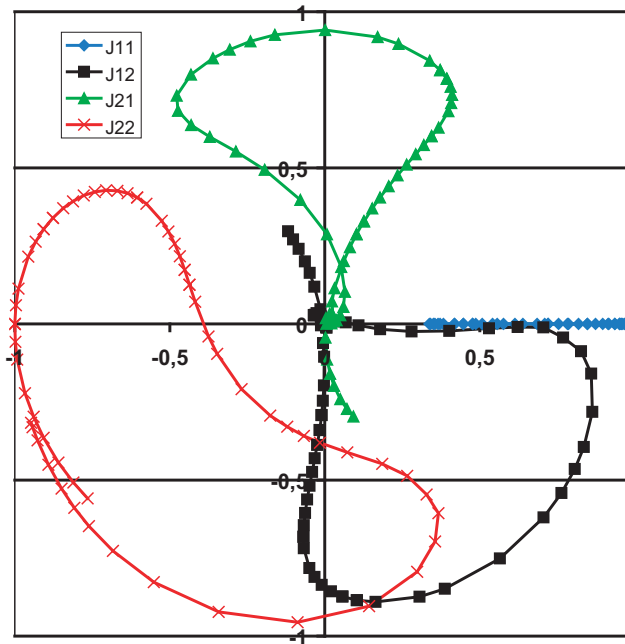


Abbildung 6.4.: Verlauf der gemessenen Jones-Matrix Parameter des LCR-3000 Displays, dargestellt in der komplexen Zahlenebene.

gemessenen mit dem aus der Jones-Matrix berechneten Intensitätsverlauf für zwei Polarisator-Analysatorkombinationen. Die Übereinstimmung des gemessenen und des berechneten Intensitätsverlaufs ist in weiten Bereichen sehr gut. Die maximale Differenz ist kleiner als 10%. Durch Messung der bisher unbestimmten dynamischen Phasenschiebung, welche anschaulich die polarisationsunabhängige Phasenbeziehung zwischen den in das Display eingeschriebenen Grauwerten darstellt, und anschließender Multiplikation der gemessenen Jones-Matrizen mit dem jeweiligen zu dem Grauwert zugehörigen dynamischen Phasenwert erhält man dann die komplette Jones-Matrix für das LCD. Das Bild 6.6 zeigt die Parameter der kompletten Jones-Matrix. Mit dieser ermittelten Jones-Matrix können nun Simulationsrechnungen durchgeführt werden.

### 6.4.2. Optimierung der berechneten Jones-Matrix

Der Vergleich von gemessenen Intensitäten mit anderen als zur Berechnung und Optimierung der Jones-Matrizen verwendeten Parametern zeigt, dass sich eine Verbesserung der berechne-

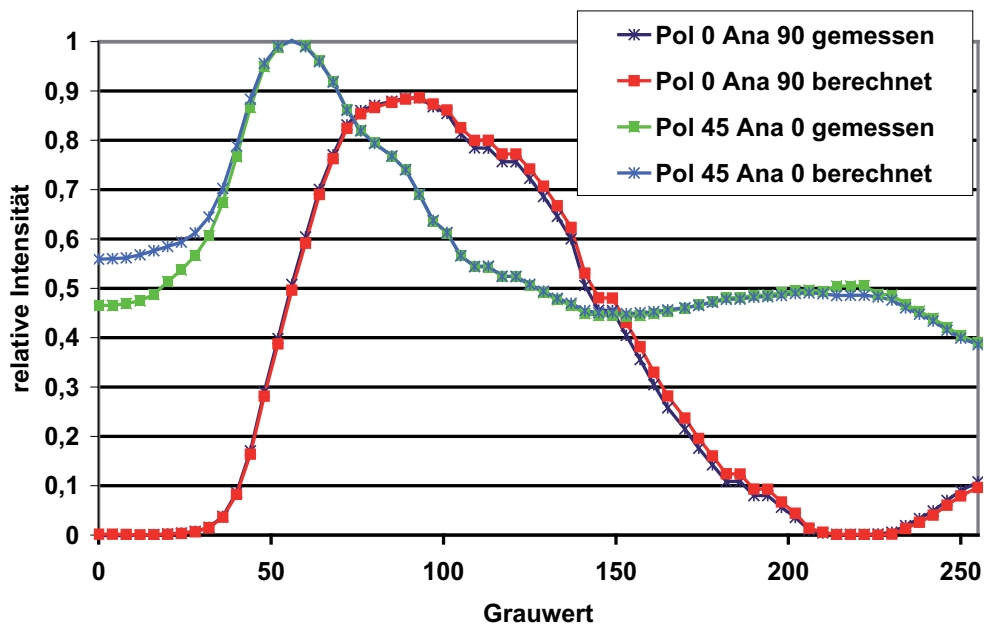


Abbildung 6.5.: Vergleich des gemessenen Intensitätsverlaufs mit dem aus der Jones-Matrix berechneten Intensitätsverlauf für die zwei Polarisator-Analysatorkombinationen: Pol 0°, Ana 90° und Pol 45°, Ana 0°.

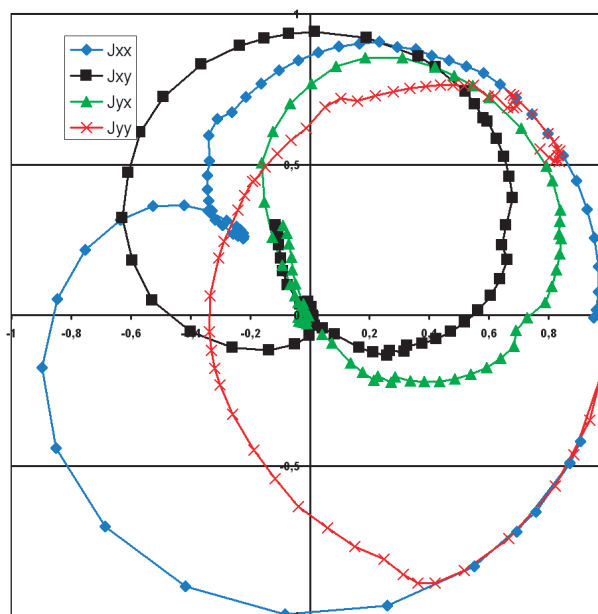


Abbildung 6.6.: Verlauf der gemessenen Jones-Matrix Parameter ( $J_{11}$ ,  $J_{12}$ ,  $J_{21}$  und  $J_{22}$ ) des LCR-3000 Displays, dargestellt in der komplexen Zahlenebene. Der Verlauf der dynamischen Phase wurde durch komplexe Multiplikation mittels der gemessenen Phase hinzugefügt.



ten Intensitätswerte nur einstellt, wenn beide in Abschnitt 4.2.3 vorgestellten Teiloptimierungen durchgeführt werden. Die Optimierung nur der Jones-Vektoren oder nur der berechneten Jones-Matrizen führte im Gegenteil sogar in einigen Fällen zu einer Verschlechterung der Übereinstimmung. Abbildung 6.7 zeigt einen gemessenen Intensitätsverlauf sowie die ohne Optimierung, nur mit Optimierung der Jones-Vektoren, nur mit Optimierung der Jones-Matrizen und mit beiden Optimierungen berechneten Intensitätsverläufe.

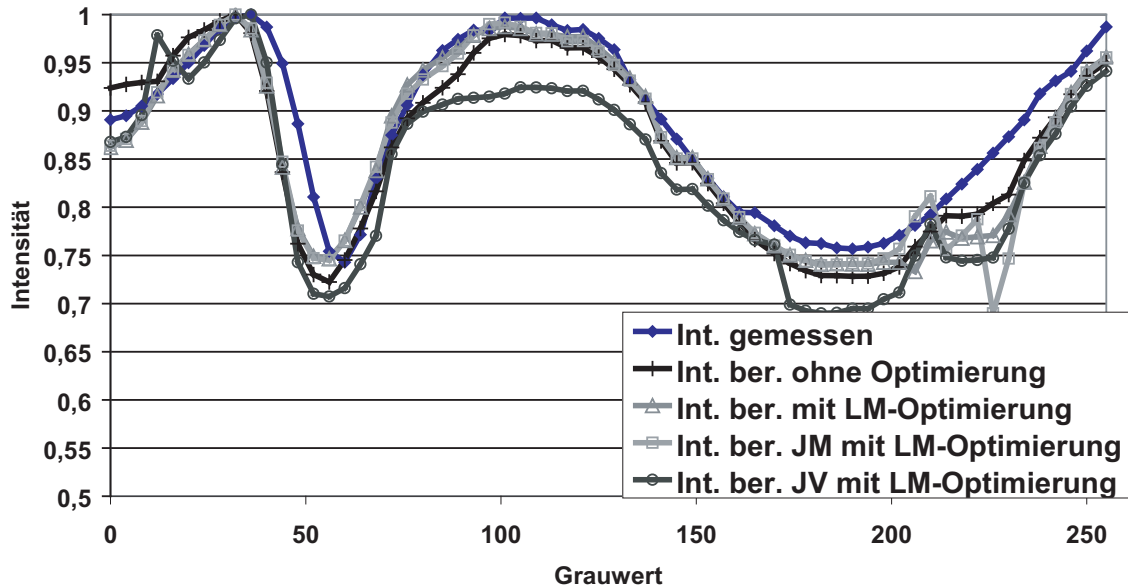


Abbildung 6.7.: Vergleich eines gemessenen Intensitätsverlaufs des LCR-3000 Displays mit aus der Jones-Matrix mit und ohne deren Optimierung berechneten Intensitätsverläufen.

### 6.4.3. Messung der Phasenschiebung

Die Phasenschiebung des Displays über dem eingeschriebenen Grauwert wurde mit dem in Abschnitt 4.2.5.2 beschriebenen Prüfstand automatisiert gemessen. Die Beleuchtung erfolgte mit linear polarisiertem Licht, wobei ein linearer Analysator verwendet wurde. Die Messung der Phasenschiebung erfolgte für 32 Polarisatorstellungen in Kombination mit jeweils 16 Analysatorstellungen, d.h. insgesamt wurde für 512 Polarisator-Analysatorkombinationen die Phasenschiebung gemessen. Die Messung dauerte insgesamt ca. 4 Stunden. In den ebenfalls automatisiert ausgewerteten Daten wurde nun gezielt nach den gewünschten Eigenschaften gesucht. Einen ersten Überblick über das Ergebnis der Phasenschiebungsmessung gibt die Darstellung der Messergebnisse in einer Phasenschiebungsebene, siehe Abb. 6.8. Entlang der x-Achse sind die Messungen für die verschiedenen Polarisator-/ Analysatorkombinationen aufgetragen. Die y-Achse entspricht den zur Messung der Phasenschiebung in das Display eingeschriebenen

Grauwerten und die z-Achse der jeweils gemessenen Phasenschiebung. Dadurch, dass die verschiedenen Polarisator- und Analysatorwinkel auf der gleichen Achse aufgetragen sind, kann es, wie in Abb. 6.8 dargestellt, zu Unstetigkeiten in der Phasenschiebungsebene kommen. Für detailliertere Betrachtungen müssen die einzelnen Phasenschiebungskurven analysiert werden. Für die Auswahl der Polarisator-/ Analysatorkombination zur Berechnung einer linearen Pha-

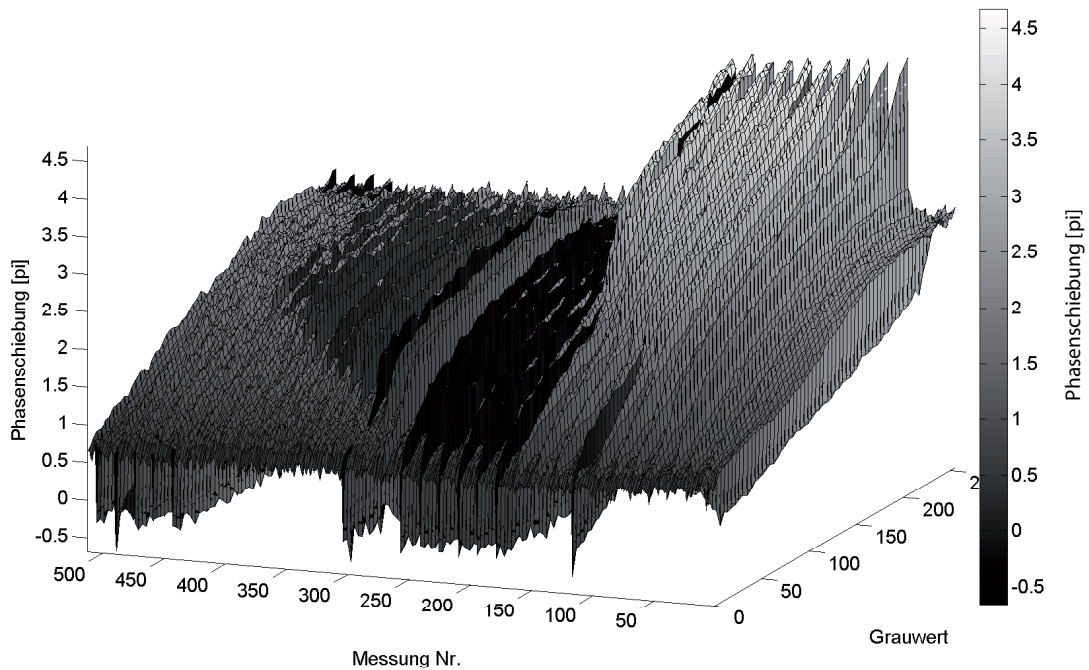


Abbildung 6.8.: Ebene der gemessenen Phasenschiebungen über dem eingeschriebenen Grauwert bei den verschiedenen Polarisator-/ Analysatoreinstellungen.

senkennlinie ist neben der maximalen Phasenschiebung auch deren Verlauf über dem eingeschriebenen Grauwert sowie die jeweils zugehörige Amplitudenmodulation entscheidend.

Der Verlauf der Phasenschiebung ist maßgebend, da die zugehörige Gammakurve ebenfalls diskretisiert ist und nicht beliebig kleine Spannungsdifferenzen adressiert werden können. Dies führt dazu, dass an Stellen, an denen die Änderung der Phasenschiebung zwischen zwei Grauwerten sehr groß ist, diese unter Umständen nicht linearisierbar ist, da die Gammakurve der Display-Ansteuer-Elektronik nicht ausreichend fein eingestellt werden kann. Daher wurden zunächst Phasenschiebungskurven gesucht, die eine maximale Phasenschiebung von etwas mehr als  $2\pi$  haben. Nach dieser ersten Auswahl wurden dann für die verbleibenden Einstellungen der zugehörige Intensitätsverlauf gemessen und es wurde die endgültige Auswahl getroffen.

Abbildung 6.9 zeigt die Ergebnisse der Phasenschiebungsmessung ohne Analysator bei  $\lambda = 532$  nm. Auffällig ist der mit  $1,8\pi$  sehr geringe Maximalwert der Phasenschiebung. Dieser entspricht in etwa der dynamischen Phasenschiebung des Displays. Die in der vorangegangenen

Messung zeigte maximale Phasenschiebung von ca.  $4\pi$  (s. Abb. 6.8) kommt somit nur durch eine Kombination von dynamischer und geometrischer Phasenschiebung zustande.

In Abb. 6.10 ist ebenfalls eine einzelne Phasenschiebungsmessung ohne Analysator gezeigt. Motivation hierfür ist insbesondere die Möglichkeit einer verbesserten Lichtausnutzung. Das Ergebnis dieser Messungen ist auf Grund der willkürlich durch den Grauwert 0 festgelegten Referenzphase nicht besonders aussagekräftig, siehe Abschnitt 3.1.5. Wie auch bei den Messungen mit Analysator kommt es hier zu einer Variation des Interferenzkontrasts. Allerdings hat dies andere Ursachen. Da ohne den Einsatz eines Analysator die absolute, vom Display reflektierte Intensität nur schwach variiert, und die Displays nicht ausgeprägt dichroitisch sind, kann dies nicht die Ursache für die beobachtete Variation des Interferenzkontrasts sein. Der Grund für die Änderung des Interferenzkontrasts ist in diesem Fall direkt der unterschiedliche Polarisationszustand der beiden zur Interferenz kommenden Wellen, da Interferenz nur zwischen gleichen Anteilen von Polarisationszuständen auftritt. Auch dieses Ergebnis weist auf eine deutliche, vom Display verursachte Änderung der Schwingungsellipse über dem eingeschriebenen Grauwert hin. Wie in Abschnitt 3.1.5 beschrieben, lässt sich die dynamische Phase des Displays

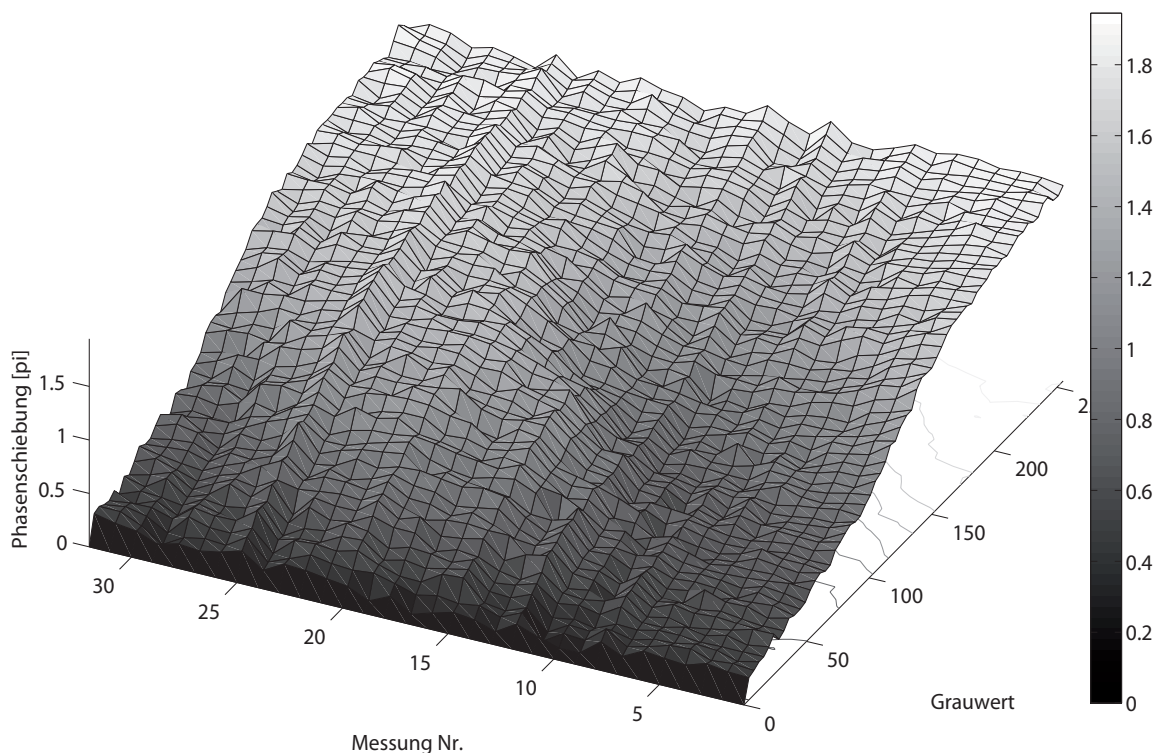


Abbildung 6.9.: Ebene der gemessenen Phasenschiebungen bei den verschiedenen Polarisator-einstellungen über dem eingeschriebenen Grauwert.

messen, wenn Polarisator und Analysator auf den gleichen Winkel eingestellt sind, da dann keine der beiden Teilwellen eine geometrische Phase aufnimmt und somit auch die resultierende Phasendifferenz keinen geometrischen Anteil aufweist. In Abbildung 6.11 ist die dynamische

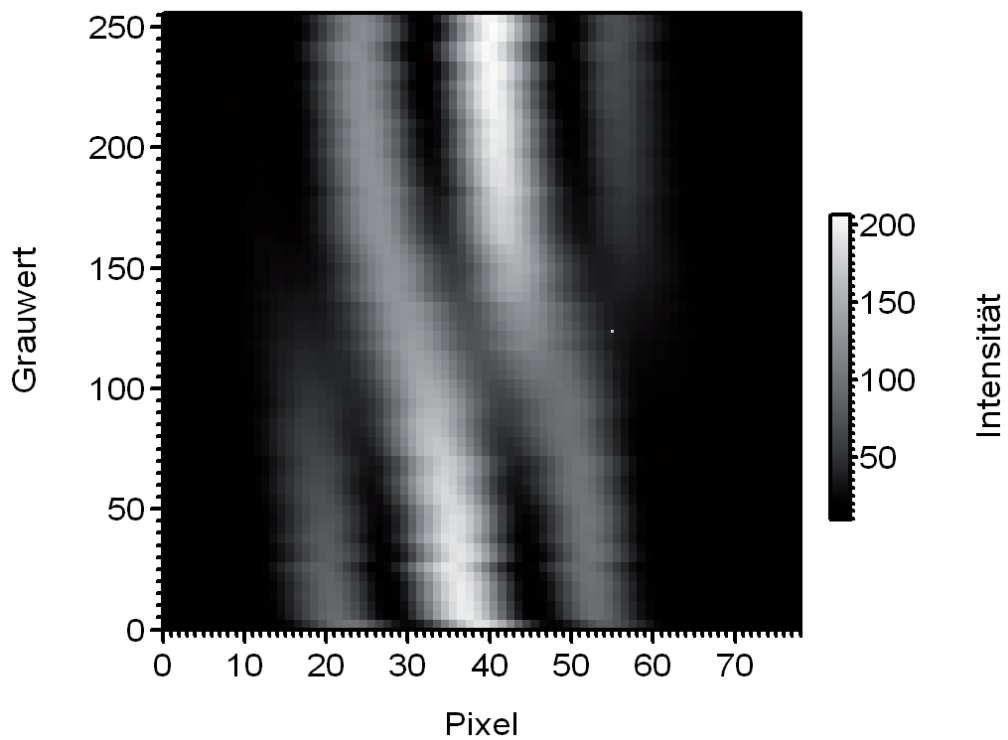


Abbildung 6.10.: Messung der Phasenschiebungen ohne Analysator. Auffällig sind die geringe maximale Phasenschiebung von  $1,8\pi$ , die man am Verlauf der Interferenzstreifen erkennen kann und der stark variierende Interferenzkontrast.

Phase des Displays für verschiedene Polarisator-Analysatoreinstellungen dargestellt. Diese ge-

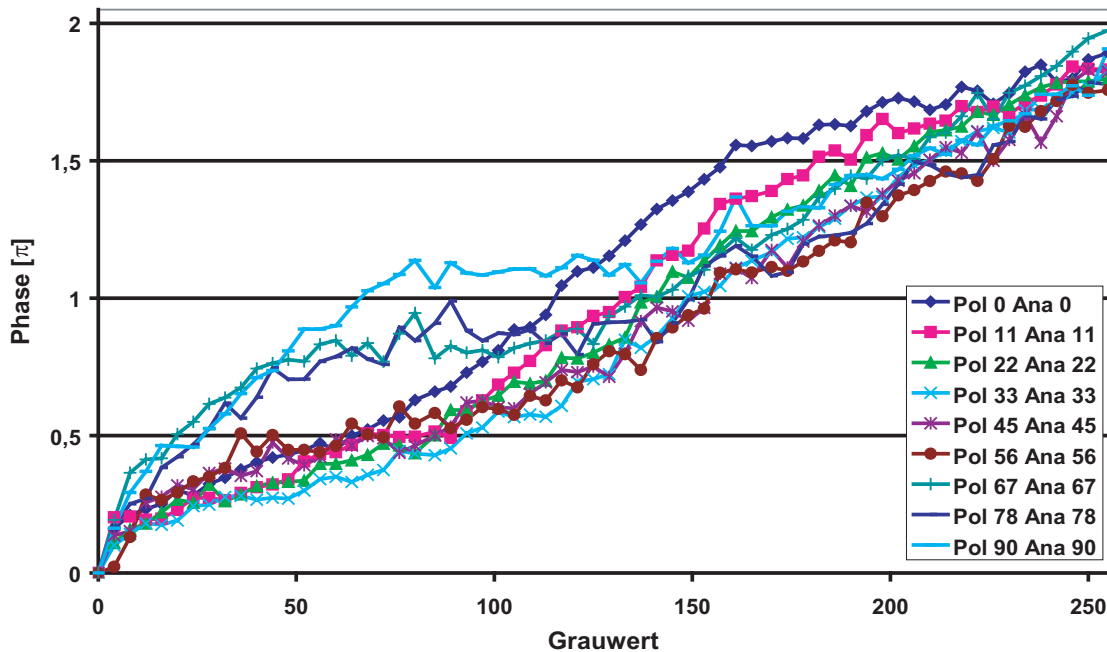


Abbildung 6.11.: Messung der dynamischen Phasenschiebung des LCR-3000 Displays für verschiedene Polarisator-Analysatorkombinationen.

messene dynamische Phase ist vor allem zur Berechnung der kompletten Jones-Matrix von Interesse. Allgemein stellt die dynamische Phase beim Einsatz des Displays in Kombination mit einem linearen Analysator nur einen Spezialfall dar. In der praktischen Anwendung kann die gemessene Gesamtphase genutzt werden. Durch den Einsatz des linearen Analysators ist eine skalare Berechnung der Phasenschiebung zwischen zwei Grauwerten aus der ermittelten Displaykennlinie einfach möglich. Jedoch treten auch bei Verwendung des linearen Analysators Phänomene auf, die durch den Einfluss der geometrischen Phase verursacht werden. Wird eine Displaykennlinie aufgenommen, bei der die Phasenschiebung bei deren Darstellung auf der Poincaré-Kugel durch den Nullpunkt läuft, dies entspricht linear polarisiertem Licht mit der Hauptachse in Richtung  $0^\circ$  (siehe Abschnitt 3.1.2), tritt ein  $\pi$ -Phasensprung in der Phase auf [59, 37, 34]. Dies ist mit einem gleichzeitigen Verlust des Interferenzkontrasts verbunden. Abbildung 6.12 zeigt die aufgenommenen Interferenzbilder für eine Polarisatorstellung von  $45^\circ$  und einen Analysatorwinkel von  $90^\circ$ . In Abbildung 6.13 ist die ausgewertete Phasenschiebung zu sehen. Sehr deutlich kann man sowohl in dem aufgenommenen Interferenzverlauf als auch in der Auswertung den Phasensprung sehen. Der auf der Poincaré-Kugel dargestellte Verlauf der Polarisationszustände der einzelnen Grauwerte, siehe Abb. 6.14, zeigt, dass die Kurve, wie bereits vermutet, durch den Ursprung verläuft. Der Ursprung der Poincaré-Kugel ist im Bild, nahe dem linken Bildrand, mit einem Stern markiert. Der Grauwert 0 ist durch einen Kreis

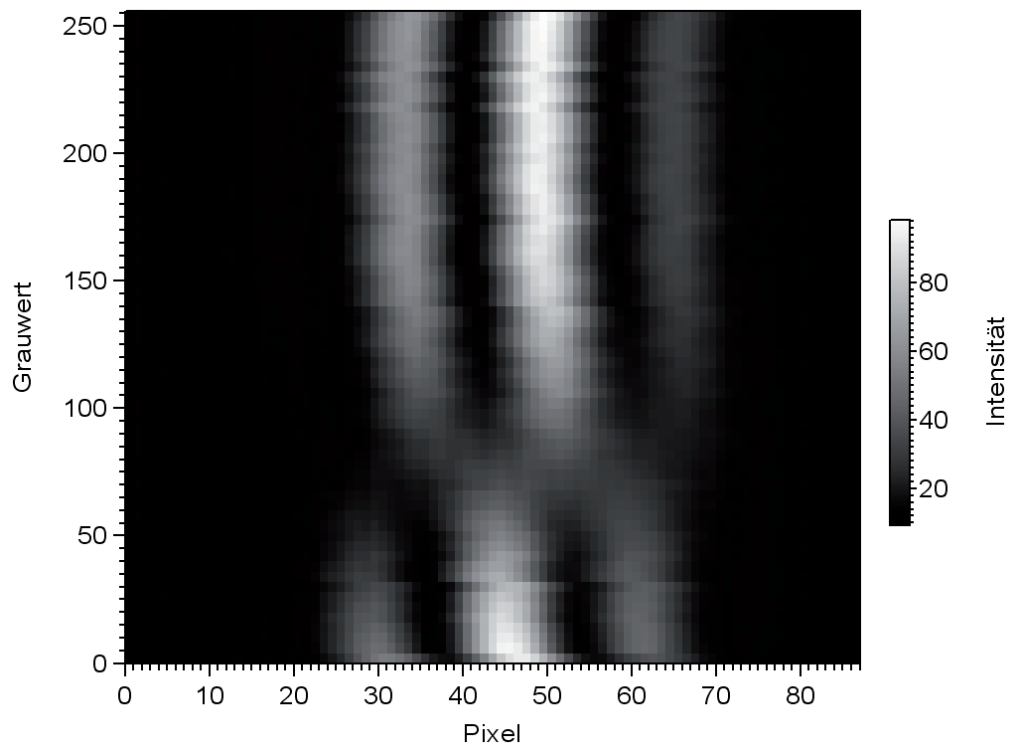


Abbildung 6.12.: Phasenschiebungsmessung mit dem LCR-3000 Display für einen Polarisatorwinkel von  $45^\circ$  und einen Analysatorwinkel von  $90^\circ$ . Man kann im Verlauf einen  $\pi$ -Phasensprung sehen, der durch die geometrische Phasenschiebung verursacht wird.

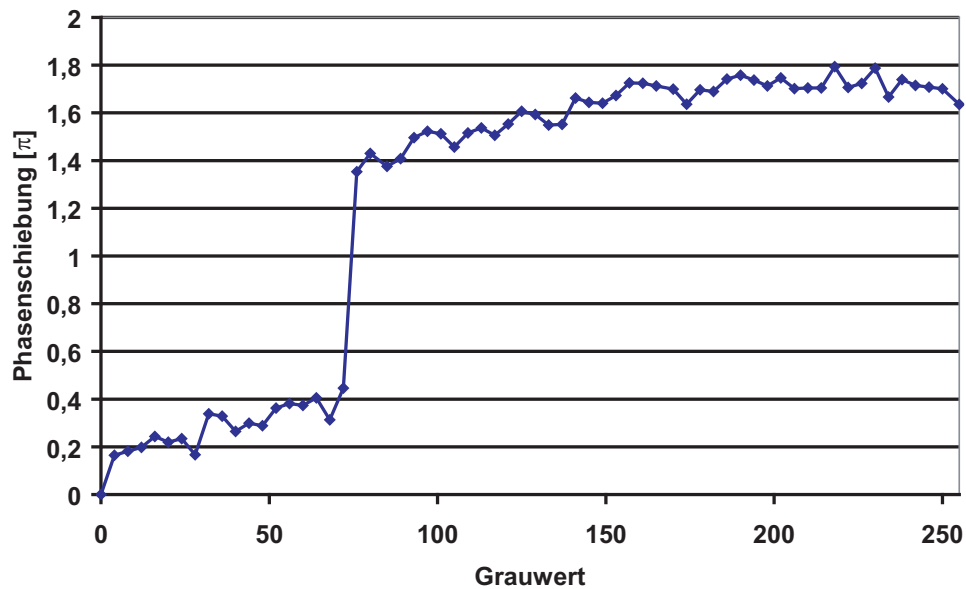


Abbildung 6.13.: Auswertung des in Abbildung 6.12 aufgenommenen Interferenzverlaufs. Auch in der Auswertung der Phasenschiebung ist der  $\pi$ -Phasensprung sehr deutlich zu sehen.

markiert und die Punkte für den Polarisator bzw. Analysator sind durch ein Quadrat, bzw. einen Diamanten markiert, siehe auch Punkte auf der Poincaré-Kugel in Abschnitt 3.1.2. Abbildung 6.15 zeigt den berechneten Verlauf der geometrischen Phase. Im berechneten Verlauf ergibt sich kein exakter  $\pi$ -Sprung. Dies liegt daran, dass die Grauwerte vor und nach dem Sprung endliche Entfernungen zum Ursprung haben, wie es auch in der Darstellung auf der Poincaré-Kugel in Abb. 6.14 zu sehen ist.

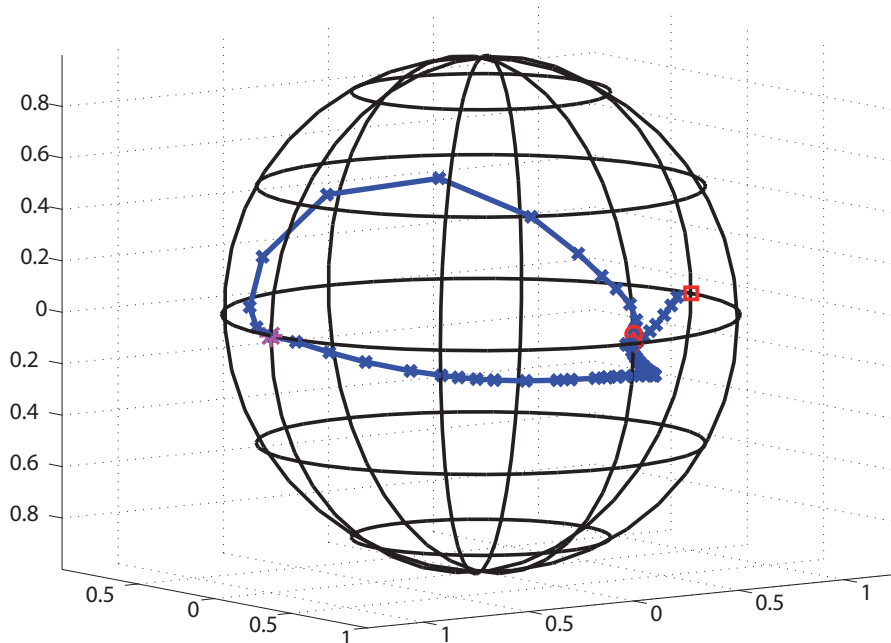


Abbildung 6.14.: Darstellung der Polarisationszustände für die einzelnen Grauwerte auf der Poincaré-Kugel (PK). Der Ursprung der PK ist durch einen Stern – nahe dem linken Bildrand – markiert.

#### 6.4.4. Vergleich der Phasenschiebung zweier LCR-3000 Displays

Da die zu charakterisierenden LCDs unter anderem für die vergleichende digitale Holografie eingesetzt werden sollen sowie speziell auch für die sog. „Remote Metrology“ [80, 83, 81], sollte auch ermittelt werden, ob die gewonnenen Daten repräsentativ für verschiedene Modulatoren des gleichen Typs sind, oder ob jeder Modulator einzeln vermessen werden muss. Dazu wurden Vergleichsmessungen mit verschiedenen Modulatoren an einem Prüfstand und auch Messungen mit einem Modulator an verschiedenen Prüfständen durchgeführt. Es wurden Messungen zum einen mit einem WUXGA LCR-3000 System des ITO sowie einem identischen Messaufbau des BIAS durchgeführt. Abbildung 6.16 zeigt das Ergebnis der Vergleichsmessungen für zwei verschiedene Analysatoreinstellungen. Die Messergebnisse stimmen gut überein, so dass man davon ausgehen kann, dass die Serienstreuung der Displays kleiner ist als die Messgenauigkeit



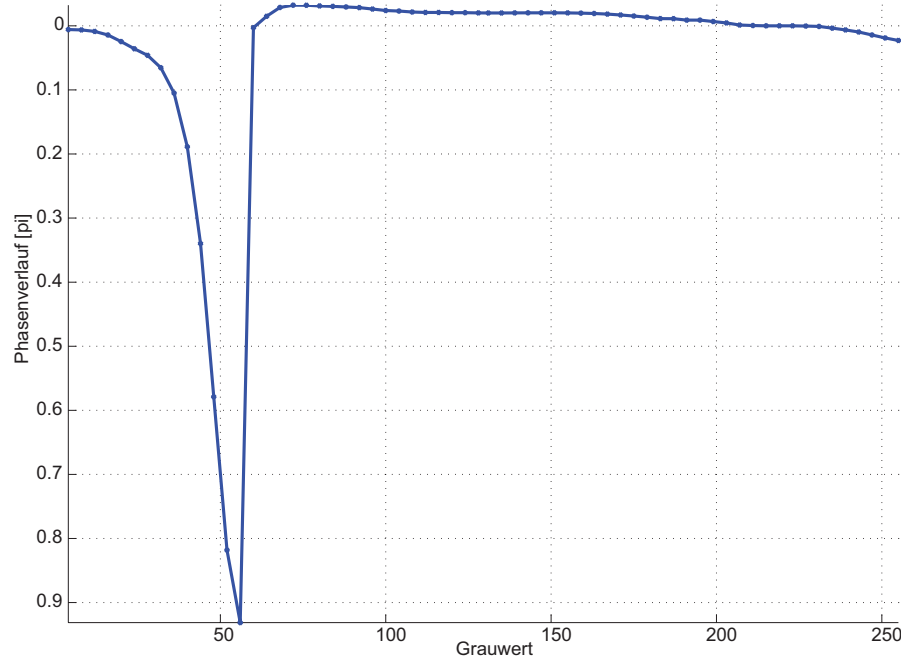


Abbildung 6.15.: Berechneter Verlauf der geometrischen Phase: Hier ist die Ursache für die Unstetigkeit des Phasenverlaufs zu sehen - ein  $\pi$ -Sprung im Verlauf der geometrischen Phase zwischen zwei Grauwerten.

der momentan eingesetzten Messaufbauten, die mit ca.  $0,1\pi$  abgeschätzt wird.

#### 6.4.5. Vergleich der Phasenschiebung von LCR-3000 Displays für verschiedene Farbkanäle

Da für Projektionssysteme, wie Projektoren oder Rückprojektions-Fernseher, die Bilder für drei Farben angezeigt werden, müssen auch die drei Bilder mit den Lichtmodulatoren reproduziert werden. Im Fall der DMD-Elemente sowie der ferroelektrischen LCDs werden die drei Bilder meist zeitlich sequentiell mit demselben Element erzeugt. Konvergenzfehler werden so vermieden und es wird nur ein Modulator benötigt. Im Fall von TN- oder PN-LCDs ist dies auf Grund der höheren Schaltzeiten nicht möglich. Bei Projektionssystemen, die diese Elemente einsetzen, werden daher drei Modulatoren benötigt. Da die Polarisationsdrehung und damit die Intensitätsmodulation wellenlängenabhängig ist, werden die verwendeten Elemente speziell an die verwendete Wellenlänge angepasst, siehe Abschnitt 3.2.4, [64]. Dies zeigt sich auch, wenn die Displays als Phasenmodulatoren eingesetzt werden.

Abbildung 6.17 zeigt das Ergebnis der Messung der Phasenschiebung für die Displays der drei Farbkanäle eines LCR-3000 Systems. Die erreichte Phasenschiebung nimmt mit der „Wellenlänge“ des Displays deutlich ab. Wie die Anpassung der Displays an die jeweilige Wellenlänge realisiert wurde, lässt sich aus der Messung nicht ablesen.



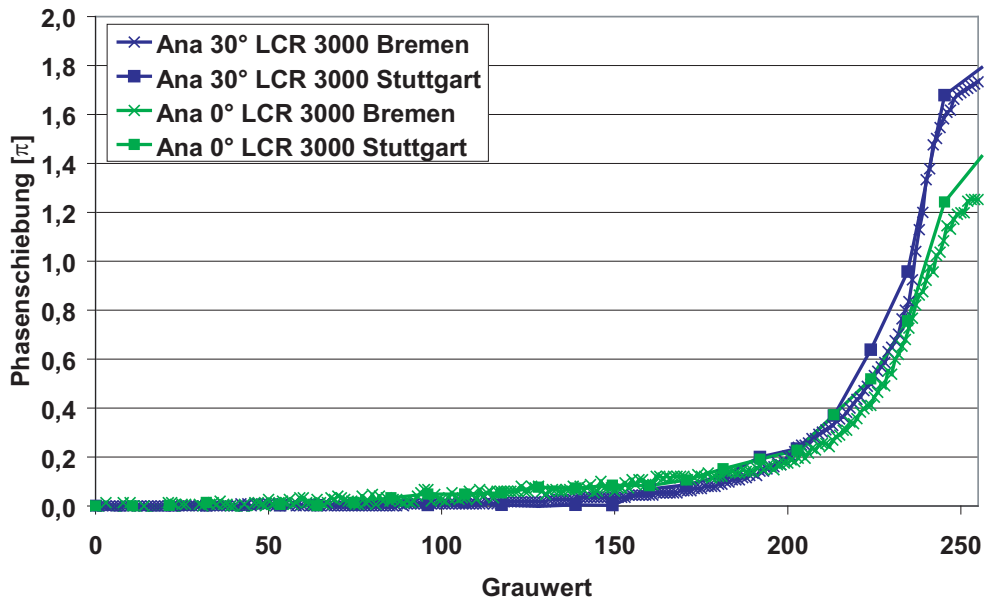


Abbildung 6.16.: Vergleich der Phasenschiebung zweier LCR-3000 Displays. Beide Displays sind für den roten Farbkanal konstruiert (Polarisator  $41^\circ$ , Analysator s. Legende).

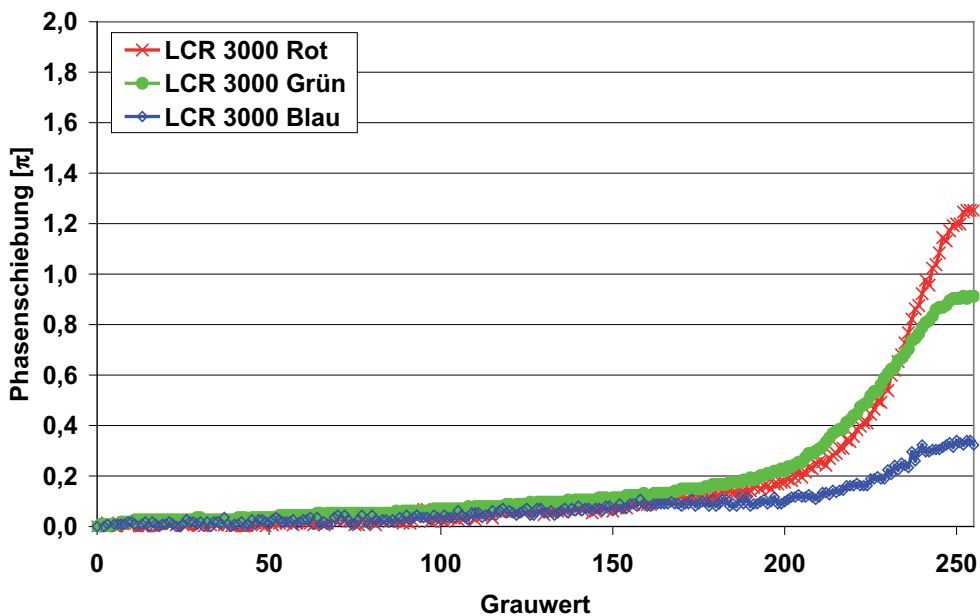


Abbildung 6.17.: Vergleich der Phasenschiebung der Displays für den roten, grünen und blauen Farbkanal, jeweils bei der gleichen Polarisator- und Analysatoreinstellung (Polarisator  $41^\circ$ , Analysator  $0^\circ$ ).

### 6.4.6. Vergleich der Phasenschiebung für mehrere Wellenlängen

Da das Display für die vergleichende digitale Holografie (VDH) eingesetzt werden soll, ist auch die Änderung der Phasenschiebung über der verwendeten Wellenlänge interessant. Bei einigen Verfahren der VDH werden, wie auch bei konventionellem Contouring, sowohl das Referenz- als auch das Testobjekt mit mehreren Wellenlängen beleuchtet [82]. Da die durch das Display erzeugte Phasenschiebung sowohl einen dynamischen als auch einen geometrischen Anteil hat, ist eine Vorhersage der Skalierung mit der Wellenlänge sehr schwierig. Der dynamische Teil hängt vom Verlauf des Brechungsindex über der Wellenlänge ab. Der geometrische Anteil hängt bei gleichbleibender Polarisationsänderung nicht von der Wellenlänge ab, weshalb die geometrische Phasenschiebung teilweise als achromatische Phasenschiebung eingesetzt wird [2].

Allerdings wird der geometrische Anteil der Phasenschiebung in diesem Fall durch die Doppelbrechung des LCDs erzeugt, welche auf Grund der Wellenlängenabhängigkeit der Doppelbrechung wiederum jedoch wellenlängenabhängig ist. Der geometrische Anteil kann nicht linear skaliert werden, da die geometrische Phase vom auf der Poincaré-Kugel beschrittenen Weg abhängt, welcher in komplexer Weise mit der Wellenlänge skaliert. Somit ist eine Vorhersage der Entwicklung der Phasenschiebung über der Wellenlänge schwierig. Generell gilt, dass die Phasenschiebung mit steigender Wellenlänge abnimmt.

Es wurden für das LCR-3000 System Messungen bei den Wellenlängen 532 nm und 780 nm durchgeführt. Legt man eine reine dynamische Phasenschiebung zu Grunde und skaliert die Phasenschiebung entsprechend der Wellenlänge, so müsste die bei 532 nm erreichte maximale Phasenschiebung von  $4,09\pi$ , siehe Abbildung 6.18, eine maximale Phasenschiebung von  $2,78\pi$  bei einer Wellenlänge von 780 nm ergeben. Tatsächlich gemessen wurden allerdings „nur“  $2,41\pi$  also ca. 13% weniger. Außerdem kann man aus den Messungen ableiten, dass keine lineare Skalierung vorliegt. Der Verlauf der Phasenschiebung ändert sich also, wenn auch in diesem Fall nur relativ geringfügig. Bei der Phasenschiebung von  $4,09\pi$  ist ein erheblicher Anteil von ca.  $2,2\pi$  in Form von geometrischer Phasenschiebung vorhanden, siehe Abschnitt 6.4.3. Abbildung 6.18 zeigt neben den gemessenen Phasenschiebungen für 532 nm und 780 nm die aus der Kennlinie für 780 nm berechnete „ $2\pi$ -Kennlinie“.

### 6.4.7. Abhängigkeit der Phasenschiebung vom Beleuchtungswinkel

Um einen polarisations-optisch möglichst einfachen Aufbau zu realisieren, wird das Display am besten ohne einen Strahlteiler verwendet. Dadurch ist allerdings eine senkrechte Beleuchtung des Modulators nicht möglich. Er wird immer unter einem gewissen Winkel beleuchtet. In der Praxis liegt dieser Winkel zwischen  $3^\circ$  und  $20^\circ$ . Es wurde daher untersucht, wie sich die Phasenschiebung in Abhängigkeit vom Einfallswinkel ändert. Abbildung 6.19 zeigt die gemess-

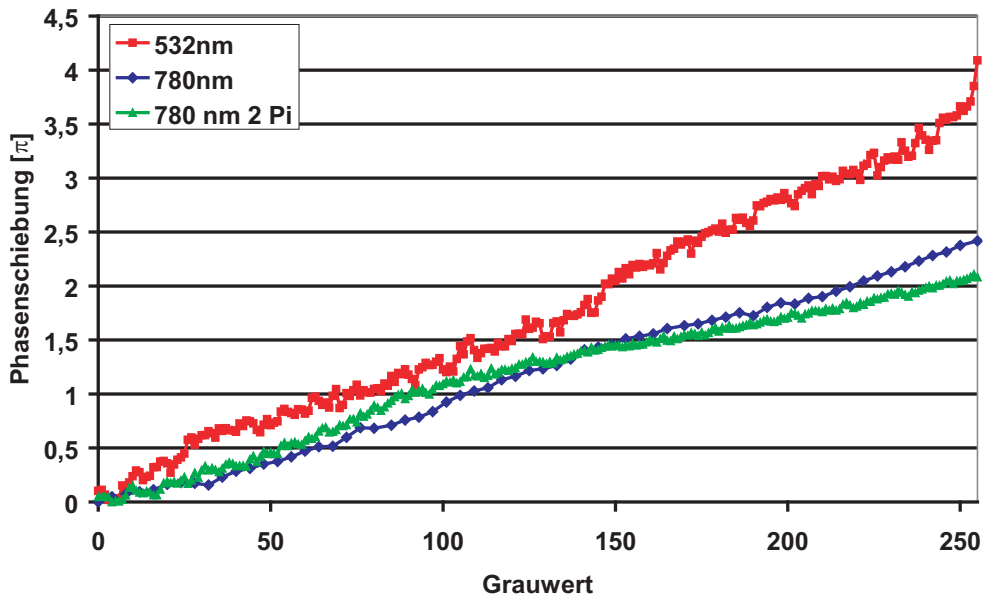


Abbildung 6.18.: Gemessene Phasenschiebung bei 532 nm, 780 nm und die daraus gewonnene  $2\pi$ -Kennlinie für 780 nm (Polarisator  $40^\circ$ , Analysator  $102^\circ$ ).

sene Phasenschiebung für mehrere Beleuchtungswinkel. Die Änderung der Phasenschiebung ist auch bei sehr großen Lichteinfallswinkeln gering. Daher ist eine geringe Abweichung des Beleuchtungswinkels zwischen der Einstellung für die Display-Charakterisierung und des im Messaufbau eingestellten Winkels in der Regel vernachlässigbar.

### 6.4.8. Messung der Modulator-Aberrationen

Das Display wirkt in ausgeschaltetem Zustand wie ein Spiegel, der durch seine Form Aberrationen in die Wellenfront einbringt. Diese müssen für eine präzise Hologramm-Rekonstruktion korrigiert werden. Fertigungsbedingt haben die Displays meistens eine unebene Oberflächenform. Diese führt hauptsächlich eine Defokussierung ein. Daneben treten auch noch andere Aberrationen wie Astigmatismus auf. Diese verschlechtern die Rekonstruktionsqualität der Hologramme, was im Falle der optischen Pinzette zu einer Reduktion der Einfangkraft führt. Im Falle der digitalen Holografie stört vor allem die Rekonstruktion der Hologramme in einer falschen Ebene.

Abbildung 6.20 zeigt die mit einem Twyman-Green-Interferometer gemessene Ebenheitsabweichung des LCR-3000 Displays. Die Auswirkung des eingeführten Phasenfehlers ist in den Abbildungen 6.21a, 6.21b gezeigt. Es wurde hierbei einmal das Hologramm eines Kreises ohne Berücksichtigung der Modulator-Aberrationen und einmal mit Berücksichtigung der Aberrationen digital rekonstruiert. Für beide Rekonstruktionen wurde eine ideale Phase-Only  $2\pi$

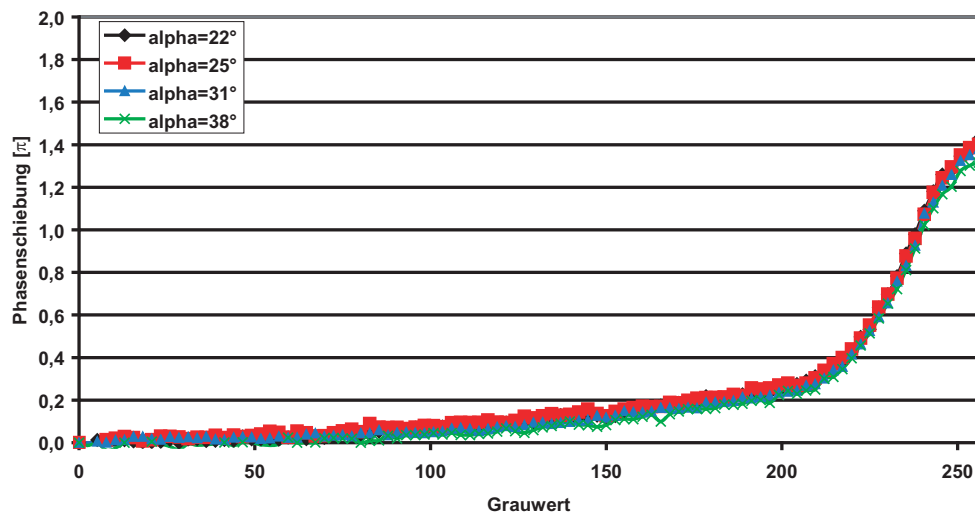


Abbildung 6.19.: Phasenschiebung in Abhängigkeit vom Beleuchtungswinkel. Die Änderung der Phasenschiebung für kleine Variationen des Beleuchtungswinkels ist gering.

Kennlinie angenommen. Der Einfluss der Oberflächenform lässt sich zeigen, in dem man für die Rekonstruktion eines Hologramms den Phasenfehler der Aberrationen zur Phasenverteilung des Hologramms addiert. In der dann rekonstruierten Intensitätsverteilung ist deutlich die 0. Beugungsordnung zu sehen, die ohne eine Addition des durch die Aberrationen verursachten Phasenfehlers nicht zu sehen ist. Typisch für eine Defokussierung ist auch die Form der 0. Beugungsordnung. Je nach auftretender Form der Spiegelschicht des SLM ist teilweise auch ein deutlicher Astigmatismus zu sehen.

#### 6.4.9. Messung des Pixelübersprechens

Zur Bestimmung des Pixelübersprechens wurden in das LCD Ronchi- und Blazed-Gitter eingeschrieben. Um ein Übersprechen durch die schiefe Beleuchtung zu vermeiden, wurden die Gitter senkrecht zu der durch den Einbau in das Interferometer bedingten Kippung eingeschrieben. Der Einfluss des Beleuchtungswinkels ist hier relativ groß, da das Display einen Pixelpitch von  $9,4 \mu\text{m}$  hat und eine Pixeldicke von ca.  $1,5 \mu\text{m}$ . Es wurde ein Pixelübersprechen von ca. 0,6 Pixeln ermittelt, siehe Abb. 6.22. Dies ist besonders bei eingeschriebenen Gittern mit hoher Ortsfrequenz kritisch, da durch das Übersprechen der effektiv durch das Pixel erzeugte Phasenschiebungswert erheblich von dem eingeschriebenen Wert abweicht. Gut zu sehen ist dieser Effekt auch bei einem eingeschriebenen Blazed-Gitter mit kleiner Periodenlänge, siehe Abb. 6.23 (a) und (b). Neben dem Effekt, dass der Maximalwert nicht mehr erreicht wird, ist auch der kleinste eingeschriebene Phasenwert angehoben und insgesamt ist eine Verrundung des Gitters erkennbar.

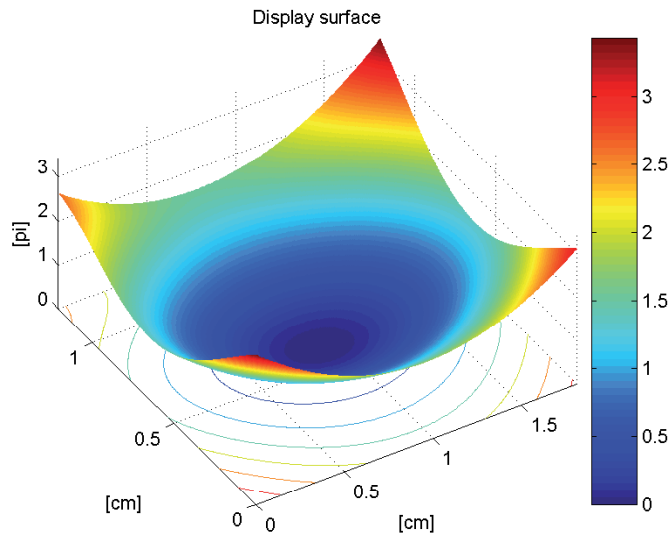


Abbildung 6.20.: Durch das Display verursachte Wellenfront-Aberrationen, dargestellt in  $\pi$  für eine Wellenlänge von 532 nm. Die Oberfläche hat eine asphärische Form.

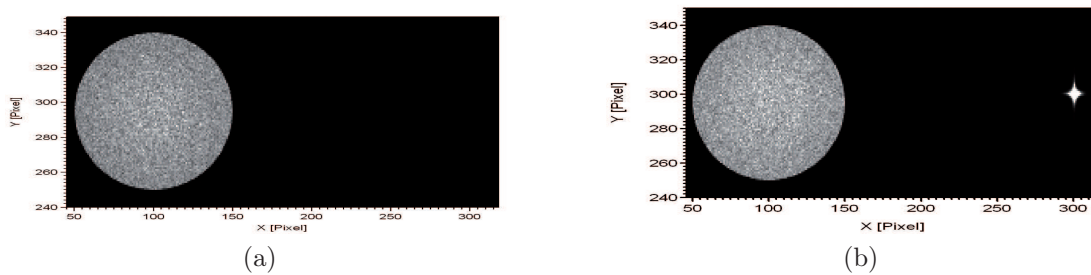


Abbildung 6.21.:

- (a) Intensität eines rekonstruierten Kreises ohne Berücksichtigung der Modulator-Aberrationen.
- (b) Intensität eines rekonstruierten Kreises mit Berücksichtigung der Modulator-Aberrationen und ohne deren Kompensation, es ist deutlich die durch die Aberrationen verursachte nullte Beugungsordnung zu sehen.

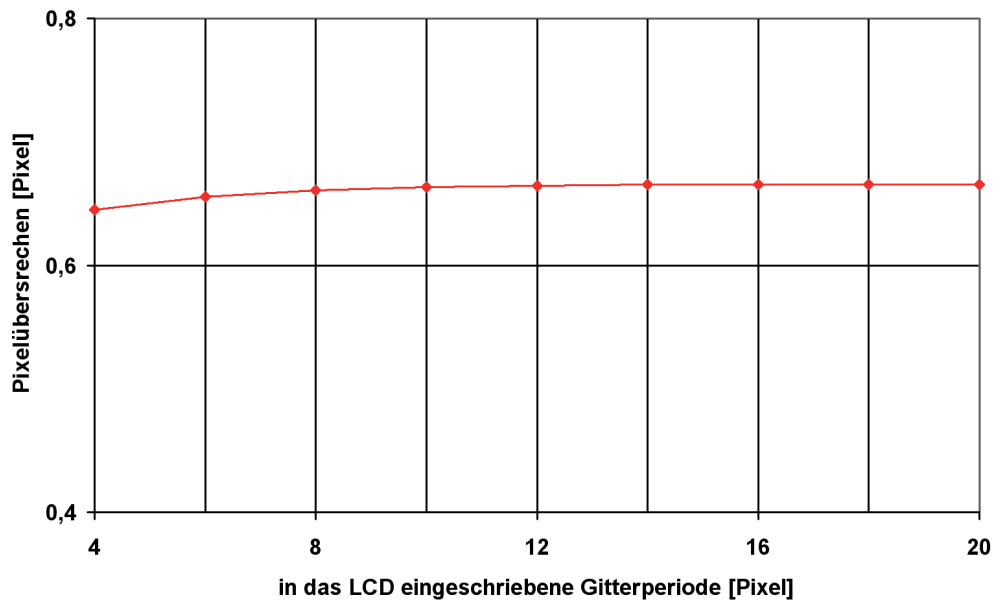


Abbildung 6.22.: Pixelübersprechen des LCR-3000 Modulators für ein in das Display eingeschriebenes Ronchi-Gitter mit unterschiedlichen Gitterperioden.

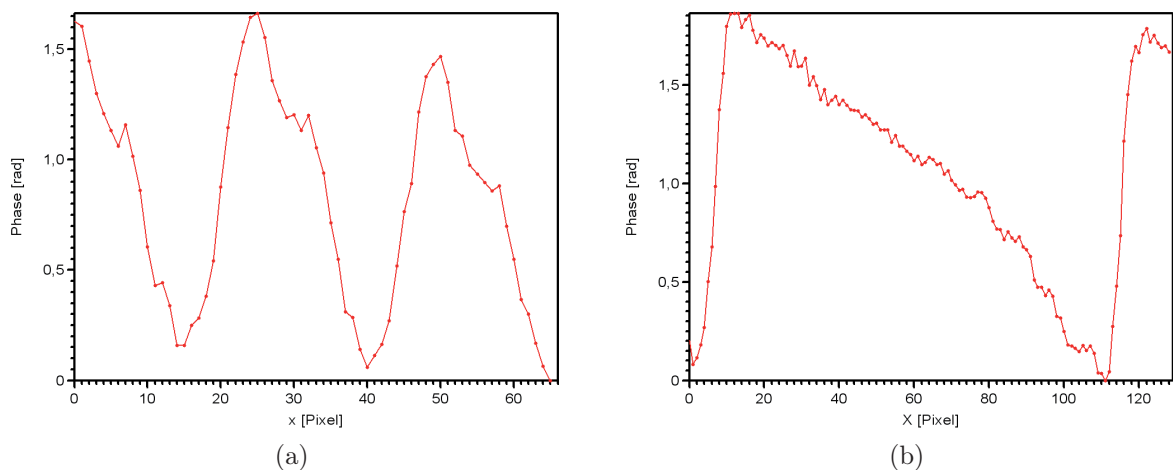


Abbildung 6.23.:

(a) Pixelübersprechen an einem Blazed-Gitter mit einer Gitterperiode von 4 Pixeln. Der maximale Phasenschiebungswert von ca.  $1,8\pi$  wird nicht mehr erreicht, vgl. (b).

(b) Pixelübersprechen an einem Blazed-Gitter mit einer Gitterperiode von 13 Pixeln. Durch das Übersprechen sind keine diskreten Phasenwerte mehr zu erkennen wie in (a). Der maximale Phasenschiebungswert wird noch erreicht. Allerdings ist die Gitterform nicht ideal.

### 6.4.10. Berechnung einer linearen $2\pi$ Phase-Mostly-Kennlinie

Aus den aufgenommenen Kurven der Phasenschiebung bei einer Wellenlänge von 532 nm wurde eine Einstellung gewählt, welche bereits bei den Standardeinstellungen (linearer Polarisator und Analysator) eine Phasenschiebung von  $2\pi$  bietet und eine möglichst geringe Amplitudenmodulation aufweist. Der Phasenverlauf über dem eingeschriebenen Grauwert ist in Abbildung 6.24 zu sehen. Dieser Phasenverlauf wurde durch Anpassung der Gammakurve des Displays in mehreren Schritten iterativ linearisiert, siehe Abb. 6.25. Eine Rest-Amplitudenmodulation lässt sich mit dem einfachen polarisationsoptischen Aufbau aus zwei Polarisatoren und dem Display nicht vermeiden. Die zu der linearisierten  $2\pi$ -Kennlinie gehörige Amplitudenmodulation ist in Abbildung 6.26 zu sehen. Zur Verdeutlichung des Einflusses der Linearität der

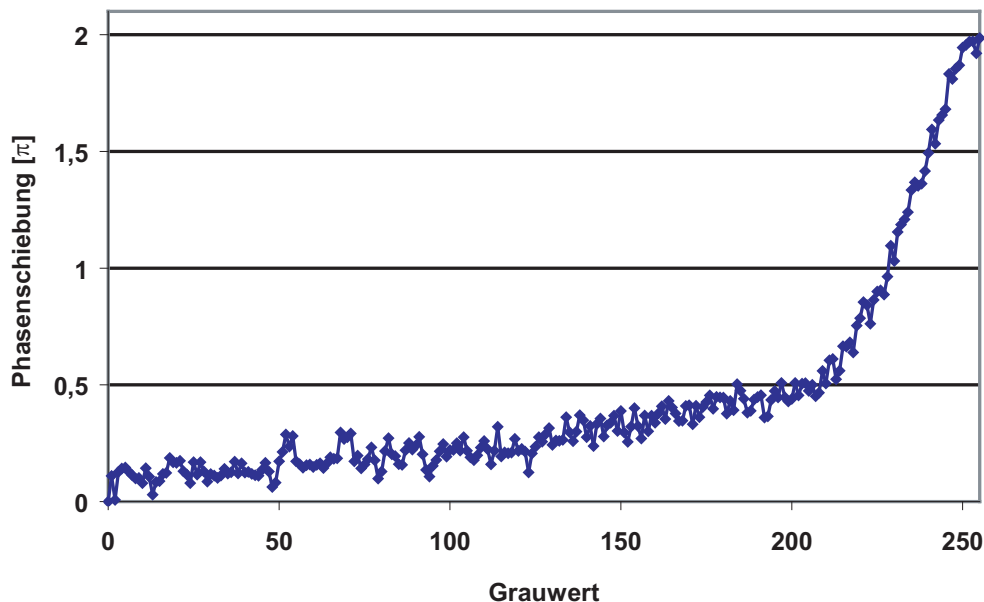


Abbildung 6.24.: Nichtlineare Phasenschiebung eines Displays bei Verwendung der Hersteller-Gammakurve.

Phasenschiebung wurden die Beugungsbilder von Blazed-Gittern mit einer Gitterperiode von 32 Punkten für verschiedene Display-Kennlinien berechnet. In Abb. 6.27 sind Schnitte durch die verschiedenen Blazed-Gitter dargestellt. Aus den Beugungsbildern wurden dann die folgenden Beugungswirkungsgrade (BWG) berechnet (s. Abschnitt 3.3.1):

- BWG mit der vom Hersteller eingestellten Standard-Gammakurve ohne Berücksichtigung der Amplitudenmodulation,
- BWG bei einer linearen  $2\pi$ -Phasenschiebung ohne Amplitudenmodulation,
- BWG bei einer linearen Phasenschiebung mit einem Maximalwert von  $1,8\pi$  ohne eine Amplitudenmodulation,

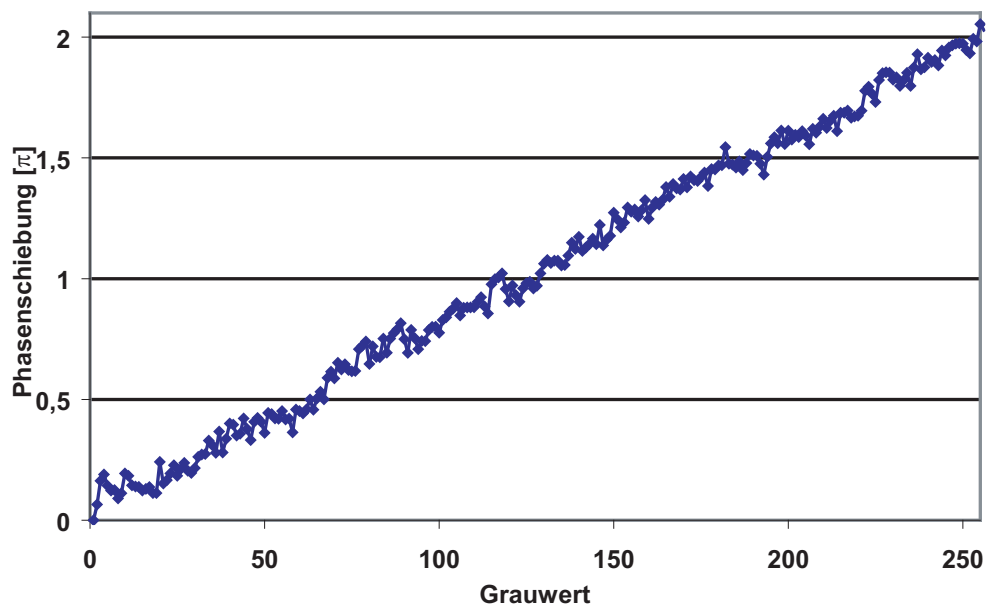


Abbildung 6.25.: Phasenschiebung des Displays nach der Linearisierung mittels einer neu berechneten Gammakurve.

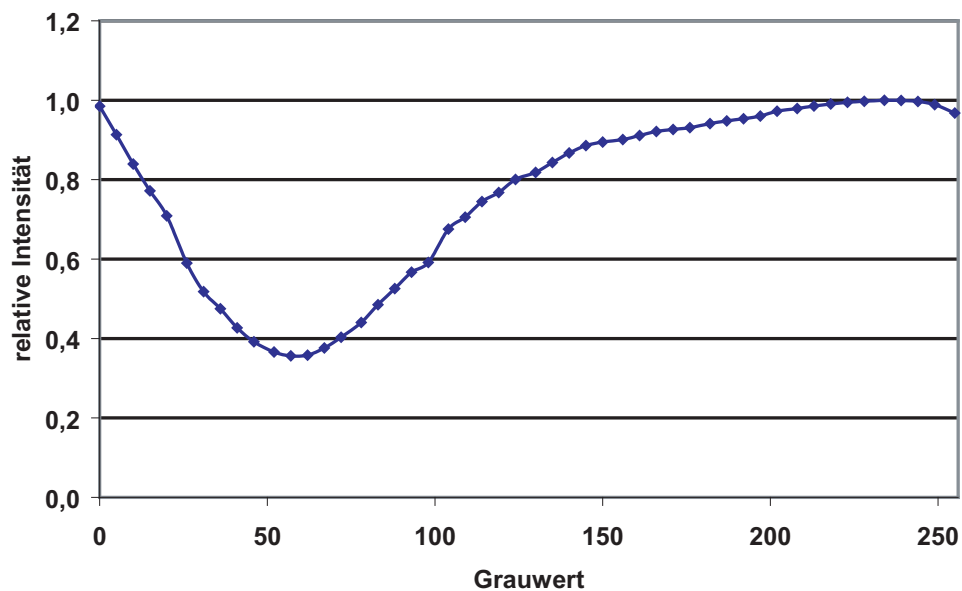


Abbildung 6.26.: Amplitudenmodulation, die bei Verwendung der linearisierten Phasenkennlinie auftritt.



- BWG bei einer linearen  $2\pi$ -Phasenschiebung mit der Amplitudenmodulation, die die linearisierte reale Modulator Kennlinie aufweist,
- BWG der gemessenen Modulator Kennlinie mit einer linearen Phasenschiebung bis  $2\pi$ , aber ohne Berücksichtigung der Amplitudenmodulation,
- BWG der gemessenen linearen  $2\pi$ -Modulator Kennlinie bei Berücksichtigung der Amplitudenmodulation.

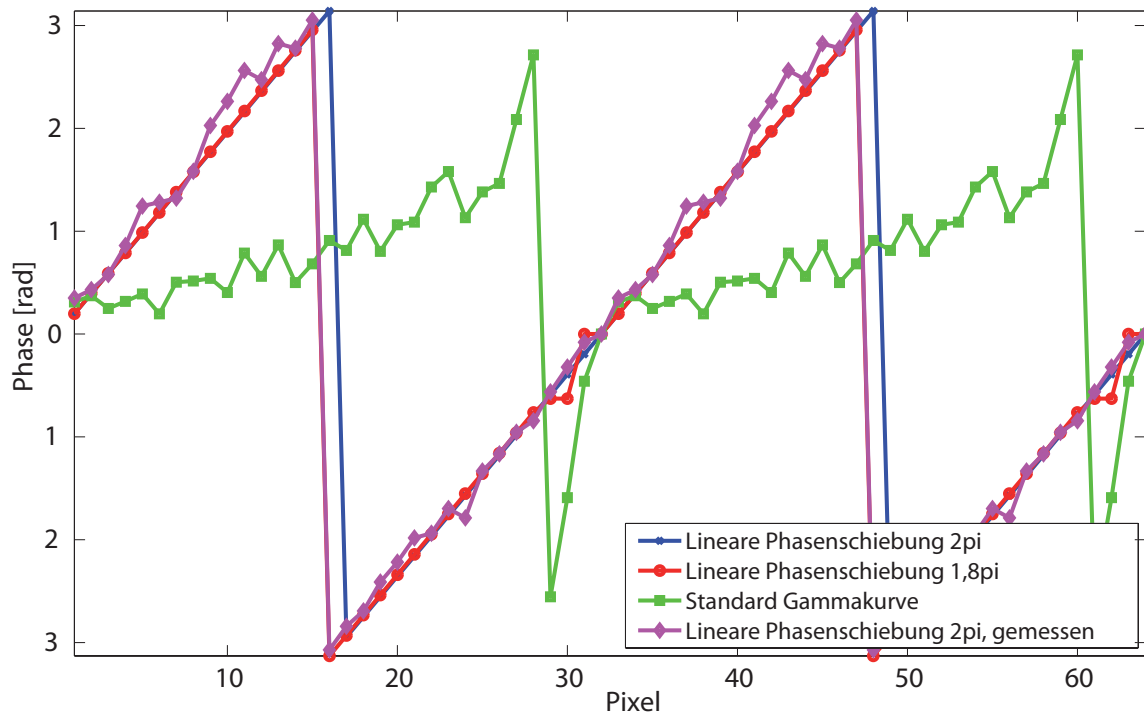


Abbildung 6.27.: Schnitte durch Blazed-Gitter, die mit den verschiedenen und bereits diskutierten Modulator-Kennlinien erzeugt wurden (s. Abschnitte 3.2.1, 6.4.10).

In Abb. 6.28 sind die Schnitte durch die Intensitäten der Rekonstruktionen der verschiedenen Blazed-Gitter dargestellt. Es sind die Peaks von der  $-1.$  bis zur  $+2.$  Beugungsordnung dargestellt. Die nullte Ordnung ist der zweite Peak von links. Zu beobachten ist, dass eine „Verschlechterung“ der Kennlinie im Vergleich zu einer reinen  $2\pi$ -Phasenkennlinie sofort weitere Beugungsordnungen außer der gewünschten  $+1.$  Beugungsordnung zur Folge hat. Auffällig sind die auftretenden Asymmetrien der Beugungsordnungen relativ zur  $+1.$  Beugungsordnung des Blazed-Gitters, wie sie bei den Kurven mit einer zusätzlichen Amplitudenmodulation zu sehen sind. Erwartungsgemäß ergibt sich für die reine Phasenmodulation ein Beugungswirkungsgrad von 100%. Die eingeführte Amplitudenmodulation mit einem maximalen Kontrast von 2,8:1 hat einen kleineren Einfluss auf den erreichbaren Beugungswirkungsgrad als eine

Beschreibung	Berechneter BWG
Standard Gammakurve	15,8%
Lineare Phasenschiebung $2\pi$	100,0%
Lineare Phasenschiebung $1,8\pi$	77,2%
Lineare Phasenschiebung $2\pi$ mit Amplitudenmodulation	61,1%
Lineare Phasenschiebung $2\pi$ , gemessen	65,0%
Gemessene Kennlinie	51,1%

Tabelle 6.2.: Zusammenfassung der Ergebnisse der mit den verschiedenen Display-Kennlinien berechneten Beugungswirkungsgrade.

Reduktion der maximalen Phasenschiebung auf  $1,8\pi$ . Dass die Verringerung des Beugungswirkungsgrads der um  $0,2\pi$  Phasenschiebung reduzierten Kennlinie so groß ausfällt, liegt an der sehr großen Periode des verwendeten Blazed-Gitters. Werden Gitter mit einer kürzeren Periode verwendet, bei denen die Schritte zwischen den einzuschreibenden Phasenwerten größer sind, ist der Unterschied im erzielbaren Beugungswirkungsgrad erheblich geringer. Die Ergebnisse der berechneten Beugungswirkungsgrade sind in Tabelle 6.2 zusammengefasst.

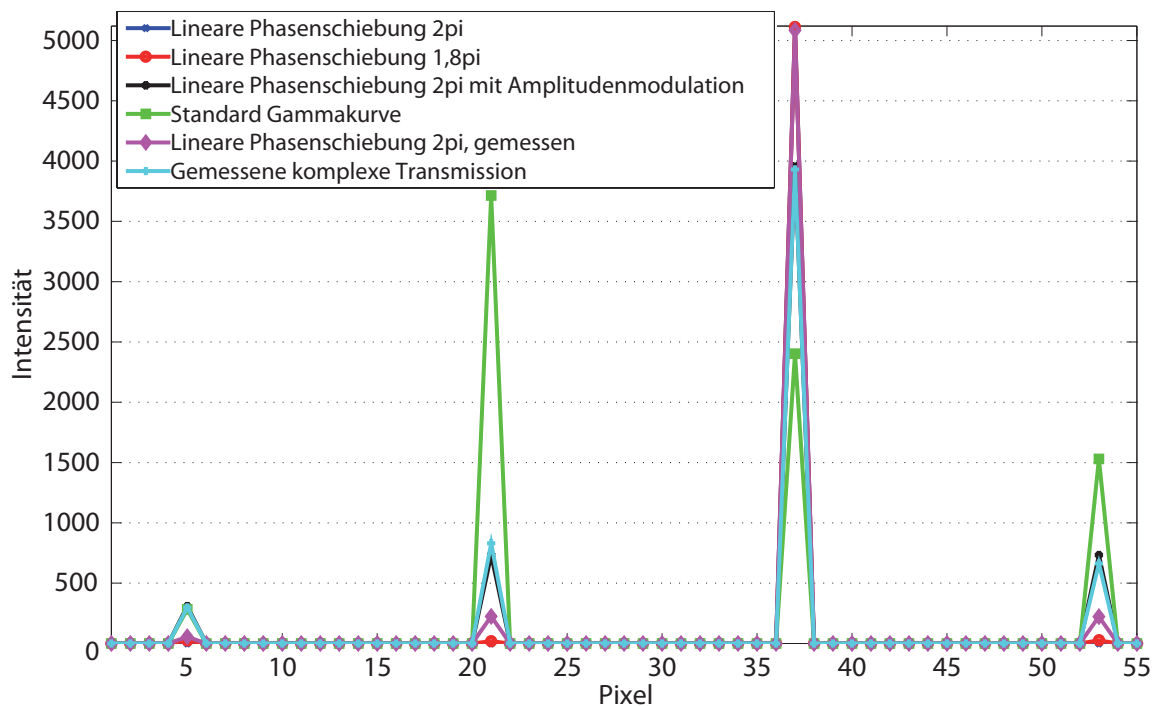


Abbildung 6.28.: Schnitte durch die von den Blazed-Gittern erzeugten Beugungsbilder (Intensität). Die nullte Ordnung ist der zweite Peak von links.

### 6.4.11. Berechnung einer Phase-Only-Kennlinie

Neben den Phase-Mostly-Kennlinien, die im vorangegangenen Abschnitt gezeigt wurden, können auch „echte“ Phase-Only-Kennlinien bestimmt werden. Allerdings werden dafür mehr polarisations-optische Elemente benötigt. Durch den Einsatz zweier zusätzlicher  $\lambda/4$ -Platten ist eine weitergehende Manipulation der Polarisation der Displaybeleuchtung sowie des Analytators möglich. Im Gegensatz zu der vorangegangenen Kennlinie, die messtechnisch ermittelt wurde, scheidet hier eine Messung aus Gründen der Messdauer aus, da die Vielzahl der Kombinationen zu groß wird. Die Kennlinien wurden daher aus der Jones-Matrix mittels einer Computer-Simulation ermittelt. Dieses Programm testet, wie in Abschnitt 6.2 beschrieben, alle möglichen Kombinationen der optischen Elemente in  $1^\circ$  Schritten aufgelöst aus. Es konnte mit der Simulation eine  $1,8\pi$  Phase-Only-Kennlinie ermittelt werden. In den Abbildungen 6.29, 6.30 sind die Phase sowie die jeweils zugehörige Amplitudenmodulation gezeigt. Zusätzlich ist noch der Verlauf in der komplexen Ebene gezeigt, siehe Abb. 6.31. Der Kontrast von 1,16:1 ist, wie gewünscht, gering [77]. Mit den gemessenen Kurven wurde ebenfalls der Beugungs-

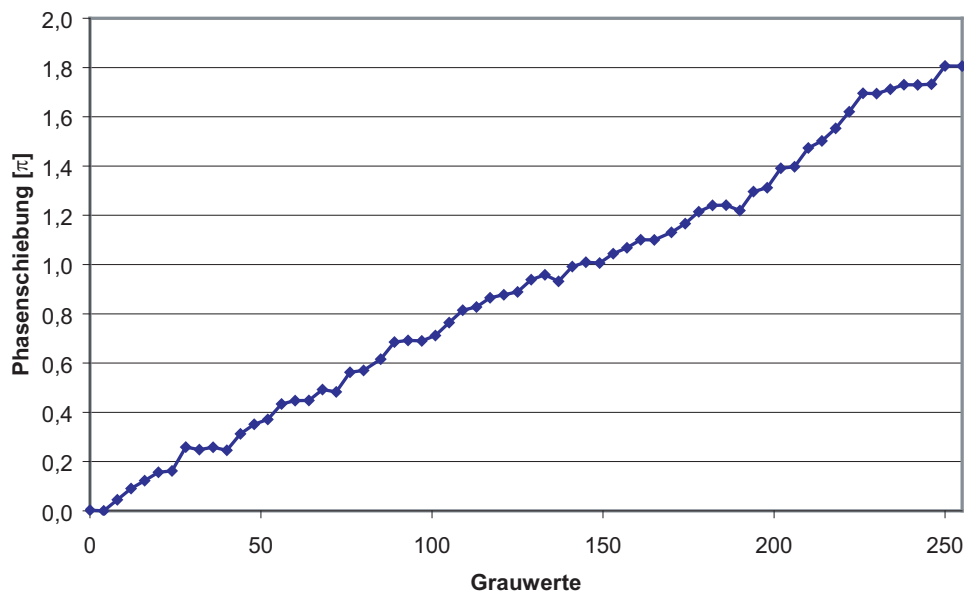


Abbildung 6.29.: Phasenverlauf der mittels Jones-Matrix berechneten Phase-Only-Kennlinie des LCR-3000 Displays. (Pol:  $142^\circ$ ,  $\lambda/4_1$ :  $143^\circ$ ,  $\lambda/4_2$ :  $65^\circ$ , Ana:  $52^\circ$ ). Die maximale Phasenschiebung ist  $1,8\pi$ .

wirkungsgrad eines Blazed-Gitters berechnet. Für die  $1,8\pi$  Phasenschiebung ergibt sich ohne die Beachtung der Amplitudenmodulation ein Wert von 74,2% und mit Berücksichtigung der Amplitudenmodulation ein Wert von 71,2%. Die Abbildung 6.32b zeigt die gemessenen und berechneten Kennlinien. Die Übereinstimmung der beiden Kennlinien ist gut.

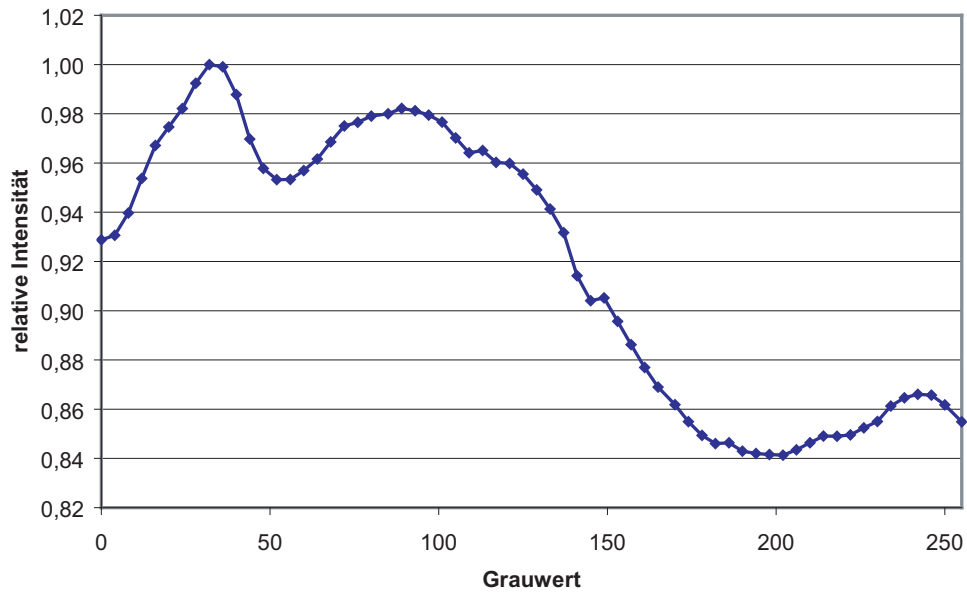


Abbildung 6.30.: Intensitätsverlauf der mittels Jones-Matrix berechneten Phase-Only-Kennlinie des LCR-3000 Displays. (Pol:  $142^\circ$ ,  $\lambda/4_1$ :  $143^\circ$ ,  $\lambda/4_2$ :  $65^\circ$ , Ana:  $52^\circ$ ). Der Kontrast beträgt 1,16:1.

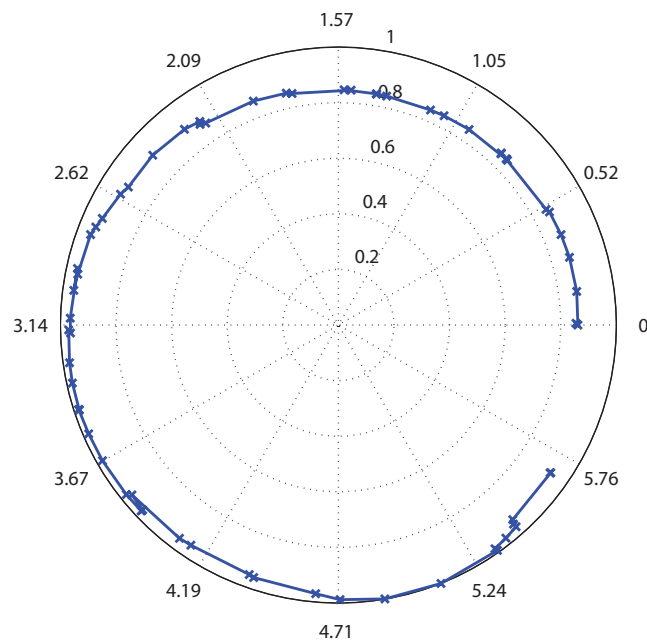


Abbildung 6.31.: Polardarstellung der Phase-Only-Kennlinie des LCR-3000 Displays. (Pol:  $142^\circ$ ,  $\lambda/4_1$ :  $143^\circ$ ,  $\lambda/4_2$ :  $65^\circ$ , Ana:  $52^\circ$ ). Der Kontrast ist 1,16:1 und die maximale Phasenschiebung beträgt  $1,8\pi$ .

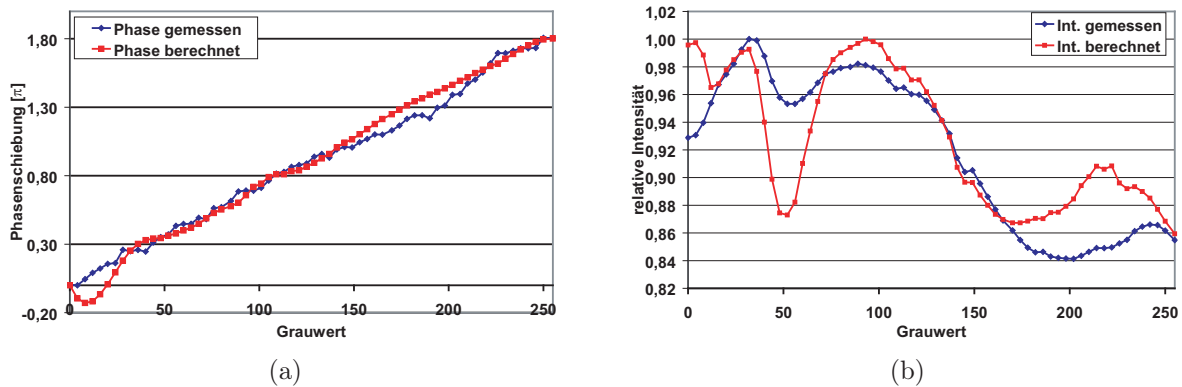


Abbildung 6.32.:

- (a) Vergleich der gemessenen und berechneten Phasenschiebung der Phase-Only-Kennlinie.  
 (b) Vergleich der gemessenen und berechneten Amplitudenmodulation der Phase-Only-Kennlinie.

### 6.4.12. Berechnung einer Amplitude-Only-Kennlinie

Neben der Phase-Only-Kennlinie wurde auch eine Amplitude-Only-Kennlinie berechnet. Die berechnete Kennlinie hat eine maximale Phasenschiebung von ca.  $0,6\pi$  und einen gemessenen Kontrast von ca. 30:1. Der geringe Kontrast ergibt sich durch einen relativ hohen Dunkelwert. Dieser wiederum wird vor allem durch Reflexe negativ beeinflusst. Die Messung der Amplitude-Only-Kennlinie ist deutlich schwieriger als die der Phase-Only-Kennlinie. Abbildung 6.34b zeigt den Intensitätsverlauf über dem eingeschriebenen Grauwert: Zum einen die aus der Jones-Matrix berechnete Kurve und zum anderen die gemessene Kurve. In Abbildung 6.34a sind der berechnete und der gemessene Phasenverlauf zum Vergleich dargestellt. Abbildung 6.33 zeigt den Verlauf der komplexen Transmission. Die Berechnung einer Amplitude-Only-Kennlinie ist schwierig, da sich meist Amplitude-Mostly-Kennlinien ergeben. Dies ist allerdings für die meisten Anwendungsgebiete kein Problem. Wird der Modulator für Projektionszwecke eingesetzt, ist der erreichbare Kontrast entscheidend und nicht, ob zusätzlich noch eine Phasenschiebung auftritt. Soll allerdings eine komplexe Modulation der Amplitude durch die Kombination zweier LCDs realisiert werden, müssen die Kennlinien beider LCDs berücksichtigt werden [105].

### 6.4.13. Rekonstruktion von Hologrammen bei verschiedenen Display-Modi

Zur Untersuchung der Qualität und des Beugungswirkungsgrads der Rekonstruktion realer Hologramme [90, 49] wurde zunächst mit dem in Abschnitt 5.4.1 beschriebenen Aufbau ein Hologramm einer Schachfigur (Reiter) aufgenommen, siehe Abb. 6.35. Abbildung 6.36(a) zeigt

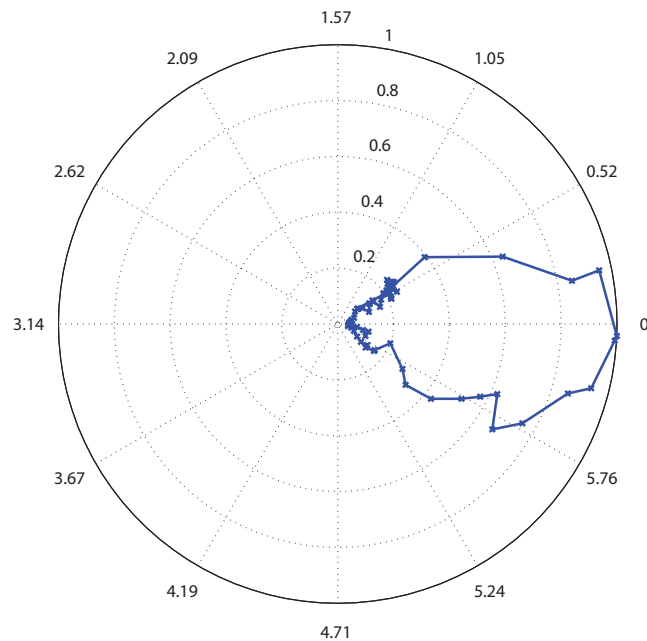


Abbildung 6.33.: Polardarstellung der Amplitude-Only-Kennlinie des LCR-3000 Displays. (Pol:  $11^\circ$ ,  $\lambda/4_1$ :  $165^\circ$ ,  $\lambda/4_2$ :  $113^\circ$ , Ana:  $108^\circ$ ). Der Kontrast ist 30:1, die maximale Phasenschiebung beträgt  $0,6\pi$ .

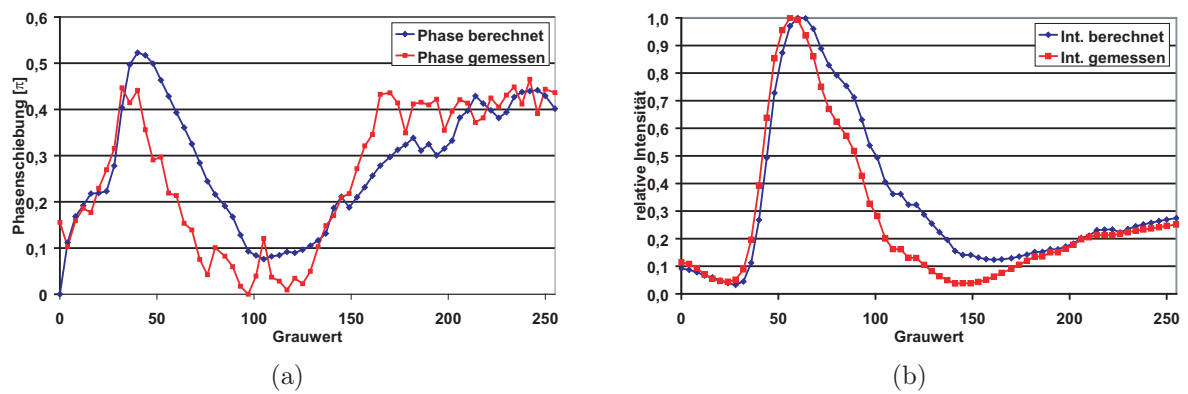


Abbildung 6.34.:

- (a) Vergleich der gemessenen und berechneten Phasenschiebung der Amplitude-Only-Kennlinie.
- (b) Vergleich der gemessenen und berechneten Amplitudenmodulation der Amplitude-Only-Kennlinie.



Abbildung 6.35.: Foto der Reiter-Schachfigur.

die digitale Rekonstruktion des aufgenommenen Hologramms. Man kann in der unmittelbaren Umgebung des Reiters noch Streulicht sowie eine geringe Intensität der nullten Beugungsordnung sehen. Es werden hierbei sowohl das reelle als auch das virtuelle Bild des Reiters rekonstruiert. Abbildung 6.36(b) zeigt die optische Rekonstruktion des Reiters im PM-Modus. Wie bei der digitalen Rekonstruktion sind auch hier beide Bilder sowie das durch die Aufnahme bedingte Streulicht und eine schwache nullte Beugungsordnung zu sehen. Die nullte Beugungsordnung ist bei der optischen Rekonstruktion doppelt zu sehen. Dies wird wahrscheinlich durch einen Reflex am Display-Deckglas verursacht. Das aufgenommene Hologramm wurde anschließend digital gefiltert. Weiterhin wurde die Restintensität der aufgenommenen nullten Beugungsordnung sowie das Streulicht und das virtuelle Bild des Reiters entfernt und aus dem bearbeiteten Bild wurde ein neues Hologramm berechnet.

Abbildung 6.36(c) zeigt die digitale Rekonstruktion des gefilterten Hologramms und Abbildung 6.36(d) die optische Rekonstruktion im PM-Modus. In der optischen Rekonstruktion ist das virtuelle Bild des Reiters nur noch leicht zu erkennen. Das Streulicht ist nicht mehr sichtbar und die nullte Beugungsordnung ist im Vergleich zum ungefilterten Hologramm stark verringert.

Neben der Rekonstruktion des aufgenommenen Hologramms in einem PM-Modus wurde das Hologramm auch in einem AM-Modus rekonstruiert. Abbildung 6.36(e) zeigt die digitale Rekonstruktion des Amplituden-Hologramms. Das Bild ist logarithmisch dargestellt, da sonst nur noch die nullte Beugungsordnung zu sehen wäre. Abbildung 6.36(f) zeigt die optische Rekonstruktion des Amplituden-Hologramms. Wie auch bei der digitalen Rekonstruktion ist eine sehr starke nullte Beugungsordnung zu sehen. Neben einem deutlich höheren Beugungswirkungsgrad bieten die Phasenhologramme zusätzlich den Vorteil, dass das virtuelle oder reelle Bild entfernt werden und die Rekonstruktion durch Addition zusätzlicher Phasenterme weiter

manipuliert werden kann. So ist z.B. durch Addition eines Phasenkeils eine Verschiebung der Rekonstruktion möglich. Neben der rein visuellen Beurteilung der rekonstruierten Hologramme wurde jeweils noch der erreichte Beugungswirkungsgrad gemessen. Dazu wurde die Kamera durch einen Leistungsmesser ersetzt. In der Tabelle 6.3 sind die Ergebnisse der Messung des Beugungswirkungsgrads zusammengestellt. Wie bereits aus den aufgenommenen Bildern zu sehen war, ist mit dem gefilterten Phasenhologramm der höchste Beugungswirkungsgrad von 79% erreichbar. Für das Amplitudenhologramm wurde ein Beugungswirkungsgrad von 10% gemessen. Dass der verwendete AM-Mode noch eine recht starke Phasenschiebung aufweist, zeigt die Messung mit dem gefilterten Phasenhologramm, das im AM-Mode eingeschrieben wurde. Es wird hierbei ein Beugungswirkungsgrad von 69% erreicht. Für das ungefilterte Phasenhologramm wurde ein BWG von 29% gemessen, was näherungsweise der Hälfte des gefilterten Phasenhologramms entspricht und damit dem erwarteten Wert. Durch die Filterung wird ein höherer Beugungswirkungsgrad erzielt, da nur noch das gewünschte reelle Bild rekonstruiert wird. Das nicht gewünschte virtuelle Bild kann bei einer reinen Phasenmodulation sogar komplett unterdrückt werden. Durch die Pixelstruktur des Modulators werden bereits 55% des Lichts in höhere, nicht erwünschte Ordnungen gebeugt und sind damit für die Anwendung verloren. Außerdem geht weiteres Licht durch die beiden Polarisatoren und deren Winkelstellung zueinander verloren. Daher sind in der gewünschten Beugungsordnung nur ca. 8% des einfallenden Lichts verfügbar.

Modulator Modus	In den Modulator eingeschriebenes Hologramm	Intensität 0. BO [%]	Intensität +1. BO [%]	Intensität -1. BO [%]	BWG [%]
AM	Amplituden-Hologramm	0,28	0,03	0,01	10
AM	gefiltertes Phasen-Hologramm	0,37	0,71	0,05	63
PM	Phasen-Hologramm	4,38	2,92	2,92	29
PM	gefiltertes Phasen-Hologramm	1,25	7,89	0,81	79

Tabelle 6.3.: Gemessene Beugungswirkungsgrade für verschiedene, in unterschiedlichen Display-Moden optisch rekonstruierte Hologramme.

## 6.5. Messungen mit dem LCR-2500 Display

Das LCR-2500 Display von der Firma Holoeye wird zur Zeit am ITO in einer optischen Pinzette eingesetzt. Daher wurden im Wesentlichen die gleichen Messungen durchgeführt wie mit dem LCR-3000 Display. Die Daten des Modulators sind im Anhang in Abschnitt B.2 angegeben.



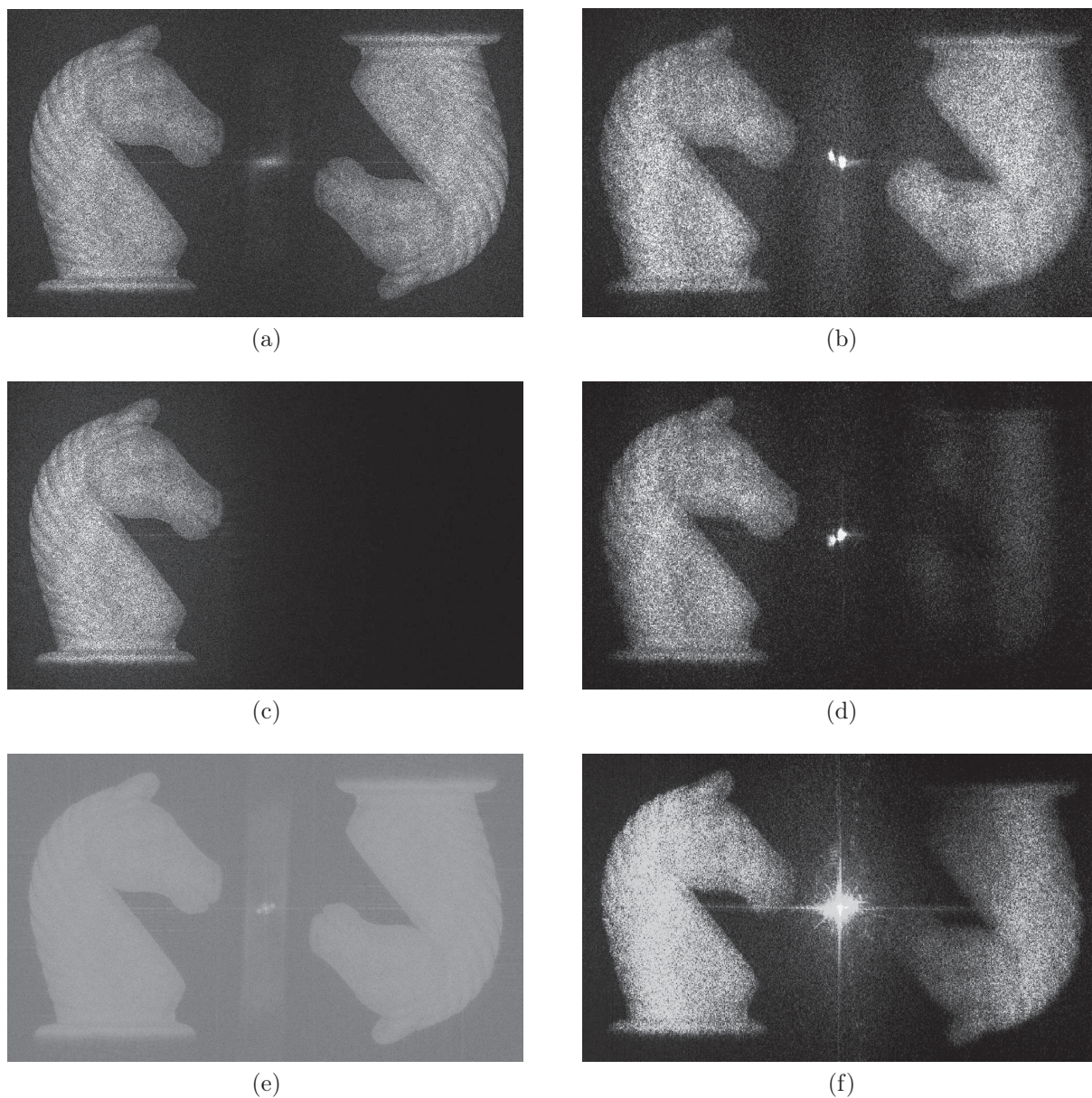


Abbildung 6.36.:

- (a) Digitale Rekonstruktion des aufgenommenen Phasen-Hologramms,
- (b) optische Rekonstruktion des Phasen-Hologramms im PM-Modus,
- (c) digitale Rekonstruktion des gefilterten Phasen-Hologramms,
- (d) optische Rekonstruktion des gefilterten Phasen-Hologramms im PM-Modus,
- (e) digitale Rekonstruktion des Amplituden-Hologramms, logarithmisch dargestellt,
- (f) optische Rekonstruktion des Amplituden-Hologramms im AM-Modus.

### 6.5.1. Messung der Phasenschiebung

Wie auch für das LCR-3000 System wurde für das LCR-2500 System eine Phase-Mostly-Kennlinie mit einer Phasenschiebung von mindestens  $2\pi$  bei einer Wellenlänge von 532 nm ermittelt und linearisiert. Dabei wurden auch Einstellungen mit einer Phasenschiebung von über  $2\pi$  gemessen. Abbildungen 6.37 und 6.38 zeigen jeweils den Intensitäts- und Phasenverlauf für eine Polarisator-Analysatorkombination. Aus diesen Messungen wurde für den Einsatz dieses Displays in einem Messsystem – in gleicher Weise wie auch für das LCR-3000 System – eine linearisierte Kennlinie berechnet.

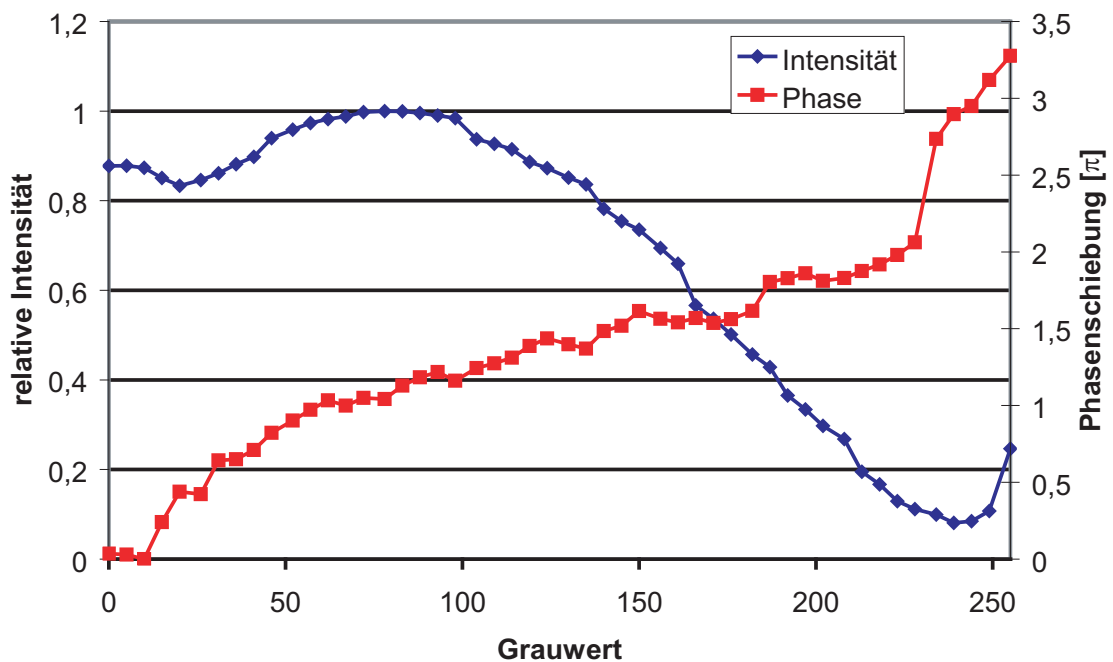


Abbildung 6.37.: Amplituden- und Phasenmodulation des LCR-2500 Modulators für einen Polarisatorwinkel von  $101^\circ$  und einen Analysatorwinkel von  $123^\circ$ .

### 6.5.2. Messung des Beugungswirkungsgrads eines Ronchi-Gitters

Da die Amplitudenmodulation bei diesen Kennlinien für eine Phasenschiebung von  $\pi$  und  $3\pi$  stark unterschiedlich war, wurde zur Verdeutlichung des Einflusses der Amplitudenmodulation noch der Beugungswirkungsgrad eines in das Display eingeschriebenen Ronchi-Gitters mit einem Phasenhub von  $\pi$  beziehungsweise  $3\pi$  gemessen. Dazu wurde die Photodiode in der Detektorebene mit einem Computer-adressierbaren Verschiebetisch bewegt. Abbildungen 6.39 und 6.40 zeigen den Intensitätsverlauf für die aufgenommenen Messpunkte. Die relativ große laterale Ausdehnung der Beugungsordnungen liegt daran, dass die Impulsantwort der Blende

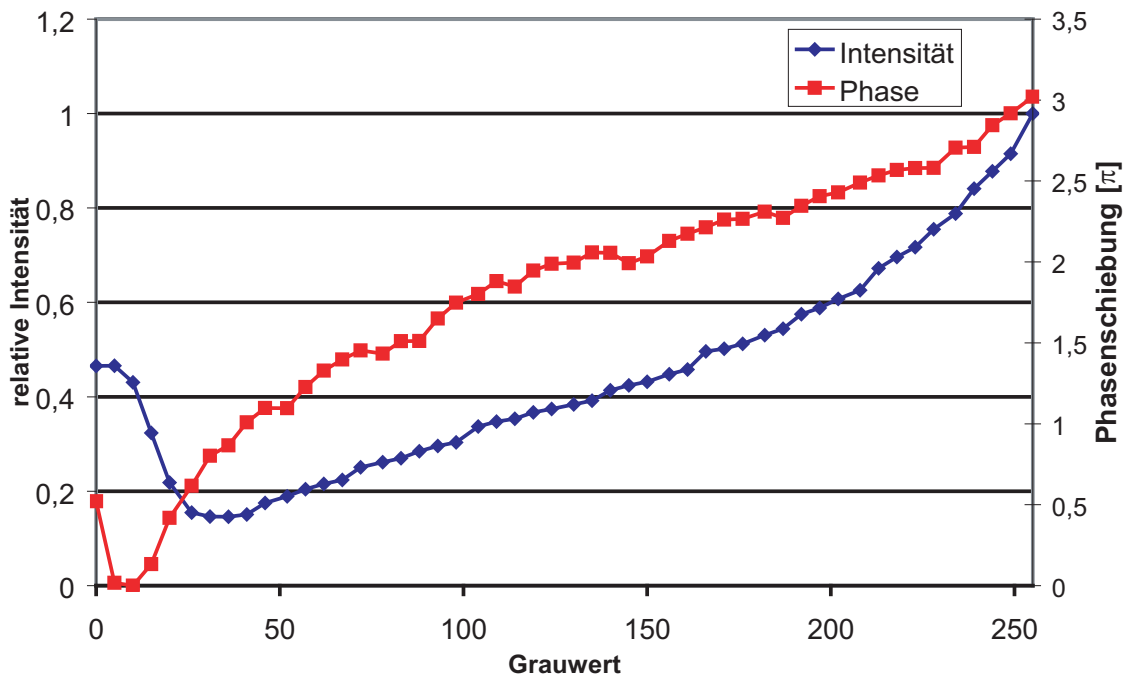


Abbildung 6.38.: Amplituden- und Phasenmodulation des LCR-2500 Modulators für einen Polarisatorwinkel von  $39^\circ$  und einen Analysatorwinkel von  $0^\circ$ .

mit der Impulsantwort des Ronchigitters gefaltet wird. Man sieht in den Abbildungen, dass der Beugungswirkungsgrad stark von der zugehörigen Amplitudenmodulation abhängig ist. Zusätzlich wurde noch der theoretische Beugungswirkungsgrad aus den Kennlinien für diese Einstellungen ermittelt und mit dem gemessenen verglichen. Das Ergebnis ist in Tabelle 6.4 zusammengestellt. Bis auf eine Messung stimmen die gemessenen Ergebnisse gut mit den berechneten überein. Die große Abweichung von 9% kann daran liegen, dass die eingeschriebene Phasenschiebung, die zur Berechnung der Beugungswirkungsgrade angenommen wurde, nicht ganz korrekt war.

Beschreibung	berechneter BWG	gemessener BWG
RG, Polarisator: $101^\circ$ , Analysator: $123^\circ$ Phasenhub $\pi$	48,35%	47,88%
RG, Polarisator: $101^\circ$ , Analysator: $123^\circ$ Phasenhub $3\pi$	31,96%	22,47%
RG, Polarisator: $129^\circ$ , Analysator: $0^\circ$ Phasenhub $\pi$	36,78%	39,46%
RG, Polarisator: $129^\circ$ , Analysator: $0^\circ$ Phasenhub $3\pi$	39,63%	43,46%

Tabelle 6.4.

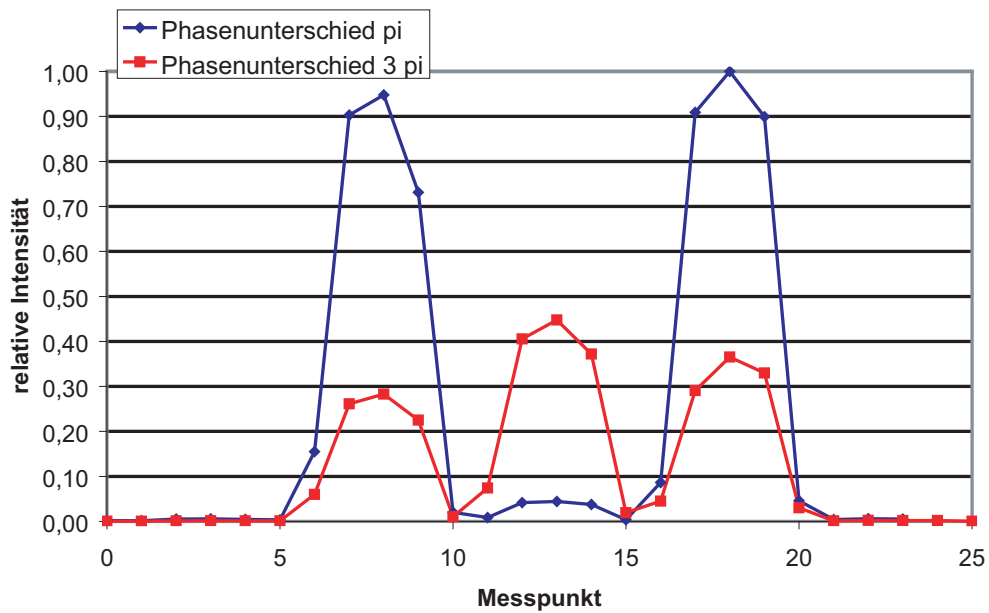


Abbildung 6.39.: Messung des Beugungsspektrums eines in das LCR-2500 Display eingeschriebenen Ronchi-Gitters mit einem Phasenunterschied von  $\pi$  bzw.  $3\pi$  für einen Polarisatorwinkel von  $11^\circ$  und einen Analysatorwinkel von  $33^\circ$ . Die zugehörige Phasen- und Amplitudenmodulation sind in der Abbildung 6.37 dargestellt.

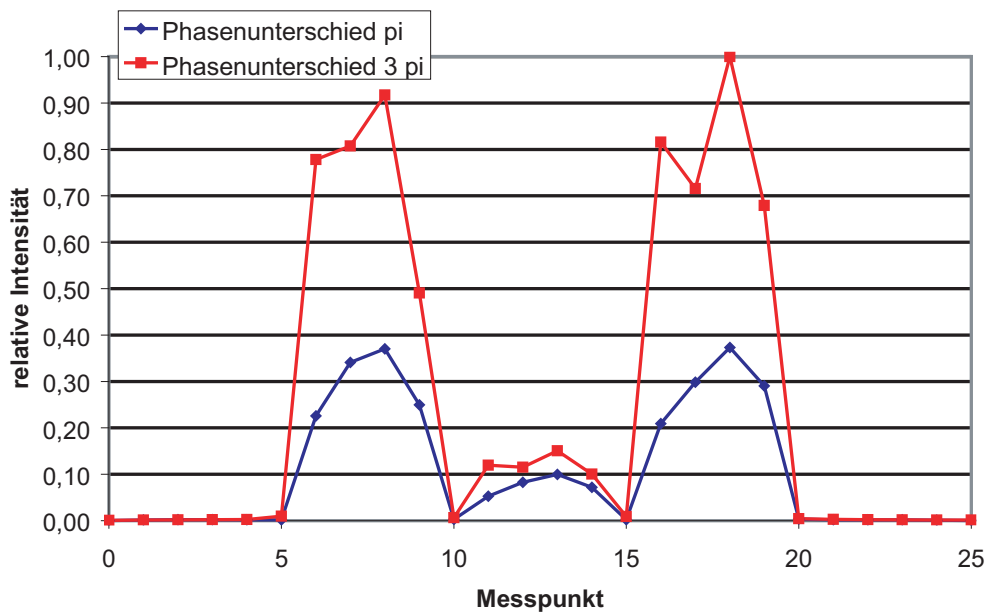


Abbildung 6.40.: Messung des Beugungsspektrums eines in das LCR-2500 Display eingeschriebenen Ronchi-Gitters mit einem Phasenunterschied von  $\pi$  bzw.  $3\pi$  für einen Polarisatorwinkel von  $129^\circ$  und einen Analysatorwinkel von  $0^\circ$ . Die zugehörige Phasen- und Amplitudenmodulation sind in der Abbildung 6.38 dargestellt.

## 6.6. Messungen mit dem HEO 1080p Display

Der HEO 1080p Modulator wird von der Firma Holoeye als OEM-Produkt angeboten, das für verschiedene Wellenlängen angepasst werden kann. Die Besonderheit im Vergleich zu den beiden anderen untersuchten Modulatoren ist eine geänderte Flüssigkristallschicht. Die beiden untersuchten Modulatoren aus der LCR Reihe haben jeweils eine Twisted-Nematische Flüssigkristallschicht, was zu den großen gemessenen und bereits beschriebenen Polarisationsänderungen führt. Der HEO 1080p Modulator weist dagegen eine planar-nematische Flüssigkristallschicht auf. Dadurch gibt es zwei Polarisationsrichtungen, bei denen theoretisch keine Polarisationsänderung auftritt. Zum einen bei einer Beleuchtung mit linear polarisiertem Licht parallel zu der Flüssigkristallachse und zum anderen bei Beleuchtung mit linear polarisiertem Licht senkrecht zur Flüssigkristallachse. Bei zunehmender elektrischer Feldstärke drehen sich die LC-Moleküle um die Achse des kleineren Brechungsindex. Dadurch erhält man bei einer Beleuchtung parallel zu den LC-Achsen einen Phase-Only-Modulator mit einer ausgeprägten Phasenschiebung.

Zusätzlich ist auf das Deckglas des Modulators eine Antireflex-Beschichtung aufgebracht. Diese vermeidet die Reflexion am Deckglas bei Verwendung innerhalb des Bereichs der Designwellenlänge. Außerhalb des vorgesehenen Wellenlängenbereichs ist der auftretende Reflex dafür umso stärker. Der Modulator soll in einer optischen Pinzette bei einer Wellenlänge von 1064 nm eingesetzt werden. Daher wurden die Phasenschiebung und Intensitätsmodulation für diese Wellenlänge gemessen, was den Einsatz spezieller Polarisatoren bedingt.

Abbildungen 6.41 und 6.42 zeigen die Phasenmodulation sowie die Amplitudenmodulation für den Phase-Only-Modus des Displays. Zusätzlich ist noch die Phasenmodulation für die um 90° gedrehten Polarisatoren dargestellt. Wie für eine VA-Zelle üblich, ist bei gekreuzt eingestellten Polarisatoren keine Phasenmodulation vorhanden. Für beliebige andere Polarisator-Analysatorkombinationen ist, wie zu erwarten, immer eine Kombination aus Phasen- und Amplitudenmodulation zu beobachten.

Für eine Wellenlänge von 1064 nm konnte jedoch keine  $2\pi$ -Phasenschiebung nachgewiesen werden. Die maximale gemessene Phasenschiebung im Phase-Only-Modus betrug  $1,69 \pi$ . Die auftretende Amplitudenmodulation ist mit einem Kontrast von 1,06:1 allerdings sehr gering. Der Modulator ist somit sehr gut als reiner Phasenmodulator geeignet, siehe Abschnitt 6.4.10.



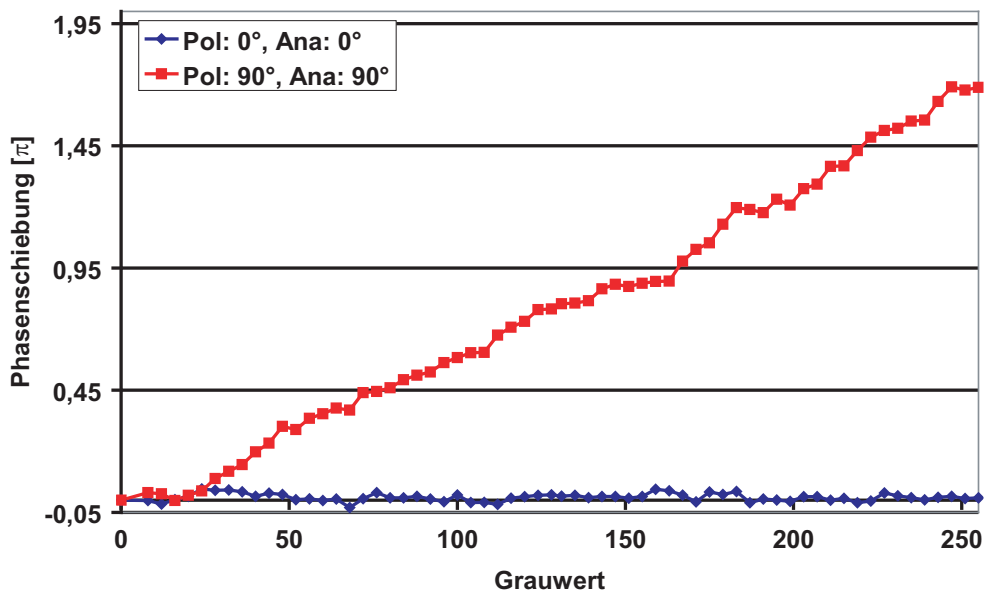


Abbildung 6.41.: Messungen der Phasenschiebung für das HEO 1080p Display für zwei Polarisator-/ Analysatorkombinationen. Die maximale gemessene Phasenschiebung im Phase-Only-Modus beträgt  $1,69\pi$ .

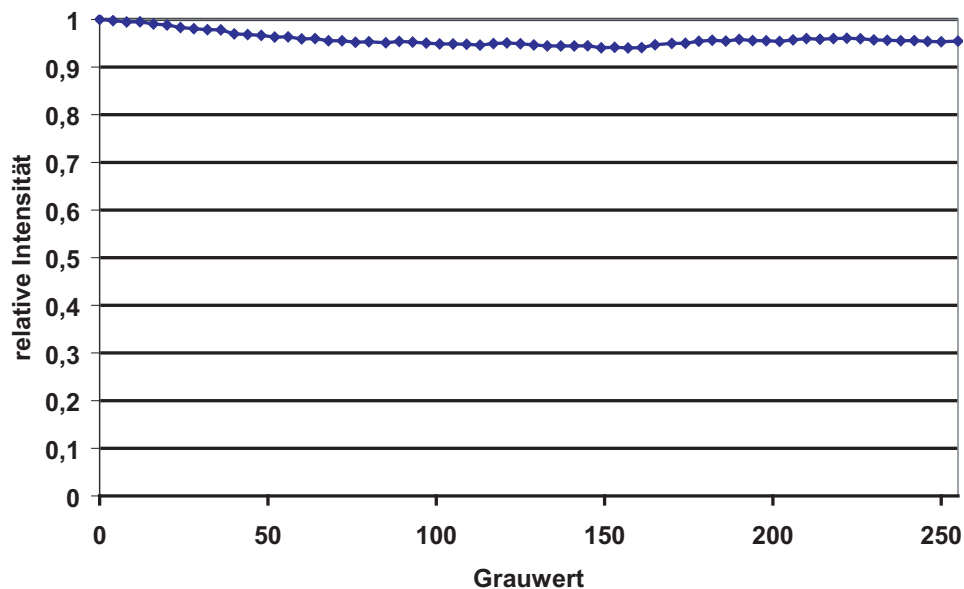


Abbildung 6.42.: Messung der Amplitudenmodulation des HEO 1080p Displays im Phase-Only-Modus. Der Kontrast beträgt 1:1,06.

## 6.7. Vergleich des vorgestellten Verfahrens mit einem modellbasierten Verfahren zur Jones-Matrix-Messung

Zur Charakterisierung der LC-Displays werden auch modellbasierte Verfahren angewendet. Bei diesen Verfahren wird das LCD durch eine Flüssigkristallschicht der entsprechenden Dicke moduliert und es wird eine Jones-Matrix für rein doppelbrechende Materialien angesetzt [77, 76, 115, 13]. Bei diesem Ansatz müssen zur Charakterisierung des Displays einige Modulatorparameter bekannt sein, bzw. ebenfalls durch Messungen bestimmt werden. Es werden die Winkel der Flüssigkristallschicht (Pretilt-, Twistwinkel) sowie auch deren Brechungsindices benötigt.

Ein Vorteil des Verfahrens besteht darin, dass – im Gegensatz zu dem bisher vorgestellten Ansatz – die Jones-Matrix nicht phasenreduziert ist und somit keine zusätzliche Messung für die dynamische Phasenschiebung durchgeführt werden muss. Jedoch ist diese Art der Charakterisierung auf ein hinreichend genaues Modell angewiesen. Dagegen ist es bei dem in Abschnitt 4.2 vorgestellten Verfahren möglich, nicht nur die Jones-Matrix eines LCDs zu messen, sondern auch ein komplexeres optisches System durch die Messung einer einzigen Jones-Matrix bzw. einer Jones-Matrix für jeden zu untersuchenden Grauwert bzw. Zustand, zu beschreiben. Durch das nicht modellbasierte Verfahren wird der Einfluss einer schrägen Display-Beleuchtung oder zusätzlicher optischer Elemente messtechnisch erfasst. Im Falle einer modellbasierten Messung der Jones-Matrix des Displays müsste bei einer schrägen Beleuchtung das Modell angepasst werden und zusätzliche Elemente müssten mit ihrer Jones-Matrix oder ggf. einer Jones-Pupille erfasst werden. Dies bietet auch die Möglichkeit, optische Systeme zu simulieren, in dem man die Jones-Matrizen der einzelnen Komponenten misst und dann entsprechend ihrer Einbaureihenfolge miteinander multipliziert. Wird ein LCD unter einem kleinen Winkel nur zwischen zwei linearen Polfiltern verwendet, entspricht die mit beiden Verfahren gemessene Jones-Matrix annähernd den Ergebnissen in Abschnitt 4.2. Allerdings sind, wie in den Messungen (s. Abb. 6.4) zu sehen ist, die aufgenommenen Nebendiagonal-Elemente der Jones-Matrizen nicht identisch. Dies zeigt, dass das im modellbasierten Verfahren zu Grunde gelegte Modell hier offenbar nicht ganz zutreffend ist.

## 6.8. Hologrammoptimierung unter Berücksichtigung der Jones-Matrix

Wie bereits in den Abschnitten 3.3.1 und 5.4 beschrieben wurde, gibt es mehrere Anwendungen von Lichtmodulatoren als Beugungsgitter und zur Wellenfrontformung. Die daraus re-

sultierenden Zielstellungen zur Optimierung sind entweder „Wellenfront-Optimierungen“ oder „Intensitäts-Optimierungen“. Für beide Fälle gibt es eine Vielzahl an Optimierungsverfahren wie z.B. Direct-Binary-Search [99], an den Gerchberg-Saxton Algorithmus angelehnte Verfahren [15, 62, 43], Genetische Algorithmen [30, 118], Simulated Annealing [119] und Threshold-Accepting [22]. Bei allen Verfahren wird entweder die Amplituden- oder die Phasenverteilung bzw. das komplexe Feld des rekonstruierten Hologramms optimiert.

Dabei wird bisher die Modulator-Charakteristik nicht berücksichtigt. Durch die Verwendung der komplexen Transmission des eingesetzten Modulators kann zumindest die Phasenmodulation über dem eingeschriebenen Grauwert und die dazu gehörende Amplitudenmodulation erfasst werden [31]. Eine Berücksichtigung von Polarisierungseffekten ist jedoch bisher nicht bekannt und mit den zur Zeit eingesetzten Algorithmen ist dies auch nicht ohne eine Anpassung und Erweiterung möglich. Die spezielle Beachtung der grauwertabhängigen Polarisationsmodulation ist nicht notwendig, wenn linear polarisiertes Licht verwendet wird und darauf geachtet wird, dass die eingesetzten optischen Elemente die Polarisation nicht wesentlich beeinflussen, siehe auch Abschnitt 3.1.4. Soll jedoch, z.B. um die Gesamtlichteffizienz zu steigern, auf einen linearen Polarisator nach dem Modulator verzichtet werden oder werden hochaperturige Objektive eingesetzt, müssen Polarisierungseffekte Berücksichtigung finden. Daher wird hier eine Erweiterung der beiden präsentierten Hologramm-Optimierungsverfahren unter Berücksichtigung der Jones-Matrizen der Elemente vorgestellt. Dazu müssen die Jones-Matrizen aller relevanten Elemente, vor allem die grauwertabhängige Jones-Matrix des verwendeten Modulators, bekannt sein.

Im Folgenden werden die prinzipiellen Änderungen im Vergleich zur „linearen“ Berechnung von Hologrammen beschrieben und anschließend werden noch die daraus resultierenden Änderungen für die beiden vorgestellten Algorithmen beschrieben. Zur digitalen Rekonstruktion und Optimierung von Hologrammen mittels des Jones-Formalismus werden alle relevanten optischen Elemente, also Polarisator, ggf.  $\lambda/4$ -Platten, Strahlteiler und der Modulator, mittels ihrer Jones-Matrix berücksichtigt. Dadurch erhält man zwei Wellenfelder für die in x- und y-polarisierten Teilwellen. Diese werden dann getrennt propagiert, was im Falle von Fourier-Hologrammen einer Fourier-Transformation entspricht, siehe Abb. 6.43. Es ist aber auch eine Propagation in andere Ebenen, z.B. durch Fresnel-Propagation oder Rayleigh-Sommerfeld Propagation [32, 4], möglich. Als Ergebnis erhält man in der Objektebene bzw. der Ebene der Rekonstruktion wiederum die beiden Felder für die x- und y-Polarisation. Aus diesen kann auf einfache Weise die Intensität und die zugehörige Phase berechnet werden. Es werden im Folgenden polarisationsoptische Erweiterungen des Direct-Binary-Search Algorithmus und des Iterativen-Fourier-Transformations-Algorithmus vorgestellt.





Abbildung 6.43.: Schema der digitalen Hologramm-Rekonstruktion mit der Erweiterung durch den Jones-Calculus.

### 6.8.1. Direct-Binary-Search

„Direct-Binary-Search“-Algorithmus (DBS) [99] stellt die methodisch einfachste Form der Hologramm-Optimierung dar. Dabei wird für jedes Pixel iterativ die Auswirkung einer Änderung auf die Qualität der Rekonstruktion bestimmt. Dies geschieht durch eine Änderung des in das Pixel eingeschriebenen Grauwerts und die nachfolgende Berechnung der zugehörigen Rekonstruktion. Führt die Änderung des Grauwerts zur einer Verringerung der Abweichung zwischen der Rekonstruktion und der Zielwellenfront, so wird diese Veränderung beibehalten, wenn nicht, wird diese verworfen.

Der Name „Direct-Binary-Search“ rührt daher, dass dieses Verfahren ursprünglich für binäre Hologramme angewandt wurde. Es lässt sich jedoch genauso gut für Phasenhologramme mit mehreren Quantisierungsstufen einsetzen. Allein die ohnehin schon langwierige Optimierung verlängert sich noch erheblich. Der Ablauf der Optimierung ist in Abb. 6.44 schematisch dargestellt. Da dieses Verfahren hier zur Optimierung von Phasenhologrammen mit 256 Quantisierungsstufen angewandt wird, sollte es eher „Direct-Search“ und nicht „Direct-Binary-Search“ genannt werden, worauf allerdings zur Verdeutlichung der Herkunft des Verfahrens verzichtet wird.

Als Zielkriterium kann entweder eine gewünschte Intensitätsverteilung, eine Phasenverteilung oder eine komplexe Wellenfront gewählt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden jedoch nur Versuche mit einer Zielintensitätsverteilung durchgeführt, z.B. zur Optimierung von Fallen für die optische Pinzette [61, 92]. Das Verfahren führt bei genügend langer Laufzeit und richtiger Wahl der zur Berechnung der Restabweichung verwendeten Funktion zu einer qualitativ sehr guten Lösung. Eine polarisations-optische Erweiterung des Direct-Binary-Search-Verfahrens lässt sich somit rein durch Anpassung der Berechnung der Intensitäts- und Phasenverteilung sowie der Fehlerfunktion umsetzen, siehe Abb. 6.45. Der prinzipielle Nachteil dieses Verfahrens, die sehr langsame Konvergenz, wird durch die Erweiterung der Berechnung auf die Jones-Rechnung noch verschärft, so dass die Optimierung eines 400x400 Pixel Hologramms mit 256 Graustufen auf einem aktuellen Dual Core-Arbeitsplatzrechner (Athlon64 X2 4800+) bereits mehrere Tage benötigt.

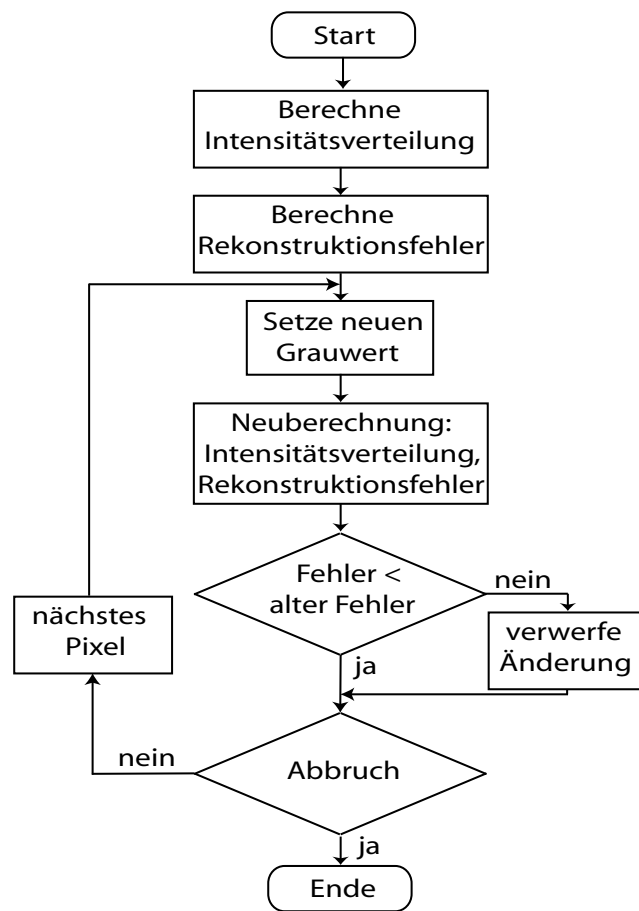


Abbildung 6.44.: Schema der Direct-Binary-Search-Optimierung.

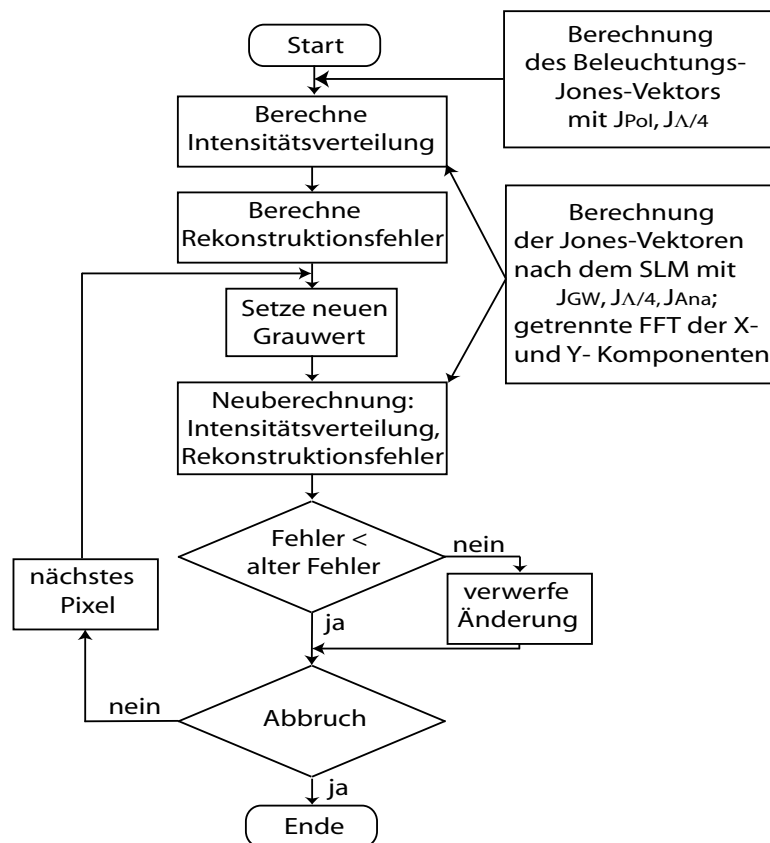


Abbildung 6.45.: Schema der konventionellen Direct-Binary-Search-Optimierung mit der Erweiterung durch den Jones-Calculus.

### 6.8.2. Iterative Fourier Transform Algorithm

Im Vergleich zum Direct-Binary-Search-Algorithmus ist die Konvergenz des Iterativen-Fourier-Transformations-Verfahrens [113] sehr gut. Dies führt zu erheblich kürzeren Berechnungszeiten für die Optimierung von Hologrammen. Daher ist IFTA ein sehr häufig verwendetes Verfahren zur Hologramm-Optimierung. Die mit diesem Verfahren erzielten Ergebnisse sind meist nur wenig schlechter als die mittels des Direct-Binary-Search-Algorithmus berechneten Hologramme. Als Zielwellenfront kann hier ebenfalls eine Phasen- oder Amplitudenverteilung gewählt werden. Es wird in der Hologrammebene dann jeweils die mittels Fourier-Transformation aus dem Hologramm berechnete Intensitäts- oder Phasenverteilung in einem zu wählenden Optimierungsgebiet durch die Zielverteilung ersetzt. Anschließend erfolgt wieder mittels Fourier-Transformation die Berechnung des entsprechenden neuen Hologramms. Die berechneten Amplituden- und Phasenwerte in der Hologrammebene werden danach durch die in den verwendeten Modulator einschreibbaren Werte ersetzt und es beginnt der nächste Iterationsschritt. Das Verfahren ist schematisch in Abb. 6.46 dargestellt. Von entscheidender Bedeutung ist bei diesem Verfahren der zur Berechnung der Grauwerte im Hologramm verwendete Algorithmus. Bei einer „linearen“ Optimierung, d.h. ohne eine Berücksichtigung der Polarisation, kann bei der Optimierung von Phasenhologrammen beispielsweise stets der am nächsten liegende Phasenwert verwendet werden. Es wurden dazu auch bereits andere Methoden untersucht und in [60] vorgestellt. Im Gegensatz zu der einfachen Erweiterung des

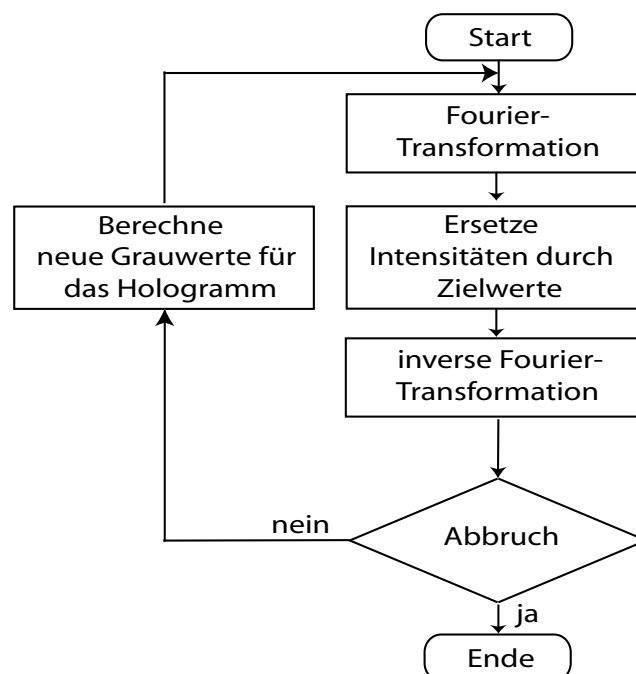


Abbildung 6.46.: Schema der konventionellen Iterative Fourier Transform Optimierung.

DBS-Optimierungsverfahrens müssen für die Verwendung des IFT-Algorithmus weitere An-

passungen erfolgen. Ein Problem stellt die Ersetzung der berechneten Phasen- und Amplitudenwerte durch die in den Modulator einzuschreibenden Grauwerte dar. Hierfür müssen die für jeden Bildpunkt berechneten komplexen Jones-Vektoren durch einen möglichst ideal passenden Grauwert ersetzt werden. Eine Möglichkeit ist die Bestimmung des Differenz-Jones-Vektors mit dem kleinsten Betrag. Dazu wird der Differenzvektor zwischen dem aus der grauwertabhängigen Jones-Matrix des Modulators in Kombination mit der gewählten Polarisator- und Analytoreinstellung sowie dem für den jeweiligen Bildpunkt berechneten Jones-Vektor gebildet. Es wird dann jener Grauwert gewählt, dessen Jones-Vektor die betragsmäßig kleinste Differenz zu dem aus der Fourier-Transformation für diesen Bildungspunkt berechneten Jones-Vektor hat. Der so ermittelte Grauwert wird als neuer Grauwert für diesen Punkt im Hologramm gesetzt. Dies ergibt in Kombination mit dem Beleuchtungs-Jones-Vektor den neuen Jones-Vektor für die nächste Iteration.

Ein anderes Problem ist die Ersetzung des berechneten Jones-Vektors in der Objektebene durch die Zielgröße. Für den Fall der Optimierung einer Intensitätsverteilung ist dies noch recht einfach möglich, indem man den Betrag des berechneten Jones-Vektors entsprechend der gewünschten Intensitätsverteilung skaliert. Ein Algorithmus zur Ersetzung von Phasenwerten oder komplexen Wellenfeldern wurde bisher nicht entwickelt. Die Schwierigkeit hierbei ist festzulegen, zu welchen Teilen die gesuchte Phasenschiebung durch den geometrischen und dynamischen Phasenanteil erreicht werden soll.

In Abbildung 6.47 ist der polarisations-optisch erweiterte Iterative Fourier Transform Algorithmus zur Optimierung von Hologrammen dargestellt. Trotz der Erweiterung ist selbst die Optimierung von großen Hologrammen noch relativ schnell ausführbar. So benötigt die Optimierung eines Hologramms mit 1920x1200 Pixeln, 256 Graustufen und 200 Iterationsschritten ca. 2h.

### 6.8.3. Hologramm-Optimierung unter Berücksichtigung der Modulator-Aberrationen

Die Form der verschiedenen Schichten des Modulators führen in der Regel zusätzliche Aberrationen in das optische System ein. Den größten Beitrag liefert hierbei im Falle reflektiver Displays die Spiegelfläche. Durch die eingebrachten Aberrationen wird die Qualität der Rekonstruktion verschlechtert. Bei genauer Kenntnis der Aberrationen können diese aber ebenfalls bei der Optimierung der Hologramme berücksichtigt und so ausgeglichen werden. Soll nur der durch die Oberflächenform eingeführte Effekt berücksichtigt werden, reicht es aus, die Form, dargestellt durch einen Phasenterm, von der in das Display eingeschriebenen gewünschten Phase zu subtrahieren. Um dies zu erreichen, muss die Form des Modulators gemessen oder durch ein anderes Verfahren ermittelt werden (z.B. Optimierung des Strehl-Verhältnisses eines Spots [85]). Die Optimierung des Strehl-Verhältnisses kann dabei z.B. durch die Variation von

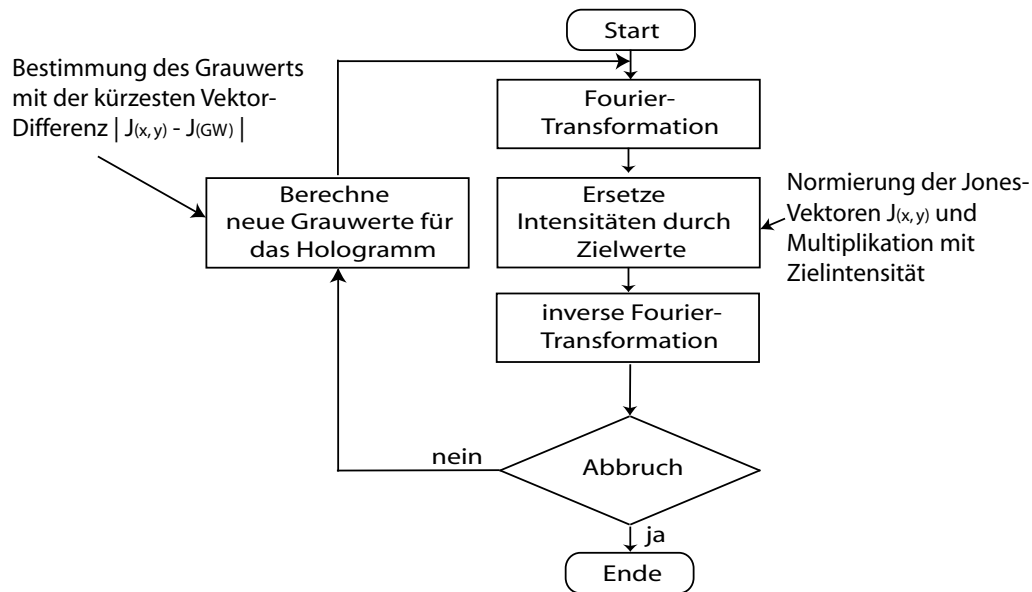


Abbildung 6.47.: Schema der IFT-Algorithmus mit der Erweiterung durch den Jones-Calculus.

Zernike Koeffizienten erfolgen.

Für die beiden vorgestellten Optimierungsverfahren muss die Berücksichtigung der Modulator-Aberrationen auf verschiedene Weise vorgenommen werden. Generell wird die Oberflächenform bei der Simulation der Hologramm-Rekonstruktion durch einen zusätzlichen Phasenterm, der zu der Beleuchtungswellenfront addiert wird, berücksichtigt. Dadurch werden in der Rekonstruktion die durch die Oberfläche hervorgerufenen Aberrationen sichtbar. Bei der Hologramm-Optimierung mittels DBS wird die Form bereits automatisch bei der Optimierung berücksichtigt.

Im Fall des bevorzugt eingesetzten IFT-Algorithmus reicht die einfache Addition des Phasenfehlers jedoch nicht aus. Soll bei diesem Verfahren der Phasenfehler bei der Optimierung berücksichtigt werden, kann dieser vor der Neuberechnung der Grauwerte von den durch die Optimierung berechneten und in das Pixel einzuschreibenden Phasenwerten abgezogen werden, siehe Abbildung 6.48. Durch diese Methode lassen sich nicht nur infolge der Oberflächenform eingeführte Aberrationen korrigieren, sondern alle im optischen System enthaltenen Abbildungsfehler.

#### 6.8.4. Messung der Beugungseffizienz mit optimierten Hologrammen

Die in den vorangegangenen Abschnitten vorgestellten erweiterten Hologramm-Optimierungsverfahren wurden durch Messungen verifiziert. Dazu wurden verschiedene Hologramme mit den beiden Verfahren optimiert und rekonstruiert. Die gemessenen Beugungseffizienzen wurden mit denen von nicht optimierten Hologrammen verglichen. Außerdem wurde die Gesamtef-

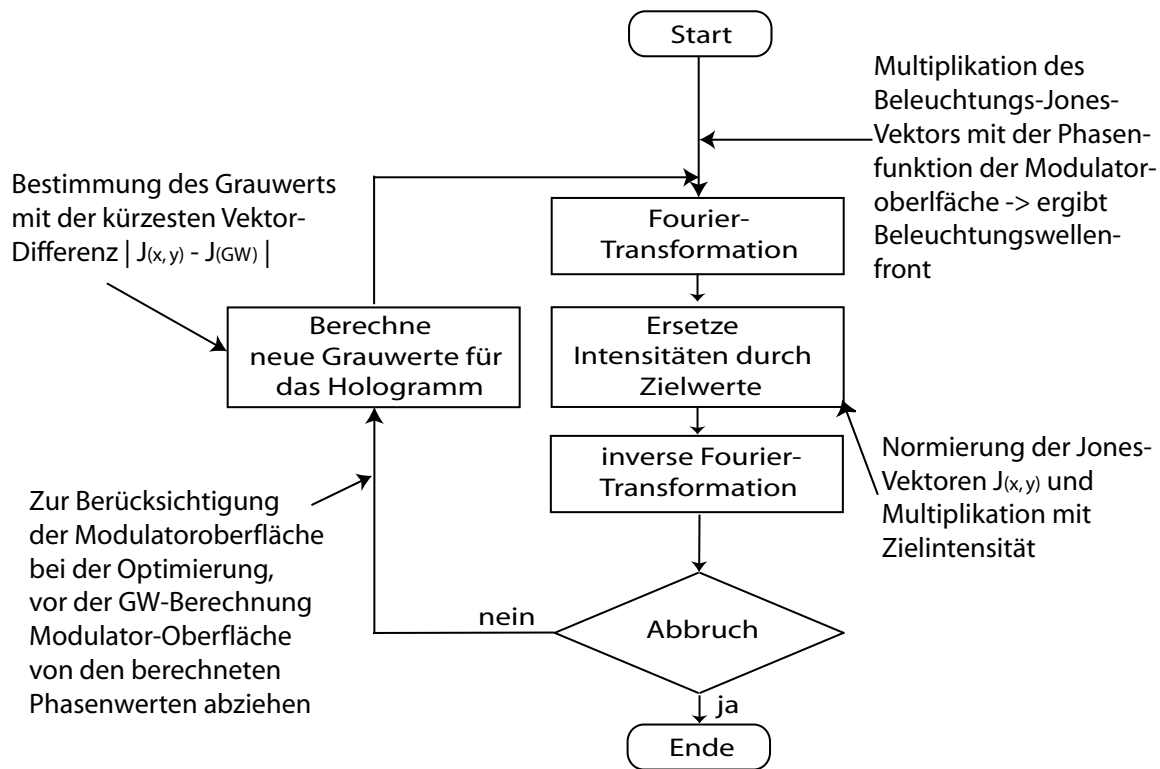


Abbildung 6.48.: Schema IFT-Algorithmus mit der Erweiterung durch den Jones-Formalismus und unter Berücksichtigung der Modulator-Oberfläche.

fizienz dreier ausgewählter Aufbauten ermittelt. Es wurden Messungen mit den folgenden fünf Systemen durchgeführt, die sich nur durch die polarisationsoptischen Eigenschaften unterscheiden:

1. Polarisator:  $39^\circ$ , keine  $\lambda/4$ -Platten, kein Analysator,
2. Polarisator:  $39^\circ$ , keine  $\lambda/4$ -Platten, Analysator  $123^\circ$ , nicht lineare  $2\pi$ -Phasenschiebung,
3. Polarisator:  $129^\circ$ , keine  $\lambda/4$ -Platten, kein Analysator,
4. Polarisator:  $129^\circ$ , keine  $\lambda/4$ -Platten, Analysator  $33^\circ$ , lineare  $2\pi$ -Phasenschiebung, geringe Amplitudenmodulation,
5. Polarisator:  $129^\circ$ ,  $\lambda/4$ -Platte vor dem Display:  $55^\circ$ ,  $\lambda/4$ -Platte nach dem Display  $44^\circ$ , Analysator  $33^\circ$ , lineare  $1,9\pi$ -Phasenschiebung, sehr geringe Amplitudenmodulation.

Die Gesamttransmission wurde aus dem Verhältnis der über die Intensität hinter dem Analysator bzw. in dem System ohne Analysator, direkt nach dem Display gemessen. Dabei war in das Display jeweils der Grauwert 0 eingeschrieben. Zum Vergleich der drei Systeme sind die Werte relativ zum maximal gemessenen Wert angegeben, siehe Tabelle 6.5.

Aufbau	relative Transmission
Polarisator $129^\circ$ , keine $\lambda/4$ -Platte, kein Analysator (Referenzwert)	100,0%
Polarisator $129^\circ$ , Analysator $33^\circ$	71,8%
Polarisator $129^\circ$ , $\lambda/4$ -Platte $55^\circ$ , $\lambda/4$ -Platte $44^\circ$ , Analysator $33^\circ$	59,2%

Tabelle 6.5.: Relative Transmissionen der Aufbauten mit und ohne  $\lambda/4$ -Platten, bzw. Analysator.

Der Vorteil des Systems ohne Analysator beträgt bei dieser Messung „nur“ ca. 30%. Allerdings muss berücksichtigt werden, dass für die Messung der Grauwert 0 in das Display eingeschrieben wurde. Dies ist bei dieser Konfiguration das Maximum an Transmission, siehe Abb. 6.26. Nimmt man den auftretenden minimalen Transmissionswert, so ist der Vorteil des Systems ohne Analysator um den Kontrast, der sich aus der maximalen und minimalen Amplitude der Kennlinie ergibt, höher und es bleibt eine Transmission von ca. 28%. Wie sich dies auf die Gesamttransmission eines Hologramms auswirkt, hängt von der konkreten Grauwertverteilung im Hologramm ab und lässt sich nicht allgemein angeben. Sowohl aus Gründen der Lichteffizienz als auch der generellen Einsparung optischer Komponenten (Vorteile beim Preis, der Komplexität des optischen Systems, der Quelle von Aberrationen, Reflexionen und der Verschmutzungsgefahr) ist daher eine Optimierung von Hologrammen ohne einen Analysator



bei Anwendungen interessant. Es wurden Messungen mit verschiedenen Systemen mit jeweils zwei unterschiedlichen Hologrammen durchgeführt. Zum einen wurde der Beugungswirkungsgrad des Hologramms eines verschobenen Punktes (Hologramm entsprach in diesem Fall einem Blazed-Gitter) und zum anderen die Rekonstruktion des Instituts-Logos (ITO-Logo, siehe Abb. 6.49) untersucht. Das ITO-Logo wurde gewählt, da es zu einem deutlich komplexeren Hologramm führt als das Hologramm eines Punktes. Zusätzlich erfolgte eine qualitative Bewertung der Hologramm-Rekonstruktionen. Dabei wurden die Homogenität der Intensitätsverteilung, das Rauschen und die Steilheit scharfer Kanten im Bild untersucht.

Die Kombinationen aus experimentellem Aufbau (optimiert und nicht optimiert) und Hologrammberechnung (optimiert und nicht optimiert) wurden so gewählt, um hauptsächlich drei wesentliche Vergleiche vornehmen zu können:

- Vergleich von optimiertem und nicht optimiertem Hologramm bei optimiertem Aufbau (PM-Mode),
- Vergleich zwischen der DBS-Optimierung und der IFTA-Optimierung sowie
- Vergleich von optimiertem und nicht optimiertem Hologramm bei nicht optimiertem Aufbau (PM-Mode, nicht lineare Phasenschiebung, leicht erhöhter Kontrast).

Für die Messungen mit dem Blazed-Gitter sind die Ergebnisse in Form einer Tabelle angegeben (s. Tab. 6.6). Für die Messungen mit dem ITO-Logo sind noch zusätzlich die mit einer Kamera aufgenommenen Rekonstruktionen sowie die digital simulierten Rekonstruktionen dargestellt, siehe Abb. 6.49. Die angegebenen Beugungswirkungsgrade wurden wie folgt berechnet: Im Falle des Blazed-Gitters wurde der Quotient aus der Intensität der gewünschten Beugungsordnung (+1. / -1. Beugungsordnung) und der verbleibenden Intensität der 0. Beugungsordnung plus der gewünschten Ordnung gebildet. Die Berechnung wurde auf diese Weise durchgeführt, da durch die noch vorhandene Amplitudenmodulation die Wahl des Referenzgrauwertes in jedem anderen Fall einen entscheidenden Einfluss auf das Ergebnis hätte. Der Nachteil dieser Methode besteht darin, dass zusätzliche höhere Beugungsordnungen sowie die virtuellen Bilder der Rekonstruktionen unberücksichtigt bleiben. Im Falle des ITO-Logos wurde zur Bestimmung des Beugungswirkungsgrades die Intensität der 0. Ordnung mit der Intensität hinter dem Display ohne eingeschriebenes Hologramm (im Display wurde überall der Grauwert 0 gesetzt) verglichen. Der dadurch berechnete BWG ist in diesem Fall zu niedrig, da das Hologramm über die +1. und -1. Beugungsordnung rekonstruiert wurde und die Intensität der 0. Ordnung ebenfalls Teil des Hologramms war. Auf Grund der hohen Dynamik des rekonstruierten Hologramms sowie der Komplexität der Form lässt sich keine einfache Messung der über die Fläche der Rekonstruktion verteilten Intensität durchführen. In Tabelle 6.6 sind die Ergebnisse der Beugungswirkungsgrad-Messungen mit einem Blazed-Gitter zusammengefasst. Da zwischen den Messungen mit und ohne Optimierung für die beiden untersuchten Systeme

mit einem Polarisatorwinkel von  $129^\circ$  und einem Analysatorwinkel von  $33^\circ$  – und einmal noch mit zusätzlichen  $\lambda/4$ -Platten – kein signifikanter Unterschied zwischen der Rekonstruktion der optimierten und der nicht optimierten Hologramme festgestellt werden konnte, wurden noch weitere Messungen mit einem Polarisatorwinkel von  $39^\circ$  durchgeführt. Bei diesem, aus polarisationsoptischer Sicht nicht optimalen System, konnte die Funktion der Optimierung eindeutig gezeigt werden. Daraufhin wurden die Ergebnisse der zuerst genannten Systeme mit Hilfe des erstellten Simulations-Tools untersucht und es wurde festgestellt, dass in der Simulation ebenfalls nur ein sehr geringer Unterschied von ca. 3% im Beugungswirkungsgrad zwischen den optimierten und nicht optimierten Hologrammen auftritt. Abbildung 6.49 (a) zeigt das für die

Pol [°]	$\lambda/4$ -Pol [°]	$\lambda/4$ -Ana [°]	Ana [°]	Optimierung	BWG [%]
39	-	-	-	-	20,0
39	-	-	-	IFTA	52,7
39	-	-	123	-	44,1
39	-	-	123	IFTA	58,1
129	-	-	-	-	67,3
129	-	-	-	IFTA	65,0
129	-	-	33	-	69,6
129	-	-	33	IFTA	69,2
129	55	44	33	-	74,1
129	55	44	33	IFTA	75,5

Tabelle 6.6.: Beugungswirkungsgrade mit einem in das LCD eingeschriebenen Blazed-Gitter bei verschiedenen Polarisator- und Analysatorkombinationen jeweils gemessen sowohl mit einem optimierten als auch einem nicht optimierten Hologramm.

Hologramm-Optimierung verwendete ITO-Logo. Die Bilder 6.49 (b) bis (h) zeigen die Rekonstruktion bei den verschiedenen Modi. Es ist für einen Polarisatorwinkel von  $39^\circ$  einmal ohne und einmal mit Analysator ( $123^\circ$ ) die Rekonstruktion des mittels DBS und des mittels IFTA optimierten Hologramms abgebildet. Es kann kaum ein Unterschied zwischen den beiden verschiedenen Optimierungen festgestellt werden. Die Rekonstruktionen bei den nicht optimalen Einstellungen (Polarisatorwinkel  $39^\circ$ ) sind in keinem Fall so gut wie die bei den optimierten Einstellungen. Der maximal erreichte Beugungswirkungsgrad bei den nicht optimalen Einstellungen beträgt 58,1% und der maximal erreichte bei den optimierten Einstellungen 75,5% (s. Tabelle 6.6). Die Ergebnisse spiegeln sich auch in den gemessenen Beugungswirkungsgraden wieder (s. Tabelle 6.7). Wobei diese, wie bereits beschrieben, nur einen Anhaltspunkt geben, da der Wirkungsgrad bei dieser Art von Rekonstruktionen schwer zu messen ist. Neben dem Beugungswirkungsgrad lässt sich mit der hier vorgestellten Jones-Matrix-Methode auch die Qualität der optischen Rekonstruktion gut simulieren. Abbildung 6.50 zeigt die simulierte und gemessene Rekonstruktion des ITO-Logos. Sowohl die sehr starke 0. Beugungsordnung, die

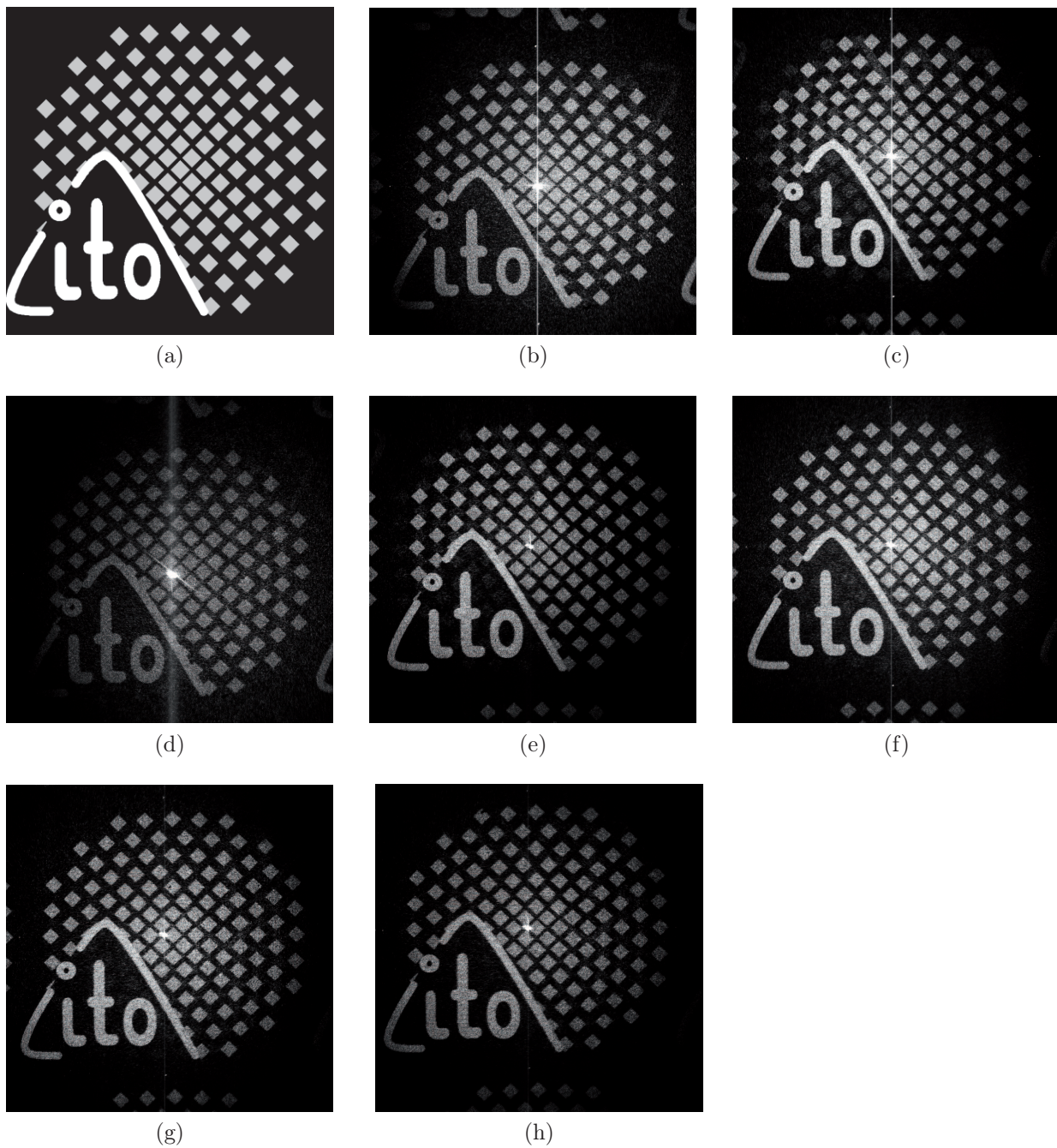


Abbildung 6.49.:

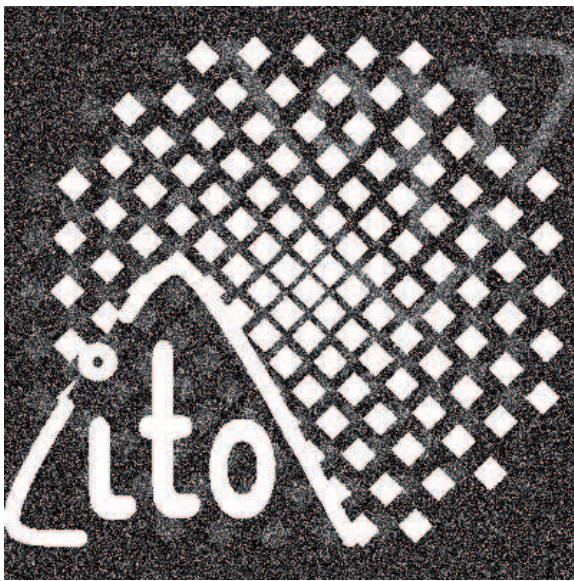
- (a) Bild des ITO-Logos;
- (b) - (h) optische Rekonstruktionen des ITO-Logos mit:
  - (b) Pol  $39^\circ$ , kein Ana, DBS;
  - (c) Pol  $39^\circ$ , kein Ana, IFTA;
  - (d) Pol  $39^\circ$ , Ana  $123^\circ$ , DBS;
  - (e) Pol  $39^\circ$ , Ana  $123^\circ$ , IFTA;
  - (f) Pol  $129^\circ$ , kein Ana;
  - (g) Pol  $129^\circ$ , Ana  $33^\circ$ , IFTA;
  - (h) Pol  $129^\circ$ ,  $\lambda/4$ -Pol  $55^\circ$ ,  $\lambda/4$ -Ana  $44^\circ$ , Ana  $33^\circ$ , IFTA.



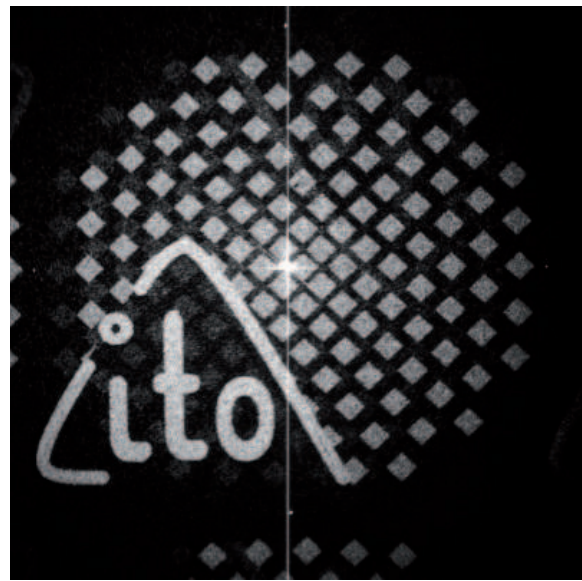
Pol [°]	$\lambda/4$ -Pol [°]	$\lambda/4$ -Ana [°]	Ana [°]	Optimierungs-Algorithmus	BWG [%]
39	-	-	-	DBS	78,2
39	-	-	-	IFTA	77,2
39	-	-	123	DBS	90,9
39	-	-	123	IFTA	90,1
129	-	-	-	DBS	85,8
129	-	-	-	IFTA	86,0

Tabelle 6.7.: „Beugungswirkungsgrade“ des rekonstruierten ITO-Logos bei verschiedenen Polarisator- und Analysatorkombinationen, Vergleich der Ergebnisse der DBS- und der IFTA-Optimierung.

hier bei der digitalen Rekonstruktion unterdrückt wurde, um die Details besser zu visualisieren, wie auch die -1. Beugungsordnung werden qualitativ gut wiedergegeben. Dies zeigt die gute Übereinstimmung der Simulation mit den Messergebnissen.



(a)



(b)

Abbildung 6.50.:

- (a) Digitale Rekonstruktion des ITO-Logos,
- (b) optische Rekonstruktion des ITO-Logos.

## 7. Zusammenfassung und Ausblick

Auf Grund der steigenden Zahl an optischen Systemen, in denen eine aktive Wellenfrontformung durchgeführt wird, ist ein genaues Verständnis und eine zuverlässige Methodik zur Charakterisierung der eingesetzten Elemente unerlässlich. In dieser Arbeit wurden die wichtigsten Parameter, die beim Einsatz derartiger Elemente berücksichtigt werden müssen, untersucht. Wegen der weiten Verbreitung der Flüssigkristallmodulatoren und deren spezieller Eigenschaften lag ein Schwerpunkt der Arbeit auf der Erarbeitung und Qualifizierung von Messverfahren zur Charakterisierung dieser Elemente. Hierzu wurde eine Methode zur Messung der Jones-Matrix optischer Elemente präsentiert, die nicht auf vorgegebene Modelle der Elemente begrenzt ist. Die in der Arbeit vorgestellten Verfahren wurden an relevanten Beispielen überprüft und konnten erfolgreich eingesetzt werden.

Anhand von Simulationsrechnungen wurden die aus den Messverfahren abgeleiteten Modulatordaten hinsichtlich ihres Einflusses auf die in der optischen Messtechnik sehr wichtige Kenngröße der Beugungseffizienz untersucht. Anschließend wurden diese Modulatordaten genutzt, um die Parameter der eingesetzten Modulatoren durch den Einsatz zusätzlicher polarisationsoptischer Elemente optimal auszunutzen. Ein weiterer Aspekt der Arbeit stand unter der Motivation, eine maximale Lichteffizienz des eingesetzten Gesamtsystems zur Wellenfrontformung, bestehend aus den eingesetzten Polarisatoren,  $\lambda/4$ -Platten und dem eigentlichen Modulator, zu erreichen. Dafür wurden die bekannten Methoden zur Optimierung von Hologrammen um den Jones-Formalismus erweitert. Diese Kombination ermöglicht es, Hologramme ohne den Einsatz eines linearen Polarisators am Ausgang des Systems zu optimieren. Dadurch lässt sich die Lichteffizienz des Gesamtsystems erheblich steigern. Außerdem tritt keine Amplitudenmodulation auf, welche im Falle eines Interferometers durch eine Anpassung der Intensität der Referenzwelle ausgeglichen werden muss, um einen maximalen Interferenzkontrast zu erreichen.

Durch die eingeführte Methodik zur Hologrammoptimierung entsteht der Bedarf nach einer neuen Art der Kennlinienoptimierung, welche einen hohen Interferenzkontrast auch ohne den Einsatz eines linearen Analysators ermöglicht. Darüber hinaus ist auch die Berücksichtigung weiterer optischer Elemente wie z.B. Strahlteilerwürfel möglich. Neben der hier vorgestellten Optimierung der Amplitudenverteilung wäre zukünftig für einige Anwendungen noch zu klären, ob es mit dem neuen Ansatz möglich ist, auch eine Phasenverteilung zu optimieren. Dabei

ist davon auszugehen, dass die Phase unter Berücksichtigung der Polarisation eine nichtlineare Größe ist und neben der Phase auch immer noch der mit der Polarisation variierende Interferenzkontrast beachtet werden muss. Darüber hinaus stellt sich die Frage, welchen Einfluss eine Polarisationsänderung durch ein Messobjekt, z.B. in der digitalen Holografie, auf den Prozess der Hologramm-Aufnahme und der -Rekonstruktion sowie den Vergleich verschiedener Objekte hat. Durch die Auswertung der Polarisationsparameter in der digitalen Holografie könnten so z.B. weitere Information über das Messobjekt gewonnen werden.

Für den Einsatz der Elemente zur Wellenfrontformung in einer optischen Pinzette wird durch den neuen Ansatz eine freiere Einstellung der Polarisationsparameter in der Ebene der optischen Fallen möglich, was eine Optimierung des Fallenpotenzials, welches ebenfalls von der Polarisation abhängig ist, möglich macht. Hierbei ist noch zu klären, ob eine Optimierung der Polarisation auch direkt durch den Modulator möglich ist, oder ob hierfür weitere Polarisationsselemente benötigt werden. Jedoch ist diese Optimierung durch den Einsatz hochaperturiger Mikroskopobjektive nicht trivial und erfordert ebenfalls deren Berücksichtigung und Modellierung, z.B. durch die entsprechenden Jones-Pupillen.

Die hier vorgestellte Arbeit stellt somit die Grundlagen für weitere interessante Anwendungen von SLMs in verschiedenen Bereichen, sowie deren optimale Parametrierung auch in bereits bestehenden Aufbauten zur Verfügung.

# A. Berechnung der Jones-Matrix-Parameter bei Verwendung eines Strahlteilers

Durch Multiplikation der Jones-Matrizen aller zu berücksichtigenden optischen Elemente erhält man das, zur Berechnung der Elemente der Jones-Matrix des LCDs, zu lösende lineare Gleichungssystem:

$$\overline{\overline{J}}_{gesamt} = \overline{\overline{J}}_{BS180} \overline{\overline{J}}_{LCD} \overline{\overline{J}}_{BS90} \quad (\text{A.1})$$

mit:

- $\overline{\overline{J}}_{BS180}$  Jones-Matrix des Strahlteilers bei geradem Durchgang,
- $\overline{\overline{J}}_{BS90}$  Jones-Matrix des Strahlteilers bei 90° Umlenkung,
- $\overline{\overline{J}}_{LCD}$  Jones-Matrix des LCDs.

$$\overline{\overline{J}}_{gemessen} = \overline{\overline{J}}_{gesamt} \quad (\text{A.2})$$

$$\begin{pmatrix} J_{gem, 11} & J_{gem, 12} \\ J_{gem, 21} & J_{gem, 22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} J_{BS180, 11} & J_{BS180, 12} \\ J_{BS180, 21} & J_{BS180, 22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_{11} & J_{12} \\ J_{21} & J_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_{BS90, 11} & J_{BS90, 12} \\ J_{BS90, 21} & J_{BS90, 22} \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

$$= \begin{pmatrix} (J_{BS180, 11}J_{11} + J_{BS180, 21}J_{12})J_{BS90, 11} + (J_{BS180, 11}J_{21} + J_{BS180, 21}J_{22})J_{BS90, 12} \\ (J_{BS180, 12}J_{11} + J_{BS180, 22}J_{12})J_{BS90, 11} + (J_{BS180, 12}J_{21} + J_{BS180, 22}J_{22})J_{BS90, 12} \\ (J_{BS180, 11}J_{11} + J_{BS180, 21}J_{12})J_{BS90, 21} + (J_{BS180, 11}J_{21} + J_{BS180, 21}J_{22})J_{BS90, 22} \\ (J_{BS180, 12}J_{11} + J_{BS180, 22}J_{12})J_{BS90, 21} + (J_{BS180, 12}J_{21} + J_{BS180, 22}J_{22})J_{BS90, 22} \end{pmatrix}. \quad (\text{A.4})$$

Die Lösung des linearen Gleichungssystems ergibt sich dann zu:

$$\rightarrow J_{11} = (-J_{gem, 12}J_{BS90, 12}J_{BS180, 21} - J_{gem, 21}J_{BS90, 22}J_{BS180, 21})$$

$$\begin{aligned}
 & + J_{gem, 22} J_{BS90, 12} J_{BS180, 21} + J_{gem, 11} J_{BS90, 22} J_{BS180, 22} \quad (A.5) \\
 & / \left( -J_{BS90, 21} J_{BS90, 12} J_{BS180, 11} J_{BS180, 22} + J_{BS90, 21} J_{BS90, 22} J_{BS180, 12} J_{BS180, 21} \right. \\
 & \left. - J_{BS90, 11} J_{BS90, 22} J_{BS180, 12} J_{BS180, 21} + J_{BS90, 11} J_{BS90, 22} J_{BS180, 11} J_{BS180, 22} \right)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \rightarrow J_{12} & = \left( -J_{gem, 21} J_{BS90, 22} J_{BS180, 11} - J_{gem, 22} J_{BS90, 12} J_{BS180, 11} \right. \\
 & \left. + J_{gem, 11} J_{BS90, 22} J_{BS180, 12} + J_{gem, 12} J_{BS90, 12} J_{BS180, 12} \right) \quad (A.6) \\
 & / \left( -J_{BS90, 21} J_{BS90, 12} J_{BS180, 11} J_{BS180, 22} + J_{BS90, 21} J_{BS90, 22} J_{BS180, 12} J_{BS180, 21} \right. \\
 & \left. - J_{BS90, 11} J_{BS90, 22} J_{BS180, 12} J_{BS180, 21} + J_{BS90, 11} J_{BS90, 22} J_{BS180, 11} J_{BS180, 22} \right)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \rightarrow J_{21} & = \left( -J_{gem, 22} J_{BS90, 11} J_{BS180, 21} - J_{gem, 12} J_{BS90, 11} J_{BS180, 22} \right. \\
 & \left. + J_{gem, 21} J_{BS90, 21} J_{BS180, 21} + J_{gem, 11} J_{BS90, 21} J_{BS180, 22} \right) \quad (A.7) \\
 & / \left( -J_{BS90, 21} J_{BS90, 12} J_{BS180, 11} J_{BS180, 22} + J_{BS90, 21} J_{BS90, 22} J_{BS180, 12} J_{BS180, 21} \right. \\
 & \left. - J_{BS90, 11} J_{BS90, 22} J_{BS180, 12} J_{BS180, 21} + J_{BS90, 11} J_{BS90, 22} J_{BS180, 11} J_{BS180, 22} \right)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \rightarrow J_{22} & = \left( -J_{gem, 21} J_{BS90, 21} J_{BS180, 11} - J_{gem, 11} J_{BS90, 21} J_{BS180, 12} \right. \\
 & \left. + J_{gem, 12} J_{BS90, 11} J_{BS180, 12} + J_{gem, 22} J_{BS90, 11} J_{BS180, 11} \right) \quad (A.8) \\
 & / \left( -J_{BS90, 21} J_{BS90, 12} J_{BS180, 11} J_{BS180, 22} + J_{BS90, 21} J_{BS90, 22} J_{BS180, 12} J_{BS180, 21} \right. \\
 & \left. - J_{BS90, 11} J_{BS90, 22} J_{BS180, 12} J_{BS180, 21} + J_{BS90, 11} J_{BS90, 22} J_{BS180, 11} J_{BS180, 22} \right) .
 \end{aligned}$$



## B. Daten und Beschreibung der eingesetzten Modulatoren

### B.1. Holoeeye LCR-3000

Der Holoeeye LCR-3000-Modulator ist ein von der Firma Three-Five-Systems hergestelltes Developer Kit. Der Modulator wurde für Rückprojektions-Fernsehsysteme entwickelt, bei denen drei LCDs an dem Controller zur Anzeige der drei Farben verwendet werden. Die einzelnen LCDs haben eine Auflösung von 1920x1200 Pixeln (WUXGA-Auflösung) und eine Twisted-Nematische Flüssigkristallschicht. Die quadratischen Pixel haben einen Pixelpitch von  $9,5 \mu\text{m}$ . Über die serielle Schnittstelle kann per Software die Gammakurve der drei Farbkanäle im Controller geändert werden. Dadurch ist z.B. eine einfache Linearisierung der Phasenkennlinie möglich. Die Ansteuerung der Displays erfolgt über den Controller, der die Bildsignale einer digitalen Grafikkarte umsetzt. Dies ermöglicht die vergleichsweise einfache Integration in bestehende Messsysteme, da nur eine zusätzliche Grafikkarte in den Rechner eingebaut werden muss. Abbildung B.1 zeigt das Bild eines LCR-3000-LCDs.



Abbildung B.1.: Bild des Holoeeye LCR-3000-Displays.

### B.2. Holoeeye LCR-2500

Das LCR-2500-System von der Firma Holoeeye ist ein von Philips hergestelltes Developer Kit. Dies System ist ebenfalls für die Entwicklung von Rückprojektions-Fernsehsystemen und Projektoren gedacht. An den Controller können drei LCDs angeschlossen werden. Die LCDs haben eine Auflösung von 1024x768 Pixeln (XGA-Auflösung) und einen Pixelpitch von  $19 \mu\text{m}$ . Die

Pixel sind wie beim LCR-3000 System quadratisch. Es wird auch hier eine Twisted-Nematische Flüssigkristallschicht verwendet. Abbildung B.2 zeigt das Bild eines LCR-2500-LCDs.

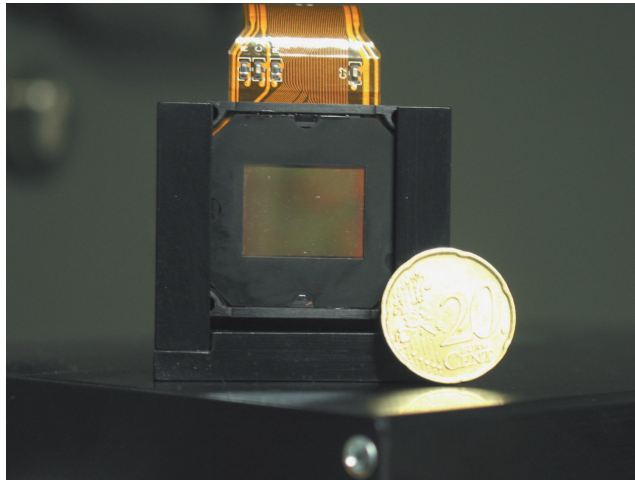


Abbildung B.2.: Bild des Holoeye LCR-2500-Displays.

### B.3. Holoeye HEO 1080P

Der HEO 1080p-Modulator ist ein auf der Backplane des WUXGA-Displays von der Firma Three-Five-Systems basierender Phase-Only-Modulator. Die LC-Schicht in diesem Modulator ist planar-nematisch, wodurch eine quasi reine Phasenmodulation erreicht wird. Das Deckglas wurde speziell für den infraroten Wellenlängenbereich entspiegelt, wodurch allerdings ein Einsatz des Modulators im sichtbaren Spektrum praktisch nicht möglich ist. Die Pixelgröße ist wie beim LCR-3000-System s. B.1  $9,5 \mu m$ . Die Ansteuerung des Modulators bietet die gleichen Einstellmöglichkeiten wie der bereits beschriebene LCR-3000-Modulator.

# Literaturverzeichnis

- [1] AZZAM, R.M.A. ; BASHARA, N.M.: *Ellipsometry and polarized light*. Amsterdam [u.a.] : North-Holland publishing company, 1977
- [2] BABA, N. ; MURAKAMI, N. ; ISHIGAKI, T.: Nulling interferometry by use of geometric phase. In: *Optics Letters* 26 (2001), Nr. 15, S. 1167–1169
- [3] BADER, G. ; BÜRKLE, R. ; LUEDER, E. ; FRUEHAUF, N. ; ZEILE, C.: Fast and accurate techniques for measuring the complex transmittance of liquid crystal valves. In: *Proceedings of the SPIE* 3015 (1997), S. 93–104
- [4] BERGER, R. ; KAUFFMANN, J. ; KERWIEN, N. ; OSTEN, W. ; TIZIANI, H.J.: Rigorose Beugungssimulation: Ein Vergleich zwischen RCWA, FDTD und der Finiten Elemente Methode. In: *DGaO-Proceedings* (2004)
- [5] BERRY, M. V.: The adiabatic phase and Pancharatnam's phase for polarized light. In: *Journal of Modern Optics* 34 (1987), Nr. 11, S. 1401–1407
- [6] BIRCH, P. ; YOUNG, R. ; CHATWIN, C. ; FARSARI, M. ; BUDGETT, D. ; RICHARDSON, J.: Fully complex optical modulation with an analogue ferroelectric liquid crystal spatial light modulator. In: *Optics Communications* 175 (2000), S. 347–352
- [7] BLEHA, WP. ; LIPTON, LT ; WIENER-AVNEAR, E ; GRINBERG, J ; REIF, PG ; CASASCENT, D ; BROWN, HB ; MARKEVITCH, BV: Application of the liquid crystal light valve to real-time optical data processing. In: *Optical Engineering* 17 (1978), Nr. 4, S. 371–384
- [8] BOMZON, Z. ; KLEINER, V. ; HASMAN, E.: Pancharatnam-Berry phase in space-variant polarization-state manipulations with subwavelength gratings. In: *Optics Letters* 26 (2001), September, Nr. 18, S. 1424–1427
- [9] BORN, Max ; WOLF, Emil: *Principles of Optics*. 7. Auflage. Cambridge : Cambridge University Press, 2003
- [10] BOSTON MICROMACHINES CORPORATION: *Deformable Mirrors*. <http://www.bostonmicromachines.com/products.html>. zuletzt besucht: 19.12.2006

- [11] BOULDER NONLINEAR SYSTEMS: *X/Y-Phasemodulators*.  
<http://www.bnonlinear.com/products/XYphase/XYphase.htm>. zuletzt besucht  
03.09.2007
- [12] BRONSTEIN ; SEMENDJAJEW ; MUSIL ; MÜHLIG: *Taschenbuch der Mathematik*. 4.  
Auflage. Frankfurt am Main : Harri Deutsch Verlag, 1999
- [13] BROUSSEAU, Christian: *Fundamentals of polarized light, a statistical approach*. New  
York [u. a.] : Wiley, 1998
- [14] BRUNING, J.H. ; HERIOTT, D.R. ; GALLAGHER, J.E. ; ROSENFELD, D.P. ; WHITE,  
A.D. ; BRANGACCIO, D.J.: Digital Wavefront Measuring Interferometer for Testing  
Optical Surfaces and Lenses. In: *Applied Optics* 13 (1974), Nr. 11, S. 2693–2703
- [15] BRYNGDAHL, O. ; WYROWSKI, F.: Digital Holography: Computer-generated Holograms.  
In: *Progress in Optics* 28 (1990), S. 3
- [16] CHAN, T. ; FORD, J.: Retroreflecting Optical Modulator Using an MEMS Deformable  
Micromirror Array. In: *Journal of Lightwave Technology* 24 (2006), Nr. 1, S. 516–525
- [17] COLLIER ; BUCKHARDT ; LIN: *Optical Holography*. London : Academic Press Inc., 1971
- [18] COLLINS, D. R. ; SAMSELL, J. B. ; HORNBECK, L. J. ; FLORENCE, J. M. ; PENZ,  
P. A. ; GATELY, M. T.: Deformable mirror device spatial light modulators and their  
applicability to optical neural networks. In: *Applied Optics* 28 (1989), Nr. 22, S. 4900–  
4907
- [19] CORLE, T. (Hrsg.) ; KINO, G. (Hrsg.): *Confocal scanning optical microscopy and related  
systems*. Academic Press, San Diego, 1996
- [20] CREATH, K.: Step height measurement using two-wavelength phase-shifting interfero-  
metry. In: *Applied Optics* 26 (1987), Nr. 14, S. 2810–2816
- [21] DAVIS, Jeffrey A. ; MORENO, Ignacio ; TSAI, Philbert: Polarization eigenstates for  
twisted-nematic liquid-crystal displays. In: *Applied Optics* 37 (1998), Nr. 5, S. 937–945
- [22] DUECK, G. ; SCHEUER, T.: Threshold Accepting: A general purpose optimization supe-  
rior to simulated annealing. In: *Journal of Computational Physics* 90 (1990), S. 161
- [23] FLEXIBLE OPTICAL B.V.: *Deformable Mirrors*. <http://www.okotech.com/mirrors/>.  
zuletzt besucht am 19.12.2006
- [24] FOURTH DIMENSION DISPLAYS: *Ferroelectric Liquid Crystal Displays*.  
<http://www.crlopto.com/>. zuletzt besucht 03.09.2007

- [25] FRANCKH, S. ; LEONHARDT, K.: Mesure et calcul de la phase et du contraste des franges d'interférences a deux ondes en fonction de l'état de polarisation de la lumière incidente. In: *Nouvelle Revue d'Optique* 4 (1972), Nr. 5, S. 257–266
- [26] FRAUNHOFER INSTITUT FÜR PHOTONISCHE MIKROKRISTALLE (FHG IMPS): *Spatial Light Modulators*. <http://www.ipms.fraunhofer.de/de/products/lightmodulator.shtml>. zuletzt besucht am 19.12.2006
- [27] FREUDE, Wolfgang ; GRAU, Gerhard K.: Rayleigh-Sommerfeld and Helmholtz-Kirchhoff Integrals: Application to the Scalar and Vectorial Theory of Wave Propagation and Diffraction. In: *Journal of Lightwave Technology* 13 (1995), S. 24–32
- [28] GARIBYAN, G.V. ; KOMPANETS, I.N. ; PARFYONOV, A.V. ; PILIPETSJY, N.F. ; SHKUNOV, V.V. ; SUDARKIN, A.N. ; SUKHOV, A.V. ; TABIRYAN, N.V. ; VASILIEV, A.A. ; ZEL'DOVICH, B.Ya.: Optical phase conjugates by microwatt power of reference waves via liquid crystal light valve. In: *Optics Communications* 38 (1981), Nr. 1, S. 67–70
- [29] GHIGLIA, Dennis C. ; PRITT, Mark D.: *Two-dimensional phaseunwrapping: theory, algorithms and software*. New York ; Chichester [u.a.] : Wiley, 1998
- [30] GILLET, J. N. ; SHENG, Y.: Computer-generated holograms with polygonal aperture layouts optimized by genetic algorithm. In: *Applied Optics* 42 (2003), S. 4156–4165
- [31] GONÇALVES, Luiz ; ROBERGE, Danny ; SHENG, Yunlong: Programmable optical phase-mostly holograms with coupled-mode modulation liquid-crystal television. In: *Applied Optics* 34 (1995), Nr. 11, S. 1944–1950
- [32] GOODMAN, Joseph W.: *Introduction to Fourier Optics*. New York [u.a.]: Mc Grawhill, 1996
- [33] HAIST, T. ; ZWICK, S. ; WARBER, M. ; OSTEN, W.: Spatial Light Modulators-Versatile Tools for Holography. In: *Journal of Holography and Speckle* 3 (2006), Nr. 2, S. 1–12
- [34] HARIHARAN, P. ; MUJUMDAR, Sushil ; RAMACHANDRAN, Hema: A simple demonstration of the Pancharatnam phase as a geometric phase. In: *Journal of Modern Optics* 46 (1999), Nr. 9, S. 1443–1446
- [35] HECHT, E.: *Optik*. 4 überarbeitete Auflage. Wien - München: Oldenbourg, 2005
- [36] HILAIRE, Pierre S. ; BENTON, Stephen A. ; LUCENTE, Mark: Synthetic aperture holography: a novel approach to three-dimensional displays. In: *Journal of the Optical Society of America A* 9 (1992), Nr. 11, S. 1969–1977

- [37] HILS, Bernhard ; DULTZ, Wolfgang ; MARTIENSSEN, Werner: Nonlinearity of Pancharatnam's geometric phase in polarizing interferometers. In: *Physical Review E* 60 (1999), Nr. 2, S. 2322–2329
- [38] HÄNSCH, T.W.: *Internetauftritt T. W. Hänsch*. <http://www.mpg.de/~haensch/-comb/prosa/prosa.html>. zuletzt besucht 8.12.2006
- [39] HOLOEYE PHOTONICS AG: *LCOS-Displays*. <http://www.holoeye.com/>. zuletzt besucht 03.09.2007
- [40] HUNTLEY, J.M.: Letters to the editor: Noise-immune phase unwrapping algorithm. In: *Applied Optics* 28 (1989), August, Nr. 15, S. 3268–3294
- [41] JALKIO, J. A. ; KIM, R. ; STEVEN, K. C.: Three dimensional inspection using multistripe structured light. In: *Optical Engineering* 24 (1985), Nr. 6, S. 966–974
- [42] JOENATHAN, C. ; BAILEY, H.: Speckle interferometry with temporal phase evaluation: Optimization of imaging aperture for in-plane displacement. In: *Optik* 112 (2001), Nr. 9, S. 421–426
- [43] JOHANSSON, M. ; BENGTTSSON, J.: Robust design method for highly efficient beam-shaping diffractive optical elements using an iterative Fourier-transform algorithm with soft operations. In: *Journal of Modern Optics* 47 (2000), S. 1385–1398
- [44] JONES, Clark: A new calculus for the treatment of optical systems IV. In: *Journal of the optical society of America A* 31 (1942), Nr. 8, S. 488
- [45] KAUFFMANN, J. ; BADER, J. ; KERWIEN, N. ; OSTEN, W. ; TIZIANI, H.J.: Polarisation Measurements on Diffractometry for optical Nanostructures. In: *Nanofair 2005 New Ideas for Industry, VDI-Bericht* 1920 (2005)
- [46] KAUFFMANN, J. ; TIZIANI, H.J.: Temporal Speckle Pattern Interferometry for Vibration Measurements. In: *Proc. SPIE* 4827 (2002), S. 133–136
- [47] KERWIEN, N. ; KAUFFMANN, J. ; MEINING, S. ; OSTEN, W. ; TIZIANI, H.J.: Polarisationsmikroskopie im DUV. In: *Proceedings der DGAO* (2004)
- [48] KERWIEN, N. ; ROSENTHAL, E. ; TOTZECK, M. ; TIZIANI, W. ; OSTEN, H.: Mueller matrix microscopy for high-resolution inspection of 2D-microstructures. In: *EOS Topical Meeting Advanced imaging Techniques* (2003)
- [49] KOHLER, C. ; SCHWAB, X. ; OSTEN, W.: Optimally tuned spatial light modulators for digital holography. In: *Applied Optics* 45 (2006), Nr. 5, S. 960–967



- 
- [50] KREIS, Thomas: *Holographic Interferometry: principles and methods*. 1. Auflage. Berlin : Akademie Verlag, 1996
- [51] LEE, H. ; MILLER, M. H. ; BIFANO, T. G.: CMOS chip planarization by chemical mechanical polishing for a vertically stacked metal MEMS integration. In: *Institute of Physics Publishing* 14 (2004), S. 108–115
- [52] LEONHARDT, K.: The Interference of Two Obliquely Intersectiong Beams. In: *Optik* 41 (1974), Nr. 3, S. 344–350
- [53] LEONHARDT, K.: Zerlegung der Kontrastformel der Zweistrahlinterferometrie in einen intensitäts- und einen polarisationsbedingten Faktor. In: *Optik* 43 (1975), Nr. 5, S. 509–514
- [54] LEONHARDT, K.: Optical topometry of surfaces with locally changing materials, layers and contaminations Part2: Fringe projection topometry. In: *Journal of Modern Optics* 52 (2005), S. 1367–1384
- [55] LEONHARDT, K. ; DROSTE, U. ; TIZIANI, H.J.: Microshape and rough-surface analysis by fringe projection. In: *Applied Optics* 33 (1994), Nr. 31, S. 7477–7488
- [56] LEONHARDT, K. ; DROSTE, U. ; TIZIANI, H.J.: Topometry for locally changing materials. In: *Optics Letters* 23 (1998), Nr. 22, S. 1772–1774
- [57] LEONHARDT, K. ; TIZIANI, H.J.: Optical topometry of surfaces with locally changing materials, layers and contaminations. Part 1: Topographic methods, based on two-beam interferometry. In: *Journal of Modern Optics* 46 (1999), S. 101–114
- [58] LEONHARDT, Klaus: *Kontrast, Helligkeit und Streifenversetzung in Interferometern mit unterschiedlich polarisierten Teilstrahlen*, Institut für Technische Optik, Universität Stuttgart, Dissertation, 1972
- [59] LI, Qu ; GONG, Lifu ; GAO, Yihe ; CHEN, Yingli: Experimental observation of the nonlinearity of the Pancharatnam phase with a Michelson interferometer. In: *Optics Communications* (1999), October, Nr. 169, S. 17–22
- [60] LIESENER, J.: *Zum Einsatz räumlicher Lichtmodulatoren in der interferometrischen Wellenfrontmesstechnik*, Institut für Technische Optik, Universität Stuttgart, Dissertation, 2007
- [61] LIESENER, J. ; REICHERTER, M. ; HAIST, T. ; TIZIANI, H. J.: Multi-functional optical tweezers using computer-generated holograms. In: *Optics Communications* 185 (2000), S. 77–82

- [62] LIU, J. S. ; TAGHIZADEH, M. R.: Automatic symmetrical iterative Fourier-transform algorithm for the design of diffractive optical elements for highly precise laser beam shaping. In: *Journal of Modern Optics* 53 (2006), S. 461–471
- [63] LOVE, G. D.: The unbounded nature of geometrical and dynamical phases in polarization optics. In: *Optics Communications* 131 (1996), S. 236–240
- [64] LUEDER, Ernst: *Liquid Crystal Displays*. New York ; Chichester ; Weinheim [u.a.] : Wiley, 2001
- [65] MALACARA, D. (Hrsg.): *Optical Shop Testing. 2*. New York : John Wiley & Sons, 1992
- [66] MARQUET, Pierre ; RAPPAZ, Benjamin ; MAGISTRETTI, Pierre J. ; CUCHE, Etienne ; EMERY, Yves ; COLOMB, Tristan ; DEUPEURSINGE, Christian: Digital holographic microscopy: a noninvasive contrast imaging technique allowing quantitative visualization of living cells with subwavelength axial accuracy. In: *Optics Letters* 30 (2005), Nr. 5, S. 468–470
- [67] MERCK: *Flüssigkristalle für Aktivmatrix Bildschirme*. Firmenschrift. 2005
- [68] MERCK: Licristal (Liquid Crystals from Merck) / Merck KGaA. 2005. – Forschungsbericht
- [69] MEYBERG ; VACHENAUER: *Höhere Mathematik I*. 4. Auflage. Berlin ; Heidelberg [u.a.] : Springer, 1997
- [70] MICHELSON, Albert A. ; MORLEY, Edward W.: On the relative motion of the Earth and the Luminiferous Ether. In: *American Journal of Science* XXXIV (1887), S. 333–346
- [71] MINSKY, M.: Microscopy apparatus. In: *United States Patent 3,013,467* (1961)
- [72] MITTRAPIYANURUK, P.: *A Memo on How to Use the Levenberg-Marquardt Algorithm for Refining Camera Calibration Parameters*. [web.ics.purdue.edu/~mitrapiy/ECE661/HW5\\_LM\\_handout.pdf](http://web.ics.purdue.edu/~mitrapiy/ECE661/HW5_LM_handout.pdf). zuletzt besucht 04.09.2007
- [73] MOHARAM, M. G. ; POMMET, Drew A. ; GRANN, Eric B.: Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach. In: *Journal of the Optical Society of America A* 12 (1995), S. 1077–1086
- [74] MORENO, Ignacio ; FERNÁNDEZ-POUSA, Carlos R. ; DAVIS, Jeffrey A. ; FRANICH, David J.: Polarization eigenvectors for reflective twisted nematic liquid crystal displays. In: *Optical Engineering* 40 (2001), Nr. 10, S. 2220–2226



- [75] MORENO, Ignacio ; IEMMI, Claudio ; CAMPOS, Juan ; YZUEL, María J.: Binary polarization pupil filter: Theoretical analysis and experimental realization with a liquid crystal display. In: *Optics Communications* 264 (2005), S. 63–69
- [76] MÁRQUEZ, A. ; CAZORLA, C. ; M. J., Yzuel ; CAMPOS, J.: Characterization of the retardance of a wave plate to increase the robustness of amplitude-only modulations of a liquid crystal display. In: *Journal of Modern Optics* 10 (2005), S. 633–650
- [77] MÁRQUEZ, A. ; IEMMI, C. ; MORENO, I. ; J. A., Davis ; CAMPOS, J. ; M. J., Yzuel: Quantative predict of the modulation behavior of twisted nematic liquid crystal displays based on a simple physical model. In: *Optical Engineering* 40 (2001), S. 2558–2564
- [78] NEUMANN, D. B.: Comparative holography. In: *Technical Digest of the Topical Meeting on Hologram Interferometry and Speckle Metrology (Optical Society of America)* (1980), Nr. MB2-1
- [79] NUMERICAL RECEIPIES IN C: *Numerical receipies in C*.  
<http://www.nrbook.com/a/bookcpdf.php>. zuletzt besucht: 04.09.2007
- [80] OSTEN, W.: Holography and virtual 3D-testing. In: *Proceedings of the International Berlin Workshop HoloMet 2000* 14 (2000), S. 14–17
- [81] OSTEN, W.: Active metrology by digital holography. In: *Proc. SPIE* 4933 (2003), S. 96–110
- [82] OSTEN, W. ; BAUMBACH, T. ; JÜPTNER, W.: Comparative digital holography. In: *Optics Letters* 27 (2002), Nr. 20, S. 1764–1766
- [83] OSTEN, W. ; BAUMBACH, T. ; SEEBACHER, S. ; JÜPTNER, W.: Remote shape control by comparative digital holography. In: *Proc. of Fringe 2001* (2001), S. 373–382
- [84] PEDRINI, G. ; TIZIANI, H.J.: Double pulse-electronic speckle interferometry (DP-ESPI). In: *Proceedings of the 11. International Congress LASER '93*, Springer Verlag, 1993
- [85] PEDROTTI, F. ; PEDROTTI, L. ; BAUSCH, W. ; SCHMIDT, H.: *Optik für Ingenieure*. 2. Auflage. Berlin : Springer, 2002
- [86] PERREAULT, J. ; BIFANO, T.: High-Resoultion Wavefront Control Using Micromirror Arrays. In: *Solid-State Sensor, Actuator and Microsystems Workshop* 06-10 June (2004), S. 83–86
- [87] PESIC, Peter: *Abels Beweis*. 1. Auflage. Berlin : Springer, 2005

- [88] PEZZANITI, J. L. ; CHIPMAN, R. A.: Phase-only modulation of a twisted nematic liquid-crystal TV by use of the eigenpolarization states. In: *Optics Letters* 18 (1993), Nr. 18, S. 1567–1569
- [89] PROLL, K.: *Optische Topometrie mit räumlichen Lichtmodulatoren*, Institut für Technische Optik, Universität Stuttgart, Dissertation, 2004
- [90] PROLL, K.-P. ; KOHLER, C. ; BAUMBACH, T. ; OSTEN, W. ; OSTEN, S. ; GRUBER, H. ; LANGNER, A. ; WERNICKE, G.: Optical characterization of liquid-crystal-on-silicon displays. In: *Proceedings of the SPIE* 5457 (2004), S. 632–642
- [91] PRUSS, C. ; TIZIANI, H.J.: Dynamic null lens for aspheric testing using a membrane mirror. In: *Optics Communications* 233 (2004), S. 15–19
- [92] REICHERTER, M. ; ZWICK, S. ; HAIST, T. ; KOHLER, C. ; TIZIANI, H. J. ; OSTEN, W.: Fast digital hologram generation and adaptive force measurement in liquid-crystal-display-based holographic tweezers. In: *Applied Optics* 45 (2006), Nr. 5, S. 888–896
- [93] REYNOLDS, George O. (Hrsg.) ; DEVELIS, John B. (Hrsg.) ; JR., George B. P. (Hrsg.) ; THOMPSON, Brian J. (Hrsg.): *The New Physical Optics Notebook: Tutorials in Fourier Optics*. Bellingham, Wash. : SPIE-International Society for Optical Engineering (April 1989), 1998
- [94] SCHMIT, J. ; CREATH, K.: Window function influence on phase error in phase-shifting algorithms. In: *Applied Optics* 35 (1996), Nr. 28, S. 5642–5649
- [95] SCHMITZER, H. ; KLEIN, S. ; DULTZ, W.: Nonlinearity of Pancharatnam's topological phase. In: *Physical Review Letters* 71 (1993), September, Nr. 10, S. 1530–1533
- [96] SCHNARS, U.: Direct phase determination in hologram interferometry with use of digitally recorded holograms. In: *Journal of the Optical Society of America A* 11 (1994), S. 2011–2015
- [97] SCHWIDER, J. ; BUROW, R. ; ELSSNER, K.-E. ; GRZANNA, J. ; SPOLACZYK, R. ; MERKEL, K.: Digital wave-front measuring interferometry: some systematic error sources. In: *Applied Optics* 22 (1983), Nr. 21, S. 3421–3432
- [98] SEITZ, K.: *Lasergestütztes Triangulations-Messverfahren*, Institut für Technische Optik, Universität Stuttgart, Dissertation, 1991
- [99] SELDOWITZ, M. A. ; ALLEBACH, J. P. ; SWEENEY, D. W.: Synthesis of digital holograms by direct binary search. In: *Applied Optics* 26 (1987), S. 2788

- [100] SON, Jung-Young ; SHESTAK, Sergey A. ; EPIKHIN, Viacheslav M. ; CHUN, Joo-Hwan ; KIM, Sung-Kyu: Multichannel accousto-optic Bragg cell for real-time electroholography. In: *Applied Optics* 38 (1999), Nr. 14, S. 3101–3104
- [101] STALLINGA, S.: Equivalent retarder approach to reflective liquid crystal displays. In: *Journal of Applied Physics* 86 (1999), Nr. 9, S. 4756–4766
- [102] SUTKOWSKI, M. ; KUJAWINSKA, M.: Application of liquid crystal (LC) devices for Optoelectronic reconstruction of digitally stored holograms. In: *Optics in Lasers and Engineering* 33 (2000), S. 191–201
- [103] TAKEDA, M. ; INA, H. ; KOBAYASHI, S.: Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry. In: *Journal of the Optical Society of America* 72 (1982), Nr. 1, S. 156–160
- [104] TEXAS INSTRUMENTS: *Digital Light Processing*. <http://www.dlp.com/tech/what.aspx>. zuletzt besucht 03.09.2007
- [105] TUDELA, R. ; MARTIN-BADOSA, E. ; LABASTIDA, I. ; VALLMITJANA, S. ; A.CARNICER: Wavefront reconstruction by adding the modulation capabilities of two liquid crystal devices. In: *Optical Engineering* 43 (2004), S. 2650–2657
- [106] TUDELA, R. ; MARTIN-BADOSA, E. ; LABASTIDA, I. ; VALLMITJANA, S. ; JUVELLS, I. ; CANICER, A.: Full complex Fresnel holograms displayed on liquid crystal devices. In: *Journal of Optics A - Pure and Applied Optics* 5 (2003), S. 189–194
- [107] UDEM, TH. ; REICHERT, J. ; HOLZWARTH, R. ; HÄNSCH, T.W.: Absolute Optical Frequency Measurement of the Cesium D1 Line with a Mode-Locked Laser. In: *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999), S. 3568–3571
- [108] UHDE, H.: *Chromatische Höhenbestimmung mit dem konfokalen Mikroskop*, Institut für Technische Optik, Universität Stuttgart, Dissertation, 1992
- [109] WAGNER, C. ; SEEBACHER, S. ; OSTEN, W. ; JÜPTNER, W.: Digital recording and numerical reconstruction of lensless Fourier holograms in optical metrology. In: *Applied Optics* 38 (1999), Nr. 22, S. 4812–4820
- [110] WU, Shin-Tson ; YANG, Deng-Ke: *Reflective Liquid Crystal Displays*. Wiley SID, 2001
- [111] WYANT, James C.: Use of an ac heterodyne lateral shear interferometer with real-time wavefront correction systems. In: *Applied Optics* 14 (1975), November, Nr. 11, S. 2622–2626

- [112] WYANT, J.C. ; OREB, B.F. ; HARIHARAN, P.: Testing aspherics using two-wavelength holography: use of digital electronic techniques. In: *Applied Optics* 23 (1984), November, Nr. 22, S. 4020–4023
- [113] WYROWSKI, F. ; BRYNGDAHL, O.: Iterative Fourier-transform algorithm applied to computer holography. In: *Journal of the Optical Society of America A* 5 (1988), Nr. 7, S. 1058–1065
- [114] YAMAGUCHI, I. ; ZHANG, T.: Phase-shifting digital holography. In: *Optics Letters* 22 (1997), S. 1268–1270
- [115] YAMAUCHI, M.: Jones-matrix models for twisted-nematic liquid-crystal devices. In: *Applied Optics* 44 (2005), Nr. 21, S. 4484–4493
- [116] YANG, P. ; HU, S. J. ; CHEN, S. Q. ; YANG, W. ; XU, B. ; JIANG, W. H.: Research on the Phase Aberration Correction with a Deformable Mirror Controlled by a Genetic Algorithm. In: *Journal of Physics* 48 (2006), S. 1017–1024
- [117] YASUNO, Y. ; MAKITA, S. ; YATAGAI, T. ; WIESENDANGER, T. ; RUPRECHT, A. ; TIZIANI, H.J.: Non-mechanically-axial-scanning confocal microscope using adaptive mirror switching. In: *Optics Express* 11 (2003), Nr. 1, S. 54–60
- [118] YOSHIKAWA, N. ; ITOH, M. ; YATAGAI, T.: Quantized phase optimization of two dimensional Fourier kinoforms by a genetic algorithm. In: *Optics Letters* 20 (1995), S. 752–754
- [119] YOSHIKAWA, N. ; YATAGAI, T.: Phase optimization of a kinoform using simulated annealing. In: *Applied Optics* 33 (1994), S. 863–868
- [120] ZHANG, Zheng ; LU, Guowen ; YU, Francis T. S.: Simple method for measuring phase modulation in liquid crystal televisions. In: *Optical Engineering* 33 (1994), September, Nr. 9, S. 3018–3022
- [121] ZHIBING, Ge ; WU, Thomas X. ; ZHU, Xinyu ; WU, Shin-Tson: Reflective liquid-crystal displays with asymmetric incident and exit angles. In: *Journal of the Optical Society of America A* 22 (2005), Nr. 5, S. 966–977
- [122] ZHU, Xinyu ; HONG, Qi ; HUANG, Yuhua ; WU, Shin-Tson: Eigenmodes of a reflective twisted-nematic liquid-crystal cell. In: *Journal of Applied Physics* 94 (2003), Nr. 5

# Lebenslauf

Christian Kohler, geboren am 17. April 1978 in Heilbronn-Neckargartach

Sep. 1984 bis Juni 1988	Grundschule Schwaigern
Aug. 1988 bis Juni 1997	Gymnasium Eppingen
Juli 1997 bis April 1998	Grundwehrdienst
Okt. 1998 bis Okt. 2003	Maschinenbaustudium an der Universität Stuttgart, Abschluss als Diplom-Ingenieur
Nov. 2003 bis April 2009	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Technische Optik
seit Mai 2009	Feodor Lynen-Forschungsstipendium für Postdoktoranden der Alexander von Humboldt Stiftung in Florianópolis, Brasilien

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die diese Arbeit überhaupt erst möglich gemacht haben: Herrn Prof. Osten für die Betreuung meiner Arbeit, sowie Herr Prof. Frühauf für die Übernahme des Mitberichts und die wertvollen Verbesserungsvorschläge. Herrn Xavier Schwab für die sehr gute Zusammenarbeit in vielen verschiedenen Projekten, den Herren Dr. Tobias Haist und Dr. Norbert Kerwien, die immer die Zeit für fachliche Diskussionen und gute Ratschläge gefunden haben. Der 3DO Gruppe, besonders den Herrn Lyda und Fleischle für das überaus angenehme Büroklima und dem immer vorhandenen Kaffee sowie Frau Lyda für die Versorgung mit Kuchen. Natürlich auch den Technikern Herrn Schoder, Knoll und Lorenz für die zeitnahe und kompetente Lösung sämtlicher mechanischer, elektrischer und sonstiger Probleme.

Der deutschen Forschungsgemeinschaft für die Förderung der Forschungsarbeiten und zu guter Letzt meiner Familie, speziell meinen Eltern Antje und Ulfried Kohler und allen anderen Leuten, die mich immer wieder für meine Arbeit motivieren konnten, besonders sind hier zu nennen: Sebastian Dolch, Lars Aldinger, Anna-Katharina Wittenstein, Philipp Riffelmacher, der Familie Woick sowie insbesondere Herr Prof. Tiziani, der mich durch seine Begeisterung überhaupt erst zur Wahl der „Technischen Optik“ als Vertiefungsrichtung in meinem Studium bewogen hat.

ISBN 978-3-923560-61-5